

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

**ISLOM KARIMOV NOMIDAGI
TOSHKENT DAVLAT TEXNIKA UNIVERSITETI**

SH.M.SHAKIROV

**QATTIQ JISMLAR
FIZIKASI VA KIMYOSINING
MAXSUS QISMLARI**

DARSLIK

**Toshkent davlat texnika universiteti Kengashi tomonidan
darslik sifatida tavsiya etilgan**

**Toshkent
“Ma’rifat”
2023**

UO‘K: 539.2(075)

KBK: 22.37ya7

Sh 19

**Shakirov Sh. M. Qattiq jismlar fizikasi va kimyosining maxsus qismlari.
Darslik. –T.: “Ma’rifat”, 2023. 268 bet.**

Darslik texnika oliy o‘quv yurtlarining “Qattiq jismlar fizikasi va kimyosining maxsus qismlari” kursi materiallarining to‘liq o‘z ichiga qamrab oladi. Darslikda: atom strukturasi, qattiq jismlarda atomlararo bog‘lanishlar, qattiq jismlarning kristall strukturasi, kristall panjaradagi nuqsonlar, qattiq jismlarda diffuziya hodisasi, qattiq jismlarning mexanik xossalari, faza yoki holat diagrammalar va hajmiy nanokristall strukturaga ega bo‘lgan materiallar boblari yoritib berilgan.

Darslik “60720600- Materialshunoslik va yangi materiallar texnologiyasi” va unga turdosh bo‘lgan oliy ta’lim yo‘nalishlari talabalari uchun mo‘ljallangan, shuningdek, soha mutaxasislari ham foydalanishlari mumkin.

Данный учебник полностью охватывает материалы курса «Специальные части физики и химии твердого тела» технических вузов. В учебнике рассматриваются: атомная структура, межатомные связи в твердых телах, кристаллическая структура твердых тел, дефектов в кристаллической решетке, явление диффузии в твердых телах, механические свойства твердых тел, фазовые диаграммы или диаграммы состояний, а также материалы с объемной нанокристаллической структурой.

Учебник «60720600-Материаловедение и технология новых материалов» предназначен для студентов смежных с ним направлений высшего образования, а также может быть использован специалистами в данной области.

This textbook covers the full content of the materials of the "Special parts of Solid state physics and chemistry" course of higher educational institutions. The textbook covers chapters on atomic structure, interatomic bonds in solids, crystal structure of solids, defects in the crystal lattice, diffusion phenomena in solids, mechanical properties of solids, phase or state diagrams, and materials with volumetric nanocrystalline structure.

Textbook "60720600- Material science and technology of new materials" is intended for students of higher education fields related to it, and can also be used by specialists in the field.

UO‘K: 539.2(075)

KBK: 22.37ya7

Sh 19

Taqrizchilar:

Karimov E.E. – “O‘ZGARISHAGROTA’MINOT” MCHJ bosh direktori,
texnika fanlari nomzodi

Karimov Sh.A. – “Materialshunoslik” kafedrasi professori, texnika fanlari
nomzodi

ISBN: 978-9943-9433-1-5

© “Ma’rifat” nashriyoti, Toshkent, 2023 y.

SO‘Z BOSHI

Mazkur darslikni yozishda O‘zbekiston Respublikasi Prezidentining “O‘zbekiston Respublikasi oliy ta’lim tizimini 2030 yilgacha rivojlantirish konsepsiyasini tasdiqlash to‘g‘risida”gi 2019 yil 8 oktyabrdagi PF-5847 sonli farmoni hamda O‘zbekiston Respublikasi Prezidenti Administratsiyasining 2020 yil 9 yanvardagi RA1/1-20 sonli topshirig‘ida belgilangan vazifalari asos qilib olingan. “Qattiq jismlar fizikasi va kimyosining maxsus qismlari” deb nomlanuvchi ushbu darslik TDTU bakalavriat ta’lim yo‘nalishlarining “Qattiq jismlar fizikasi va kimyosining maxsus qismlari” fan dasturini qamrab olgan bo‘lib, darslik hozirgi iqtisodiy sharoitda talabalar uchun ham nazariy, ham amaliy qo‘llanma bo‘la oladi. Zarur boshlang‘ich fizikaviy, kimyoviy va matematik bilimlarga ega bo‘lgan talaba uchun darslikda keltirilgan amaliy masalalarni tushunish qiyinchilik tug‘dirmaydi. Asosiy maqsadimiz talaba uchun faqat matn tushunarli bo‘lib qolmasdan, kitobdan olgan bilimlarini amaliyotda qo‘llay bilishiga erishishdir.

Ushbu kitob yordamida talaba o‘rgangan bilimlarini tekshirib ko‘rishi va bu bilan o‘z-o‘zini baholashi, kitobni o‘qib zavq olishi, Vatanga bo‘lgan muhabbati yanada mustahkamlanishi, yanada ko‘proq ilm izlashga intilishi kerak. Ana shundagina maqsadimizga erishgan bo‘lamiz. “Qattiq jismlar fizikasi va kimyosining maxsus qismlari” fani bo‘yicha zamonaviy axborot texnologiyalari asosidagi animatsiyalar, grafik materiallar, diagramma va jadvallar yordamida talabaning tasavvurini boyitishga hamda fanga qiziqtirishga urindik. “Qattiq jismlar fizikasi va kimyosining maxsus qismlari” fanini o‘qitish doirasida talabalarning turli saviyada bo‘lishlarini ham inobatga oldik. Ayniqsa, oliy ta’lim muassasalarida kredit ta’lim tizimiga o‘tilishi masofaviy ta’limni tashkil etishni ham nazarda tutadi, shu nuqtai nazardan mavzularni yoritishda tushunchalarni soddadan murakkabga, osondan qiyinga tamoyiliga amal qildik.

Darslikni yozishda UrDU dagi 6 yillik hamda TDTU dagi 20 yillik ilmiy pedagogik faoliyatimizda orttirgan tajribamizga suyandik. Ushbu kitobni o‘rganib, o‘zining tanqidiy fikr va mulohazalarini bildiradigan barcha ilm kishilariga oldindan o‘z minnatdorchiligimizni bildiramiz.

1 BOB. ELEMENTLARNING ATOM STRUKTURASI

Nima uchun atomlar strukturasi o'rganamiz?

Moddalarning fizika-kimyoviy xossalari – ularni tashkil etuvchi zarrachalarning xossasi bilan bevosita bog'liq. Moddalar esa o'z navbatida bitta yoki bir nechta turdagi zarrachalardan tashkil topgan bo'lishi mumkin. Ularga molekula, atom yoki ion deyiladi. Ko'p hollarda modda bitta turdagi zarrachadan tashkil topgan bo'ladi, bunda ular asosan atomlardan tashkil topgan deyiladi. Demak, moddalarning xossalari ularni tashkil etuvchi zarrachalarning fizika-kimyoviy xossalari bilan bevosita bog'liq ekan. Elementlarning xossalari esa ularni tashkil etuvchi atomlarning struktura tuzilishiga bog'liq bo'ladi. Uni o'rganish orqali biz elementlarni yoki turli elementlar sistemasidan tashkil topgan qattiq jismlarni unga mos keluvchi ekspluatatsion sharoitlarda qo'llash sohalarini oldindan rejalashtirish yoki loyihalash imkoniyatiga ega bo'lishimiz mumkin.

1.1. Elementlarning atom tuzilishi (strukturasi)

Moddalar atomlari juda kichik bo'lib, ular oddiy mikroskop ostida ko'rinmaydigan zarrachalardir¹. Atomlar sferasimon shaklga ega bo'ladi desak, unda shu sferaning radiusi taxminan 10^{-10} metr ga, ya'ni metrning o'n milliarddan bir bo'lagiga teng bo'ladi. Atom bunchalik kichik zarracha bo'lishiga qaramasdan, u juda murakkab tuzilgan. Hozirgacha atomlarning 200 ga yaqin turi o'rganilgan. Shunisi qiziqki, atomlar hech qachon kimyoviy reaksiya natijasida boshqa turdagi atomlarga aylanmaydi. Bu esa quyidagi xulosani keltirib chiqaradi – ***atomlar moddaning kimyoviy jihatdan bo'linmaydigan eng kichik zarrachalaridir.*** Ammo atomlar yadroviy reaksiyalar natijasida bir turdan ikkinchi tur atomlarga aylanishi mumkin.

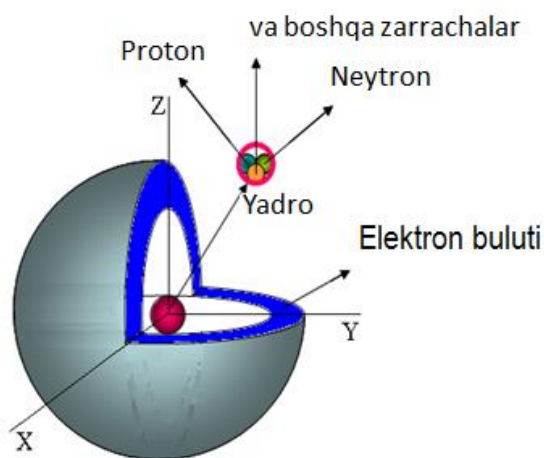
Har qanday atom yana bir qator turli zarrachalardan tashkil topgan. Atom markazi yadroga ega bo'lib, u atom hajmining yuz mingdan bir ($\frac{1}{100000}$) ulushini tashkil etadi. Atom yadrosi o'z navbatida proton, neytron va yana boshqa turdagi zarrachalardan tashkil topgan (1.1 – rasm).

¹ Hozirgi vaqtda kuchli elektron mikroskoplar yordamida ayrim elementlar atomlarining tasvirini olishga erishilgan.

Proton lotincha p harfi bilan belgilanadi. Uning massasi atom massasining birligida qabul qilingan bo‘lib, 1 ga teng. Protonning haqiqiy massasi esa taxminan $1,67 \cdot 10^{-27}$ kilogrammga teng. Proton massadan tashqari yana +1 nisbiy zaryadga ham ega, umumiy holda u p_1^{+1} shaklda yoziladi. Protonning haqiqiy zaryad miqdori $1,60 \cdot 10^{-19}$ Kulonga teng.

Neytron lotincha n harfi bilan belgilanadi. Uning massasi atom massasining birligida qabul qilingan bo‘lib, 1 ga teng. Neytronning haqiqiy massasi taxminan protonnikiga teng. Neytron protondan farqli o‘laroq, zaryadga ega emas va umumiy holda n_1^0 shaklda yoziladi.

Elektron lotincha e harfi bilan belgilanadi. Elektronning haqiqiy massasi juda kichik, masalan, elektronning massasi proton massasidan 1840 marta kichik va $11 \cdot 10^{-31}$ kilogrammni tashkil etadi. Shuning uchun atom massasini hisoblaganda elektronning massasi inobatga olinmaydi. Elektronning nisbiy zaryadi -1 ga teng. Umumiy holda elektron e^{-1} deb belgilanadi.



1.1 – rasm. Atomning tarkibiy qismlari²

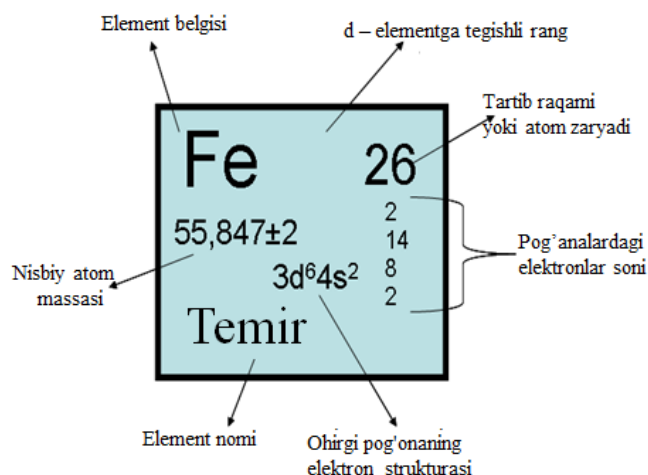
Demak, atom strukturasi bu - ***atomni tashkil etuvchi zarrachalarning turlari, ularning soni, zaryadi, massasi, elektronlarni energetik jihatdan yadroga nisbatan joylashish tartibi va ularni yadro atrofida harakatlanish usullari haqidagi ma’lumotlarni o‘zida mujassam etgan tushuncha.***

Har qanday element o‘zining atom raqami Z , nisbiy yadro massasi A va atom elektron strukturasi bilan tavsiflanadi. Elektr jihatidan betaraf

² Atomning tuzilishi atomning to‘liq modelini o‘zida aks etgan zamonaviy qarashlar asosida tasvirlangan.

(neytral) atomlarning yoki butun atomning Z raqami undagi elektronlar soniga teng. Tabiatda uchraydigan barcha atomlarning raqami vodorodda 1 dan boshlanib, juda og‘ir element uranda 92 gacha o‘zgaradi. Bu ma’lumotlar D.I.Mendeleyevning elementlar davriy sistemasi jadvalida aks ettirilgan (1.2 – rasm).

Har qanday atomning **nisbiy atomar massasi** A uning yadrosini hosil qiluvchi proton va neytronlar massasining yig‘indisiga teng. Har bir kimyoviy elementda protonlarning p soni bir xil, ammo neytronlarning n soni har xil bo‘lishi mumkin. Bir xil elementga tegishli bo‘lgan atomlar bir-biridan faqat neytronlar soni bilan farq qiladigan bo‘lsa, ularga shu elementning **izotoplari** deyiladi. Barcha kimyoviy elementlarning atom massasi shu elementga tegishli bo‘lgan barcha izotoplarning atomar massa yig‘indisining o‘rtacha olingan qiymatiga teng. Atom massasini belgilash uchun nisbiy atom massa birligi tushunchasi kiritilgan bo‘lib, u (nam) tarzida belgilanadi. Bu belgilash quyida keltirilgan holda hosil bo‘lgan. Bitta atom massa birligi $1/12$ tabiatda keng tarqalgan 12 atom massasiga teng bo‘lgan ^{12}C uglerod izotopiga teng.



1.2 – rasm. Davriy jadvaldagi temir elementining atomi haqidagi ma’lumot

Bunday holatda proton va neytronning massasi birdan kattaroq qiymatga ega:

$$A = Z + N \quad (1.1)$$

Elementning yoki kimyoviy birikmaning atom og‘irligi eam birligida bitta atomga yoki (molekulaga) mol moddaga nisbatan aniqlanadi. Bitta mol modda $6,0221 \cdot 10^{23}$ (Avagadro soni) dona atom yoki molekuladan

tashkil topgan bo‘ladi. Yuqorida ko‘rib chiqilgan birliklar bir-biri bilan uzviy bog‘liq:

$$1 \text{ eam/atom (yoki molekula)} = 1 \text{ g/mol}$$

Misol uchun, temirning atom massasini yaxlitlasak, u 55,85 eam/atom yoki 55,85 g/mol ga teng bo‘ladi. Ba’zi hollarda eam/atom (molekula) birligida ishlash qulay bo‘lsa, ko‘p hollarda g/mol (yoki kg/mol) birliklarda ishlash qulay. Bizning darsligimizda atomar yoki molekulyar massalar oxirgi ko‘rsatilgan o‘lcham birligida berib boriladi.

1.1 - muammoli vazifa va uning yechimi

Vazifa: Seriy elementining o‘rtacha nisbiy atom massasini aniqlang.

Seriy elementining to‘rtta izotopi bo‘lib, ular tabiatda quyidagicha tarqalgan:

- 0,185% miqdorda, atom massasi 135,907 g/mol bo‘lgan ^{136}Ce ;
- 0,251% miqdorda, atom massasi 137,906 g/mol bo‘lgan ^{138}Ce ;
- 88,450% miqdorda, atom massasi 139,905 g/mol bo‘lgan ^{140}Ce va
- 11,114% miqdorda, atom massasi 141,909 g/mol bo‘lgan ^{142}Ce .

Seriyning o‘rtacha atom massasini hisoblang.

Yechish: Har qanday elementning atom massasi shu elementlar izotopi atom massasining ulushlaridan kelib chiqqan holda aniqlanadi:

$$\overline{A_M} = \sum_i f_{im} A_{im} \quad (1.2)$$

bunda: f_{im} – M elementga tegishli bo‘lgan izotopning tabiatda tarqalish miqdori, %; A_{im} – izotopga tegishli bo‘lgan atom nisbiy massasi, g/mol.

Shunda seriy uchun (1.2) – formula quyidagi shaklga kiradi:

$$\overline{A_{Ce}} = f_{136_{Ce}} A_{136_{Ce}} + f_{138_{Ce}} A_{138_{Ce}} + f_{140_{Ce}} A_{140_{Ce}} + f_{142_{Ce}} A_{142_{Ce}}$$

barcha izotoplarning ulushidan kelib chiqqan holda:

$$\begin{aligned} \overline{A_{Ce}} &= \left(\frac{0,185\%}{100}\right)(135,907 \text{ g/mol}) + \left(\frac{0,251\%}{100}\right)(137,906) + \left(\frac{88,450}{100}\right)(139,905) + \left(\frac{11,114}{100}\right)(141,909) = \\ &= (0,00185)(135,907) + (0,00251)(137,906) + (0,8845)(139,905) + (0,11114)(141,909) = \\ &= 140,116 \text{ g/mol} \end{aligned}$$

1.2. Atomda elektronlar

Atom modeli. XIX asrning oxirlarida ko'pgina hodisalarni, shu jumladan, elektronlarning atomda harakatlanish hodisasini ham klassik mexanika tushunchalari va terminlari bilan izohlab bo'lmazligi tushunib yetildi. Natijada atom va subatomlarda elektronlarning harakatlanish qonunlarini tushuntirib beruvchi yangi prinsiplar sistemasini ishlab chiqish zarurati paydo bo'ldi. Bu qonunlar **kvant mexanikasi nomi** bilan ma'lum. Atom va kristall jismlarda elektronlar harakatini tushuntirish uchun kvant mexanikasi tushunchalaridan foydalanish zarurligi aniqlandi. Ammo aniqlangan prinsiplarni birma-bir ko'rib chiqish - ushbu darslik mazmuni doirasidan tashqariga chiqib ketadi, shuning uchun prinsiplarni soddalashtirilgan holda o'rganib chiqamiz.

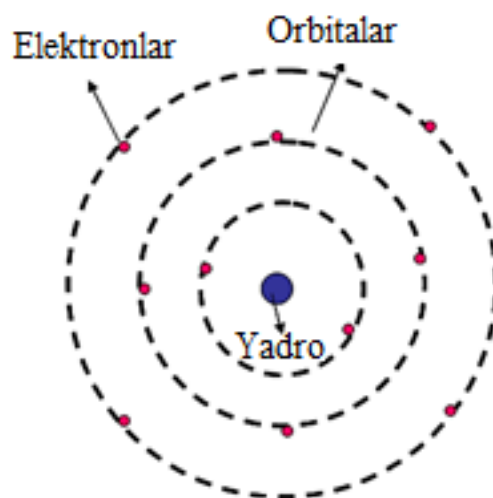
Biroz oldinroq shakllangan kvant mexanikasining xulosasiga hamda soddalashtirilgan Bor atom modeliga ko'ra, elektronlar atom yadrosining atrofida o'ziga tegishli bo'lgan orbitalarda aylanma harakat qilishi va elektronlarning atom markaziga nisbatan joylashishini shu orbitalar terminlari orqali aniqlash qabul qilingan. Atomning bu modeli 1.3 – rasmda keltirilgan.

Kvant mexanikasining yana bir muhim prinsiplaridan biri – bu elektron energiyasining kvantlanishi, ya'ni elektron energiyasining faqat qandaydir aniq qiymatiga ega bo'lishi mumkin. Elektronning energiyasi o'zgarishi mumkin, ammo bu o'zgarish keskin o'zgarish yoki sakrash orqali amalga oshadi, ya'ni uning energiyasi yo oshadi (energiya yutilishi) yoki kamayadi (energiya chiqarilishi). Bu jarayon aniq tartib asosida bo'lib o'tadi.

Bu jarayonni tasavvur qilish uchun elektronda hisoblangan energiya, aniq belgilangan pog'onalarga yoki holatlarga sarflanadi. Bu energetik holat uzluksiz ravishda o'zgarmaydi, ammo aniq pog'onalarga taqsimlanadi. Misol tariqasida 1.4 – rasmda Bor modeliga to'g'ri keladigan vodorodning energetik pog'onolari keltirilgan. 1.5 – rasmda esa vodorod atomidagi elektron uchun Bor modeli bilan to'liqlik model bir-biriga solishtirilgan.

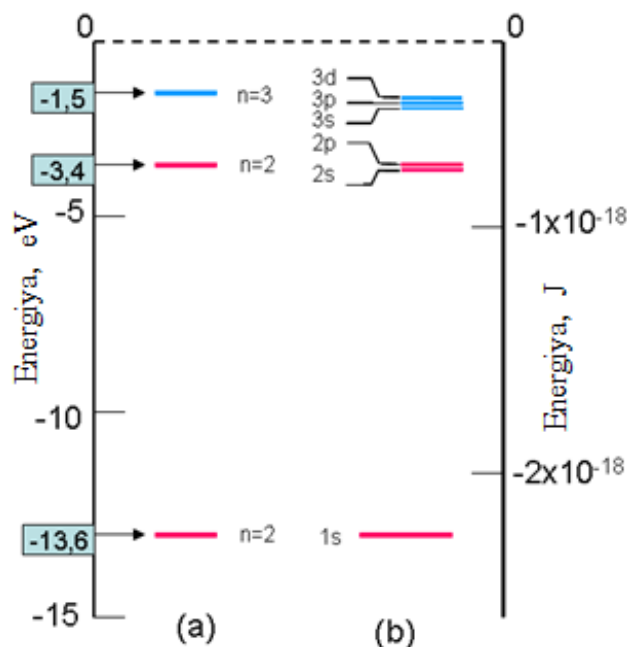
Elektronning energiyasi manfiy (–) qiymatda qabul qilingan bo'lib, energiyaning nol qiymati, ya'ni boshlang'ich qiymati erkin elektronning

energiyasi hisoblanadi. Albatta, vodorod atomidagi bitta elektron undagi faqat bitta ruxsat etilgan holatni egallaydi.

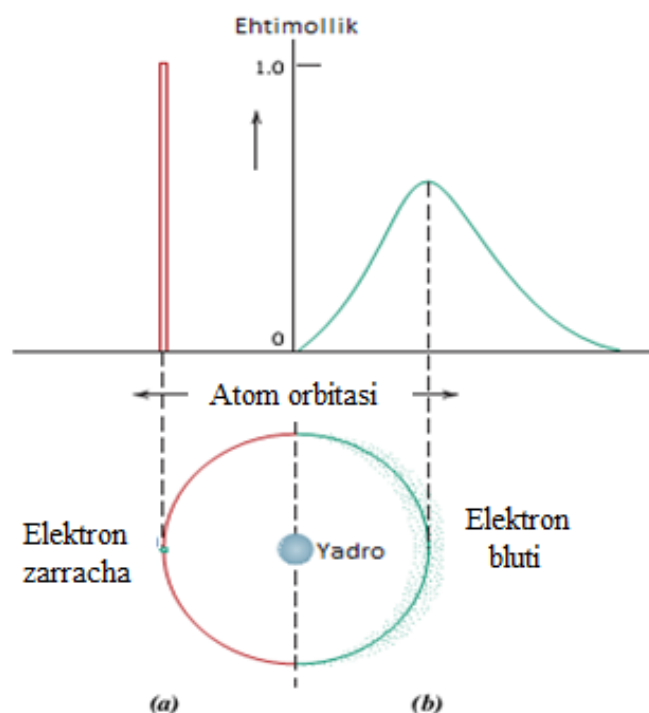


1.3 – rasm. Atomning Bor modeli

Shunday qilib, Bor modeli bu vodorod atomidagi elektronning – holatini (elektron orbitalari) va energiyasini (energiyaning kvantlanish tenglamasi) aniqlashga bo‘lgan ilk urinish hisoblanadi.



1.4 – rasm. Elektronlarning energetik holatlari: *a* – Bor modelidagi uchta birinchi pog‘onasi vodorod atomiga tegishli; *b* – vodorod elektronning energetik holatiga mos keluvchi uchta pog‘onasi to‘lqinli modeli bo‘yicha



1.5. – rasm. Elektronning taqsimlanishi³: *a* – Bor modeli; *b* – to‘lqinli model

Bor modeli bir qator kamchiliklarga ega bo‘lib, u elektronning atomdagi ba’zi holat tamoyillarini tushuntirib bera olmaydi. Bu murakkabliklarni tushuntirish to‘lqinli mexanik model yordamida o‘z yechimini topgan bo‘lib, unga ko‘ra elektron bir vaqtning o‘zida ham zarracha, ham to‘lqin xossasiga ega. Bu modelga binoan elektron belgilangan orbitada harakat qiladigan zarracha sifatida emas, balki uning atom yadrosiga nisbatan joylashishi ehtimollar nazariyasi nuqtai nazaridan tushuntiriladi. Boshqacha qilib aytganda, uning taqsimlanishini tushuntirish uchun taqsimlanish ehtimollik funksiyasi yoki elektron buluti tushunchalari kiritilgan.

Ushbu darslikda ikkita model ham qo‘llaniladi, bunda modelning tanlanishi ularning berilgan muammoni sodda tushuntira olishiga bog‘liq bo‘ladi.

1.2.1. Kvant sonlar

Kvant mexanikasi prinsiplaridan kelib chiqqan holda atomdagi har bir elektron o‘zining to‘rtta parametri, ya’ni **kvant sonlari** deb nomlanadigan

³ Manba - Z.D. Jastrzebski, The Nature and Properties of Engineering, 3rd Edition, p.4.1987 John Wiley s Sons, New York

sonlar orqali tavsiflanadi. Birinchi uchta kvant soni elektronning yadro atrofida zichlanish ehtimollik funksiyasining o'lchami, harakatlanish trayektoriyasining (orbitalarning) shakli va fazoda joylashishini aniqlaydi. Borning elektron qobiqlarini taqsimlanish energetik tenglamasi va kvant sonlar har bir pog'onachalarning ehtimollik holat sonlarini aniqlab beradi.

Bosh kvant son n – ma'lum tartibda joylashgan energetik pog'onalarining tartib raqamini ifodalaydi.

U qabul qiladigan qiymatlari butun sonlar ketma-ketligidan iborat:

$$n = 1, 2, 3, 4, 5, \dots$$

Atom elektronlari bosh kvant soni bilan xarakterlanadi va u energetik pog'ona deb yuritiladi. Elektronlar joylashgan orbitalarning bosh kvant son qiymati ortib borgan sari orbitadagi elektron bilan yadro orasidagi masofa ortib boradi va shu bilan birga Kulon qoidasiga ko'ra, yadro bilan elektronning tortishish energiyasi kamayadi.

Bosh kvant son qiymati qancha kichik bo'lsa, pog'onachalarda elektronlarning yadro bilan bog'lanish energiyasi shuncha katta bo'ladi, n – qiymat ortgan sari elektronlarning xususiy energiyasi orta boradi.

Yadroga yaqin pog'onada joylashgan elektronni tashqaridan qo'shimcha energiya sarflab bosh kvant soni kattaroq bo'lgan pog'onalarga o'tkazish mumkin. Elektron qo'shimcha energiya qabul qilib n qiymati kattaroq bo'lgan pog'onaga ko'chadi, bunda elektronning xususiy energiyasi ortadi, lekin uning yadro bilan bog'lanish energiyasi kamayadi. Energiya miqdori katta bo'lsa, elektron atomdan chiqib ketadi va atom ionlangan holatga o'tib oladi. Yuqori energetik holatga o'tgan elektron bo'sh qolgan kichik raqamli pog'onaga qaytib o'tganda, atom oldin yutib olgan energiyani yorug'lik nuri ko'rinishida atrofga chiqarib yuboradi (sochadi) va shunda elektron asosiy holatga qaytib keladi.

Har bir bosh kvant son uchun uning qiymatiga teng miqdorda pog'onacha va n^2 qiymatga teng miqdorda orbitalar bo'ladi. Energetik pog'onalarni tashkil etuvchi pog'onachalar, orbitalar turlari va sonlari orbital kvant soni yordamida aniqlanadi.

Ba'zi pog'ona va pog'onachalardagi elektronlarning bo'lishi mumkin bo'lgan holatlar soni 1.1 – jadvalda keltirilgan.

Ba'zi pog'ona va pog'onachalardagi elektronlarning bo'lishi mumkin bo'lgan holatlar soni

n – son qiymati	l – son qiymati	m – son qiymati	Pog'ona -chalar	Orbital son	Orbitadagi elektronla r
1	0	0	1s	1	2
2	0	0	2s	1	2
	1	-1,0,+1	2p	3	6
3	0	0	3s	1	2
	1	-1,0,+1	3p	3	6
	2	-2,-1,0,+1, +2	3d	5	10
4	0	0	4s	1	2
	1	-1,0,+1	4p	3	6
	2	-2,-1,0,+1, +2	4d	5	10
	3	-3,-2,-1,0,+1, +2,+3	4f	7	15

Orbital kvant soni l – bosh kvant son bilan quyidagicha bog'langan:

a) l ning qabul qiladigan qiymatlar soni har bir pog'ona uchun noldan boshlanadi, ayni pog'onaning raqami qiymatidan bitta kichik bo'lgan raqamlar oralig'idagi kataklar soniga teng bo'ladi. Pog'onalar raqamlar va lotin alifbosining kichik harflari bilan belgilanadi:

$l = 0$ bo'lsa, s – harfi bilan;

$l = 1$ bo'lsa, p – harfi bilan;

$l = 2, 3, 4, \dots$ bo'lganda d, f, g – harflari bilan ifodalanadi.

Orbital kvant sonning bunday belgilari bir vaqtning o'zida pog'onacha tarkibiga kiruvchi orbitalar shaklini ham ifodalaydi. 1.2 – jadvalda l qiymatlariga mos keluvchi belgilar keltirilgan.

Orbital songa mos keluvchi belgilanishlar

l ning qiymatlari	Qiymatlar belgilanishi
0	s
1	p
2	d
3	f

Magnit kvant soni m – elektron orbitalarning fazoviy holatini ifodalovchi son, ya'ni ko'rilayotgan orbita uch o'lchamli (xyz) fazoda fazo o'qlariga nisbatan qanday joylashganligini ko'rsatuvchi sonidir. Har bir orbital kvant son l ga tegishli bo'lgan magnit kvant sonining qabul qiladigan qiymatlari soni (boshqacha aytganda har bir pog'onachaning nechta xil fazoviy holatda bo'lishini aks ettiruvchi raqam) $m=2l+1$ ga teng bo'ladi, lekin har bir energetik pog'onachadagi orbitalarga tegishli magnit kvant sonining qiymati $+l, +(l-1), ..., 0, ..., -(l-1), -l$ chegarasida bo'ladi; boshqacha aytganda, m ning maksimal qiymati l ning musbat va manfiy qiymatlariga teng bo'ladi.

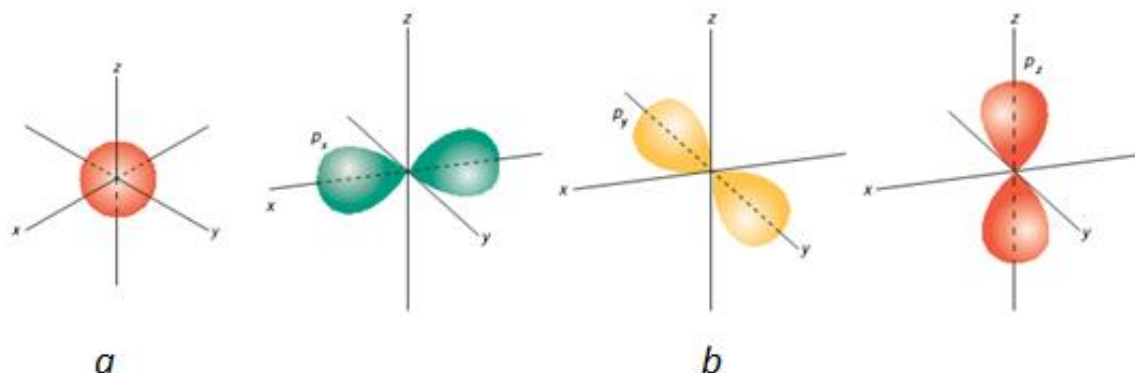
Magnit kvant sonning qabul qiladigan qiymatlar soni ayni pog'onachadagi orbitalar soniga teng. ns – pog'onachalar qaysi pog'onaga taalluqli bo'lmasin, ulardagi s - orbitalar faqat bitta, np - pog'onachada 3 tadan p - orbitalar, nd -pog'onachada 5 tadan d -orbitalar bo'ladi va hakozo. p - orbitaning uch xil bo'lishi o'zaro 90° burchak ostida joylashgan fazoviy koordinata o'qlariga nisbatan 1.6 – rasmda ko'rsatilgan. Xuddi shunday vaziyatlar d – va f – orbitalarga ham tegishli.

Har bir qobiqchada qancha orbita bo'lmasin, ular bir-biridan faqat fazoviy holati bilan farq qiladi, ularning energetik farqlari yo'q. Atomdagi elektronlarning energetik farqlari faqat n va l qiymatlar orqali yuzaga keladi.

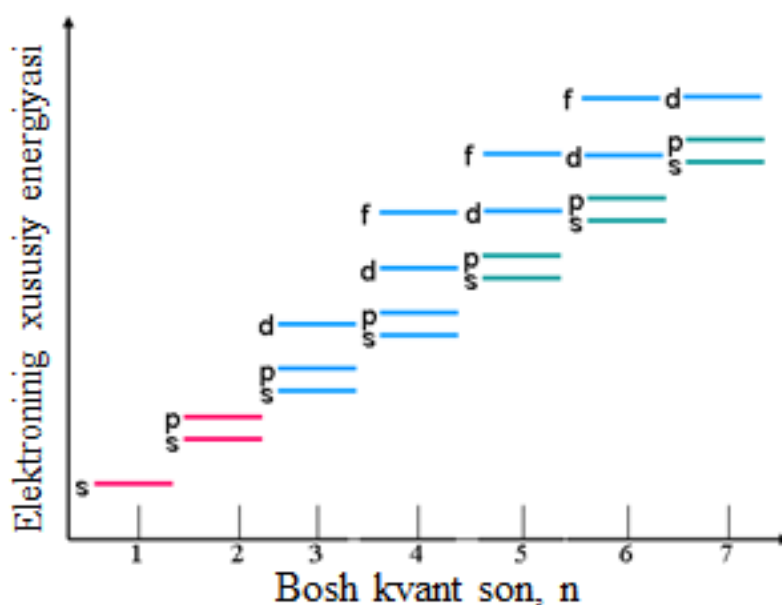
Bosh kvant sonlari turlicha bo'lgan s – pog'onachaga tegishli elektron orbitalarning ko'rinishi markazi yadroda joylashgan konsentrik sfera shaklida bo'ladi. Bosh kvant sonning qiymati ortib borgani sari unga taalluqli bo'lgan s - pog'onachaning ko'lami ham ortib boradi, ya'ni elektron buluti zichligi maksimal bo'lgan fazo chegarasi yadrodan uzoqlashib boradi. Pog'onani tashkil etuvchi pog'onachalar elektron orbitalar deb ataladi.

Butun atom modeli bo'yicha barcha pog'ona va pog'onachalar energetik holatining spektrlarini o'z ichiga olgan diagramma 1.7 – rasmda keltirilgan. Bu rasmda shunga e'tibor berish kerakki, birinchidan - bosh kvant soni qancha kichik bo'lsa, pog'onaning energetik holati shuncha past bo'ladi. Masalan, $1s$ holat energiyasi $2s$ holat energiyasidan kichik, u esa o'z navbatida $3s$ holat energiyasidan past. Ikkinchidan - har bir qobiq

chegarasida energetik daraja, bosh kvant soni ortishi bilan pog'onachada joylashgan elektronlarning xususiy energetik darajasi ortadi.



1.6 – rasm. Elektron orbitalarning shakli va fazoda joylashishi: a) s orbitali; b) p orbitali va uning fazodagi uchta holati.



1.7 – rasm. Butun atom modeli bo'yicha barcha pog'ona va pog'onachalar energetik holatining spektrlarini o'z ichiga olgan diagramma⁴.

1.2.2. Elementlarning elektron konfiguratsiyalari

Oldingi bo'limlarda eng avvalo energetik holatni – elektronning ruxsat etilgan energiya qiymatlari orqali muhokama qilgan edik. Bunda energetik holatlarni elektron bilan to'lishi, yana bir kvant mexanikasining

⁴ Manba – K.M. Ralls, T.H. Courtney, J. Wulff, Introduction to material Science and Engineering, p. 22. 1976, John Wiley s Sons, New York

konsepsiyasi bo'lgan Paulining ta'qiq prinsipi yordamida aniqlaymiz. Bu prinsipga asosan har bir energetik holat faqat ikkita qarama - qarshi spinga ega bo'lgan elektron bilan to'lishi mumkin. Shunday qilib, s, p, d va f orbitalarda, mos ravishda 2 ta, 6 ta, 10 ta va 16 ta elektron bo'ladi. 1.3 – jadvalda birinchi to'rtta pog'onachaning maksimal elektron qabul qilish qiymatlari keltirilgan.

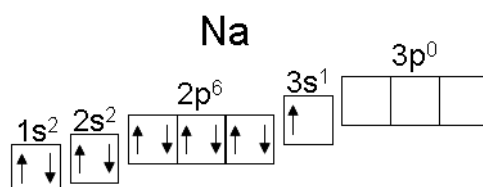
1.3 - jadval

Orbital va magnit kvant sonlar orasidagi bog'liqliklar va undagi elektronlar soni

l	0 (s)	1 (p)	2 (d)	3 (f)
m	0	+1, 0, -1	+2, +1, 0, -1, -2	+3, +2, +1, 0, -1, -2, -3
Katakchalar soni				
Elektronlar soni	2	6	10	14

Albatta, barcha qabul qilishi mumkin bo'lgan holatlar elektron bilan to'ldirilmaydi. Ko'pchilik atomlarda elektronlar pog'ona va pog'onachalardagi bo'lishi mumkin bo'lgan eng past energetik holatlarda, masalan 1.8 – rasmda natriyning elektron strukturasi keltirilgan.

Qachonki (yuqorida aytib o'tilgan chegaralanishlarni inobatga olgan holda) barcha elektronlar eng past energetik holatni to'ldirsalar, bunda atom **asosiy energetik holatda** deyishadi. Ammo elektronlar boshqa yuqori energetik holatlarga o'tishi mumkin. Energetik holatlarning to'lishidagi haqiqiy usuli **elektron konfiguratsiyasi** bilan yoki atom strukturasi bilan izohlanadi. Qabul qilingan sistemaga ko'ra elektronlar soni unga mos keluvchi pog'ona va pog'onachalarning belgilaridan keyin yuqori indeksda belgilanadi. Masalan, vodorod, geliy va natriy atomlarining elektron konfiguratsiyasi mos ravishda quyidagicha belgilanadi: $1s^1$, $1s^2$ va $1s^22s^22p^63s^1$.



1.8 – rasm. Natriy elementining elektron konfiguratsiyasi.

Ko'p hollarda uchraydigan kimyoviy elementlarning elektron konfiguratsiyasi 1.4 – jadvalda keltirilgan. Elektron konfiguratsiya bo'yicha ba'zi izohlarni ham keltiramiz. Eng avvalo **valentli elektronlar** haqida eslatamiz. Bular pog'onaning tashqi qobig'idagi elektronlardir. Ularning o'rni juda muhim. Aynan ular atomlararo bog'lanishlar va molekulalar shakllanishini ta'minlaydi. Aynan shu elektronlar qattiq moddalarning ko'pchilik fizikaviy va kimyoviy xossalariga javobgardir.

Bundan tashqari, ba'zi atomlar "turg'un elektron konfiguratsiya" hosil qiladi, bu shunday holki, bunda atomning tashqi elektron qobig'i valentli elektronlar bilan to'liq band qilingan bo'ladi. Odatda, bu aynan *s* va *p* holatlarning tashqi pog'onalari to'liq 8 ta elektron bilan egallangan bo'lib, ularga neon, argon va kripton misol bo'la oladi. Ammo ulardan farqli o'laroq cheklanish faqat geliyda bo'lib, u faqat 1*s* orbitani ikkita elektron bilan tugallaydi. Bu kimyoviy elementlar (Ne, Ar, Kr va He) inert yoki oliy elementlar deb atalib, ular boshqa kimyoviy elementlar bilan mutlaqo reaksiyaga kirishmaydi.

Ba'zi tashqi valentli qobig'ida elektroni bo'lmagan kimyoviy elementlar, tashqaridan elektron olish yoki o'z elektronlarini berish orqali turg'un elektron holatga o'tib oladi, buni ular zaryadlangan ionga aylanishi yoki boshqa atom bilan umumiy elektron hosil qilishi orqali amalga oshiradi. Bunda elementlarda kimyoviy reaksiyaga kirishish imkoni va qattiq jismlarda kimyoviy bog'lanishlar hosil bo'lish imkoni paydo bo'ladi.

Ba'zi maxsus sharoitlarda *s* va *p* orbitalar bir - biri bilan ta'sirlashib, gibridlangan sp^n orbital hosil bo'ladi, bunda *n* – daraja ko'rsatkichi bo'lib, u bog'lanishlar hosil qilishda ishtirok etadigan shu orbitalda qancha *p* orbita ishtirok etganini bildiradi. *n* – daraja ko'rsatkichi, odatda 1, 2 va 3 qiymatlarga ega bo'lishi mumkin. IIIA, IVA va VA guruhiga tegishli bo'lgan davriy jadval elementlari shunday gibridlanishga moyil hisoblanadi. Gibrid orbitalarni hosil bo'lishini harakatga keltiradigan kuchga javobgar-bu valentli orbitalarning eng past energetik pog'onasida joylashgan elektronlar hisoblanadi. Organik va polimer birikmalar kimyosida C atomi uchun sp^3 bog'lanishlar ahamiyatga ega. sp^3 – gibrid birikma shaklida (tetraedrda) 109° burchak hosil qilishga javobgar bo'lib, ko'p hollarda polimer zanjirida bog'lamni hosil qilishda ishtirok etadi (4-bob).

**Keng tarqalgan kimyoviy elementlarning
elektron konfiguratsiyasi**

Elementlar	Belgilanishi	Atom raqami	Elektron konfiguratsiyasi
Vodorod	N	1	$1s^1$
Geliy	He	2	$1s^2$
Litiy	Li	3	$1s^2 2s^1$
Berilliy	Be	4	$1s^2 2s^2$
Bor	B	5	$1s^2 2s^2 2p^1$
Uglerod	C	6	$1s^2 2s^2 2p^2$
Azot	N	7	$1s^2 2s^2 2p^3$
Kislorod	O	8	$1s^2 2s^2 2p^4$
Ftor	F	9	$1s^2 2s^2 2p^5$
Neon	Ne	10	$1s^2 2s^2 2p^6$
Natriy	Na	11	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$
Magniy	Mg	12	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2$
Alyuminiy	Al	13	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^1$
Kremniy	Si	14	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^2$
Fosfor	P	15	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^3$
Oltingugurd	S	16	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^4$
Xlor	Cl	17	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^5$
Argon	Ar	18	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$
Kaliy	K	19	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^1$
Kaltsiy	Ca	20	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2$
Skandiy	Sc	21	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^1 4s^2$
Titan	Ti	22	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^2 4s^2$
Vanadiy	V	23	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^3 4s^2$
Xrom	Cr	24	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^4 4s^2$
Marganets	Mn	25	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^5 4s^2$
Temir	Fe	26	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^6 4s^2$
Kobalt	Co	27	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^7 4s^2$
Nikel	Ni	28	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^8 4s^2$
Mis	Cu	29	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^9 4s^2$
Rux	Zn	30	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2$
Galiy	Ga	31	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^1$

1.3. Elementlarning davriy jadvali

Barcha kimyoviy elementlarni elektron konfiguratsiyasi bo'yicha turlarga bo'lish mumkin, bu 1.9 – rasmda keltirilgan “elementlarning davriy jadvali”da tasvirlangan. Bu jadvalda elementlar atomlarining raqami ortib borishi tartibida joylashgan bo'lib, yettita gorizontaal qatorni tashkil etadi, ular **davrlar** deb ataladi. Davrlar rim raqami bilan belgilanadi. Elementlar shunday joylashganki, har bir vertikal ustunlar yoki guruhlar bir xil valentli elektron strukturaga va ularga mos ravishda o'xshash kimyoviy hamda fizikaviy xossalarga ega. Ularning bu xossalari bitta gorizontaal ichida elementdan elementga o'tilganda va bitta vertikal ichida tepadagi yoki pastdagi elementga o'tilsa, asta-sekin o'zgaradi.

D.I. MENDELEYEVNING KIMYOVIIY ELEMENTLAR DAVRIY JADVALI																	
Davrlar	Qatorlar	E L E M E N T G R U P P A L A R I															
		I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII								
1	1	H 1						He 2									
2	2	Li 3	Be 4		B 5	C 6	N 7	O 8	F 9							Ne 10	
3	3	Na 11	Mg 12		Al 13	Si 14	P 15	S 16	Cl 17							Ar 18	
4	4	K 19	Ca 20	Sc 21	Ti 22	V 23	Cr 24	Mn 25	Fe 26	Co 27	Ni 28						
5	5	Rb 37	Sr 38	Y 39	Zr 40	Nb 41	Mo 42	Tc 43	Ru 44	Rh 45	Pd 46						
6	6	Cs 55	Ba 56	La 57	Hf 72	Ta 73	W 74	Re 75	Os 76	Ir 77	Pt 78						
7	7	Fr 87	Ra 88	Ac 89	Rf 104	Db 105	Sg 106	Bh 107	Hs 108	Mt 109							
8	8	Cs 55	Ba 56	La 57	Hf 72	Ta 73	W 74	Re 75	Os 76	Ir 77	Pt 78						
9	9	Fr 87	Ra 88	Ac 89	Rf 104	Db 105	Sg 106	Bh 107	Hs 108	Mt 109							
10	10	Fr 87	Ra 88	Ac 89	Rf 104	Db 105	Sg 106	Bh 107	Hs 108	Mt 109							
* L A N T A N O I D L A R 5 8 - 7 1																	
** A K T I N O I D L A T 9 0 - 1 0 3																	
Th 90 Pa 91 U 92 Np 93 Pu 94 Am 95 Cm 96 Bk 97 Cf 98 Es 99 Fm 100 Md 101 (No) 102 (Lr) 103																	

1.9 – rasm. D.I. Mendeleevning kimyoviy elementlar davriy jadvali.

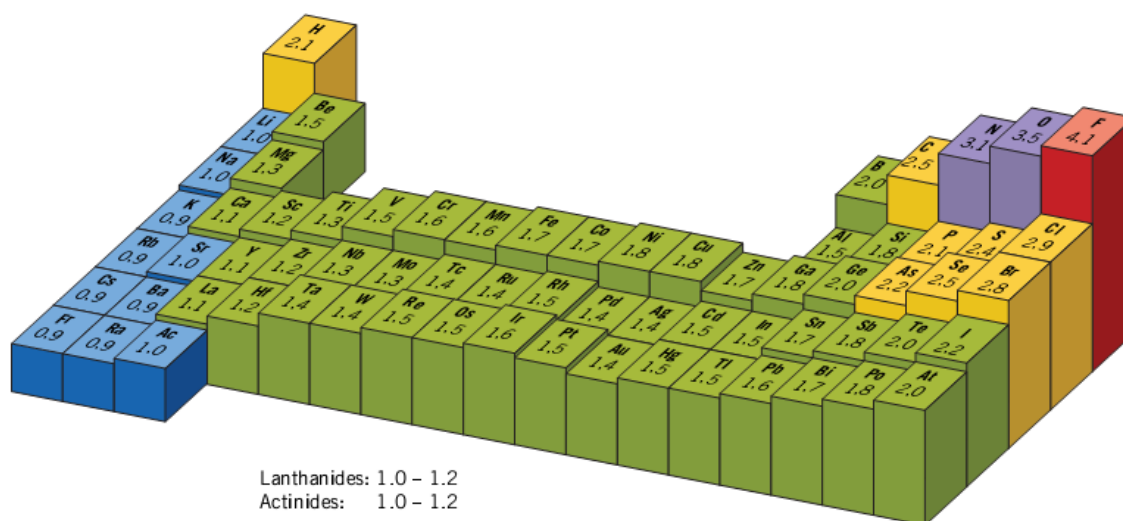
Eng chekka ustunda joylashgan elementlar (8 – guruh) - inert elementlar deyiladi, ularning tashqi qobig'i elektronlar bilan butunlay to'lgan va ular turg'un elektron konfiguratsiyasiga ega. VIIA va VIA – guruhlariga birlashgan elementlarda turg'un elektron konfiguratsiyaga ega

bo'lgan elementlardan farqli o'laroq bitta yoki ikkita elektron yetishmovchiligi mavjud. VIIA guruhdagi elementlarga (F, Cl, Br, I va At) ko'pincha **galogenlar** deyiladi. Natriy va uning turiga kiruvchi boshqa elementlar (Li, Na, K, Be, Mg, Ca va boshqalar) hamda IA va IIA guruhlarini tashkil etuvchi elementlar, turg'un konfiguratsiyaga nisbatan o'zida bitta yoki ikkita qo'shimcha valentli elektronlarga ega bo'lishadi.

Uzun davrni hosil qiluvchi elementlar **o'tuvchi metallar** deyiladi, ular elektron bilan to'liq to'lmagan *d* orbitasi bilan izohlanadi, bundan tashqari ba'zi hollarda ularning yuqoriroq energetik pog'onasida bitta yoki ikkita elektroni bo'ladi. IIIA, IVA va VA guruhidagi elementlar (B, Si, Ge, As va boshqalar) o'tuvchi metal va nometallar chegarasidagi xossalarga ega bo'lib, ularning bunday xarakterga ega bo'lishi valentli elektron strukturasi bilan izohlanadi.

1.4. Elementlarning elektrmanfiyligi

Davriy jadvaldan (1.9 – rasm) ko'rinib turibdiki, ko'pchilik elementlar o'zini metalsifat tutadi. Ularni ba'zan elektr musbat elementlar deb atashadi, chunki ular asosan o'z elektronlarini berish orqali musbat zaryadli ionga aylanishga odatlangan. Jadvalning o'ng tomonida joylashgan elementlarga elektrmanfiy elementlar deyiladi, chunki ular o'ziga tashqaridan bitta elektron biriktirib, manfiy zaryadli ionga aylanishga odatlangan. 1.10 – rasmda davriy jadvaldagi tuzilishga mos ravishda turli elementlarning elektr manfiylik qiymatlari keltirilgan.



1.10 – rasm. Turli elementlarning elektr manfiyligi.

Umumiy qoidaga binoan elementlarning elektr manfiyligi jadval bo'yicha o'ngdan chapga va pastdan tepaga harakatanganda oshadi. Agar tashqi elektron qobig'i elektronlar bilan chala to'lgan yoki ular yadrosidan juda uzoqda bo'lsa, atomlar o'z elektronlarini tashqariga berishga moyil bo'ladi.

Bob bo'yicha mustaqil shug'ullanish uchun savollar.

- 1.1. Qanday zarrachaga atom deyiladi?
- 1.2. Atom molekuladan qanday farq qiladi?
- 1.3. Qanday zarrachalarga neytronlar deyiladi?
- 1.4. Qanday zarrachalarga protonlar deyiladi?
- 1.5. Proton va neytron zarrachalari bir-biridan qanday farqlanadi?
- 1.6. Vodorod atomida nechta elektron bo'ladi?
- 1.7. Fe^{3+} va S^{2-} ionlarining elektron konfiguratsiyasini tushuntirib bering.
- 1.8. Bosh kvant soni $n = 1$ bo'lgan elektron bir pog'onadan ikkinchi pog'onaga o'tishi natijasida uning bosh kvant soni $n = 2$ ga ortdi, bunda elektronning xususiy energiyasi qanday o'zgaradi?
- 1.9. Gibril orbitalarni qaysi kuch hosil qiladi?
- 1.10. Atom strukturasi deb nimaga aytiladi?
- 1.11. Bor atom modelini tushuntiring?
- 1.12. Nima uchun elementlarning atom og'irligi odatdagidek butun sonlar bilan ifodalanmaydi? (tushuntirish uchun ikkita omil keltiring)
- 1.13. Tabiatda temirning nisbiy atom massasi 54, 56, 57, va 58 g/mol bo'lgan izotoplari mavjud bo'lsa, ular bir-biridan nimasi bilan farq qiladi?
- 1.14. Elementlarning izotoplari deb nimaga aytiladi?
- 1.15. Galogen elementlar nima va ular qanday xossalarga ega?
- 1.16. Atomdagi elektrolarni bir orbitadan boshqa orbitaga sakrab o'tishi natijasida ularning xususiy energiyasi qanday o'zgaradi?

2-BOB. QATTIQ JISMLARDA ATOMLARARO BOG‘LANISHLAR

Nima uchun atomlararo bog‘lanishni o‘rganamiz?

Qattiq jismlardagi atomlararo bog‘lanishlar turlari va mexanizmini o‘rganishimizga sabab – qattiq jismlarni hosil qiluvchi atomlar yoki ionlararo bog‘lanish turi va uning mexanizmi qattiq jismning fizik-mexanik xossalarini tushunish imkonini beradi. Masalan, C – uglerod ham grafit shaklida, ham olmos shaklida bo‘lishi mumkin. Agar grafitni ushlaganingizda qo‘lingizda moy qoldig‘i qolgandek, yumshoq materialdan iborat bo‘lsa, olmos uning teskarisi, ya‘ni tabiatda ma‘lum bo‘lgan materiallarning eng qattig‘i hisoblanadi. Bir xil uglerod atomidan tashkil topgan bu moddalarning bir-biridan fizik-mexanik xossasi bo‘yicha katta farq qilishining asosiy sababi shuki, ularni tashkil etuvchi uglerod atomlari orasidagi bog‘lanish turi va mexanizmi har xil.

2.1. Atomlararo bog‘lanish energiyasi

Har qanday sistemadagi zarrachalarning bir-biri bilan bog‘lanish energiyasi shu zarrachalarni bir-biridan o‘zaro ta’sir qilmaydigan masofagacha ajratishga sarflangan ish miqdoriga teng.

Qattiq jismlarni tashkil etuvchi zarrachalarning (atom yoki ionlar) bog‘lanish energiyasini ikki atomdan tashkil topgan molekulalardagi atomlararo bog‘lanishlar misolida o‘rganish qulay. Aytaylik, modda molekulasi ikkita A va B atomlardan tashkil topgan bo‘lsin. Agar atomlararo masofa ularning radiuslari yig‘indisidan ko‘p marotaba katta bo‘lsa, ular o‘zini erkin holda tutib, bir-biri bilan mutlaqo ta’sirlashmaydi:

$$r \gg r_A + r_B, \quad (2.1)$$

bunda: r_A, r_B – atomlar radiusi.

Agar atomlar bir-biriga yaqinlashtirilsa, ularning alohida holatidagi $U(r)$ potensial energiyasi pasayib, ular o‘rtasida o‘zaro tortishish kuchi paydo bo‘ladi. Bu esa sistemaning potensial energiyasini $U(r)$ pasayishiga mos keladi. Bunda $r = r_0$ ga mos keluvchi oraliq masofada $U(r)$ potensial energiya minimum qiymatga ega bo‘lib oladi. $U(r)$ minimum energiya

qiymatiga muvofiq ravishda atomlararo ta'sirlashuv sharti quyidagicha yoziladi:

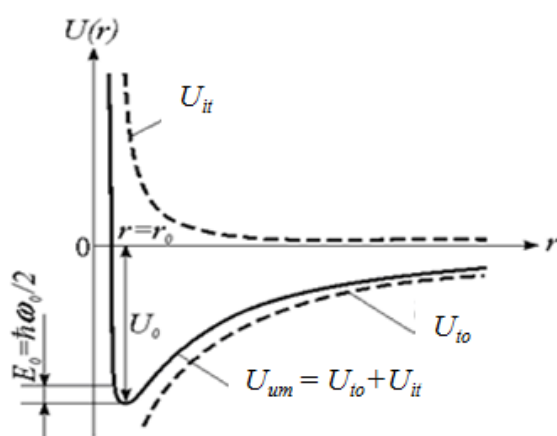
$$F = -\left(\frac{dU}{dr}\right)_{r=r_0} = 0, \quad (2.2)$$

bunda: F – atomlararo ta'sirlashuv kuchi, N.

Minimum energiyaning bo'lishi molekula hosil bo'lishidagi asosiy shart hisoblanadi, chunki u bog'lanishdagi turg'unlikni ta'minlaydi. Atomlarni yanada bir-biriga yaqinlashishi ular o'rtasidagi F_{itar} - itarish kuchini hosil qila boshlaydi va buning natijasida sistemaning $U(r)$ potensial energiyasi yana orta boshlaydi. Bunda sistemaning umumiy $U(r)$ potensial energiyasi ikkita: tortishish $U(r)_{\text{to}}$ va itarish $U(r)_{\text{it}}$ energiyalarining yig'indisidan tashkil topadi.

$$U(r)_{\text{um}} = U(r)_{\text{to}} + U(r)_{\text{it}}, \quad (2.3)$$

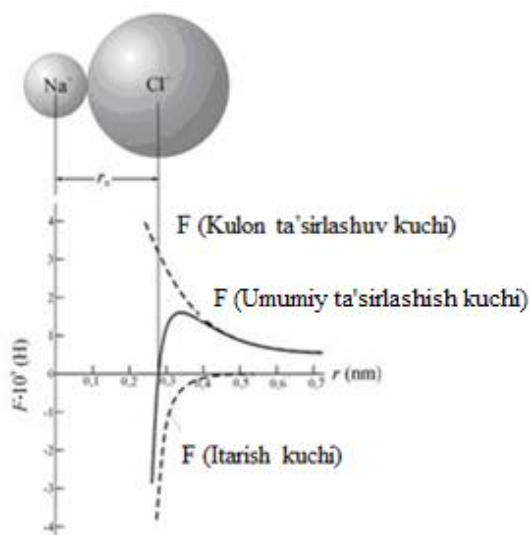
2.1 – rasmda $U(r)_{\text{to}}$ tortishuv va $U(r)_{\text{it}}$ itarish potensial energiyasi hamda ta'sirlashuvning $U(r)_{\text{um}}$ umumiy potensial energiyaga mos keluvchi egri chizig'i, atomlararo masofaga bog'liqlilik grafigi keltirilgan. Atomlararo qandaydir $r = r_0$ masofada, ya'ni tortishish va itarish kuchlarining $F_{\text{to}} = F_{\text{it}}$ qiymatlari tenglashganda AB atomlardan tashkil topgan molekula hosil bo'ladi.



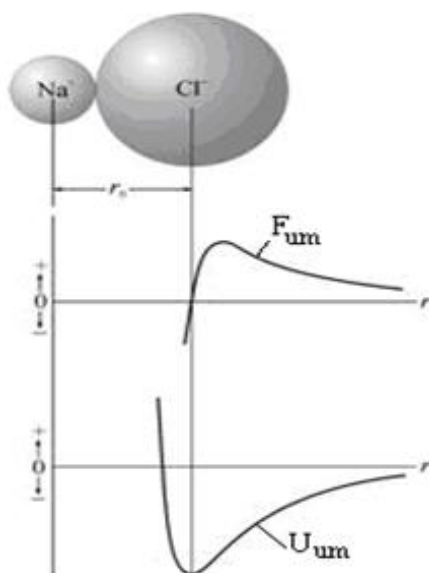
2.1-rasm. Ikkita atom ta'sirlashganda umumiy potensial energiyaning ular orasidagi masofaga bog'liqligi.

2.2-rasmda natriy va xlor atomlari ta'sirlashuvidan hosil bo'lgan osh tuzi molekulasini tashkil etuvchi atomlarning o'zaro ta'sirlashuvidagi itarish va tortishish kuchlari hamda ularga mos keluvchi umumiy

ta'sirlashuv kuchining egri chizig'i atomlararo masofaga bog'liqlilik grafigi keltirilgan. Unga ko'ra, ion markazlarining bir-biriga ma'lum masofaga yaqinlashishidan hosil bo'lgan umumiy ta'sirlashuv kuchining salmoqli hissasini tortishish kuchi hosil qiladi. Ionlararo masofa 0,33 nm ni tashkil etganda umumiy ta'sirlashuv kuchining qiymati maksimumga yetgan, undan keyin esa itarish kuchining moduli keskin ortishi bilan u pasayadi.



2.2-rasm. $r_0 = 0,28$ bog'lanish uzunligiga mos keluvchi Na^+ va Cl^- ionlarining ta'sirlashuvi⁵.



2.3– rasm. Na^+ - Cl^- ionlarning bir-biri bilan bog'lanishdagi umumiy ta'sirlashuv kuchi va umumiy ta'sirlashuv potensial energiyasini bir-biri bilan taqqoslash grafigi.

⁵ Манба – Павлов П.В., Хахлов А.Ф. Физика твердого тела: Учеб. – 3-й изд., стер. – М.: Высш. шк.; 2000. – 494 с.: ил.

Ionlararo masofa 0,28 nm ni tashkil etganda umumiy ta'sirlashuv kuchi nolga teng bo'lib qoladi. 2.3-rasmda Na^+ va Cl^- ionlarining umumiy ta'sirlashuv kuchiga mos keluvchi egri chiziq va potensial energiyasi keltirilgan. Kuchlarning ta'sirlashuv qiymati nolga aylangan sistemaning ta'sirlashuv potensial energiyasi minimum darajaga yetadi.

2.1.1. Teylor qatoriga yoyish

Atomlarning umumiy ta'sirlashuv potensial $U(r)$ energiyasini $r = r_0$ masofa bo'yicha **Teylor qatoriga yoyamiz:**

$$U(r) = U_0 - (r - r_0) \left(\frac{dU}{dr} \right)_{r=r_0} + \frac{1}{2} (r - r_0)^2 \left(\frac{d^2U}{dr^2} \right)_{r=r_0} - \frac{1}{6} (r - r_0)^3 \left(\frac{d^3U}{dr^3} \right)_{r=r_0} + \dots, \quad (2.4)$$

(2.1)-formulaga asosan (2.4) - Teylor qatoridagi ikkinchi qo'shiluvchi nolga teng. $r = r_0$ oraliq masofaning kichik qiymatlarida uchinchi va undan yuqori darajali qo'shiluvchilarni inobatga olmaydigan bo'lsak, unda:

$$U(r) - U_0 = \frac{1}{2} (r - r_0)^2 \left(\frac{d^2U}{dr^2} \right)_{r=r_0}, \quad (2.5)$$

hosil bo'lgan ifoda o'zini $r - r_0$ farqlarining parabolik funksiyasi ko'rinishida shakllantiradi. Haqiqatdan ham, 2.1-rasmdan ko'rinib turibdiki, r_0 ($r \approx r_0$) masofa yaqinida $U(r)$ funksiya o'zini parabola kabi tutgan. A va B atomlar turg'un birikkan molekula hosil qilgach, o'z joylarida issiqlik harakatiga o'xshash tebranma harakatda bo'ladi. (2.5) - formulaga muvofiq, atomlarning o'z joylaridan kichik masofaga siljishi natijasida ularni joylariga qaytarish kuchi ular orasidagi masofaga proporsional. Bu garmonik otsillyator holatiga mos keluvchi holat bo'lib, o'zining xususiy tebranma ω_0 chastotasi orqali energiya darajasini aniqlash mumkin.

$$E_n = \hbar \omega_0 \left(n + \frac{1}{2} \right), \quad (2.6)$$

bunda $n = 0, 1, 2, 3, \dots$

U_0 – energiyaning minimum chuqurligi molekuladagi atomlarning bog'lanish energiyasiga teng, ya'ni atomlarning nolga teng E_0 ($n = 0$), tebranishlarini inobatga olgan holda, haroratning absolyut nolga teng qiymatida molekulaning bog'lanish energiyasini quyidagicha yozish mumkin (2.1-rasm):

$$U_0 - \frac{\hbar\omega_0}{2} = U_0 - E_0,$$

Bog‘lanish energiyasini topish uchun tortishish $U(r)_{\text{tort}}$ va itarish $U(r)_{\text{itar}}$ potentsiallar bog‘liqlik turini aniqlash zarur bo‘ladi. Tortishish potentsiali, elektrostatik tabiatga ega bo‘lib, unga darajali funksiya sifatida qarash mumkin:

$$U_{\text{tort}}(r) = -\frac{a}{r^m}, \quad (2.7)$$

bunda: a – musbat doimiysi, m – daraja ko‘rsatkichi.

Itarish potentsiali atomlar yadrosini o‘rab turgan elektronlarning qaytarish ko‘rsatkichiga bog‘liq:

$$U_{\text{itar}}(r) = \frac{b}{r^n}, \quad (2.8)$$

Olimlar **Born va Lande** tomonidan (2.7 va 2.8) formulani hosil qilish uchun atomlarning statik modeliga tayanilgan, bunda sakkizinchi elektron qobiqdagi elektronlar kubning burchaklarida joylashgan. Uni kvant mexanikaviy hisoblash **Born–Mayer potentsiali** deb nom olgan itarish potentsialining eksperimental ifodasiga olib keladi.

$$U_{\text{itar}}(r) = Ae^{-r/p}, \quad (2.9)$$

bunda A va r empirik tarzda aniqlanuvchi doimiylar.

(2.7) Born-Landening tortishuv potentsial energiyasi shaklini va (2.8) itarish energiyasini inobatga olgan holda, ikki atomdan tashkil topgan sistemaning potentsial energiyasini quyidagicha yozish mumkin:

$$U(r) = -\frac{a}{r^m} + \frac{b}{r^n}, \quad (2.10)$$

$U(r)$ funksiyaning minimumini ta’minlash uchun itarish potentsialining daraja ko‘rsatkichi tortishish potentsialining daraja ko‘rsatkichidan katta bo‘lishini, ya’ni $n > m$ bo‘lishini ta’minlash kerak.

Energiyaning minimum bo‘lish $\left(\frac{dU}{dr}\right)_{r=r_0} = 0$ shartidan, atomlarning teng joylashuv oraliq masofasini r_0 topib olamiz:

$$\frac{am}{r_0^{m+1}} - \frac{bn}{r_0^{n+1}} = 0$$

$$\begin{aligned}\frac{am}{r_0^{m+1}} &= \frac{bn}{r_0^{n+1}} \rightarrow \frac{r_0^{n+1}}{r_0^{m+1}} = \frac{bn}{am} \\ r_0^{n+1-m-1} &= \frac{bn}{am} \rightarrow r_0^{n-m} = \frac{bn}{am} \\ r_0 &= \left(\frac{nb}{ma} \right)^{\frac{1}{n-m}},\end{aligned}\tag{2.11}$$

$U(r)$ uchun uni (2.10) formulaga qo‘ysak:

$$\begin{aligned}\frac{r_0^{n+1}}{r_0^{m+1}} &= \frac{bn}{am} \rightarrow \frac{r_0^n r_0}{r_0^m r_0} = \frac{bn}{am} \rightarrow r_0^n \frac{bn}{am} r_0 \\ U(r) &= -\frac{a}{r_0^m} + \frac{b}{\frac{bn}{am} r_0^m} = -\frac{a}{r_0^m} + \frac{am}{nr_0^m} = -\frac{a}{r_0^m} \left(1 - \frac{m}{n} \right).\end{aligned}\tag{2.12}$$

Shartga ko‘ra, $n > m$ ni inobatga olsak (2.12) formuladan shu ma’lum bo‘ladiki, atomlararo bog‘lanish energiyasi asosan tortishish potensial energiyasidan tashkil topgan. Shunday qilib, bog‘lanish energiyasining qiymati quyidagilardan iborat:

1 – atomlarning tortishishi, ulardagi tashqi elektronlarning bir – biri bilan ta’sirlashishi natijasida vujudga keladi;

2 – atomlarning bir - birini itarishi, atomlarning tashqi qobig‘idagi Kulon itarish kuchi ta’sirida hosil bo‘ladi.

Turg‘un muvozanat holati uchun minimum energiya bo‘lishi shart. Qattiq jism atomlari orasida turg‘un bog‘ bo‘lishi uchun jismni tashkil etuvchi zarrachalarning potensial va kinetik energiyalarining yig‘indisidan tashkil topgan umumiy ichki energiyasi shu atomlarning erkin holatidagi umumiy ichki energiyasidan kichik bo‘lishi kerak. **Shu ikkita energiyaning ayirmasi bog‘lanish energiyasi bo‘ladi.**

Agar sistemadagi ikkita zarrachaning ta’sirlashuv energiyasi sistemadagi boshqa zarrachalarning mavjud bo‘lishiga bog‘liq emas deb faraz qilsak va kristall yuzasidagi zarrachalarni inobatga olmasak, u holda ma’lum shaklga ega bo‘lgan kristallning energetik holati undagi zarrachalar soniga ekvivalent bo‘ladi. Shunday oddiy farazga tayangan holda har qanday zarrachaning boshqa zarrachalar bilan ta’sirlashuv energiyasini aniqlash mumkin.

N ta zarrachadan tashkil topgan kristallning potensial energiyasi $U(r_{ij})$ bo'lsin. Kristall markazidagi i – zarrachani sanoq boshi sifatida tanlab, $j \neq i$ bo'yicha yig'indisi orqali shu i – zarrachaning boshqa zarrachalar bilan ta'sirlashuv U_i energiyasini hisoblash mumkin:

$$U_i = \sum_{j \neq i} U(r_{ij}), \quad (2.13)$$

Shunda y yig'indilarni qolgan barcha $N - 1$ ta zarracha uchun amalga oshirish mumkin. Shunda N – zarrachadan tashkil topgan panjaraning umumiy energiyasi quyidagicha yoziladi:

$$U = \frac{1}{2} N U_i = \frac{1}{2} \sum U(r_{ij}) . \quad (2.14)$$

formuladagi oxirgi tenglikda panjaradagi zarrachalar soni N ning juda kattaligidan yuza zarrachalarining ta'sirini inobatga olmasa ham bo'ladi, degan taxminga tayanilgan. Yig'indi hisoblanganda har bir juft zarrachaning ta'sirlashuv energiyasi ikki marta hisoblanadi, shuning uchun $\frac{1}{2}$ ko'paytuvchi kiritilgan.

Qattiq jism xossasiga ega bo'lgan ba'zi elementlarni tarkibiy qismlarga ajratishda bog'lanish energiyasining qiymatlari 2.1 – jadvalda keltirilgan.

Jadvaldan ko'rinadiki, har bir vertikal qatordagi elementlarning kristalidagi bog'lanish energiyasi bir-biridan tubdan farq qiladi. Inert gazlarning kristallaridagi bog'lanish energiyasi C, Si, Ge elementlarning joylashgan vertikal qatoriga nisbatan juda past qiymatga ega (jadvalning o'ng tomonidagi vertikal qator). Ishqoriy yer metallarining kristall panjara energiyasi o'zgaruvchan qiymatga ega (jadvalning chap tomon vertikal qatori). Jadvalning o'rta qatorlaridagi o'tuvchi metallarning kristall panjaralarining bog'lanish energiyasi juda yuqori qiymatga ega. Yuqorida keltirilgan ma'lumotlar va xulosalar asosan qattiq jismlarning klassik tushunchalariga tayangan holda keltirilgan, ular molekula va ion bog'lanishga ega bo'lgan kristall qattiq jismlarga to'liq mos keladi. Ammo elektron konfiguratsiya holati alohida olingan atom kristall holatidan katta farq qiladi. Shuning uchun bunday hollarda kvant mexanikasi tushunchalaridan foydalangan ma'qul.

**Elementlarning kristall holatdagi zarrachalararo bog‘lanish
energiyasining qiymatlari, eV**

H 4,48																	He
Li 1,65	Be 3,33											B 5,81	C 7,36	N –	O –	F –	Ne 0,02
Na 1,13	Mg 1,53											Al 3,34	Si 4,64	P –	S 2,86	Cl	Ar 0,08
K 0,94	Ca 1,82	Sc 3,93	Ti 4,85	V 5,30	Cr 4,10	Mn 2,98	Fe 2,29	Co 4,38	Ni 4,43	Cu 3,50	Zn 1,35	Ga 2,78	Ge 3,87	As 3,0	Se 2,13	Br 1,22	Kr 0,11
Rb 0,85	Sr –	Y 4,387	Zr 6,316	Nb 7,47	Mo 6,81	Tc –	Ru 6,615	Rh 5,752	Pd 3,936	Ag 2,96	Cd 1,16	In 2,60	Sn 3,12	Sb 2,70	Te 2,6	–	–
Cs 0,82	Ba 1,86	La 4,49	Hf 6,35	Ta 8,08	W 8,66	Re 8,10	Os –	Ir 6,93	Pt 5,85	Au 3,78	Hg 0,694	Tl 1,87	Pb 2,04	Bi 2,15	–	–	–

2.2. Atomlararo bog‘lanish kuchi

Yuqorida keltirganimizdek, katta oraliq masofalarda alohida turgan atomlarning bir-biri bilan ta’sirlashish kuchi juda kichik, biroq atomlar bir-biriga yaqinlashgani sari ularning o‘zaro ta’sirlashishi orta boshlaydi. Bunda bir paytning o‘zida ikki turdagi kuch paydo bo‘ladi – tortishish va itarish kuchi, bu kuchlarning qiymatlari ular orasidagi masofaga bog‘liq. Tortishish kuchining F_{to} tabiati aniq atomlararo bog‘lanish xarakteriga bog‘liq. Tortishish kuchining atomlararo masofaga bog‘liqlilik grafigi 2.4 – rasmda keltirilgan. Atomlar bir-biriga yaqinlashgan sari ularning tashqi elektron qobig‘i bir-birini yopa boshlaydi, bu esa itarish kuchini F_{it} ortishiga olib keladi. Ularning birgalikdagi ta’sirlashuv samarasi F_{um} kuchlarning yig‘indisidan tashkil topgan, ya’ni:

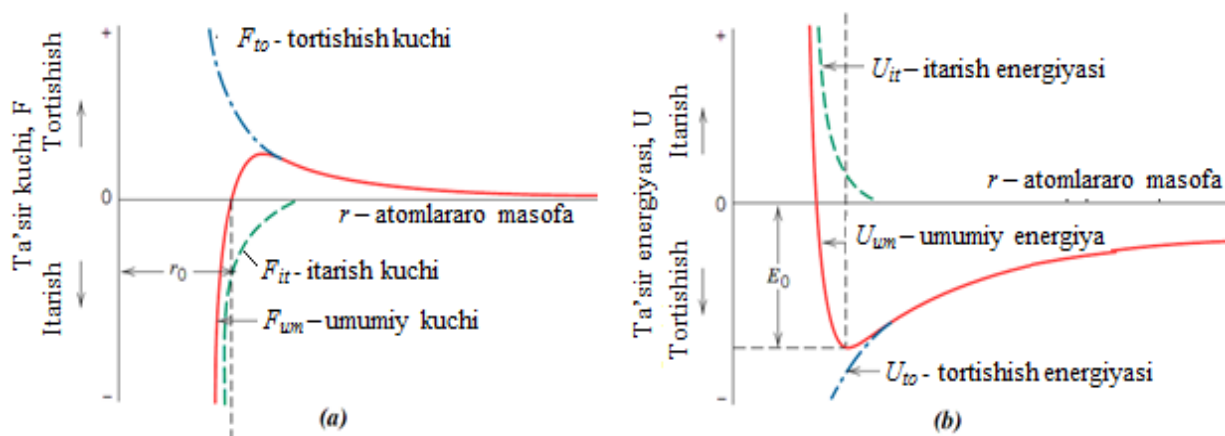
$$F_{um} = F_{to} + F_{it}, \quad (2.15)$$

Bu kuch, albatta 2.4 – rasm (a) da keltirilganidek atomlararo masofaga ham bog‘liq. Agar F_{to} va F_{it} kuchlari bir-biriga tenglashsa, unda mos ravishda $F_{um} = 0$

bo‘ladi, ya’ni:

$$F_{to} + F_{it} = 0, \quad (2.16)$$

buning natijasida muvozanatlashish vujudga keladi.



2.4– rasm. Tortishish kuchining atomlararo masofaga bog‘liqlilik grafigi:
a – ta’sir kuchlari; b – ta’sir potentsiallari.

2.4 – rasm (a) dan ko‘rinib turibdiki, ikkita atom muvozanat holatida bo‘lganlarida ular o‘rtasidagi oraliq masofa ularning markazidan qandaydir r_0 masofada joylashgan. Ko‘pchilik atomlar uchun bu oraliq masofa 0,3 nm ni tashkil etadi. O‘zaro muvozanatlashgan atomlar ularni bir - biridan uzoqlashtirishga yoki bir-biriga yaqinlashtirishga intilgan har qanday harakatga qarshilik ko‘rsatish qobiliyatiga ega bo‘lib oladi.

Ko‘pchilik hollarda atomlararo ta’sirlashuvni kuch bilan emas, balki potensial energiya bilan xarakterlash qulay. Energiyaning qiymati ta’sirlashuv kuchi yordamida ifodalanadi;

$$U = \int F dr, \quad (2.17)$$

Aniq holatlar uchun atomlararo ta’sirlashuv munosabatlari quyidagicha yoziladi:

$$U_{um} = \int_r^\infty F_{um} dr = \int_r^\infty F_{to} dr + \int_r^\infty F_{it} dr = U_{to} + U_{it}, \quad (2.18)$$

bunda: U_{um} – potensial energiyalar yig‘indisi, U_{to} va U_{it} – mos ravishda ikkita izolyatsiyalangan atomlarning tortishish va itarish energiyasi.

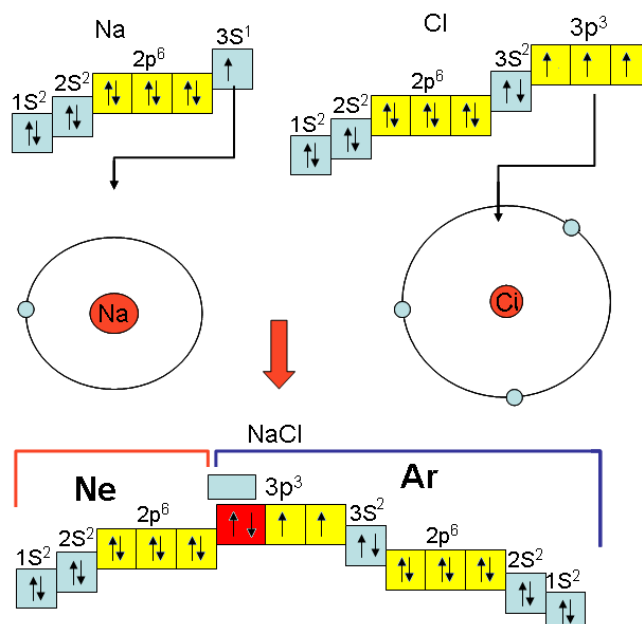
2.4– rasm (b)da ikkita atom potensial energiyalari yig‘indisi va alohida tortishish va itarish energiyalarining ular orasidagi masofaga bog‘liqligi ko‘rsatilgan. Ikkita atom ta’sirlashuv potensial energiyalari yig‘indisi, atomlarning ta’sirlashuv kuchlari yig‘indisining nol qiymatli minimumiga yaqin bo‘lgan joydan o‘tadi. Ikkita o‘rganilayotgan atomlarning **bog‘lanish energiyasi** U_0 – bu atomlararo masofaga bog‘liq bo‘lgan energiyaning minimumidagi potensial energiya qiymati (2.4, b – rasm).

U_0 – ikkita bog‘langan atomlarni bir - biri bilan ta’sirlashmaydigan darajada juda uzoq masofaga ajratishga ketgan energiya miqdori.

2.3. Atomlararo ion bog‘lanish

Atomlarning ion bog‘lanishi asosan metal va nometallar qatnashgan birikmalarda bo‘lib, unda qatnashadigan elementlar ko‘pincha davriy jadvalning bitta gorizontorida, ammo bir - biridan uzoqda joylashgan bo‘ladi.

Metal xossasiga ega bo‘lgan elementlar o‘z valentli elektronlarini osongina nometal element atomlariga beradi (2.5 – rasm).



2.5 – rasm. Natriy va xlor atomlarining bir-biri bilan ta’sirlashishi⁶.

⁶ Манба – Физика и химия твердого тела. Фистуль В.И. Т.1. Учебник для вузов. – М.: Металлургия, 1995. – 480 с.

Bunday jarayon natijasida barcha elementlarning atomlari xuddi inert elementlarning atomlari kabi turg'un konfiguratsiya hosil qilib oladi.

Bundan tashqari, atomlar elektron berishi yoki qabul qilib olishi natijasida zaryadlanib, ionga aylanadi. Ionli bog'lanishga ega bo'lgan moddaga yorqin misol bu – natriy xloridi (NaCl). Natriy $3s^1$ orbitadagi o'z valentli elektronini xlorga berib, bog' hosil qilishi natijasida uning elektron strukturasi xuddi neon (Ne) atomining elektron strukturasi o'xshab qoladi (va u bitta musbat zaryadga ega bo'lgan ionga aylanadi). Xlor esa bitta zaryadni o'ziga qabul qilib manfiy zaryadlangan ionga, ya'ni xuddi argon (Ar) atomining elektron strukturasi eslatuvchi strukturaga o'tadi (2.5 – rasm).

Natriy xloridida (osh tuzi) natriy va xlorning barcha atomlari ion shaklida bo'ladi. Ko'rib chiqilayotgan holda natriy va xlor ionlarining bir-biriga tortishish kuchi **Kulon ta'sirlashuv** kuchlarining tabiatidan kelib chiqqan, ya'ni ishorasi bo'yicha turli zaryadlarga ega bo'lgan manfiy va musbat ionlarning bir - biriga tortishishi natijasidir.

Ionlarning valentli elektronlar vositasida elektrostatik tortishuv orqali qattiq jismlarning kristallarini hosil qilishi uchun quyidagi to'rtta shart bajarilishi zarur:

1. Musbat zaryadlangan zarrachalar bir-biridan shunday oraliqda joylashishi kerakki, bunda ular o'rtasida bo'ladigan itarish kulon kuchlari minimum qiymatga ega bo'lsin;

2. Valentli elektronlar yuqoridagi talabga binoan bir-biridan ma'lum masofada joylashishi kerak;

3. Ikkinchi shartni qanoatlantirgan holda valentli elektronlar bir-biriga shunday yaqin masofada joylashishi kerakki, bunda ular o'rtasida hosil bo'ladigan tortishish kulon kuchlari maksimum qiymatga ega bo'lsin;

4. Yuqoridagi uchta shartni bajarish natijasida sistemaning potensial energiyasi kamayishi mumkin, ammo bu kamayish shunday sodir bo'lishi kerakki, bunda sistemaning kinetik energiyasi biroz oshsin.

Ionli kristallarda ionlar shunday joylashadiki, bunda qarama-qarshi zaryadlangan ionlar o'rtasidagi tortishuv kulon kuchlari, bir xil zaryadga ega bo'lgan ionlarning itarish kulon kuchlaridan kuchliroq bo'ladi. Shunday qilib, ionli bog'lanish bu qarama-qarshi zaryadlangan

zarrachalarning elektrostatik ta'sirlashuv natijasidir. Ionli bog'lanishga ega bo'lgan birikmalarga NaCl, CsCl ni misol qilish mumkin.

Katta oraliq masofalarda $+q$ va $-q$ zaryadga ega bo'lgan ionlarning ta'sirlashuvi asosan, qarama-qarshi zaryadli bo'lsa, kulon tortishishi va $\pm q^2/r$ potentsialli bir xil zaryadli bo'lsa, kulon itarish kuchi ta'sirida bo'ladi:

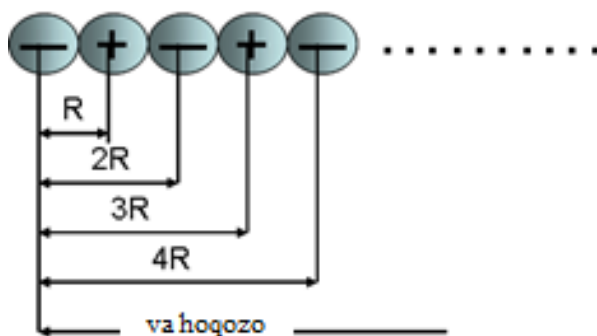
$$F = k \frac{|q_1| \cdot |q_2|}{r_2} \quad (2.19)$$

Turg'un kristall struktura hosil bo'lishidagi bog'lanish energiyasining asosiy ulushini **Madelung** energiyasi deb nom olgan elektrostatik energiya tashkil etadi. Kristallni tashkil etuvchi i – zarrachaning boshqa zarrachalar bilan ta'sirlashuv energiyasini (2.13) formula yordamida hisoblash mumkin. Faraz qilaylik, (2.13) formuladagi $U(r)$ ikkita potentsial:

- birinchisi qandaydir markaziy tekislikdagi **Born-Mayer** (2.9) qonuniga muvofiq o'zgaradigan itarish potentsial kuchi va
- ikkinchisi $\pm q^2/r$ kulon potentsialining yig'indisiga teng, shunda :

$$U(r_{ij}) = Ae^{-\frac{r_0}{p}} \mp \frac{q^2}{r_{ij}}, \quad (2.20)$$

(2.20) – formuladagi (+) ishorasi zaryadlar ishorasi bir xil bo'lganda, (–) ishorasi zaryadlar har xil ishorali bo'lganda ishlatiladi.



2.6 – rasm. Ionlararo masofa.

$r_{ij} = P_{ij}R$ formula bilan aniqlanadigan yangi kattalik R_{ij} ni kiritamiz, bunda R – kristalldagi qo'shni ionlar orasidagi masofa (2.6 – rasm), agar biz faqat yaqin qo'shni ionlarning itarishini inobatga olsak, unda quyidagini hosil qilamiz:

$$U(r_{ij}) = \begin{cases} Ae^{-\frac{R}{P}} - \frac{q^2}{R} & \text{yaqin qo'shnilar uchun} \\ \pm \frac{1}{p_{ij}} \frac{q^2}{R} & \text{boshqa barcha ionlar uchun} \end{cases} \quad (2.21)$$

Shunday qilib (2.14) formulaga binoan, umumiy energiya:

$$U = NU_i = N \left(Z Ae^{-R/P} - \frac{\alpha q^2}{R} \right), \quad (2.22)$$

bunda Z – ionning yaqin qo'shnilar soni, N – ion juftliklar soni, α – orqali esa **Madelung** doimiysini belgilaymiz.

$$\alpha \sum_{j \neq i} \pm \frac{1}{p_{ij}}, \quad (2.23)$$

(2.23) – formulani quyidagi shaklda yozish mumkin:

$$\frac{\alpha}{R} = \sum_j \pm \frac{1}{r_j}, \quad (2.24)$$

Bunda r_j – j – raqamli ionning boshlang'ich ion oralig'idagi masofa.

Muvozanat holatidagi $2N$ – iondan tashkil topgan kristall panjaraning

umumiy energiyasi: $\left(\frac{dU}{dr} \right)_{r=r_0} = 0$

Uni inobatga olgan holda, quyidagicha yozish mumkin:

$$U = -\frac{N\alpha q^2}{r_0} \left(1 - \frac{p}{r_0} \right), \quad (2.25)$$

Bunda r_0 – ionlarning muvozanatlashuv oralig'i (2.2–rasm). (2.25) ifodaga

Born–Mayer formulasi deyiladi. $-\frac{N\alpha q^2}{r_0}$ kattalik esa – **Madelung energiyasi** deyiladi. Bunda R – o'lcham birligiga ega bo'lib, uning qiymati taxminan $0,1r_0$ ga teng.

Qarama-qarshi zaryadli ionlarning cheksiz zanjiri uchun Madelung doimiysini hisoblashni ko'rib chiqamiz: manfiy zaryadni boshlang'ich deb qabul qilamiz, ionlar oralig'ini R – bilan belgilaymiz, shunda :

$$\frac{\alpha}{R} = 2 \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{2R} + \frac{1}{3R} - \frac{1}{4R} + \dots \right)$$

yoki boshqacha

$$\alpha = 2 \left(1 - \frac{1}{2} + \frac{1}{3} - \frac{1}{4} + \dots \right).$$

Qavsdan tashqaridagi ko'paytuvchi 2 ning paydo bo'lishi boshlang'ich ionning o'ng va chap tomonidagi bir xil ishoraga ega bo'lgan qo'shnisi borligini ifodalaydi, qatorga yoyishni qo'llaymiz:

$$\ln(1+x) = x - \frac{x^2}{2} + \frac{x^3}{3} - \frac{x^4}{4} + \dots$$

Shunda $x=1$ va α – uchun ko'rsatilgan qatorning qiymati $\alpha = 2\ln 2$ ga yaqinlashadi.

Aksariyat hollarda **Born-Mayerning** (2.25) formulasi bilan bir qatorda ion kristallarni bog'lanish energiyasini hisoblash uchun **Born-Lande** formulasidan ham foydalaniladi:

$$U(r_0) = -\frac{Z_1 Z_2 e^2 \alpha}{r_0} \left(1 - \frac{1}{n}\right), \quad (2.26)$$

bunda Z_1 va Z_2 – ta'sirlashayotgan ionlarning zaryadi, (2.8) formuladagi n – doimiy, r_0 – ionlararo muvozanatlashuv oralig'i.

Agar kristall struktura turi va undagi ionlarning zaryadi aniq bo'lsa, bog'lanish energiyasini aniqlash uchun bundan tashqari potensialning itarish kuchi daraja ko'rsatkichi n ni ham aniqlash zarur. Uni aniqlash uchun ko'p hollarda kristallarning $\wp$ - siqilish shartidan foydalaniladi:

$$\wp = \frac{1}{V} \cdot \frac{dV}{dp}, \quad (2.27)$$

bunda V – kristall hajmi, p – kristallga berilayotgan bosim, harorat $dU = -pdV$, ya'ni:

$$\frac{1}{\wp} = V \frac{d^2 U}{dV^2}. \quad (2.28)$$

Kristall hajmini quyidagicha aniqlash mumkin: $V = \gamma N r_0^3$, bunda N – juft ionlar soni, γ – ko'paytuvchining qiymati kristall strukturasiga bog'liq. Misol uchun, NaCl ning N ta molekuladan tashkil topgan kristalining hajmi

$$V = 2N r^3,$$

bunda $r = r_a + r_c$ ionning yaqin qo'shnilari orasidagi masofa (r_a – anion radiusi, r_c – kation radiusi), $\gamma = 2$.

Born-Mayer yaqinlashuvini qo'llash orqali quyidagiga ega bo'lamiz:

$$n = 1 + \frac{4\pi\epsilon_0 9\gamma \cdot r_0^4}{Z_1 Z_2 e^2 \alpha} \cdot \frac{1}{\wp}, \quad (2.29)$$

bunda ko‘paytuvchi $4\pi\epsilon_0$ kulon tortishuv potensialini SI o‘lcham birligiga o‘tkazishda kelib chiqadi, Shunda :

$$\pm \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{ij}},$$

Unga ma’lum qiymatlarni qo‘ysak, ya’ni: $Z_1 = Z_2 = 1$; $\alpha = 1,748$; $\gamma = 2$;

$$r_0 = 2,82 \cdot 10^{-10} \text{ m}; e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Ku}; \wp = 3,3 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{N}.$$

Shunda NaCl uchun $n=9,4$ ga teng ekanligini va shu ion juftligiga to‘g‘ri keladigan umumiy potensial energiya $U=-12,9 \cdot 10^{-19} \text{ J}$, (-8 eV). Bu esa hisoblangan qiymatning tajriba usulida olingan natijalariga to‘liq mos kelishini bildiradi, chunki u NaCl ionlarning bog‘lanishdagi tajribada aniqlangan qiymati $U = -7,9 \text{ eV}$ ga teng.

Born-Lande formulasi nazariy formula hisoblanmaydi, chunki undagi n ning qiymati eksperimental yo‘l bilan aniqlanishi kerak bo‘ladi. Shunga qaramasdan hisoblarning farqi atigi 3% ni tashkil etadi. **Born-Mayer** (2.25) formulasini itarishni vujudga keltiruvchi hudud uchun fizik ma’no va kattalikka ega bo‘lgan R orqali ifodalash bilan baholaymiz:

$$\frac{r_0}{p} = 1 + \frac{4\pi\epsilon_0 9\gamma \cdot r_0^4}{Z_1 Z_2 e^2 \alpha} \cdot \frac{1}{\wp}, \quad (2.30)$$

Agar (2.30) - formulaga NaCl ma’lumotlarini qo‘ysak, unda $\frac{r_0}{p} = 10,46$ ni aniqlaymiz. Bundan ma’lum bo‘ladiki, itarish $p \approx 3 \cdot 10^{-11} \text{ m}$ o‘lchamga ega bo‘lgan hududda vujudga keladi.

Ion bog‘lanish aniq yo‘nalishga ega emas, uning kuch yo‘nalishlari barcha tomonga bir xil yo‘nalgan. Ionli kiristallar turg‘unligini oshirish uchun har bir manfiy zaryadli ionni musbat zaryadli ionlar bilan x , y , z fazoning uch o‘lcham bo‘yicha har tomonidan o‘rab olish kerak va buning teskarisi musbat ionlarga ham taalluqli bo‘ladi.

Ion bog‘ning energiyasi odatda 600 va 1500 J/mol (yoki 3 dan 8 eV/atom) atrofida bo‘ladi, bu juda katta ko‘rsatkich bo‘lib, uning qiymati shu moddalarning erish haroratida o‘z ifodasini topgan (2.3 – jadval). Ba’zi hollarda bog‘lanish energiyasining miqdori bitta atomga yoki ionga tegishli bo‘lgan birliklarda beriladi. Bunday hollarda minimal energiya miqdorini ifodalash oson, aynan elektron-voltlarda. 1 eV – bu bitta elektronning 1 V

kuchlanishni uzatishga ketgan ish miqdori. 1 J va 1 eV o'rtasidagi munosabat quyidagicha:

$$1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J.}$$

2.3 – jadval.

Ba'zi moddalarning bog'lanish energiyasi va erish harorati

Moddaning kimyoviy formulasi	Bog'lanish energiyasi (kJ/mol)	Erish harorati (°C)
Ion bog'lanish		
NaCl	640	801
LiF	850	848
MgO	1000	2800
CaF ₂	1548	1418
Kovalent bog'lanish		
Cl ₂	121	-102
Si	450	1410
InSb	523	942
S (Olmos)	713	>3550
SiC	1230	2830
Metal bog'lanish		
Hg	62	-39
Al	330	660
Ag	285	962
W	850	3414
Van-der-Vals bog'lanishi		
Ar	7,7	-189(Q69 kPa)
Kr	11,7	-158(Q73,2 kPa)
CH ₄	18	-182
Cl ₂	31	-101
Vodorod bog'lanish		
NF	29	-83
NH ₃	35	-78
H ₂ O	51	

2.1 – muammoli vazifa va uning yechimi

KBr kristall moddaning ikkita ionlararo tortishish va itarish kuchlarini hisoblang, bunda K⁺ va Br⁻ ionlarning atom radiuslari mos ravishda 0,138 nm va 0,196 nm.

Vazifa: Topilgan $F_{to} = \frac{dU_{to}}{dr}$ va $U_{to} = -\frac{A}{r}$ formulalardan foydalanib, ionlararo tortishish kuchini hisoblang, bunda ionlararo masofani ular bir - biriga tega boshlagan ondagi holat uchun tanlang;

Yechimi: F_{to} – ta’sirlashish kuchini topish uchun U_A tortishish energiyasini, r - ionlararo masofaga nisbatan differensiallab aniqlaymiz:

$$F_{to} = \frac{dU_{to}}{dr} = \frac{d(-\frac{A}{r})}{dr} = -(\frac{-A}{r^2}) = \frac{A}{r^2}.$$

Endi bu tenglamadagi A ning o‘rniga

$$A = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r^2} (|Z_1|e)(|Z_2e|),$$

qo‘yib, F_A ni qayta yozamiz:

$$F_{to} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r^2} (|Z_1|e)(|Z_2|e).$$

Bu formulaga Z_1 , Z_2 , ϵ_0 va e – qiymatlarni kiritamiz. Bunda r sifatida ionlararo bir - biriga tegib turgan ondagi masofani r_0 deb qabul qilamiz. Shunda r quyidagicha topiladi:

$$r_0 = r_K + r_{Br} = 0,138nm + 0,196nm = 0334nm = 0,334 \times 10^{-9}m.$$

Formulada qatnashayotgan barcha kattaliklar qiymatlarini joyiga qo‘yamiz:

$$\begin{aligned} F_{to} &= \frac{1}{4\pi(8,85 \times 10^{-12} F/m)(r^2)} [|Z_1|(1,602 \times 10^{-19} C)][|Z_2|(1,602 \times 10^{-19} C)] = \\ &= \frac{(2,31 \times 10^{-26} N \cdot m^2)(|Z_1|)(|Z_2|)}{r^2} \end{aligned}$$

Ion K^+ hamda ion Br^- (ya’ni $Z_1 = +1$, $Z_2 = -1$), Shunda ionlararo tortishish kuchi quyidagiga teng:

$$F_{to} = \frac{(2,31 \times 10^{-26} N \cdot m^2)(|+1|)(|-1|)}{(0,334 \times 10^{-9} m)^2} = 2,07 \times 10^{-9} N$$

Javob: $2,07 \cdot 10^{-9} N$.

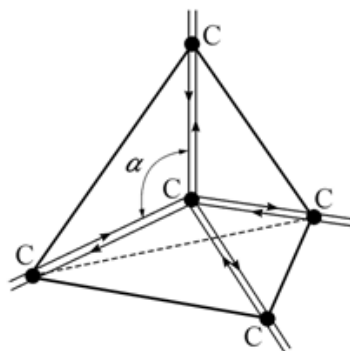
2.4. Atomlararo kovalent bog‘lanish

Kovalent bog‘lanish o‘zining atomlararo elektronlar oraliq hududida yuqori elektron zichligiga egaligi hamda aniq yo‘nalganligi bilan izohlanadi. Zarrachalari kovalent bog‘lanishga ega bo‘lgan kristall moddaga olmos yorqin misol bo‘ladi. Olmosdan, ya’ni ugleroddan tashqari kremniy, germaniy, tellur ham kovalent bog‘ hosil qiladi.

Olmosning kristall strukturasida atomlar bir-biri bilan shunday bog‘langanki, ularning to‘rtta bog‘i fazoda simmetrik joylashgan. Olmosda

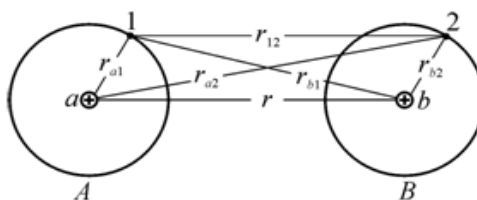
- uglerodning har bir atomi, yaqin qo'shnisi bo'lgan atomlardan tashkil topgan tetraedr markaziga sig'adi (2.7 – rasm).

Kovalent bog', odatda, ikkita atomdagi elektronlarning qo'shilishi natijasida hosil bo'ladi, ya'ni bog'lanayotgan har bitta atomdan bitta elektron olinadi. Bunda qo'shilayotgan elektronlar bir-biridan spin soni bilan farq qilishi shart ($\uparrow\downarrow$). Atomlarda kovalent bog'lanish hosil bo'lish mexanizmini o'rganishni vodorod H_2 molekulasining hosil bo'lish misolida ko'rib chiqish qulay.



2.7-rasm. Olmos strukturasi uglerod atomlarining joylashuvi, strelkalar bilan uglerodning ion almashuv yo'nalishi ko'rsatilgan.

Aytaylik, ikkita bir xil turdagi A va B vodorod atomlari bir-biridan unchalik katta bo'lmagan r masofada yotgan bo'lsin. Bunda faqat bitta elektronga ega bo'lgan A va B atomlari erkin holatda bo'lsin, agar ular orasidagi masofa, aytaylik, $r = 50A$ ni tashkil etsa, bunday atomlarning bog'lanishi 10^{12} yilda bir marta amalga oshishi mumkin. Shuning uchun bu atomlar bir-biridan mutlaqo uzilgan deb qarash mumkin. Shunda y atomlardan tashkil topgan sistema energiyasini taxminan $2U_0$ ga teng deb qabul qilamiz, bunda U_0 – alohida erkin turgan atom energiyasi.

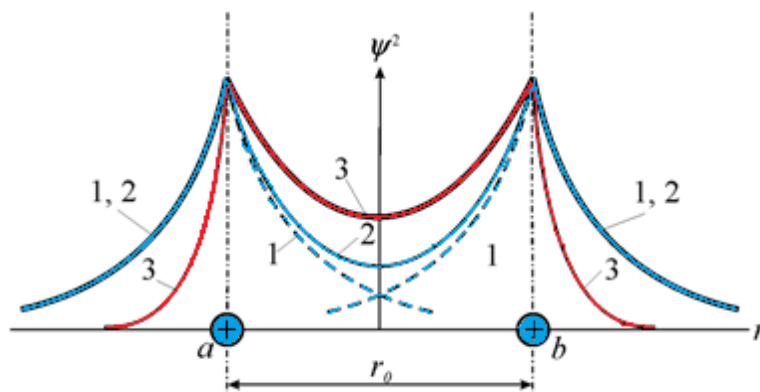


2.8-rasm. Vodorod molekulasining hosil bo'lish sxemasi.

Atomlar bir-biriga yaqinlashib, ularning orasidagi masofa $r = 2A^0$ qiymatga yetganda atomlarning bog'lanishga o'tishdagi tebranish chastotasi $\nu \approx 10^{14} \text{ sek}^{-1}$ ni tashkil etadi (2.8 - rasm). Atomlar yanada

yaqinlashganda ulardagi elektronlar bir - birining orbitasiga o‘ta boshlaydi. Natijada ularning xususiy energiyasi pasaya boshlaydi. 2.9 – rasmda A va B vodorod atomlarining bog‘lanishi natijasida atomlararo elektronini zichlanishi ko‘rsatilgan, bunda: 1 – uzlukli chiziqlar bog‘lanmagan erkin atomlardagi elektronlarning mumkin bo‘lgan zichligi; 2 – chiziq erkin atomlarning bog‘ hosil qilmasdan yonma-yon turishida elektronlarni mumkin bo‘lgan zichligi; 3 – atomlarni bir-biri bilan kovalent bog‘lanishi natijasida elektronlarning bo‘lishi mumkin bo‘lgan zichligi.

2.9-rasmdan ko‘rinib turibdiki, atomlarning birikishi natijasida elektronlar A va B atomlarning ikki yadrosi o‘rtasiga siqib chiqarilgan. Elektronlarning yadrolar oralig‘iga siqib chiqarilishi natijasida ulardan tashkil topgan sistema energiyasi pasayib, atomlar o‘rtasida tortishish kuchi hosil bo‘ladi.



2.9-rasm. Vodorod molekulasida elektronlarning taqsimlanishi⁷.

Vodorod molekulasida uchun bog‘lanishdagi hisoblash olimlar **Geytler** va **London** tomonidan amalga oshirilgan bo‘lib, ular ikkita vodorod atomidan tashkil topgan sistemaning energiyasi elektronlar spin yo‘nalishiga qarab ikki xil qiymatga ega bo‘lishi mumkinligini ko‘rsatib berishdi, ya’ni

$$\text{parallel bo‘lmagan holat uchun} \quad U_S = 2U_0 + \frac{K + A}{1 + S^2}, \quad (2.31)$$

$$\text{parallel holat uchun} \quad U_A = 2U_0 + \frac{K + A}{1 + S^2}, \quad (2.32)$$

bunda: K – elektronlarning yadro bilan elektrostatik ta’sirlashuv energiyasi yig‘indisi, ya’ni elektronlarning o‘zaro va yadrolarning o‘zaro

⁷ Манба – Физическое материаловедение: Учебник для вузов. /Под общей ред. Б.А. Калина. – М.: МТФТ, 2007.

ta'sirlashishi. Uni **Kulon energiyasi** deb atashadi. Odatda, K ning ishorasi manfiy bo'ladi;

A – atomlarning birikib, molekula hosil qilishi natijasida elektronlar taqsimlanishidan hosil bo'lgan hajmiy ta'sirlashuv energiyasi. A ning ishorasi ham manfiy, ammo absolyut qiymati bo'yicha Kulon kuchidan ancha katta;

S – noortogonallik integrali, uning qiymati $0 \leq S \leq 1$ oraliqda bo'ladi.

Spinning yo'nalishiga ko'ra, U_s – simmetrik energiya va U_A – antisimmetrik energiya bo'ladi. K va A ning ishoralari manfiy bo'lgani uchun, ya'ni $S|A| < |K|$ antisimmetrik holat hosil bo'lganda energiya ortadi va itarish kuchi ortib, molekula hosil bo'lmay qoladi.

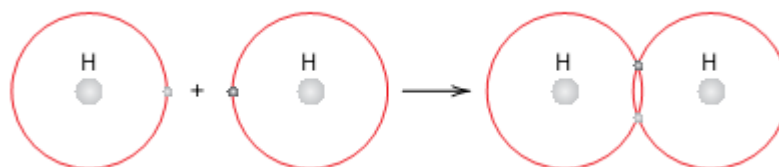
Vodorod molekulasida kimyoviy bog'lanish energiyasi faqat bog'langan atomlarning o'rtasidagi oraliq masofaga bog'liq. Ammo atomlararo ta'sirlashuv hamma vaqt ham markaziy emas, masalan olmosning kristall panjarasida uglerod atomi tetraedrdan tashkil topgan panjara bilan o'rab olingan, shuning uchun bog'lanish energiyasini hisoblash uchun nafaqat atomlarning oraliq masofasi, balki valentli burchaklar ham ma'lum bo'lishi kerak (2.7-rasm, unda $\alpha = 109^\circ$).

Umuman aytganda, haqiqiy moddalarning sof kovalent bog' hosil qilishi

juda kamyob hisoblanadi, shuning uchun ularning bog'lanishi qandaydir ma'noda ion bog'lanishga o'xshab ketadi. Ammo sof ion bog'lanish ham kamyob hisoblanadi. Shuning uchun aksariyat moddalar aralash bog'lanishga ega.

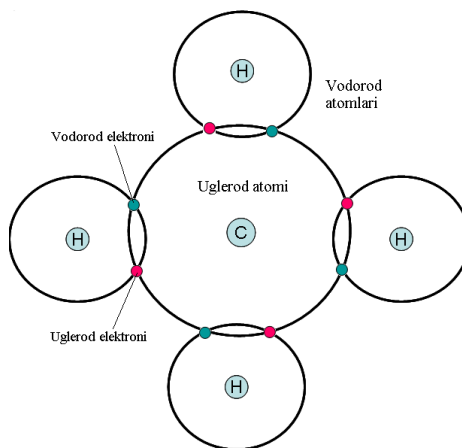
Kovalent bog'lanish bir - biriga nisbatan elektr manfiylikka ega bo'lgan – ya'ni davriy jadvalda yonma yon turgan, shu bilan birga atomlar o'lchami unchalik farq qilmagan moddalarda topilgan. Kovalent bog'langan moddalarning elektron konfiguratsiyasi turg'un bo'lib, ular qisman bo'lsa-da elektrik xossalarga ega, aynan shu xossasi texnikada ko'proq qo'llaniladi. Ikkita kovalent bog'langan atomlarning tashqi elektronlari o'z orbitalarida saqlab qolinadi, bog' esa atomlarning orbitasi bilan birga bog'lanadi. Buning natijasida har bir atomdan bittadan elektron bog'lanishda ishtirok etib, ularning har biri ikkala atomga ham tegishli bo'ladi. Kovalent bog'lanishga ega bo'lgan vodorod (H_2) molekulasining sxematik tasviri 2.10 – rasmda keltirilgan. Yuqorida keltirilganidek,

vodorod atomida bitta elektron bor. Bog‘lanish natijasida har bir atom o‘ziga bittadan elektron olib, geliy atomining konfiguratsiyasiga o‘tishga harakat qiladi (2.10 – rasmning chap tomoniga qarang). Bundan tashqari, atomlar orbitalari ularning bog‘langan nuqtasida bir-birining chegarasiga qisman kiradi. Bundan tashqari, kovalent bog‘ o‘zining yo‘nalganligi bilan ajralib turadi, ya’ni bunday bog‘ aniq atomlar o‘rtasida bo‘lib, ularning elektronlari birlashadi.



2.10-rasm. Vodorod molekulasidagi atomlarning bir-biri bilan kovalent bog‘lanish tartibi.

Ko‘pchilik nometal elementlarning molekulari (Cl_2 , F_2), hamda bir-biriga mos bo‘lmagan CH_4 , H_2O , NHO_3 atomlar molekularidagi bog‘lanishlarning yarmi kovalent bog‘lanishga ega bo‘ladi (CH_4 – kovalent bog‘lanishdagi sxemasi 2.11 – rasmda keltirilgan).



2.11-rasm. Metan gazida uglerod atomiga vodorod atomlarining kovalent bog‘lanishi.

Bundan tashqari, kovalent bog‘ga ega bo‘lgan sof qattiq jismlardan, olmos (uglerod), kremniy, germaniydan tashqari davriy jadvalning o‘ng tomonida joylashgan elementlar birikmalari galliy arsenidi (GaAs), indiy plyumbumi (InSb) va karbid kremniy (SiC) birikmalari ham kovalent bog‘lanishga ega.

Kovalent bog‘, yuqori mustahkamlik va qattqlikka ega bo‘lgan erish harorati 3550 °C (6400 F) bo‘lgan olmosda yoki juda yumshoq, erish harorati 279 °C (518 F) bo‘lgan vismutda ham bo‘lishi mumkin. Orbitalararo bog‘lanib, kovalent bog‘ hosil qilgan ba’zi moddalarning bog‘lanish energiyasi 2.3 – jadvalda keltirilgan. Kovalent bog‘lanishda ishtirok etadigan elektronlar qo‘zg‘almas bo‘lganlari uchun materiallarning ko‘pchiligi elektr tokini o‘tkazmaydigan izolyatorlar bo‘lsa, boshqalari yarim o‘tkazgichlar hisoblanadi. Mexanik xossalariga ko‘ra, bu materiallar bir-biridan tubdan farq qiladi, masalan ba’zilari nisbatan mustahkam, ba’zilari mustahkam emas, boshqalari esa juda mo‘rt sinadi, qolganlari esa yuqori plastiklik darajasiga yetgandan keyin sinadi. Elektronlar juftligi natijasida hosil bo‘lgan kovalent bog‘langan materiallarning bog‘lanish parametriga qarab ularning mexanik xossalarini oldindan aytish juda qiyin.

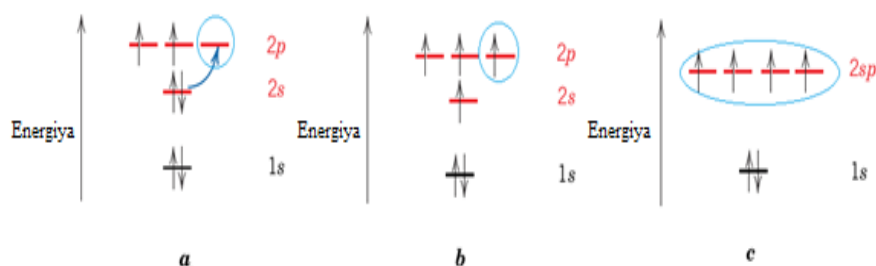
Shunisi qiziqki, uglerod o‘z kristallarida turli bog‘lanishlarni namoyon etadi, masalan olmosda u kovalent bog‘langan, grafitda u metal bog‘lanishni namoyon etadi, aks holda umuman amorf holatda bo‘ladi. Buni tushunib olish uchun uglerod bilan yanada yaqinroq tanishamiz.

2.4.1. Orbitalarning bog‘lanishdagi gibridlanishi

Ko‘p hollarda kovalent bog‘lanishga ega bo‘lgan uglerod (shu bilan bir qatorda boshqa nometallar) atomlarining bitta yoki ikkita orbitalari bir-biriga qisman kirishgan bo‘lgani uchun (2.10 va 2.11 – rasm) ularda aralashish (yoki birikish) kuzatiladi, buning natijasida ularning orbitalari gibridlanadi. Misol tariqasida $1s^2 2s^2 2p^2$ elektron konfiguratsiyasiga ega bo‘lgan uglerodni ko‘rib chiqamiz (1.4 – jadval). Ba’zi hodisalarga ko‘ra $2s^2$ (unda ikkita elektron bor) orbitaldagi bitta elektron $2p^2$ (unda to‘rtta bo‘sh o‘rin bor) orbitaga bo‘sh o‘ringa sakrab o‘tadi (2.12,b – rasm), buning natijasida uglerod $1s^2 2s^1 2p^3$ elektron konfiguratsiya hosil qiladi. Bundan tashqari $2s$ orbitadagi elektron $2p$ orbitadagi kataklar bo‘yicha surilishi mumkin, natijada bir - biriga ekvivalent bo‘lgan sp^3 shakldagi parallel spinga ega bo‘lgan va boshqa atomlar bilan kovalent bog‘lana oladigan orbital hosil bo‘ladi.

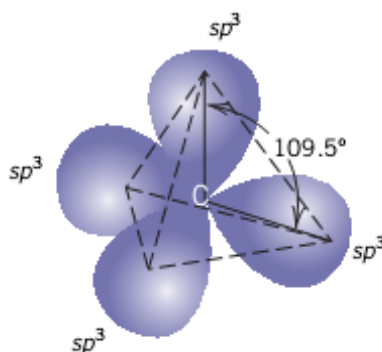
Orbitalarni bir - biriga aralashishdan hosil bo‘lgan shaklga **gibridlanish** deyiladi. U 2.12,s–rasmda ko‘rsatilgan elektron

konfiguratsiyaga olib keladi. Bunda har bir sp^3 orbital o'zida bitta erkin elektroni bo'lgani uchun u yarim to'lgan.



2.12-rasm. Uglerodda sp^3 shaklli gibridlanish jarayoni: a- 2s orbitadan 2p orbitaga sakrab o'tishi; b- 2p orbitasidagi bo'sh joyni elektron bilan egallanishi; c- gibridlanish natijasida $2sp^3$ shakldagi yagona gibrid orbitasida 4 ta elektroni joylashishi natijasida shakllanishi.

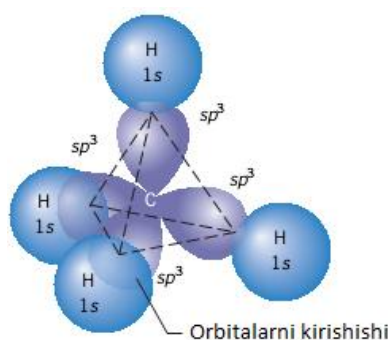
Gibridlashgan orbitaga ega bo'lgan moddalarda orbitalar bir-biri bilan yo'naltirilgan bog'li tabiatga ega, ya'ni har bir atom orbitasi bir-biri bilan bir vaqtning o'zida tortishish kuchi yo'nalishiga ega. Bundan tashqari, uglerod atomidagi to'rtta sp^3 gibrid orbitalar tetraedr uchida turgan atomlar tomon simmetrik yo'nalishga ega, uglerodning simmetrik yo'nalgan konfiguratsiyasi sxematik tasviri 2.13 – rasmda ko'rsatilgan. Bunda piramidaning har bir uchidagi burchak $109,5^\circ$ ni tashkil etib, har bir sp^3 gibrid orbitalari vodorodning to'rtta 1s (CN_4) orbitasi bilan chambarchas bog'langan. Olmosdagi uglerod atomlari bir-biri bilan sp^3 gibrid orbitalari bilan kovalent bog'langan, har bir atom uglerodning boshqa to'rtta atomi bilan bog'langan. Olmosning bog'lanishdagi kristallik strukturasi 2.7 – rasmda ko'rsatilgan.



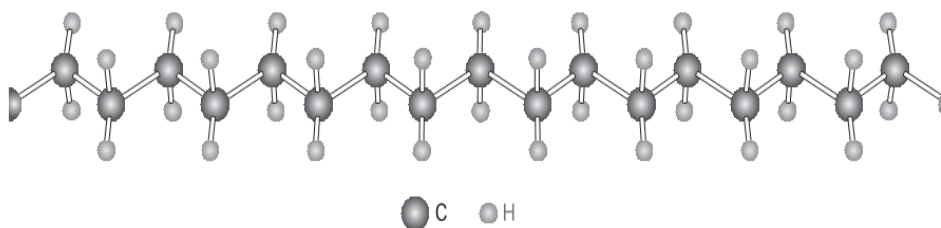
2.13-rasm. Uglerodning 4 ta sp^3 gibrid orbitalaridan tashkil topgan tetraedr⁸: orbitalar orasidagi burchak $109,5^\circ$.

⁸ Манба – Е. С. Астрова Учебно-методический комплекс дисциплины «Основы кристаллографии и физики кристаллов» для студентов очной формы обучения специальности 010701 – «Физика». Благовещенск: Амурский гос. Ун-т, 2006. – 111 с.

Olmosdagi C – C uglerod bog‘lanish juda mustahkam bog‘ bo‘lib, u materialning yuqori erish haroratini va juda qattiq bo‘lishini ta’minlagan (u tabiatda tarqalgan materiallarning eng qattig‘i). Ko‘pchilik polimer materiallardagi uglerod aynan sp^3 orbitalarning bir-biriga ulanishi natijasida uzundan uzun zanjir bog‘i hosil qiladi, ulardagi bu zanjirlar zigzagli struktura hosil qiladi (2.15 – rasm). Buning asosiy sababi bog‘lanishdagi $109,5^\circ$ burchak hisoblanadi.



2.14-rasm. Metan molekulasidagi 4 ta gibridlashgan sp^3 orbitalning 4 ta vodorodning 1s orbitallar bilan bog‘lanish diagrammasi (CH_4).

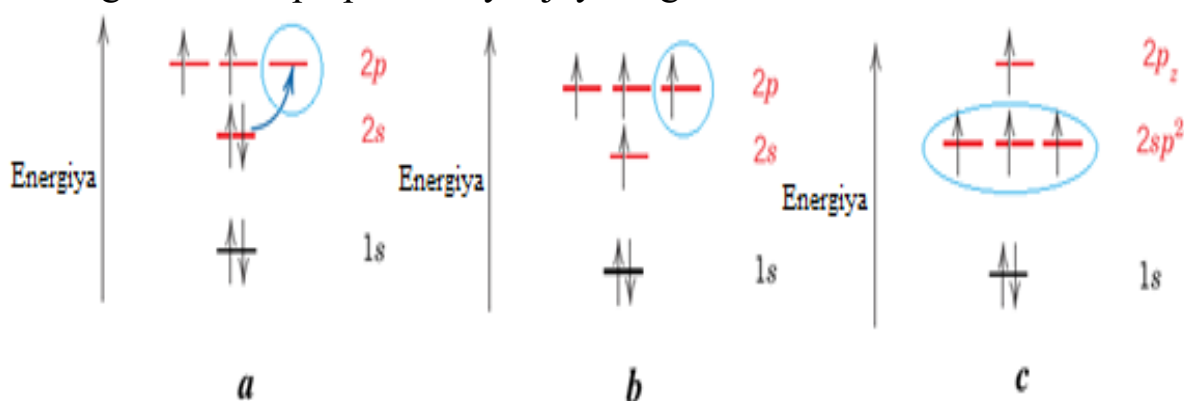


2.15-rasm. Polietilen molekulasida strukturasida.

Shu bilan birga boshqa moddalar uchun gibridlanishning boshqa konfiguratsiyalari ham mavjud. Ulardan bittasi bu sp^2 , unda s orbital ikki p orbital bilan qo‘shilgan. Bunday konfiguratsiya hosil qilish uchun, bitta s orbital uchta 2p orbitalning ikkitasi bilan qo‘shiladi, bunda r orbitalning bittasi qo‘shilmasdan qoladi.

Bu holat 2.16 – rasmda ko‘rsatilgan. Unda qo‘shilmagan r orbital $2r_z$ bilan belgilangan. Bunday hollarda har bir uglerod atomiga tegishli bo‘lgan uchta sp^2 orbital markazga nisbatan 120° burchak ostida joylashib, yo‘nalgan uchburchak shaklini hosil qiladi (2.17 – rasm). Bundan

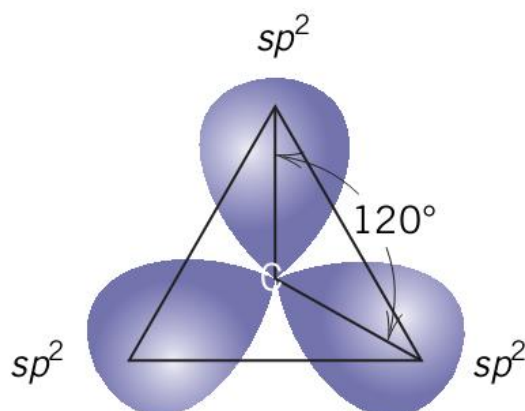
tashqari qo‘shilmagan $2r_z$ orbital shunday joylashganki, u sp^2 orbitalga nisbatan perpendikulyar joylashgan.



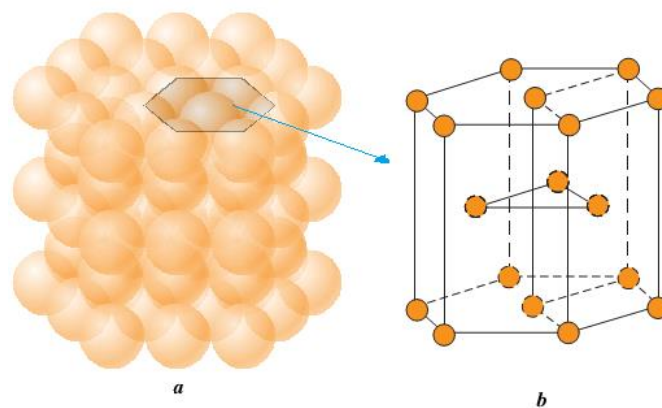
2.16-rasm. Uglerodda orbitallar gibrirlanishi natijasida $2sp^2$ orbitalning hosil bo‘lishi: a- elektronni 2s orbitaldan 2p orbitalga o‘tishi; b- 2p orbitalda elektronlarning taqsimlanishi; s- $2sp^2$ orbitalni hosil bo‘lishi.

Uglerodning yana bir sp^2 gibrirlashgan orbitalga ega bo‘lgan turiga grafit strukturasi deyiladi. Grafit barcha xossasiga ko‘ra olmosdan tubdan farq qiladi. Grafit parallel ustma-ust joylashgan oltiburchak qatlamlardan tashkil topgan (2.18 -rasm).

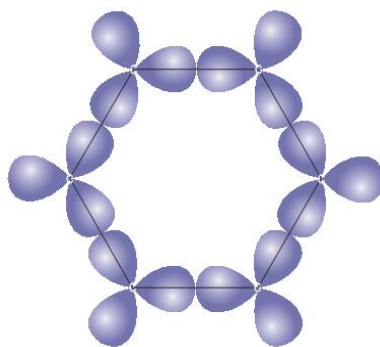
Oltiburchaklar sp^2 yassi uchburchaklardan tashkil topgan, xuddi shunday bog‘lanish 2.19 – rasmda ko‘rsatilgan, bunda uglerod atomlari shakl uchlarida joylashgan. Oltiburchakda atomlar sp^2 juda mustahkam bog‘langan bo‘lsa, tekisliklararo uglerod atomlarining bog‘lanishi Van-der-Vaals kuchi orqali bog‘langan, bunda $2r_z$ orbitadagi elektron erkin holda bo‘ladi.



2.17-rasm. Uglerodning 3 ta sp^2 orbitallarining uchburchak shaklida joylashish diagrammasi: uchburchaklarning burchaklari 120° ni tashkil etadi.



2.18-rasm. Grafit. a- grafitda uglerod atomlarining joylashishi; b-yacheyka joylashish modeli.



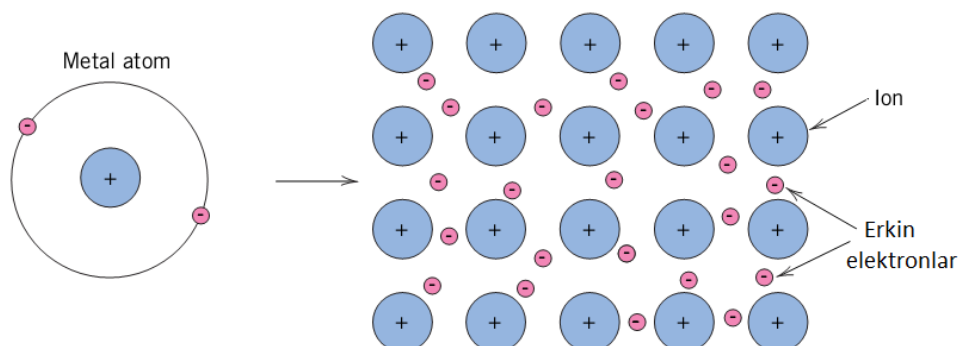
2.19-rasm. sp^2 uchburchak orbitalarning bir-biriga ulanishidan hosil bo'lgan oltiburchak.

2.5. Atomlararo metal bog'lanish

Ma'lumki metal atomlardagi tashqi valentli elektronlari yadro bilan nisbatan sayyoz bog'langan. Moddalarning suyuq holatdan qattiq (kristall) holatga o'tishi natijasida modda atomlari bir-biriga shunday yaqinlashadiki, ulardagi valentli elektronlar o'z atomlarini tark etib, kristall panjara bo'ylab erkin harakat qilish imkoniga ega bo'lib oladi. Natijada kristall panjarada deyarli bir xil manfiy zaryadga taqsimlanishi vujudga keladi (2.20 –rasm).

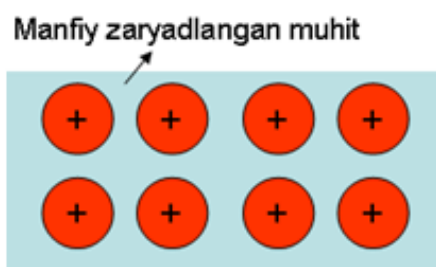
Buning natijasida kristall panjarada musbat ionlarning elektron bulutlari bilan ta'sirlashishidan bog' hosil bo'ladi. Elektronlar ionlar orasiga joylashib, ular bilan ta'sirlashish orqali ionlar orasidagi tortishuvni muvozanatlashga intiladi. Ionlar orasidagi masofa qisqargan sari ularning orasidagi elektron bulutining zichligi orta boradi, natijada ionlarning tortishish kuchi ortadi. Bundan tashqari ionlar bir-biriga yaqinlashgani sari

ularning orasida itarish kuchi ham ortadi. Natijada ionlar kristall panjarada shunday oraliqda joylashadiki, bunda tortishish va itarish kuchlari muvozanatlashadi va kristall turg'un holatga o'tib qoladi.



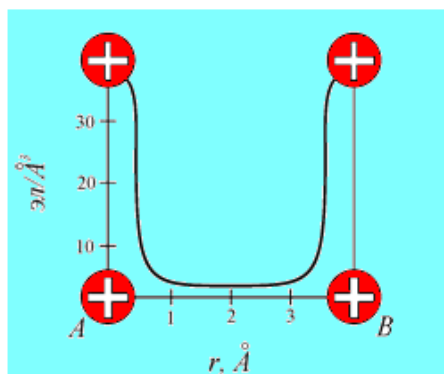
2.20-rasm. Metal bog'lanishga ega bo'lgan strukturaning tasviri.

Ishqoriy metallarning kristall panjarasini manfiy zaryadlangan muhitga tartib bilan tushirilgan musbat zaryadli ionlardan tashkil topgan modelga qiyoslash mumkin (2.21 –rasm).



2.21-rasm. Manfiy muhitda musbat ionlarning joylashishi.

Ba'zi metallarning bog'lanish energiyasi va erish harorati 2.3 – jadvalda keltirilgan. Bog'lanishlar juda kuchsiz yoki mustahkam bo'lishi mumkin, masalan simob uchun bog'lanish energiyasi 62 kJ/mol dan, volfram uchun 850 kJ/mol gacha o'zgarishi mumkin. Ularga mos ravishda erish harorati -39°C dan 3414°C gacha (-39°F dan 6177°F gacha). 2.22-rasmda alyuminiy kristall panjara tugunlarida elektron zichligi taqsimlanishining rentgenografik usulda olingan egri chizig'i tasvirlangan. Unga ko'ra, juda katta atomlararo hududda elektronlarning zichligi deyarli bir xil bo'lib, atom markaziga yaqin joyda ularning zichligi keskin ortishi ko'rsatilgan. Bu esa alyuminiy atomining ichki elektronlarini bildiradi.



2.22-rasm. Alyuminiy kristall tugunlari oralig'ida elektron zichligi taqsimlanishi.

2.6. Van-der-Vaals bog'lanishlari

Agarda kristall panjaraning tugunlarida bir xil to'yingan molekulalardan tashkil topgan (H_2 ; Cl_2 ; Br_2 ; I_2) yoki ular inert gazlar (Ar, Ne, Xe, Rn) bo'lsa, ularga molekulyar bog'ga ega bo'lgan kristallar deyiladi. Molekulyar kristallarning o'ziga xos tomonlaridan biri panjara tugunlarida joylashgan zarrachalar bir-biri bilan juda sayyoz kuch ta'sirida, ya'ni Van-der-Vaals kuchi orqali bog'langan. Ma'lum bo'lishicha vodorod bog'i, ya'ni ikkinchi darajali bog', asosan vodorod atomiga ega bo'lgan ba'zi molekulalarda sodir bo'lar ekan, bunda vodorod vodorod bog'lanishni hosil qiluvchi asosiy komponent hisoblanadi.

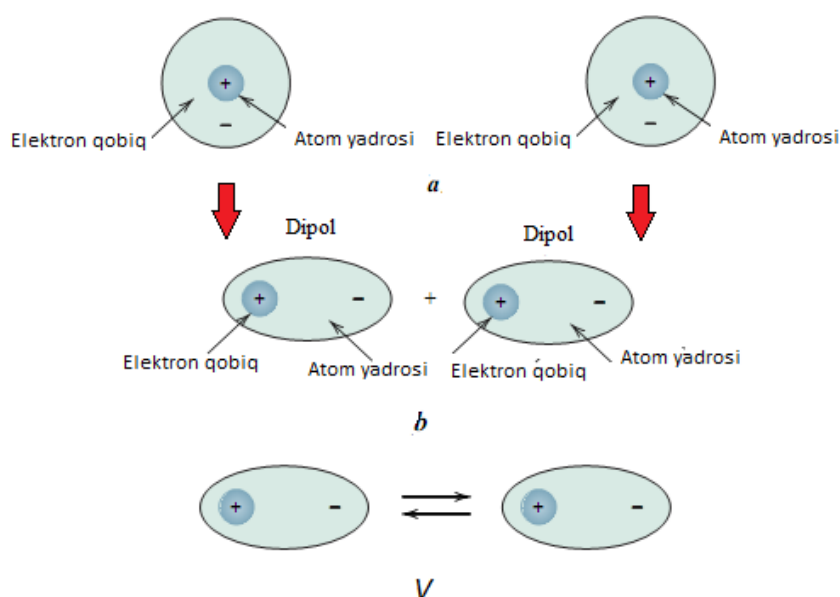
Bog'lanishning bunday usuli qisqacha ko'rib chiqiladi.

2.6.1. Dipol bog'lanishlardagi tebranishlar

Inert gazlarning atomlari s^2p^6 holatida 8 ta elektron guruhdan tashkil topgan juda mustahkam bog' hosil qilib, ularning harakatiga qo'shni atomlarning bo'lishi juda kam ta'sir qiladi. Atomlar bir-biridan uzoqda joylashgani bois ularda zaryadning taqsimlanishi sferik simmetriya hosil qiladi. Ammo atomlar bir-biriga yaqinlashganda bu simmetriya buzilib, ularning orasida onlik elektrik dipol momenti hosil bo'ladi (2.23-rasm), bu esa qo'shni atom markazida elektr maydonini hosil qiladi, buning natijasida unda ham onlik dipol momenti hosil bo'ladi.

Shunday qilib, atomlar bir-biriga yaqinlashganda turg'un konfiguratsiya ikkita dipol momentidan tashkil topgan bo'ladi. Buning natijasida ikkita atom tortishuvi sodir bo'ladi. Ta'sirlashuv bog'lanish energiyasining kvantomexanik hisobi olim London tomonidan amalga oshirilgan. U bir-biri bilan ta'sirlashayotgan ikkita otselyatorning to'liq

pasayish sababini, ularning ta'sirlashuvi qiymati oraliq masofasining oltinchi darajasiga teskari proportsional ekanligini aniqlagan.



2.23-rasm. Dipol bog‘ning hosil bo‘lishi: a – elektr jihatdan simmetriyaga ega bo‘lgan ikkita atom; b – dipol elektrining simmetriyaga ta’siri; v – dipol hosil qilishi, ya’ni ikkita atomning Van-der-Vaals bog‘lanishi⁹.

Argon, kripton, metan va xlor uchun bog‘lanish energiyasi 2.3-jadvalda keltirilgan.

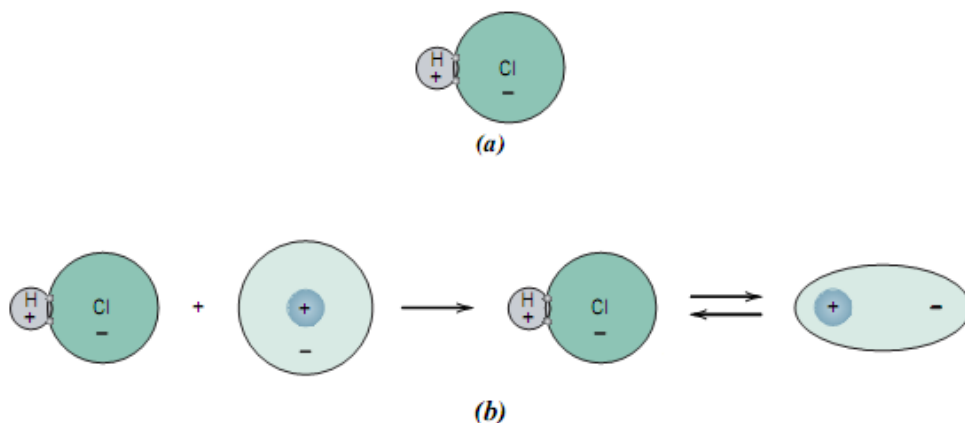
2.6.2. Dipol bog‘lanishlarda qutblanishning vujudga kelishi

Atomlararo masofaning yanada qisqarishi natijasida atomlarning elektron qobiqlari bir-birini yopa boshlaydi va ularda bir-birini itarish hosil bo‘ladi. Bu holat inert gazlarda Pauli prinsipi asosida sodir bo‘ladi. Pauli prinsipi quyidagicha: **bitta atomda ikkita bir xil kvant sonlarga ega bo‘lgan elektron bo‘lishi mumkin emas**, ya’ni elektronlar fazoda bitta hududda kinetik energiyani oshirmasdan joylashishi mumkin emas. Bu esa sistemaning to‘liq energiyasini oshishiga va natijada itarish kuchini hosil bo‘lishiga olib keladi.

Qutbli molekularlar aralash noqutbli molekularlarda ham dipol hosil qilishi mumkin, natijada ular orasida tortishish kuchi vujudga keladi. Bu bog‘lanishdagi holat 2.24, b – rasmda keltirilgan. Bundan tashqari, uning

⁹ Манба – Физика и химия твердого тело. Фистуль V.I. Т.2. Учебник для вузов. – М.: Металлургия, 1995. – 480 с.

bog‘lanish energiyasi tebranishdan hosil bo‘lgan dipolga qaraganda kuchliroq hisoblanadi.



2.24 – rasm. Vodorod xlorid molekulasidagi dipol: a – vodorod xlorid molekulasini; b – molekulaning dipol hosil qilishi hamda Van-der-Vaals bog‘lanishi.

2.6.3. Vodorod bog‘lanish

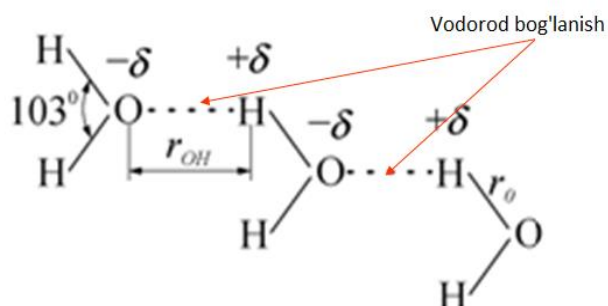
Tortishish kuchi, shuningdek 2.24 – rasmda keltirilgan qutbli molekulalarda ham kuzatiladi. Bunda bog‘lanishdagi energiya bog‘i dipoldan hosil bo‘lgan energiyadan ancha kattaroq bo‘ladi. Ikkinchi darajali bog‘lanishlardagi eng kuchli bog‘lanish bu vodorod bog‘lanish hisoblanadi.

Elektr-manfiyligi katta bo‘lgan (F, O, H, Cl) elementlarning atomi bilan bog‘langan vodorod qisman protonlashadi va qo‘shni elektr-manfiy atomning elektron qobig‘iga tortiladi. Shunday mexanizm bilan bog‘lanish **vodorod bog‘lanish** deyiladi.

$X-H \cdots X-H$ yoki $X-H \cdots X-H \cdots$ bunda, $X = F, O, H, Cl, S, Br$ atomlari bo‘lishi mumkin. Vodorod bog‘lanish Van-der-Vaals bog‘ining kuchlaridan barqarorroq, ($E_{\text{bog}} = 8 - 40 \text{ kJ}$), kovalent bog‘lanishdan esa kuchsizdir. Vodorod bog‘lanish elektr-manfiyligi yuqori bo‘lgan (F, Cl, O, H, S) elementlarning birikmalariga xosdir. Suv moddasini ko‘rib chiqadigan bo‘lsak, unda har bitta suv molekulasini 4 tagacha H — bog‘lanish hosil qiladi, u 2.25-rasmda sxematik ko‘rsatilgan.

2.25 - rasmda ko‘rsatilgan kislorod suvning bitta molekulasini bilan va vodorod atomi boshqa molekula bilan O–H bog‘ hosil qilib o‘zini kislorodda $-\delta$ va vodorodda $+\delta$ zaryadga ega bo‘lgan kichik dipoldek tutadi. Vodorod bog‘lanish molekulalarning assotsialanishida, moddalarning kristallanishida, erishida, kristallogidratlar hosil qilishida

elektrolitik dissotsialanishda muhim rol o'ynaydi. Vodorod bog'lanish: molekulalararo va ichki molekulyar vodorod bog'lanish turlariga bo'linadi.



2.25 – rasm. Suv muzlashida vodorod bog'lanishning hosil bo'lishi.

Yuqorida ko'rilgan barcha vodorod bog'lanishlar molekulalararo vodorod bog'lanishlar (MVB) deyiladi. Ichki vodorod bog'lanishga (IVB) *orto*-nitrofenol molekulasidagi bog'lanishni misol qilish mumkin. Shu bilan birgalikda ionlararo vodorod bog'lanish ham mavjud: $[\text{HF}_2]^-$ - ionida $[\text{F} \cdots \text{H} - \text{F}]^-$ ($E = 80 \text{ kJ}$); $[\text{H}(\text{H}_2\text{O})_2]^+$ kationida $[\text{H}_2 - \cdots \text{H}^+ - \cdots \text{OH}_2]$ ko'rinishidagi atomlararo $\text{H} - \cdots$ bog'i bor, $\text{O} - \cdots$ nitrofenolda ichki molekulyar, *para*-nitrofenolda esa molekulalararo vodorod bog'i hosil bo'ladi.

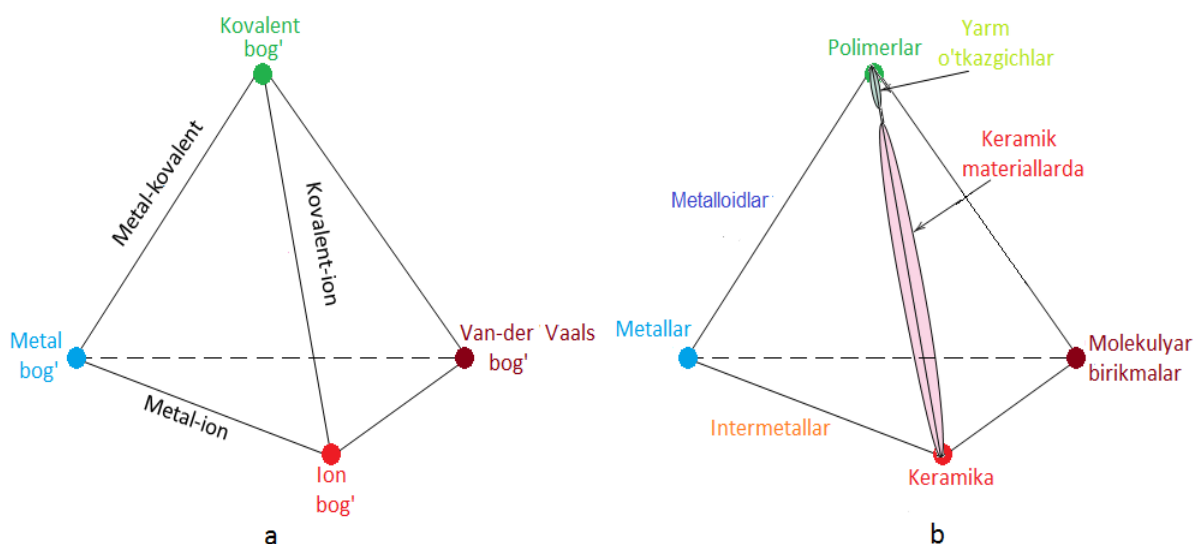
2.7. Aralash bog'lanishlar

Ba'zi hollarda barcha bog'lanish turlari bir vaqtning o'zida bitta materialda qisman bo'lsa-da uchraydi, ya'ni bitta materialda bir vaqtning o'zida ion, kovalent, metal va Van-der-Vaals bog'lanishlar bo'lishi kuzatiladi. Buni tasavvur qilish uchun materialdagi mavjud bog'lanishlarni uchburchak tetraedr uchlariga joylashtiramiz (2.26 – rasm). Natijada bir vaqtning o'zida uch tur bog'lanishga ega bo'lgan holat vujudga keladi.

Materialdagi har bir bog'lanish o'zining qiymatiga ega. Albatta birgalikdagi bog'lanish materialning fizik-mexanik xossasiga o'z ta'sirini ko'rsatadi, masalan, kovalent – ion bog'lanishda o'ziga yarasha ion bog'lanishning asoratlari, ion – kovalent bog'lanishda esa albatta kovalent bog'lanishning asoratlari bo'ladi. Shunga qaramasdan ikkala bog'lanish o'rtasida muvozanat (kontinuum) mavjud bo'ladi.

Bu muvozanat 2.26, a – rasmda ko'rsatilgan tetraedr yog'ining bir uchida kovalent ikkinchi uchida ion bog'lar keltirilgan bo'lib, ular bir-biri

bilan tetraedr yog‘i bilan ulangan. Birikmalardagi bog‘lanish darajalarining qiymati albatta uni tashkil etadigan atomlarning davriy jadvaldagi o‘rniga yoki boshqacha qilib aytganda, ularning elektr manfiylik darajasiga bog‘liq.



2.26 – rasm. Bog‘lanishlar tetraedri¹⁰: a – to‘rtta qarama-qarshi bog‘lanishlar (yoki o‘zi) tetraedrning uchlariga joylashgan; b – tetraedr har bir materialning bog‘lanishini o‘zida aks ettirgan (metal, keramika, polimer va boshqalar).

Agar birikmada qatnashayotgan atomlar bir-biri bilan elektr manfiylik darajasi bo‘yicha katta farq qilsa, unda ion bog‘lanish darajasi boshqa bog‘lanishlarga qaraganda kuchliroq bo‘ladi. Agar buning teskarisi bo‘lsa, ya‘ni atomlar joylashishi bir-biriga yaqin (elektr manfiyligi esa unchalik katta farq qilmasa) bo‘lsa, unda birikmada kovalent bog‘lanish kuchliroq bo‘ladi.

Ikkita A va B atomlardan bittasi yuqori elektr manfiylik darajasiga ega bo‘lsa, ulardan tashkil topgan moddada ion bog‘lanish darajasi (%IC) yuqori bo‘ladi. Moddalarda ion bog‘lanish ulushini quyidagi formula asosida hisoblash mumkin:

$$\%IC = \{1 - \exp[-(0,25)(X_A - X_B)^2]\} \times 100$$

$$\text{yoki} \quad \%IC = \{1 - e^{-(0,25)(X_A - X_B)^2}\} \times 100 \quad . \quad (2.33)$$

bunda: X_A va X_B – elementlarning mos elektr manfiyligi.

¹⁰ Manba – Adapted from Price, T.D. and Feinman, G.M. (2001) Images of the Past 3rd Ed., Mayfield, Mountain View, CA.

Yana boshqa turdagi aralash bog‘lanishlar, asosan elementlar davriy jadvalidagi IIIA va VA – guruh elementlariga tegishli (B, Si, Ge, As, Sb, Te, Po, va At). Bu elementlarning atomlararo bog‘lanishlari – aralash bo‘lib, u metal – kovalent bog‘lanishdir (2.26,a – rasm). Bu elementlar metalloidlar yoki yarimmetalloidlar deb ataladi, ularning xossalari metal va nometallar chegarasida joylashgan. Bundan tashqari IV – guruh elementlarining xossalari vertikal bo‘ylab surilishi natijasida asta-sekin kovalentdan metal bog‘lanishgacha o‘zgaradi, masalan, uglerod (olmos) kovalent bog‘ga ega bo‘lsa, qalay va qo‘rg‘oshin metal bog‘lanishga ega.

Metal – ion aralash bog‘lanishi asosan elektr manfiyligi bir - biridan kuchli farq qiladigan ikkita metal birikmalarda kuzatiladi. Bu esa shuni anglatadiki, elektronlarning ko‘chishi bog‘lanish bilan bog‘liq, chunki bunday materiallar ion bog‘lanishga ega. Bundan tashqari elektr manfiyligi yuqori bo‘lishi bilan ion bog‘lanish ulushining miqdori ortadi.

Misol uchun, intermetal birikma bo‘lgan titan-alyuminiy (TiAl_3) qotishmalarida ion bog‘lanish ulushi mavjud, chunki ularning elektr manfiyligi tubdan farq qiladi. Ammo elektr manfiyligi 0,5 bo‘lgan mis va oltin birikmasi AuCu_3 da ion bog‘lanish darajasi kuchliroq.

2.2 – muammoli vazifa va uning yechimi

Vazifa: Uglerod va vodorod birikmasidagi atomlararo bog‘lanishdagi ion (%IC) bog‘lanish darajasini hisoblang.

Yechimi: Atomlar/ionlararo %IC bog‘lanishni aniqlash asosan birikmada qatnashadigan A va B turdagi atomlarning bir-biriga bo‘lgan elektr manfiylik farqlari funksiyasi bo‘lib, X_A va X_B orqali 2.16 – formula yordamida hisoblanadi. C va H uchun elektr manfiylik (2.9 – rasmga qarang) uglerod uchun $X_C = 0,5$ va vodorod uchun $X_H = 2,1$. Shuning uchun ularning %IC bog‘lanishi quyidagicha topiladi:

$$\begin{aligned} \%IC &= \{1 - \exp[-(0,25)(X_A - X_B)^2]\} \times 100 \\ &= \{1 - \exp[-(0,25)(2,5 - 2,1)^2]\} \times 100 \\ &= 3,9\% \end{aligned}$$

Shunday qilib, C – H o‘rtasidagi atomlararo bog‘lanish eng avvalo 96,1% kovalent bog‘ga tegishli.

Bob bo'yicha mustaqil shug'ullanish uchun savollar.

- 2.1. Atomlararo bog'lanish energiyasining miqdori nimaga bog'liq?
- 2.2. Ikkita atom ta'sirlashganda umumiy potensial energiya ular orasidagi masofaga qanday bog'liq holda o'zgaradi?
- 2.3. Atomlarning umumiy ta'sirlashuv potensial $U(r)$ energiyasini $r = r_0$ masofa bo'yicha Teylor qatoriga yoyishdan ko'zlangan maqsadni tushuntirib bering?
- 2.4. Garmonik otsillyator holatiga mos keluvchi holatni tushuntirib bering?
- 2.5. Atomlararo bog'lanish kuchi bilan bog'lanish energiyasining o'zaro bog'liqligini tushuntirib bering?
- 2.6. Ionlar valentli elektronlar vositasida elektrostatik tortishuv orqali qattiq jismlar kristallarini hosil qilishi uchun qanday shartlar bajarilishi zarur?
- 2.7. Atomlararo ion bog'lanish qanday amalga oshishini tushuntirib bering?
- 2.8. Nima uchun kovalent bog'lardagi atomlararo elektronlar qo'zg'almas holda bo'ladi?
- 2.9. Qaysi ion yoki metal bog'lanishning elektron zichligi kovalent bog'ga nisbatan yuqori?
- 2.10. Atomlararo sof ion bog'lanishga ega bo'lgan qattiq jismlar elektr tokini o'tkazadimi?
- 2.11. Metal bog'lanish mexanizmini tushuntirib bering.
- 2.12. Atomlararo sof metal bog'lanishga ega bo'lgan qattiq jismlar elektr tokini o'tkazadimi?
- 2.13. Qanday bog'lanishlarga Van-der-Vaals bog'lanishlari deyiladi?
- 2.14. Pauli prinsipini tushuntirib bering.
- 2.15. Vodorod bilan xlor elementlarini vodorod bog'lanish mexanizmini tushuntirib bering?
- 2.16. Qanday elementlar vodorod bilan vodorod bog'lanishlarni hosil qilishi mumkin?
- 2.17. Dipol bog'lanishlarda qutblanish qanday vujudga keladi?

3-BOB. QATTIQ JISMLARNING KRISTALL STRUKTURASI

Nima uchun qattiq jismlarning kristall tuzilishini o'rganamiz?

Ko'pchilik qattiq jismlarning fizik-mexanik xossasi asosan ularning kristall struktura tuzilishiga bog'liq. Masalan **Al, Cu, Ni, Ag** va **Au** metallar **Fe, Cr, V, W, Nb** va **Mo** metallaridan farqli ravishda yuqori plastiklikka ega, chunki ikkala guruh metallar bir-biridan kristall strukturasiga bilan katta farq qiladi. Bundan tashqari, kristall tuzilishga ega bo'lgan qattiq jismlarning fizik-mexanik xossalari kristall tuzilishga ega bo'lmagan (amorf) qattiq jismlarning fizik-mexanik xossalaridan tubdan farq qiladi. Shuning uchun materialshunoslik sohasida qattiq jismlarning kristall strukturasiga bog'liq holda ularning fizik-mexanik xossalarini o'rganish muhim masalalardan biri hisoblanadi.

Qattiq jismlarni tashkil etuvchi zarrachalarning (atom, ion, molekula) bir-

biriga nisbatan joylashishi bo'yicha ikki yirik guruhga ajratish mumkin. Agar qattiq jismni tashkil etuvchi zarrachalar bir-biriga nisbatan tartibli ketma-ket uzoq masofagacha (10^3 - 10^{10} donagacha) joylashgan bo'lsa, unga **kristall qattiq jism** deyiladi. Masalan, erigan metallarni qotish (kristallanish) jarayonida metalni tashkil etuvchi atomlar fazoning uchta o'qi (x, y, z) bo'yicha bir-biriga nisbatan tartibli ketma-ket joylashishga o'tadi, bunda shu metalning kristall strukturasiga shakllanadi, bunda har bir atom qo'shni atomlar bilan bog'langan bo'ladi. Barcha metallar, keramikaning ko'pchilik turlari va ayrim polimerlar oddiy sharoitda qotish natijasida kristall struktura hosil qila oladi. Agar qattiq jismlarni tashkil etuvchi zarrachalar uzoq masofagacha tartibli bir xil joylashishni saqlay olmasa, ular kristall struktura hosil qila olmaydi. Bu turdagi jismlar nokristallik yoki **amorf jismlar** deb ataladi, ushbu bobda ular haqida qisqacha tushuncha beramiz.

3.1. Kristall

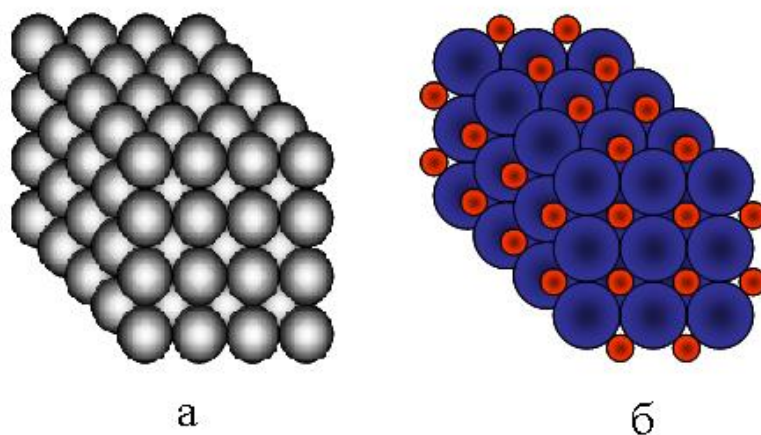
Kristall – bu moddani tashkil etuvchi zarrachalarning (atom, ion, molekula) uch o'lchamli fazoda tartibli joylashishidan kelib chiqqan hajm bo'lib, u zarracha o'lchamiga nisbatan juda katta. Ko'pchilik qattiq

moddalar suyuq holatdan qattiq holatga o'tishi jarayonida uni tashkil etuvchi zarrachalar tartibsiz holatdan bir-biriga nisbatan tartibli joylashishga o'tadi. Modda qotishi jarayonida zarrachalarning bunday joylashishga o'tishi ular orasida bo'lib o'tadigan itarish va tortishish kuchlari natijasida sodir bo'ladi (2 – bob). Demak, ***kristall moddani tashkil etuvchi atom, ion yoki molekula fazoning uchta o'qi bo'ylab aniq tartibda joylashgan bo'ladi.***

Kristallar bir turdagi yoki har xil turdagi zarrachalardan tashkil topgan bo'lishi mumkin. Qattiq jismlarni tashkil etuvchi zarrachalarni (atom, ion) bir-biri bilan tortishish va itarish kuchlari ta'siridagi oddiy siqilmaydigan qattiq **sharchalar** sifatida tasavvur etadigan bo'lsak, unda ko'pchilik kristallar tuzilishini shunday sharchalarning **fazoda tartibli joylashuvidan tashkil topgan** deb ko'rib chiqishimiz mumkin (3.1 - rasm).

Ko'pgina adabiyotlarda keltirilgan tadqiqot natijalari shuni ko'rsatadiki, moddalardagi zarrachalar bir-biriga nisbatan tartibli joylashishni ikki prinsip asosida: simmetriyani saqlagan holda zich joylashadi yoki simmetriyani saqlagan holda oddiy joylashadi, buning natijasida ikki xil: zich joylashgan va oddiy simmetrik joylashgan strukturalar hosil bo'ladi.

Kristallarni hosil qiluvchi zarrachalar (atom, ion va molekula) juda kichik o'lchamga ega bo'lib, ular nanometrlarda ($\text{nm} = 10^{-9} \text{ m}$) ifodalanadi.



3.1 – rasm. Ma'lum hajmdagi kristall: a – bir turdagi zarrachalardan (sharlardan) tashkil topgan; b – ikki turdagi zarrachalardan tashkil topgan kristall.

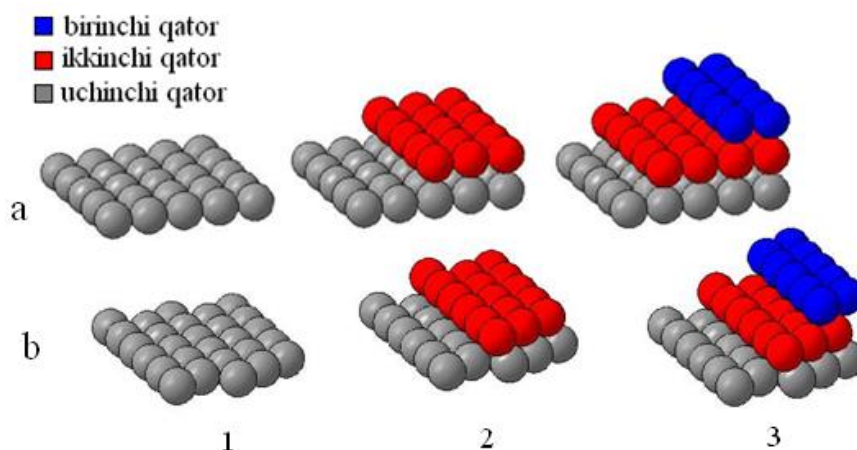
3.2 . Bir xil zarrachalarning oddiy simmetrik joylashgan strukturalari

Bir xil sharlarning oddiy simmetrik joylashishi ikki xil bo‘ladi:

- 1) bir- biri ustida ketma-ket chiziqli joylashishi;
- 2) bir-biri ustida burchak hosil qilib, ketma-ket joylashishi mumkin.

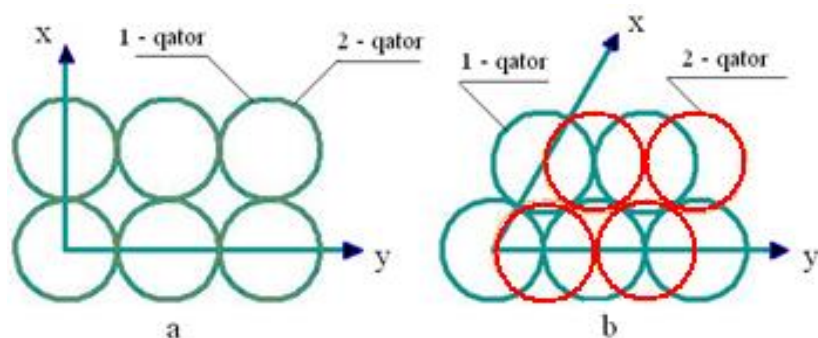
Bir xil sharlarning fazoda oddiy simmetrik joylashishlari 3.2 – rasmda keltirilgan.

Sharlarni bir-biriga nisbatan joylashish tartibini, o‘qlararo burchaklarni va sharlarni joylashish koordinatalarini aniq tasvirlash uchun fanga kristall panjara tushunchasi kiritilgan (3.4 - rasm). Kristall panjarani hosil qilish uchun kristallni tashkil etuvchi sharlarning markazi bir- biri bilan faraziy chiziqlar bilan ulanadi va sharlar olib tashlanadi (3.4, b - rasm). Keyin boshlang‘ich shar bo‘lgan nuqtadan fazoning x , y va z o‘qlarini koordinata boshi O belgilanadi.

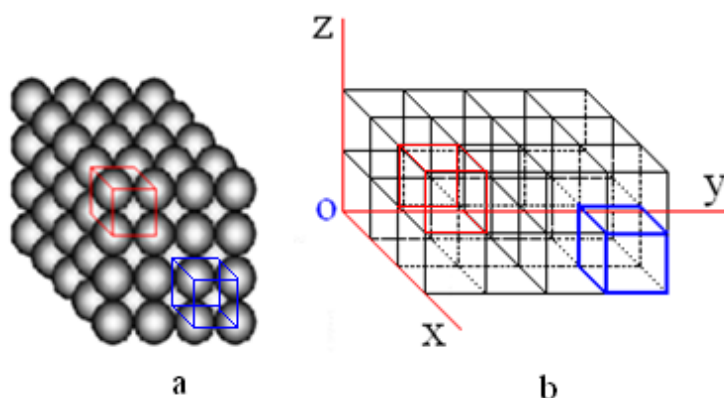


3.2 – rasm. Sharlarni joylashish usullari: a – ketma-ket chiziqli; b – ketma-ket burchak ostida (1, 2 va 3 qatorni shakllanishi).

Joylashish tartibini tushuntiruvchi chizma 3.3 – rasmda keltirilgan. Panjaraning simmetriyaga ega bo‘lgan eng kichik bo‘linmas qismi 8 ta shardan tashkil topgan bo‘lib, unga kristallning **elementar yacheykasi** deyiladi (bo‘linmas tarkibiy qismi). Umumiy holda – ***elementar yacheyka bu kristallning shunday eng kichik bo‘linmas hajmiki, uni uch o‘lchovli fazo bo‘ylab bir- biriga parallel ko‘chirish natijasida butun kristall panjara hosil bo‘ladi.***



3.3 – rasm. Sharlarni joylashish sxemasi: a – ketma-ket chiziqli; b – ketma-ket burchak ostida.



3.4 – rasm. Kristalldan kristall panjaraga o‘tish: a – kristall; b – kristall panjara.

Odatda yacheykalar beshta parametrga ega bo‘lib, ularga:

1 – yacheyka davrlari, bu yacheykaning uchta fazoviy (x , y , z) o‘q bo‘yicha yon qirra o‘lchamlari bo‘lib, u Å yoki nm o‘lchamda ifodalanadi;

2 – yon qirralari orasidagi burchaklar yoki qirralari bo‘ylab o‘tgan fazoning uchta x , y , z o‘qlari orasidagi α , γ , β burchaklar bo‘lib, ular gradusda ifodalanadi;

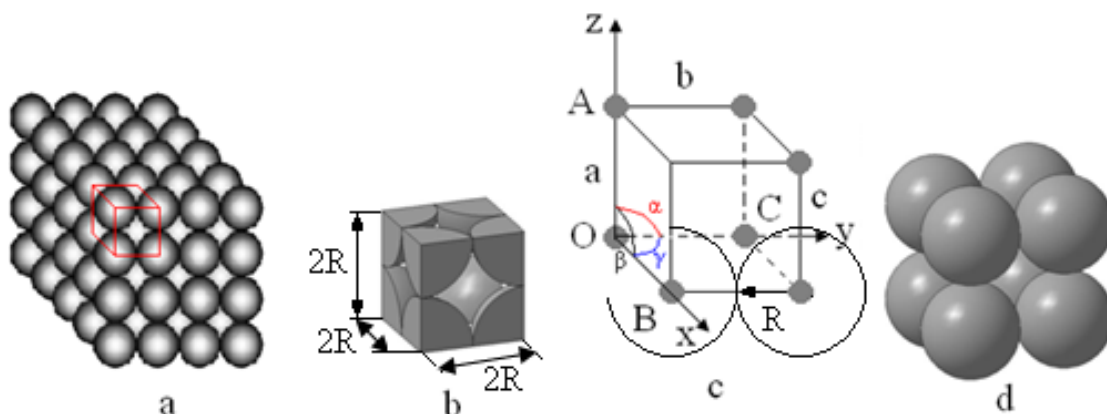
3 – koordinatsion son K bu kristall yacheykadagi bitta zarracha (atom, ion yoki kation va anion) bilan bevosita ulangan qo‘shni zarrachalar soni, donada ifodalanadi;

4 – yacheykaga tegishli bo‘lgan zarrachalarning umumiy soni N , donada ifodalanadi;

5 – yacheykaning to‘liqlik koeffitsiyenti δ - bu yacheyka hajmining qancha miqdori zarrachalar tomonidan egallanganligini bildiruvchi kattalik. Yacheykaning ko‘rsatkichlarini aniqlash uchun kristalldan kesib olingan yacheyka va yacheyka modelidan foydalaniladi va unga ko‘rsatkichlarni aniqlashtruvchi belgilanishlar kiritiladi (3.5 – rasm).

3.2.1. Oddiy kub elementar yacheyka

Sharlarning fazo o'qlari bo'ylab ketma-ket chiziqli joylashishi natijasida oddiy kub elementar yacheyka hosil bo'lishini bilib oldik. Endi oddiy kub yacheykaning parametrlarini aniqlashga o'tamiz, buning uchun 3.5 – rasmdan foydalanamiz.



3.5 – rasm. Oddiy elementar kub yacheyka: a – kristall; b – kristalldan kesib olingan kub yacheyka; c – kub yacheykaning kristall panjarasi; d – oddiy kub yacheykaning haqiqiy tasviri.

Fazoning koordinata boshi deb kubning O uchini tanlaymiz, keyin fazoning x o'qini yacheykaning OB qirrasidan, y o'qini OC va z o'qini OA qirralaridan o'tkazamiz, keyin z o'qi bilan y o'qi orasidagi burchakni α , y o'qi bilan x o'qi orasidagi burchakni γ va x o'qi bilan z o'qlari orasidagi burchakni β bilan belgilab olamiz. Kub yacheykaning o'qlararo burchaklari o'zgarmas qiymatga ega bo'lib, ular $\alpha = \gamma = \beta = 90^\circ$ tashkil etadi. Kubning har bir uchida sharning markazi joylashgan bo'lib, uning qirralari ikkita sharning markazlararo masofasiga $a = b = c = 2R$ teng. Unga **yacheyka davrlari** deyiladi va kublar uchun a bilan belgilanadi.

Oddiy kub yacheykaning koordinatsion sonini aniqlash uchun yana kristall panjaradan foydalanamiz (3.6 – rasm). Buning uchun panjara tugunidagi boshlang'ich sharcha tanlanadi, keyin shu sharchaga bevosita ulangan qo'shnilar sonini sanab chiqamiz. 3.6 – rasmda ular qizil rangda ko'rsatilgan bo'lib, bevosita ulanganligi qizil chiziqlar orqali ko'rsatib berilgan. Qo'shnilar soni aniqlanmoqchi bo'lgan sharcha qora rangda ko'rsatilgan bo'lib, u bilan bevosita 6 ta sharcha ulangan. Boshlang'ich

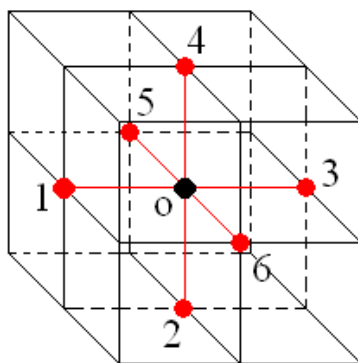
sharcha 8 ta kubning birlashgan nuqtasida joylashgan. Demak, oddiy kub yacheykaning **koordinatsion soni $K = 6$** .

Endi oddiy kub yacheykaga **tegishli bo'lgan zarrachalarning (sharlarning) umumiy N sonini** topishga o'tamiz. Har qanday yacheykaga tegishli bo'lgan zarrachalar soni quyidagi formula yordamida aniqlanadi:

$$N = N_u + N_y + N_a + N_h \quad (3.1)$$

bunda: N_u – yacheyka uchlarida joylashgan zarrachalar ulushlaridan kelib chiqqan zarrachalar soni; N_y – yacheyka yoqlarining markazida joylashgan zarrachalar ulushlaridan kelib chiqqan zarrachalar soni; N_a – yacheyka asoslarining markazida joylashgan zarrachalar ulushlaridan kelib chiqqan zarrachalar soni; N_h – yacheyka hajmining markazida joylashgan zarrachalar soni.

Yacheyka N_h – hajmining markazida joylashgan sharchalardan tashqari N_u – uchlaridagi, N_y – yoqlarining va N_a – asoslarining markazida joylashgan sharchalar qo'shni yacheykalarga ham tegishli bo'ladi, chunki ular yacheykalarni bir- biriga ulanishida ishtirok etadi, bunda ularni yacheykaga tegishli bo'lgan ulushini aniqlash zarur.



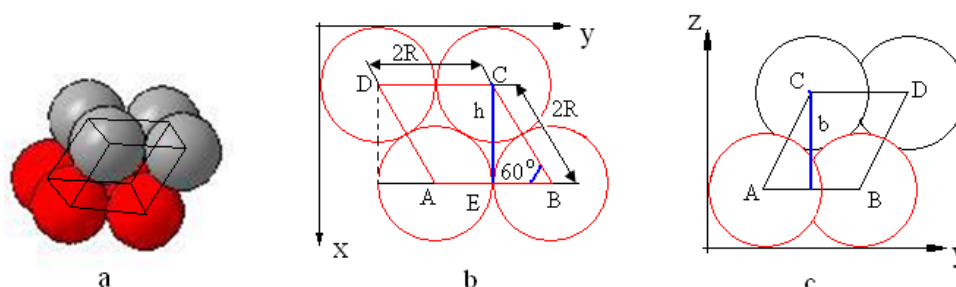
3.6 – rasm. Oddiy 8 ta kubdan tashkil topgan panjara.

3.2.2. Rombik elementar yacheyka

Sharlarni fazo o'qlari bo'ylab ketma- ket burchak ostida joylashishi natijasida rombik elementar yacheyka hosil bo'ladi.

Rombik yacheykaning ko'rsatkichlarini aniqlash uchun 3.7 – rasmdan foydalanamiz.

Rombik yacheykaning hamma yoqlaridagi qirralari uzunligi oddiy elementar kub yacheykaga o'xshab, $a = b = c = 2R$ (3.5, b - rasm) bo'ladi, ammo rombik yacheyka kubdan farqli o'laroq, qirralar orasidagi burchagi 60° , ya'ni $\alpha = \gamma = \beta \neq 90^\circ$. Bundan tashqari, rombik yacheykaning koordinatsion soni $K = 6$ va yacheykaga tegishli zarrachalar soni $N = 1$ ham oddiy kub yacheykanikiga teng.



3.7 – rasm. Elementar rombik yacheyka: a – yacheykaning umumiy tasviri; b – xy tekislikdagi rombik asosi; c – zy tekislikdagi yon tomon.

Rombik yacheykada oddiy kub yacheykaga nisbatan sharlar zichroq joylashgan (3.3, b – rasm). Chunki ikkinchi qatordagi sharlar birinchi qatordagi sharlarning tirqishiga joylashgan. Shuning uchun uning **to'liqlik koeffitsiyenti** oddiy kub yacheykaning to'liqlik koeffitsiyentidan kattaroq bo'lishi kerak. Buni aniqlash uchun romb yacheyka hajmini 3.7, b – rasmdan foydalangan holda quyidagicha hisoblab topamiz:

a) Yacheyka S_{romb} asosining yuzasini topamiz. Buning uchun yacheyka asosining uchlarida joylashgan sharlar o'rnini ABCD deb belgilab olamiz (3.7, b - rasm), keyin C dan E nuqtagacha romb asos enini h deb belgilab olamiz va Pifagor teoremasiga ko'ra, uni quyidagicha topamiz:

$$AC^2 = CE^2 + AE^2$$

$$CE^2 = AC^2 - AE^2$$

Agar $AC = 2R$, $AE = R$ ga teng ekanligini inobatga olsak, $CE = h$ asos enini topamiz:

$$h^2 = (2R)^2 - R^2 = 3R^2$$

$$h = R\sqrt{3}$$

$$S_{\text{romb}} = h \cdot CD = R\sqrt{3} \cdot R = 2R^2\sqrt{3}$$

b) Xuddi shu yo'l bilan rombik yacheyka balandligini topamiz (3.7, c – rasm):

$$b = R\sqrt{3}$$

v) Romb yacheykaning hajmi quyidagi formuladan aniqlanadi:

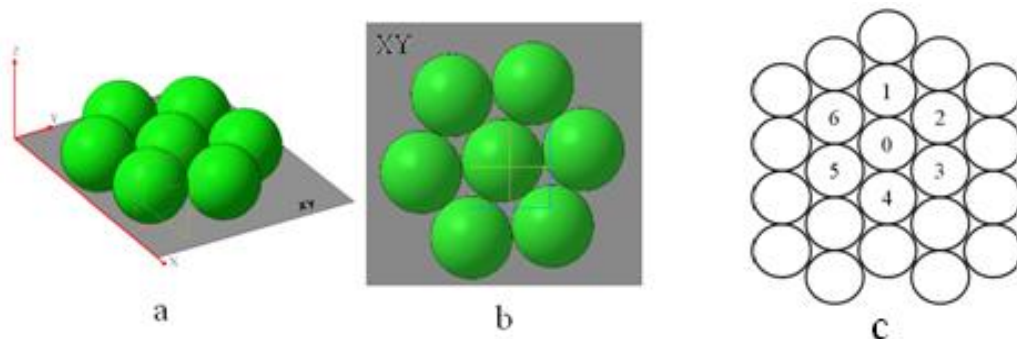
$$V_Y = S_{romb} \cdot b = 2R^2 \sqrt{3} \cdot R\sqrt{3} = 6R^3 \quad (3.4)$$

g) Rombik **yacheykaning to'liqlik koeffitsiyentini** (3.2) formula yordamida hisoblab topamiz:

$$\delta = \frac{V_s \cdot N}{V_Y} = \frac{\frac{4}{3} \pi R^3 \cdot 1}{6R^3} = \frac{4\pi}{18} = \frac{2\pi}{9} = 0,69.$$

3.3. Bir xil zarrachalarning simmetrik zich joylashgan strukturalari

Sharlar fazoda simmetrik zich joylashishi uchun geometriyadan ma'lumki, bir tekislikda bitta sharcha atrofida unga yopishgan holda oltita sharcha yonma-yon joylashadi (3.8 - rasm). Endi 3.8, b – rasmda keltirilgan tartib bo'yicha xy tekislikda sharchalarni joylashtirishda davom etsak (3.8, c – rasm), unda har bir sharni 6 dona sharcha o'rab olishi cheksiz davom etaveradi.



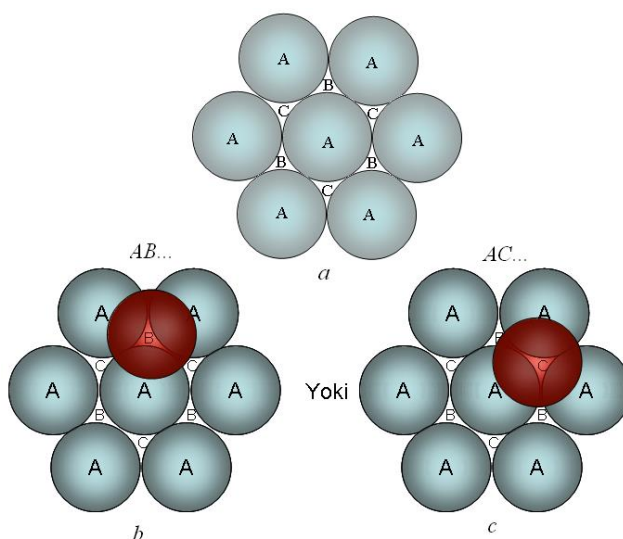
3.8 – rasm. Tekislikda bitta sharcha atrofida olti dona sharchaning zich joylashish tartibi: a – fazodagi ko'rinishi; b – tekislikdagi ko'rinishi; c – joylashish tartibining proyeksiyasi.

Ikkinchi qatordagi sharcha zich joylashishi uchun birinchi qatordagi 3 ta sharchaga tegib turgan holda joylashishi talab etiladi, ya'ni birinchi qatordagi uchta sharcha o'rtasidagi bo'shliqqa joylashadi, natijada birinchi qatorni ustiga ikkinchi qatorni joylashishi uchun ikkita kombinatsiyaga ega bo'lamiz. Buni tushunib olish uchun quyidagicha yo'l tutamiz, birinchi tekislikda yotgan oltita sharcha bilan o'rab olingan markaziy sharchani A – harfi bilan belgilaymiz, keyin shu markaziy sharchani o'rab olgan

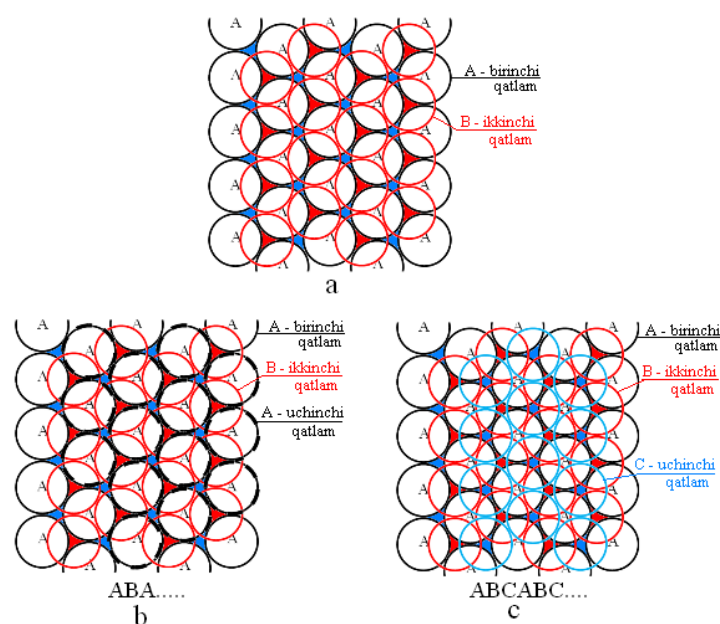
bo'shliqlarni ketma- ket tartibda B va C harflar bilan belgilab olamiz (3.9 – rasm).

Endi joylashtirmoqchi bo'lgan ikkinchi qatlamning boshini, ya'ni ikkinchi qatlamning birinchi sharchasini joylashtirish uchun uni B yoki C bo'shliq ustiga joylashtirish mumkin. Agar ikkinchi qatlam sharchasini B – bo'shliq ustiga joylashtirsak unda ikkinchi qatlamning barcha sharchalari faqat B – bo'shliqning ustiga joylashadi, bunda C – bo'shliq usti ochiq qoladi (3.9, b - rasm). Agar sharchani C – bo'shliq ustiga joylashtirsak, unda birinchi qatordagi barcha C – bo'shliq ustiga ikkinchi qatlam sharchalari joylashib, bunda birinchi qatlamdagi barcha B – bo'shliqlar usti ochiq qoladi (3.9, c - rasm). Chunki har bir B va C turdagi bo'shliqlar uchta A - sharchalar bilan o'rab olingan bo'lib, har bir A - sharga 6 ta bo'shliqning $\frac{1}{3}$ qismi tegishli, ya'ni $\frac{1}{3} \cdot 6 = 2$. Demak, har bir yangi tekislik shakllanganda ikkita kombinatsiya hosil bo'laveradi.

Sharchalarni uchta qatlam bo'yicha joylashtirish natijasida yana bir qator kombinatsiyalar shakllanadi (3.10 - rasm). Bunda A – sharchalar tomonidan shakllangan birinchi qatlamni A – deb qabul qilamiz, ikkinchi qatlamni B yoki C deb qabul qilamiz. Agar ikkinchi qatlam shakllanganda sharchalar B - bo'shliq ustiga joylashgan bo'lsa, unda ikkinchi qatlamni B – deb qabul qilamiz (3.10, a - rasm).

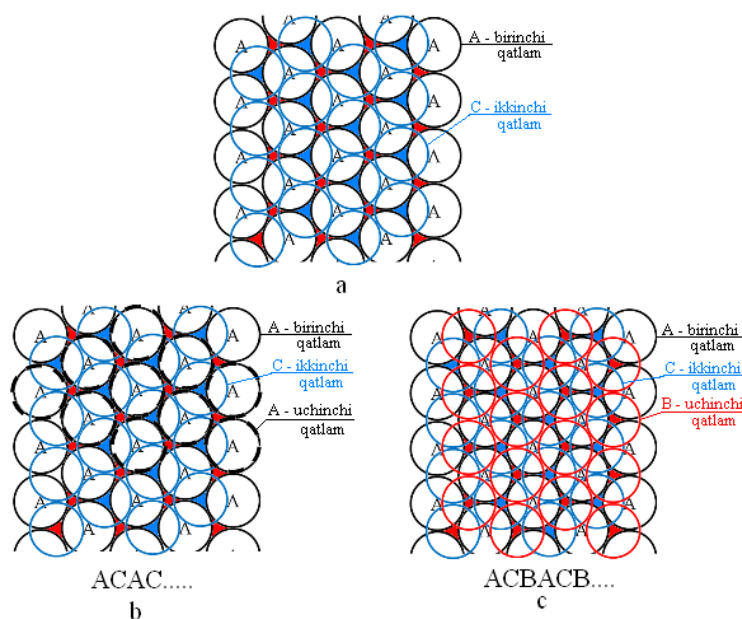


3.9 – rasm. Sharlarni ikkinchi qatorda joylashtirishning ikkita kombinatsiyasi:
a – boshlang'ich qatlam; b – ikkinchi qatlam sharchalarini B bo'shliqqa joylashishi;
s – ikkinchi qatlam sharchalarini C bo'shliqqa joylashishi.



3.10 – rasm. Sharlarni AB qatlamga joylashishidan hosil bo‘lgan ikki xil kombinatsiyasi: a – boshlang‘ich AB qatlam; b – uchinchi qatlamni A – sharcha ustiga joylashishi ABAB... kombinatsiya; c – uchinchi qatlamni C - bo‘shliq ustiga joylashishi ABCAB.

Agar ikkinchi qatlam shakllanganda sharchalar C bo‘shliq ustiga joylashgan bo‘lsa, unda ikkinchi qatlamni C deb qabul qilamiz (3.11, a - rasm). Bunda ham sharchalarni uchinchi qatlamga joylashishidan yana ikki kombinatsiya hosil bo‘ladi (3.11, b, c – rasm).

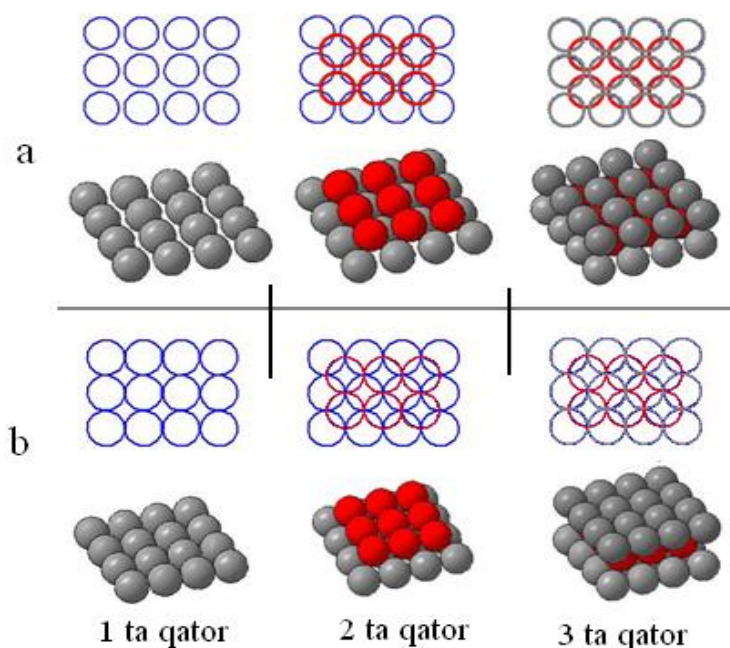


3.11 – rasm. Sharlarni AC qatlamga joylashishidan hosil bo‘lgan ikki xil kombinatsiyasi: a – boshlang‘ich AC qatlam; b – uchinchi qatlamni A – sharcha ustiga joylashishi ACAC... kombinatsiya; c – uchinchi qatlamni B - bo‘shliq ustiga joshlashishi ACBACB.

Qattiq jismlar kristall strukturasi faqat sharchalarning fazoda joylashish nuqtai nazaridan o'rganish yetarli ma'lumotlarni bermaydi, bundan tashqari uch qatlamda joylashgan sharlarni fazoda joylashishini tasvirlash juda mushkul. Shuning uchun kristall strukturalarni ifodalashda asosan kristallning elementar yacheykasidan foydalaniladi. Bunda sharlarning ABA... yoki ABC... turdagi joylashishlarida qanday turdagi yacheykalar hosil bo'lishini o'rganish muxim ahamiyat kasb etadi.

3.3.1 Simmetrik zich joylashgan strukturalarning xususiy hollari

Yuqorida ko'rib chiqilgan simmetrik zich joylashgan strukturalardan tashqari xususiy holda uchraydigan simmetrik zich joylashgan strukturalarda ikkinchi qatorning sharchalari birinchi qatordagi 4 ta sharchaning markaziga joylashgan bo'ladi (3.12 – rasm).



3.12 – rasm. Simmetrik zich joylashgan strukturalarning xususiy hollari: a – kub yacheykaning hosil bo'lishi; b – tetragonal yacheykani hosil bo'lishi.

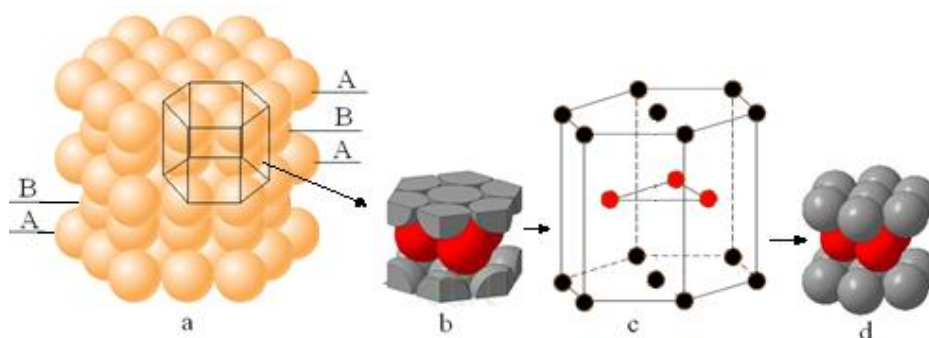
Ko'pchilik metallarni kristallanish jarayoni 3.12, a – rasmda keltirilgan tartibda amalga oshadi, bunda birinchi qatorning sharchalari o'z qatoridagi qo'shni sharchalarga tegmasdan oraliq masofani saqlagan holda joylashadi, ikkinchi qatorning sharchalari bir vaqtning o'zida birinchi qatordagi to'rtta sharcha markazida ularga uringan holda joylashadi. Uchinchi qatorning sharchalari esa xuddi birinchi qator tartibida joylashib

oladi. Sharchalarning bunday tartibda joylashishi natijasida simmetrik zich joylashishga ega bo'lgan kub yacheyka hosil bo'ladi (3.12 – rasm).

Simmetrik zich joylashgan strukturalar xususiy holining yana bir turi 3.12, b – rasmda keltirilgan bo'lib, bunda birinchi qatorning barcha sharchalari o'z qatorining atrofidagi barcha qo'shnilariga uringan holda joylashadi. Bunda ikkinchi qatorning sharchalari birinchi qatordagi to'rtta sharchaning ulanishidan hosil bo'lgan bo'shliq markazida, ularga uringan holda joylashadi. Uchinchi qator esa birinchi qatorni tartibini takrorlaydi. Sharchalarning bunday tartibda joylashishi natijasida simmetrik zich bo'lgan tetragonal yacheyka hosil bo'ladi (3.12 – rasm).

3.3.2. Zich joylashgan geksagonal elementar yacheyka

Yuqorida 3.3 – bo'limda keltirilganidek, sharlarning joylashish tartiblaridan kelib chiqqan holda qanday kristall yacheykalar hosil bo'lishini ko'rib chiqamiz. Aytaylik, qattiq jismning kristall strukturasi 3.10, b yoki 3.11, b – rasmda keltirilgan tartibda, ya'ni **ABA...** yoki **ACA...** turga mansub bo'lsin. Bunda ikkala holda ham ***zich joylashgan geksagonal*** elementar yacheyka hosil bo'ladi (3.13 - rasm). Ko'pchilik chet el adabiyotlarida zich joylashgan geksagonal yacheyka qisqartirilgan holda HCP – tarzda belgilanadi (hexagonal close-packed).



3.13 – rasm. Zich joylashgan geksagonal elementar yacheyka: a – ABA... sistemaga ega bo'lgan kristall; b – kristalldan kesib olingan yacheyka; c - yacheyka modeli; d – geksagonal yacheykaning umumiy tasviri.

Tabiatda zich joylashgan geksagonal yacheykaga ega bo'lgan metallarga: **kadmiy, kobalt, qo'rg'oshin, titan** va **rux** kiradi.

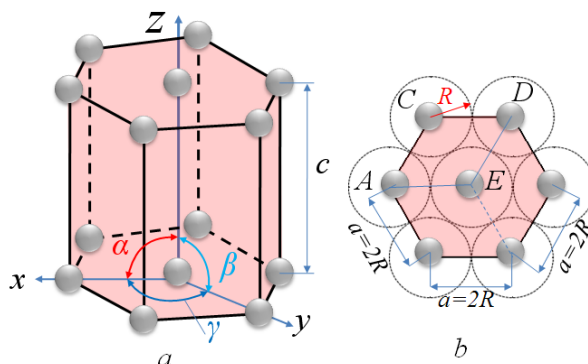
Zich joylashgan geksagonal yacheykaning ko'rsatkichlarini aniqlash yoki hisoblash uchun 3.13, b va c – rasmda keltirilgan kristalldan kesib

olingan yacheyka va yacheyka modelidan foydalaniladi. Zich joylashgan geksagonal yacheyka davrini va u orqali yacheyka hajmini aniqlash uchun yacheyka modelidan foydalaniladi. Buning uchun yacheyka modeliga hisoblashni amalga oshirishda yordam beruvchi belgilashlar kiritiladi (3.14 - rasm).

Oldin yacheykaning A uchidan B – uchigacha x o‘qini, C – uchigacha y o‘qini va D – uchigacha z o‘qini o‘tkazamiz, keyin z o‘qi bilan x o‘qi oralig‘idagi burchakni α bilan, z o‘qi bilan y o‘qi oralig‘ini β va x o‘qi bilan y o‘qi oralig‘ini γ bilan belgilab olamiz. Zich joylashgan geksagonal yacheykaning o‘qlararo burchaklari $\alpha = \beta = 90^\circ$, $\gamma = 120^\circ$ bo‘lib, ular o‘zgarmas qiymatga ega (3.14, a – rasm). Yacheykaning olti burchakli asosining qirrasi bir- biriga tegib turgan ikkita sharning markazlararo masofasi a – bilan belgilanadi va doimo $a = 2R$ bo‘ladi (3.14, b - rasm).

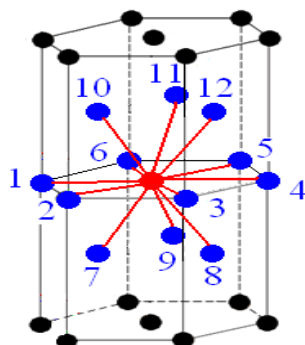
Zich joylashgan geksagonal yacheykaning balandligi c – orqali belgilanadi, uning qiymati yacheykani hosil qilgan qattiq modda turiga bog‘liq holda juda kichik qiymatlarda o‘zgaruvchan bo‘ladi, masalan shunday yacheyka hosil qiluvchi metallarning ko‘pchiligi uchun c/a bo‘lgan nisbat 1,633 ga teng, ammo ba’zi zich joylashgan geksagonal yacheykaga ega bo‘lgan qattiq moddalarda bu nisbatdan cheklanishlar kuzatiladi.

Zich joylashgan geksagonal yacheykaning **koordinatsion sonini** aniqlash uchun ustma-ust joylashgan ikkita yacheykadan tashkil topgan kristall modelni ko‘z oldingizga keltiring (3.15 – rasm). Ta’rifga ko‘ra, yacheykaning koordinatsion soni K – bu kristall yacheykadagi bitta zarracha bilan bevosita ulangan qo‘shni zarrachalar soni.



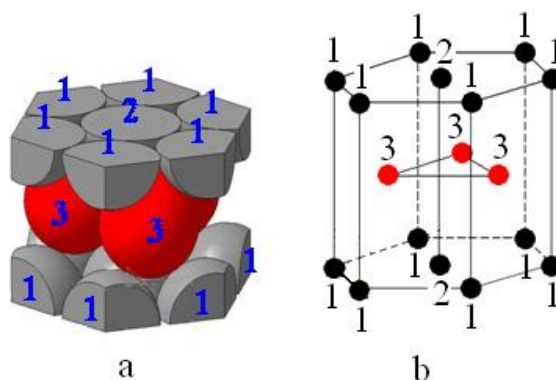
3.14 – rasm. Zich joylashgan geksagonal yacheyka modeli belgilari bilan birga: a – yacheyka modelining umumiy ko‘rinishi; b – yacheyka asosi.

Yacheyka asosining markazida joylashgan sharcha (3.15 – rasmda qizil rangda ko‘rsatilgan) o‘zi joylashgan tekislikda atrofida 6 ta sharcha bilan bevosita ulangan bo‘lsa, pastki va ustki tomonlardan yana 6 ta sharcha bilan bevosita ulangan, shuning uchun zich joylashgan geksagonal yacheykaning koordinatsion son $K=12$ bo‘ladi.



3.15 – rasm. Zich joylashgan geksagonal yacheyka modeli koordinatsion soni bilan keltirilgan.

Zich joylashgan geksagonal yacheykaga **tegishli bo‘lgan zarrachalarning (sharlarning) umumiy N sonini** (3.1) formulaga binoan 3.16 – rasm yordamida aniqlaymiz.



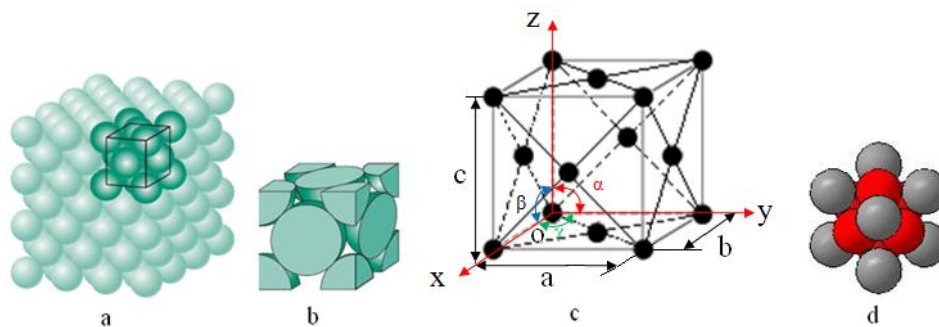
3.16 – rasm. Zich joylashgan geksagonal yacheyka: a – kristalldan kesib olingan yacheyka; b – yacheyka modeli.

3.3.3. Yoqlari markazlashgan kub yacheyka

Agar qattiq jismning kristall strukturasi 3.10, c yoki 3.11, c – rasmda keltirilgan tartibda, ya’ni **ABC...** yoki **ACB...** turga mansub bo‘lsa, unda ikkala holda ham zich joylashish sistemasidagi **yoqlari markazlashgan kub** yacheyka hosil bo‘ladi (3.17 – rasm). Ko‘pchilik chet el adabiyotlarida yoqlari markazlashgan kub yacheyka qisqartirilgan holda FCC – tarzda belgilanadi (face-centered cubic). Tabiatda yoqlari markazlashgan

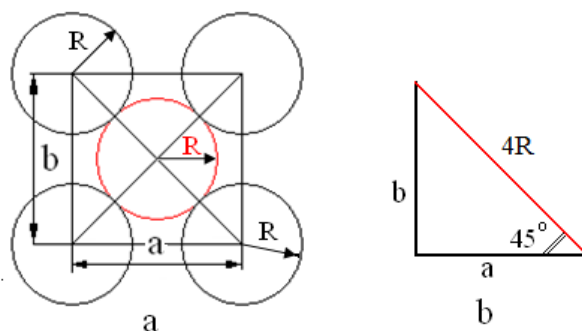
yacheykaga ega bo'lgan metallarga: **alyuminiy, mis, oltin, qo'rg'oshin, nikel, platina, kumush, γ – temir kiradi.**

Yoqlari markazlashgan yacheykaning ko'rsatkichlarini aniqlash uchun 3.17, b – hamda 3.17, c – rasmlarda keltirilgan kristalldan kesib olingan yacheyka va yacheyka modelidan foydalaniladi. Yoqlari markazlashgan kub yacheykaning o'qlararo burchaklari o'zgarmas qiymatga ega bo'lib, ular $\alpha = \gamma = \beta = 90^\circ$ ni tashkil etadi.



3.17 – rasm. Yoqlari markazlashgan kub yacheyka: a – ABC... sistemaga ega bo'lgan kristall; b – kristalldan kesib olingan yacheyka; c - yacheyka modeli; d – yoqlari markazlashgan kub yacheykaning umumiy tasviri.

Yacheykaning har bir uchidagi 8 ta shardan tashqari har bir yog'ining markazida ham 6 ta sharcha bo'lib, uning qirralarining uzunligi oddiy kub yacheykadan farqli $a = b = c \neq 2R$ bo'ladi, chunki yacheyka yoqlar markazida joylashgan sharcha uning diagonal bo'yicha joylashgan sharchalarni bir- biriga tegib joylashishiga to'sqinlik qiladi (3.18 - rasm).



3.18 – rasm. Yoqlari markazlashgan kub yacheyka: a – yacheyka yog'ida sharlarni joylashishi; b – yon qirra va uning diagonalidan hosil bo'lgan uchburchak.

3.18, a – rasmdan ko'rinadiki, yacheyka yog'idan o'tgan diagonal uzunligi $4R$ ga teng, chunki diagonal bo'yicha sharlarni bir-biriga tegib turibdi. Diagonal uzunligi va uning og'ish burchagi ma'lum, shuning

uchun Pifagor teoremasidan foydalangan holda yoqlari markazlashgan kub yacheykaning a – davrini quyidagicha aniqlaymiz:

$$a^2 + b^2 = (4R)^2$$

agar $a=b$ ekanligini hisobga olsak, unda:

$$a^2 + a^2 = (4R)^2$$

$$2a^2 = 16R^2$$

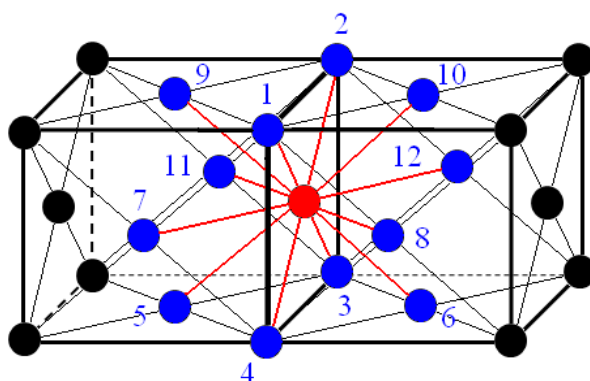
$$a^2 = 8R^2$$

bundan: $a = 2R\sqrt{2}$ (3.10)

Endi yoqlari markazlashgan yacheyka hajmini aniqlash mumkin:

$$V_k = a^3 = (2R\sqrt{2})^3 = 16R^3\sqrt{2}, \quad (3.11)$$

Yoqlari markazlashgan yacheykaning **koordinatsion sonini** aniqlash uchun yonma- yon joylashgan ikkita yacheykadan tashkil topgan kristall modelni tasavvur qiling (3.19 – rasm):



3.19 – rasm. Yoqlari markazlashgan kub yacheyka modeli koordinatsion soni bilan.

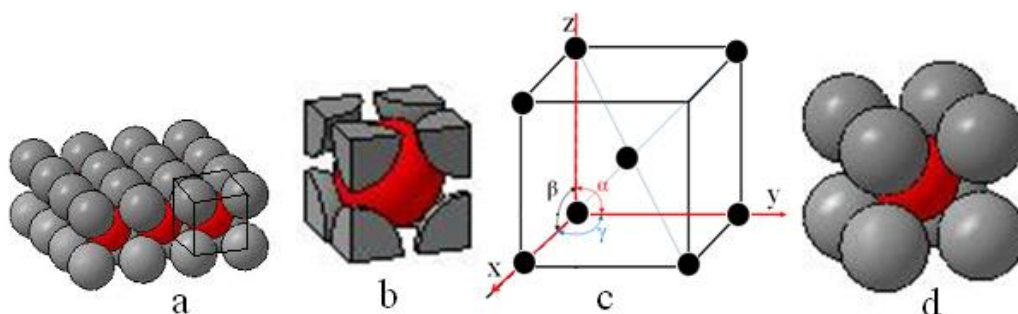
Ikkita yacheyka yonining markazida joylashgan sharcha (3.19 – rasmda qizil rangda ko‘rsatilgan) o‘zi joylashgan tekislik bo‘yicha atrofida 4 ta sharcha bilan bevosita ulangan hamda yacheykaning boshqa yoqlari va asoslarida joylashgan 8 ta sharcha bilan bevosita ulangan bo‘lib, jami 12 ta sharcha bilan bevosita ulangan, shuning uchun yoqlari markazlashgan yacheykaning koordinatsion soni **$K=12$** bo‘ladi.

3.3.4. Hajmi markazlashgan kub yacheyka

Simmetrik zich joylashgan strukturaning xususiy holida ***hajmi markazlashgan kub*** yacheyka hosil bo‘ladi (3.20 - rasm). Ko‘pchilik chet

el adabiyotlarida hajmi markazlashgan kub yacheyka qisqartirilgan holda BCC – tarzda belgilanadi (body-centered-cubic). Tabiatda hajmi markazlashgan kub yacheykaga ega bo‘lgan metallar: **xrom, α – temir, molibden, tantal va volfram hisoblanadi.**

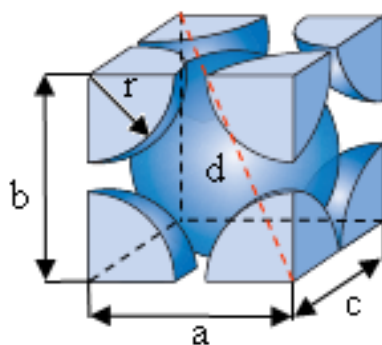
Hajmi markazlashgan yacheyka ko‘rsatkichlarini aniqlash uchun 3.20, b – hamda 3.20, c – rasmlarda keltirilgan kristalldan kesib olingan yacheyka va yacheyka modelidan foydalaniladi. Hajmi markazlashgan kub yacheykaning o‘qlararo burchaklari o‘zgarmas qiymatga ega bo‘lib, ular $\alpha = \gamma = \beta = 90^\circ$ ni tashkil etadi.



3.20 – rasm. Hajmi markazlashgan kub yacheyka: a – simmetrik zich joylashishning xususiy holiga ega bo‘lgan kristali; b – kristalldan kesib olingan yacheyka; c – yacheyka modeli; d – hajmi markazlashgan kub yacheykaning umumiy tasviri.

Yacheyka hajmi markazlashgan deb nomlanishining asosiy sababi uning har bir uchidagi 8 ta sharchadan tashqari hajmining markazida yana bitta sharcha joylashgan.

Yacheyka qirralarining uzunligi oddiy kub yacheykadan farqli o‘laroq $a = b = c \neq 2R$, chunki yacheyka hajmining markazida joylashgan sharcha uni diagonali bo‘yicha joylashgan sharchalarni bir-biriga tegib joylashishiga to‘sqinlik qiladi (3.21 - rasm).



3.21 – rasm. Hajmi markazlashgan kub yacheyka.

Geomertiya kursidan ma'lumki, kubning diagonalini uning qirralari bilan quyidagicha bog'lanishda

$$d^2 = a^2 + b^2 + c^2,$$

bunda: d – kubning diagonalini; a , b va c kubning qirralari.

Hajmi markazlashgan kubning diagonalini $d = 4R$ ga teng bo'lib, bunda kubning yon tomon $a = b = c$ qirralari noma'lum. Shuning uchun ularni kub yacheyka diagonalini orqali quyidagicha topamiz:

$$d^2 = x^2 + x^2 + x^2 = 3x^2,$$

tenglikni har ikki tomonidan kvadrat ildiz olamiz: $\sqrt{d^2} = \sqrt{3x^2} \rightarrow d = \sqrt{3}x$

bundan noma'lum bo'lgan x ni aniqlaymiz: $x = \frac{d}{\sqrt{3}}$

x ni a ga almashtirib va $d = 4R$ ekanligini inobatga olsak, unda noma'lum bo'lgan a – quyidagicha aniqlanadi:

$$a = \frac{4R}{\sqrt{3}}, \quad (3.12)$$

Bunda biz hajmi markazlashgan kub yacheyka uchun a davrini yacheykani tashkil etuvchi zarracha radiusidan kelib chiqqan holda aniqlash formulasini keltirib chiqardik.

Agar $a = b = c$ kub desak, unda hajmi markazlashgan yacheykaning hajmi quyidagicha bo'ladi:

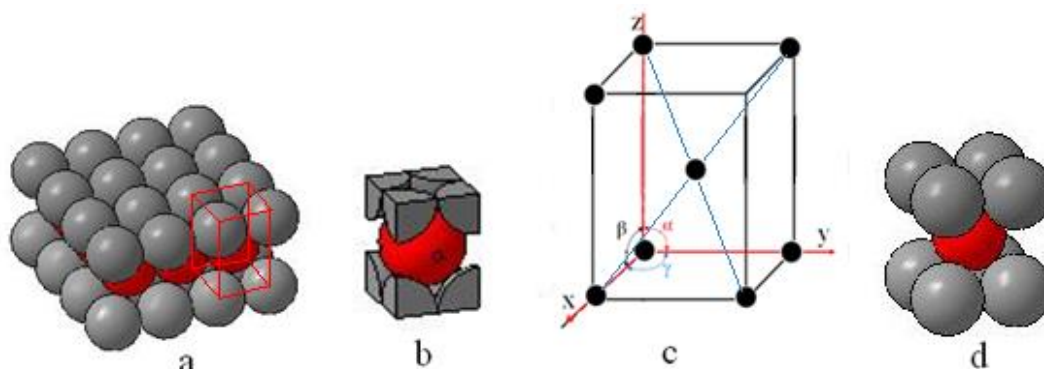
$$V_y = \frac{4R}{\sqrt{3}} \cdot \frac{4R}{\sqrt{3}} \cdot \frac{4R}{\sqrt{3}} = \frac{64R^3}{3\sqrt{3}}. \quad (3.13)$$

Hajmi markazlashgan yacheykaning **koordinatsion sonini** aniqlash boshqa yacheykalarga qaraganda osonroq, chunki uning hajmi markazida turgan sharcha 8 ta sharcha bilan bevosita ulanganligi 3.20 va 3.21 – rasmlarda aniq ko'rinib turibdi. Demak, hajmi markazlashgan kub yacheykaning koordinatsion soni **$K=8$** ga teng.

3.3.5. Tetragonal yacheyka

Simmetrik zich joylashgan strukturaning ikkinchi xususiy holida **tetragonal** yacheyka hosil bo'ladi (3.22 - rasm).

Tetragonal yacheyka ko'rsatkichlarini aniqlash uchun 3.22, b va c – rasmda keltirilgan kristalldan kesib olingan yacheyka va yacheyka modelidan foydalaniladi. Tetragonal yacheykaning o'qlararo burchaklari o'zgarmas qiymatga ega bo'lib, ular $\alpha = \gamma = \beta = 90^\circ$ ni tashkil etadi.



3.22 – rasm. Tetragonal yacheyka: a – simmetrik zich joylashishning xususiy holiga ega bo'lgan kristalli; b – kristalldan kesib olingan yacheyka; c - yacheyka modeli; d – tetragonal yacheykaning umumiy tasviri.

Tetragonal yacheykaning ustki va ostki asoslarini to'rtta sharchaning bir- biriga tegib turishidan hosil bo'lgan kvadrat tashkil etadi va yacheykaning markazida joylashgan sharcha shu to'rtta sharning bo'shlig'ida ularga uringan holda joylashgan. Shuning uchun $a = b = 2R$ bo'lsa, balandligi $c \neq 2R$, chunki yacheyka hajmining markazida joylashgan sharcha yacheykani ustki va ostki asoslarida joylashgan sharchalarni bir- biriga tegib joylashishiga to'sqinlik qiladi (3.22, d - rasm).

Tetragonal yacheykaning noma'lum bo'lgan c – balandligini 3.23, b – rasmdan va Pifagor teoremasiga asosan quyidagicha aniqlaymiz:

$$\begin{aligned} AC^2 &= (2R)^2 + (2R)^2 = 8R^2 \\ AC &= 2\sqrt{2}R \\ AO &= \sqrt{2}R \\ h^2 &= AS^2 - AO^2 = (2R)^2 - 2R^2 = 2R^2 \\ h &= R\sqrt{2} \end{aligned}$$

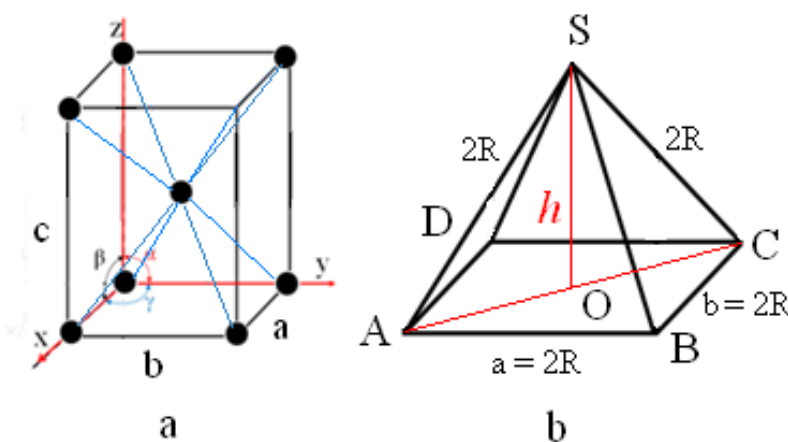
Tetragonal yacheykaning c – balandligi 3.23, a – rasimga ko'ra ikkita piramidaning balandligiga teng desak, unda:

$$c = (R\sqrt{2}) \cdot 2 = 2R\sqrt{2}. \quad (3.14)$$

Shunda tetragonal yacheykaning hajmi quyidagiga teng bo'ladi:

$$V_y = a \cdot b \cdot c = 2R \cdot 2R \cdot 2R\sqrt{2} = 8\sqrt{2}R^3. \quad (3.15)$$

Tetragonal yacheykaning **koordinatsion sonini** aniqlash boshqa yacheykalarga qaraganda osonroq, chunki uning hajmi markazida turgan sharcha 8 ta sharcha bilan bevosita ulangani 3.22 va 3.23 – rasmlarda aniq ko‘rinib turibdi, shuning uchun $K=8$ ga teng, yacheykaga tegishli zarrachalar soni $n=2$.



3.23 – rasm. Tetragonal yacheyka: a – yacheyka modeli; b – to‘rtburchakli muntazam piramida.

3.1 – muammoli vazifa va uning yechimi

Sof mis metalining kristall strukturasi yoqlari markazlashgan kub yacheykaga ega bo‘lib, uni atom (zarracha) radiusi $R_{Cu} = 0,1278 \text{ nm}$ ga teng. Mis metalining nazariy zichligini hisoblab toping.

Metallarning nazariy zichligi quyidagi formula yordamida aniqlanadi:

$$\rho_{met} = \frac{NA}{V_y N_A} \quad (3.16)$$

bunda: N – yacheykaga tegishli bo‘lgan zarrachalar soni, *atom/yacheyka*: A – elementning nisbiy atom, *g/mol* massasi; V_y – yacheyka hajmi sm^3 ; N_A – Avagadro soni: $6,02 \cdot 10^{23} \text{ atom/mol}$.

Vazifa yechimi:

Hajmi markazlashgan kub yacheykaga tegishli bo‘lgan zarrachalar soni va uning hajmini hisoblash formulalarini (3.16) ga qo‘yamiz:

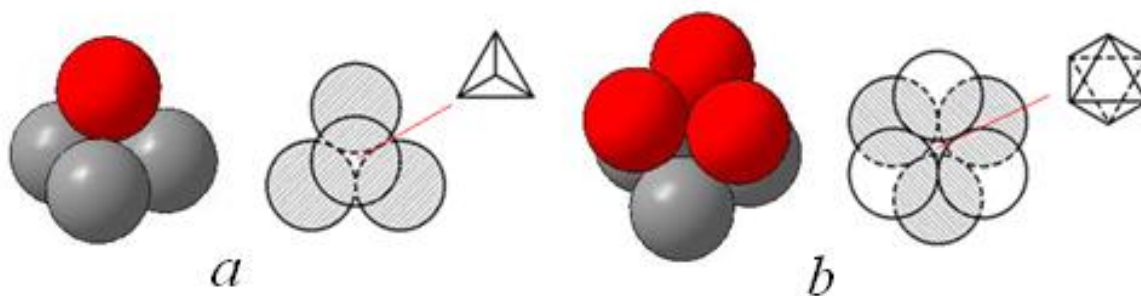
$$\rho_{Cu} = \frac{NA}{V_y N_A} = \frac{N_{Cu} A_{Cu}}{(16R^3 \sqrt{2}) N_A} = \frac{4(atom/mol) \cdot 63,5gr/mol}{[16\sqrt{2}(1,28 \cdot 10^{-8} sm)^3] \cdot (6,02 \cdot 10^{23} atom/mol)} = 8,89gr/sm^3$$

Vazifaning javobi: **mis metalining nazariy zichligi 8,89 g/sm³.**

3.4. Zarrachalararo bo'shliqlarning hosil bo'lishi

Yuqorida simmetrik zich joylashgan strukturalarning tekis qatlamdagi har bir sharchaga ikkita uchburchak bo'shlig'i to'g'ri kelishini aytib o'tgan edik. Fazoda har bir sharcha bo'shliqni ikki tomonidan o'rab oladi (3.24 – rasm).

Agar birinchi qatlamdagi uchta sharcha markazida hosil bo'lgan bo'shliq ikkinchi qatlamning bitta sharchasi bilan yopilsa (ABA....) unda bo'shliq ikki qator qatlamda to'rtta sharcha bilan o'rab olinadi, buning natijasida bo'shliqlar markazida tetraedr hosil bo'ladi va u **tetraedrli bo'shliq** deb ataladi (3.24, a – rasm).



3.24 – rasm. Fazoda zich joylashgan sharchalararo bo'shliqlar shakli: a – tetraedrli; b – oktaedrli bo'shliqlar.

Agar ikkinchi qatlamning uchburchak bo'shlig'i birinchi qatlamning uchburchak bo'shlig'ining ustida yotgan bo'lsa – unda bo'shliq oktaedrning uchlarida joylashgan oltita sharcha bilan o'rab olinadi va unga mos ravishda bo'shliq ham **oktaedrli bo'shliq** deb ataladi (3.24, b – rasm).

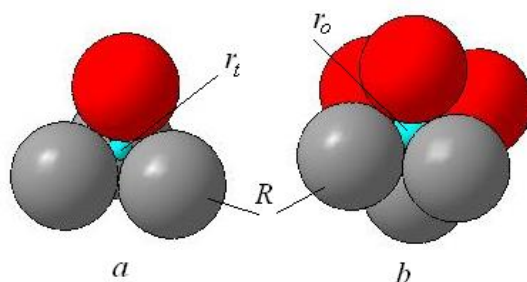
Simmetrik zich joylashishda tetraedr bo'shliqlarining soni – oktaedr bo'shliqlari sonidan ikki marta ko'p, chunki har bir oktaedrli bo'shliq fazoda oltita sharcha bilan o'rab olingan, ya'ni har bir bo'shliqning 1/6 ulushi bitta sharchaga tegishli, bunda har bir sharchaga bittadan bo'shliq to'g'ri keladi:

$$6 \cdot \frac{1}{6} = 1.$$

Boshqa tomondan har bir sharcha bir paytning o'zida oltita o'z tekisligi bo'yicha va yana ustki va ostki qatlamlarda bittadan - jami sakkizta tetraedr bo'shliq tomondan o'rab olingan bo'lsa, bo'shliqlarning har biri to'rtta sharcha tomonidan o'rab olingan:

$$8 \cdot \frac{1}{4} = 2.$$

Demak, har bir sharchaga ikkita tetraedr bo'shliq to'g'ri keladi.



3.25 – Bo'shliqlarda zarrachalarning joylashishi: a – tetraedrda $r_t = 0,22R$;
b – oktaedrda $r_o = 0,41R$.

Bir turdagi zarrachalarning zich joylashuviga ega bo'lgan modelidagi bo'shliqlarga asosiy zarrachalarga nisbatan – radiusi kichik bo'lgan boshqa turdagi zarrachalar joylashishiga imkon bor. Ular bo'shliqlarga shunday joylashadiki, bunda ular asosiy zarrachaga tegib, uni o'rab olgan holda joylashadi. Agar asosiy sharning radiusini birga teng deb olsak, unda tetraedr va oktaedr bo'shliqlarida joylashishi mumkin bo'lgan boshqa turdagi sharchaning radiusini topsa bo'ladi – ular tetraedrli bo'shliq uchun $r_t = 0,22R$ ga va oktaedr uchun $r_o = 0,41R$ ga teng (3.25 – rasm).

3.5. Har xil zarrachalarning simmetrik joylashgan strukturalari

Har xil zarrachalardan tashkil topgan kristall strukturasi bitta turdagi zarrachalardan tashkil topgan kristall strukturaga nisbatan juda murakkab tuzilishga ega bo'lib, unda ikki va undan ortiq turdagi kimyoviy elementlarning zarrachalari qatnashadi (3.1, b – rasm). Bunday kristallarda zarrachalararo (atom, ion) bog'lanish turlari sof ion bog'lanishdan to to'liq kovalent bog'lanishgacha bo'lib, ularga **kristall keramik qattiq jismlar** deyiladi.

Chunki keramik qattiq jismlarda bir paytning o'zida ikki hatto uch turdagi zarrachalararo (atomlararo) bog'lanishlar turlari bo'lishi mumkin, bunda bog'lanishning ionlik darajasi kristallni hosil qiluvchi elementlarning elektr manfiyligiga bog'liq holda shakllanadi.

Zarrachalari ion bog'lanishga ega bo'lgan qattiq jismlarning kristall strukturasi atomlardan emas, balki zaryadlangan zarrachalardan tashkil topgan deyish mumkin. Bunda kristall strukturani tashkil etgan zarrachaning zaryadi (+) musbat bo'lsa, unga **kation** deyiladi, agar (-) manfiy bo'lsa unga **anion** deyiladi. Shunday qilib, ionli kristallarni ikki xildagi – manfiy va musbat zaryadlangan ionlar (zarrachalar) hosil qilar ekan.

Keramik qattiq jismlarning kristall strukturasi shakllanishiga ikki omil:

- 1 – kristallni tashkil etuvchi har bir turdagi zarrachalarning zaryad miqdori;
- 2 – kation va anionning nisbiy o'lchami katta ta'sir ko'rsatadi.

Birinchi omilga keladigan bo'lsak, u tushunarli, chunki elektrik nuqtai nazardan qattiq jism to'liq neytral, ya'ni musbat zaryadlangan kation o'ziga yetarli bo'lgan manfiy zaryadlangan anionga ega. Buni keramik qattiq jismlarning kimyoviy tarkibini ifodalashda ham ko'rishimiz mumkin.

Misol uchun, CaF_2 – kalsiy ftoridda har bir $+2$ zaryadga ega bo'lgan Ca^{2+} - kalsiy -1 zaryadga ega bo'lgan ikkita F^- ftor bilan bog'langan, ya'ni $(+2)+(-1)+(-1) = 0$.

Bu esa kimyoviy bog'lanishda ishtirok etayotgan elementlarning valentligi bilan bog'liq holda sodir bo'ladi (3.1 – jadval).

Ikkinchi omil kristallni tashkil etuvchi ionlarning, ya'ni r_c – kation va r_A – anionning radius o'lchamlarini taqqoslashga asoslangan. Keramik qattiq jismlarning kristall strukturasi shakllanishida metal elementlar ionlashish natijasida o'z elektronlarini berib kationga aylanadil, odatda, kationlarning o'lchami anionlar o'lchamidan kichik bo'ladi, shuning uchun r_c / r_A – nisbati doimo birdan kichik bo'ladi. Bunda kristalldagi har bir kation iloji boricha atrofiga ko'proq anionlarni yig'ishga intilsa, har bir anion iloji boricha o'z atrofiga ko'proq kationlarni yig'ishga intiladi. Turg'un keramik kristall strukturasi shakllanishi uchun har bir anion uni

o‘rab turgan kationga yoki har bir kation uni o‘rab turgan anionga tegib joylashishi kerak (3.26 – rasm).

3.1 – jadval.

Ba’zi elementlarning kimyoviy bog‘lanishdagi valentliklari¹¹

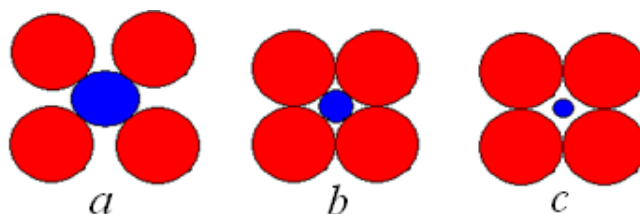
Valentlik	Kimyoviy elementlar	Misollar
O‘zgarmas valentlikka ega bo‘lgan elementlar		
I (bir valentli)	H, Li, Na, K, F	H ₂ O, Na ₂ O, NaF
II (ikki valentli)	O, Be, Mg, Ca, Ba, Zn	H ₂ O, BeO, MgO, CaO, BaO, ZnO
III (uch valentli)	B, Al	B ₂ O ₃ , Al ₂ O ₃
O‘zgaruvchan valentlikka ega bo‘lgan elementlar		
I yoki II (bir yoki ikki valentli)	Cu, Hg	Cu ₂ O, Hg ₂ O, Cu ₂ S, Hg ₂ S
		CuO, HgO, Cu ₂ S, Hg ₂ S
II yoki III (ikki yoki uch valentli)	Fe, Co, Ni	FeO, CoO, NiO, FeS
		Fe ₂ O ₃ , Co ₂ O ₃ , Ni ₂ O ₃
II yoki IV (ikki yoki to‘rt valentli)	C, Sn, Pb	CO, SnO, PbO, PbCl ₂
		CO ₂ , SnO ₂ , PbCl ₄ , PbO ₂
III yoki V (uch yoki to‘rt valentli)	P	PH ₃ , PCl ₃
		P ₂ O ₅
I, II, III, IV yoki V (bir, ikki, uch, to‘rt yoki besh valentli)	N	N ₂ O
		NO
		NH ₃
		NO ₂
		N ₂ O ₅
II, III yoki VI (ikki, uch yoki olti valentli)	Cr	CrO
		Cr ₂ O ₃ , CrCl ₃
		CrO ₃
II, IV yoki VI (ikki, to‘rt yoki olti valentli)	S	H ₂ S
		SO ₂
		SO ₃

Yuqorida aytib o‘tilgandek, ikki va undan ortiq turdagi zarrachalardan tashkil topgan kristall strukturalarni siqilmaydigan sharchalarni fazoda joylashishidan kelib chiqqan holda ta’riflash juda murakkab. Shuning uchun keramik qattiq jismlarning kristall strukturasi uning koordinatsion sonini aniqlashdan boshlanadi, chunki kristall strukturaning koordinatsion soni kation va anion radiuslari nisbatiga bog‘liq.

Bunda har bir koordinatsion songa mos keluvchi r_C/r_A radiuslar nisbatining minimal yoki kritik qandaydir qiymati bo‘lib, u anion va kation

¹¹ Manba Carter C. Barry, Norton M. Grant “Ceramic Materials Science and Engineering” 2007 Springer.

o'rtasida ulanish borligini belgilab beradi (3.26 – rasm). Uning qiymati esa geometrik nuqtai nazardan aniqlanadi (3.2 - muammoli vazifa va uning yechimiga qarang).



3.26 – rasm. Kation va anionlarning joylashishi: a va b – turg'un strukturani shakllanishi; c – noturg'un struktura.

Har bir koordinatsion son uchun r_C/r_A – radiuslar nisbatining qiymatlari geometrik nuqtai nazardan 3.2 – jadvalda keltirilgan.

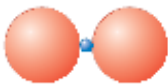
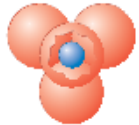
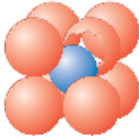
Kristall strukturaning shakllanishida r_C/r_A – radiuslar nisbatining eng kichik 0,155 qiymatida juda kichik bo'lgan kation faqat ikkita anionga tegib turgan holda joylashishi mumkin, bunda koordinatsion soni 2 ga teng bo'lib, chiziqli kristall struktura hosil bo'ladi. Agar r_C/r_A – radiuslar nisbatlari 0,155 dan 0,255 oralig'ida bo'lsa, unda kationning koordinatsion soni 3 ga teng bo'ladi. Bu esa har bir kation uchta anion bilan o'rab olinganligini va natijada markazida kation joylashgan teng yonli uchburchakdan tashkil topgan yassi kristall struktura shakllanishini bildiradi. Koordinatsion soni 4 bo'lishi uchun r_C/r_A – radiuslar nisbatlari 0,255 dan 0,414 oralig'ida bo'lishi kerak. Bunday holda markazida kation, burchaklarida anionlar joylashgan to'g'ri to'rtburchak shakllanadi. Agar r_C/r_A – radiuslar nisbati 0,414 dan 0,732 oralig'ida bo'lsa, unda kation oltiburchakning markazida joylashgan bo'ladi va burchakda oltita anion tomonidan o'rab olinadi. Koordinatsion soni 8 bo'lishi uchun r_C/r_A – radiuslar nisbati 0,732 dan 1,0 oralig'ida bo'lishi kerak. Bunday holda markazida kation, burchaklarida anionlar joylashgan kub shakllanadi. Agar r_C/r_A – radiuslar nisbatlari birdan katta bo'lsa, unda koordinatsion son 12 ga teng bo'ladi. Tabiatda uchraydigan ko'pchilik keramik qattiq jismlarning kooordinatsion sonining qiymati 4, 6 yoki 8 ni tashkil etadi.

Ba'zi keramik qattiq jismlardagi kation va anionlarning radius o'lchamlari 3.3 – jadvalda keltirilgan.

Shuni ta'kidlab o'tish kerakki, yuqorida ko'rib chiqilgan r_C/r_A – radiuslar nisbatining koordinatsion songa bog'liqligi geometrik nuqtai nazarga va ionlar o'zini qattiq sharchalardek tutadi, deyilgan taxminga asoslangan. Shuning uchun tabiatda o'zgacha hollar ham kuzatilishi mumkin. Masalan, r_C/r_A – radiuslar nisbati 0,414 dan katta va zarrachalari kovalent bog'lanishga ega bo'lgan ba'zi keramik qattiq jismlarda koordinatsion soni 4 emas, balki 6 bo'ladi.

3.2 – jadval.

Keramik qattiq jismlar kristall strukturasiining koordinatsion sonini r_C/r_A nisbatga bog'liq holda shakllanishi

Kristall strukturaning koordinatsion soni	r_C/r_A – radiuslar nisbatining qiymati	Kristall strukturaning geometrik ko'rinishi
2	$< 0,155$	
3	$0,155 - 0,225$	
4	$0,225 - 0,414$	
6	$0,414 - 0,732$	
8	$0,732 - 1,0$	

Kristall strukturalar shakllanishida ionlar bog'lanishida qanday radius o'lchamga ega bo'lishi bir qator omillarga bog'liq. Ulardan biri bu koordinatsion soni. Qarama-qarshi zaryadga ega bo'lgan ionni o'rab olgan qo'shnilar sonining ortishi bilan uning radius o'lchami ortib borishi kuzatiladi. Masalan, 3.3 – jadvalda keltirilgan ionlarning radiusi 6 koordinatsion songa mos keladi. Shuning uchun koordinatsion soni 8 ga

teng bo'lgan ionning radius o'lchami kattaroq, koordinatsion soni 4 ga teng bo'lgan ionning radiusi kichikroq bo'lishi kerak.

Bundan tashqari, ionning radius o'lchamiga uning zaryad miqdori ham ta'sir ko'rsatadi. Masalan 3.3 – jadvaldagi Fe^{2+} va Fe^{3+} temir ionlarining radius o'lchamiga e'tibor bering, ular mos ravishda 0,077 va 0,069 nm, ularning radius o'lchami temir atomining radiusi 0,124 nm o'lchamidan kuchli farq qilyapti. Demak, agar atom o'z elektronini yo'qotsa, uning radius o'lchami kichrayishi va agar elektron qabul qilib olsa, radius o'lchamining kattalashishi kuzatilar ekan.

3.3 – jadval.

Ba'zi keramik qattiq jismlardagi kation va anionlarning radius o'lchamlari

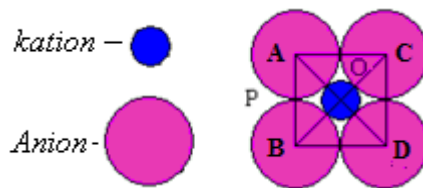
Kation		Anion	
Belgilanishi	Radius o'lchami, nm	Belgilanishi	Radius o'lchami, nm
Al^{3+}	0,053	Br^-	0,196
Ba^{2+}	0,136	Cl^-	0,181
Ca^{2+}	0,100	F^-	0,133
Cs^+	0,170	I^-	0,220
Fe^{2+}	0,077	O^{2-}	0,140
Fe^{3+}	0,069	S^{2-}	0,184
K^+	0,138		
Mg^{2+}	0,072		
Mn^{2+}	0,067		
Na^+	0,102		
Ni^{2+}	0,069		
Si^{4+}	0,040		
Ti^{4+}	0,061		

3.2 – muammoli vazifa va uning yechimi

Keramik qattiq jismlar kristall strukturasi ko'ordinatsion soni 6 ga teng bo'lganda kation va anionlar radius nisbatlari 0,414 bo'lishini isbotlang.

Yuqorida aytib o'tilgandek, keramik qattiq jismlar kristall strukturasi ko'ordinatsion soni 6 ga teng bo'lishi uchun r_C/r_A – radiuslar nisbati 0,414 ga teng bo'lib, bunda kationga barcha to'rtta anion tegib joylashadi. **Buni isbotlaymiz**, buning uchun to'rtta anionni bir-biriga tegib turgan holda joylashtiramiz, keyin to'rtta anionning markazida hosil

bo'lgan bo'shliqqa kationni shunday joylashtiramizki, kation barcha anionlarga tegib joylashsin (3.27 – rasm).



3.27 – rasm. Kationi to'rtta anion tomonidan o'rab olingan turg'un struktura.

Endi 3.27 – rasmdan A, B, C, D – nuqtalar anion markazi, P – anionlar tutashgan nuqta, O – ABCD to'rtburchak markazi.

Bu rasmga ko'ra, anionning radius o'lchami quyidagicha:

$$\overline{AP} = r_A,$$

Shunda AO masofa anion va kation radiuslarining yig'indisi bo'ladi:

$$\overline{AO} = r_A + r_C,$$

AP/AO - oraliqlarning nisbati α – burchakning funksiyasi bo'ladi, ya'ni:

$$\frac{\overline{AP}}{\overline{AO}} = \cos \alpha,$$

α – burchak 45° ga teng, chunki AO – $\triangle BAC$ 90° li uchburchakning bissektrisasi $90^\circ/2 = 45^\circ$. Shuning uchun:

$$\frac{\overline{AP}}{\overline{AO}} = \frac{r_A}{r_A + r_C} = \cos 45^\circ = \frac{\sqrt{2}}{2}.$$

Endi radiuslar nisbatini aniqlash mumkin:

$$\frac{r_C}{r_A} = \frac{1 - \frac{\sqrt{2}}{2}}{\frac{\sqrt{2}}{2}} = 0,414.$$

Demak, keramik qattiq jismlar kristall strukturasining koordinatsion soni 6 ga teng bo'lganda r_C/r_A – radiuslar nisbatining qiymati **0,414 ga teng bo'lishi isbotlandi.**

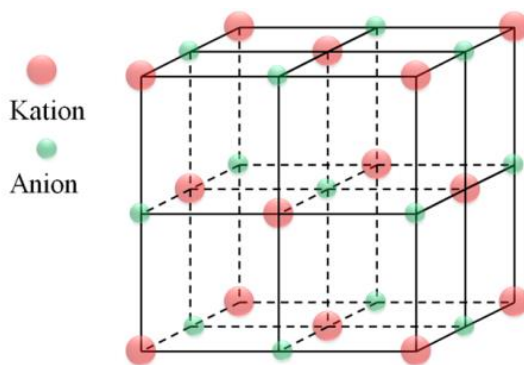
3.5.1. AX – toifadagi kristall strukturalar

Aksariyat (NaCl, CsCl, ZnS va boshqalar) keramik qattiq jismlarda kationlar soni anionlar soni bilan bir xil bo'ladi. Bunday keramik qattiq

jismlar strukturasi umumiy holda AX – shaklda yoziladi, bunda **anion** –A, **kation** esa –X belgilar bilan ifodalanadi. Yozilishi bir xil bo‘lishiga qaramasdan AX – turdagi qattiq jismlarning kristall strukturasi turlicha bo‘lishi mumkin. Odatda, keramik qattiq jismni uning kristall strukturasi shakllanishida ishtirok etgan kimyoviy elementlar nomi bilan atashadi.

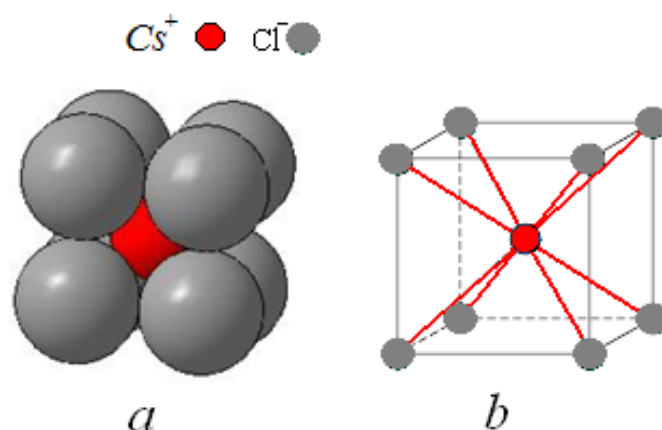
NaCl – natriy xloridning kristall strukturasi. Keramik qattiq jismlarning kristall strukturasi o‘rganishni tabiatda ko‘p uchraydigan AX – toifaga mansub bo‘lgan qattiq jismlardan boshlaymiz, u NaCl - natriy xlorid yoki boshqacha nomi **tosh tuzi** (*rock sold*). Natriy xloridda kation va anionning koordinatsion soni 6 ga teng, chunki natriy xlorida r_C/r_A – radiuslar nisbatining qiymati 0,414 – 0,732 oralig‘ida. Uning elementar yacheykasi yoqlari markazlashgan kub kristalliga juda yaqin (3.28 – rasm). Bitta kation 8 ta kubning markaziga joylashgan bo‘lsa, yana bittadan kationlar kubni 12 ta **qirrasining markaziga** joylashgan (3.28 – *rasmga e’tibor bering, yoqlariga emas*). Bunda anionlar haqiqiy yoqlari markazlashgan kub yacheykani hosil qiladi.

Bunday kristall strukturani tosh tuzidan tashqari yana bir qator keramik qattiq jismlar, jumladan: MgO, MnS, LiF va FeO – hosil qiladi.



3.28 – rasm. Tosh tuzining yoqlari markazlashgan kristall yacheykasi.

CsCl – seziy xloridining kristall strukturasi. Natriy xlorididan farqli ravishda CsCl – seziy xloridining ikkala ionining ham koordinatsion soni 8 ga teng (3.29 – rasm). Bunda har 8 ta anion kub yacheykaning burchaklarida joylashgan bo‘lib, uning kationi shu kub markazida joylashgan. Kation va anionlarning o‘rni almashtirilgan taqdirda ham shu struktura doimo saqlanib (ekvivalent) qolaveradi.

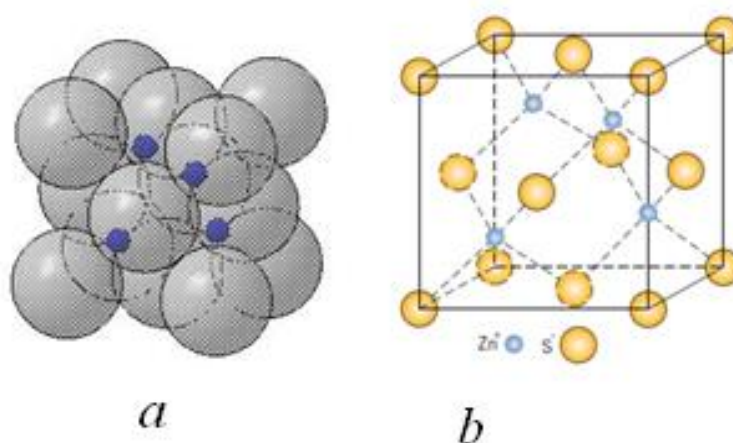


3.29 – rasm. Seziy xloridining kristall yacheykasi: a – umumiy tasviri;
b – yacheyka modeli.

Bir qarashda hajmi markazlashgan kub yacheykaga o'xshasada, ammo kubning markaziga joylashgan kation radiusining o'lchami anion radiusining o'lchamidan kichik bo'lgani uchun 3.3.4 – da o'rganib chiqilgan hajmi markazlashgan kub yacheykadan farq qiladi.

ZnS – aldamchi rux kristall strukturasi

AX – toifadagi keramik qattiq jismlar strukturasi ga mansub bo'lgan uchinchi kristall strukturaning koordinatsion soni 4 ga teng. Bunday hol ZnS – aldamchi rux yoki boshqa nomi **sfalerit** kristall strukturasi da kuzatiladi. Bu keramik qattiq jism rux sulfidi bo'lib, uning kristall yacheykasi 3.30 – rasmda keltirilgan.



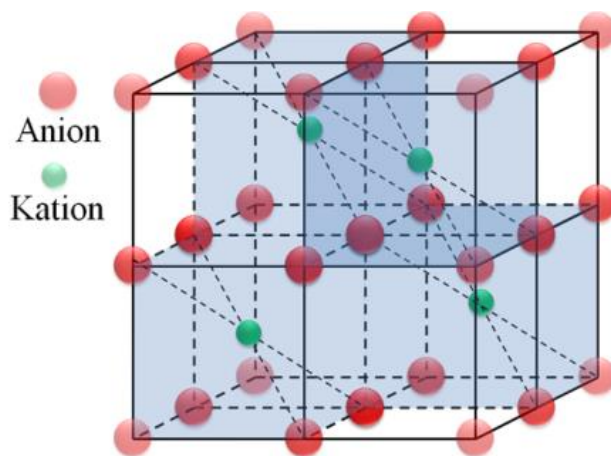
3.30 – rasm. ZnS – aldamchi rux kristall yacheykasi: a – yacheykaning shaffof holdagi umumiy tasviri; b – yacheyka modeli.

Kubning barcha burchaklari va yoqlarining markazlari oltingugurt anioni tomonida egallangan bo'lib, rux kationlari tetraedr ichiga

joylashgan. Kationlar va anionlar o'zni almashtirilgan holda ham kristall strukturaning ekvivalentligi saqlanib qoladi. Shunday qilib, ruxning har bir kationi to'rtta oltingugurt anioni bilan va buni teskarisi har bir anion bevosita to'rtta kation bilan bog'langan. Bunday kristall struktura turlarida zarrachalararo bog'lanishlar ko'proq kovalent bog'lanishga ega bo'ladi, bunda ion bog'lanish ulushi 18% ni tashkil etadi. Bunday hol rux sulfididan tashqari yana ZnTe va SiC larda ham kuzatiladi.

3.5.2. A_xX_y – toifadagi kristall strukturalar

Kristall keramik qattiq jismlarda ba'zi hollarda kation va anionlar zaryad miqdori bo'yicha bir-biriga mos kelmay qoladi, bunday hollarda keramik qattiq jism A_mX_x – umumiy kimyoviy formula bilan izohlanadigan kimyoviy birikma hosil bo'ladi, bunda formuladagi $m \neq 1$ yoki $x \neq 1$, agar ulardan bittasi $m = 1$ bo'lsa, unda AX_2 hosil bo'ladi. Bunday kimyoviy birikmaning yaqqol misoli *flyuorit* (CaF_2). CaF_2 – (kaltsiy ikki ftoridi) qattiq jism ionlarning r_C/r_A – radiuslar nisbatining qiymati 0,8 ga teng bo'lib, 3.2 – jadvalga ko'ra uning koordinatsion soni 8 ga teng. Kaltsiy ioni kubning markazida joylashadi, ftor ionlari esa kubning 8 ta burchagida joylashadi. Buning natijasida hajmi markazlashgan kub yacheykaga o'xshagan kristall hosil bo'ladi. Moddaning kimyoviy formulasi shuni ko'rsatadiki, har bir Ca^{+2} - kationning yarmi F^{-} bitta ftor anioni bilan ta'sirlashadi. Shuning uchun hosil bo'lgan CaF_2 – moddaning strukturasi CsCl – strukturasi o'xshagan bo'ladi (3.31 – rasm).

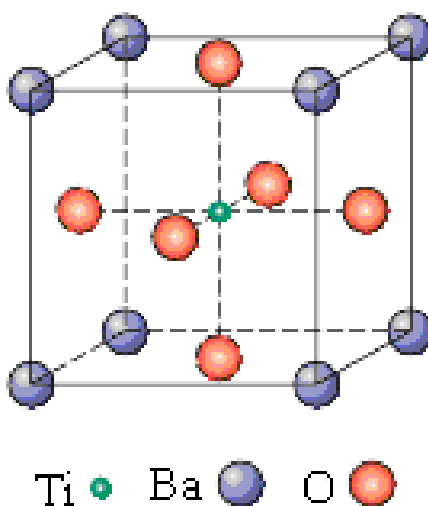


3.31 – rasm. CaF_2 – keramik qattiq jismning yarim hajmi markazlashgan kristall yacheykasi.

Ammo 8 ta kubchanning faqat qarama-qarshi tomonidagi 4 tasining markazida joylashadi, qolgan 4 ta kubchanning markazi bo'sh qoladi. Xuddi shunday strukturani ZrO_2 , UO_2 , PuO_2 va ThO_2 keramik qattiq jismlar ham hosil qiladi. A_xX_u - toifadagi kristall strukturaga ega bo'lgan keramik qattiq jismlarga Fe_2O_3 , Al_2O_3 , Cr_2O_3 kiradi.

3.5.3. $A_xB_yC_z$ – toifadagi kristall strukturalar

Keramik qattiq jismlar nafaqat ikkita AX kimyoviy elementlardan balki, uchta va undan ortiq kimyoviy elementlardan tashkil topgan bo'lishi mumkin. Bundan tashqari bu kimyoviy elementlarning bir-biriga bo'lgan nisbatlari ham har xil bo'lishi mumkin. Bunday toifada hosil bo'lgan keramik qattiq jismlar $A_xB_yC_z$ – umumiy kimyoviy formula bilan yoziladi. Bu formuladagi x , y va z birdan katta bo'lgan har qanday butun son. Bunday toifaga $BaTiO_3$ – keramik qattiq jismni misol qilishimiz mumkin. Bu modda tarkibi ikki turdagi Ba^{2+} , Ti^{4+} kationlar va bir xil uchta O^{2-} aniondan tashkil topgan. Uning kristall strukturasi modeli 3.32 – rasmda tasvirlangan.



3.32 – rasm. $BaTiO_3$ – keramik qattiq jism yacheykasi modeli.

3.4 – jadvalda turli keramik qattiq jismlarning kristall yacheykalari toifalari va koordinatsion sonlari keltirilgan.

Ba'zi keramik qattiq jismlarning kristall struktura toifalari

Nomlanishi	Struktura toifasi	Anionlar joylashashi	Koordinatsion soni		Toifaga mansublar
			Kation	Anion	
Natriy xloridi	AX	Yoqlari markazlashgan kub	6	6	NaCl MgO FeO
Seziy xloridi	AX	Oddiy kub	8	8	CsCl
Sfelerit	AX	Yoqlari markazlashgan kub	4	4	ZnS SiC
Flyuorit	AX ₂	Oddiy kub	8	4	CaF ₂ UO ₂ ThO ₂
Perovskit	ABX ₃	Yoqlari markazlashgan kub	12(A) 6(B)	6	BaTiO ₃ SrZnO ₃ SrSnO ₃
Shpinel	AB ₂ X ₄	Yoqlari markazlashgan kub	4(A) 6(B)	4	MgAl ₂ O ₄ FeAl ₂ O ₄

3.5.4. Keramik qattiq jismlarning nazariy zichligi

Keramik qattiq jismlarning zichligi ularning kristall struktura tuzilishi bilan bevosita bog‘liq. Shundan foydalanib ularning kristall yacheyka toifasi va davrlari o‘lchamlaridan kelib chiqqan holda nazariy zichligini hisoblab topish mumkin. Keramik qattiq jismlarning kristall yacheykasi toifasi va o‘lchamlaridan aniqlangan zichligi keramik qattiq jismning **nazariy zichligi** deyiladi va u quyida keltirilgan formula yordamida hisoblab topiladi:

$$\rho_K = \frac{(n'_C \cdot A_C) + (n'_A \cdot A_A)}{V_y \cdot N_A} . \quad (3.17)$$

bunda: n'_A , n'_C – yacheykaga tegishli bo‘lgan anion va kationlar soni;

A_C , A_A - kation va anion kimyoviy elementlarining nisbiy atomar massasi, g/mol; V_y - elementar yacheykaning hajmi, nm³; N_A - Avogadro soni $6,02 \cdot 10^{23}$ molekula/mol.

3.3 – muammoli vazifa va uning yechimi

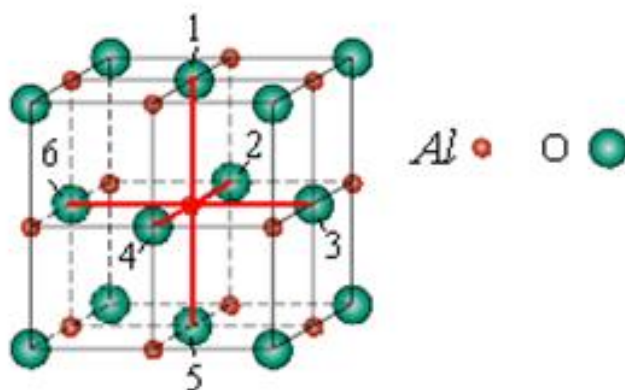
Yuqorida ko‘rib chiqilgan amaliy ma’lumotlarga tayangan holda Al_2O_3 – alyuminiy uch oksidining nazariy zichligini hisoblab toping va uni amaliy zichligi bilan taqqoslang.

Vazifa yechimini topish tartibi:

a) Alyuminiy keramik qattiq jism bo‘lib, uning nazariy zichligi (3.17) formula yordamida hisoblab topiladi, agar $A_C = 26 \text{ g/mol}$, $A_A = 15 \text{ g/mol}$ ma’lum bo‘lsa, unda oldin 3.10 – jadvaldagi $\text{Al}^{3+} = 0,053 \text{ nm}$, $\text{O}^{2-} = 0,140 \text{ nm}$ ma’lumot bilan r_C/r_A – radiuslar nisbatini aniqlaymiz:

$$\frac{r_C}{r_A} = \frac{0,059}{0,140} = 0,421$$

Endi 3.2 – jadvalga ko‘ra, r_C/r_A – radiuslar nisbati 0,421 bo‘lganda koordinatsion soni 6, demak kationni olti tomonida anionlar joylashadi, shunda Al_2O_3 – kristall stukturasi 3.33 – rasmda keltirilgan shaklda bo‘ladi:



3.33 – rasm. Alyuminiy uch oksidining kristall strukturasi.

b) Yacheykaga tegishli bo‘lgan anionlar sonini aniqlaymiz: kub burchaklaridagi jami anionlar soni 8 ta, ulardan 1ta anion yacheykaga tegishli, kub yoqlarining markazidagi barcha 6 ta aniondan 3 tasi yacheykaga tegishli, demak yacheykaga jami $n_A' = 1 + 3 = 4$ – anion tegishli;

c) Yacheykaga tegishli bo‘lgan kationlar sonini aniqlaymiz, kub qirralarida jami 12 ta kation bo‘lib, ulardan 3 tasi yacheykaga tegishli: kub hajmining markazidagi 1 ta kation to‘liq shu yacheykaga tegishli, demak yacheykaga jami $n_S' = 3 + 1 = 4$ – kation tegishli;

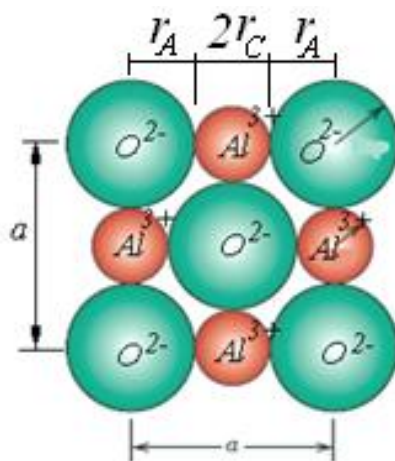
d) Yacheyka hajmini topamiz: yacheyka kub bo'lgani uchun uning hajmi $V_y = a^3$ formula yordamida aniqlanadi, buning uchun a – yacheyka davrini 3.34 – rasmdan foydalangan holda aniqlaymiz:

Yacheykaning davri 3.34 – rasimga ko'ra, $a = 2r_C + 2r_A$ anion va kation radiuslaridan tashkil topgan, demak yacheykaning hajmi quyidagicha:

$$V_y = a^3 = (2r_C + 2r_A)^3.$$

Shunda alyuminiy uch oksidining zichligi quyidagicha:

$$\rho_E = \frac{(n'_C \cdot A_C) + (n'_A \cdot A_A)}{V_y \cdot N_A} = \frac{(4 \cdot 26) + (4 \cdot 15)}{[2(0,053 \cdot 10^{-7}) + 2(0,14 \cdot 10^{-7})]^3 \cdot (6,02 \cdot 10^{23})} = 4,32 \text{ g / sm}^3.$$



3.34 – rasm. Alyuminiy uch oksidi yacheykasining davr o'lchami.

Vazifa javobi: Al_2O_3 – alyuminiy uch oksidining nazariy zichligi $3,95 \text{ g/sm}^3$ amaliy zichligiga yaqin natija bilan aniqlandi $4,32 \text{ g/sm}^3$.

3.6. Kristallografik nuqtalar, tekisliklar va yo'nalishlar

Qattiq jismlarning kristall strukturalarini o'rganishda elementar yacheykadagi zarrachalar joylashgan nuqtalarni (yoki umuman istalgan nuqtani), kristallografik yo'nalishlarni va kristallografik tekisliklarni aniqlashga to'g'ri keladi. Kristall strukturalarni o'rganish jarayonining qulayligini oshirish maqsadida xalqaro kristallografiya jamiyati fanga shartli uchta son yoki indekslar deb nomlanadigan belgilashlar kiritgan. Bu belgilashlar yacheykadagi nuqtaning joyini, yo'nalishini va joylashish tekisligini bildiradi. Bularni birma-bir ko'rib chiqamiz.

3.6.1. Yacheykadagi nuqtalarning koordinatasi

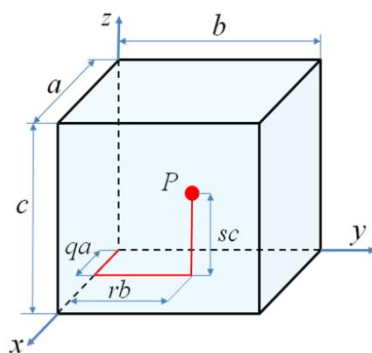
Elementar yacheyka yoki kristall panjara ichida yotgan nuqtalarning joyini uchta: q , r va s koordinata indekslari orqali aniqlash mumkin. Bu indekslar – elementar yacheykaning yon tomonidan o‘tuvchi q , r , va s uchta o‘qqa tegishli bo‘lgan ulushlari, ya’ni q – yacheykadagi x o‘qining uzunligi bo‘yicha ulushi, r – yacheykadagi y o‘qining uzunligi bo‘yicha ulushi va s – z o‘qining uzunligi bo‘yicha ulushi yoki boshqacha aytadigan bo‘lsak:

$$qa = x \text{ o‘qiga tegishli bo‘lgan kesma uzunligi (3.18a)}$$

$$rb = y \text{ o‘qiga tegishli bo‘lgan kesma uzunligi (3.18b)}$$

$$sc = z \text{ o‘qiga tegishli bo‘lgan kesma uzunligi (3.18c)}$$

Buni to‘liq tushunib olish uchun 3.35 – rasimga e’tiboringizni qarating: berilgan R – nuqta joyini uchta q , r , va s kattalik orqali aniqlaymiz: bunda q – kattalik x o‘qida yotgan a – tomonning ulushi; r – esa y o‘qida yotgan b – tomonning ulushi, xuddi shu tarzda s – kattalik z o‘qida yotgan c – balandlikning ulushi. Shunday qilib, R – nuqtaning holati uchta q , r , va s indekslar yordamida aniqlanadi, ular birga teng yoki undan kichik.



3.35 – rasm. Uchta q , r , va s indekslar yordamida R – nuqtaning koordinatasini aniqlash.

Keltirilgan nazariy ma’lumotlarni amalda tushunib olish uchun misol keltiramiz: aytaylik kub kristall yacheykaga egamiz, bunda: yacheykaning davrlari $a = b = c = 0,46 \text{ nm}$ (kub); aniqlanmoqchi bo‘lgan P nuqtaning x o‘qidagi ulushi $q = \frac{1}{4}$, y – o‘qidagi ulushi $r = 1$; z – o‘qidagi ulushi $s = \frac{1}{2}$. Yacheykadagi P nuqtaning joyini topish zarur. Buning uchun oldin yacheykani ko‘z oldimizga keltiramiz u 3.36, a – rasmda keltirilgan va

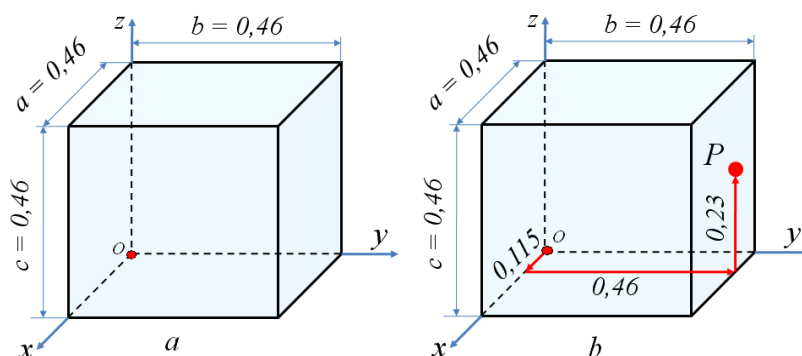
unga koordinata boshi O nuqtani belgilab qo'yamiz. Endi har bir x, y, z o'qlar uchun P nuqtani (3.18a), (3.18b) va (3.18c) formulalarga binoan koordinatasini topamiz:

$$x = qa = \frac{1}{4} \cdot 0,46 = 0,115 \text{ nm}$$

$$y = rb = 1 \cdot 0,46 = 0,46 \text{ nm}$$

$$z = sc = \frac{1}{2} \cdot 0,46 = 0,23 \text{ nm}$$

Demak, bizda P – nuqtaning x – o'qidagi ulushi 0,115 nm, y – o'qidagi ulushi 0,46 nm va z – o'qidagi ulushi 0,23 nm bo'lib chiqdi. Endi shu aniqlangan ulushlarni ketma- ketlikda vektor qoidasida, ya'ni yo'nalishini saqlagan holda O nuqtadan boshlab qo'yib chiqamiz (3.36,b - rasm).



3.36 – rasm. Kristall yacheykadagi P nuqtaning koordinatasini aniqlash tartibi: a – kub yacheyka davrlari va koordinata boshi bilan: b – yacheykadagi R nuqta koordinatalari bilan.

3.6.2. Kristallografik yo'nalishlar

Kristallografik yo'nalish deb ikkita kristallografik nuqtadan o'tgan bitta to'g'ri chiziqqa (vektorga) aytiladi. Bunday hollarda shu kristallografik yo'nalishlar indeksini aniqlash zarur. Buning uchun quyida keltirilgan asosiy operatsiyalarni amalga oshirish kerak:

1. Aniqlash qulay bo'lish uchun xyz koordinata boshidan ixtiyoriy to'g'ri chiziq o'tkazish kerak. Kristallografik panjaradagi har qanday vektorni parallel ko'chirish mumkin.

2. Yo'nalishni belgilab beruvchi vektor ikki nuqtadan o'tishi kerak, shuning uchun vektor boshini koordinatasi x_1, y_1 va z_1 deb, vektorning oxirini koordinatasi x_2, y_2 va z_2 deb belgilanib olinadi.
3. Vektor oxiridan boshining kordinatalari aytiladi:

$$x_2 - x_1, y_2 - y_1 \text{ va } z_2 - z_1.$$

4. Koordinatalar ayirmalarini mumkin bo'lgan eng kichik butun sonlarga aylantirish uchun ularni umumiy ko'effitsiyentga bo'lish yoki ko'paytirish kerak:

$$\frac{x_2 - x_1}{a} = u \quad (3.19a)$$

$$\frac{y_2 - y_1}{b} = v \quad (3.19b)$$

$$\frac{z_2 - z_1}{c} = w \quad (3.19c)$$

5. Har uchta qiymat butun son bo'lib chiqmasa, sonlar yaxlitlanishi uchun ko'effitsiyentga ko'paytirilib, umumiy yig'indiga keltirilishi mumkin.
6. Hosil bo'lgan sonlar yo'nalish indeksi bo'lib, ular bir-birining oralig'iga velgulsiz katta qavs ichida $[uvw]$ shaklda yoziladi. Ularning har biri x, y va z o'qlardagi proeksiyalariga mos keladi. U, v, w indekslar quyidagicha ham aniqlanishi mumkin:

$$u = n \left(\frac{x_2 - x_1}{a} \right) . \quad (3.20a)$$

$$v = n \left(\frac{y_2 - y_1}{b} \right) . \quad (3.20b)$$

$$w = n \left(\frac{z_2 - z_1}{c} \right), \quad n = EKUK(a, b, c) . \quad (3.20c)$$

Vektorlarning koordinatalari manfiy yoki musbat bo'lishi mumkin. Shuning uchun indekslar qiymatlisi ham manfiy bo'lishi mumkin. Manfiy indekslarning ustiga chiziqcha belgisi qo'yiladi. Agar vektor $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ yo'nalish indeksiga ega bo'lsa, demak u $[111]$ indeksli vektorga qarama - qarshi yo'nalgan bo'ladi. Agar kristallografik panjarada bir emas, bir nechta yo'nalishlar belgilanadigan bo'lsa, koordinata boshida tanlangan manfiy va musbat qiymatlar barcha yo'nalishlar uchun tegishli bo'lishi kerak.

Keltirilgan nazariy ma'lumotlarni tushunib olish uchun misol keltiramiz. Aytaylik, bizda abc – birligidagi yacheykadan o'tgan yo'nalish

vektori boshining koordinatasi: $x_1 = a$; $y_1 = 0b$; $z_1 = 0c$ va oxirining koordinatasi $x_2 = 0a$; $y_2 = b$; $z_2 = \frac{1}{2}c$.

Nuqtalarning koordinatasidan foydalangan holda yo‘nalish vektorini u , v , w indekslarini aniqlaymiz. Buning uchun oldin keltirilgan boshlang‘ich ma’lumotlardan, ya’ni ikki nuqtaning koordinatasidan foydalanib, yacheykadan o‘tgan yo‘nalish vektorini chizib olamiz (3.37 – rasm):

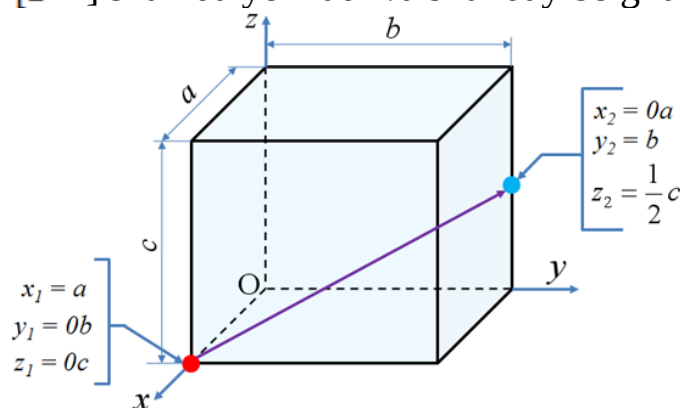
Endi koordinatalar ayirmalarini topamiz:

$$\begin{aligned}x_2 - x_1 &= 0a - a = -a \\y_2 - y_1 &= b - 0b = b \\z_2 - z_1 &= \frac{1}{2}c - 0c = \frac{c}{2}\end{aligned} \quad (3.21)$$

Olingan natija, ya’ni yo‘nalish indeksleri butun sonlarda ifodalanishi kerak, bizda (3.21) dagi olingan natijada butun sonlar chiqmadi. Yo‘nalish indekslarini butun sonli shaklga keltirish uchun (3.20a), (3.20b) va (3.20c) formulalardan foydalanamiz:

$$\begin{aligned}u &= n\left(\frac{x_2 - x_1}{a}\right) = 2\left(\frac{-a}{a}\right) = -2 \\v &= n\left(\frac{y_2 - y_1}{b}\right) = 2\left(\frac{b}{b}\right) = 2 \\w &= n\left(\frac{z_2 - z_1}{c}\right) = 2\left(\frac{c/2}{c}\right) = 1\end{aligned}$$

Buning natijasida biz yo‘nalish indekslarini butun sonlarda, ya’ni -2, 2 va 1 sonlarini hosil qildik. Endi shu qiymatlar yo‘nalishning indeksi bo‘lib xizmat qiladi va $[\bar{2}21]$ shaklda yoziladi va shunday belgilanadi.



3.37 – rasm. abc birligidagi yacheykadan o‘tgan yo‘nalish vektori, boshi va uchidagi nuqtalarning koordinatasi bilan.

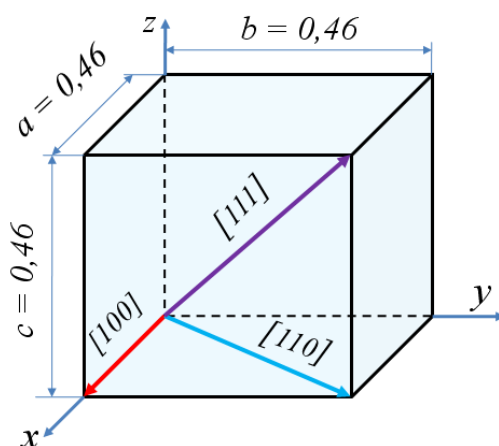
Yuqorida bajarilgan amallarning hisobi 3.5 – jadvalda keltirilgan.

3.5 – jadval

Yuqoridagi amallarni bajarish natijasining hisobi

	x	y	z
Yo‘nalish boshining koordinatasi (x_2, y_2, z_2)	0a	b	c/2
Yo‘nalish uchining koordinatasi (x_1, y_1, z_1)	a	0b	0c
Koordinatalar ayirmasi	-a	b	c/2
u, v, w indekslar qiymatlari	$u = -2$	$v = 2$	$w = 1$
Indeksni belgilanishi	$[\bar{2}21]$		

Umumiy barcha hollarda $[100]$, $[110]$ va $[111]$ indeksga ega bo‘lgan yo‘nalishlar bir xil bo‘lib qolaveradi, ular 3.38 – rasmda keltirilgan:



3.38 – rasm. Elementar yacheyka doirasida $[100]$, $[110]$ va $[111]$ indeksiga ega bo‘lgan yo‘nalishlar.

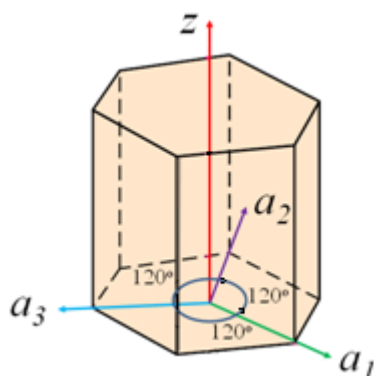
Ba’zi hollarda yuqorida ko‘rib chiqilgan amallarning teskarisini bajarishga to‘g‘ri keladi, ya’ni yo‘nalish vektorining indeksi ma’lum, ammo yo‘nalish vektorining boshidagi va uchidagi koordinatalarini aniqlash zarur bo‘ladi.

3.6.3. Geksagonal kristall yacheykadagi yo‘nalishlar indekslari

Geksagonal kristall yacheykalarni ta’riflashda bir qator muammolar kelib chiqadi, negaki ularda bir xil ekvivalent yo‘nalishlar bir xil indekslarga ega emas. Bu muammo yechimi to‘rt o‘qli sistemani yoki

Miller – Brave koordinatasini qo'llash orqali yechiladi, u 3.39 – rasmda keltirilgan.

Uchta a_1 , a_2 , va a_3 o'q bir-biri bilan bazis tekislik orqali bog'langan bo'lib, o'zaro 120° burchak hosil qiladi. z o'qi har doim bazis tekislikka perpendikulyar joylashadi. Bunday hollarda kristallografik nuqtalar, yo'nalishlar va tekisliklar indeksleri to'rtta $[uvw]$ belgi orqali yoziladi. Bu indekslardan u , v va t mos ravishda a_1 , a_2 va a_3 o'qqa proeksiyasi bo'lib, w esa bazis tekisligi.



3.39 – rasm. Geksagonal yacheykadagi Miller – Brave koordinata o'qlari.

Uch o'qli koordinata sistemasidan to'rt o'qli koordinata sistemasiga o'tish $[UVW] \rightarrow [uvw]$ quyidagicha amalga oshiriladi:

$$u = \frac{1}{3}(2U - V) , \quad (3.21a)$$

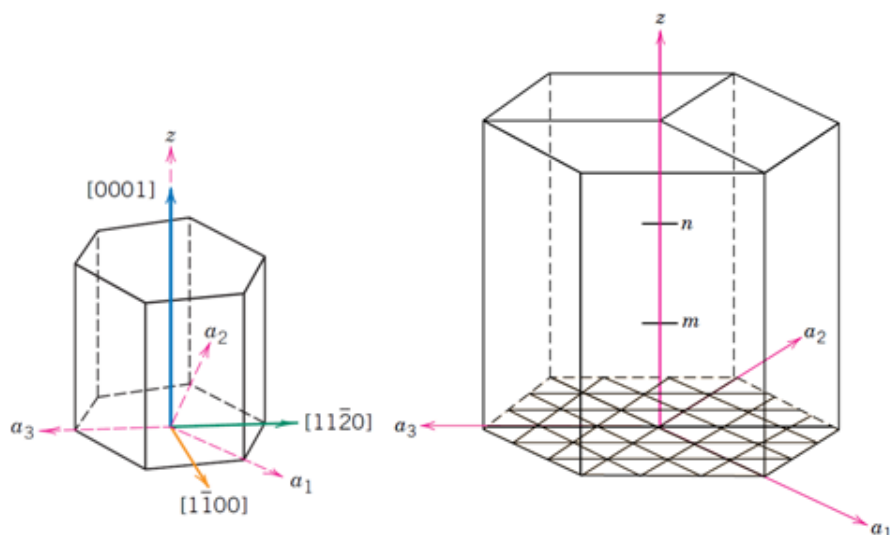
$$v = \frac{1}{3}(2V - U) , \quad (3.21b)$$

$$t = -(u + v) , \quad (3.21c)$$

$$w = W . \quad (3.21d)$$

bunda: $[UVW]$ – uch o'qli koordinata sistemasiga tegishli, ya'ni $[uvw]$ bilan bir xil. $[uvw]$ – to'rt o'qli koordinata Miller – Brave sistemasidagi indekslar.

Demak, uch o'qli koordinata sistemasining indekslaridan to'rt o'qli koordinata sistemasiga o'tish yoki buning teskarisini amalga oshirish mumkin ekan. Misol uchun, uch o'qli koordinata sistemasidagi $[010]$ yo'nalish, to'rt o'qli koordinata sistemasida quyidagicha $[\bar{1}2\bar{1}0]$ belgilanishga o'tib oladi. Miller-Brave sistemasiga tegishli bo'lgan yo'nalishlar geksagonal yacheyka uchun 3.40,a – rasmda keltirilgan.



3.40 – rasm. Geksagonal yacheyka: a – doirasidagi yo‘nalishlarni to‘rt o‘qli koordinata indeksleri $[0001]$, $[1100]$, va $[1120]$; b – bazisdagi boshqaruv koordinata sistemasi.

Albatta, geksagonal yacheykalar uchun kristallografik belgilashlarni uch emas, balki to‘rtta koordinata bilan belgilash ancha qulayliklarni keltiradi. 3.40,b – rasmda bazis tekislikdan a_1 , a_2 va a_3 o‘qlarga mos keluvchi yo‘nalishlar o‘tkazilgan bo‘lib, ularga **boshqaruv koordinata sistemasi** deb ataladi.

To‘rt o‘qli koordinata sistemasiga ega bo‘lgan hollarda ham yo‘nalishlar indekslarini aniqlash xuddi uch o‘qli koordinata sistemasiga o‘xshab, oltita amalni bajarish orqali amalga oshiriladi. Bunda ham xuddi o‘tgan hollardagidek vektor oxirining koordinatasidan boshining koordinatasini ayirish orqali aniqlanadi. To‘rt o‘qli koordinata sistemasida yo‘nalish vektorining boshi va oxiridagi nuqtalarning belgilanishi 3.6 – jadvalda keltirilgan.

3.6 – jadval.

To‘rt o‘qli koordinata sistemasida yo‘nalish vektorining boshi va oxiri koordinatalarining belgilanishi.

O‘qlar	Vektor boshining koordinatalari	Vektor oxirining koordinatalari
a_1	a_1'	a_1''
a_2	a_2'	a_2''
a_3	a_3'	a_3''
z	z'	z''

To‘rt o‘qli koordinata sistemasida yo‘nalish vektorining boshi va oxiridagi nuqtalar yordamida yo‘nalish vektorining u , v , t , va w indekslarini aniqlash quyidagicha amalga oshiriladi:

$$u = 3n\left(\frac{a_1'' - a_1'}{a}\right) . \quad (3.22a)$$

$$v = 3n\left(\frac{a_2'' - a_2'}{a}\right) . \quad (3.22b)$$

$$t = 3n\left(\frac{a_3'' - a_3'}{a}\right) . \quad (3.22c)$$

$$w = 3n\left(\frac{z'' - z^1}{c}\right) . \quad (3.22d)$$

Indekslarning qiymatlari u , y , t , va w butun son bo‘lishi uchun xuddi oldingidek, ularni umumiy mahrajga keltiriladi.

3.6.4. Kristallografik tekisliklar

Kristall strukturadagi aniq yo‘nalgan tekisliklar yuqorida o‘rganilgan kristallografik yo‘nalishlarga o‘xshash bo‘ladi. Bunday holatlarda ham o‘lcham

birligi sifatida yacheyka, bazis o‘rnida uch o‘qli koordinata olinadi.

Geksagonal yacheykadan tashqari barcha hollar uchun kristallografik tekisliklar uchta **Miller indeksi** (hkl) yordamida belgilanadi. Bunda bir- biriga parallel bo‘lgan kristallografik tekisliklar bir xil indeksga ega bo‘ladi. Yacheykalarda kristallografik tekisliklarning indeksini aniqlash uchun quyida keltirilgan asosiy operatsiyalarni amalga oshirish zarur:

1. Agar tanlangan tekislik koordinata boshidagi nuqta bilan kesishadigan bo‘lsa, u holda bu tekislikka parallel boshqa tekislik tanlanadi yoki shu yacheyka birligining burchagida boshqa koordinata boshi tanlanadi.
2. Kristallografik tekisliklar bir nuqtada kesishsa yoki koordinataning uchta o‘qi bo‘ylab parallel kesib o‘tsa, u holda ular birlikdagi yacheyka parametrlarining terminlari yordamida A, B va C orqali belgilanadi;
3. Sonlarga teskari bo‘lgan kattalik tanlanadi. O‘qqa parallel yotgan tekislik uni cheksiz ravishda kesib o‘tadi, shuning uchun uning indeksi nolga teng deb qabul qilinadi;
4. Agar zarurat tug‘ilsa, bu uchta sonni $n = EKUK(A,B,C)$ eng kichik umumiy karralisiga ko‘paytirish orqali bitta koeffitsiyentga olib kelinadi:

$$\frac{a}{A}; \frac{b}{B}; \frac{c}{C}$$

5. Butun sonlardan hosil bo'lgan indekslar vergullar va nuqtalarsiz kichik qavs

ichiga ketma-ket (hkl) shaklda yoziladi, ular mos ravishda x , y va z o'qlardagi koordinatalar hisoblanadi.

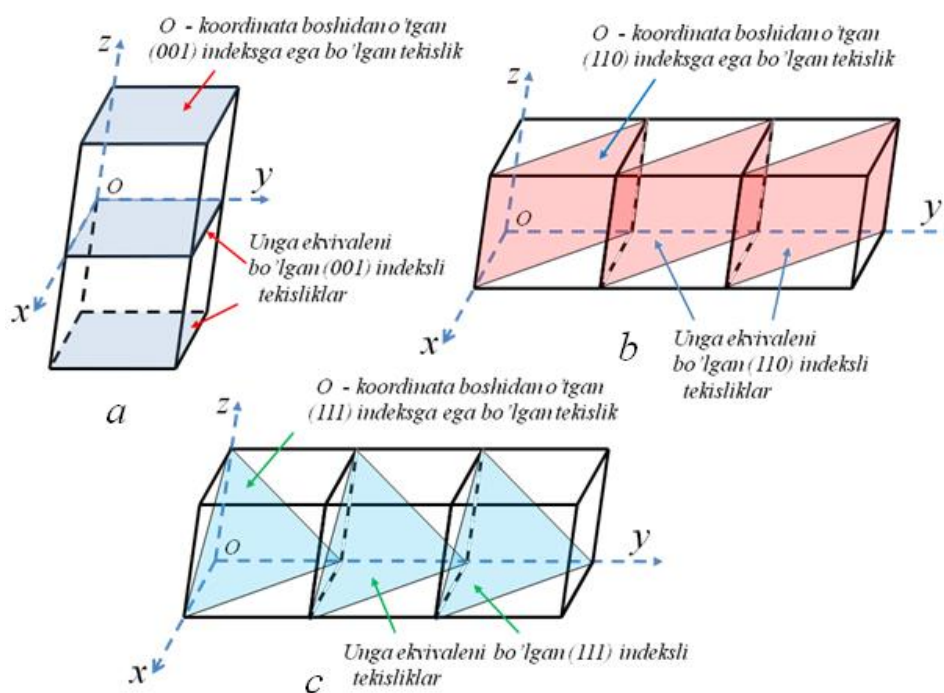
h , k va l indekslarni quyidagi formulalar yordamida aniqlash mumkin:

$$h = \frac{na}{A}, \quad (3.23a)$$

$$k = \frac{nb}{B}, \quad (3.23b)$$

$$l = \frac{nc}{C}, \quad n = \text{EKUK}(A, B, C). \quad (3.23c)$$

Agar tekislikning o'q bilan kesishish nuqtasi o'qning manfiy tomonida bo'lsa, u holda indekslar ustiga chiziqcha bilan yoki oldiga minus ishorasi bilan yoziladi. Agar barcha indekslar ishorasiga ko'ra qarama-qarshi tanlansa, u holda u koordinata boshidan bir xil masofada yotgan tekislikka parallel, ammo qarama-qarshi tomonda yotgan tekislikda ko'rsatiladi. Ba'zi kristallografik tekisliklar indekslari bilan birga 3.41 – rasmda keltirilgan.



3.41 – rasm. Turli indeksga ega bo'lgan kristallografik tekisliklar: a – indeksi (001), b – (110); c – (111) bo'lgan tekisliklar.

Yacheyka birligida yangi tekislikni tanlash quyidagi tartibda amalga oshiriladi:

a) Agar kristallografik tekisliklar bir-biri bilan elementar yacheykaning yuzalarida kesishsa, unda tekislikni bitta yacheyka birligiga parallel tekislikka ko'chirish zarur;

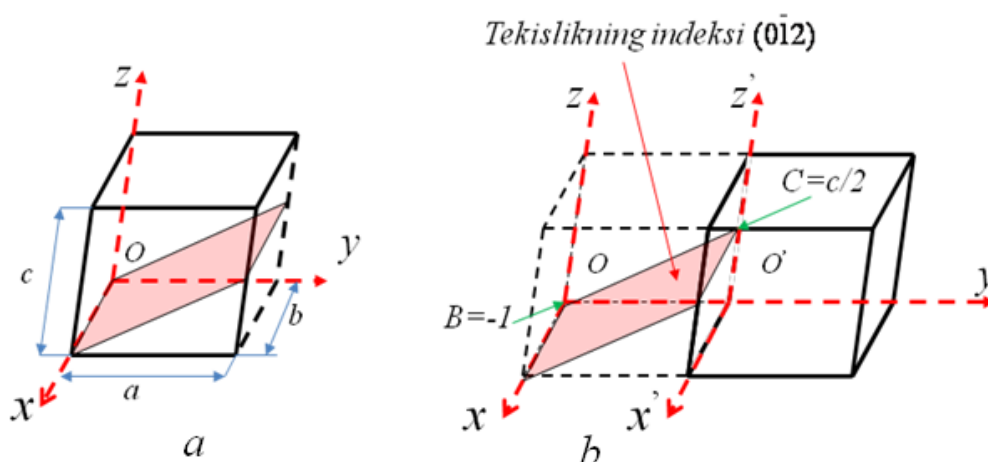
b) Agar kristallografik tekislik elementar yacheykaning bitta yog'idan o'tgan bo'lsa, unda tekislikni shu yoqqa parallel tekislikka bir birlikka ko'chirish mumkin;

c) Barcha boshqa holatlar uchun kristallografik tekislikni elementar yacheykaning boshqa yoqlariga nisbatan bir birlikka parallel ko'chirish mumkin;

d) Shunday bo'lishi mumkinki, misol uchun (002) indeksini (001) indeksiga o'girib bo'lmaydi (masalan, rentgenostrukturaviy tadqiqot o'tkazishda, u 3.16 bo'limda tushuntirilgan). Bundan tashqari keramik qattiq jismlar kristall strukturasi uchun ionlarning joylashish tekisligi ulardan tubdan farq qilishi mumkin.

Kub kristallarning qiziqarli va o'ziga xosligi shundaki, ulardagi bir xil indeksga ega bo'lgan yo'nalishlar va tekisliklar bir-biriga perpendikulyar. Ammo boshqa kristall strukturalarda bir xil indeksga ega bo'lgan yo'nalishlar va tekisliklar mavjud emas.

Yuqorida bayon etilgan nazariy ma'lumotlarni amalda tushuntirish uchun misol keltiramiz: 3.42, a – rasmda yacheyka birligida ko'rsatilgan tekislikning Miller indeksini aniqlaymiz.



3.42 – rasm. Yacheyka birligidagi ($0\bar{1}2$) indeksli tekislik: a – yacheykadagi tekislik; b – tekislikni indeksini aniqlash usuli.

Kristallografik tekislik tanlangan koordinataning boshi bo'lgan O nuqtadan o'tgani uchun, boshqa yangi koordinata boshini tanlash zarur. Buning uchun koordinata boshi bo'lgan O nuqtani yacheykaning boshqa uchiga ko'chiramiz, ya'ni $O \rightarrow O'$ bitta intervalga ko'chiramiz (3.42,b – rasm). Tekislik x o'qiga parallel, shuning uchun u o'q bilan cheksiz ko'p nuqtada kesishadi, ya'ni ∞ da. Tekislikning y va z o'qlari bilan kesishgan nuqtasi mos ravishda $-b$ va $c/2$. Demak, kesishish nuqtalari quyidagi kattaliklarga teng ∞ , -1 va $1/2$.

$$A = \infty; B = -b; C = c/2 ,$$

Ularga teskari bo'lgan indeks sonlar: 0 , -1 , va 2 . Bu sonlarning hammasi butun sonlar bo'lgani uchun o'zlarini qoldiramiz.

Endi indekslarni aniqlash uchun (3.23a), (3.23b) va (3.23c) formulalardan foydalanish mumkin:

$$h = \frac{na}{A} = \frac{1a}{\infty a} = 0 ,$$

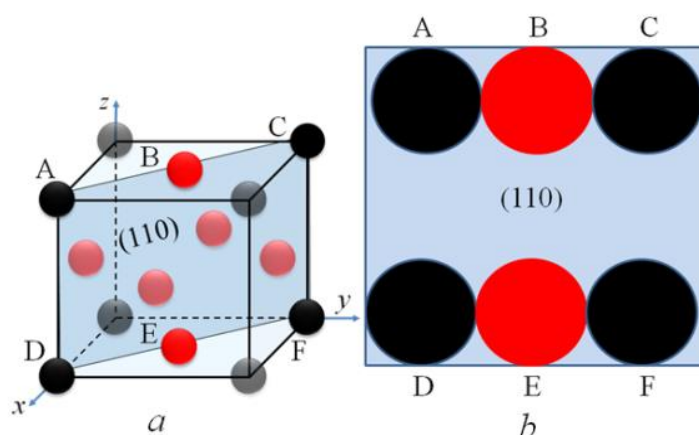
$$k = \frac{nb}{B} = \frac{1b}{-b} = -1 ,$$

$$l = \frac{nc}{C} = \frac{1c}{c/2} = 2 .$$

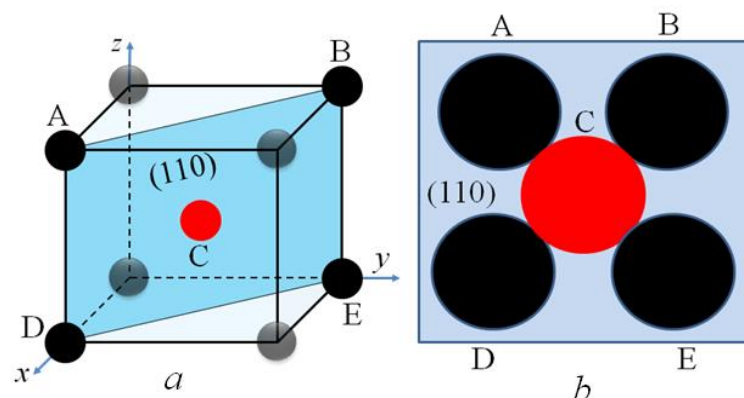
Aniqlangan $h = 0$, $k = -1$ va $l = 2$ sonlar tekislikning Miller indekslari bo'ladi va uni $(0\bar{1}2)$ shaklda belgilaymiz.

3.6.5. Kristallografik tekisliklarda zarrachalarni (atom, ion, molekula) joylashish tartiblari

Ko'p hollarda qattiq jismlarning zarrachalari kristallografik tekisliklarda qanday tartibda joylashganligini bilish zarur bo'ladi. Bu esa shu qattiq jismning qanday kristall strukturaga ega ekanligiga bog'liq. Yoqlari va hajmi markazlashgan kub yacheykali kristallarning (110) indeksli tekisligida zarrachalarning joylashish tartibi 3.43–va 3.44–rasmda keltirilgan. Unda zarrachalar o'rni bildiradigan sharchalar kichraytirilgan holda (3.43,a – rasm) va haqiqiy o'lchamlarda (3.43,b – rasm) berilgan. Shunga e'tibor bering, yacheykadagi bir xil indeksli tekislikdagi zarrachalar ikki holatda ikki xil joylashgan.



3.43 – rasm. Yoqlari markazlashgan yacheykaning (110) indeksli tekisligida joylashgan zarrachalarning joylashish tartibi: a – yacheyka modelida; b – (110) tekislikda zarrachalarning haqiqiy o'lchami bilan joylashish tartibi.



3.44 – rasm. Hajmi markazlashgan yacheykaning (110) indeksli tekislikda joylashgan zarrachalarning joylashish tartibi: a – yacheyka modelida; b – (110) tekislikda zarrachalarning haqiqiy o'lchami bilan joylashish tartibi.

Kub yacheykali kristall strukturalar uchun bir xil indeksga ega bo'lgan tekisliklarda zarrachalarning joylashish tartibi bir xil bo'lsa, shu tekisliklarning barchasi bitta oilaga mansub bo'ladi va ularga «**tekisliklar oilasi**» deb ataladi.

Bunday tekisliklar oilasining indeksleri asosan katta figurali qavs ichida ko'rsatiladi $\{100\}$. Kub kristall panjara uchun (111) , $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$, $(\bar{1}11)$, $(1\bar{1}\bar{1})$, $(11\bar{1})$, $(\bar{1}\bar{1}1)$, $(\bar{1}1\bar{1})$ va $(1\bar{1}1)$ keltirilgan barcha tekisliklar bitta yagona oilaga $\{111\}$ tegishli.

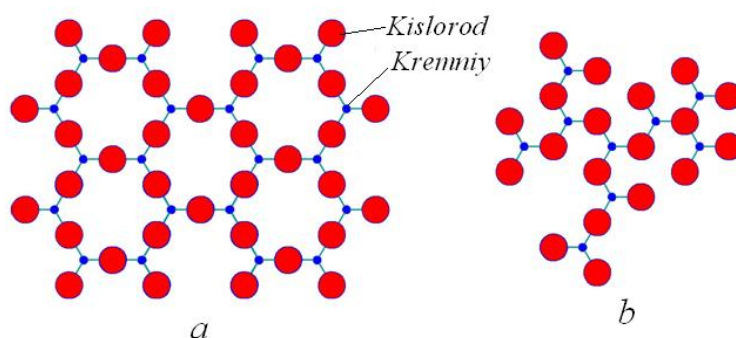
Ammo tetragonal kristall panjara uchun $\{100\}$ oilasiga faqat (100) , $(\bar{1}00)$, (010) va $(0\bar{1}0)$ tekisliklar kiradi, ammo (001) hamda $(00\bar{1})$ tekisliklar bir xil indeksli va ishorasidan qat'iy nazar unga kristallografik ekvivalent

emas. Misol uchun ikkala $(\bar{1}23)$ va $(3\bar{1}2)$ kristallografik tekisliklar ham bitta $\{123\}$ ekvivalent oilasiga tegishli.

3.7. Nokristall, monokristall va polikristall qattiq jismlar

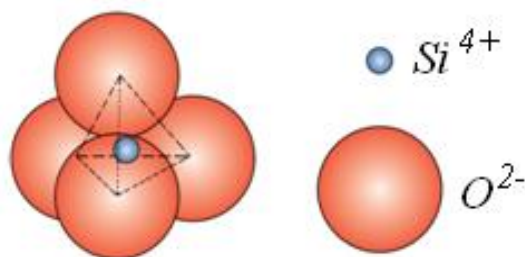
Nokristal qattiq jismlarda zarrachalarning (atom, ion, molekula) tartibli joylashishi ko‘pi bilan uchta yoki to‘rtta zarrachadan iborat bo‘ladi, bunda beshinchi zarrachaning joylashishi boshqa tartibga o‘tadi. Bunday qattiq jismga **amorf jismlar** deyiladi, ba’zi adabiyotlarda ularni **qattiq suyuqlik** deb ham ataladi, chunki ulardagi zarrachalarni joylashishi suyuqlikni eslatadi.

Kristall va nokristall qattiq jismlar strukturasi taqqoslashga kremniy ikki oksidini (SiO_2) misol keltirishimiz mumkin, chunki bu keramik qattiq jism kristall va nokristall holatlarda mavjud bo‘la oladi. SiO_2 ning kristall va nokristall strukturalarining ikki o‘lchamdagi sxemasi 3.45 – rasmda keltirilgan.



3.45 – rasm. Kremniy ikki oksidi strukturalarining ikki o‘lchamli sxemasi:
a – kristall; b – nokristall.

Ikkala holatda ham strukturaning asosini SiO_4^{4-} tetraedr birligi tashkil etadi, u 3.46 – rasmda keltirilgan.



3.46 – rasm. Kremniy va kislorodning birikishidan hosil bo‘lgan tetraedr.

3.45 – rasmdan ko‘rinadiki, kristall holatga nisbatan nokristall holatda SiO_2 ning tetraedr birligidagi strukturasi betartib joylashgan.

Shunisi qiziqki, ikkala holat ham suyuq (erigan) SiO_2 ni sovishi natijasida hosil bo‘ladi. Bunda SiO_2 ning kristall yoki nokristall strukturalari shakllanishi tashqi omillarga bog‘liq. Masalan, eritilgan SiO_2 ni tez sovutilishi natijasida nokristall struktura hosil bo‘lishi mumkin. Chunki eritilgan moddalar tez sovutilishi natijasida tartibli tuzilishga vaqt yetmay qoladi.

Monokristallar

Agar qattiq jismni tashkil etuvchi zarrachalar tartibli joylashishi butun hajmni egallasa, bunday qattiq jism **yagona kristallga ega** yoki **monokristallik qattiq jism** deyiladi. Bunda barcha elementar yacheykalar bir xil yo‘nalishga ega bo‘lgan tartib bilan bog‘langan. Monokristallar tabiatda ko‘p uchraydi, bundan tashqari ular sun‘iy ravishda o‘stirish orqali ham olinadi.

Agar kristallning o‘shishi hech qanday to‘siqlarsiz kechsa, unda qimmatbaho toshlarga o‘xshagan geometrik shakliga ko‘ra to‘g‘ri va tekis qirralarga ega bo‘lgan qattiq jismlar olish mumkin. Bunda kristallning shakli uning kristall strukturasi haqida ma‘lumot beradi. Oxirgi yillarda monokristallik qattiq jismlar zamonaviy texnologiyalar uchun juda zarur materiallardan biri bo‘lib qoldi, masalan kremniy va boshqa yarim o‘tkazgichlarning monokristali mikroelektronikada qo‘llaniladi.

Polikristall qattiq jismlar

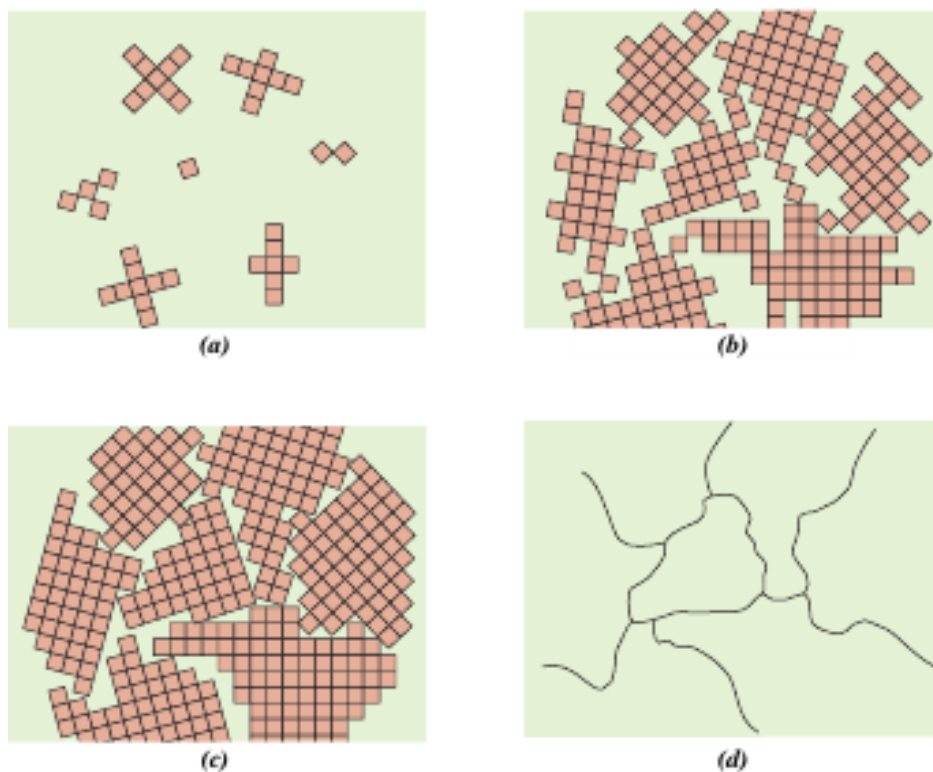
Ko‘pchilik qattiq jismlar mayda kristallardan tashkil topgan bo‘ladi, ularga donachalar deyilib, bunday qattiq jismlar esa **polikristallik materiallar** deyiladi.

3.47 – rasmda polikristallik materiallar hosil bo‘lish jarayonining sxematik tasviri keltirilgan.

Kristallanish, ya‘ni suyuq moddaning qotishi jarayonida hajmning turli joylarida yangi tug‘ilgan kristallchalar paydo bo‘ladi. Yakka kristallar bir-biriga nisbatan turli kristallografik yo‘nalishga ega bo‘lib, 3.47 – rasmda kichik katakchalar shaklida keltirilgan. Mayda kristallchalar suyuq metaldan o‘ziga atomlarni ulash orqali belgilangan yo‘nalishlarda o‘shishni

davom ettiradi. Bu to'g'ri shakldagi o'sish qo'shni kristallarning chegarasiga yetib borguncha davom etadi. Kristallar bir-birining tashqi yuzalari bilan uchrashgach, ularning shakllari noto'g'ri o'sishni boshlaydi.

3.47, c – rasmda kristallografik yo'nalishi turlicha bo'lgan donachalardan tashkil topgan material strukturasi keltirilgan. Suratda ko'rinib turgan chiziqlar donachalarning chegara chiziqlarini bildiradi.



3.47 – rasm. Suyuq metalning kristallanish jarayonida polikristall holatning kelib chiqish sxematik tasviri¹²: a – turli joylarda yakka kristallarning hosil bo'lishi; b – yakka kristallarni o'sishi va o'sish jarayonida bir-biriga halaqit berishi; c – kristallarni bir-biriga halaqit berishidan hosil bo'lgan va noto'g'ri shaklga ega bo'lgan donachalarni hosil bo'lishi; d – materialning qotishi natijasida hosil bo'lgan strukturaning mikroskopda ko'rinishi.

Anizotropiya. Ba'zi monokristall moddalarning fizik-mexanik xossalari ularning kristallografik yo'nalishlariga bog'liq holda turlicha bo'lishi mumkin. Masalan, qattiq jismning bikrlilik moduli, elektr o'tkazuvchanligi va sindirish ko'rsatkichi (100) va (111) kristallografik yo'nalishlarda har xil qiymatga ega. Qattiq jismning kristallografik

¹² Манба – Физическое материаловедение: Учебник для вузов./Под общей ред. В.А. Калина. – М.: МИФИ, 2007.

yoʻnalishlari boʻyicha oʻz xossalarini oʻzgartirishi ularning **anizotropik xossalari** deyiladi va u turli yoʻnalishlarda joylashgan atomlar soni bilan aniqlanadi. Bunday xossaga ega boʻlmagan qattiq jismlarga **izotropik jismlar** deyiladi. Qattiq jismlarda anizotropiyaning boʻlishi va uning kristallografik yoʻnalishlarga bogʻliq holda fizik-mexanik xossalarning bir-biridan farqlanish darajasi eng avvalo kristall strukturaning simmetriyasiga bogʻliq. Qattiq jismlarning kristall struktura simmetriyasi kichraygani sari anizotropik xossalari kuchaya boradi. Odatda yuqori anizotropiya triklik kristall strukturaga ega boʻlgan materiallarda kuzatiladi.

Koʻpchilik polikristallik qattiq jismlar uchun donachalarning kristallografik

yoʻnaluvchanligi sonli xarakterga ega. Polikristallik qattiq jismlarni tashkil etuvchi kristallchalar anizotropik xossaga ega boʻlishiga qaramasdan material izotropik xossalarni namoyon etishi mumkin. Bunda materialning turli qarama-qarshi tomonlaridan taʼsir ettirilgan oʻzgarishlar bir xil boʻlib qoladi.

Transformatorlar oʻzagini tayyorlashda qoʻllaniladigan baʼzi temir asosli qotishmalarning magnitik xossalari anizotropik boʻladi. Bu holati temirning donachalari (yoki yakka kristallari) boshqa kristallografik yoʻnalishlarga nisbatan $\langle 100 \rangle$ yoʻnalish boʻylab oson magnitlanadi. Shuning uchun oʻzaklar asosan kichik qalinlikka ega boʻlgan listlarni bir-biriga yopishritish orqali ishlab chiqariladi, bu esa energiya isrof boʻlishini oldini oladi. Temir qotishmasidan yasalgan listlarda kristallar asosan $\langle 100 \rangle$ kristallografik yoʻnalishga ega boʻladi.

3.8. Kristallografik singonlar va Brave panjaralari

Umuman olganda kristall panjaralarni 7 turga boʻlish mumkin boʻlib, ularga **kristall panjara singonlari deyiladi**. Berilgan singon guruhiga bir turdagi kristallografik koordinati sistemasiga va bir xil simmetriyaga ega boʻlgan yacheykalar kiradi. Kristallografik singonlar va ularning xarakteristiklari 3.7 – jadvalda keltirilgan.

Brave panjarasi - har qanday kristall strukturani elementar yacheyka (translyatsiya) koʻchirishlar toʻplami sifatida xarakterlash mumkin. Asosiy a , b , c koʻchirish qiymatlarining oʻzaro munosabati va joylashish simmetriyasi boʻyicha farqlanadigan panjaralar hosil boʻladi.

Brave simmetriyasi bo'yicha farqlanadigan 14 xil panjara bo'lishi mumkinligini isbotlab bergan. Ular Brave panjaralari deyiladi. Bravening 14 ta simmetriya panjarasidan 7 tasi juda oddiy va bazislidir, 7 tasining singon bo'yicha farqlanishi 3.8 – jadvalda keltirilgan.

3.7 – jadval.

Kristallografik singonlar va ularning xarakteristikasi

Singon tartib raqami, №	Singonlar nomlanishi	Panjara davri va qirralarning o'zaro munosabati	Yacheyka o'qlarining burchaklari va ularning o'zaro munosabati
1	Kub	$a = b = c$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
2	Geksagonal	$a = b \neq c$	$\alpha = \beta = 90^\circ; \gamma = 120^\circ$
3	Tetragonal	$a = b \neq c$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
4	Rombik	$a = b = c$	$\alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$
5	Ortorombik	$a \neq b \neq c$	$\alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$
6	Monoklik	$a \neq b \neq c$	$\alpha = \gamma = 90^\circ \neq \beta$
7	Triklik	$a \neq b \neq c$	$\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90^\circ$

3.8 – jadval.

Brave panjaralari

t/r	Singon nomi	Asosiy ko'rsatkichlari	Panjara turlari			
			P – oddiy	C – bazisi markaz lashgan	I – hajmi markaz lashgan	F – yoqlari markaz lashgan
1	Kub	$a = b = c$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$				
2	Geksagonal	$a = b \neq c$ $\alpha = \beta = 90^\circ; \gamma = 120^\circ$				
3	Tetragonal	$a = b \neq c$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$				
4	Rombik	$a = b = c$ $\alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$				

3.8 – jadval davomi

5	Ortorombik	$a \neq b \neq c$ $\alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$				
6	Monoklik	$a \neq b \neq c$ $\alpha = \gamma = 90^\circ \neq \beta$				
7	Triklik	$a \neq b \neq c$ $\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90^\circ$				

3.9. Kristallar simmetriyasi

Kristallar strukturasi ta'riflashda kristallning singoniyasini aniqlash zarur, ya'ni uning: kristallografik sistemasi koordinatasini va elementar yacheykasini tanlash, elementar yacheyka bazisini va simmetriya operatsiyasi turkumini aniqlash zarur bo'ladi. Buning natijasida kristall struktura o'z-o'ziga nisbatan fazoviy o'qlar bo'ylab ko'chadi.

Simmetriya operatsiyalariga quyidagilar kiradi:

1. $\bar{R} = m\bar{a} + n\bar{b} + p\bar{c}$ vektor bilan aniqlanuvchi ko'chirish translyatsiya;
2. Panjarani o'z-o'ziga nisbatan ko'chishiga olib keladigan o'q bo'yicha aylantirish va akslantirish;
3. Murakkab simmetrik o'zgartirishlar usuli – bu usul yuqoridagi usullarni birgalikda bajarilishidan hosil bo'ladi.

3.9.1. Simmetrik o'zgartirishlarning nuqtaviy usuli

Nuqtalar, to'g'ri chiziqlar va tekisliklar yordamida amalga oshiriladigan yuqorida aytib o'tilgan ma'lum burchakka burish va akslantirish kabi simmetrik o'zgartirish usullariga – **simmetriya elementlari** deyiladi. Kristallografiyada simmetrik o'zgartirishlar usullarini va ularga mos keluvchi simmetriya elementlarini belgilash uchun maxsus xalqaro belgilanishlar qabul qilingan. Ular asosan simmetriyaning formulalariga asoslangan.

Simmetriya markazi (inversiya markazi deb ham ataladi) – u kristall panjara ichidagi qandaydir faraziy nuqta bo‘lib, undan o‘tgan har qanday to‘g‘ri chiziq markazdan bir-biri bilan mutlaqo bir xil va bir xil masofada yotgan tugunlarda uchrashadi. Simmetriya markazidagi simmetrik o‘zgartirish – bu kristall panjarani nuqtaga ko‘zguda akslantirishdir. Simmetriya markazi C – harfi bilan belgilanadi.

Simmetriya o‘qi atrofida burish – bu to‘g‘ri chiziq bo‘lib, uning atrofida kristall panjarani ma’lum burchakka aylantirilsa, u o‘z-o‘ziga nisbatan shu burchakka ko‘chadi. Simmetriya formulasiga ko‘ra, aylantirish o‘qi L_n – orqali belgilanadi, uning indeksidagi n - o‘q tartibi bo‘lib, faqat 1; 2; 3; 4; 6 - sonlarni qabul qiladi. n – o‘q tartibi shuni ko‘rsatadiki, kristall panjara shu o‘q atrofida to‘liq aylantirilganda o‘z-o‘ziga nisbatan ko‘chgan bo‘ladi. Shunday qilib, simmetriya o‘qi atrofida aylantirish burchagi 2π bo‘lsa – birinchi tartibli, $2\pi/2$ bo‘lsa – ikkinchi tartibli, $2\pi/3$ bo‘lsa – uchinchi tartibli, $2\pi/4$ bo‘lsa – to‘rtinchi tartibli, $2\pi/6$ bo‘lsa – oltinchi tartibli kristall panjarani o‘z-o‘ziga nisbatan ko‘chishiga olib keladi. 3.9 – jadvalda turli aylantirish darajasiga ega bo‘lgan simmetrik o‘qning geometrik belgilanishi keltirilgan.

Shuni aytib o‘tish kerakki, kristallarda 5 – darajadagi, 7 va undan katta darajadagi simmetriya o‘qlari bo‘lishi mumkin emas. Bu chegaralanish moddalarning kristall holatiga bog‘liq. Kristall holat esa – material zarrachalarining sistemasidan tashkil topgan bo‘lib, ular fazoda davriy takrorlanishi natijasida simmetrik qatorlar vujudga keladi. Bunday simmetrik qatorlar fazoni uzluksiz to‘ldiradi, shuning uchun ular 5 –, 7 – va undan yuqori tartibga ega bo‘la olmaydi.

Akslanish tekisligi – shaklning o‘z - o‘ziga nisbatan joylashishiga va o‘z-

o‘ziga nisbatan predmet va uning ko‘zgudagi aksi sifatida ikki qismga bo‘linadi. Umumxalqaro kristallografik belgilashda akslangan tekisliklar sistemasi, simmetriya formulasiga ko‘ra m va P harflari bilan belgilanadi.

3.9 – jadvalda P , C , L_2 , L_3 , L_4 , L_5 – yig‘indilari mavjud bo‘lgan birinchi darajali nuqtaviy simmetriya usullari natijasi ko‘rsatilgan.

Ikkinchi darajali nuqtaviy simmetriya usuli – bu usul ikkita simmetriya usulini birgalikda qo‘llash natijasi bo‘lib, unga: simmetriya

markazida burish va inversiya yoki simmetriya tekisligida aylantirish va akslantirish usullari kiradi.

3.9 – jadval

Simmetriya elementlari va ularning belgilanishi

Elementlar nomlari	Elementlarning belgilanishi		Tekislikka nisbatan belgilanishi	
	Xalqaro belgilanishi	Simmetriya formulasi bo'yicha	Perpendikulyar	Parallel
Simmetriya tekisligi	m	P	$\parallel // =$	
Simmetriya markazi	T	C	$C \cdot O$	
Burish markazi	n	L_n		
Ikki marta burilgan	2	L_2		
Uch marta burilgan	3	L_3		
To'rt marta burilgan	4	L_4		
Olti marta burilgan	6	L_6		
Inversion simmetriya o'qi	$\bar{n}$	$L_n = L_{ni}$		
Uchlangan	$\bar{3}$	$L_3 = L_{3i}$		
To'rtlangan	$\bar{4}$	$L_4 = L_{4i}$		
Oltilangan	$\bar{6}$	$L_6 = L_{6i}$		

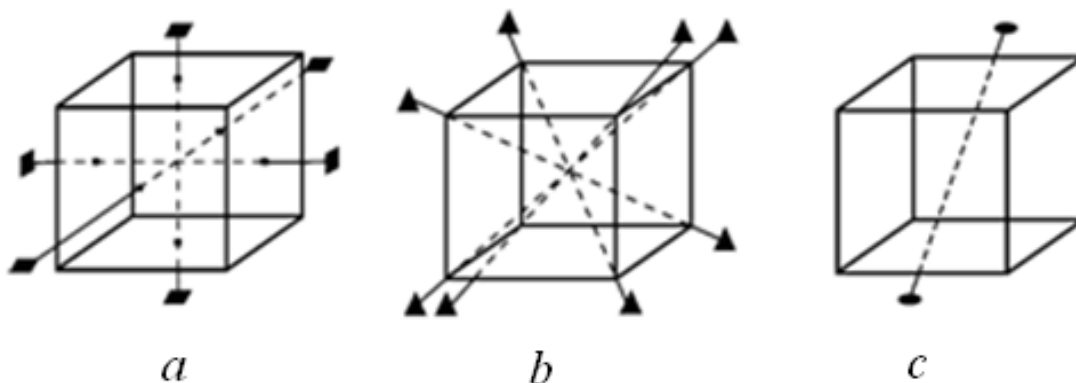
Simmetriyaning inversion o'qi – bu ham ikkita usulni birgalikda qo'llash usuli bo'lib, u: o'q atrofida $2\pi/n$ - burchakka burish va simmetriya markaziga akslantirishdan iborat.

Inversion o'qning birinchi, ikkinchi, uchinchi, to'rtinchi va oltinchi darajalari bo'lib, ular mos ravishda $\bar{1}, \bar{2}, \bar{3}, \bar{4}, \bar{6}$ kabi belgilanadi. Birinchi darajali - $\bar{1}$ inversion o'q simmetriya markaziga ekvivalent, $\bar{2}$ - ikkinchisi esa R – simmetriya tekisligiga ekvivalent bo'ladi. To'rtinchi darajali inversion o'q $\bar{4}$ - bir vaqtning o'zida L_2 – o'qini ham burish hisoblanadi. Uchinchi inversion o'qni alohida amalga oshirilgan uchinchi darajali burish o'qi va inversiya markazining yig'indisi sifatida qarash mumkin.

Simmetriya usullarini birgalikda panjaraning qandaydir nuqtasiga nisbatan amalga oshirish natijasida panjara o'z-o'ziga nisbatan ko'chadi – bunday hollarda qo'llanilgan usullarga kristall panjaraning **simmetriya sinfi** deyiladi.

Yuqorida aytib o‘tilganlarga misol tariqasida kub panjaraning simmetriya o‘qini ko‘rib chiqamiz:

- qarama-qarshi yoqlarining o‘rtalaridan o‘tgan to‘rtinchi tartibli uchta o‘q L_4 (3.48 – rasm, a);
- diagonallaridan o‘tgan to‘rtta uchinchi tartibli o‘q L_3 (3.48 – rasm, b);
- qarama-qarshi qirralarning o‘rtalaridan o‘tgan ikkinchi tartibli bitta o‘q L_2 (3.48 – rasm, c).



3.48 – rasm. Kub panjaraning simmetriya o‘qlari: a – to‘rtinchi tartibli o‘q; b – uchinchi; c – ikkinchi (oltitasidan bittasi ko‘rsatilgan) tartibli o‘q.

3.9.2. Fazoviy simmetriya guruhi

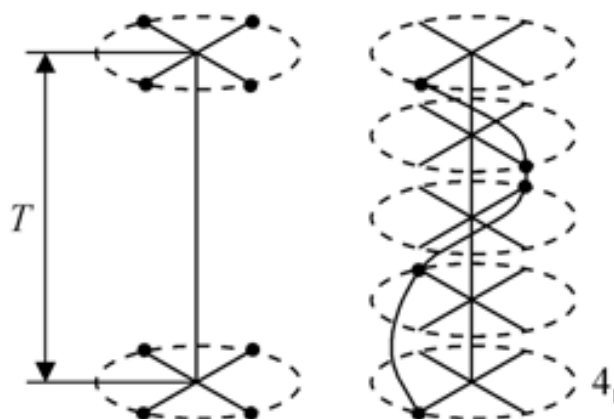
Kristall panjarani va elementar yacheykani o‘z-o‘ziga nisbatan simmetrik ko‘chirib yasash usuli – bu masalani yechishning oddiy usuli hisoblanadi. Ma’lum bo‘ldiki, panjara tugunlarida bir xil turdagi zarrachalar markazlari joylashgan butun bir kristallni yasash uchun yacheykani o‘z-o‘ziga ko‘chirish shart emas, balki bitta zarrachaning **fazoviy simmetriya sinfi operatsiyalari** orqali butun kristallni yasash mumkin.

Fazoviy simmetriyaning nuqtaviy guruh elementiga o‘z-o‘ziga ko‘chirish operatsiyasi qo‘shiladi. Barcha simmetriya fazoviy guruhi 230 tani tashkil etadi. Agar nuqtalar sistemasi o‘zida Bragg panjarasini ifodalaydigan bo‘lsa – unda simmetriyaning har bir burilish o‘qini vintsimonga, har bir simmetriya tekisligini – akslanish tekisligiga almashtirish mumkin.

Vintli o'q simmetriyasi – buralish darajasining sonlari va unga qo'shilgan pastdagi indeksi bilan belgilanadi (3.10 –jadval).

Belgilanishning indeksida turgan son – elementar ko'chirishlar orqali nechta marta o'q atrofida ko'chirilganligini ko'rsatadi.

4_1 – darajali simmetriyaning vintli o'qqa ega bo'lgan ko'chirish operatsiyasi 3.49 – rasmda ko'rsatilgan bo'lib, unga to'g'ri keladigan $T/4$, $T/2$, $3T/4$ ko'chirishlar natijasi nuqtalar yordamida berilgan. Bunda ko'chirish o'qining atrofida buralish soat strelkasi yo'nalishi bo'yicha amalga oshirilgan. Birinchi holda o'q atrofida burash 90° va ko'chirish vektori $1/4$ amalga oshirilgan, ikkinchi 180° va uchinchi 270° .



3.49 – rasm. 4_1 - Vintli simmetriya operatsiyasi.

3.10 – jadval.

Vintli o'q simmetriyasi va uning belgilanishi

Belgisi	O'q tartibi	Ko'chirish	Xarakteristikasi
2_1	2	$1/2$	
3_1 3_2	3	$1/3$ $1/3$	o'ng chap
4_1 4_2 4_3	4	$1/4$ $1/2$ $1/4$	o'ng 2 tartibli o'q chap
6_1 6_2 6_3 6_4 6_6	6	$1/6$ $1/3$ $1/2$ $1/3$ $1/3$	o'ng o'ng va 2 darajali o'qqa ega 3 – darajali o'q chap va 2 darajali o'qqa ega chap

3.10. Qattiq jismlarning kristall strukturasi aniqlash usullari

Qattiq jismlarning atom strukturasi o'rganishning bir qancha usullari mavjud bo'lib, ularning aksariyati qattiq jismlarning strukturasi qanday tuzilishga ega ekanligini, ya'ni kristall panjarani hosil etuvchi zarrachalar turlari bo'yicha bir- biriga nisbatan qanday joylashgan va ularning orasidagi masofa qanday, degan savollarga javob bera olmaydi. Chunki kristall panjaradagi zarrachalar bir- biriga juda yaqin joylashgan bo'lib, ular orasidagi masofa shu darajada kichikki, uni hatto murakkab optik qurilmalarda ham aniqlashning imkoni yo'q. Masalan ko'rinishni hosil qiluvchi nurning to'lqin uzunligi $5000 \text{ \AA}$ ni tashkil etadi, qattiq jismlardagi atomlararo masofa esa ko'pi bilan $2,5 - 3 \text{ \AA}$ ni tashkil etadi. Shuning uchun atomlararo masofani ko'rish uchun uni ko'ruvchi nurning to'lqin uzunligi shu o'lcham atrofida bo'lishi kerak.

3.10.1 Strukturani aniqlashning difraksiya usuli

Qattiq jismlarning kristall strukturasi aniqlash uchun difraksiya usullaridan foydalaniladi. Bunda usullarning bir- biridan farqlanishi difraksiyani hosil qilishda qo'llanilgan nur turiga bog'liq. Shunga ko'ra, kristall strukturani aniqlashda difraksiya usuli: rentgenografiya, elektronografiya va neytronografiya turlarga bo'linadi. Bu usullarning barchasi nurlarning kristall tanadan o'tish jarayonida difraksiyalanishiga asoslangan, ya'ni kristall panjaradagi o'rtacha 10^{-10} m bo'lgan atomlararo masofa bu nurlar uchun difraksiyalovchi panjara hisoblanadi. Bunda difraksiyalanish uchun uzatilayotgan nurning to'lqin uzunligi shu atomlararo o'lcham atrofida bo'lishi kerak.

Rentgenografiya – rentgen nurlari qattiq jismning kristall tanasidan o'tar ekan, u zarrachalar bilan to'qnashadi, ya'ni atomlarning elektron qobig'i bilan ta'sirlashadi va rentgen nurining difraksiyasi sodir bo'ladi. Bunda rentgen nurining difraksiyasi shu kristall tanadagi elektronlarning P - taqsimlanish zichligini ko'rsatadi, uni esa $P(x,y,z)$ funksiya sifatida qabul qilishimiz mumkin. Tadqiqotlarda, asosan, to'lqin uzunligi $0,7 \cdot 10^{-10} \div 3 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ bo'lgan rentgen nurlaridan foydalaniladi.

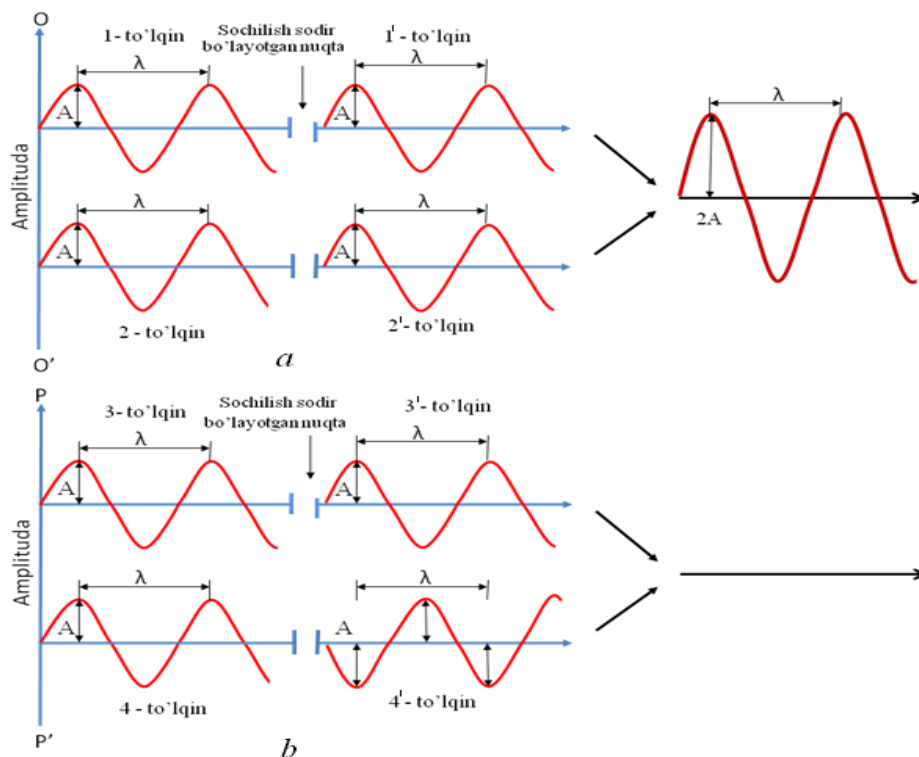
Elektronografiya – bunda shunday energiyaga ega bo'lgan elektronlar oqimi $\varphi(x, y, z)$ qo'llaniladiki, u kristall tanadan o'tish

jarayonida atomlarning elektrostatik maydoni bilan ta'sirlashadi. Elektronlar oqimining bunday ta'sirlashuvi rentgen nurlarining ta'sirlashuvidan 10^6 marta kuchli.

Neytronografiya – neytronlar oqimi $\delta(x, y, z)$ qattiq jismning kristall tanasidan o'tar ekan, u deltosifat yadroviy potensial kuchlar bilan ta'sirlashadi. Neytron oqimining bunday ta'sirlashuvi rentgen nurlarining ta'sirlashuvidan 100 marta kichik, ammo bu usul atom raqami bo'yicha bir- biriga juda yaqin bo'lgan kristall qattiq jismlarni farqlashda juda qulay bo'lib, yuqoridagi usullar bu imkonni to'liq amalga oshirisha olmaydi.

3.10.1.1. Difraksiya hodisasi

Fizika kursidan ma'lumki, nurlar to'liqining bir qator to'g'ri tartibda joylashgan to'siqlarga uchrashi natijasida diffraksiya hodisasi yuz beradi. Bunga sabab, birinchidan – nur sochilishi va ikkinchidan – to'siqlar orasidagi masofa nur to'liqin uzunligi bilan teng o'lchamli ekanligida. Difraksiya bu aniq **fazalar** nisbatlari bo'lib, u ikki yoki undan ortiq to'liqinning to'siqqa uchrashi natijasida sochilishi yoki yutilishi oqibatida ro'y beradi (3.50 – rasm).



3.50 – rasm. To'liqlarning diffraksiyasi: a – to'liqlarning qo'shilishi; b – to'liqlarning so'nishi.

Buni tushunib olish uchun quyidagi holatlarni ko'rib chiqamiz. Masalan, 3.50 – rasmdagi 1 – va 2 – to'liqinni ko'rib chiqamiz. Bu nurlarning λ to'liqin uzunligi bir xil bo'lsin va ular $O - O'$ nuqtada bir xil fazaga tushayotgan bo'lsin. Buning natijasida to'liqlar intensivligi ortadi, ya'ni ular amplitudasi qo'shiladi, ammo to'liqin uzunligi bir xilda qoladi (3.50, a – rasm).

Yana boshqa holatda (3.50, b – rasm) to'liqlar sochilishi natijasida 4 – to'liqin amplitudasi 3 – to'liqin amplitudasining yarmiga teng yoki boshqacha aytganda ishorasi bo'yicha qarama-qarshi amplitudaga ega bo'ladi, buning natijasida to'liqlar bir-birini so'ndiradi.

3.10.2. Kristall strukturani aniqlashning eksperimental usullari

Breg qonuniga ko'ra, (3.26) kristalda rentgen nurlarining qaytishi uchun λ - to'liqin uzunligi bilan θ – nurni uzatish burchagi orasidagi bog'liqlikni aniqlash zarur, chunki λ – to'liqin uzunligiga ega rentgen nurini kristallga istalgan taxminiy burchak ostida uzatilgani bilan difraksiya yuz bermaydi. Breg qonuni ishlashi uchun eng avvalo unga mos keluvchi λ – to'liqin uzunligini yoki θ - uzatish burchagini tanlash zarur. Shuning uchun bu kattaliklarni tanlash eksperimental usulda amalga oshiriladi.

Hozirgi kundagi λ – to'liqin uzunligi bo'yicha yoki θ – uzatish burchagi bo'yicha rentgen nurlarining kristalda difraksiyalanishiga asoslangan usullar bilan qisqacha tanishib chiqamiz.

3.10.2.1. Rentgen difraksiyasini amaliyotda qo'llash

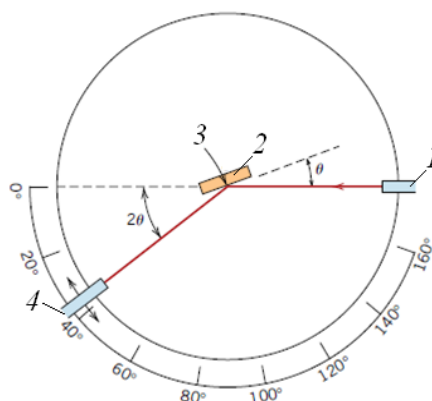
Odatda, difraksiyani o'lchash uchun juda ko'p sondagi kristallchalardan tashkil topgan qattiq jismlar kukunlari yoki polikristall namunalar va monoxromatik rentgen nurlanishlardan foydalaniladi. Bunda namunadagi har bir kukun zarrachasi yoki donachalari alohida kristall hisoblanadi. Namunada ularning soni juda ko'p bo'lgani uchun ular orasida kristallografik tekislikning yo'nalishi bo'yicha rentgen nurining difraksiyasini ta'minlovchi kristallar soniga ega bo'lish ehtimoli juda yuqori bo'ladi.

Difraksiyani o'lchash qurilmasiga **difraktometr** deyiladi, uning ishlash prinsipi kukun namunalarda difraksiya sodir bo'luvchi burchaklarni

o'lchashiga asoslangan. Uning ishlash sxematik tasviri 3.51 – rasmda keltirilgan.

Plastina shaklida kukunlardan tayyorlangan 1 - namuna qurilmaga shunday joylashtiriladiki, unda u 3 – detektorga nisbatan 4 – o'q atrofida aylanadi. Bu o'q yarim tekislikka perpendikulyar yo'nalgan. Namunaga monoxromatik rentgen nurlari 1 – manbadan jo'natiladi, difraksiyaning intensivligi esa 3 – detektor tomonidan o'lchab boriladi. Namuna, nur manbasi hamda detektor bir- biriga komplanar joylashgan.

Hisoblagich harakatlanuvchi g'altakka o'rnatilgan bo'lib, u 4 – o'q atrofida aylanadi. Uning 4 – o'q bo'ylab aylanishi 2θ birlikka graduslangan shkala yordamida aniqlab boriladi. Namuna va g'altak birgalikda namunaning 4 – o'q atrofida θ burchakka burilishi hisoblagichni 2θ ga aylanishiga olib keladi. Bu esa jo'natilayotgan va difraksiyalanayotgan nurlarning burchak tengligini ta'minlaydi. Aniq bir xil va fokuslangan nurlarni hosil qilish uchun kollimatrlar qo'llaniladi. Monoxromatik nurlanish hosil qilish uchun esa filtrlardan foydalaniladi.



3.51 – rasm. Difraktometr ishlash prinsipining sxemasi: 1 – rentgen nurining manbasi; 2 – kristall strukturasi o'rganilayotgan namuna; 3 – detektor; 4 – detektorga nisbatan namunaning aylanish o'qi.

Hisoblagich bir xil burchak tezligi bilan na'muna atrofida aylanadi, bunda u avtomatik ravishda difraksiyalangan nurlar intensivligini **difraksiya burchagi** 2θ burchak funksiyasi sifatida yozib boradi.

3.52 – rasmda kukunsimon qo'rg'oshin namunada rentgen nurlarining difraksiyasi keltirilgan. Diagrammadagi keskin ko'tarilgan joyi (piklar – deyiladi) bu Breg shartlariga mos keluvchi bir qator

kristallografik tekislik borligini ko'rsatadi. 3.52 – rasmda bu piklarga mos keluvchi kristallografik tekisliklarning indeksleri keltirilgan.



3.52 – rasm. Qo'rg'oshin kukunidan hosil bo'lgan difraksiya diagrammasi.

Bob bo'yicha mustaqil shug'ullanish uchun savol va vazifalar

3.1 Kristall strukturasi bilan atom tuzilishi orasidagi farqlarni keltiring.

3.2 Qo'rg'oshin atom radiusi 0,175 nm. Elementar yacheykaning hajmini kub metr o'lcham birligida hisoblang.

3.3 Hajmi markazlashgan kub kristallning a yon tomoni va R atom radiusi bir-biri bilan $a = 4R / \sqrt{3}$ munosabatda bog'langan bo'lsa, uning hajmini toping.

3.4 GKP uchun $s/a = 1,633$ munosabat o'rinli ekanligini isbotlang.

3.5 YOKP uchun atomlarning joylashish ko'effitsiyenti 0,68 ga teng ekanligini isbotlang.

3.6 GKP uchun atomlarning joylashish ko'effitsiyenti 0,74 ga teng ekanligini isbotlang.

3.7 Molibden hajmi markazlashgan kub kristall struktura hosil qiladi. Uning atom radiusi 0,1363 nm. Atom massasi esa 95,94 g/mol bo'lsa, uning nazariy zichligini va aniqlangan ma'lumotni eksperimental ma'lumotlar bilan taqqoslang.

3.8 Ma'lumki palladiy yoqlari markazlashgan kub kristall strukturaga ega, uning zichligi $12,0 \text{ g/sm}^3$, atom nisbiy massasi esa 106,4 g/mol bo'lsa, atom radiusini aniqlang.

3.9 Qandaydir metal oddiy kristall struktura hosil qiladi (3.41 – rasm). Agar uning atom nisbiy massasi 74,5 g/mol, atom radiusi 0,145 nm bo'lsa, zichligini aniqlang.

4 BOB. KRISTALL PANJARADAGI NUQSONLAR

Nima uchun kristall panjaradagi nuqsonlarni o‘rganamiz?

Ko‘pchilik qattiq jismlarning fizik-mexanik xossalari ularning kristall panjarasidagi nuqsonlari turiga va miqdoriga bog‘liq holda o‘zgarishi mumkin. Shuning uchun qattiq jismlar strukturasidagi nuqsonlarning qaysi turi, qanday miqdorda bo‘lganda qattiq jism fizik-mexanik xossasiga qay darajada ta’sir ko‘rsatishini bilish juda muhim hisoblanadi.

Uzoq vaqt davomida qattiq jismlarning kristall strukturasida atomlar o‘lcham birligida benuqson tartibli tuzilishga ega deb qaralib kelingan. Ko‘p yillik tadqiqotlar qattiq jismlarning kristall strukturasida har doim nuqsonli bo‘lishini ko‘rsatdi, ya’ni barcha turdagi qattiq jismlarning kristall strukturasida turli xil kamchiliklar yoki nuqsonlar bo‘ladi. Bu nuqsonlar qattiq jismlarning fizik-mexanik xossalari turlicha ta’sir ko‘rsatadi, ba’zilar salbiy ta’sir ko‘rsatsa, ba’zilar ijobiy ta’sir ko‘rsatadi. Bu bobda biz qattiq jismlarning kristall strukturasida qanday nuqsonlar bo‘ladi, ular qanday turlarga bo‘linadi, ular qattiq jismlarning fizik-mexanik xossalari qanday ta’sir ko‘rsatadi, degan savollarga javob olamiz.

Kristall strukturadagi nuqsonlar yoki oddiy so‘z bilan «kristall nuqsoni» deganda kristallni tashkil etuvchi zarrachalarning (atom, ion, molekula) tartibli joylashishi buzilgan bo‘lishi tushuniladi, bunda ular bir yoki ikki o‘lchamli bo‘lishi mumkin. Kristall nuqsonlari asosan ularning geometrik shakliga yoki o‘lchamiga ko‘ra bir qator turlarga bo‘linadi.

4.1. Aniq va noaniq kristallar

Aniq kristalllarda kristallni tashkil etuvchi barcha zarrachalar tinch holatda geometrik to‘g‘ri shaklga ega bo‘lgan panjara tugunlarida joylashgan bo‘ladi. Bunday aniq kristall faqat absolyut nolga teng haroratda bo‘lishi mumkin, noldan katta haroratlarda esa barcha kristallar noaniq, ya’ni nuqsonga ega bo‘ladi. Bunda panjara tugunlarida zarracha yetishmasligi yoki ortiqcha zarracha joylashgan bo‘lishi shu kristall panjaraning nuqsoni hisoblanadi. Unchalik katta hajmga ega bo‘lmagan

kristallarda, masalan, yuqori toza olmos yoki kvarsda nuqsonlar miqdori 1% atrofida bo‘ladi. Boshqa kristallarda esa nuqsonlar ancha ko‘p bo‘lishi mumkin.

Kristallar, albatta nuqsonli bo‘ladi va ular ma’lum miqdorga yetganda kristalldagi erkin energiyaning hosil bo‘lishiga olib keladi (4.1 – rasm).

Endi birlik o‘lchamiga ega bo‘lgan nuqsonning erkin energiya effektini ko‘rib chiqamiz, aytaylik kation o‘rni bo‘sh bo‘lsin. Bu holat aniq ΔN miqdordagi energiyani talab etadi, ammo ΔS entalpiyaning sezilarli darajada ortishi sababi shundaki, nuqson turli holatlarga ega bo‘la oladi. Agar kristall 1 molekulyar massa kationlarga ega bo‘lsa, unda kristalldagi bo‘sh o‘rinning joylashish usullarining variantlari $\sim 10^{23}$ ni tashkil etadi. Hosil bo‘lgan entropiyani *configuratsional* entalpiya deb nomlanadi va **Boltsman** tenglamasi orqali yoziladi:

$$S = k \ln W . \quad (4.1)$$

bunda $W \sim 10^{23}$ ehtimolikka proporsional, boshqalari, kichik entropiyali bo‘lib, asosan nuqson atrofidagi kristallning tebranishlari natijasida yuzaga keladi. Bularning natijasi sifatida entropiya va entalpiya ortadi, demak, nuqson eng avvalo o‘ziga qulay entropiya qiymatini hosil qiladi. Buning natijasida berilgan erkin energiya kamayadi:

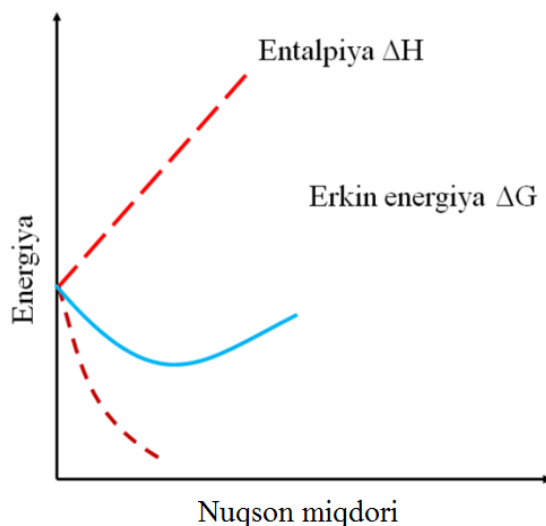
$$\Delta G = \Delta H - T\Delta S . \quad (4.2)$$

Endi boshqa holatga e’tibor bersak, aytaylik yuqoridagi holatdan farqli o‘laroq bo‘sh kationlar soni, ya’ni nuqsonlarning miqdori 10%ni tashkil etadi desak, entropiyaning o‘zgarishi unchalik katta bo‘lmaydi, ammo bu holatni nuqsonsiz kristall bilan solishtirsak, nuqsonli kristall unga qaraganda juda betartib.

Ko‘p miqdordagi nuqsonlardan hosil bo‘lgan energiya har qanday qulayroq entropiyadan kattaroq, ammo nuqsonlarning o‘zi noturg‘un bo‘ladi. Bu ikki holat amalda qo‘llaniladigan ko‘pchilik qattiq jismlarga xos. Doimo erkin energiyaning minimum qiymati mavjud bo‘lib, u termodinamik shartlarni qonoatlantiradi, (4.1 – rasm).

Kristalldagi nuqsonlarga bunday nuqtai nazardan qarash, nima uchun kristallarda nuqsonlar bo‘lishini tushuntiradi. Shu bilan birga nuqsonlarning haroratga bog‘liq holda ortish muvozanati, ya’ni ΔH va ΔS

haroratga bog'liq emas desak, unda $-T\Delta S$ had kattalashib, erkin energiyaning minimum muvozanati harorat ortishi bilan nuqsonning ko'payish tomoniga siljiydi.



4.1 – rasm. Nuqson miqdorining aniq kristall energiyasiga ta'sirini ko'rsatuvchi grafik.

4.1 – rasmda ko'rsatilgan egri chiziq, berilgan kristallda bo'lishi mumkin bo'lgan har qanday nuqson turiga tegishli deyish mumkin, bunda ularning orasidagi farq – ular orasidagi erkin energiyaning minimumi bo'ladi. Kristallarda oson hosil bo'ladigan nuqson – bu eng kichik ΔH da va erkin energiya minimumi shu nuqsonning eng katta miqdoriga mos keladigani bo'ladi. Shunday qilib, NaCl uchun eng oson hosil bo'ladigan nuqson bu bo'shliq hosil qilish (Shottki nuqsoni) bo'ladi, AgCl uchun esa aksincha, o'tuvchi oraliq (Frenkel) nuqsoni. 4.1 - jadvalda noorganik kristallarda oson hosil bo'ladigan nuqsonlar turlari keltirilgan.

4.1 – jadval.

Ionli kristallardagi oson hosil bo'ladigan nuqsonlar turlari

Kristall turlari	Kristall struktura turi	Eng ko'p nuqsonlar turi
Ishqoriy galidlar (Cs yo'q)	Tosh tuzi (NaCl)	Shottki nuqsoni
Ishqoriy yer oksidlari	Tosh tuzi	Shottki nuqsoni
AgCl, AgBr	Tosh tuzi	Frenkel nuqsoni (kation)
Cs galidlar TiCl	CsCl	Shottki nuqsoni
BeO	Sulfid (ZnS)	Shottki nuqsoni
Ishqoriy yer elementlarining ftoridlari	Ftorid (CaF ₂)	Frenkel nuqsoni (anion)

4.2. Kristallardagi nuqtaviy nuqsonlar

Nuqtaviy nuqsonning eng oddiy turiga «***vakansiya***» yoki kristalldagi bo'sh o'rin deyiladi, ya'ni panjara tugunida zarracha bo'lishi kerak bo'lgan joyda u yo'q (4.2 – rasm). Barcha tabiatda uchraydigan yoki sun'iy ravishda olinadigan kristall qattiq jismlarda vakansiyalar bo'ladi, umuman vakansiya bo'lmaydigan kristall qattiq jism yo'q. Kristallarda vakansiya bo'lishini termodinamika nazariyasi asosida tushuntirish mumkin. Kristallarda vakansiyaning paydo bo'lishi uning entropiyasini ortishiga olib keladi.

Ma'lum hajmga ega bo'lgan kristalldagi vakansiyalarning N_v - muvozanatdagi soni kristall haroratiga bog'liq bo'lib, quyidagi formula bilan ifodalanadi:

$$N_v = N \exp\left(-\frac{Q}{kT}\right). \quad (4.3)$$

bunda: N – kristallni tashkil etuvchi zarrachalar tomonidan egallangan tugunlar soni; Q – vakansiyaning sodir bo'lishi uchun talab etiladigan energiya miqdori; T – Kelvinda ifodalanuvchi absolyut harorat; k – Boltsman doimiysi, uning o'lcham birligi Q – o'lcham birligiga bog'liq holda $1,38 \cdot 10^{-23}$ J/atom·K yoki $8,62 \cdot 10^{-5}$ eV/atom·K qiymatlarda bo'lishi mumkin.

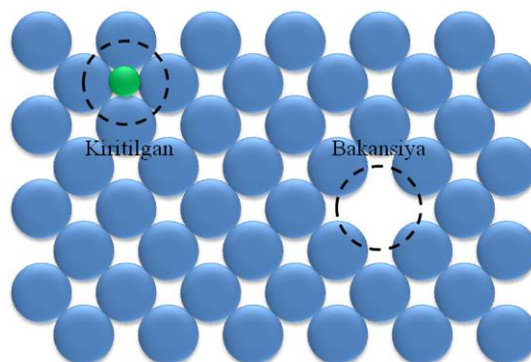
Shunday qilib, kristalldagi vakansiyaning soni uning haroratiga bog'liq holda

eksponensial ortishi mumkin, ya'ni T ning ortishi $\exp\left(-\frac{Q}{kT}\right) = e^{-\frac{Q}{kT}}$ ni ortishiga olib keladi.

Erish haroratiga yaqin haroratlarda ko'pchilik metallar kristalidagi vakansiyalarning $\frac{N_v}{N}$ - nisbiy miqdori o'rtacha 10^{-4} ni tashkil etadi, bu degani kristall panjaradagi har bir 10000 ta tugundan bittasi egallanmasdan qoladi.

Kristallarda vakansiyali nuqsonga teskari nuqtaviy turdagi nuqsonlar ham kuzatiladi. Bunday nuqsonlar kristall panjaradagi ikkita tugun o'rtasiga kirib qolgan zarrachadir. Agar tugunlar orasiga kirib qolgan zarracha shu kristallni hosil qilgan zarracha turi bo'lsa, unga ***tugunlararo***

xususiy nuqson deyiladi, agar tugunlararo kirib qolgan zarracha kristallni hosil qilgan zarrachalarga begona bo'lsa, unga **tugunlararo kirgan nuqson** deyiladi.



4.2 – rasm. Kristalldagi vakansiya va kiritilgan nuqtaviy nuqsonlar.

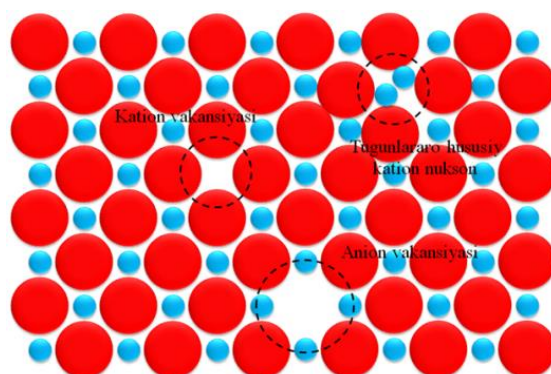
Xususiy tugunlararo nuqsonlar kristall panjara tartibini kuchli ravishda buzadi, tugunlararo kirgan nuqsonlar esa begona zarracha radius o'lchamining asosiy zarracha radius o'lchamidan qanchalik darajada kichik yoki kattaligiga qarab, kristall panjara tartibini kuchli buzadi yoki umuman buzmaydi.

Yuqorida ko'rib chiqilgan holat bir turdagi zarrachalardan tashkil topgan kristall panjaralarga tegishli. Endi kristall panjarani ikki yoki undan ortiq zarracha hosil qilgan holatini ko'rib chiqamiz.

4.2.1. Keramik qattiq jismlarda nuqtaviy nuqsonlar

Nuqtaviy nuqsonlar turli zarrachalardan tashkil topgan kristalllarda ham kuzatiladi. Ularda ham xuddi bir turdagi zarrachalardan tashkil topgan kristallardagidek, vakansiyalar, tugunlararo xususiy va kirgan nuqsonlar kuzatiladi. Keramik qattiq jismlarda kristallar ikki va undan ortiq turdagi zarrachalardan tashkil topgani uchun nuqtaviy nuqsonlar ularning har biriga taalluqli bo'lishi mumkin. Masalan, tosh tuzida vakansiya va tugunlararo xususiy nuqsonlar bir paytning o'zida kristalldagi Na – kationiga va Cl – anionga ham tegishli yoki ularning alohida o'ziga tegishli bo'lishi mumkin. Ammo juda kam hollarda nuqsonlar Cl – anioniga tegishli bo'ladi. Bu anionlar katta o'lchamga ega bo'lgani uchun ularning atrofida juda kam bo'shliq bor, ularda begona yoki qo'shimcha zarrachaning joylashishi kristall panjaradagi joylashuv tartibini juda kuchli

buzilishiga olib keladi. Tosh tuzidagi nuqtaviy nuqsonlar 4.3 – rasmda ko‘rsatilgan.



4.3 – rasm. Tosh tuzidagi nuqtaviy nuqson turlari.

Keramik qattiq jismlarning kristall panjarasidagi nuqsonlarga umumiy holda «**strukturaviy nuqsonlar**» iborasi qo‘llaniladi, chunki atomli kristallardan farqli o‘laroq keramik qattiq jismlarning kristall panjarasi ionlardan tashkil topgan, ya’ni ularning kristallida nuqson bo‘lsa-da, barcha anion va kationlarning elektr neytralligi saqlanib qoladi.

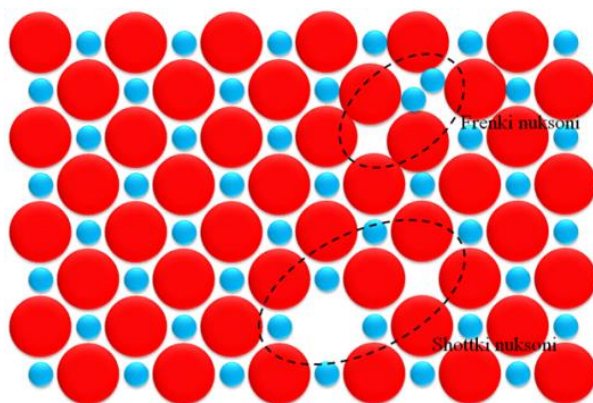
Ma’lumki, keramik qattiq jismlarning kristall panjarasiga nisbatan qo‘llaniladigan elektr neytrallik iborasi shuni nazarda tutadiki, ularda manfiy anionlar soni agar ular bir valentli bo‘lsa, doimo musbat kationlar soniga teng bo‘ladi. Shuning uchun ionli kristallarda nuqtaviy nuqson yakka bo‘la olmaydi, ya’ni kation vakansiyasi tugunlararo xususiy kation nuqsonini hosil qiladi. Kristall panjarada shunday hosil bo‘lgan nuqsonlar turiga **Frenkel nuqsoni** deyiladi (4.4 – rasm).

Taxmin qilish mumkinki, Frenkel nuqsonining hosil bo‘lishiga asosiy sabablardan biri bu – kation o‘zining muvozanat holatidagi joylashishidan surilib, tugunlar orasiga kirishidir. Bunda uning zaryadida hech qanday o‘zgarish bo‘lmaydi, chunki kation musbatligini saqlab qoladi.

Nuqsonlarning yana bir turi bu **Shottki nuqsoni**, u aynan AX – ikki turdagi zarrachalardan tashkil topgan kristall panjaralarda kuzatiladi. Shottki nuqsoni juftlangan anion va kation vakansiyasi shaklida bo‘ladi (4.4 – rasm). Taxmin qilish mumkinki, Shottki nuqsoni hosil bo‘lishining asosiy sabablaridan biri bu – bir vaqtning o‘zida kristall panjara ichidagi anion va kation kristall panjaraning yuzasi tomon ko‘chgan

(diffuziyalangan) yoki umuman joylari bo'sh bo'lishidir. Bu holatda ham kristall panjara neytralligi saqlab qolinadi.

Demak, ionli kristallarda Frenkel yoki Shottki nuqsonlari hosil bo'lganda kation va anion nisbatlari saqlab qolinadi. Agar kristallda boshqa turdagi nuqsonlar bo'lmasa, unda moddaning *stexiometriyasi* haqida so'z boradi. Bu iboraning ma'nosi shuni bildiradiki, ionli kristallardagi kation va anionlarning bir-biriga bo'lgan soni shu kristall moddaning kimyoviy formulasiga to'liq mos keladi. Masalan, $NaCl$ – tosh tuzi uchun Na^+ va Cl^- uchun stexiometrik nisbatlar aniqligi 1:1. Agar keramik qattiq jismlarning kristall panjara tugunlarida bu nisbatlar ularning kimyoviy formulasidagi nisbatlarga teng bo'lmasa, ularga nostexiometrik modda deyiladi.

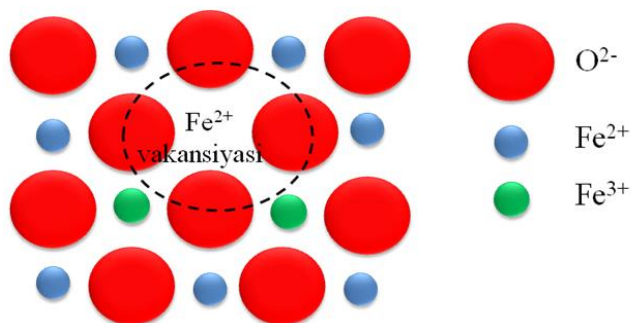


4.4 – rasm. Ionli kristallarda Frenkel va Shottki nuqsonlari.

Nostexiometrik tarkib asosan ikki va undan ortiq valentli bo'la oladigan ionli keramik qattiq jismlarda ko'proq kuzatiladi. Bunday qattiq jismga - temir oksidi (FeO - vustit) misol bo'la oladi, chunki temir ioni Fe^{2+} - ikki valentli yoki Fe^{3+} - uch valentli bo'la oladi. Temir oksidi tarkibida Fe^{2+} - kationidan tashqari yana Fe^{3+} bo'lishi va ular sonining ortishi FeO haroratiga va atrof muhitdagi kislorodning bosimiga bog'liq. Temir oksidida Fe^{2+} ga nisbatan Fe^{3+} miqdorining ortishi materialdagi elektr neytrallikni buzadi, chunki unda qo'shimcha +1 zaryad hosil bo'lishiga olib keladi, bu esa o'z navbatida kristall panjara u yoki bu turdagi nuqsonlar tomonidan muvozanatlashadi. Bunda ikkita musbat zaryadni yo'qotish Fe^{2+} - ionining vakansiyasi hosil bo'lishiga olib

keladi, ya'ni ikkita musbat zaryadning yo'qolishi Fe^{3+} - ionning hosil bo'lishi orqali muvozanatlashadi (4.5 – rasm).

Ko'rib chiqilgan holat temir oksidi uchun oddiy holat bo'lgani sababli uning kimyoviy formulasi juda ko'p hollarda Fe_{1-x}O shaklda yoziladi, bunda x – kristall panjarada Fe^{2+} dan tashqari yana boshqa valentli temir ionlari borligini bildiradi. Bu esa qattiq jismni stexiometriyasini buzilganligini bildiradi.



4.5 – rasm. Temir oksidining kristall panjarasida ikkita Fe^{3+} - ionning hosil bo'lishi natijasida Fe^{2+} - ion vakansiyasini hosil bo'lish sxemasi.

Kristall panjarada Frenkel va Shottki nuqsonlarining muvozanati harorat ko'tarilishi bilan ortib boradi. Haroratning ko'tarilishiga bog'liq holda Frenkel vakansiyasi hamda tugunlararo xususiy nuqsonlar N_f - sonining ortishi quyidagi formula yordamida aniqlanadi:

$$N_f = N \exp\left(-\frac{Q_f}{2kT}\right), \quad (4.5)$$

bunda: Q_f – Frenkel nuqsonining har birining hosil bo'lishi uchun zarur energiya miqdori, N – panjaradagi tugunlar soni, k – Boltsman doimiysi, T – Kelvinda ifodalanuvchi absolyut harorat, 2 – son Frenkel nuqsoni hosil bo'lishi uchun ikki nuqsonni hosil bo'lishini inobatga oluvchi koeffitsiyent.

AX – turdagi kristall panjaralar uchun N_{sh} - Shottki nuqsonlari sonining haroratga bog'liq ravishda ortishi esa quyidagicha ifodalanadi:

$$N_{sh} = N \exp\left(-\frac{Q_{sh}}{2kT}\right). \quad (4.6)$$

bunda Q_{sh} – Shottki nuqsonining hosil bo'lishi uchun zarur bo'lgan energiya miqdori.

4.3. Qattiq jism tarkibidagi qo'shimchalar (begona zarrachalar)

Qattiq jism kristallida, kristallni hosil qilgan asosiy zarrachalardan tashqari boshqa zarrachalar ham bo'lishi mumkin. Bunda qo'shimcha zarrachalar yuqori darajada sof bo'lishi kerak bo'lgan qattiq jism kristaliga maxsus (o'z o'zidan kirib qolgan) kiritilmagan bo'ladi. Yuqori ishlab chiqarish texnologik qurilmalarga ega bo'lgan taqdirda ham olingan moddaning yoki qattiq jismning tarkibida qo'shimchalar bo'ladi. Buning sababi shundaki, qo'shimcha kirib qoladigan zarrachalar o'lchami ($1,5-2,4 \cdot 10^{-10}$) juda kichikligida. Shuning uchun juda yuqori soflik darajasiga ega bo'lgan moddalarni shu bilan birga qattiq jismlarni ishlab chiqarish juda murakkab hisoblanadi.

4.3.1. Bir xil zarrachalardan tashkil topgan qattiq jism tarkibidagi qo'shimchalar

Bir xil zarrachadan tashkil topgan qattiq jismlardagi qo'shimchalar kristall panjarada turli nuqsonlarni keltirib chiqaradi. Masalan, yuqori darajada tozalash texnologik jarayonidan o'tkazilgan oltin hech qachon 100% toza bo'la olmaydi, uning tozalik darajasi ko'pi bilan 99,9999% bo'ladi. Bu degani bir metr kub hajmga ega bo'lgan oltin tarkibida $10^{22} - 10^{23}$ dona qo'shimcha begona zarrachalar (boshqa elementlar atomlari) borligini bildiradi. Ishlab chiqarishda qo'llaniladigan ko'pchilik metallar sof metallar hisoblanmaydi, ularga qotishmalar deyiladi. Qotishmalarga boshqa zarrachalar (elementlar) metallarning fizik-mexanik xossasini oshirish maqsadida maxsus ravishda kiritiladi. Masalan, taqinchoq ishlab chiqarishda sof kumush metalini qo'llab bo'lmaydi, chunki u juda yumshoq shuning uchun kumush-mis qotishmasi qo'llaniladi. Kumish-mis qotishmasi 93,5% Ag va 7,5% Cu dan tashkil topgan bo'lib, unga atayin kiritilgan 7,5% Cu kumush qattiqligini oshiradi.

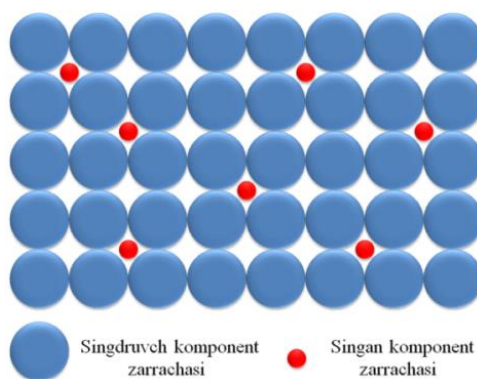
Metal qattiq jismlar tarkibiga qo'shimcha elementlar zarrachalari kiritilishi natijasida metal tarkibida **qattiq aralashma** yoki **faza** hosil bo'ladi. Metal tarkibida u yoki bu turdagi fazalar yoki qattiq aralashmalar hosil bo'lishi eng avvalo metalga kiritilgan elementlar turiga, uning miqdoriga va ishlov berish haroratiga bog'liq. Bu bobda qisqacha qattiq aralashmalar bilan tanishib o'tamiz, yangi fazalarni esa boshqa boblarda

ko‘rib chiqamiz. Qattiq jismlar tarkibiga o‘z-o‘zidan yoki atayin kiritilgan qo‘shimchalar holatiga izoh beruvchi asosiy iboralar bilan tanishamiz.

Qotishma – ikki komponentdan tashkil topgan qattiq modda bo‘lib, ularning bittasi metal, ikkinchisi nometal yoki ikkalasi ham metal yoki nometal bo‘lishi mumkin. Bunda qotishmadagi komponentlar miqdoriga nisbatan qo‘llaniladigan iboralarga **singdiruvchi komponent** yoki **singuvchi komponent** iborasi qo‘llaniladi. Agar qotishmani tashkil etuvchi komponentning miqdori ikkinchi komponentga nisbatan juda ko‘p bo‘lsa, unga singdiruvchi komponent yoki boshqacha aytadigan bo‘lsak, qotishmaning asosi deyiladi. Miqdori jihatidan juda kam bo‘lgan komponentga singuvchi komponent deyiladi.

4.4. Qattiq aralashmalar

Aniq kristall strukturaga ega bo‘lgan qattiq jismga begona elementlar zarrachalari (atomlari) kiritilishi natijasida jismning kristall panjara parametrlari o‘zgarmasa va kiritilgan begona zarracha asosiy kristall panjara ichiga kirib olsa, unga **singish qattiq aralashmasi** deyiladi (4.6 - rasm).



4.6 – rasm. Singish qattiq aralashmasining ikki o‘lchamli struktura sxemasi.

Singish qattiq aralashmasi mikrostruktura o‘lcham birligida bir xil tarkibli hisoblanadi, bunda asosiy tarkibga kiritilgan zarracha unda teng taqsimlangan bo‘ladi. Singish qattiq aralashmasi hosil bo‘lishi uchun komponentlarning miqdori va zarracha o‘lchami asosiy komponentga nisbatan juda kichik bo‘lishi talab etiladi. Chunki metal qattiq jism kristall strukturasida bo‘shliqlar juda kam, masalan temir-uglerod singish qattiq aralashmasida uglerod atom radiusining o‘lchami 0,071 nm bo‘lsa, temirning atom radiusining o‘lchami 0,124 nm, shunga qaramasdan

temirning kristall panjarasi kuchli buzilmasligi uchun uning miqdori 0,02% dan oshmasligi zarur.

Singish qattiq aralashmaning yana bir turi bu – o‘rin almashinish aralashmasi. Bunda asosiy komponentga kiritilgan zarracha uning kristall strukturasini sezilarli ravishda buzmasdan, uning tuzilishi davom etishida ishtirok etadi. Shuning uchun bunday qattiq aralashmaga o‘rin **almashinish aralashmasi** deyiladi, ya’ni qo‘shimcha kiritilgan zarracha kristall panjara tartibini buzmasdan undagi asosiy zarrachani almashtiradi (4.7 – rasm).

O‘rin almashish qattiq aralashmasi turidagi qotishma hosil bo‘lishi uchun quyidagi asosiy shartlar bajarilishi talab etiladi:

1. **Komponentlarning zarracha o‘lchami bo‘yicha.** Komponentlarni tashkil etuvchi zarrachalar radius o‘lchamlarining farqi bir– biridan ko‘pi bilan $\pm 15\%$ dan oshmasligi talab etiladi. Agar komponentlarning zarracha radius o‘lchami $\pm 15\%$ dan katta yoki kichik bo‘ladigan bo‘lsa, unda kristall panjara tartibi kuchli buziladi;

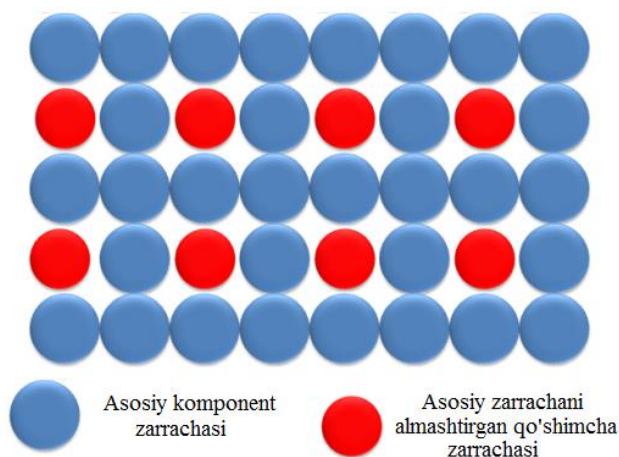
2. **Kristall strukturasini.** Yuqoridagi shart bajarilgan holda komponentlarning kristall panjara struktura turi va ularning parametrlari bir– biridan ko‘pi bilan $\pm 15\%$ dan katta farq qilmasligi kerak. Aks holda boshqa fazalar hosil bo‘ladi;

3. **Elektr manfiyligi.** Yuqorida keltirilgan 2 ta shart bajarilgan holda komponentlarning elektr manfiyligining farqi ko‘pi bilan $\pm 15\%$ dan oshmasligi kerak. Agar komponentlarning bir– biriga bo‘lgan elektr manfiyligi, ya’ni komponentlarning bittasi musbat zaryadli, ikkinchisi manfiy zaryadli bo‘lsa, unda qattiq aralashma hosil bo‘lmasdan kimyoviy birikma hosil bo‘ladi;

4. **Valentligi.** Yuqoridagi shartlar bajarilgan holda komponentlarning valentligi bir– biriga yaqin bo‘lishi talab etiladi, agar ular valentlik bo‘yicha bir–biridan katta farq qilsa, komponentlar bir– birini singdirib yuborishi mumkin.

Yuqorida keltirilgan shartlar to‘liq amalga oshgan qotishmaga mis-nikel almashinish qotishmasi misol bo‘la oladi. Bu qotishmadagi komponentlar bir– birida to‘liq cheksiz singadi, ya’ni birgalikda bitta turdagi kristall panjarani shakllantiradi. Mis va nikelning atom radiusi o‘lchamlari bir– biriga juda yaqin: misniki 0,128 nm va nikelniki 0,125

nm. Ikkala komponent ham bir xil turdagi yoqlari markazlashgan kub kristall strukturaga ega bo'lib, ularning elektr manfiyligi bir– biriga deyarli yaqin: misniki 1,9 va nikelniki 1,8. Bundan tashqari, ularning valentligi oddiy sharoitda mis +1 va nikel +2 valentlikka ega.



4.6 – rasm. O‘rin almashinish qattiq aralashmasining ikki o‘lchamli struktura sxemasi.

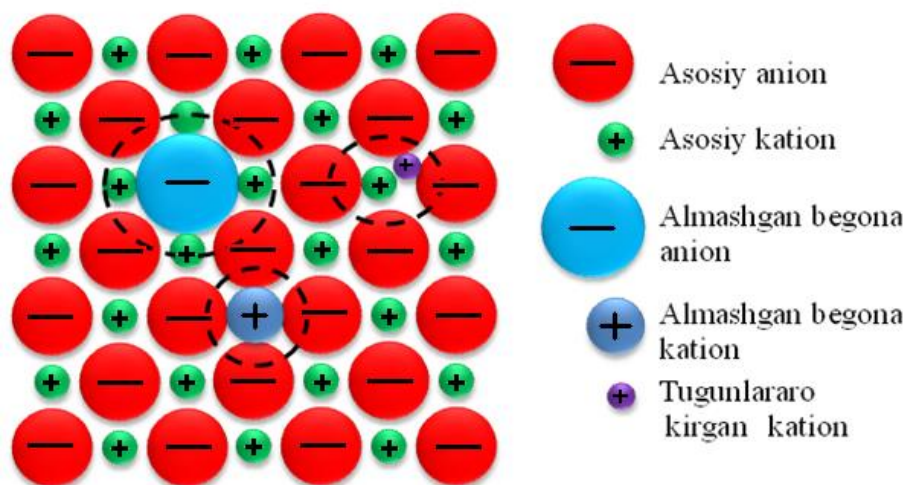
4.4.1. Har xil zarrachalardan tashkil topgan qattiq jism tarkibidagi qo‘shimchalar

Begona qo‘shimchalar metallardagi kabi keramik qattiq jismlarda ham qattiq aralashmalarni hosil qilishi mumkin. Bunda ham qattiq aralashmalarning ikkala, tugunlararo kiritilgan va almashinish turdagi nuqsonlari hosil bo‘lishi mumkin. Tugunlararo kiritilgan nuqson hosil bo‘lishi uchun begona elementning zarrachasi asosiy tarkibdagi zarrachalarning radius o‘lchamidan sezilarli darajada kichik bo‘lishi kerak, chunki keramik qattiq jismda bir vaqtning o‘zida ham musbat, ham manfiy zaryadlangan zarrachalar bo‘lib, begona atom o‘zining xossasiga ko‘ra kation yoki anion bo‘lib asosiy tarkibdagi o‘ziga mos zarrachaga aylangan holda tugunlar orasiga kirib oladi. Masalan, natriy xloridda Ca^{2+} yoki O^{2-} begona zarrachalar o‘zlariga mos ravishda $\text{Ca}^{2+} \rightarrow \text{Na}^+$ ni almashtirsa, $\text{O}^{2-} \rightarrow \text{Cl}^-$ ni almashtiradi.

Keramik qattiq jismlarda singish va o‘rin almashish aralashmalari hosil bo‘lishining ikki o‘lchamli sxemasi 4.7 – rasmda keltirilgan.

Qoidaga ko‘ra, keramik qattiq jismlarda singish yoki o‘rin almashish turidagi qotishmalar aralashmasi hosil bo‘lishi uchun unga atayin yoki o‘z- o‘zidan kirgan anion yoki kation yoki ikkalasi birgalikda kirgan

bo'lsa, ularning zaryadi qotishma asosini tashkil etgan anion va kationlar zaryad miqdoriga juda yaqin bo'lishi talab etiladi. Agar begona qo'shimchalarning zaryadi (ko'p holda uchraydi) qotishma asosidagi ionlar zaryadiga mos kelmasa, unda zaryadlardagi farq material tarkibidagi nuqtaviy nuqsonlar tomonidan muvozanatlashadi.



4.7 – rasm. Keramik qattiq jismlarda singish va o'rin almashish aralashmalarining hosil bo'lish ikki o'lchamli sxemasi.

4.1 – muammoli vazifa va uning yechimi

Natriy xloridning tarkibiga begona Ca^{2+} - kation kirishi natijasida uning elektroneytralligi qanday turdagi nuqsonlar bilan muvozanatlashadi. Agar begona ionning soni birga teng bo'lsa, unda elektr neytrallikni muvozanatlashtirish uchun qancha nuqtaviy nuqson hosil bo'ladi.

Vazifani yechish tartibi:

Natriy xloridning kristall panjarasidagi bitta Na^+ - kationni Ca^{2+} - kationga almashtirish elektr neytrallikni buzib, unda qo'shimcha +1 zaryad bo'lishiga olib keladi. Elektr neytrallikni qayta tiklash uchun kristall panjaradan bitta +1 zaryadni olib tashlash yoki unga bitta -1 zaryadni qo'shish orqali amalga oshirish mumkin. Panjaradan bitta zaryadni yo'qotish undagi Na^+ - kation vakansiyasini shakllanishi orqali yoki panjara tugunlararo Cl^- - anionning kiritilishi orqali amalga oshadi. Ikkala holat ham panjaraga qo'shilgan Ca^{2+} - kation zaryadini neytrallashga xizmat qiladi. Ammo yuqorida aytib o'tilganidek Cl^- - anion nuqsonini hosil bo'lish ehtimoli juda kam.

4.4.2. Qotishmalarda komponentlar miqdori

Yuqorida aytib o'tilganidek, qotishmalar kamida ikkita elementdan tashkil topgan bo'lib, ularga qotishmaning **komponentlari** deyiladi. Bunda muhimi qotishmani tashkil etuvchi komponentlar miqdorini bilish hisoblanadi. Qotishmalarda komponent miqdorini ifodalashning oson usullaridan biri – qotishmaning umumiy miqdoriga nisbatan komponentlarning har bir miqdorini hajmiy yoki og'irligi bo'yicha % miqdorlarda ko'rsatish hisoblanadi. Ikki A va B komponentdan tashkil topgan qotishmadagi A komponentning og'irligini % da ifodalash formulasi quyida keltirilgan:

$$C_A = \frac{m_A}{m_A + m_B} \times 100 . \quad (4.8)$$

bunda: m_A va m_B – mos ravishda qotishmadagi A va B komponentlarning og'irligi (massasi).

Xuddi shu usul bilan qotishma tarkibidagi komponentlarni % - atom miqdorida ham ifodalash mumkin. Qotishmadagi komponentni % - atom miqdorida hisoblash uchun undagi har bir komponentning molyar miqdorini aniqlash kerak. Har qanday moddaning molyar miqdori quyidagi formula yordamida aniqlanadi:

$$M = \frac{m}{A} . \quad (4.9)$$

bunda: m – moddaning yoki elementning massasi, grammda; A – shu moddaning yoki elementning nisbiy atom massasi, grammda.

Shunda ikki A va B komponentlardan tashkil topgan qotishmadagi A – komponentning molyar miqdori quyidagi formuladan aniqlanadi:

$$C_A^M = \frac{M_A}{M_A + M_B} \times 100 . \quad (4.10)$$

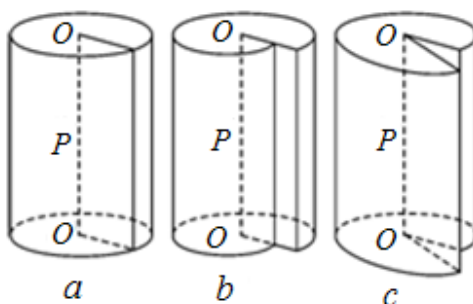
bunda: M_A va M_B – qotishmani tashkil etgan komponentlarning molyar miqdori.

4.5. Kristallarda dislokatsiya (chiziqli nuqsonlar)

Agar kristalldagi nuqson bitta o'lchamga ega bo'lsa, ya'ni chiziqli nuqson bo'lsa, unga **dislokatsiya** deyiladi. Bu degani kristalldagi

zarrachalarning tartibi bir qator uzunligida boshqa zarrachalarning tartibidan chetlashgan.

Odatda bu nuqsonning ko'ndalang o'lchami bitta yoki ikkita atom qatoridan katta bo'lmaydi, ammo uning uzunligi butun kristallni kesib o'tishi mumkin. Dislokatsiya haqidagi ilk tushunchalar o'tgan asrning 40 yillarida Frenkel va Teylor tomonidan kristallardagi plastik deformatsiyalanish mexanizmini tushuntirish uchun kiritilgan. Chiziqli dislokatsiyani bir jinsli izotrop (misol uchun rezina) xossalari silindr misolida tushuntirish qulay (4.8 – rasm).



4.8 – rasm. Bir jinsli silindrik elastik jismda dislokatsiyani tasvirlash¹³.

4.8, a – rasmda keltirilgan silindrni R tekislik bo'yicha bo'ylama kesamiz, so'ngra uning bitta kesilgan qirrasini ikkinchi qirrasiga nisbatan kichik masofaga tortib, bir-biriga 4.8 – rasm, b va c shaklda yopishtiramiz.

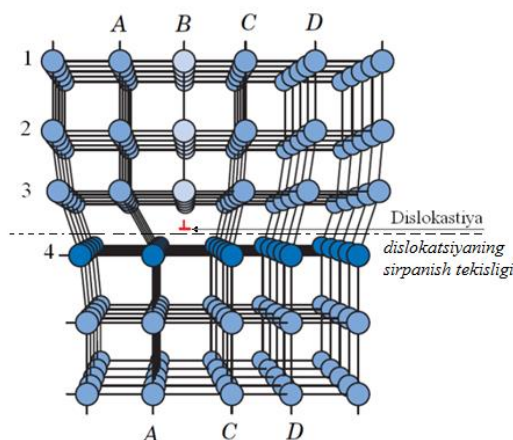
Bunda 4.8, a va 4.8, c – rasmdagi silindrlarning markazidan o'tgan to'g'ri chiziq OO' dislokatsiya mavjud bo'lmagan va dislokatsiya mavjud bo'lgan (4.8, s – rasm) hududlarni ajratuvchi chegara vazifasini o'taydi.

Ko'rib chiqilgan misolimizdan farqli o'laroq, kristallar diskret tuzilishga va anizotrop xossaga ega, shuning uchun nisbiy surilishlarni dislokatsiya deb qabul qilishda ba'zi cheklovlar kiritiladi. Masalan, faqat kristall simmetriya xossasiga ega bo'lgan surilishlar dislokatsiya deb qabul qilinadi.

Yuqorida tasvirlangan nuqsonning bitta turi 4.9 – rasmda keltirilgan. Bu rasmda ABCD qatorlarni tashkil etgan zarrachalar tartibi 3 – qatordan keyin ACD tartibga o'tgan va 4 – qatordan boshlangan. Bunda dislokatsiya, rasmda varaq tekisligiga perpendikulyar ravishda bitta tugun

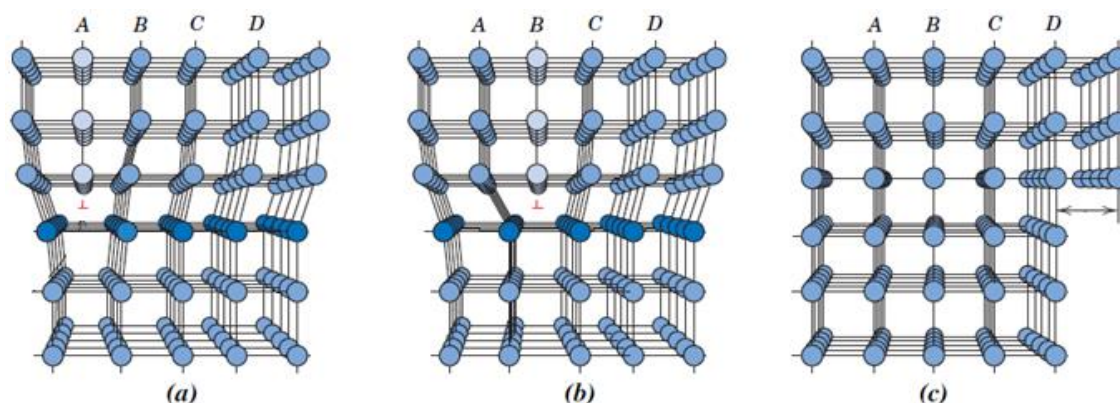
¹⁶ Манба – Дамаск А., Динс Дж. Точечные дефекты в металлах. – Мир, 2006. – 291 с.

qatori bo‘ylab davom etgan. Bunday chiziqli nuqsonga **chekka dislokatsiya** deyiladi.



4.9 – rasm. Chekka dislokatsiya atrofida zarrachalarning joylashishi¹⁴.

Nuqsонni chekka dislokatsiya deb nomlanishiga asosiy sabab shundaki, u 3 – va 4 – qator bilan chegaralangan yarim tekislik hosil qiladi. Buni tushunib olish uchun 4.10 – rasimga e’tibor bering.



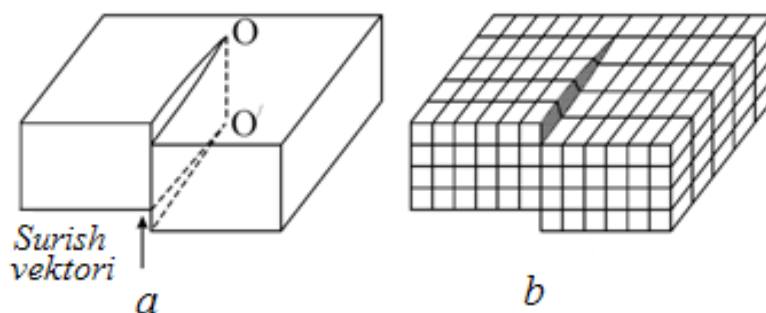
4.10 – rasm. Chekka dislokatsiyaning kristallda harakatlanishi natijasida yarim tekislik hosil bo‘lishi: a – chekka dislokatsiyaning boshlanish joyi; b – chekka dislokatsiyani boshlang‘ich qatordan bitta qatorga ko‘chishi; c – chekka dislokatsiyani kristall yuzasiga ko‘chib o‘tishi natijasida yarim tekislikning hosil bo‘lishi.

Dislokatsiyaning yana bir muhim jihatlaridan biri shundaki, chekka dislokatsiya joylashish tartibi buzilgan zarrachalar tomonidan o‘rab olingan. Dislokatsiya chizig‘ining ustida joylashgan zarrachalar bir- birini tortishga intilayotgan bo‘lsa, chiziqning pastida joylashgan zarrachalar bir-

¹⁴ Manba – A. Emiraliev. Qattiq jismlar fizikasining maxsus bo‘limlari. 1 jild. Toshkent: ToshDTU, 2005.

birini itarishga intiladi. Zarrachalarning bir-biriga bo‘lgan bunday ta’siri va tartibli joylashishning buzilish miqdori dislokatsiya chizig‘idan uzoqlashgan sayin kamayib boradi. Dislokatsiya joylashgan chiziqdan uzoqda kristalldagi zarrachalarning joylashish tartibi yana o‘z holiga qaytadi. Ko‘p hollarda chekka dislokatsiya $\perp$ yoki $\top$ belgisi bilan ko‘rsatiladi. Bunda belgining yo‘nalishi dislokatsiyaning joylashishini ko‘rsatadi.

Bundan tashqari kristall jismda yana boshqa turdagi dislokatsiyalar ham bo‘lishi mumkin, masalan **burama dislokatsiya**, u kristall jismga **suruvchi kuchlanishlar** ta’siri natijasida hosil bo‘lishi mumkin, bunda kristallning ustki qismi pastki qismiga nisbatan bitta atom qatoriga suriladi. Ilk bor burama dislokatsiya tushunchasi Byurgers tomonidan kiritilgan. Kristall jismda bo‘lishi mumkin bo‘lgan burama dislokatsiya 4.11 – rasmda tasvirlangan.

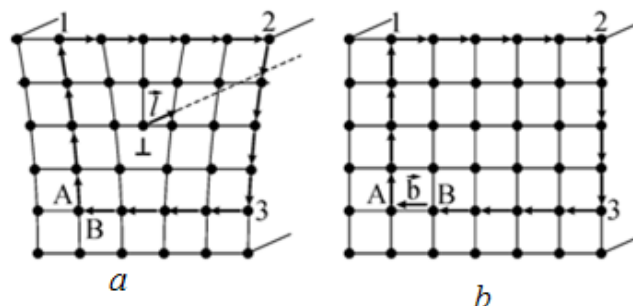


4.11 – rasm. Burama dislokatsiya¹⁵.

Dislokatsiyalar **Byurgers vektori** va **Byurgers konturi** kabi muhim ko‘rsatkichlar bilan ifodalanadi. Bu ko‘rsatkichlarni tushunib olish uchun kristallning nuqsonlarga ega bo‘lmagan hududi – *yaxshi kristall* va kristallning nuqsonga ega bo‘lgan hududi – *yomon kristall* iboralarini kiritamiz. Shunda (4.12 – rasm) bir atomdan ikkinchi atomga o‘tish orqali uzluksiz yaxshi kristalldan chiqmasdan ixtiyoriy yopiq hududni belgilab olsak, u **Byurgers konturi** bo‘ladi.

Agar real kristalldagi nuqsonning atrofidan Byurgers konturini o‘tkazsak (4.12, a – rasm) unga mos keluvchi ideal kristalldagi Byurgers konturi $\vec{b}$ - bitta atom qatoriga ochilib qoladi (4.12, b – rasm), aynan shu vektorga **Byurgers vektori** deyiladi.

¹⁵ Manba – Data from Yavuz, F., Gültekin, A.H., and Karakaya, M.Ç. (2002) “CLASTOUR: a computer program for the classification of the minerals of the tourmaline group”, Computers and Geosci. 28, 1017



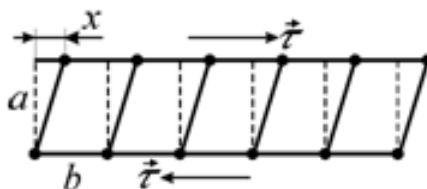
4.12 – rasm. Byurgersning oddiy konturlari: a – real kristallda; b –ideal kristallda.

4.5.1. Dislokatsiyaning hosil bo‘lishi

Ideal (nuqsonsiz) kristallda dislokatsiya hosil bo‘lishi uchun kristallning ba’zi joylarini boshqa joyiga nisbatan sirpanish tekisligi (4.8 – rasm) bo‘yicha surish lozim. Buni amalga oshirish uchun esa ma’lum kuch talab etiladi.

Haqiqiy sharoitlarda esa kuch o‘rniga kristallning τ_{HA3} - surilishdagi mustahkamligining nazariy qiymati yoki surish kuchlanishi hisoblab olinadi.

Buni to‘g‘ri burchakli panjara misolida ko‘rib chiqamiz (4.13 – rasm). Panjaradagi x – qiymatga surilish, uni amalga oshirishga sarflangan τ - suruvchi kuchlanishga teng bo‘lsin. Bunda kristallda bitta atom qatorni ikkinchisiga nisbatan surilishiga qarshilik ko‘rsatuvchi τ - kuchlanish hosil bo‘ladi. Aynan bu kuchlanish kristallda sodir bo‘layotgan buzilishni (muvozanatni) qayta joyiga qaytarish uchun harakat qilmoqda.



4.13 – rasm. To‘g‘ri burchakli panjarada surilishni amalga oshishi.

Panjara simmetriyasiga ko‘ra, agar $x = \frac{mb}{2}$, $m=1, 2, 3, \dots$ bo‘lsa, $\tau = 0$ ga teng bo‘ladi, agarda $0 < x < \frac{b}{2}$ bo‘lsa, panjara berilgan $\tau > 0$ musbat

kuchlanishga qarshilik ko'rsatadi va agar $\frac{b}{2} < x < b$ bo'lsa, panjara berilgan $\tau < 0$ manfiy kuchlanishga qarshilik ko'rsatadi.

Ana shu shartlarni quyidagi sinusoidal qonun qanoatlantiradi:

$$\tau = k \sin\left(\frac{2\pi x}{b}\right), \quad (4.11)$$

bunda k – o'zgarmas son (koeffitsiyent).

k – koeffitsiyentning qiymati Guk qonuniga muvofiq quyidagi tartibda aniqlab olinadi:

Juda kichik surilishlarda $\sin\left(\frac{2\pi x}{b}\right) \approx \frac{2\pi x}{b}$ tenglik o'rinli, shuning uchun suruvchi kuchlanish quyidagiga teng bo'ladi:

$$\tau = \frac{2\pi x k}{b}, \quad (4.12)$$

Boshqa tomondan esa, kichik surilishlarda Guk qonuni amalga oshadi:

$$\tau = G \frac{x}{a}, \quad (4.13)$$

bunda Guk qonunidagi G – surish moduli. (4.12) va (4.13) ifodalarni tenglab, quyidagini hosil qilish mumkin:

$$\frac{2\pi x k}{b} = G \frac{x}{a}. \quad (4.14)$$

Bundan k – koeffitsiyentni topamiz:

$$k = \frac{b}{a} \frac{G}{2\pi}, \quad (4.15)$$

Yuqoridagi (4.11) formulaga ko'ra, kristallning bir qismini ikkinchi qismiga nisbatan surilishiga qarshilik ko'rsatishi $x = \frac{b}{4}$ bo'lganda amalga oshadi. Shundan ko'rinadiki, k – koeffitsiyent bu kristallning surilishga maksimal qarshilik ko'rsatishidan boshqa narsa emas. Shuning uchun uni kristallning surilishdagi nazariy mustahkamligi sifatida qabul qilamiz.

$$\tau_{naz} = \frac{b}{a} \frac{G}{2\pi}, \quad (4.16)$$

Davrlarining nisbatlari b/a (III - bob) bo'lgan kristallar uchun (4.16) formulaga muvofiq aniqlangan τ_{naz} kristallni parchalanishdagi kritik kuchlanishining 0,6 qiymatini tashkil etgan holda $\tau_{naz} \approx G/10$ mos kelishi kerak. Kristallardagi sirpanish tekisligidagi atomlararo ta'sirlashuvni inobatga olganda τ_{naz} biroz kichikroq qiymatga ega bo'lib, $\tau_{naz} \approx G/30$ ga mos keladi.

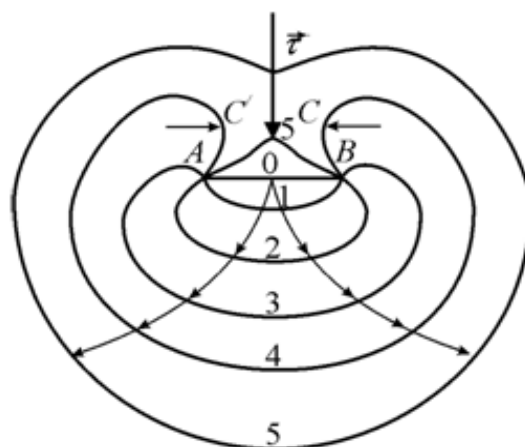
Eksperimental aniqlangan natijalar shuni ko'rsatadiki, juda ko'pchilik kristallarda surish uchun zarur bo'lgan kuchlanishning qiymati nisbatan ancha kichik $\tau_{naz} \approx (10^{-4} \div 10^{-5})G$ qiymatlarda boshlanadi. Bu esa kristallning bir qismini ikkinchi qismiga nisbatan surilishi sirpanish tekisligi bo'ylab atomlarning bir qatorini ikkinchi qatorga nisbatan surilishi orqali emas, balki dislokatsiyaning sirpanish tekisligi bo'yicha harakatlanishi natijasida vujudga kelishini isbotlaydi. Ba'zi hollarda kristalldagi dislokatsiya kristallni o'sishi natijasida vujudga keladi. Shuning uchun dislokatsiyaga ega bo'lmagan real kristallni olish juda mushkul vazifa hisoblanadi. Hatto, juda yuqori darajada real kristallga yaqin hisoblangan kristallarda ham dislokatsiyaning zichligi (kristallning ichki yuza birligidagi dislokatsiyalar soni) $10^2 - 10^3$ 1/sm²ni tashkil etadi, kuchli deformatsiyalangan metal yoki qotishmalarning kristallarida esa dislokatsiyaning zichligi $10^{11} - 10^{12}$ 1/sm² ni tashkil etadi. Hozirda texnika va texnologiyalarning rivojlanishi natijasida mutlaqo dislokatsiyaga ega bo'lmagan kristallarni olishga erishilgan.

Kristallar deformatsiyalanishi natijasida ulardagi dislokatsiyaning zichligi (10^2 dan 10^{12} 1/sm² gacha) ortishi mumkin. Buni tushunib olish uchun kristallning ichida dislokatsiyani hosil qiluvchi manbalar bor degan tushinchani kiritamiz.

Dislokatsiya manbalaridan bittasining mexanizimi olimlardan Frank va Rida tomonidan taklif etilgan (4.14 – rasm).

4.14 – rasmda keltirilgan AB kesma ikki uchi (O holatda) mahkamlangan dislokatsiya. Dislokatsiya (AB – kesma) kristallga ta'sir ko'rsatayotgan

tashqi mexanik $\vec{\tau}$ kuchlanish ta'siridan sirpanish tekisligi bo'yicha (tekislik varaqqa parallel joylashgan) egilishni boshlab dastlab ko'rsatilgan 1 – holatni egallaydi.



4.14 – rasm. Frank-Rida dislokatsiya manbasi¹⁶.

Dislokatsiyaning keyingi egilishlari kristallga ta'sir etayotgan $\vec{\tau}$ kuchlanish qiymatining to'xtovsiz ortishi natijasida sodir bo'lishi mumkin. Bunda kuchlanish maksimal qiymatga yetganda dislokatsiya yarim ellips (doira) shakliga kiradi, bunda kritik kuchlanish quyidagicha ifodalanadi:

$$\tau = \frac{Gb}{L} . \quad (4.17)$$

bunda L – AB kesma uzunligi.

Kristallga ta'sir ko'rsatayotgan tashqi mexanik kuchlanish $\tau > \tau_{kr}$ kritik qiymatidan ortishi bilan ditslokatsiyaning shakli noturg'un holatga o'tib, u o'z-o'zidan kengayib, 2, 3, 4 – holatlarga o'ta boshlaydi.

Keltirilgan 4 – holatda dislokatsion S va S' halqa o'zining ichki qarama-qarshi ishoraga ega bo'lgan komponentlarni orttiradi va bir- biriga tomon harakatlanadi va (+, –) qo'shib (bartaraf bo'ladi) ketadi. Buning natijasida boshlang'ich (AB) dislokatsiya ikkiga: tashqi va ichki ditslokatsiyalarga bo'linadi (5 – holat). Nazariy jihatdan hosil bo'layotgan Frank-Rida dislokatsiyasi cheksiz bo'lishi mumkin, ammo amaliy jihatdan u dislokatsiyaning bikrlilik maydonlarining surishdagi kritik kuchlanish qiymati bilan muvozanatlashishigacha davom etadi, ana undan keyin dislokatsion manba noaktiv bo'lib qoladi.

Barid va Xering taklif etgan diffuzion manba mexanizmi ham qisman Frenk-Rida dislokatsion manba mexanizmiga o'xshash bo'lib, unga ko'ra dislokatsiyaning harakati kristallda vakansiyalarni hosil bo'lishi yoki

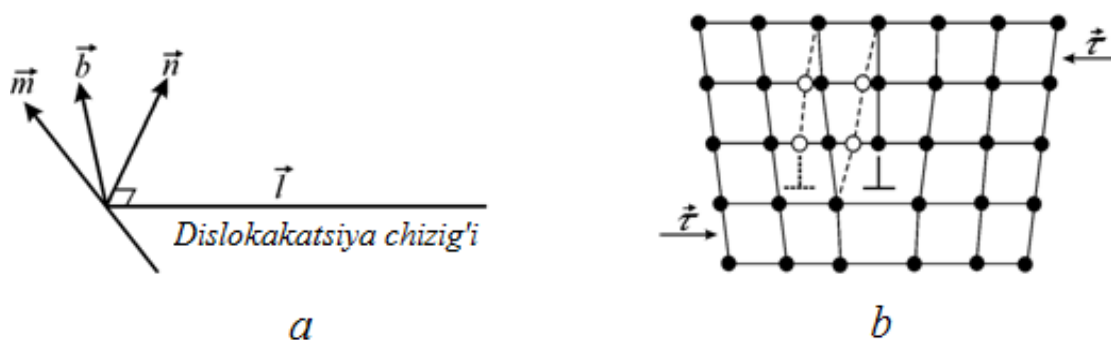
¹⁶ Manba – Дамаск А., Динс Дж. Точечные дефекты в металлах. – Мир, 2006. – 291 с.

bartaraf bo‘lishi orqali amalga oshadi, bunda manbaning harakati kristalldagi vakansiyalar miqdoriga bog‘liq bo‘ladi.

Dislokatsiya manbasi bo‘yicha ko‘rib chiqilgan ikki modeldan tashqari yana bir qator modellar bor.

4.5.2. Dislokatsiyalarning harakatlanishi

Ditslokatsiyalar kristall tana bo‘ylab osongini harakatlanishi mumkin. Buni tushunib olish uchun quyidagi farazlarni qabul qilamiz: dislokatsiya o‘qining $\vec{l}$ birlik vektori va $\vec{b}$ - Byurgers vektoriga ega dislokatsiya $\vec{n}$ normal vektorga ega bo‘lgan tekislik bo‘ylab harakatlanmoqda (normalning musbat yo‘nalishi ixtiyoriy tanlanadi) (4.15 – rasm, a). Bunda vektorlarning skalyar ko‘paytmasi $(\vec{n}\vec{l}) = 0$.



4.15 – rasm. Dislokatsiyaning harakatlanishi: a – dislokatsiyaning harakatlanishdagi shartlari; b – dislokatsiyaning sirpanish tekisligi bo‘yicha bitta atom qatorga harakatlanish mexanizmi.

Dislokatsiya harakati yo‘lanishidagi $\vec{m}$ - birlik vektor quyidagicha aniqlanadigan bo‘lsin:

$$\vec{m} = [\vec{n}\vec{l}]. \quad (4.18)$$

Sirpanish tekisligining musbat tomoni $\vec{n}$ vektorning yo‘nalishi bilan bog‘liq, ikkinchi tomoni esa manfiy bo‘lsin. Qachonki, dislokatsiya tekislik bo‘ylab $\vec{m}$ tomonga harakatlenganda, tekislikning musbat tomonida joylashgan kristallning qismi, tekislikning manfiy tomonida yotgan kristall qismiga nisbatan $\vec{b}$ vektor bo‘ylab surilsin. Shu bilan bog‘liq bo‘lgan ikki holatni ko‘rib chiqamiz:

1. **holat:** $\vec{b}$ vektor dislokatsiyaning harakatlanish tekisligida yotgan bo'lsin, ya'ni:

$$(\vec{n}\vec{b}) = 0 \dots \quad (4.19)$$

Dislokatsiyaning bunday harakatlanishiga **sirpanish** deyiladi, dislokatsiyaning harakatlanayotgan tekisligiga **sirpanish tekisligi** deyiladi (4.15 – rasm, b).

Sirpanish dislokatsiya yonidagi qo'shni atomning qayta tuzilishi natijasida sodir bo'ladi. Bunda kristallning ikkinchi bo'lagini birinchi bo'lagiga nisbatan ko'chishi mutlaqo sodir bo'lmaydi, balki nuqsonning o'zi unchalik katta qiymatga ega bo'lmagan tashqi τ - suruvchi kuchlanish ta'sirida bir atom qatordan qo'shni atom qator tomon ko'chadi.

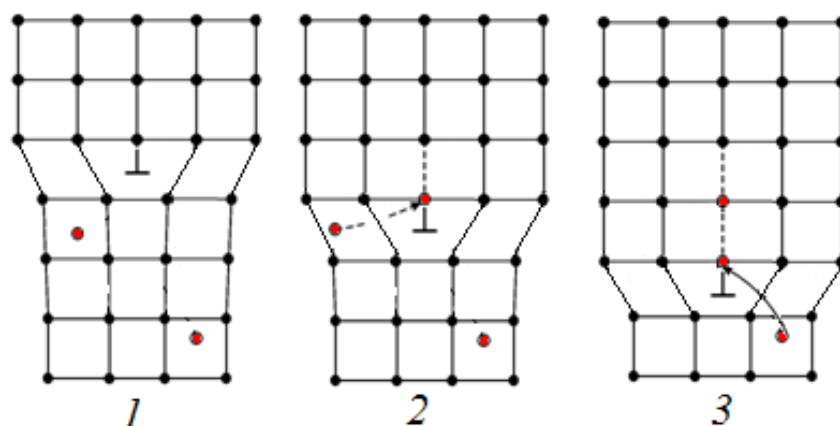
Hisoblashlar shuni ko'rsatadiki, dislokatsiyani sirpanishga majbur etadigan mexanik tashqi kuchlanishning zarur bo'lgan qiymati $\tau_{naz} \approx 3 \cdot 10^{-4} G$ atrofida bo'lib, u kristallni plastik deformatsiyalanishini sodir etadigan kritik kuchlanishga teng. Shundan kelib chiqadiki, kristallardagi plastik deformatsiyalanish bu dislokatsiyalarning harakatlanishi bilan bog'liq jarayon.

2. **holat:** $\vec{b}$ vektor dislokatsiyaning harakatlanish tekisligida yotmagan bo'lsin, ya'ni:

$$(\vec{n}\vec{b}) \neq 0 \dots \quad (4.20)$$

Bu shuni bildiradiki, chekka dislokatsiya sirpanish tekisligiga perpendekulyar yo'nalish bo'ylab, tekislik chekkasida atom qatorni “paydo bo'lishi” yoki “bartaraf” bo'lishiga olib keladigan holatda sirpanmoqda. Bunday holda dislokatsiya o'zidan keyin vakansiya yoki tugunlararo atom kabi nuqsonlarni qoldiradi. Buning natijasida kristallda modda hajmining boshqa joyga ko'chishi sodir bo'ladi. Dislokatsiyaning bunday usulda ko'chishiga **dislokatsiyaning sudralishi** deyiladi (4.16 – rasm).

Kristallda dislokatsiyaning sudralishi odatda: uzoq vaqt davomida yuklama ta'sirida bo'lgan va yuqori haroratgacha qizdirilgan qattiq jismlarda sodir bo'lishi mumkin, chunki bunday sharoitda kristalldagi kiritilgan atomlarning harakatlanuvchanligi yuqori bo'ladi.



4.16 – rasm. Atomlar tugunlararo nuqsonlarni yutish hisobiga dislokatsiyaning sudralishi¹⁷.

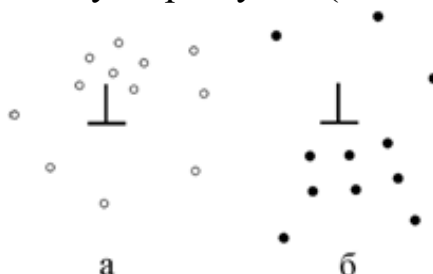
Kristallarning dislokatsion plastikligini ortishi eng avvalo kristalldagi dislokatsiyalarning harakatlanuvchanligi va ularni ko‘paya olishligi bilan baholanadi. Yakka holdagi dislokatsiyaning yuqori soflik darajasiga ega bo‘lgan monokristallda harakatlana olishligi eng avvalo kristallning atomlararo bog‘lanishlar kuchining harakteriga va dislokatsiyani kristall zarrachalari bilan ta’sirlashishiga bog‘liq. Dislokatsiyalarni real kristalllarda harakatlanishi ularning kristalldagi mavjud bo‘lgan boshqa dislokatsiyalar bilan ta’sirlashishi natijasida sezilarli ravishda pasayadi. Dislokatsiyalarni bunday ta’sirlashuvi natijasida ularning harakatlanishi susayishi va hattoki mutlaqo to‘xtashi mumkin. Bundan tashqari kristalldagi qo‘shimcha zarrachalar dislokatsiyani harakatlanishiga to‘sqinlik qiladi.

4.5.3. Dislokatsiyalarning nuqtaviy nuqsonlar bilan ta’sirlashishi va Payerls to‘sig‘i

Haqiqiy kristallarda bir vaqtning o‘zida bir nechta turli xildagi nuqsonlar bo‘lishi mumkin. Kristall panjaradagi tugunlararo atomlar siquvchi kuchlarning markazi bo‘lib xizmat qilsa, vakansiyalar esa cho‘zuvchi kuchlarni hosil qiladi. Bu nuqsonlar bir-biri bilan va dislokatsiyalar bilan qo‘shni bo‘lib, ular orasida bikrlikka ega bo‘lgan ta’sirlashuv maydonini hosil qiladi. Masalan, cho‘zuvchi kuchlar ta’sirida

¹⁷Манба – Калистер У., Ретвич Д. Материаловедение: от технологии к применению (металлы, керамика, полимеры) /Пер с англ.Под ред. Малкина А. Я. – СПб.: Научные основы и технологии, 2011. – 896 с.

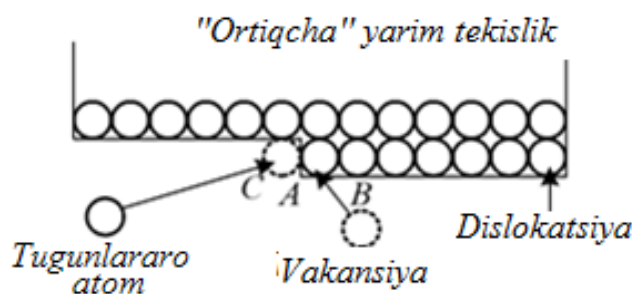
bo'lgan hududlarda tugunlararo atomlar konsentratsiyasi ortib vakansiyalar konsentratsiyasining pasayishi sodir bo'lsa, siquvchi kuchlar ta'sirida bo'lgan hududlarda buning teskarisi – vakansiyalar konsentratsiyasi ortib, tugunlararo atomlar konsentratsiyasi pasayadi (4.17 – rasm).



4.17 – rasm. Chekka dislokatsiya atrofida nuqsonlarning konsentratsiyasi ortishi: a – vakansiya; b – tugunlararo atomlar.

Agar kristallda qo'shimcha begona atomlar bo'lsa, kristalldagi chekka dislokatsiya ular bilan ham ta'sirlashishga o'tadi. Panjaraga qo'shimcha kirgan atom panjaradagi asosiy atomning tugundagi o'rnini yoki tugunlararo joylarini egallaydi. Bunday hollarda har bir qo'shimcha atom kristallda cho'zilish yoki siqilish markazlarini hosil qiladi. Bu esa o'z navbatida begona atomlarni dislokatsiya tomonidan tortilishiga va natijada ularni dislokatsiya atrofida yig'ilishiga olib keladi.

Kristalldagi nuqtaviy nuqsonlar dislokatsiyaga yutilishi mumkin, masalan yakka chekka dislokatsiyaning A nuqtadagi bo'rtig'iga vakansiya yaqinlashsa, unda bo'rtiq V holatga suriladi va vakansiya yo'q bo'lib ketadi. Agar A nuqtaga tugunlararo atom yaqinlashsa, jarayon xuddi shu tartibda bo'rtiq tugunlararo atomni yutgan holda S holatga suriladi (4.18 – rasm).



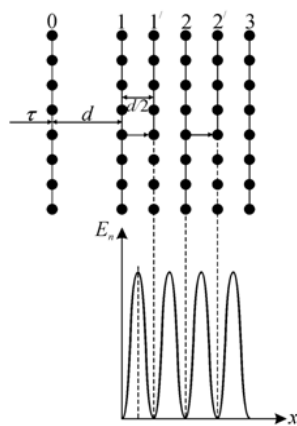
4.18 – rasm. Chekka dislokatsiyaning bo'rtig'iga nuqtaviy nuqsonlarning yutilishi.

Ko‘pchilik qattiq jismlar kristallidagi turli nuqsonlarning bir-biri bilan ta’sirlashuvi nafaqat kuchlar tekisligida, balki elektr maydoni ta’sirlashuvida ham bo‘ladi. Bu holat yarim o‘tkazgichlar va dielektrlarning ionli kristallarida yaqqol namoyon bo‘ladi. Dislokatsiya hududlarida bog‘lanishlarning hosil bo‘lishi akseptrlar kabi harakat qiladi, n – turdagi yarim o‘tkazgichlar o‘tkazuvchanlikka ega bo‘lgan elektronlarni egallab olish orqali dislokatsiya va musbat ionlar orasida kulon ta’sirlashuv kuchining tabiatiga o‘xshash bo‘lgan tortishuvga o‘tadi. Bunda elektr ta’sirlashuvning eng maksimal qiymatini quyidagi ifoda orqali topish mumkin:

$$E_{эл} \approx \frac{fe^2}{a} . \quad (4.21)$$

bunda f – erkin bog‘lanishlar ulushi; a – bog‘lararo masofa; e – elektron zaryadi. Ko‘pchilik kristallar uchun xona haroratida $E_{el} \approx 0,02 \text{ eV}$.

Dislokatsiyalarning harakatlanishi bilan bog‘liq bo‘lgan qattiq jismlarning yana bir muhim xarakteristikalaridan biri bu Peyerls to‘sig‘i (yoki kuchlanishi)dir. Dislokatsiyaning Byurgers vektori bo‘ylab harakatlanishida unga ta’sir ko‘rsatuvchi kuchlar o‘zgarishini ko‘rib chiqamiz (4.19 – rasm).



4.19 – rasm. Panjarada dislokatsiyaning harakatlanishi va bunda uning potensial energiyasining davriy o‘zgarishi.

Boshlang‘ich holatda qo‘shni tekisliklardan dislokatsiyaga ta’sir ko‘rsatayotgan itarish kuchlari bir xil va simmetrik yo‘nalgan. Dislokatsiya “0” boshlang‘ich holatdan “1” holatga o‘tishida itarish kuchi ortib boradi va maksimal qiymatga erishadi, $d/2$ birlikka harakatlanib (d – atom tekisliklararo masofa), “1” holatga o‘tgach itarish kuchi minimal

qiymatga pasayadi. Jarayon “1ⁱ” holatdan “2” holatga o‘tganda qayta takrorlanaveradi. Shu bilan birga 2 yarim tekislik o‘ng tomonga 2ⁱ suriladi. Bunday o‘zgaruvchan (siklik) o‘zgarishlar dislokatsiyaning butun harakatlanish jarayonida sodir bo‘lib turadi.

Shuning uchun dislokatsiyalar panjara bo‘ylab harakatlanganida doimiy ravishda davriy o‘zgarib turuvchi va dislokatsiyani to‘xtatishga intiladigan bikrlilik kuchi ta’sirida bo‘ladi. Bu esa dislokatsiya harakati ishqalanish natijasida susayishiga o‘xshash holda sodir bo‘ladi. Bunda $E_n = 0$ mos keluvchi holati **potensial relefning uzunligi** deyiladi. Dislokatsiya potensial energiyasining E_n egri chizig‘ini muvozanat holatdan ko‘chishi zarrachalarning bir-biri bilan kimyoviy bog‘lanish turiga va yana bir qator boshqa omillarga bog‘liq. Birinchi yaqinlashishda uni sinusoidal deb qabul qilinadi va quyidagi formula yordamida aniqlanadi:

$$E_n \approx \frac{G}{1-\mu} \exp\left(-\frac{2\pi}{1-\mu} \frac{d}{b}\right) \sin\left(2\pi \frac{x}{a}\right). \quad (4.22)$$

bunda μ – Puanson koefitsiyenti; G – bikrlilik moduli; b – Byurgers vektori moduli; x – boshlang‘ich koordinata; a – dislokatsiya yo‘nalishidagi eng yaqin bo‘lgan atomlararo masofa. E_n – maksimal qiymatiga (amplituda) τ_n – **Payerls to‘sig‘i** deyiladi.

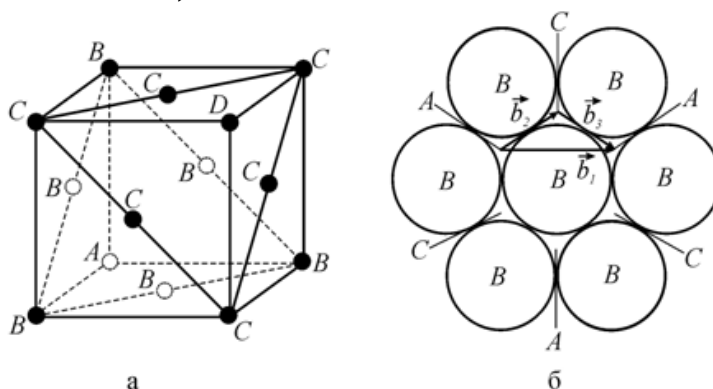
Ko‘p yillik izlanishlar natijasida aniqlandiki, τ_n Payerls to‘sig‘ining qiymati qancha kichik bo‘lsa, dislokatsiya harakatlanishi uchun shuncha kam energiya talab etiladi. Dislokatsiya o‘z sistemasidagi sirpanish tekisligida harakatlanishi uchun uzatilayotgan haqiqiy τ_{xak} – surish kuchining qiymati τ_n – Payerls kuchining qiymatidan katta bo‘lishi zarur.

4.5.4. Zarrachalarning o‘zaro joylashishida hosil bo‘ladigan nuqsonlar

Yuqorida ko‘rib chiqilgan dislokatsiyalar kristall panjara davriga teng bo‘lgan Byurgers vektoriga ega bo‘lib, ularga **butun dislokatsiya** deyiladi. Demak, bundan tashqari yana **chala** (butun bo‘lmagan) **dislokatsiyalar** mavjud bo‘lib, ular kristall panjarada atomlarning bir-biriga nisbatan nuqsonli joylashishi natijasida hosil bo‘ladi. Dislokatsiya chizig‘i bo‘ylab panjaralarning turli tomonlarini bir-biriga mos kelmasligi

aynan chala dislokatsiyani hosil bo'lishiga sabab bo'lib, unga ega bo'lgan hududning yuzasi juda yuqori birkirlik energiyasiga ega bo'lishini talab etadi, shuning uchun kristallarda bunday nuqsonlar juda kam hollarda hosil bo'ladi. Ammo zich joylashgan strukturada bunday nuqsonlar ko'p uchraydi.

Yoqlari markazlashgan kub (YMK) va geksogonal zich (GZ) joylashgan strukturalarda jips joylashgan atomlar tekisliklarini bir-biriga ustma-ust joylashgan deb faraz qilsa bo'ladi. YMK – struktura tuzilishini ko'rib chiqamiz (4.20 – rasm).

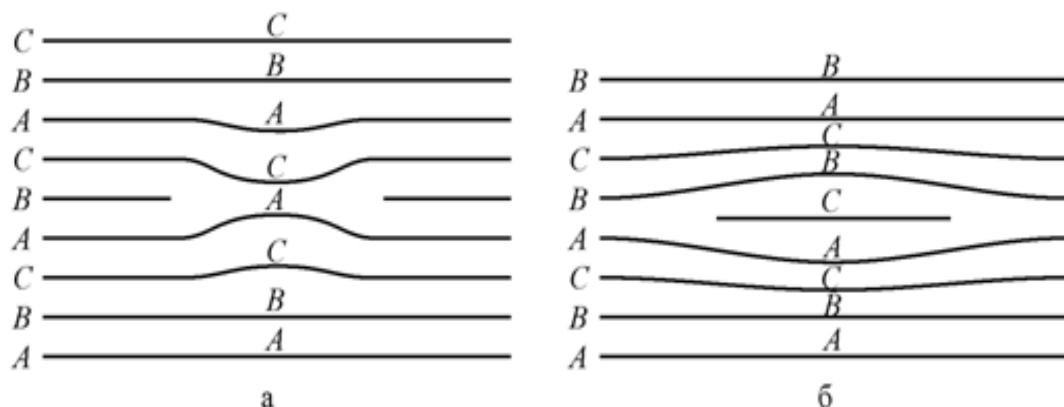


4.20 – rasm. Yoqlari markazlashgan kub kristall panjara: a – modeli; b – yacheykaning (111) indeksli tekisligida atomlarning joylashishi.

Aytaylik, atomlar qatori Z – o'qi bo'yicha koordinata boshidan $ABCD$ belgili qatlamlarga joylashgan bo'lsin, bunda (111) indeksli tekisliklardan biriga to'g'ri keladigan proyeksiyasida D tekislikdagi atom A tekislikdagi atom bilan ustma-ust to'g'ri keladi, shuning uchun bu sistemani $ABCABC....$ deb qarash mumkin. GZ – sistema uchun bu joylashish $ABABABA...tartibda$ davom etadi (4.19 – rasm, b). Agar ustki qatlamini qandaydir AA_1 masofaga siljitsak, unda keyingi qatlam atomlari yana A bo'shliq markazigi tushadi. Bunday siljish $\vec{b}_1$ - Byurgers vektoriga ega bo'lgan to'liq dislokatsiyaga mos keladi. Agar ustki tekislikni pastki tekislikka nisbatan chala Byurgers $\vec{b}_2$ yoki $\vec{b}_3$ - vektorlariga siljitsak, unda A – bo'shliq markazidan C – bo'shliq markaziga yoki C dan A ga o'tadi. Buning natijasida jips joylashgan atom qatorlarning Z – o'qi bo'yicha ketma-ket joylashish tartibi buziladi $ABCABABCABC...$ yoki $ABCACABCABC...$ bo'lishiga olib keladi. Shunday qilib, YMK

strukturada bitta yupqa qatlam hosil bo'lib, unga **joylashishdagi nuqson deyiladi**. Bu nuqsonlarning chekkasi chala dislokatsiyalarni shakllantiradi.

Bundan tashqari, yana bir qator chala dislokatsiyalar bo'lib, ularning Byurgers vektori nuqsonli joylashish tekisligida yotmaydi. Bunday chala dislokatsiyalardan biri bu vakansiyalar to'planishida yoki tugunlararo begona atomlarning yig'ilib qolishida hosil bo'lgan dislokatsiyadir (4.21 - rasm).

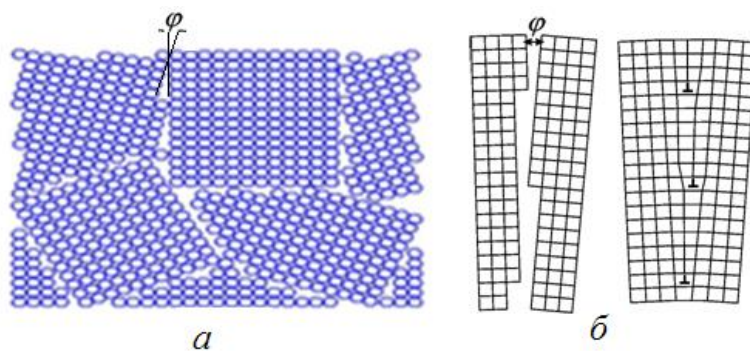


4.21 – rasm. Atom qatorlarda chala dislokatsiyalar turi: a – Frankning vakansiyali egarsimon chala dislokatsiyasi; b – tugunlararo nuqsonlar.

4.5.5. Donalararo chegaralar

Polikristallar juda ko'p sonli monokristallchalardan tashkil topgan bo'lib, ularga **kristallning donachalari** yoki donalari deyiladi. Donachalarning bir-biri bilan tutashgan yuzasi **donalararo chegara** hisoblanadi. Donalararo chegara kesib o'tilganda donalardagi atomlarning boshqa donalarda joylashgan tartibiga nisbatan oriyentatsiyasi o'zgaradi.

Donalar bir-biriga nisbatan katta yoki kichik qiymatli φ – oriyentatsiya burchak ostida joylashishi mumkin (4.22 – rasm).



4.22 – rasm. Polikristalllarda donalarning joylashish oriyentatsiyasi: a – katta va b – kichik oriyentatsion burchak.

Agar kristall panjaraning qo'shni donachalari orasidagi φ – oriyentatsiya burchagi unchalik katta (5...10 gradus) bo'lmasa, unday chegaraga kichik burchakli yoki **subchegara** deyiladi. Shu chegara bilan qamrab olingan donacha **subdonacha** deyiladi. Bunday chegaralar polikristallardagi donachalar o'rtasida hamda monokristallarda bo'lishi mumkin.

Oriyentatsiya burchagi chekka dislokatsiyaning $\vec{b}_1$ - Byurgers vektor moduli va ular orasidagi D – oraliq masofa bilan quyidagicha bog'langan:

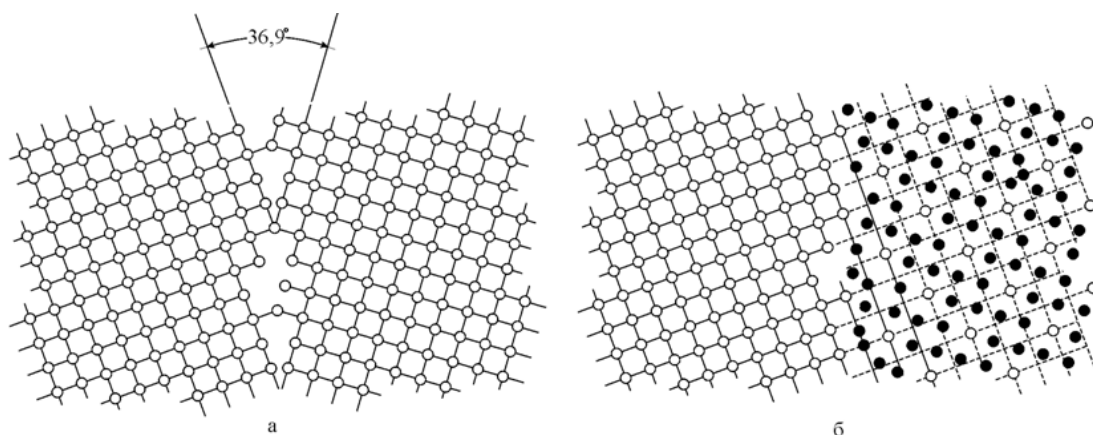
$$\operatorname{tg} \varphi \approx \varphi = \frac{b}{D} . \quad (4.23)$$

bunda φ – oriyentatsiya burchagi;

b – Byurgers vektori;

D – chegara bilan dislokatsiya orasidagi masofa.

Agar donalar o'rtasidagi φ – oriyentatsiya burchagi 10 gradusdan katta bo'lsa, unga **katta burchakli chegara** deyiladi (4.23 – rasm.). Monokristallarda bunday katta burchakli chegaralar bo'lmaydi.



4.23 – rasm. Kristall donalari orasidagi katta φ – oriyentatsiya burchakli chegaralar: a – kvadrat shakldagi panjarali donalararo chegara (36.9°); b – shu chegaradan kesib o'tgan tartib (qora rangli nuqtalar).

Zamonaviy tasavvurga ko'ra, katta burchakli chegaralar o'ziga xos kristallik tuzilishga ega bo'lib, u donadagi atomlarning joylashish tartibidan farq qiladi. Bunda chegara bo'ylab joylashgan atomlarning joylashish strukturasi aynan oriyentatsiya burchagining qiymatiga bog'liq deb qaraladi. Bunga Shvindelman tomonidan katta φ – oriyentatsiya burchagiga ega bo'lgan chegaralarning xossalari kichik burchakli chegaralarning xossalari bilan bir xil emasligi (harakatlanuvchanligi,

energiyasi, diffuziya tezligi va yana boshqa xossalari) bo'yicha aniqlangan ma'lumotlar dalil sifatida qabul qilingan. Olimlarning fikriga ko'ra, katta φ – oriyentatsiya burchagiga ega chegaralarda joylashgan ba'zi atomlar ikkala donachaga ta'sir qiluvchi energetik hududlarda joylashadi. Kristall panjarada bunday atomlarning joylashishi 4.23 – rasmda, b qora va oq nuqtalar bilan belgilangan. Bunday donalararo chegaralar **maxsus chegaralar** deyiladi, qolgan turlarga **tasodifiy chegaralar** deyiladi.

Donalararo chegaralar qattiq jismning elektr o'tkazuvchanligi, optik va mexanik xossalariga sezilarli ravishda ta'sir ko'rsatadi.

4.6. Dislokatsiyaning qattiq jism xossalariga ta'siri va uni tadqiq qilish usullari

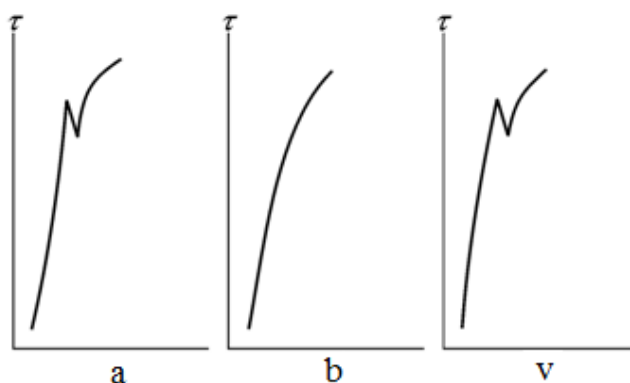
Eng avvalo dislokatsiya qattiq jismning maxanik (elastiklik, plastiklik, mustahkamlik, ichki ishqalanish) xossasiga katta ta'sir ko'rsatadi. Bikrlikka ega bo'lgan dislokatsiya maydoni o'z o'qi atrofida qo'shimcha atomlarning yuqori konsentratsiyasini vujudga keltirishi va shu orqali o'zida nuqtaviy nuqsonlarni dislokatsiya chizig'i atrofida notekis tarqalishiga ega bo'lgan Kottrel nomli muxitni hosil qiladi.

Dislokatsiya chizig'i atrofida Kottrel muxiti hosil bo'lishi natijasida dislokatsiya o'rnida qo'zg'almas bo'lib qoladi va uni qo'shimcha atomlardan uzilib harakatga kelishi uchun ko'proq mexanik kuchlanish zarur bo'ladi.

Chekka dislokatsiya chizig'ining atrofida hosil bo'lgan qo'shimcha atomlardan tashkil topgan muxit dislokatsiyaga qoziq kabi ta'sir ko'rsatib, uni ko'zg'almas holatda ushlab turadi. Surish kuchining kichik qiymatlarida dislokatsiya uni o'rab turgan qo'shimcha atomlar muxiti bilan birga juda sekin harakatlanadi. Surish kuchining yetarlicha katta qiymatlarida dislokatsiya Kottrel muxitidan ajralib chiqishi va katta tezlik bilan harakatlanishi mumkin. Bu hodisa tarkibida juda kam $10^{-3} \dots 10^{-1} \%$ atom miqdorda qo'shimchalarga ega bo'lgan metal va qotishmalarni (masalan, temirdagi qo'shimcha uglerod yoki azot atomlari va boshqalar) plastik deformatsiyalanish jarayonida deformatsion diagrammada kuzatiladigan oquvchanlikning "arrasimon" chizig'i hosil bo'lishini tushuntira oladi. 4.24 – rasmda namunalarga yuklama ortishidagi kuchlanishga bog'liq holda deformatsiyaning o'zgarishi keltirilgan.

Yuklama ortishi bilan namuna oldin asta sekinlik bilan elastik deformatsiyalanadi, keyinchalik **“arra”** tishlarini eslatuvchi sakrashlar vujudga keladi (4.24, *a* – rasm). Undan so‘ng namunaning plastik deformatsiyalanishi biroz kichikroq kuchlar ta‘sirida sodir bo‘la boshlaydi, bu holat asta sekinlik bilan namuna mustahkamligini ortishi hisobiga sodir bo‘ladi. Namuna sinov natijasida uzilgandan keyin yana darhol qayta sinov o‘tkazilsa, oquvchanlik tishlari hosil bo‘lmaydi (4.24, *b* – rasm). Bu shuni bildiradiki, chekka dislokatsiya chizig‘i qisqa vaqt davomida o‘z atrofida **“Kottrel”** muxitini hosil qilishga ulgurmaydi, shuning uchun unda dislokatsiya osongina harakatlanadi. Agar namuna sinovdan keyin uzoq muddat yuqori haroratda qizdirib, sovutilgandan keyin yana sinov o‘tkazilsa, unda namunaning deformatsion diagrammasida yana oquvchanlik hududida **“arra”** tishlarini hosil qiladi (4.24, *v* – rasm).

Dislokatsiyaning mavjudligi va uning harakatlanishi bilan bog‘liq bo‘lgan qattiq jismlarda kuzatiladigan asosiy hodisalar kristall qattiq jismlarni plastik deformatsiya yoki termik bo‘shatish kabi jarayonlardan keyin mustahkamligini ortishi yoki kamayishini kuzatilishidir. Qattiq jismlarga ta‘sir qilayotgan tashqi kuchlar dislokatsiyalarni harakatlantiradi va natijada ma‘lum miqdorda ish bajariladi. Bu ishning bir qismi dislokatsiya energiyasining ortishiga sarflansa, yana bir qismi issiqlik shaklida kristall tanaga singadi, uchinchi qismi esa plastik deformatsiyalangan hududlarda strukturaviy nuqsonlar hosil bo‘lishiga va shu bilan birga ularning ichki energiyasini ortishiga sarflanadi.



4.24 – rasm. Deformatsion diagrammada oquvchanlik «tishlarini» hosil bo‘lishi: *a* – boshlang‘ich sinovda hosil bo‘lgan oquvchanlik «tishi», *b* – darhol qayta sinovdan keyingi holati, *v* – sinovdan keyin qayta qizdirib sinalgandagi holat.

Ichki energiyaning ortishi, dislokatsiya zichligini va nuqtaviy nuqsonlar konsentratsiyasini ortishi va shunga o'xshash yana bir qator omillar oqibatida plastik deformatsiyalangan hududdagi kristall panjara geometriyasining buzilishi yoki shakli o'zgarishi bilan bog'liq. Plastik deformatsiyalangan hududdagi kristall panjaraning geometrik shakli buzilishiga, texnik ibora yordamida **“pachoqlanish”** deyiladi. Kristall panjaraning pachoqlangan hududlari yana qayta plastik deformatsiyalanishga kuchli qarshilik ko'rsatadi va o'zida mo'rtlikni hosil qiladi. Pachoqlanish, kristall qattiq jismni sovuq holda deformatsiyalash natijasida, ya'ni atomlarning o'z-o'zidan diffuziyalanishi va umumiy diffuziya hamda ichki kuchlardan bo'shalish tezligi juda kam hollarda sodir bo'ladi.

Elektron mikroskop yordamida qattiq jismlar ustida tadqiqot olib borishning yana bir usuli skanerlash elektron mikroskopi yordamida amalga oshiriladi. Unga **skanerlash elektron mikroskopiya** deyiladi. Bu usul qattiq jismlar yuzasi va yuza oldi hududlarida elektronlarni sochilishiga asoslangan bo'lib, uning yordamida qattiq jismlarning yuza qatlamidagi va yuza qatlamiga nisbatan 0,5 mikrometrdan ortiq bo'lmagan chuqurlikda joylashgan nuqsonlarni kuzatish va aniqlash mumkin. Yuqorida keltirilgan tadqiqotlarda qo'llaniladigan elektron mikroskoplarning umumiy tuzilishi 4.25 – rasmda keltirilgan.



a



b

2.25 – rasm. Elektron mikroskoplarning umumiy tuzilishi: a – yorituvchi va b – skanerlovchi elektron mikroskop.

Bob bo'yicha mustaqil shug'ullanish uchun savollar

- 4.1. Qanday qattiq jismlarga kristall qattiq jismlar deyiladi?
- 4.2. Kristall qattiq jismlar nokristall qattiq jismlardan qanday farq qiladi?
- 4.3. Kristallarda qanday nuqsonlar bo'lishi mumkin?
- 4.4. Kristalldagi nuqsonlar bir-biridan qanday farq qiladi?
- 4.5. Qattiq jism kristallidagi nuqsonlar uning mexanik xossasiga ta'sir ko'rsatadimi?
- 4.6. Chiziqli nuqsolar qanday xususiyatlarga ega?
- 4.7. Agar misning erish harorati $1084\text{ }^{\circ}\text{C}$ bo'lsa, undagi atomlarning holati uchun vakansiyalar ulushini hisoblang. Vakansiyalar hosil bo'lishidagi o'rtacha energiya miqdori $0,09\text{ eV/atom}$.
- 4.8. Ba'zi (MO kimyoviy formulaga ega bo'lgan) oksidli keramik qattiq jismlar uchun Shottke nuqsoni hosil bo'lishi bilan bog'liq ma'lumotlardan foydalangan holda quyidagi kattaliklarni aniqlang: a) nuqsonlarning hosil bo'lish energiyasini, eV; b) $1000\text{ }^{\circ}\text{C}$ harorat uchun 1 m^3 hajmdagi Shottke nuqsonlarining o'rtacha muvozanatdagi miqdorini; v) metalning oksid turini va strukturaviy formulasini keltiring.

5 BOB. QATTIQ JISMLARDA DIFFUZIYA HODISASI

5.1. Diffuziya hodisasi bo'yicha asosiy tushunchalar

Metallarga qayta ishlov berish uchun qo'llaniladigan ko'pgina texnologik jarayonlar va kimyoviy reaksiyalar, qattiq jism, gaz yoki suyuqlikni tashkil etuvchi zarrachalarning aniq miqdorini boshqa qattiq jism, gaz yoki suyuqlik ichiga ko'chirib o'tkazishga asoslangan. Bir muhit zarrachalarining ikkinchi muhitga ko'chib o'tish jarayoni **diffuziya hodisasi** yoki qisqacha **diffuziya** deyiladi. Jarayonda qatnashayotgan zarrachalar atom yoki ionlardan tashkil topgani uchun odatda bu jarayon juda kichik darajali hajmiy o'lchamlarda sodir bo'ladi.

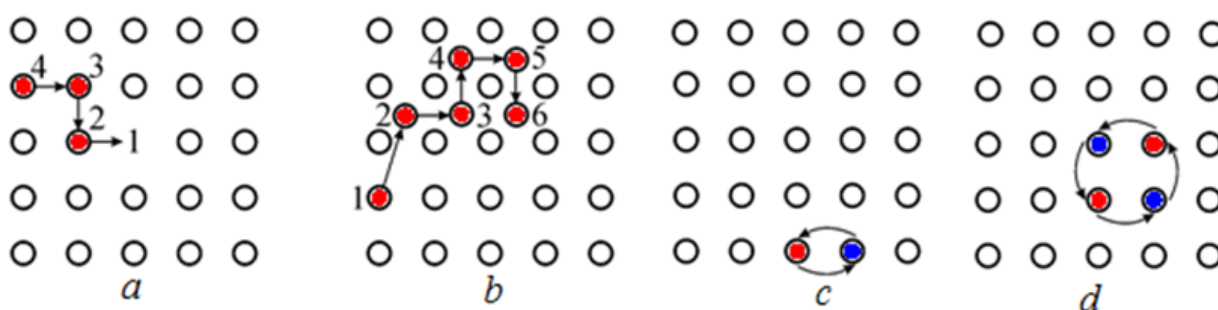
Diffuziya asta sekinlik bilan amalga oshadigan jarayon bo'lib, bunda zarracha (atom, ion) qattiq jismning kristall panjarasi bo'ylab kristall panjaraning o'lchov birligi bo'yicha bir hududdan ikkinchi hududga «qadamma-qadam» (qatorga) bir necha angstrom o'lchamga harakatlanadi. Bunda atom bir joydan ikkinchi joyga ko'chishi sakrash orqali amalga oshadi va shu elementar sakrashlarning yig'indisi atomni kristall panjara bo'ylab uzoq masofaga ko'chishini ta'minlaydi.

Endi diffuziya jarayonida alohida atomning sakrash mexanizmini tushunib olishga harakat qilamiz. Diffuziya jarayonida atomlar kristall panjara bo'ylab bir nechta usulda: vakansiyalarni harakatlanishi, tugunlararo atomlarning harakatlanishi yoki tugunlararo atomlar bilan o'rin almashinishi usulida harakatlanishi mumkin (5.1 – rasm). Bunda asosiy vazifa belgilangan haroratda va sistemada atomlarning har bir harakat mexanizmining umumiy diffuziyaga qo'shgan ulushini baholashdan iborat bo'ladi.

Agar diffuziya jarayonida kristalda mavjud bo'lgan vakansiyalar diffuziyalanayotgan atomlar bilan yoki shu kristall panjaradagi qo'shni atomlar bilan o'rin almasha, bunday diffuziya mexanizmiga **vakansiyalarning harakatlanishi** hisobiga sodir bo'layotgan diffuziya deyiladi. Diffuziya jarayonida vakansiyaning ketma-ket kristall panjara bo'ylab harakatlanish sxemasi 5.1, *a* – rasmda keltirilgan. Bu jarayonni qattiq jismda sodir bo'lishi uchun eng avvalo kristall panjarada vakansiya hosil bo'lishi va shu vakansiya kristall panjara bo'ylab ketma-ket tartibda harakatlanishi zarur. Tugunlararo atomlarning diffuzion harakatlanishi ham

ikki bosqichda amalga oshadi. Oldin panjara tugunida joylashgan atom birdaniga panjaraning tugunlari orasiga sakraydi, keyin uni navbatdagi tugunlararo sakrashi kuzatiladi. Kristall panjarada atomni tugunlararo sakrash hisobiga diffuziyalanishi 5.1, *b* – rasmda keltirilgan.

Kristall panjarani tashkil etgan atomlarga nisbatan kichik oʻlchamli atomning kristall panjaraning tugunlariaro diffuziyalanish tezligi uning kristall panjara tugunlarida harakatlanishi uchun zarur boʻlgan energiya miqdoriga bogʻliq. Diffuziyalanadigan atomning oʻlchami asosiy atom oʻlchamidan kichik boʻlgan hollarda diffuziya sodir boʻlishi 5.2, *a* – rasmda keltirilgan.



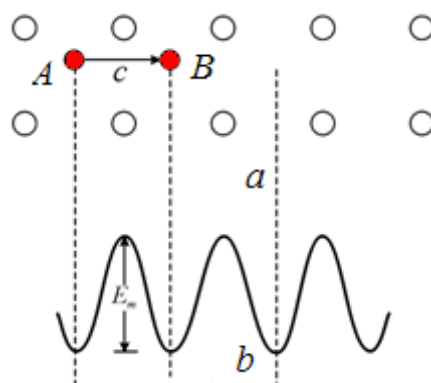
5.1 – rasm. Atomlarning qattiq jism kristall panjarasida diffuziyalanishiga olib keluvchi harakatlanish mexanizmlari: *a* – vakansiyalarning harakatlanishi; *b* – tugunlararo atomlarning harakatlanishi; *c* – atomlarni oʻrin almashishi; *d* – atomlarni halqa boʻylab oʻrin almashishi.

Diffuziya jarayonida atom ketma-ket sodir boʻlayotgan sakrashni amalga oshirar ekan, atom kristall panjaradagi oʻziga maqbul boʻlgan (5.2, *a* – rasmda) *A* va *B* joylarni egallaydi. Bunda u muvozanat holatiga oʻtib oladi va potensial energiyasi minimum qiymatga pasayadi. Bundan tashqari, simmetriya shartiga koʻra, atom *A* – joydan *c* – nuqtadagi (muvozanat nuqtalariaro) noturgʻun joyga oʻtganda potensial energiyasi maksimum qiymatga erishadi. Diffuziya jarayonida atomlarning egallagan joyiga bogʻliq holda potensial energiyasining oʻzgarishi 5.2, *b* – rasmda keltirilgan.

Atomning *A* – nuqtadan *c* – oraliqqa koʻchib oʻtishida E_m – kristall

energiyasining ortishi diffuziyalanayotgan atomning panjara tugunlari orasidagi nisbatan kichik oʻlchamli tirqichdan (toʻsiqlardan) oʻtib olishi uchun zarur boʻlgan birklik kuchlanishini hosil boʻlishi bilan bogʻliq.

Ko'pchilik qotishmalar uchun E_m – qiymati o'rtacha 1 eV ni tashkil etadi. Chunki nisbatan o'rta haroratlarda atomning issiqlik energiyasi 0,1 eV qiymatdan ortiq bo'lmaydi, shuning uchun atomni tugunlararo tirqichdan o'tib olishi uchun unga biroz kattaroq "fluktuatsiya" (tebranishlar) miqdoridagi energiya talab qilinadi. Atom energiyasining asosiy vaqt miqdori uni tugunlararo to'siqdan o'tishiga kamlik qiladi. Ammo ba'zi hollarda fluktuatsiya atom energiyasini E_m – qiymatgacha oshirish imkonini beradi va buning natijasida atom kristall panjara tugunidagi tirqichlardan o'tib oladi.



5.2 – rasm. Tugunlararo diffuziya: a – diffuziyani sodir bo'lish sxemasi; b – diffuziyalanish jarayonida atom egallagan joyiga bog'liq holda potensial energiyasining o'zgarishi.

Atomning tirqichlardan o'tib olish uchun zarur bo'lgan oraliq energiyasi qiymati $\exp\left(-\frac{E_m}{k_B T}\right)$ ga proporsional. Shuning uchun atomning panjara tugunlarini qo'shni tirqichlaridan sakrab o'tish davri qiymati $v \exp\left(-\frac{E_m}{k_B T}\right)$ ga mos keladi. Agar atom diffuziya jarayonida Z – sondagi muvozanatli joylarga tirqichlararo sakrab o'tishini inobatga oladigan bo'lsak, unda atomning boshlang'ich o'rnidan boshlab jarayon davomida umumiy sakrashlar davrini quyidagicha ifodalash mumkin:

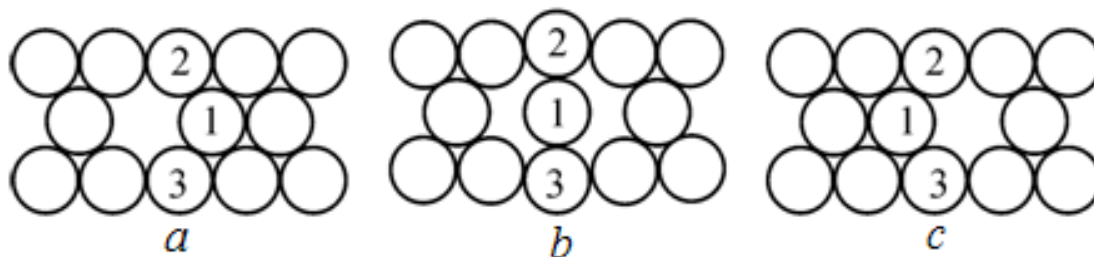
$$f_m = Zv \exp\left(-\frac{E_m}{k_B T}\right), \quad (5.1)$$

bunda v – atomning issiqlikdan tebranish chastotasi, uning o'rtacha qiymati 10^{13} Gts; Z – atomga qo'shni bo'lgan muvozanatli nuqtalar soni.

Hajmi markazlashgan kub kristall strukturalardagi (HMK) tugunlararo diffuziya uchun $Z = 4$, yoqlari markazlashgan kub (YMK) kristall strukturalar uchun esa $Z = 12$ ga teng. Vaholanki, f_m – qiymati haroratga eksponensial bog‘liq ekan, unda sakrashlar chastotasi harorat ortishi bilan keskin ortadi. Misol uchun temir kristall panjarasidagi tugunlararo uglerod atomi diffuziyasida E_m potensial to‘siqning qiymati o‘rtacha 0,9 eV. Shunga mos ravishda xona haroratida uglerod 25 soniya ichida bir marotaba sakrashni amalga oshirishi mumkin, temirning erish haroratiga teng bo‘lgan haroratlarda uglerod 1 soniya davomida $2 \cdot 10^{11}$ marotabagacha sakrashni amalga oshiradi.

Yuqorida keltirilgan diffuziya usullarining barchasida atomning harakatlanishi uchun nazariy aniqlangan energiya miqdori shuni ko‘rsatadiki, sof metallar va almashish qattiq eritmali strukturaga ega bo‘lgan qotishmalarda diffuziya asosan vakansiyalarga diffuziyalanish hisobiga harakatlanadi. Shuning uchun bu jarayon bosqichlarini (5.6 – rasm) ko‘rib chiqish diffuziya jarayonini to‘liq tushunib olish imkonini beradi.

5.3, *a* – rasmda tekislikda zich joylashgan stukturada ko‘rsatilgan 1 – raqamli atom o‘z o‘rnini qo‘shni vakansiya bilan almashinishi va 5.3, *b* – rasmda keltirilgan joyga o‘tishi mumkin. Atomning ikkalasi (*a* va *b*) ham geometrik nuqtai nazardan teng kuchli, shuning uchun energetik nuqtai nazardan ham ekvivalent. 1 – raqamli atom *a* konfiguratsiyadan *b* konfiguratsiyaga o‘tganda raqami 2 - va 3 - bo‘lgan atomlar orasidagi **tirqichidan** o‘tishida 2 - va 3 – raqamli atomlar o‘zlari egallagan o‘rnidan kichik qiymatlarga siljiydi, shuning uchun kristall panjaraning aynan shu hududi yuqori birklik energiyasiga ega bo‘ladi. Aynan shuning uchun 5.3, *b* – rasmda keltirilgan oraliq joylashuv *a* va *c* joylashuvga nisbatan yuqori energetik darajaga ega.



5.3 – rasm. Ikki o‘lchamli zich joylashgan strukturada vakansiya harakati yo‘nalishi

Atomning ν – chastotaga ega bo‘lgan issiqlik tebranishida u soniyasiga ν – marotaba to‘siqqa uriladi. Atomning energiyaga ega bo‘lgan vaqt ulushiga nisbatan bu to‘siqdan o‘tishi $\exp\left(-\frac{E_m}{k_B T}\right)$ ga teng.

Ammo bunda atomga yaqin bo‘lgan vakansiyaning o‘sha joyda juda qisqa vaqt ulushida bo‘lish omilini inobatga olish zarur. Vaqtning bu ulushi ikkinchi eksponenta $\exp\left(-\frac{E_v}{k_B T}\right)$ shaklida inobatga olinadi, bunda E_v – vakansiyalarning hosil bo‘lish energiyasi. Atomning f - sakrash chastotasi shu omillarning ko‘paytmasiga proporsional va darajasi bo‘yicha teng:

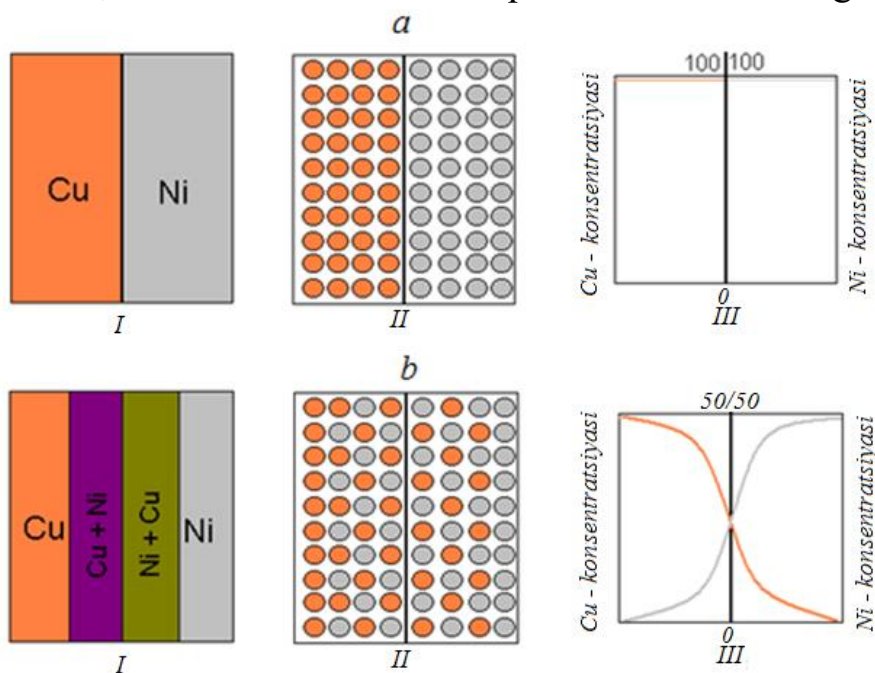
$$f_m = Z\nu \exp\left(-\frac{E_m}{k_B T}\right) \exp\left(-\frac{E_v}{k_B T}\right). \quad (5.2)$$

Atomning kristall panjarada sakrashlar chastotasi haroratga kuchli bog‘liq. Ba’zi mis, kumush, temir va shu kabi metallar uchun ikkala energiya ham bir-biri bilan teng bo‘lib, 1 eV ni tashkil etadi. Shuning uchun bunday metallarda, metal atomi o‘rnini egallagan atomning o‘z-o‘zidan diffuziyalanishida yoki umumiy diffuziyalanishida atomlarning sakrashlar chastotasi begona (o‘lchami kichik bo‘lgan) qo‘shimcha atomlarning tugunlararo diffuziyalanishidagi sakrashlar chastotasiga nisbatan ancha kichik bo‘ladi. Masalan, temir kristall panjarasiga qo‘shimcha bo‘lib kirgan begona uglerod atomi xona haroratida o‘rtacha 25 soniya davomida bir marta sakrashni amalga oshirsa, mis kristall panjarasidagi mis atomi o‘rnini egallagan rux atomi 1000 yil davomida atigi bitta sakrashni amalga oshiradi.

Diffuziya hodisasini yanada yaqinroq tushunib olish uchun bir - biriga tegib turgan ikkita turli qattiq jismlar misolida ko‘rib chiqamiz (mis va nikel). 5.4, *a* – rasmda ishlov berishdan oldin metallarning tutash yuzasi bo‘ylab atomlarning joylashishi keltirilgan bo‘lsa, 5.4, *b* – rasmda shu tutashtirilgan metallarga past haroratli ishlov berilgandan keyingi bir - biriga ko‘chib o‘tgan atomlarning joylashish sxemasi keltirilgan.

Bir - biriga tutashtirilgan juftlik, kisloroddan himoyalangan muxitda (aks holda jarayonda kislorod ham qatnashadi) ularning eng kichik erish haroratidan pastroq haroratda qizdiriladi va shu haroratda ma’lum (soatlab)

vaqt davomida ushlab turiladi, ya'ni texnologik-termik ishlov beriladi. Buning natijasida mis atomlarining (zarrachalarining) bir qismi nikelning ichiga va nikel atomlarining (zarrachalar) bir qismi misning ichiga ko'chib o'tadi. Ishlov berilgandan keyin namunalarning kimyoviy tahlili shuni ko'rsatadiki, metallarning umumiy tutash chegara hududlaridagi – sof mis va nikel o'rniga konsentratsiyasi tutash chegara oralig'iga bog'liq ravishda o'zgaradigan turli oraliq qotishmalar hosil bo'lgan. Bunda: misda mis – nikel qotishmasi, nikelda esa nikel – mis qotishmasi hosil bo'lgan.



5.4 – rasm. Diffuziya hodisasini sxematik tushuntirish, ishlov berishdan oldingi holat:

I – mis va nikel juftligi; *II* – atomlarning joylashishi;

III – juftlikdagi atomlar konsentratsiyasi.

Shunday qilib, texnologik – termik ishlov berish natijasida mis atomlari nikelga, nikelning atomlari misga diffuziyalangan. Agar bir metalning atomlari ikkinchisiga ikkinchi metalning atomlari birinchisiga diffuziyalansa, bu jarayonga **birgalikdagi diffuziya** deyiladi.

Birgalikdagi diffuziya jarayonini makroskopik nuqtai nazardan ma'lum vaqt davomida komponentlar konsentratsiyasining o'zgarishi deb tushuntirish mumkin. Diffuziya jarayoni sof metallarning o'zida ham bo'lib o'tadi, bunda shu metal ichidagi boshqa atomlarga nisbatan aktivligi yuqori bo'lgan atom bir hududdan ikkinchi hududga ko'chadi. Metallarning ichida bo'lib o'tadigan bu jarayonga **o'z-o'zidan diffuziya**

deyiladi. Albatta, o‘z-o‘zidan bo‘lib o‘tadigan diffuziyani moddaning konsentratsiyasi o‘zgarishi orqali aniqlab bo‘lmaydi.

Diffuziya mexanizmi. Moddalarning molekulyar strukturasi nuqtai nazaridan diffuziya jarayoni kristalldagi atomlarning bir hududdan ikkinchi hududga migratsiyalanish jarayonidan farq qiladi. Aslida qattiq jismlarda atomlar doimiy harakatda bo‘ladi va o‘z joyini tez o‘zgartiradi. Bu hodisa amalga oshishi uchun ikki shart bajarilishi kerak:

1) kristalldagi atomga yaqin joylarda bo‘sh atom o‘rinlari (vakansiya) bo‘lishi kerak;

2) atom shu qadar faollashgan bo‘lishi kerakki, uning faollik energiyasi panjarada uni ushlab turgan atomlararo bog‘ni uzishga yetishi kerak.

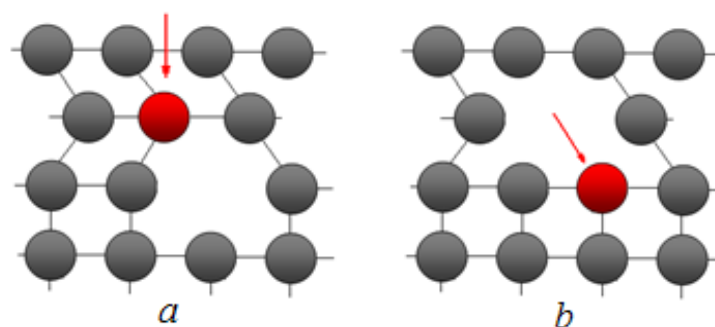
Bundan xulosa shuki, aslida gap atomlarning tebranish energiyasi haqida ketyapti. Haroratning qandaydir qiymatida shunday atomlar miqdori topiladiki, ularning faollik darajasi kristall panjara bo‘ylab diffuziya qilishga imkon tug‘diradi, ya’ni katta tebranma energiyaga ega bo‘ladi. Bu atomlar soni harorat ko‘tarilgan sari ko‘payadi.

Umuman olganda atomlarning turli harakat modeli borligini taxmin qilishimiz mumkin. Ulardan ikkitasi metallar diffuziyasida eng asosiy rol ni bajaradi, bularga vakansiyaga diffuziya va tugunlararo diffuziya kiradi.

Vakansiyalarga diffuziya. Atomlarning o‘z joyini o‘zgartirishdagi ehtimoliy (taxminiy) mexanizmlardan biri – bu panjarada o‘z joyiga ega bo‘lgan atom qo‘shni vakansiyaga (bo‘shliqqa) ko‘chib o‘tishidir. Atomning bunday ko‘chib o‘tish mexanizmi 5.5 – rasmda sxematik ravishda ko‘rsatilgan. Bu mexanizmga mos keluvchi diffuziya ***vakansiyalarga diffuziya*** mexanizmi deyiladi.

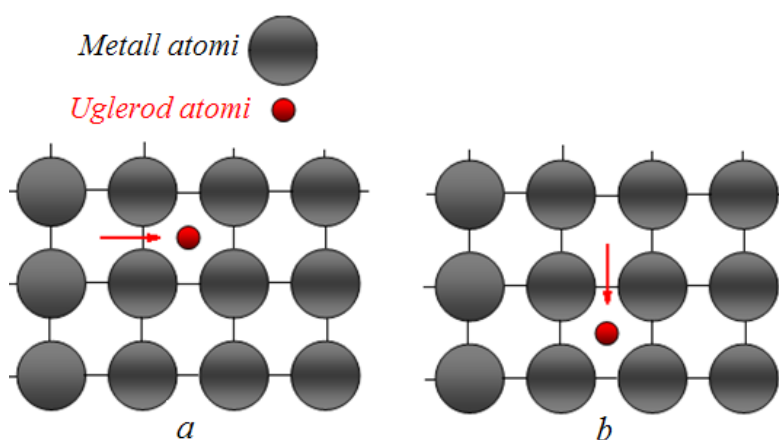
Albatta bu mexanizmni amalga oshirish uchun kristall panjarada vakansiya bo‘lishi zarur va bunday holda diffuziyaning samarasi panjaradagi vakansiyalar soniga bog‘liq bo‘ladi. Kristall panjaradagi vakansiyalar soni esa harorat oshgan sari ortadi. Diffuziyalanayotgan atom va vakansiya o‘rin almashar ekan, ko‘chayotgan atomning bir tomonga yo‘nalishi oqibatida vakansiyaning unga qarama-qarshi yo‘nalishini keltirib chiqaradi. Ko‘rib chiqilayotgan ko‘chish mexanizmi nafaqat vakansiya diffuziyasiga, balki birgalikdagi diffuziya va o‘z-o‘zidan diffuziyaga ham tegishli. Birgalikdagi diffuziyada birinchi qattiq jismdagi

diffuziyalangan atom ikkinchi qattiq jism kristall panjarasidagi o‘rinni egallaydi, ikkinchisining esa birinchi qattiq jism kristall panjaradagi o‘rniga boradi.



5.5 – rasm. Atomning vakansiyaga diffuziya mexanizmining sxematik ko‘rinishi:
a – boshqa qatordan kelgan atom; *b* – shu atomning vakansiyaga o‘tishi.

Tugunlararo diffuziya. Diffuziya mexanizmlaridan yana biri, bu atomlarning bitta tugunlar orasidan ikkinchi xuddi shunday bo‘sh tugunlar orasiga migratsiyasidir. Bunday turdagi diffuziya metallarning kristall panjara ichidagi begona qo‘shimchalar: uglerod, azot va kislorod atomlarining harakatlanishida kuzatiladi. Bu atomlar asosiy metal atomlaridan juda kichik bo‘lgani uchun ular metal atomlar orasiga sig‘adi. Bunda bu atomlar metalning kristall panjarasidagi bo‘sh o‘rinlarga deyarli ko‘chib o‘tmaydi yoki metal atomlari bilan o‘rin almashmaydi. Ko‘rib chiqilayotgan diffuziya mexanizmiga unga mos ravishda **tugunlararo diffuziya** deyiladi. Begona atomlarning tugunlararo diffuziyalanish sxemasi 5.6 – rasmda ko‘rsatilgan.



5.6 – rasm. Tugunlararo diffuziya mexanizmining sxematik ko‘rinishi:
a – gorizontal harakatlanish; *b* – vertikal harakatlanish.

Ko'pchilik metallarda vakansiya diffuziyasiga qaraganda tugunlararo diffuziya ko'p uchraydi, chunki tugunlararo diffuziyalanuvchi atomning o'lchami juda kichik bo'lgani uchun u juda harakatchan bo'ladi. Bundan tashqari, panjarada vakansiyalarga qaraganda bo'sh tugunlar oralig'i juda ko'p. Shuning uchun vakansiya diffuziyasiga qaraganda tugunlararo diffuziya ehtimoli juda katta.

5.2. Atomlarning kristall panjara bo'ylab uzoq masofalarga harakatlanishi

Atomlarning kristall panjara bo'ylab uzoq masofalarga harakatlanishini tushunish uchun ularning butun jarayon davomida sakrashlar statistikasini o'rganib chiqamiz. Buning uchun atom ma'lum sondagi sakrashlarni amalga oshirgandan keyin qancha masofaga siljiganini hisoblaymiz. Bunda barcha sakrashlar qadami bir xil va ularning o'lchami (masofasi) kristall panjara tugunlari orasidagi (atomlararo) masofaga teng hamda bu jarayon juda aniq simmetriya asosida amalga oshadi deb qabul qilamiz. Taxminlarga ko'ra, diffuziya jarayonida atom kristall panjaraning turli yo'nalishlari bo'ylab betartib harakatlanadi. Agar shunday bo'lsa, atomning diffuziya jarayonida sakrashlar natijasida qanday masofaga siljishini oldindan aytish qiyin. Bunday vaziyatda faqat diffuziyada ishtirok etgan ko'p sonli atomlarning siljigandagi umumiy o'rtacha masofasini aniqlash mumkin.

Diffuziya jarayonida atomlarning siljishini yanada soddaroq shaklda aniqlamoqchi bo'lsak, u holda atomlarni faqat bitta yo'nalish (bitta o'q) bo'ylab siljishlarini inobatga olgan qulayroq. Aytaylik, jarayon boshlanishidan oldin atom O nuqtada joylashgan, jarayon boshlanishi bilan atom uzunligi d ga teng bo'lgan sakrashlarni amalga oshiradi, har bir sakrashning yo'nalishi tartibsiz va oldingi sakrashdagi yo'nalishiga bog'liq emas, atomning barcha n – ta sakrashlarining alohidagi algebrik yig'indisi X – oraliq masofaga teng deb qabul qilamiz va quyidagicha ifodalaymiz:

$$X = d_1 + d_2 + d_3 + d_4 + d_5 + \dots + d_n, \quad (5.3)$$

bunda d_1 – birinchi sakrashdagi oraliq masofa; d_2 – ikkinchi sakrashdagi oraliq masofa.

Yuqoridagi (5.3) ifodadan ko'rinib turibdiki, X – oraliq masofa atomning d sakrash uzunligini n songa ko'paytmasiga to'g'ri keladi, shu

bilan birga bu qiymat manfiy yoki musbat ishorali va hatto nolga ham teng bo'lishi mumkin. Aslida bir qator sakrashlardan keyin X ning o'lchov oralig'i $+nd$ dan $-nd$ gacha bo'lgan chegara oralig'ida yotgan bo'lsada, uning o'rtacha qiymati aniq nolga teng. Qiymatning nolga teng bo'lishi (+) musbat yo'nalgan sakrashlarni (-) manfiy yo'nalgan sakrashlar oldida hech qanday ustunligi yo'qligini ko'rsatadi. Ammo shu qatorda boshqa nolga teng bo'lmagan o'rtacha qiymatlar ham mavjud. Masalan, o'rtacha kvadratlar yig'indisi, u atomni boshlang'ich holatidan boshlab bosib o'tgan umumiy oraliq masofasining o'rtacha o'lcham birligi bo'lib xizmat qiladi.

Bunda $\bar{X}^2$ o'rtacha qiymatini hisoblash mumkin (ya'ni n – sakrashni amalga oshirgan juda ko'pchilik atomlar uchun alohida X^2 o'rtacha qiymati). Endi X^2 uchun quyidagi ifodani yozish mumkin:

$$X^2 = (d_1 + d_2 + d_3 + d_4 + d_5 + \dots + d_n)(d_1 + d_2 + d_3 + d_4 + d_5 + \dots + d_n) = d_1^2 + d_2^2 + d_3^2 + \dots + d_n^2 + 2d_1d_2 + 2d_1d_3 + \dots + 2d_1d_n + 2d_2d_3 + \dots + 2d_{n-1}d_n, \quad (5.4)$$

X^2 – o'rtacha qiymati, bu har bir qo'shiluvchining o'rtacha qiymati yig'indisi, ma'lumki har bir d^2 kvadrat had $|d_1| = |d_2| = \dots |d_n| = d$ tenglikdan kelib chiqadi. Barcha $2d_1d_2, \dots, 2d_{n-1}d_n$ ko'paytuvchilar yig'indisi nolga teng, chunki $d_1, d_2, \dots, d_n$ larning har qanday ehtimoliy qiymati manfiy yoki musbat bo'lishi mumkin. Shuning uchun:

$$\bar{X}^2 = d_1^2 + d_2^2 + d_3^2 + \dots + d_n^2, \quad (5.5)$$

Keltirilgan (5.3) ifodani quyidagi shaklda yozish mumkin:

$$\sqrt{\bar{X}^2} = \sqrt{nd^2}, \quad (5.6)$$

Bunda X – qiymatini baholash shuni ko'rsatadiki, uning qiymati sezilarli darajaga yetishi uchun sakrashlar soni juda katta bo'lishi zarur. Sakrashlar sonini n ta sakrashni amalga oshirish uchun zarur bo'lgan t vaqt va f sakrashlar chastotasi ko'paytmasi sifatida $n = ft$ shaklda ifodalash mumkin. Unda keltirilgan (5.6) formula quyidagi shaklga kiradi:

$$\sqrt{\bar{X}^2} = \sqrt{ftd^2}, \quad (5.7)$$

Bunda formuladagi fd^2 – qiymat material xossasiga va haroratiga bog'liq holda shakllanadi va unga **diffuziya koeffitsiyenti** deyiladi. Odatda bir o'lchamli diffuziya koeffitsiyenti quyidagi formula yordamida ifodalanadi:

$$D = \frac{fd^2}{2}, \quad (5.8)$$

(5.7) formulani (5.8) formulaga qo'yish quyidagi ifodani beradi:

$$\sqrt{\overline{X}^2} = \sqrt{2Dt}. \quad (5.9)$$

(5.9) formuladan ko'rinib turibdiki, diffuziyalanayotgan atomning bosib o'tgan masofasining o'rtacha kvadratik qiymati vaqtning kvadrat ildiz ostidagi qiymatiga proporsional ravishda o'zgaradi.

Uch (x , y va z) o'lchamli kristall panjarada atomlar barcha uchta yo'nalish bo'yicha sakrashlarni amalga oshirishi mumkin. Bunday hollarda ham yuqorida keltirilgan tartibga o'xshash boshlang'ich nuqtaga nisbatan istalgan yo'nalish bo'yicha atomning radial siljishlarining o'rtacha kvadratlar yig'indisini hisoblash mumkin:

$$\sqrt{\overline{R}^2} = \sqrt{\overline{X}^2 + \overline{Y}^2 + \overline{Z}^2}, \quad (5.10)$$

va natijada quyidagini hosil qilamiz:

$$\sqrt{\overline{R}^2} = \sqrt{fd^2t}, \quad (5.11)$$

bunda f – atomning kristall panjara bo'ylab o'z joyini o'zgartirish chastotasi. Agar diffuziya jarayoni kub simmetriyasiga ega bo'lgan kristall panjarada sodir bo'layotgan bo'lsa, unda $\overline{X}^2 = \overline{Y}^2 = \overline{Z}^2$. Shuning uchun surilish $\overline{X}^2$ ga teng:

$$\sqrt{\overline{X}^2} = \sqrt{\frac{\overline{R}^2}{3}} = \sqrt{\frac{d^2 ft}{3}}, \quad (5.12)$$

Unda xuddi (5.8) formula kabi uch o'lchamli sistema uchun **diffuziya koeffitsiyenti** quyidagicha aniqlanadi:

$$D = \frac{fd^2}{6}. \quad (5.11)$$

Bu tenglamadagi f – sakrashlar chastotasi (5.8) formuladagi sakrashlar chastotasiga mos kelmaydi.

Diffuziya koeffitsiyenti turli qattiq jismlar uchun belgilangan haroratda keng oraliq chegaralarda o'zgaradi. Bu o'zgarishlar juda kam darajada d – sakrash masofasiga bog'liq bo'lib, asosan f - sakrashlar

chastotasi bilan aniqlanadi. Xona haroratida oddiy metallar hamda Ge va Si elementlari uchun D – diffuziya koeffitsiyenti juda katta qiymatlarda 10^{-20} dan $10^{-50} \text{ m}^2/\text{s}$ gacha oraliqda bo‘lishi mumkin.

D – diffuziya koeffitsiyenti bilan harorat o‘rtasidagi bog‘liqlikni aniqlash uchun (5.2) ifodani qo‘llasak bo‘ladi. Shunda kub kristallar uchun quyidagini olamiz:

$$D = Z \frac{d^2 v}{6} \exp\left(-\frac{E_v + E_m}{k_B T}\right), \quad (5.12)$$

Keltirilgan (5.12) formuladagi eksponenta soni oldida turgan barcha kattaliklarni D_0 deb, $E_v + E_m$ - energiyalar yig‘indisini esa Q – deb belgilab olamiz. Shunda (5.12) tenglama quyidagi shaklga keladi:

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{Q}{k_B T}\right). \quad (5.13)$$

Keltirilgan ifodadagi D_0 – **chastota omili** deb ataladi, Q – esa diffuziyani faollashtiruvchi **energiya miqdori** deyiladi.

Olingan (5.13) tenglamadan ko‘rinadiki, D – diffuziya koeffitsiyenti asosan haroratga eksponensial bog‘liq (agar diffuziyani boshqa mexanizmlari inobatga olinmasa). O‘tkazilgan juda ko‘p sinovlar natijasida ma’lum bo‘ldiki, haqiqatdan ham ko‘pchilik qattiq jismlar uchun shunday haroratga bog‘liqlik mavjud. Bundan tashqari, (5.13) tenglamadan ko‘rinadiki D_0 – koeffitsiyent haroratga bog‘liq bo‘lmagan doimiy o‘zgarmas kattalik. Uning qiymati $D_0 = 10^{-5}$ dan $10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ oralig‘ida bo‘ladi.

Haqiqatdan ham, o‘tkazilgan ko‘p sonli sinov natijalariga ko‘ra D_0 – koeffitsiyent haroratga deyarli bog‘liq emasligi aniqlangan. Ammo ba’zi metal, qotishma va yarim o‘tkazgichlar ustida olib borilgan tajribalar natijalari D_0 koeffitsiyent $10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ qiymatdan kattaroq ekanini ko‘rsatgan.

Qo‘llanish uchun juda muxim bo‘lgan ko‘pchilik metallarda diffuziyani faollashtirish energiya qiymati har bir atom uchun 1...4 eV oralig‘ida bo‘ladi. Taxminan Q – energiyaning teng yarmi E_v – vakansiyaning hosil qilishga sarflansa, ikkinchi yarmi to‘siqning E_v – balandlik potensialiga sarflanadi. Ba’zi metal qattiq jismlar uchun D_0 va Q qiymatlar 5.1 – jadvalda keltirilgan.

**Ba'zi metallarni metallarga va metallarni qotishmalarga diffuziyasi
uchuni D_0 va Q qiymatlari**

№	Metallar	$D_0, \text{m}^2/\text{s}$	Q, eV	№	Metallar	$D_0, \text{m}^2/\text{s}$	Q, eV
1	Ge ga Ge	$7,8 \cdot 10^{-4}$	3,0	12	Th ga W	$1,0 \cdot 10^{-4}$	5,4
2	As ga Ge	$6,0 \cdot 10^{-4}$	2,5	13	Fe ga Fe (HMK)	$1,0 \cdot 10^{-2}$	3,0
3	Sb ga Ge	$1,2 \cdot 10^{-3}$	2,5	14	C v Fe (HMK)	$2,0 \cdot 10^{-5}$	0,9
4	P ga Ge	$2,0 \cdot 10^{-4}$	2,5	15	Cu ga Cu	$2,0 \cdot 10^{-5}$	2,05
5	Zn ga Ge	$4,0 \cdot 10^{-5}$	2,5	16	Zn ga Cu	$3,4 \cdot 10^{-5}$	1,98
6	In ga Ge	$6,0 \cdot 10^{-6}$	2,5	17	Cu ni 30% Zn latunga	$3,4 \cdot 10^{-5}$	1,82
7	Ga ga Ge	$5,0 \cdot 10^{-6}$	2,5	18	Zn ni 30% Zn latunga	$7,3 \cdot 10^{-5}$	1,77
8	B ga Ge	$4,0 \cdot 10^{-4}$	4,5	19	Ta ga Ta	$2,0 \cdot 10^{-4}$	4,78
9	Li ga Ge	$2,5 \cdot 10^{-7}$	0,5	20	Nb ga Nb	$1,3 \cdot 10^{-4}$	4,13
10	Li ga Si	$2,3 \cdot 10^{-7}$	0,65	21	Fe ga Nb	$1,5 \cdot 10^{-4}$	3,38
11	Cu ga Al	$2,3 \cdot 10^{-4}$	1,45	22	Co ga Nb	$0,7 \cdot 10^{-4}$	3,06

5.3. Diffuziya uchun Fik qonunlari

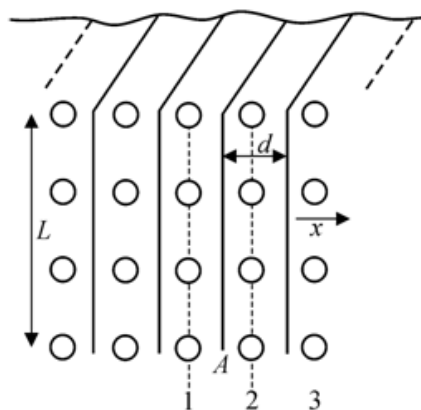
Kristall panjaraning ma'lum tekisligidan o'tayotgan ko'p sonli atomlarning diffuziya tezligini aniqlaymiz. Atomlarning harakatlanadigan muxiti sifatida kub kristall panjarani tanlaymiz (5.7 – rasm). Bu muxitda ikkita 1 va 2 – raqamli qo'shni atomlar tekisligini belgilaymiz.

Fik qonunlarini tushunib olish uchun 5.7 – rasmda keltirilgan kristall juda yupqa tekisliklar qatlamidan tashkil topgan (ular rasmda 1, 2 va 3 – raqamlari bilan ko'rsatilgan) bo'lib, har bir tekislikning yuzasi L^2 va qalinligi d ga teng deb faraz qilamiz. Bunda har bir qatlamdan biror miqdorda qo'shimcha begona (mishyak atomining germaniyga diffuziylanishi) atomlar o'tsin, masalan N_1 – dona atom 1 – qatlamga va N_2 – dona atom 2 – qatlamga o'tsin.

Diffuziya jarayonida atomlar A tekislikdan ikki yo'nalishga harakatlanmoqda. Ma'lum sharoit yaratilgandan keyin sharoitga bog'liq ravishda atomlarning oqimi faqat bir tomonga harakatlana boshlaydi, aynan shu oqimning miqdorini aniqlash zarur.

Buning uchun ikkita har bir qatlamdagi C_1 – , C_2 – atomlarning hajmiy konsentratsiyasi tushunchasini kiritamiz. Shunda bu konsentratsiyalarni

$C_1 = \frac{N_1}{L^2 d}$ va $C_2 = \frac{N_2}{L^2 d}$ ko‘rinishda ifodalasa bo‘ladi, bunda $L^2 d$ – qatlam hajmi. Har bir qo‘shimcha begona atom $1/f$ soniyada o‘rtacha bitta sakrashni amalga oshiradi. Aytaylik, atomlar tekislikning ikkala o‘ng yoki chap yo‘nalishi bo‘ylab teng sakrash ehtimoliga ega.



5.7 – rasm. Atomlarni kub kristall panjarada diffuziyasining geometrik sxemasi.

Agar 2 – qatlamda turgan har bir qo‘shimcha begona atom bitta sakrashni amalga oshirsa, unda u 1 – yoki 3 – qatlamga o‘tadi. Agar har bir qo‘shimcha begona atomlar bitta sakrashni amalga oshirsa, unda 1 – qatlamdagi N_1 – son miqdoridagi atomlarning yarmi bitta tomonga harakatlanadi. Agar shunday bo‘ladigan bo‘lsa, $1/f$ ga teng bo‘lgan vaqt oralig‘ida A tekislikning chap tomonida joylashgan 1 – qatlamni $\frac{1}{2}N_1$ ta va o‘ng tomonida joylashgan 2 – qatlamni $\frac{1}{2}N_2$ ta atom kesib o‘tadi. Shunda 1 soniya davomida A – tekislikdan oqib o‘tadigan qo‘shimcha begona atomlarning umumiy sonini quyidagicha ifodalasa bo‘ladi:

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{f}{2}(N_1 - N_2) = -\frac{f}{2}L^2 d(C_2 - C_1) \quad (5.14)$$

bunda dN – chap va o‘ng tomonga harakatlangan atomlarning soni, chap tomondan o‘ng tomonga harakatlangani uchun $C_1 > C_2$.

Bunda qo‘shimcha begona atomlarning C_1 va C_2 konsentratsiyalarini bir-biri bilan konsentratsiya $\frac{dC}{dx}$ – gradiyenti orqali bog‘lash mumkin. Shunda

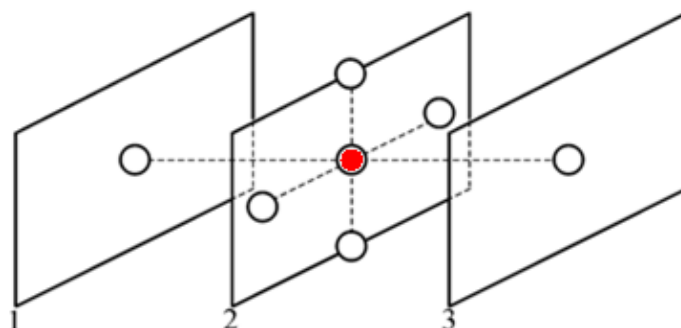
$$C_2 - C_1 = \frac{dC}{dx} d$$

natijada, $\frac{dN}{dt} = -\frac{f}{2} L^2 d^2 \frac{dC}{dx}$ yoki $\frac{1}{L^2} \frac{dN}{dt} = -\frac{d^2}{2} \frac{dC}{dx}$.

Bunda yana $\frac{fd^2}{2} = D$ ni qo'llasak, unda quyidagi ifodaga kelimiz:

$$\frac{1}{L^2} \frac{dN}{dt} = -D \frac{dC}{dx} \quad (5.15)$$

Keltirilgan (5.14) tenglamaning chap tomoni A – tekislikning ko'ndalang kesim yuzasidan soniya davomida oqib o'tgan atomlarning natijaviy sonini ifodalaydi. Unga **diffuziya oqimi zichligi** deyiladi. Bunda keltirilgan D – xuddi yuqorida (5.8) keltirilgan bir o'lchamli diffuziyadagi qiymatiga teng.



5.8 – rasm. Diffuziya jarayonida atomning o'ziga yaqin qo'shni atom bilan o'rin almashishini izohlovchi geometrik sxema.

Endi diffuziyanayotgan atomni oddiy kub panjarada uch o'q yo'nalishi bo'ylab harakatlanishini inobatga olamiz. Bunda har bir atom o'ziga yaqin qo'shnisi bo'lgan oltita atomning istalgani bilan o'rin almashishi mumkin (5.8 – rasm).

Bunda diffuziyanayotgan atomning faqat oltita sakrashi uni 2 – tekislikdan 1 – tekislikka olib kelishi mumkin (u 5.8 – rasmda rangli ko'rsatilgan). Shunga mos ravishda (5.15) formula quyidagicha ifodalanadi:

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{f}{6} L^2 d(C_2 - C_1) \quad (5.16)$$

yoki:

$$\frac{1}{L^2} \frac{dN}{dt} = -D \frac{dC}{dx}, \quad (5.17)$$

Bunda (5.15) formuladan farqli o'laroq (5.17) formulada $D = \frac{fd^2}{6}$ deb qabul qilingan.

Endi diffuziya oqimi zichligini $\frac{1}{L^2} \frac{dN}{dt} = J$ deb belgilab olamiz, shunda (5.17) tenglamani quyidagi shaklda yozish mumkin:

$$J_x = -D \frac{dC}{dx}, \quad (5.18a)$$

yoki

$$J = -D \text{grad } C, \quad (5.18b)$$

Keltirib chiqarilgan (5.18a) formula ilm fan olamida izotropik muxitlardagi diffuziya uchun **Fikning birinchi qonuni** deb qabul qilingan. Umuman oladigan bo'lsak, diffuziya anizotrop, shuning uchun D diffuziya koeffitsiyenti yo'nalishiga bog'liq va ikkinchi rangli tenzor hisoblanadi.

Diffuziya jarayonida atomlar oqimi o'zgaruvchan bo'lishi mumkin, ya'ni nostatsionar oqim. Bunda berilgan hajmda diffuziyalanayotgan atomlarning to'planish tezligi vaqt birligi bo'yicha kirib kelayotgan va chiqib ketayotgan oqimlar ayirmasiga teng. Bir birlik yuzaga va bir-biridan dx – masofada joylashgan ikkita parallel qatlamdan birinchi qatlamdagi oqim yuqorida keltirilgan (5.18a) formula bilan ifodalansa, ikkinchi qatlamdagi esa quyidagicha ifodalanishi mumkin:

$$J + \frac{dJ}{dx} = -D \frac{dC}{dx} - \frac{d}{dx} \left(D \frac{dC}{dx} \right), \quad (5.19)$$

Bu ikkala oqimning ayirmasi:

$$\frac{dJ}{dx} = -\frac{d}{dx} \left(D \frac{dC}{dx} \right), \quad (5.20)$$

Diffuziya koeffitsiyentini konsentratsiyaga bog'liq bo'lmagandagi shartida bitta o'lchamli sistemaning differensial tenglama shaklidagi **Fikning ikkinchi qonunini** hosil qilamiz:

$$\frac{dC}{dt} = D \frac{d^2C}{dx^2}, \quad (5.21)$$

Bunday holda C – konsentratsiya t – vaqtga va x – diffuziya chuqurligiga bog'liq bo'ladi.

Uch o'lchamli sistemadagi diffuziya uchun Fikning ikkinchi qonuni quyidagi shaklda yoziladi:

$$\frac{dC}{dt} = D \left(\frac{d^2C}{dx^2} + \frac{d^2C}{dy^2} + \frac{d^2C}{dz^2} \right). \quad (5.22)$$

Diffuziya koeffitsiyentini o'lchash bo'yicha ishlab chiqilgan ko'pgina sinov usullari asosan atomlarni bir o'lchamli makroskopik muxitda harakatlanishini ta'minlaydigan yoki unga yaqin bo'lgan sharoitlarda olib boriladi. Qattiq jism ustida olib borilgan sinov (eksperiment) natijalari bo'yicha D – diffuziya koeffitsiyentini hisoblab topish uchun asosan Fik qonunlari yoki uning asosida ishlab chiqilgan yanada takomillashtirilgan formulalardan foydalaniladi.

5.2 – jadval.

**Metal sistemalarning (metal asosli qotishmalar) diffuzion
ko'rsatkichlari**

Erigan element (qo'shimcha begona atom)	Erituvchi modda turi va kristall strukturasi	D_0 (m ² /s)	Q (kJ/mol)
C	YMK jelezo	$20 \cdot 10^{-6}$	142
C	HMK jelezo	$220 \cdot 10^{-6}$	122
Fe	YMK jelezo	$22 \cdot 10^{-6}$	268
Fe	HMK jelezo	$200 \cdot 10^{-6}$	240
Ni	GTSK jelezo	$77 \cdot 10^{-6}$	280
Mg	YMK jelezo	$35 \cdot 10^{-6}$	282
Zn	Mis	$34 \cdot 10^{-6}$	191
Cu	Alyuminiy	$15 \cdot 10^{-6}$	126
Cu	Mis	$20 \cdot 10^{-6}$	197
Ag	Kumush	$40 \cdot 10^{-6}$	184
C	GZ Titan	$511 \cdot 10^{-6}$	182

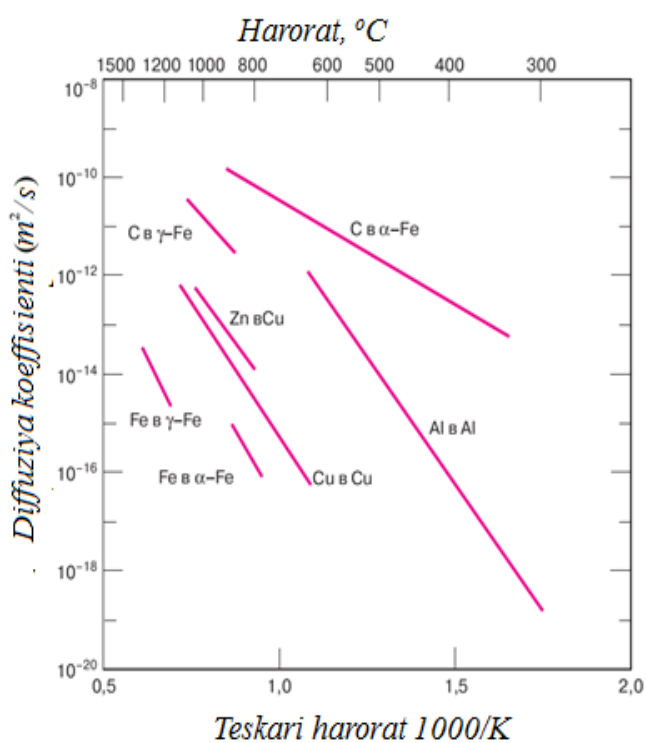
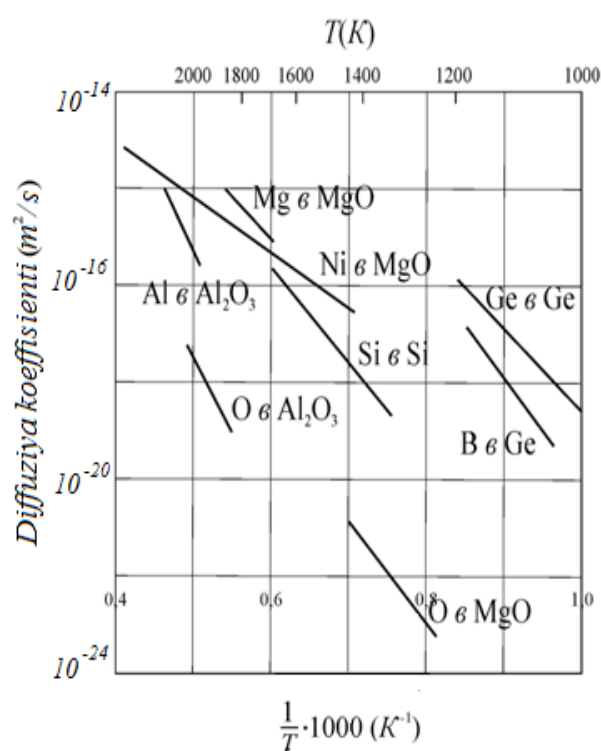
Ba'zi metal hamda nometallar ustida olib borilgan sinov va nazariy hisoblar natijasida ular uchun aniqlangan D – diffuziya koeffitsiyenti va diffuziya jarayonini faollashtirish bo'yicha talab etiladigan energiya miqdori bo'yicha ma'lumotlar 5.2 – jadvalda metal sistemalar uchun,

5.3 – jadvalda nometal sistemalar uchun keltirilgan. Bundan tashqari ma'lumotlar 5.9 – rasmda grafik shaklida keltirilgan.

5.3 – jadval.

Nometal sistemalarning (keramik qattiq jismlar) diffuzion ko'rsatkichlari

Erigan element (qo'shimcha begona atom)	Erituvchi modda turi	D_0 (m^2/s)	Q (kJ/mol)
Al	Al_2O_3	$2,8 \cdot 10^{-3}$	477
O	Al_2O_3	0,19	636
Mg	MgO	$24,9 \cdot 10^{-6}$	330
Ni	MgO	$1,8 \cdot 10^{-9}$	202
Si	Si	0,18	460



5.9 – rasm. Ba'zi nometal va metal sistemadagi qattiq jismlarning diffuziya koeffitsiyentini haroratga bog'liq ravishda o'zgarishini ko'rsatuvchi grafik¹⁸.

¹⁸ Manba - Donald R. Askeland, Pradeep P. Fulay. Essentials of Materials Science and Engineering. Second Edition. CEN GAGE Learning, 2009. – 604p.

5.4. Statsionar diffuziya uchun Fikning birinchi qonuni

Statsionar diffuziya. Diffuziya – bu vaqt davomida sodir bo‘ladigan jarayon. Makroskopik vaqt shkalasi bo‘yicha bu shuni bildiradiki, ko‘chib o‘tadigan modda miqdori vaqtga bog‘liq. Ko‘p hollarda diffuziya jarayonini qanday tezlikda borishini bilish juda muxim, ya’ni modda qanday tezlikda ko‘chib o‘tayapti. Ko‘p hollarda bu jarayonni ifodalovchi kattalikka **diffuziya oqimi zichligi** deyiladi va u J – harfi bilan belgilanadi. U t – vaqt davomida ko‘ndalang yuza birligidan qancha modda miqdori (yoki shunga mos keluvchi ekvivalent atomlar soni) o‘tganligini aniqlaydi. Buni quyida keltirilgan formula bilan ifodalash mumkin:

$$J = \frac{M}{At}, \quad (5.23a)$$

bunda: M – modda miqdori (yoki unga mos keladigan ekvivalent atomlar soni), [kg, mol]; A – diffuziya oqimiga perpendikulyar yotgan yuza kesimi, [m^2 , sm^2 , mm^2]; t – diffuziya jarayonining davom etgan vaqti, [soniya, soat].

Bu formulani differensial tenglama shaklida ham yozish mumkin:

$$J = \frac{1}{\bar{O}} \frac{dM}{dt}, \quad (5.23b)$$

J – diffuziya oqimining o‘lcham birligi shuni bildiradiki, kg – modda miqdori, m^2 – yuzadan soniya davomida o‘tgan, ya’ni [$kg/(m^2 \cdot s)$ yoki $atom/(m^2 \cdot s)$].

Agar diffuziya oqimining qiymati vaqt davomida o‘zgarmasa, unga **statsionar diffuziya** deyiladi, ya’ni o‘zgarmas oqimga ega bo‘lgan diffuziya jarayoni. Statsionar diffuziyaga – gaz atomlarining metal falgasidan ko‘chib o‘tishi misol bo‘la oladi, agar falganing ikkala tomonida ham gazning konsentratsiyasi bir xil qiymatda ushlanib turilsa. Bu holat 5.10 – rasmda sxematik ravishda ko‘rsatilgan.

Agarda C - modda konsentratsiyasini falga ichida (qattiq jism ichida) x - joylashishiga bog‘liqlik grafigini qursak, unda hosil bo‘lgan grafikka **bo‘ylama kesim konsentratsiyasi** deyiladi, uning har bir nuqtasidagi egilish burchagi konsentratsiya gradiyenti deyiladi:

$$Kon - gr = \frac{dC}{dx}, \quad (5.24a)$$

Ko'rib chiqayotgan misolimizda (5.10, b – rasm) bo'ylama kesim konsentratsiyasi chiziqli deb taxmin qilganimiz uchun, unga tegishli bo'lgan formula quyida keltirgan holda ifodalanadi:

$$Kon - gr = \frac{\Delta C}{\Delta x} = \frac{C_a - C_\delta}{x_a - x_\delta}, \quad (5.24b)$$

Diffuziya bilan bog'liq bo'lgan ko'pchilik masalalar yechimini topishda modda konsentratsiyasini, diffuziyalangan modda massasining qattiq jism hajm birligiga nisbati ko'rinishida olgan qulay, ya'ni kg/m^3 yoki g/m^3 .

Bir o'lchamli (x – tomonga) statsionar diffuziyaning matematik ifodasi nisbatan oddiy. Bunda diffuziya oqimi konsentratsiya gradientiga proporsional, ya'ni:

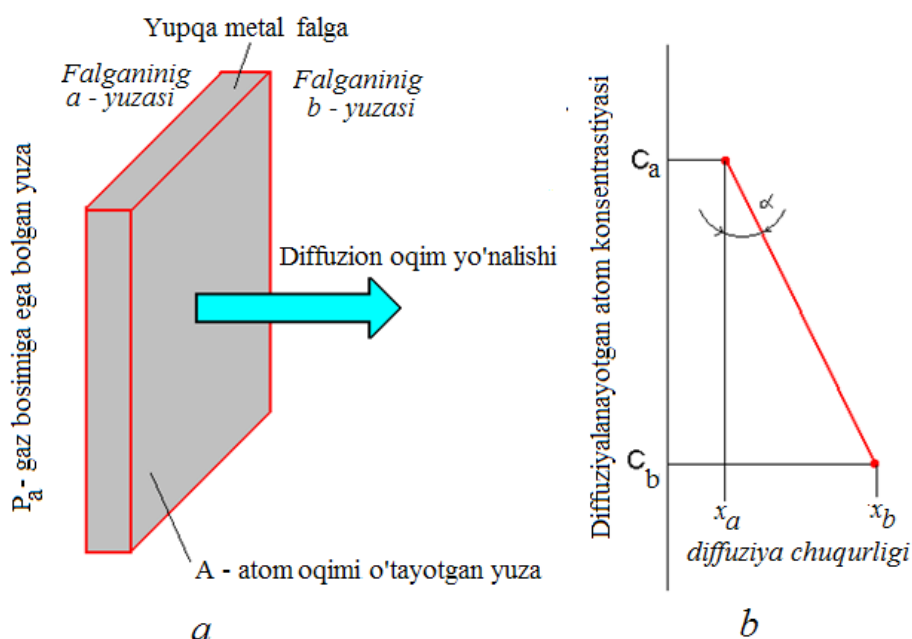
$$J = -D \frac{dC}{dx}, \quad (5.25)$$

Proporsionallik koeffitsiyenti D – **diffuziya koeffitsiyenti** deyiladi va u metr kvadrat ko'paygan soniya o'lcham birligida ifodalanadi. Formuladagi manfiy belgi oqimning yuqori konsentratsiyadan past konsentratsiyaga yo'nalganligini bildiradi. Keltirilgan (5.25) formula ko'p hollarda **Fikning birinchi qonuni** deyiladi.

Ba'zi hollarda u yoki bu jarayonni tushuntirish maqsadida **harakatlantiruvchi kuch** tushunchasi ishlatiladi. Diffuziya turli harakatlantiruvchi kuchlar ta'sirida yuz berishi mumkin, keltirilgan (5.25) tenglama yordamida sodir bo'ladigan diffuziya jarayonining harakatlantiruvchi kuchi konsentratsiya gradiyenti hisoblanadi.

Statsionar diffuziyaga vodorod gazini qo'shimcha gazlardan tozalash jarayonini misol sifatida keltiramiz. Polladiy metalidan tayyorlangan falganning bir tomonida qo'shimcha gazlar (kislород, azot va suv bug'lari) bilan ifloslangan vodorod ikkinchi tomonida (vakuum) bo'shliq. Vodorod to'liq yuzasi bo'ylab falgadan diffuzion o'tmoqda. Falganning tozalangan vodorod o'tgan tomonida doimo juda past bosim saqlab turilmoqda. Bu

misolda falganing ikkala tomonida ham bosimlar o'zgarmasdan saqlanib turgani uchun aynan statsionar diffuziyaga misol bo'la oladi.



5.10 – rasm. Statsionar diffuziyaga misol: *a* – statsionar diffuziya sxemasi; *b* – bo'ylama kesim konsentratsiyasining egri chizig'i.

5.5. Nostatsionar diffuziya uchun Fikning ikkinchi qonuni

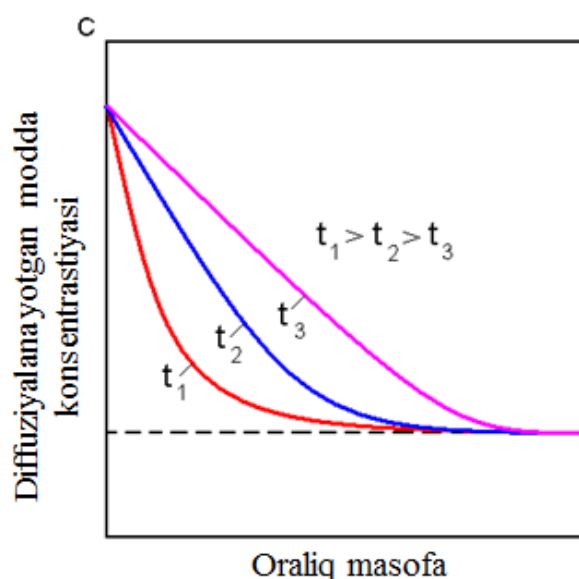
Ko'p hollarda diffuziya jarayoni o'zgaruvchan – nostatsionar rejimlarda bo'lib o'tadi. Bu diffuziya sodir bo'layotgan qattiq jism ichki nuqtalarida diffuziya oqimi va konsentratsiya gradiyenti vaqt o'tishi bilan o'zgarishini bildiradi, shuning uchun bu nuqtalarda diffuziyalanayotgan modda yoki to'plana boshlaydi yoki kamaya boshlaydi. Bunday holatni izohlovchi bo'ylama kesim konsentratsiyasining uchta turli vaqt momentidagi grafigi 5.11 – rasmda keltirilgan. Agar diffuziya nostatsionar rejimda amalga oshayotgan bo'lsa, unda (5.25) tenglama diffuziya jarayoniga (chunki u statsionar deb qabul qilingan) mos kelmay qoladi, shuning uchun uni quyidagi xususiy hosilali tenglamaga almashtirish kerak:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial C}{\partial x} \right), \quad (5.26a)$$

Bu (5.26a) tenglamaga **Fikning ikkinchi qonuni** deyiladi. Agar diffuziya koeffitsiyenti modda konsentratsiyasiga bog‘liq bo‘lmasa (ya’ni bo‘ylama kesimning har bir nuqtasi uchun alohida), unda (5.26a) tenglamani bir muncha soddaroq shaklga keltirish mumkin:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2}, \quad (5.26b)$$

Keltirilgan (5.26b) tenglama, agar fizikaviy ma’nodagi chegaraviy shartlar berilgan bo‘lsa, konsentratsiyaning ikkita parametriga – oraliq masofa va vaqtga bog‘liq holda yechiladi.



5.11 – Nostatsionar diffuziyada turli vaqt (t_1 , t_2 , t_3) onlari uchun bo‘ylama kesim konsentratsiya grafigi.

Amaliy ahamiyatga ega bo‘lgan hollardan biri doimiy chegaraviy konsentratsiyani ushlab turish orqali **yarim cheksiz fazoga** diffuziyalashni amalga oshirish hisoblanadi. Yarim cheksiz fazo deganda shunday sharoit tushuniladiki, qattiq jismning yuzasiga diffuziyalanayotgan atom jarayon davomida uning tanasini to‘liq kechib o‘tolmaydi, ya’ni qarama-qarshi yuzagacha etib borolmaydi. Bunday yarim cheksiz fazoga uzunligi l bo‘lgan silindr misol bo‘lishi mumkin, agar $l > 10\sqrt{Dt}$ - shart bajarilsa.

Ko‘p hollarda diffuziya qattiq jismga gaz fazasi shaklida amalga oshiriladi, bunda qattiq jism chegarasida (yuzasida) gazning bug‘lanish

bosimi bir xil ushlab turiladi. Bu jarayonni to'liq izohlash uchun quyidagi ehtimolliklarni qabul qilamiz:

1. Diffuziya boshlanishidan oldin qattiq jismdagi barcha molekulalar (atomlar) konsentratsiyasi bir xil va u C_0 – ga teng;
2. Fazalar (qattiq jism va gaz) chegarasidagi x – oraliq masofa nolga teng deb qabul qilamiz va x – oraliq masofa qiymati qattiq jism ichkarisiga kirgan sari kattalashadi;
3. Jarayon vaqti diffuziya jarayonining boshlanish onidan boshlab inobatga olinadi.

Yuqorida keltirilgan chegaraviy shartlar quyidagicha yozilishi mumkin:

$$0 \leq x \leq \infty \text{ da } t = 0 \text{ uchun } C = C_0;$$

$$x = 0 \text{ da } t > 0 \text{ uchun } C = C_s \text{ (doimiy qiymat);}$$

$$C = C_0 \text{ da } x = \infty.$$

Keltirilgan chegaraviy shartlarni inobatga olgan holda (5.26b) tenglamaning yechimi quyidagi shaklga keladi:

$$\frac{C_x - C}{C_s - C_0} = 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}}\right), \quad (5.27)$$

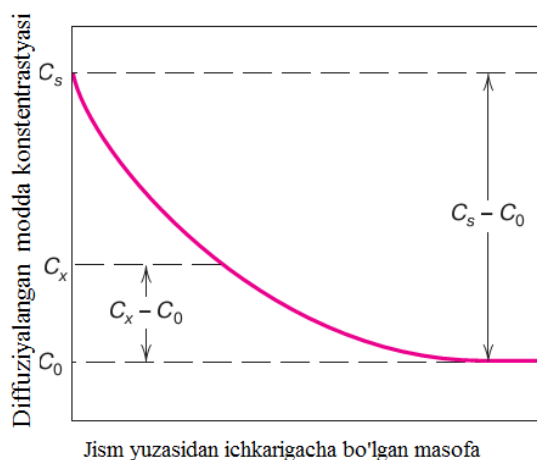
bunda $C_x - t$ vaqt onida yuza chegaradan x – masofaga (chuqurlikdagi) diffuziyalangan moddaning konsentratsiyasi.

Keltirilgan $\operatorname{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}}\right)$ - ifoda **Gauss funksiyasi xatoligi** deyiladi. Bu funksiya $\operatorname{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-y^2} dy$ – shaklda ifodalanadi, bunda z – kompleks $x/2\sqrt{Dt}$ shakliga ega. Bu funksiyaning ba'zi bir argument oraliqlari uchun tegishli bo'lgan qiymatlari 5.4 – jadvalda keltirilgan.

Yuqorida keltirilgan hol uchun konsentratsiyalari qandaydir vaqt onidagi aniq bo'ylama kesim (egri chiziqli) konsentratsion grafik shaklida 5.12 – rasmda keltirilgan.

Shunday qilib, (5.27) tenglama o'zida konsentratsiya o'zgarishini, ya'ni $C_x - C_0$ ni $x/2\sqrt{Dt}$ o'lchamsiz parametrga ega bo'lgan funksiya sifatida

aks ettiradi va agar C_0 , C_s va D ma'lum bo'lsa, konsentratsion kesmadagi har qanday vaqt oni uchun hisoblarni amalga oshirish mumkin.



5.12 – rasm. Yuqori keltirilgan (5.27) tenglama uchun konsentratsion grafik.

5.4 – jadval.

Gauss funksiyasi xatoligining qiymatlari

z	$\text{erf}(z)$	z	$\text{erf}(z)$	z	$\text{erf}(z)$
0	0	0,55	0,5633	1,3	0,9340
0,025	0,0282	0,60	0,6039	1,4	0,9523
0,05	0,0564	0,65	0,6420	1,5	0,9661
0,10	0,1125	0,70	0,6778	1,6	0,9763
0,15	0,1680	0,75	0,7112	1,7	0,9838
0,20	0,2227	0,80	0,7421	1,8	0,9891
0,25	0,2763	0,85	0,7707	1,9	0,9928
0,30	0,3286	0,90	0,7970	2,0	0,9953
0,35	0,3794	0,95	0,8209	2,2	0,9981
0,40	0,4284	1,0	0,8427	2,4	0,9993
0,45	0,4755	1,1	0,8802	2,6	0,9998
0,50	0,5205	1,2	0,9103	2,8	0,9999

Aytaylik, qotishmaga diffuziyalangan moddaning C_1 qandaydir konsentratsiyasini aniqlash zarur bo'lsin. Bunday holda (5.27) tenglamaning chap tomoni quyidagi shaklda yoziladi:

$$\frac{C_x - C}{C_s - C_0} = \text{const}$$

Bunda tenglamaning o'ng tomoni ham doimiy bo'ladi:

$$\frac{x}{2\sqrt{Dt}} = \text{const} , \quad (5.28a)$$

Shunday qilib,

$$\frac{x^2}{Dt} = \text{const} . . \quad (5.28b)$$

Yuqorida keltirilgan fikrlar bo'yicha ba'zi aniq hisob-kitoblarni pastda keltirilgan muammoli vazifalar va misollarda ko'rib chiqamiz.

5.6. Diffuziya jarayoniga ta'sir etuvchi omillar

Diffuziyaga diffuziant tabiatining ta'siri. Yuqorida aytganimizdek, D – diffuziya koeffitsiyenti bu birinchi modda (diffuziant) atomlarini (molekula) ikkinchi moddaga ko'chib o'tish tezligini o'zida aks ettirgan ko'rsatkich. Ba'zi metallar uchun birgalikdagi va o'z-o'zidan diffuziya holatlari uchun diffuziya koeffitsiyenti 5.5 – jadvalda keltirilgan.

Moddaning diffuziya koeffitsiyentiga bir vaqtda diffuziant (diffuziyalanayotgan modda) tabiati va diffuziya sodir bo'layotgan muxit katta ta'sir ko'rsatadi. Masalan, uglerodning α – temirga o'z-o'zidan diffuziyalanishi bilan birgalikdagi diffuziyalanishidagi diffuziya koeffitsiyentlari 500 °C harorat uchun mos ravishda $3,0 \cdot 10^{-21}$ va $2,4 \cdot 10^{-12}$ m²/s qiymatlarni tashkil etib bir-biridan katta farq qiladi. Bu sonlar o'z navbatida vakansiyalar orqali diffuziyalanish bilan birgalikdagi diffuziyalanish mexanizmlarning tezligini bir-biridan katta farq qilishini ham ko'rsatadi.

Diffuziyaga haroratning ta'siri. Diffuziya koeffitsiyentiga va ko'chish tezligiga harorat kuchli ta'sir ko'rsatadi. Misol uchun temirning α – temirga o'z-o'zidan diffuziyalanish koeffitsiyenti 500 °C $3,0 \cdot 10^{-21}$ m²/s ni tashkil etsa, harorat 900 °C ga ko'tarilishi bilan u $1,8 \cdot 10^{-15}$ m²/s gacha ortadi (5.5 – jadval).

Diffuziya koeffitsiyentining haroratga bog'liqligi odatda quyidagi tenglama bilan ifodalanadi:

$$D = D_0 \exp\left(\frac{Q_d}{RT}\right) . \quad (5.29)$$

bunda: D_0 – ko'paytuvchi doimiysi, m²/s;

Q_d – diffuziya jarayonini amalga oshishi uchun zarur bo'lgan jadallanish energiyasi, J/mol yoki eV/atom;

R – universal gaz doimiysi, $8,31 \text{ J/mol}\cdot\text{K}$ yoki $\text{eV/atom}\cdot\text{K}$;

T – absolyut harorat, K.

Jadallanish energiyasining fizik ma’nosi shundaki, uning qiymati modda atomini yoki atomlarini boshqa moddaga ko‘chishi imkonini aniqlaydi. Odatda juda katta jadallanish energiyasi kichik diffuziya koeffitsiyentiga ega bo‘lgan moddalarga tegishli bo‘ladi (5.5 – jadval).

Agar (5.29) tenglamani logarifmlasak, quyidagi shaklga ega bo‘ladi:

$$\ln D = \ln D_0 - \frac{Q_d}{R} \frac{1}{T}, \quad (5.30a)$$

O‘nlik logarifmni qo‘llaydigan bo‘lsak, unga mos formula quyidagicha ifodalanadi:

$$\lg D = \lg D_0 - \frac{Q_d}{2,3R} \left(\frac{1}{T} \right). \quad (5.30b)$$

Bunda D_0 , Q_d va R – doimiy o‘zgarmaslar bo‘lgani uchun (5.30b) formulani to‘g‘ri chiziq tenglamasi shaklida ifodalash mumkin:

$$y = b + mx.$$

bunda: y va x o‘qlariga mos ravishda $\lg D$ va $1/T$.

Chunki olingan eksperimental ma’lumotlarni $\lg D$ va $1/T$ koordinatalarda joylashtiradigan bo‘lsak, unda tangens burchak og‘ishi $-Q_d/2,3R$ va uning x o‘qi bilan kesishishi $\lg D$ ni beradi. Aynan shunday usulda eksperimental natijalarga ishlov berish orqali D_0 va Q_d qiymatlar topiladi. Shunda grafiklarning qurilishi barcha holatlarda keltirilgan qiymatlar orasida to‘g‘ri chiziqli bog‘lanish borligini ko‘rsatadi (5.9 – rasm).

5.5 – jadval

Ba’zi elementlarning diffuziya koeffitsiyenti va jadallanish energiyasining qiymatlari

Diffuziant	diffuziya sodir bo‘layotgan metal	$D_0, m^2/s$	Jadallanish energiyasi		Hisoblangan qiymatlar	
			kJ/mol	eV/atom	$T, ^\circ\text{C}$	$D, m^2/s$
Fe	$\alpha - \text{Fe}$	$2,8 \cdot 10^{-4}$	251	2,60	500	$3,0 \cdot 10^{-21}$
					900	$1,8 \cdot 10^{-15}$

5.5 – jadval davomi

Fe	$\gamma - \text{Fe}$	$5,0 \cdot 10^{-5}$	284	2,94	900 1100	$1,1 \cdot 10^{-17}$ $7,8 \cdot 10^{-16}$
C	$\alpha - \text{Fe}$	$6,2 \cdot 10^{-7}$	80	0,83	500 900	$2,4 \cdot 10^{-12}$ $1,7 \cdot 10^{-10}$
C	$\gamma - \text{Fe}$	$2,3 \cdot 10^{-5}$	148	1,53	900 1100	$5,9 \cdot 10^{-12}$ $5,3 \cdot 10^{-11}$
Cu	Cu	$7,8 \cdot 10^{-5}$	211	2,19	500	$4,2 \cdot 10^{-19}$
Zn	Cu	$2,4 \cdot 10^{-5}$	189	1,96	500	$4,8 \cdot 10^{-18}$
Al	Al	$2,3 \cdot 10^{-4}$	144	1,49	500	$4,2 \cdot 10^{-14}$
Cu	Al	$6,5 \cdot 10^{-5}$	136	1,41	500	$4,1 \cdot 10^{-14}$
Mg	Al	$1,2 \cdot 10^{-4}$	131	1,35	500	$1,9 \cdot 10^{-13}$
Cu	Ni	$2,7 \cdot 10^{-5}$	256	2,65	500	$1,3 \cdot 10^{-22}$

Bob bo'yicha mustaqil shug'ullanish uchun savollar

- 5.1. Diffuziya nima va u qanday amalga oshadi?
- 5.2. Qattiq jismlarda diffuziya hodisasi qanday amalga oshishi mumkin?
- 5.3. Atomlarning vakansiyalarga diffuziyaning mexanizmini tushuntirib bering.
- 5.4. Atomlarni tugunlararo diffuziyaning mexanizmini tushuntirib bering.
- 5.5. Qattiq jismlarda diffuzion jarayonlarni jadallashtirish usullarini keltiring.
- 5.6. Texnika sohalarida diffuzion jarayondan foydalangan holda amalga oshiriladigan texnologik jarayonlar haqida ma'lumot bering.
- 5.7. Qattiq jismlarda diffuziya jarayonini sodir bo'lishi uchun qanday shartlar zarurligini tushuntirib bering.
- 5.8. Qattiq jismlarda kuzatiladigan diffuziya hodisasi suyuq, gaz moddalarda sodir bo'ladigan diffuziya hodisasidan qanday farq qiladi?
- 5.9. Qanday hollarda sodir bo'lgan diffuziya hodisasiga o'z-o'zidan sodir bo'lgan diffuziya hodisasi deyiladi?
- 5.10. Diffuziya hodisasiga atrof muhitning harorati qanday ta'sir ko'rsatadi?

6 BOB. QATTIQ JISMLARNING MEXANIK XOSSALARI

6.1. Umumiy tushunchalar va deformatsiya konsepsiyasi

Zamonaviy fan - texnikaning rivojlanishi texnikada qo'llaniladigan turli qattiq jismlarning mexanik xossalariga talablar qo'yib boradi. Masalan, turli qattiq jismlar ichida texnikada, ayniqsa mashinasozlikda qo'llaniladigan qattiq jismlar metal xossaga ega bo'lgan qattiq jismlar bo'lib, ular bir paytning o'zida qattiq jismlardan talab etiladigan kompleks xossaga: yuqori mustahkamlik, qattqlik va egiluvchanlik shu bilan birga yaxshi plastiklik va qovushqoqlik xossalariga ega.

Agar qattiq jism tashqi kuchlar ta'sirida bo'lmasa, unda jismning barcha qismlari to'liq mexanik muvozanat holatida bo'ladi. Tashqi cho'zuvchi yuklama ta'sirida qattiq jismni tashkil etuvchi atomlararo masofa ortib boradi va natijada atomlarning bir-biriga nisbatan joylashish muvozanati buziladi. Bu esa atomlararo tortishish va itarish kuchlarining muvozanatdan chiqishi va qattiq jism ichida atomlararo masofani joyiga qaytaruvchi ichki kuchlarni hosil bo'lishiga olib keladi. Bu kuchning qattiq jism tanasining ko'ndalang kesimi yuzasiga ta'siri **mexanik kuchlanish** deb ataladi.

Qattiq jismlarning mexanik xossasi bu unga ta'sir ko'rsatayotgan tashqi: siquvchi, cho'zuvchi, eguvchi yoki burovchi yuklamaga deformatsiyanmaslik uchun qarshilik ko'rsatish qobiliyati, ya'ni o'z hajmini, shaklini va o'lchamlarini saqlab qolish qobiliyatidir. Shunday qilib qattiq jismning mexanik xossasi eng avvalo qattiq jismni tashkil etuvchi atomlararo (ionlararo, molekulalararo) bog'lanish kuchlari bilan belgilanadi.

6.2. Qattiq jisimlarni cho'zishga, siqilishga kesilishga va burashga sinash

Tashqi yuklama ta'sirida qattiq jismda hosil bo'lgan mexanik σ – kuchlanish va uning ε – deformatsiyanishi orasidagi bog'liqlikni baholash uchun deformatsiyanish diagrammalaridan foydalaniladi. Umumiy holda shunday diagrammani silindrik namunani yakka o'qli

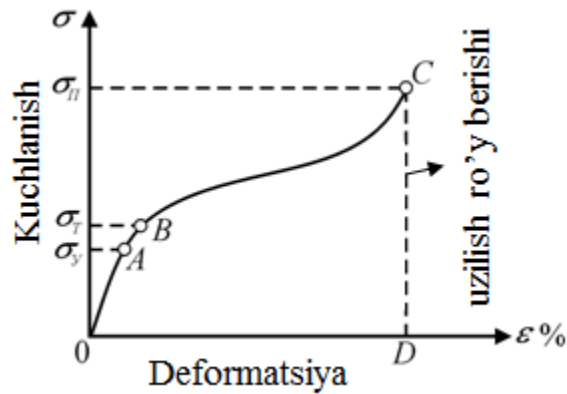
choʻzishga sinash natijasida hosil boʻlgan turini koʻrib chiqamiz, u 6.2 – rasmda keltirilgan.

Yuqorida aytganimizdek kichik ε – nisbiy deformatsiyalarda $\sigma(\varepsilon)$ – chiziqli bogʻliqlik saqlanib qoladi. Bunga diagrammadagi egri chiziqning O dan A nuqttagacha boʻlgan hududi mos kelib, namunani choʻzish toʻxtatilib tezda undan yuklama olinsa, namuna uzunligi va diametr oʻlchami yana joyiga toʻliq qaytadi. Bunda egri chiziqning OA oraliq hududiga proporsionallik yoki **elastiklik deformatsiya hududi** ham deyiladi. Juda koʻp metal xossaga ega boʻlgan qattiq jismlar uchun bu hudud oʻrtacha 0,1% ni tashkil etadi.

Keltirilgan 6.2 – rasimga eʼtibor berib qarang, A nuqta egri chiziqning ikki hududi chegarasida joylashgan, undan pastki ogʻgan toʻgʻri chiziq boʻlib uning ordinatasi σ_{el} – elastiklik chegarasi deyiladi. A nuqtaning tepasidan chiziq egilishni boshlagan, unga **plastik deformatsiyani boshlanish hududi** deyiladi.

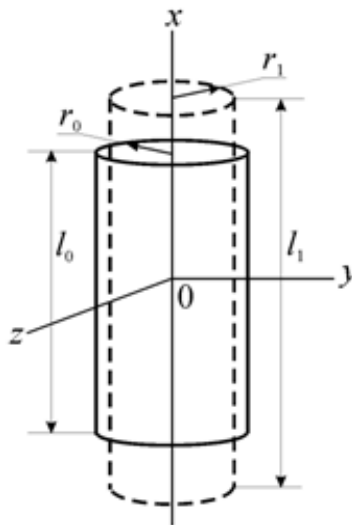
Agar namunaga taʼsir koʻrsatayotgan yuklama uzoq muddat oʻzgarmasdan qolsa yoki juda kichik qiymatga ortsa, unda diagrammaning egri chizigʻida A nuqtadan B nuqttagacha boʻlgan **oquvchanlik** deb nomlanadigan hudud hosil boʻladi, bunda kuchlanishning B – nuqttagacha boʻlgan qiymati σ_{ok} – **oquvchanlik chegarasi** deyiladi. Agar namuna sinovi kuchlanish qiymatining B nuqtasida toʻxtatilib, tezda undan yuklama olinsa, namuna uzunligi va diametri toʻliq oldingi holiga qaytmaydi, yaʼni kichik qoldiq deformatsiya hosil boʻladi. Diagramma egri chizigʻidagi A nuqtadan oʻng tomonga uzoqlashgan sari qoldiq deformatsiya qiymati ortib boradi, odatda koʻpchilik metal xossaga ega boʻlgan qattiq jismlarda u 0,02% dan 0,2% ni tashkil etadi. Bu hudud minimal kuchlanish taʼsirida yuklama qiymati ortmasa ham hosil boʻladi.

Deformatsiya egri chizigʻining B nuqtasidan C nuqtasigacha boʻlgan hududida nisbatan katta qoldiq plastik deformatsiyalanish vujudga keladi. Past haroratlarda qoldiq deformatsiyaning qiymati yuklamaning taʼsir etish vaqtiga bogʻliq boʻlmasdan qoladi. Agar deformatsiyalanish yuklamaning taʼsir etish davomiyligiga bogʻliq boʻlmasdan va yuklama olingandan keyin oʻzgarmasdan qolsa, unga **plastik deformatsiya** deyiladi. Taʼsir etayotgan yuklamadan hosil boʻlgan kuchlanishning σ_{pl} – qiymatida, yaʼni egri chiziqning C nuqtasida sinalayotgan namuna uziladi.



6.2 – rasm. Silindrik namunani cho‘zishga sinash natijasida olingan diagramma.

Yuqoridagi (6.5) formulada keltirilgan Guk qonuni elementar bo‘lib, faqat izotropik xossaga ega bo‘lgan qattiq jismlar uchun o‘rinli. Ammo qattiq jismning deformatsiyalanishi unga ta‘sir etayotgan yuklama yo‘nalishiga mos kelmagan yo‘nalishlarda ham amalga oshishi mumkin. Masalan, namunani yakka o‘qli cho‘zishda, yuklama yo‘nalishiga nisbatan perpendikulyar yo‘nalishlarda siqilish yuz beradi (6.3 – rasm).



6.3 – rasm. Silindrik shakldagi namunani yakka o‘qli cho‘zishga sinashda o‘lchamlarning o‘zgarishi.

Namuna cho‘zilishida yoki siqilishida sodir bo‘lgan ko‘ndalang deformatsiya μ – **Puanson** ko‘effitsiyenti bilan baholanadi. U ko‘ndalang va bo‘ylama yo‘nalishlar bo‘yicha o‘lchamlar o‘zgarishi nisbatiga teng. Ko‘pchilik turdagi qattiq jismlar uchun Puanson ko‘effitsiyentining qiymati $0,25 \div 0,35$ oraliqlarda bo‘ladi.

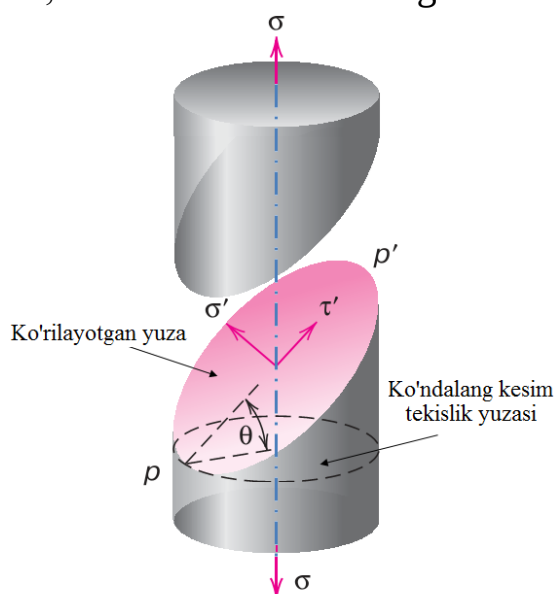
Yuqorida bayon etilgan fikrlar va 6.3 – rasmda keltirilgan belgilashlarga mos ravishda Puanson ko'effitsiyentini quyida keltirilgan formula yordamida hisoblash mumkin:

$$\mu = \frac{(r_0 - r_1)/r_0}{(l_1 - l_0)/l_0} = -\frac{dr/r_0}{dl/l_0}. \quad (6.6)$$

bunda: r_0 va l_0 – mos ravishda silindrik namunaning deformatsiyadan oldingi radiusi va uzunligi; r_1 va l_1 – mos ravishda silindrik namunaning deformatsiyadan keyingi radiusi va uzunligi.

6.3. Kuchlanganlik holatining geometrik tahlili

Yuqorida aytganimizdek, cho'zish, siqish, surish va burash orqali sinash natijasida aniqlangan mexanik kuchlanishlar namunaga ta'sir etayotgan yuklama yo'nalishiga parallel yoki perpendikulyar yo'nalgan bo'lishi mumkin. Shuni ta'kidlash kerakki, kuchlanganlik holati kuchlanish ta'sir ko'rsatayotgan tekisliklarning oriyentatsiyasiga bog'liq. Misol uchun namunani yakka o'qli cho'zishga sinashda u namuna o'qi bo'ylab yo'nalgan σ – kuchlanish ta'sirida bo'lsin. Namunaning ko'ndalang kesimiga θ – og'ish burchagi bo'yicha oriyentatsiyalangan $\rho - \rho'$ – yuza tekislikni ko'rib chiqamiz, u 6.4 – rasmda keltirilgan.



6.4 – rasm. Namunani yakka o'qli cho'zishga sinashda o'qqa nisbatan θ – og'ish burchagida joylashgan tekislikda σ' – normal va τ' – urinma kuchlanishlar yo'nalishlarining sxemasi.

Keltirilgan 6.4 – rasmdan ko‘rinadiki, $\rho - \rho'$ - yuzada nafaqat o‘q bo‘yicha yo‘nalgan σ – kuchlanish, balki tekislikka perpendekulyar yo‘nalgan σ' – normal kuchlanish va tekislikka parallel yo‘nalgan τ' – urinma kuchlanishlardan tashkil topgan murakkab kuchlanganlik holati mavjud.

Mexanikaning umumiy prinsiplaridan foydalangan holda σ' va τ' ifodalarni σ – kuchlanish va θ – burchak funksiyalari sifatida quyidagi formulalar orqali ifodalash mumkin:

$$\sigma' = \sigma \cos^2 \theta = \sigma \frac{1 + \cos 2\theta}{2} . \quad (6.7a)$$

$$\tau' = \sigma \sin \theta \cos \theta = \sigma \frac{\sin 2\theta}{2} . \quad (6.7b)$$

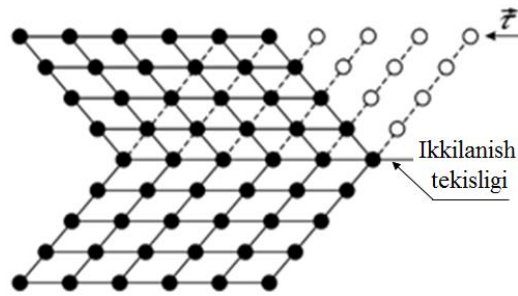
Mexanikaning umumiy prinsiplaridan foydalangan holda boshqa koordinatalar sistemasi va kuchlanish yo‘nalishiga nisbatan boshqacha oriyentatsiyalangan kuchlanganlik holatining komponentlarini hisoblash mumkin.

6.4. Deformatsion qobiliyat

Kristallga ega bo‘lgan qattiq jismlarda sodir bo‘ladigan deformatsiya asosan ikki yo‘l bilan **ikkilanish** va **sirpanish** orqali sodir bo‘ladi. Ikkilanish yo‘li bilan sodir bo‘ladigan deformatsiya asosan ZJG va HMK kristall yacheykaga ega bo‘lgan qattiq jismlarda uchraydi. Ikkilanishda kristallning ma‘lum hududi surilib, surilmagan hududning akslanishga mos keladigan holatni egallaydi (6.9 – rasm). Bunda surilish qandaydir o‘ziga qulay bo‘lgan musbat τ - kuchlanishga oriyentatsiyalangan kristollografik tekislikda amalga oshadi, bu tekislikka – **ikkilanish tekisligi** deyiladi.

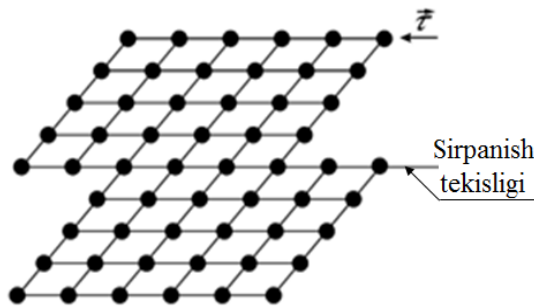
Surilgan hudud deb kristallning barcha surilgan qismlariga aytiladi. Ikkilanishda surilgan hududga juda ko‘p atomlar, atomlararo masofadan kichik bo‘lgan masofaga ko‘chadi, ammo har bir atom qatoridagi atomlar, pastki atom qatorga nisbatan bir xil masofaga suriladi.

Deformatsiya sirpanish bilan sodir bo‘lganda kristallning bir qismi boshqa qismiga nisbatan qandaydir kristollografik tekislik bo‘ylab sirpanadi (6.10- rasm).



6.9 – rasm. Deformatsiyani ikkilanish bilan sodir bo‘lish sxemasi.

Bunda shu tekislik va sirpanish yo‘nalishi **sirpanish sistemasini** hosil qiladi. Har bir turdagi kristall panjarada bir nechta sirpanish tekisliklari bo‘lishi mumkin. Tekisliklarda atomlarning sirpanishi shunday amalga oshadiki, bunda sirpanayotgan atomlar qatori, qo‘zg‘almasdan turgan atomlar qatoridan uzilmasdan bir birlik translyatsiyaga ko‘chadi, natijada kristall struktura saqlab qolinadi.

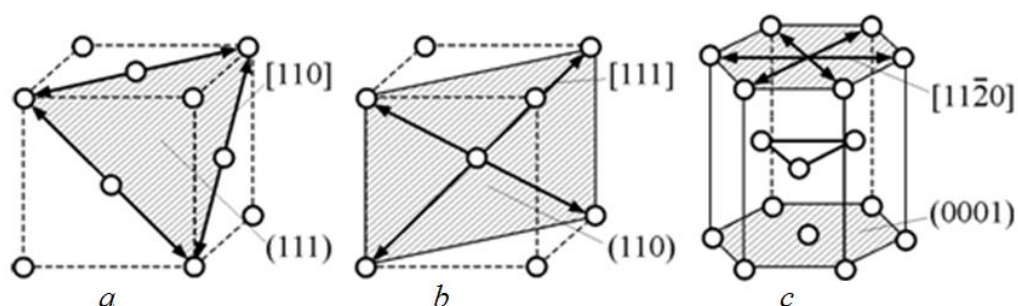


6.10 – rasm. Deformatsiyani sirpanish bilan sodir bo‘lish sxemasi.

Ko‘pchilik olimlar tomonidan o‘tkazilgan eksperimental natijalar shuni ko‘rsatdiki, sirpanish jarayoni anizotropdir, ya‘ni atomlar qatorining sirpanish yo‘nalishi uni harakatga keltirgan kuch yo‘nalishi bo‘yicha emas, balki kristall strukturasi geometriyasi bo‘yicha aniqlanadigan kristallografik tekisliklar va yo‘nalishlar bo‘yicha yo‘nalgan bo‘ladi. Kuzatishlar shuni ko‘rsatdiki, sirpanish asosan atomlari zich joylashgan tekisliklarda sodir bo‘ladi. Sirpanishda zich joylashgan strukturalarda elementar surilish eng kichik kuchni talab etadi, negaki u kristallda mumkin bo‘lgan surilishlarning eng kichigi hisoblanadi.

Endi buni misolda ko‘rib chiqamiz. YMK strukturada atomlari zich joylashgan (111) turdagi kristallografik indeksiga ega bo‘lgan to‘rtta tekislik mavjud (6.11,a – rasm). Ularning har birida uchta sirpanish yo‘nalishi yotgan bo‘lib, 12 ta sirpanish sistemasini hosil qiladi. HMK

strukturada atomlari zich joylashgan (111) turdagi kristallografik indeksga ega bo'lgan ikkita tekislik mavjud (6.11,b – rasm). Ularning har birida ikkita sirpanish yo'nalishi yotgan bo'lib, 4 ta sirpanish sistemasini hosil qiladi. ZJG kristall strukturalarda sirpanish tekisligi sifatida (0001) kristallografik indeksga ega bo'lgan bazis tekisliklar xizmat qiladi, bunda eng afzal sirpanish yo'nalishi – indeksi $[11\bar{2}0]$ bo'lgan kristallografik yo'nalish hisoblanadi (6.11,c – rasm). Shunday qilib, ZJG kristall strukturalarda bitta tekislik va uchta sirpanish yo'nalishi mavjud bo'lib, birgalikda uchta sirpanish sistemasini hosil qiladi.



6.11 – rasm. Kristall strukturalardagi asosiy sirpanish tekisliklari va yo'nalishlari:
a – YMK (yoqlari markazlashgan kub); b – HMK (hajmi markazlashgan kub); c – ZJG (zich joylashgan geksagonal).

Agar kristall ko'p sonli sirpanish tekisliklari va yo'nalishlariga ega bo'lsa, ularda mumkin bo'lgan sirpanishlar sistemasining soni ortadi. Bu esa YMK kristallga ega bo'lgan metallar uchun o'rinli bo'ladi, buni YMK kristallga ega bo'lgan Al – alyuminiy, Cu – mis, Ni – nikel, Ag – kumush va shu kabi metallarda kuzatish mumkin, ular yuqori plastiklik xossasiga ega.

Bir nechta sirpanish sistemasiga ega bo'lgan monokristall qattiq jismga yuklama orilganda, uning plastik deformatsiyalanishi aynan ta'sir qilayotgan kuchlanish yo'nalishiga mos yo'nalgan sirpanish sistemalarda boshlanadi. Agar ta'sir ko'rsatayotgan kuchlanishga nisbatan kristallning oriyentatsiyasi ma'lum bo'lsa, unda plastik deformatsiya boshlanish ehtimoli bo'lgan yo'nalishdagi urinma kuchlanishlar tarkibini hisoblash mumkin.

Buni S – ko'ndalang kesim yuzasiga va o'qi bo'yicha cho'zuvchi σ – kuchlanish ta'sirida bo'lgan silindrik monokristall namunada ko'rib

chiqamiz. Namunani sinash va hisoblashni amalga oshirish uchun zarur bo‘lgan belgilashlar 6.12 – rasmda keltirilgan.

Sirpanish S' - kesma tekisligida sodir bo‘lmoqda deylik. Unda kesma yuzasini quyida keltirilgan formuladan aniqlash mumkin:

$$S' = \frac{S}{\sin \alpha} . \quad (6.11)$$

bunda: α – sirpanish tekisligi bilan silindr o‘qi orasidagi burchak;

S – silindrik namunaning ko‘ndalang kesimi.

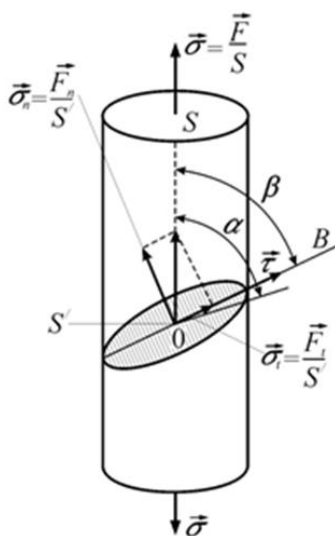
Endi σ – kuchlanishni: F_n – normal va F_t – tangensial tarkiblarga ajratamiz. Shunda τ – urinma kuchlanishni quyidagicha aniqlaymiz:

$$\tau = \frac{F_t}{S'} . \quad (6.11)$$

Endi $\vec{\tau}$ – vektorning yo‘nalishi sirpanish mumkin bo‘lgan OB yo‘nalish bilan bir xil bo‘lsin. Shunda OB yo‘nalishga keltirilgan τ – parchalovchi kuchlanish quyidagicha bo‘ladi:

$$\tau = \frac{F}{S} \sin \alpha \cos \beta = \sigma \sin \alpha \cos \beta . \quad (6.12)$$

Keltirilgan (6.12) formuladan ko‘rinadiki, agar tekislik va sirpanish yo‘nalishi silindr o‘qi bilan 45° tashkil qilsa, u holda τ – parchalovchi kuchlanish maksimal qiymatga erishadi.



6.12 – rasm. Namunani sinash va hisoblashni amalga oshirish uchun zarur bo‘lgan belgilashlar sxemasi.

Yuqorida bayon etilganlardan shu ma'lum bo'ladiki, normal kuchlanish amaliy jihatdan plastik deformatsiyaga ta'sir ko'rsatmaydi. Plastik deformatsiya urinma (parchalovchi) kuchlanishlar ta'sirida sodir bo'ladi. Plastik deformatsiya qachonki τ – parchalovchi kuchlanish shu qattiq jismga mos keluvchi qandaydir kritik qiymatdan o'tgandan keyin boshlanadi. Deformatsiyaning sirpanish kritik kuchlanishi odatda ikkilanish orqali sodir bo'ladigan deformatsiyaning kritik kuchlanishidan sezilarli darajada kichik, shuning uchun qattiq jismlarda ikkilanish bilan sodir bo'ladigan deformatsiya sirpanish orqali sodir bo'ladigan deformatsiyaga nisbatan ko'proq uchraydi.

6.5. Guk qonuni

Aytaylik, qattiq jismni cho'zish natijasida uning ikkita zarrachasi orasida f – kuch paydo bo'lsin. Buni F – tashqi cho'zuvchi yuklama ta'siridagi, S – ko'ndalang kesimga va L – uzunlikka ega bo'lgan sterjen misolida ko'rib chiqamiz. Cho'zish yuklamasi ta'sirida bir-biriga qo'shni bo'lgan atomlar qatori orasidagi masofa x qiymatga o'zgarib, butun sterjen uzunligini ΔL – qiymatga cho'zilishiga olib keladi. Bunday sterjen 6.1–rasmda keltirilgan.

Nyutonning uchinchi qonuniga ko'ra, bu yuklama F_{ich} – ichki kuch bilan muvozanatlashadi:

$$F_{ich} = fN = N\beta x, \quad (6.1)$$

bunda: N – qattiq jismning S ko'ndalang kesim yuzasiga to'g'ri keladigan zarrachalar soni; β – zarrachalarni bir-biri bilan bog'lanish tarangligi doimiysi.

Buning natijasida cho'zilgan sterjenda mexanik σ – kuchlanish hosil bo'ladi, uni quyidagi tenglama shaklida ifodalash mumkin:

$$\sigma = \frac{F_{ich}}{S} = \frac{N}{S} \beta x = Cx, \quad (6.2)$$

bunda $C = \frac{N\beta}{S}$.

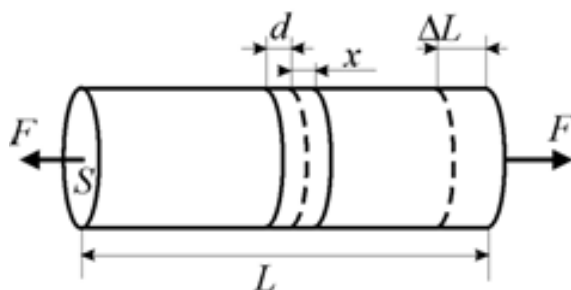
Keltirilgan (6.2) formulaning o'ng tomonini atomlararo d – masofaga ko'paytiramiz va bo'lamiz, shunda :

$$\sigma = Cd \frac{x}{d} = E\varepsilon. \quad (6.3)$$

Bunda: $E = Cd = \frac{N}{S} \beta d$ kattalik, elastiklik moduli yoki **Yung moduli** deyiladi; $\varepsilon = \frac{x}{d}$ – ta'sir ko'rsatayotgan F yuklama yo'nalishi tomonga atomlararo qatlamlar orasidagi masofaning nisbiy (cho'zilishi) o'zgarishi.

Agar $\varepsilon = \frac{x}{d}$ tenglikdagi kasr surati va mahrajini sterjenning L butun uzunligi bo'yicha joylashgan N_{qa} - atomlar qatorlari soniga ko'paytirsak, unda quyidagi hosil bo'ladi :

$$\varepsilon = \frac{x N_{qa}}{d N_{qa}} = \frac{\Delta L}{L}. \quad (6.4)$$



6.1 – rasm. Tashqi cho'zish yuklamasi ta'sirida bo'lgan sterjen.

Keltirilgan (6.4) formuladan ko'rinadiki, ε – namunaning tashqi yuklama ta'sirida nisbiy cho'zilishini o'zida aks ettiradigan kattalik. Bundan tashqari (6.3) formuladan ko'rinadiki, garmonik yaqinlashuv bajarilar ekan, ya'ni zarrachalarni bir-biriga nisbatan surilishi oqibatida qattiq jismni deformatsiyalovchi kuch surilishning chiziqli funksiyasi bo'lib qolar ekan σ – kuchlanish deformatsiyaga proporsional bo'lib qolaveradi:

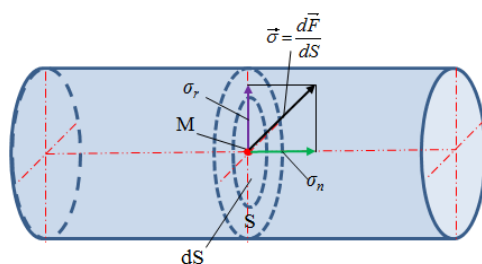
$$\sigma = E \varepsilon. \quad (6.5)$$

Keltirilgan (6.5) formulaga **Guk qonuni** deyiladi.

Endi E – Yung modulining fizik ma'nosini aniqlashga harakat qilamiz. Aytaylik, $\varepsilon = 1$ bo'lsin, u holda $\sigma = E$ o'rinli. Buning ma'nosi shuki, elastiklik moduli namunani $\Delta L = L$ darajagacha cho'zilishini ta'minlaydigan kuchlanish qiymatiga teng, albatta agar bunda Guk qonuni buzilmasa va namuna uzilmasa. Aytishimiz kerakki, bunday

deformatsiyaga **rezinadan** tashqari hozirda ma'lum va sun'iy kashf etilgan birorta ham qattiq jismlar bardosh bera olmaydi.

Ma'lumki, haqiqiy qattiq jismlar anizotrop xossaga ega, shuning uchun ularning mexanik xossalari ularga ta'sir ko'rsatayotgan yuklamaning (kuchning) yo'nalishiga bog'liq. Qattiq jismlarning bunday xossalari **tenzorlar** deyiladi. Bunday hollarda qattiq jismning mustahkamligini aniqlash uchun yuqorida keltirilgan (6.5) Guk qonuni yetarli bo'lmaydi.



6.5 – rasm. Kuchlanish tenzorini keltirib chiqarish uchun zarur bo'lgan sxema

Eslatib o'tamiz, mexanik kuchlanish – bu qattiq jismga ta'sir etayotgan yuklama ta'sirida hosil bo'lgan ichki kuchlar o'lchami. Endi $\vec{\sigma}$ – **mexanik kuchlanish vektori** degan yangi tushuncha kiritamiz. U moduli bo'yicha qattiq jism ichida ixtiyoriy tanlangan M nuqtani o'rab olgan dS – tekislikda harakatlanayotgan dF kuchlar nisbatiga teng (6.5 – rasm).

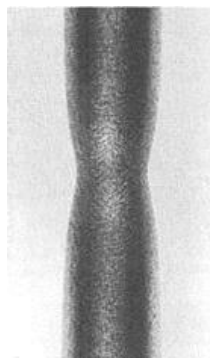
Unga mos ravishda $\vec{\sigma}_n$ – normal kuchlanish va $\vec{\sigma}_s$ – tangensial (urinma) kuchlanishlar vektorlar tarkiblarni kiritamiz. Shuning uchun $\vec{\sigma}$ – kuchlanish vektorini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\vec{\sigma}^2 = \vec{\sigma}_n^2 + \vec{\sigma}_s^2 \quad (6.7c)$$

Odatda kuchlanishlar haqiqiy va shartli bo'lishi mumkin.

Haqiqiy kuchlanish – bu namunaga ta'sir etayotgan yuklamani namunaning amaldagi ko'ndalang kesim yuzasiga nisbati. Agar bunday kuchlar namunaning ko'ndalang kesim yuzasini deformatsiyalashga yetarli bo'lsa, unda haqiqiy kuchlanish o'zgaradi, chunki namunaning ko'ndalang kesim yuzasi kichrayadi. 6.6 – rasmda namunani cho'zishga sinash natijasida unga ta'sir etayotgan yuklamadan ko'ndalang kesim yuzasining kichrayishi ko'rsatilgan. Bunga **deformatsiya bo'yinchasini** hosil bo'lishi

deyiladi, uni hosil bo'lishi faqat qovushqoq plastik deformatsiyalanadigan qattiq jismlarga xos.



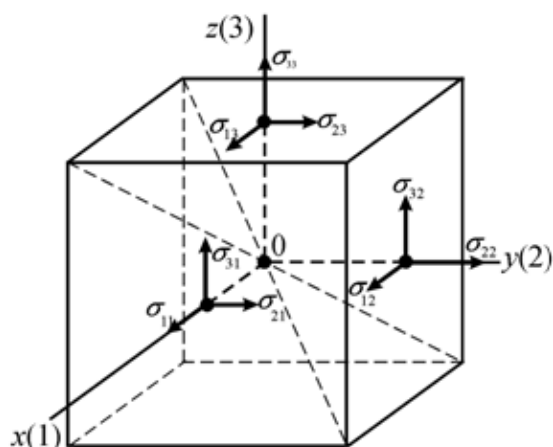
6.6 – rasm. Namunani cho'zishga sinash natijasida unga ta'sir etayotgan yuklamadan ko'ndalang kesim yuzasining kichrayishi.

Shartli kuchlanish – bu namunaga ta'sir etayotgan yuklamani namunaning sinovdan oldingi ko'ndalang kesim yuzasiga nisbati bo'lib, namunani sinash jarayonida ko'ndalang kesim yuzasini o'zgarishi inobatga olinmaydi.

Agar mexanik muvozanatdan chiqarilgan qattiq jismning ixtiyoriy hajm elementini alohida ko'rib chiqadigan bo'lsak, unda uni o'rab turgan qismlar tomonidan shu hajm elementining har bir yuzasiga proporsional bo'lgan kuchlar ta'sir qiladi. Buni tushunib olish uchun qattiq jismni bir jinsli (kontinuum) muxit deb qabul qilamiz, bunga qattiq jismlar fizikasida **qattiq jismning kontinualli modeli** deyiladi. Aytaylik, qattiq jismning barcha tomonlariga bir xil kuchlanish ta'sir qilayotgan va uning barcha qismlari statik muvozanatda bo'lsin. Undan qirralari x , y va z koordinata o'qlariga parallel bo'lgan kub shaklidagi hajm elementini faraziy ajratib olamiz. Faraziy ajratib olingan kub shaklidagi hajm elementi va unga ta'sir ko'rsatayotgan kuchlanishlar sxematik ravishda 6.7 – rasmda keltirilgan.

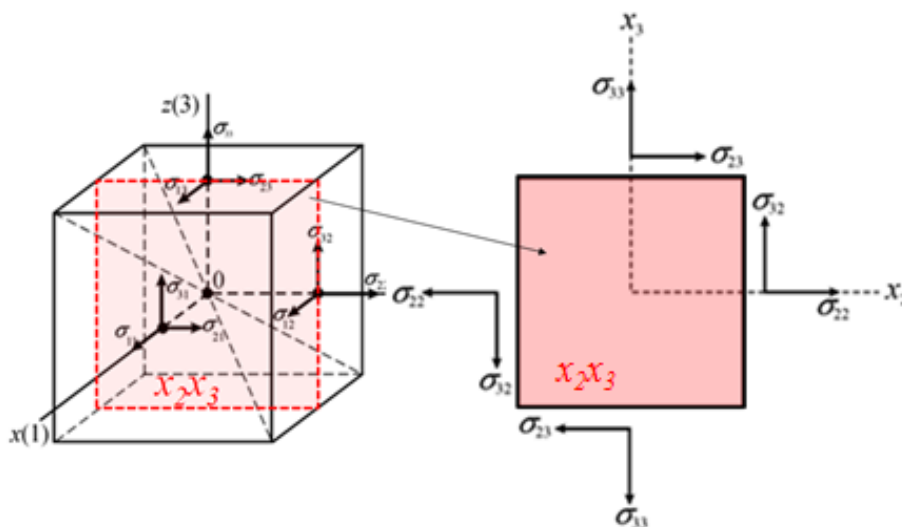
Muvozanat holatda kubning qarama-qarshi yoqlariga ta'sir etayotgan kuchlar bir xil, shuning uchun faqat parallel bo'lmagan yoqlardagi kuchlanishlarni ko'rib chiqish yetarli bo'ladi. Kubning yoqlari markazida joylashgan nuqtalarda yoqqa nisbatan bitta normal va ikkita urinma kuchlanishlarni ajratamiz. Buning uchun kuchlanishlarni σ_{ij} tarzda belgilab olamiz, keyin kub yoqlarining o'qiga parallel yo'nalganlarni i bilan, perpendikulyar yo'nalganlarni j bilan belgilaymiz. Kubning har bir yoqlarining ichki tomoniga uning tashqi tomonidan kuch uzatiladi. Bunda

musbat qiymatga ega bo'lgan σ_{11} , σ_{22} , σ_{33} komponentlar mos ravishda kubning oldingi yoqlari uchun musbat yo'nalishga ega deb, kub yoqlarining orqa tomonidagi kuchlanishlar qiymati bo'yicha teng, ammo rasmda ko'rsatilgan kuchlanishlarga qarama-qarshi yo'nalgan deb qabul qilamiz.



6.7 – rasm. Markazi O nuqtada bo'lgan hajm elementining yoqlariga ta'sir etayotgan σ – kuchlanishlar sxemasi.

Shunda barcha σ_{ii} – normal komponentlar, σ_{ij} – urinma (suruvchi) komponentlar deb belgilaymiz, bunda $i \neq j$. Endi kub markazidan o'tadigan x_2x_3 – tekislikni ko'rib chiqamiz (oddiy holda bu tekislikning belgilanishi yz bo'lar edi). Bu tekislikning kubda joylashishi va alohida keltirilgan sxemalari 6.8 – rasmda keltirilgan.



6.8 – rasm. Kub markazidan x_2x_3 – o'qlar bo'yicha o'tgan tekislikdagi kuchlanishlar yo'nalishining sxemalari.

Bunda x_2 va x_3 – o‘qlar bo‘ylab ta’sir ko‘rsatayotgan kuchlanishlarning yig‘indisi nolga teng. Agar $\sigma_{23} = \sigma_{32}$ bo‘lsa, u holda burovchi moment ham nolga teng bo‘ladi. Biz qattiq jismni to‘liq muvozanat holatida ko‘rib chiqar ekanmiz, shuning uchun to‘liq kuchlar momenti ham nolga teng bo‘lishi kerak, ya’ni $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$.

σ_{ii} – kuchlanishlar to‘plami ikki vektor komponentlarni bog‘laydi. Agar $\vec{P}$ – kuch yuza birligidagi tekislikda harakatlanib va shu harakatlanayotgan tekislik $\vec{N}$ – normaliga parallel bo‘lsa, unda yuqorida keltirilgan fikrlarga ko‘ra bu kuch o‘zida tenzor kattalikni aks ettiradi. $\vec{P}$ – kuch vektorining komponentlarini P_1, P_2 va P_3 orqali, $\vec{N}$ – normal vektorining komponentlarini esa l_1, l_2 va l_3 orqali belgilab hamda o‘qlar bo‘yicha mos kuchlanish vektorlarini inobatga olgan holda kuchlar komponentlari uchun quyidagini yozish mumkin:

$$\begin{aligned} P_1 &= \sigma_{11}l_1 + \sigma_{12}l_2 + \sigma_{13}l_3 \\ P_2 &= \sigma_{21}l_1 + \sigma_{22}l_2 + \sigma_{23}l_3, \\ P_3 &= \sigma_{31}l_1 + \sigma_{32}l_2 + \sigma_{33}l_3 \end{aligned} \quad (6.8)$$

$$T_{nor} = \begin{vmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{vmatrix}, \quad (6.9)$$

Shunday qilib, T_{nor} – bu σ_{ii} – kuchlanishlar komponentlari tenzori. Bu vektor rangli tenzor. $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$ bo‘lgani uchun to‘qqizta komponentdan faqat oltitasi ozod komponent, ya’ni kuchlanishlar tenzori simmetrik.

Boshqa holda, agar normal bo‘yicha yoqlarga bir xil P – kuch ta’sir qilayotgan bo‘lsa, unda kuchlanishlar tenzori boshqa ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$\|\sigma_{ij}\| = \begin{vmatrix} -P & 0 & 0 \\ 0 & -p & 0 \\ 0 & 0 & -p \end{vmatrix}. \quad (6.10)$$

Agar qandaydir o'q bo'ylab chiziqli kuchlanish paydo bo'lsa, unda faqat shu o'q bo'ylab yo'nalgan σ – kuchlanish komponentlari noldan farqli bo'ladi.

6.1-muammoli vazifa va uning yechimi

Misdan tayyorlangan namuna cho'zuvchi yuklama ta'sirida bolsin, bunda faqat to'liq elastik deformatsiya sodir bo'layotgan bo'lsa, unda namunaning uzunligi qanchagacha cho'zilishi mumkin?

Vazifa bo'yicha boshlang'ich ma'lumotlar:

Namunaning boshlang'ich uzunligi $l_0 = 305$ mm;

Namunaga ta'sir ko'rsatayotgan kuchlanish $\sigma = 276$ Mpa= $276 \cdot 10^6$ Pa.

Misning elastiklik moduli $E = 110$ Gpa= $110 \cdot 10^9$ Pa

Vazifani yechish tartibi:

Vazifada faqat elastik deformatsiya haqida gap borar ekan, uni hisoblash uchun (6.4) va (6.5) formulalardan foydalanamiz:

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l_0} \quad \text{va} \quad \sigma = E\varepsilon.$$

Biz shu formulalardan foydalangan holda mis namunaning qanday qiymatga Δl cho'zilganini topishimiz talab etilmoqda. Yuqorida keltirilgan formulalarni o'zni-o'rniga qo'ysak unda:

$$\sigma = E\varepsilon = E\left(\frac{\Delta l}{l_0}\right)$$

Bu ifodadan bizga zarur bo'lgan Δl ni topamiz: $\Delta l = \frac{\sigma l_0}{E} = \frac{276 \cdot 305}{110 \cdot 10^3} = 0,77$ mm.

Vazifaning javobi: mis namunaning uzunligi jami $l_0 + \Delta l = 305 + 0,77 = 305,77$ mm ga yetgan.

6.6. Noelastiklik va metallarda elastiklik xossasi

Yuqorida ko'rib chiqilgan xollarda elastik deformatsiyani hosil bo'lishi vaqtga bog'liq emas deb qabul qilgan edik, ya'ni kuchlanish ta'siridan elastik deformatsiya birdaniga paydo bo'lib kuchlanish o'zgarmasa u ham o'zgarmasdan qoladi deb qabul qilgandik. Shu bilan

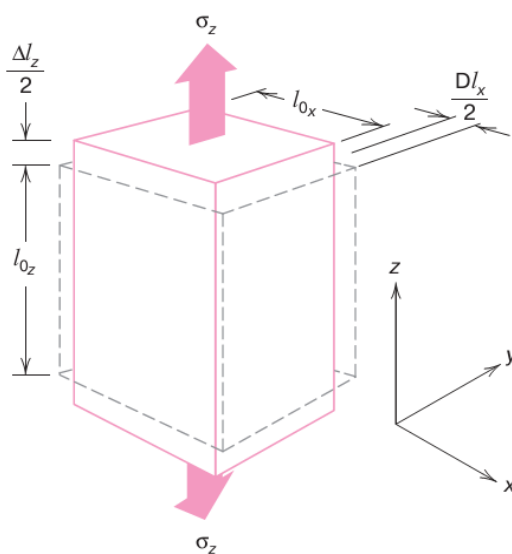
birga kuchlanish ta'siri to'xtashi bilan deformatsiya ham yo'q bo'lib ketadi deb qabul qilingan. Ammo haqiqiy xollarda elastik deformatsiyaning vaqtga bog'liq tarkiblari mavjud. Bu degani qattiq jismda kuchlanish ta'siri to'xtatilgandan keyin ham elastik deformatsiya bir oz vaqt davomida mavjud bo'ladi va uning qattiq jism tanasidan mutlaqo yo'q bo'lib ketishi uchun bir oz vaqt kerak bo'ladi.

Elastik deformatsiyani bunday o'zini vaqtga bog'liq ravishda tutishi gohida **noelastiklik deb ataladi**. Qattiq jismda vaqtga bog'liq xolda bo'lib o'tadigan bunday hodisa atom o'lchami darajasidagi mikroskopik deformatsion jarayondir. Odatda metal qattiq jismlarda bunday jarayon juda kichik bo'lgani uchun inobatga olinmaydi. Ammo bu polimer qattiq jismlarda ahamiyatga ega.

Metal namunaga cho'zuvchi yuklama ortilganda undagi kuchlanish yo'nalishi bo'ylab ε_z – bo'ylama deformatsiya hosil bo'ladi (6.9 – rasm). Bunda namunaning butin uzunligi bo'ylab ko'ndalangiga, ya'ni x va y o'q bo'ylab siqilishi yuz beradi. Agar namunani cho'zilish faqat z o'qi bo'ylab sodir bo'lsa va namuna izotrop xossaga ega bo'lsa, unda $\varepsilon_x = \varepsilon_y$.

Yuqorida 6.2. aytilganidek ko'ndalang kesimda sodir bo'ladigan deformatsiya o'lchami Puanson koeffitsiyentini aniqlash imkonini beradi:

$$\mu = \frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_z} = -\frac{\varepsilon_y}{\varepsilon_z}, \quad (6.11)$$



6.9 – rasm. Metal namunani z – o'qi bo'ylab cho'zishda uning butun uzunligi bo'ylab ko'ndalang x va y o'q siqilishi.

Bu (6.11) formuladagi manfiy ishora μ – Puanson ko'effitsiyenti musbat chiqishi uchun qo'yilgan, chunki ε_x va ε_y manfiy kattaliklar. Nazariy asoslarga ko'ra izotrop xossalarga ega bo'lgan qattiq jismlarning Puanson ko'effitsiyenti $\frac{1}{4}$ atrofida bo'lishi kerak, uning bo'lishi mumkin bo'lgan maksimal qiymati 0,50 ga teng.

Izotrop xossaga ega bo'lgan qattiq jismlarni cho'zishda elastiklik moduli, surish moduli va Puanson ko'effitsiyenti o'rtasida quyidagi bog'liqlik mavjud:

$$E = 2G(1 + \nu). \quad (6.12)$$

Ko'pchilik metallar uchun G taxminan $0,4E$ ga teng, shuning uchun (6.12) formulada keltirilgan ahzolarining bittasi ma'lum bo'lsa boshqalari oson topiladi.

Bob bo'yicha mustaqil shug'ullanish uchun savollar

- 6.1. Qattiq jismlarning mexanik xossalariga qanday baho beriladi?
- 6.2. Mexanik kuchlanish nima va u qanday o'lchov birliklarida ifodalanadi?
- 6.3. Elastiklik modulining fizik ma'nosini tushuntirib bering.
- 6.4. Deformatsiyalangan qattiq jismlar uchun Guk qonunining qo'llanilish chegaralarini belgilab berin.
- 6.5. Qoldiq deformatsiya qanday o'lcham birliklarida va qanday tenglik yordamida aniqlanadi?
- 6.6. Qattiq jismlardan tayyorlangan namunalar cho'zilishga qanday sinaladi?

7 BOB. FAZA YOKI HOLAT DIAGRAMMALAR

7.1. Asosiy va umumiy tushunchalar

Faza diagrammalari –*bu qattiq jismni: qizdirish harorati, unga ta'sir etayotgan bosim va unga kiritilgan qandaydir ikkinchi komponentning miqdorini o'zgarishi bilan ichki tuzilishini mikroskopik darajada o'zgarishini ko'rsatuvchi faraziy egri chiziqlardan tashkil topgan ma'lumot yig'indisi.* Faza diagrammalarni o'rganish, tushunish, undagi ma'lumotlarni o'qib bilish materialshunos muhandislari uchun juda muhim hisoblanadi, chunki qattiq jismlarning mikroskopik darajasidagi ichki tuzilishi bilan uning mexanik xossalari o'rtasida bevosita bog'liqlik mavjud. Bundan tashqari faza diagrammasi shu qattiq jismni erish (suyuqlanish) harorati, kristallanishni boshlashi va tugashi hamda unga mos keladigan hodisalarni qachon, qanday sharoitlarda yuz berishini ko'rsatuvchi muhim ma'lumotlarga ega.

Ushbu bobda: birinchidan faza diagrammalari va faza o'zgarishlari bilan bog'liq bo'lgan iboralar va atamalarni o'rganamiz; ikkinchidan sof metallarni bosim va harorat koordinatalaridagi faza diagrammalarini o'rganamiz; ikki komponentdan tashkil topgan qotishmalarining komponent miqdori va harorat koordinatalaridagi faza (holat) diagrammalari bilan tanishamiz.

Qotishma –ikki (yoki undan ortiq) A va B komponentdan tashkil topgan qattiq jism (material) bunda komponentlarning ikkalasi ham metal, nometal yoki bittasi metal ikkinchisi nometal bo'lishi mumkin. Bunda komponentlar bir-birida singishi yoki singmasligi mumkin.

Singish –deganda asosiy A – komponent kristalli ichidagi bo'shliqlarga B – komponent atomlarini kirib joylashishi tushuniladi

7.2. Singish chegarasi

Ko'pchilik A va B komponentdan tashkil topgan qotishmalar qattiq singish qorishmasini hosil qilish uchun har bir haroratga mos keluvchi asosiy A – komponent kristallida B - komponentning atomlarini maksimal singdira olish chegarasi mavjud. Unga B – komponent miqdorining A –

komponentda **singdirish chegarasi** deyiladi. Agar shunga qaramasdan A – komponentga yana B – komponent qo‘shilaversa unda boshqa turdagi qattiq qorishma, masalan mexanik aralashma yoki kimyoviy birikma hosil bo‘lishi mumkin.

Qattiq eritma – ikki yoki undan ortiq komponentlarga ega bo‘lgan qattiq jism bo‘lib uning o‘zi to‘rt turga bo‘linadi:

1 – turi, aytaylik qattiq eritma A va B komponentlardan tashkil topgan, bunda A – komponent o‘zining kristall panjarasini saqlab qolgan, B – komponent esa shu A komponentning kristall panjara ichiga kirib olgan bo‘lsa unga **singish qattiq eritmasi** deyiladi;

2 – turi, aytaylik qattiq eritma A va B komponentlardan tashkil topgan, bunda A – komponent ham, B – komponent ham o‘z kristall panjaralarini saqlab qolishgan bo‘lsa, unga **mexanik aralashma** deyiladi;

3 – turi, aytaylik A va B komponentlarga ega bo‘lgan qattiq jismda A va B – komponentlar o‘z kristall panjaralarini yo‘qotib, birgalikda umuman boshqacha (A ga ham B ga ham o‘xshamaydi) yangi turdagi kristall panjara hosil qilishgan bo‘lsa, unga **kimyoviy birikma** deyiladi.

4 – turi, aytaylik A va B komponentga ega qattiq qotishmada A komponent o‘z kristall panjarasini saqlab qolgan, B komponent esa A komponentning kristall panjarasini hosil qilishda ishtirok etgan bo‘lsa, unga **o‘rin almashishi qotishmasi** deyiladi.

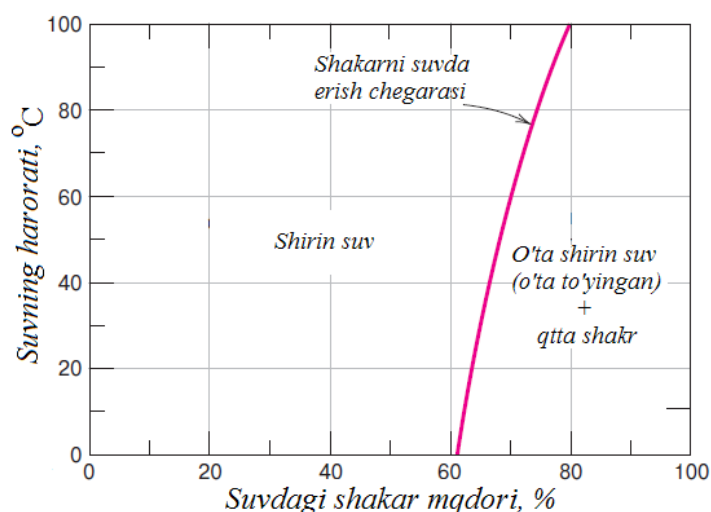
Yuqorida keltirilganlarni tushunib olish uchun oddiy shakar va suv ($C_{12}H_{22}O_{11} - H_2O$) misolida ko‘rib chiqamiz.

Ma‘lumki, shakar suvda eriydi buning natijasida shirin suv hosil bo‘ladi – ya‘ni asosiy singdiruvchi A – komponent suv, singuvchi B – komponent shakar, hosil bo‘lgan aralashma singish qorishmasi bo‘ladi. Agar shundayam suvga shakarni qo‘shishni davom etaversak, suv shakarga to‘yinib boraveradi, unga shakar bilan o‘ta to‘yingan shirin suv desak bo‘ladi. Shunga qaramasdan unga yana shakarni qo‘shaversak shakar suvda erimay suv tagiga cho‘kib boshlaydi. Aynan shakarni suvda erishi to‘xtaguncha qo‘shilgan shakar miqdori suvdagi shakarning singish chegarasi bo‘ladi.

Ammo bu jarayonni amalga oshirgan haroratga tegishli singish chegarasi, agar suvni qizdirsak suv tagiga cho‘kkan shakar yana eriy boshlaydi. Chunki shakarni suvda singishi (erishi) suvning haroratiga

bog'liq. Keling suvda shakarni singishining faza diagrammasini yasaymiz. Buning uchun oldin suvdagi shakar miqdorini ko'rsatuvchi gorizontall chiziq chizamiz, keyin uni shakarning 0% dan 10%li intervallarga (0, 10, 20 100%) bo'lib chiqamiz, keyin unga perpendikulyar vertikal chiziq tortamiz va uni 0 dan boshlab 10 °C intervallarga bo'lib, 100 °C haroratgacha qo'yamiz. Endi suvni har bir 10 °C haroratgacha qizdirib, undagi shakarning singish chegarasini aniqlaymiz, aniqlangan miqdorni koordinatalarga qo'yamiz. Bunda hosil bo'ladigan faza diagrammasi 7.1 – rasmda keltirilgan shaklga ega bo'ladi.

7.1 – rasmda keltirilgan suv-shakar holat diagrammasidagi shakarning suvdagi singish chegarasi deyarli vertikal og'gan egri chiziq shakligi ega bo'ldi. Bunda 1 – faza shirin suv (shakarning suvdagi erigan qorishmasi), 2 – faza o'ta to'yingan shirin suv va 3 – faza bu qattiq shakar (erimay qolgan).

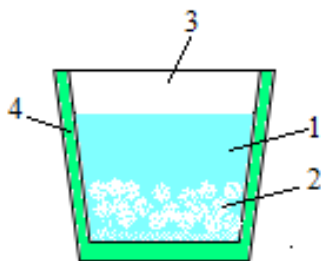


7.1 – rasm. Suv-shakar holat (faza) diagrammasi.

7.3. Fazalar

Faza iborasini umumiy nuqtai nazardan muhokama qiladigan bo'lsak, unda u qandaydir muhit bo'lib, o'zining chegara bilan o'ralgan tuzilishiga va xossasiga ega hudud. Agar faza iborasini fanimiz doirasida muhokama qiladigan bo'lsak, unda **faza deb – qattiq jismni bir xil tuzilishga va bir xil fizik-mexanik xossaga ega bo'lgan hududiga aytiladi.** Fazalarni makromasshtab (yirik) darajada yoki mikromasshtab (juda kichik) darajada muhokama qilish mumkin.

Fazalarni makromastab darajada muhokama qiladigan bo'lsak, unda yuqorida suv-shakar fazalar diagrammasini ko'rib chiqamiz: suv – alohida suyuq faza bo'lsa, unda erimay qolgan shakar donalari alohida qattiq faza bo'ladi. Misol uchun stakanga solingan shakarli suvni nechta fazadan tashkil topganini aniqlaymiz, bunda stakanni ichi bo'yicha ko'rib chiqamiz. Stakan va unga solingan shakarli shirin suv 7.2 – rasmda keltirilgan.



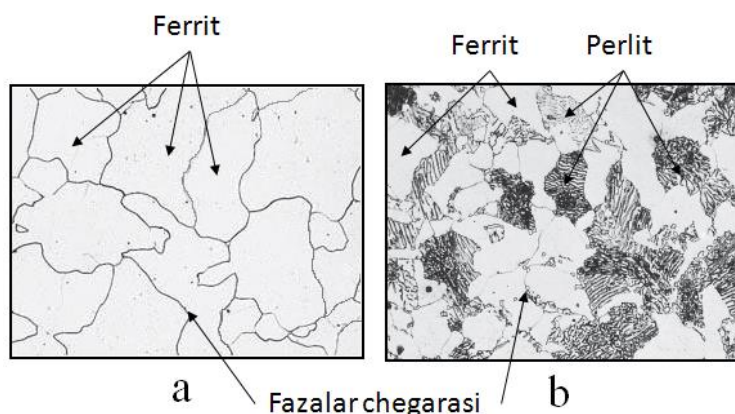
7.2 – rasm. Stakan ichidagi fazalar: 1 – shirin suv; 2 – erimagan shakar kristallari; 3 – havo; 4 – stakan devori.

7.2 – rasmda keltirilgan fazalarning har biri o'zining xossasiga, chegarasiga ega, masalan shirin suvning chegarasi – stakan devori, havo va erimagan shakarning har bir kristallining yuzasi bilan tutashgan. Shirin suv suyuqlik bo'lsa, stakan devori va erimagan shakar kristallari qattiq. Ammo qattiq fazalar bo'lgan –stakan devori va erimagan shakar kristalli ham birbiridan xossasi bo'yicha farq qiladi shuning uchun ular ham alohida fazalar hisoblanadi.

Endi fazalarni mikromasshtab darajasida muhokama qilamiz. Buning uchun texnik toza bo'lgan temir (tarkibi taxminan 99,95% Fe) va tarkibida: 99,62% temir va 0,38% uglerod bo'lgan po'lat qotishmasining namunalarini olamiz va yuzasiga maxsus ishlov berib (7.4. bo'limda muhokama etiladi) metalografik mikroskop (MIM7) yordamida ularning yuzasini x600 marotaba kattalashtirilgan xolda mikrotahlil etamiz. Shunday usulda yuzalariga maxsus ishlov berilgan texnik toza va po'lat namunalarning mikrostrukturasining suratlari 7.3 – rasmda keltirilgan.

Texnik toza temirning mikrostrukturasini bitta fazadan tashkil topgan, chunki 7.3, a – rasmda keltirilgan fazalar alohida chegaralarga ega bo'lsada, ularning xossalari bir xil shuning uchun texnik toza temirning mikrostrukturasini bitta turdagi ferrit fazalaridan tashkil topgan. Tarkibida

99,62% Fe va 0,38% C bo'lgan po'latning 7.3, b – rasmda keltirilgan mikrostrukturasi ikkita fazadan: ferrit (u oq rangda) va perlit (yo'l-yo'l qora rangda) fazasidan tashkil topgan. Bunda ferrit va perlitlarning xossalari bir-biridan tubdan farq qiladi.



7.3 – rasm. Tarkibida o'rtacha 99,95% Fe mikrostrukturasi (a) va tarkibida 99,62% Fe va 0,38% C bo'lgan po'latning mikrostrukturasi (b).

Endi yuqorida keltirilgan misollar va tahlillar asosida faza iborasiga ilmiy ta'rif berishga harakat qilamiz. 7.3, – rasmda ikki turli mikrostrukturani alohida-alohida tarkibiy qismlardan tashkil topgan sistema deb qabul qilamiz, ularning tarkibiy qismlari bu fazalar bo'ladi, demak **faza – bu sistemaning tarkibiy qismi bo'lib, o'zining chegarasiga va xossasiga ega muhitdir.**

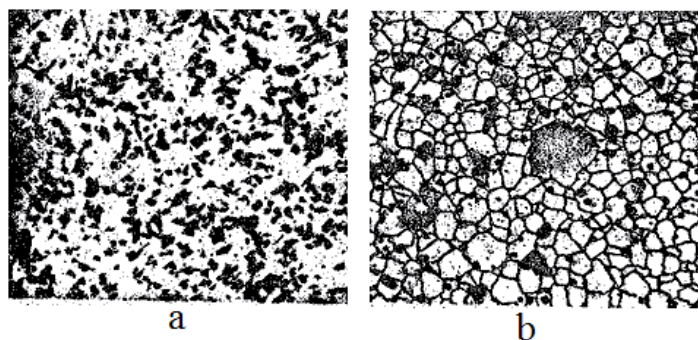
7.4. Qotishmalar mikrostrukturasi va fazalar turg'unligi

Ko'p xollarda qattiq jismlarning fizik-mexanik xossalari, ayniqsa mexanik xossalari ularning mikrostruktura tuzilishiga bog'liq. Mikrostruktura – bu optik yoki elektron mikroskopi yordamida to'g'ridan to'g'ri kuzatilayotgan ob'yekt. Qattiq jismlarning mikrostrukturasi kuzatishda: jismdagi fazalar turlari, o'lchami, ularning bir-biriga bo'lgan nisbatlari va jism hajmi bo'ylab taqsimlanishi aniqlanib olinadi. Qattiq jismning mikrostrukturasi: qattiq jismni tashkil etadigan (tarkibidagi) kimyoviy elementlar tabiatiga va miqdoriga, qattiq jismni olishdagi haroratga hamda keyingi haroratli ishlov (termik ishlov: bo'shatish, normallash va toblash) berish turiga bog'liq ravishda shakllanadi.

Misol uchun keramik qattiq jismlarni mikrostrukturasini kuzatish uchun undan yuzasi 2 sm^2 dan katta bo'lmagan namunalar kesib yoki sindirib olinadi. Aksariyat hollarda tadqiq qilinayotgan namuna kichik o'lchamlarda bo'lishi mumkin, bunday xollarda ular dastaga o'rnatiladi.

Tadqiq etilayotgan namuna yuzasi 33803 modeli vertikal (dovodochnoy) dastgohida tekislangandan keyin 3E881 modeldagi jirvirlash-polirovkalash dastgohida namuna yuzasi yanada silliqatlanadi. Silliqlash jarayonida namuna yuzasida sinishlar yoki maydalanishlar bo'lmasligi uchun ularni ustidan bosib turiladi. Keyin namuna yuzasini cho'yan disk ustiga, oldin AM14/28 markali keyin AM/10 markali olmos kukuni etil spirti bilan hosil qilingan suspenziyasi shisha tayoqcha yordamida bir tekis surkazib, silliqlash amalga oshiriladi. Namuna yuzasi birinchi va ikkinchi silliqlashdan o'tgandan keyin disk ustiga fotoqog'oz yopishtirilib, uni ustiga oldin AM7/5 keyin AM/2 olmos kukuni sepilib yana silliqlash o'tkaziladi. Qo'shimcha silliqlash yana shu diskda, ammo AM1/0 markali olmos kukunini transformator moyi bilan aralashtirib, disk ustiga surkash orqali amalga oshiriladi.

Silliqlashdan o'tgan namunalarning yuzalari ko'zgu kabi aks etuvchi bo'lishi kerak, unda chiziqlar bo'lmasligi talab etiladi. Namunalar yuzasi MIM7 mikroskopida $\times 100$ kattalashtirib tekshiriladi. Keramik namuna yuzasi silliqlangandan keyin uning yuzasiga maxsus kislotada ishlov beriladi, ya'ni ortofosfor kislotaning bug'ida 1 - 60 sek davomida ushlab turiladi, bunda keramik materialning donalar chegarasi va materialdagi g'ovakliklar aniq ko'rina boshlaydi. 7.4 – rasmda magniy oksidi asosida ishlab chiqarilgan keramik materialning mikrostrukturasini keltirilgan.



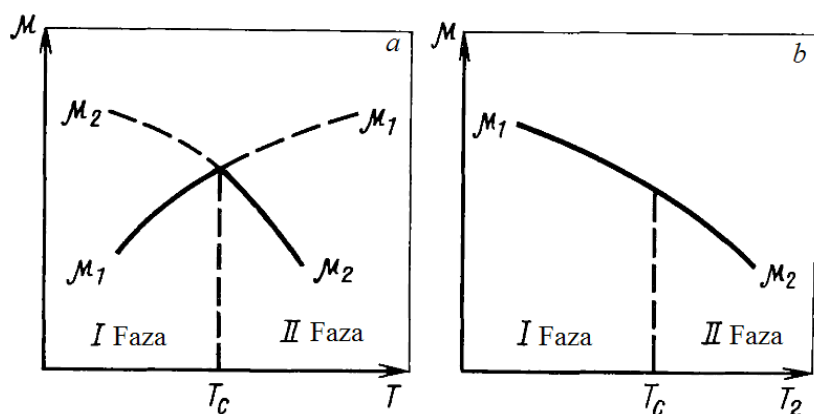
7.4-rasm. Oksid magniy asosli keramik materialning mikrostrukturasini: a – kislotaga ishlov berishdan oldin va b – kislotaga ishlov berilgandan keyingi mikrostruktura.

Qattiq jismlarda sodir bo'ladigan hajm o'zgarishlar, asosan unda sodir bo'ladigan fazalar o'zgarishlar bilan bog'liq bo'lib, bunda jism kristallini tashkil etuvchi atomlar o'z egallagan o'rnini yoki joylashish tartibini o'zgartiradi. *Eslatib o'tamiz*, faza o'zgarish nuqtasida kimyoviy fazalar muvozanatining sharti kimyoviy potentsiallar tengligi shaklida yoziladi:

$$\mu_1 = \mu_2 . \quad (7.1)$$

Birinchi turkumdagi faza o'zgarishi sodir bo'lgan xolda 7.5,a – rasmdagi $\mu_{1,2}$ – egri chiziq (7.1) tenglik shartini qoniqtiruvchi T – haroratning qandaydir T_s nuqtada kesib o'tadi. Bu nuqtada μ_1 – faza turg'unlik holatidan metastabil (noturg'un) holatga o'tadi, bunda faza o'zgarishi natijasida shakllangan μ_2 – faza turg'un bo'lib oladi. Har bir (R , T) bosim va harorat qiymatlar uchun kimyoviy potentsiyali eng kichik bo'lgan faza turg'un bo'la oladi.

7.6 (b) – rasmda $\mu_{1,2}$ - egri chiziqning ikkinchi turkimdagi faza o'zgarishlari uchun holati ko'rsatilgan. Bunday xolda T nuqta kimyoviy potentsial uchun muhim nuqta vazifasini o'taydi, chunki $T < T_c$, $T > T_c$ xollar uchun ikkita fazadan faqat bitta faza uchun kimyoviy potentsial mavjud.

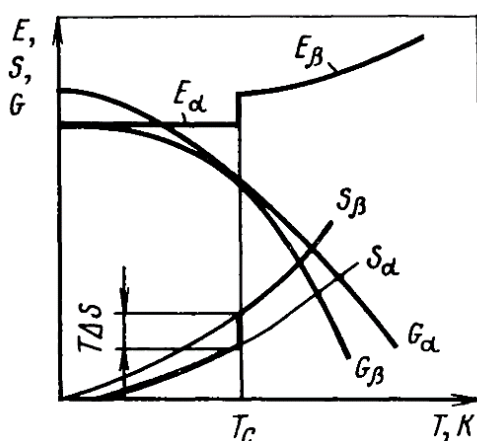


7.6 – rasm. Bir fazadan ikkinchi fazaga o'tish: a – birinchi tur va b – ikkinchi turdagi faza o'tishlari uchun, 1 – turg'un faza, 2 – metastobbil (noturg'un).

Birinchi turkimdagi faza o'zgarishlariga moddalarni: erishi, bug'lanishi, kristallanish va polimorfizm o'zgarishlar misol bo'la oladi.

Bunday faza o'zgarishlarda moddaning zichligi va termodinamik funksiyasi (erkin energiyasi, entalpiya va entropiya) T_C nuqtada keskin o'zgarishi sodir bo'ladi. Shuning uchun birinchi turdagi faza o'zgarishlarida doimiy harorat va bosim qiymatiga ega entalpiya ΔH bilan aniqlanuvchi issiqligining noldan farq qiladigan faza o'zgarishiga ega (7.7 - rasm).

Ikkinchi turdagi faza o'zgarishlarning farqi shundaki, unda faza o'zgarishida issiqligi yo'q. Bunga sabab shunchaki ikkinchi tur faza o'zgarishlari T_C nuqtadagi keskin o'zgarish termodinamik funksiya natijasida emas, balki uning fizikaviy ko'rsatkichlari bo'yicha hosilasi yoki termodinamik potensialning ikkinchi hosilasi: issiqlik sig'imi ($\tilde{n}_s = d^2/dT^2$), siqiluvchanlik (dV/dT), termodinamik kengayish (dV/dT) va boshqalar natijasida sodir bo'ladi.



7.7 – rasm. Faza o'zgarishlarda ichki energiyani, entalpiyani va erkin energiyani o'zgarishi.

Ikkinchi tur faza o'zgarishlariga asosan: ferromagnetikdan paramagnetga o'tish, suyuq geliyning o'ta oquvchanlikka o'tish holati, qotishmalardagi kristallar simmetriyasini keskin o'zgarishi va boshqalar misol bo'la oladi.

7.5. Faza o'zgarishlar haqida umumiy va asosiy ma'lumotlar

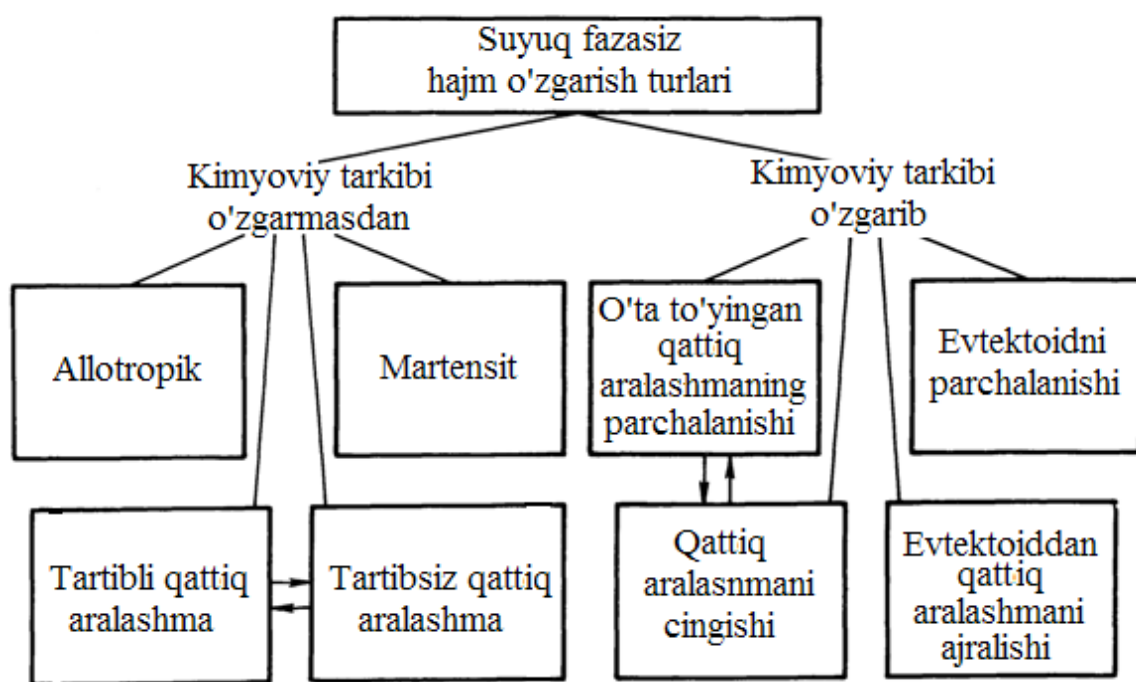
Faza o'zgarishlar nazariyasi va amaliyotiga juda ko'p adabiyotlar bag'ishlangan bo'lib ular bu mavzuning boshlang'ich jarayoniga taalluqli.

Bu jarayon juda murakkab bo'lgani uchun darsligimizda faqat fizik – kimyoviy holatlarni o'zida aks etgan qattiq jismlarini ko'rib chiqamiz.

Buning uchun biz suyuq faza qatnashmagan, ya'ni qattiq holatdagi faza o'zgarishlarini ko'rib chiqamiz. Faza o'zgarishlarini: kimyoviy tarkibini o'zgarimasdan va kimyoviy tarkibining o'zgarishi bo'yicha turlarga bo'lamiz. 7.8 – rasmda suyuq faza qatnashmagan hajm o'zgarish turlari keltirilgan.

Ko'pchilik qattiq jismlar (aksariyati metallar) tashqi muhit haroratiga bog'liq xolda turli kristall shakllarda bo'lishi mumkin bo'lib, bunday xolga allotropik (grekcha, «boshqa shakl») yoki polimorfik o'zgarishlar deyiladi. Allotropik o'zgarishlar natijasida bir tur panjaraga ega bo'lgan kristall jism atomlari o'zining joyini shunday o'zgartiradiki, bunda umuman boshqa panjara hosil bo'ladi. Allotropik modifikatsiyalar asosan past haroratlarda turg'un bo'ladi, ko'pchilik metallar uchun kimyoviy belgisi tagiga maxsus indeks α – past haroratlarda uchun, β – yuqori haroratlarda uchun va γ – hokozi.

Hozirda allotropik modifikatsiyaga ega bo'lgan metallarning ba'zilariga: temir $Fe_{\alpha} \leftrightarrow Fe_{\gamma} \leftrightarrow Fe_{\beta}$, $Ti_{\alpha} \leftrightarrow Ti_{\beta}$, $Mn_{\alpha} \leftrightarrow Mn_{\beta} \leftrightarrow Mn_{\gamma} \leftrightarrow Mn_{\delta}$, $Sn_{\alpha} \leftrightarrow Sn_{\beta}$, bundan tashqari Ca, Li, Te, Na, Cs, Sr, Zr va boshqalar.



7.8 – rasm. Suyuq faza qatnashmagan hajm o'zgarish turlari.

Allotropik o'zgarishlar sodir bo'lish jarayoni asosan Gibbs energiyasining kichrayishi hisobiga amalga oshadi. Normal sharoitida allotropik o'zgarishlar doimo bir xil haroratda sodir bo'ladi (kritik nuqta) va issiqlik ajralishi agar metal sovitilayotgan bo'lsa yoki issiqlik yutilishi va qizdirilayotgan bo'lsa (7.9, a – rasm). Allotropik o'zgarishlar bo'lishi uchun yangi modifikatsiyalangan Gibbs energiyasining farqi, sovitish darajasi yoki qizdirish darajasi bo'lishi kerak. Ammo suyuq metalning kristallanishidan farqli o'laroq sovitish yoki qizdirish darajasi kattaroq bo'ladi. Allotropik o'zgarishlarda ham xuddi kristallanish kabi kurtakning hosil bo'lishi va uni o'sishi kuzatiladi (7.9, b – rasm).

7.6. Faza o'zgarishlar kinetikasi

Umumiy termodinamikadan sistemaning Gibbs energiyasi, entalpiyasi va entropiyaning o'zaro bog'liqligi ma'lum. Bu bog'liqlikni har ikkala allotropiyaga qabul qilgan xolda quyidagini yozish mumkin:

$$G_1 = H_1 - TS_1, \quad (7.2)$$

$$G_2 = H_2 - TS_2, \quad (7.3)$$

Sistemaning entalpiyasi harorat ortishi bilan u ham orta boradi va bu ortishning darajasi sistemaning issiqlik sig'imi orqali xarakterlanadi:

$$\tilde{N}_p = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_p, \quad (7.4)$$

Agar $G_1 < G_2$ bo'lsa, termodinamikaning prinsipiga ko'ra bir xil harorat va bosimda sistema minimal erkin energiyaga intiladi, ya'ni G_1 shakl termodinamik turg'un hisoblanadi. Shuning uchun G_2 shakl G_1 holatga o'tishi kerak agar o'tishi mumkin bo'lgan usuli bo'lsa. O'tish energiya chiqarish hisobiga (sovitilayotganda) sodir bo'lishi kerak. Boshqacha aytganda allotropik o'zgarish bo'lishi mumkin (lekin shart emas), agar $\Delta G < 0$, ya'ni:

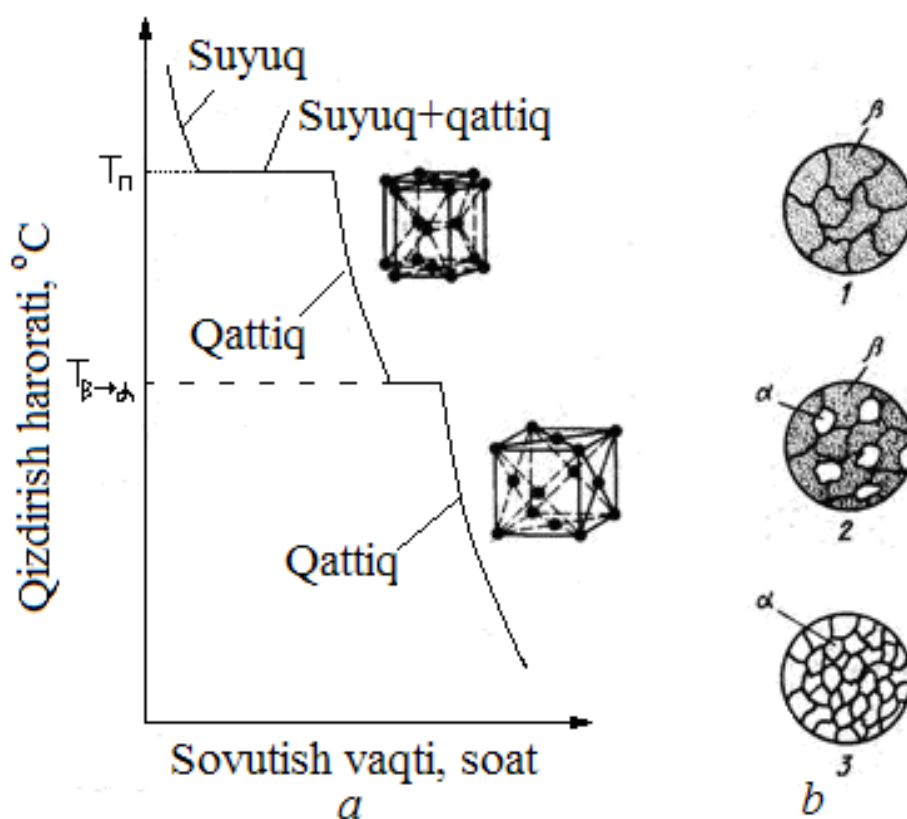
$$\Delta G = G_1 - G_2 = (H_1 - H_2) - T(S_1 - S_2) < 0, \quad (7.5)$$

shartga ko'ra $T = const$ va $V = const$ bo'lgani uchun hajm o'zgarishini minimal deb hisoblab va V a'zolarini inobatga olmasak, Gibbs energiyasi umumiy xolda:

$$G = U - TS + PV,$$

bo'lib, undagi U – ichki energiya. Shunda bundan va (7.2) hamda (7.3) formulalarga ko'ra $\Delta G = \Delta F$, ya'ni Gibbs energiyasi va Gelg'mogolts teng. Gelgmogolts:

$$\Delta F = \Delta U - T\Delta S, \quad (7.6)$$



7.9 – rasm. Ikki allotropik o'zgarishga ega bo'lgan metalning sovish egri chizig'i: β – GZP (K12) va α – YMP (K12); a – sovish egri chizig'i; b – mikrostrukturasi.

Endi aniq allotropik shaklga ega bo'lgan misolda ko'rib chiqamiz. Oltingugurt S – rombik va monoklik modifikatsiyalarga ega. 7.1 – jadvalda ikkala bitta shakldan ikkinchi shaklga o'tish jarayonida hosil bo'lgan modifikatsiyalarga tegishli eksperimental olingan xarakteristika qiymatlari keltirilgan.

Olingugurt allotropik shakllarining issiqlik xarakteristikalarini

S – allotropiya turi	O'tish harorati T_C , K	Tish issiqligi ΔH , kal/(g-atom)	Issiqlik sig'imi C_R
Rombik	368,5	90,1	$3,58 + 10^{-3} \cdot 6,24T$
Monoklik			$3,56 + 10^{-3} \cdot 6,96T$

$C_p = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_p$ (7.4) formulaga asoslanib 7.1 – jadvaldagi S_r – ifodani noldan T gacha integrallagandan keyin, ΔN o'tish issiqligini quyidagi ko'rinishda olamiz:

$$\Delta H = \Delta H_0 - 0,02T = 0,36 \cdot 10^{-2} T^2, \quad (7.7)$$

bunda ΔH_0 - 0K haroratdagi ikkala modifikatsiyaning entalpiya farqi.

Bu ifodani olingan Δf eksperimental ifoda bilan tenglashtirib va T harorat o'rniga T_C qo'yish natijasida $\Delta H_0 = 48,6 \text{ kal/(g-atom)}$ topamiz.

(7.7) – aniqlashtiradigan bo'lsak u quyidagini beradi:

$$\Delta H = 48,6 - 0,02T = 0,36 \cdot 10^{-3} T^2, \quad (7.8)$$

Keyin $\Delta G(T)$ topish uchun $G = U - TS + PV$ (7.5) – tenglamaning barcha a'zolarini T ga bo'lamiz:

$$\frac{\Delta G}{T} = \frac{\Delta H}{T} - \Delta S, \quad (7.9)$$

buni T bo'yicha differensiallagandan keyin quyidagini olamiz:

$$\left[\frac{\partial(\Delta G/T)}{\partial T}\right]_p = -\frac{\Delta H}{T^2}, \quad (7.10)$$

$\Delta H = 48,6 - 0,02T = 0,36 \cdot 10^{-3} T^2$ (7.8) tenglamaning o'ng tomoniga $\frac{\Delta G}{T} = \frac{\Delta H}{T} - \Delta S$ (7.9) qo'yib uni integrallash quyidagini beradi:

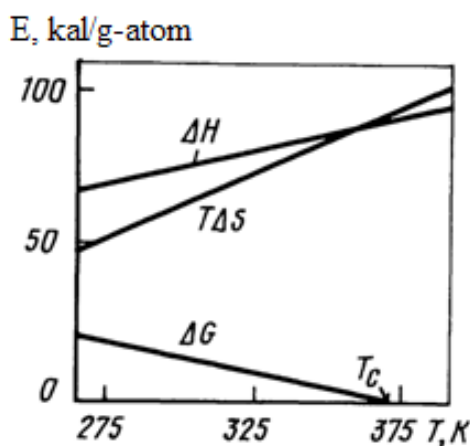
$$\frac{\Delta G}{T} = 48,6T^{-1} + 0,02 \ln T - 0,36 \cdot 10^{-3} T + \text{const}, \quad (7.11)$$

Agar harorat $T_s = 368,5K$ bo'lganda $\Delta G = 0$ ekanligini inobatga olsak, bunday qiymatlarda (7.11) tenglamadan doimiy integrallashni topamiz va uni (7.11) tenglamaga qayta qo'ysak Gibbs energiyasining yakuniy o'zgarish qiymatini olamiz:

$$\Delta G = 48,6 + 0,02 \ln T - 036 \cdot 10^{-3} T^2 - 0,117 T . \quad (7.12)$$

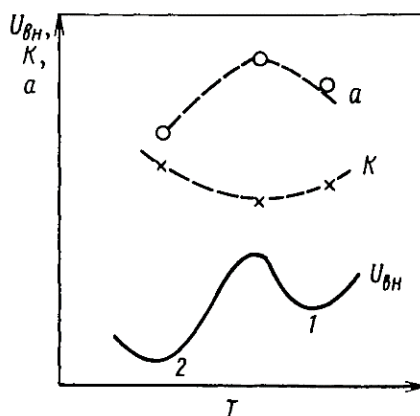
Bu tenglama va yuqorida olingan (7.8) (7.9) tenglamalarni birgalikda grafik shakli 7.10 – rasmda keltirilgan.

Undan ko'rinadiki past haroratlarda $\Delta H > T\Delta S$, $\Delta G > 0$. Bu hududda oltingugurtning rombik modifikatsiyasi turg'un. Harorat ortishi bilan $\Delta H - T\Delta S$ orasidagi farq kamayadi va $\Delta G \rightarrow 0$ intiladi. $T = T_c$ nuqtada ikkala fazaning turg'unligi bir xil. $T > T_s$ hududda esa biz $T\Delta S > \Delta H$ ga ega bo'lamiz, bunda $\Delta G = 0$. Bundan shu kelib chiqadiki, yuqori haroratlarda rombik oltingugurt monoklin modifikatsiyasiga o'tishi kerak.



7.10 – rasm. Rombik oltingugurt monoklin modifikatsiyasiga o'tishdagi termodinamik funksiyaning o'zgarishi.

Yuqorida oltingugurt misolida ko'rib chiqilgan allotropik shakl o'zgarishi boshqa sistemalarga ham taalluqli. Umuman olganda termodinamika bir modifikatsiyadan ikkinchi modifikatsiyaga o'tish mumkin yoki mumkin emas degan savolga javob beradi xolos, ammo bunday o'tish aniq ro'y berishini bashoratlash uchun o'tish mexanizmini va kinetikasini bilish zarur. Bir allotropik shaklning ikkinchi allotropik shaklga o'tishi, ichki energiyaga ega bo'lgan strukturaning boshqa ichki energiyaga ega bo'lgan strukturaga o'tishi 7.11 – rasmda diagramma shaklida keltirilgan.



7.11 – rasm. Yuqori haroratli modifikatsiyaning past haroratli modifikatsiyaga o'tishdagi U_{BH} – ichki energiyaning, K – koordinatsion sonning va a – panjara davrining o'zgarishi.

Ichki energiya kristall panjarada atomlarining joylashish funksiyasi, ya'ni kimyoviy bog'lanish funksiyasi. Shuning uchun ichki energiya bog'lar soniga bog'liq, ya'ni K koordinatsion soniga va kristall panjaradagi a - atomlararo masofaga bo'g'liq.

Shunday qilib, yuqori haroratlarda turg'un modifikatsiya past haroratli modifikatsiyaga nisbatan koordinatsion soni kichik yoki katta atomlararo masofaga ega bo'lishi yoki umuman boshqa kimyoviy bog'lanishga o'tib olishi kerak.

7.7. Kurtaklanish, gomogen va geterogen kurtaklanish

Kurtak – bu asosiy muhitdan ajrala boshlagan yangi muhitning eng kichik hajm boshi. Misol – idishda to'la erigan metalni ko'z oldingizga keltiring, erigan metalning butun suyuq hajmi nuqtalarida muhit bir xil, ya'ni to'la erigan metal. Harorat pasayishi bilan erigan metalning hajmi bo'yicha bir vaqtning o'zida bir nechta nuqtalarda «qotgan» metalning kristallchalari paydo bo'la boshlaydi. Hosil bo'lgan kristallcha: birinchidan – juda kichik, ikkinchidan – uning xossalari suyuq metaldan tubdan farq qiladi, ya'ni yangi muhit hosil bo'lmoqda – aynan shunga kurtakcha deyiladi.

Kurtakcha hosil bo'lishining ikki turi yoki boshqacha qilib aytganda kurtakcha hosil bo'lishining ikkita usuli bor: 1 – gomogen (yakkalikdagi) va 2 – geterogen (ko'plikdagi). Ularning bir biridan farqi kurtakchalarning hosil bo'lish joyining sharoitida.

Gomogen usulda - eski faza muhitidan kurtakcha hajmi bo'yicha tekis teng o'lchamli o'sib chiqishi kuzatiladi. Geterogen usulda – kurtakcha eski fazaning tarkibiy nuqsonlarga ega joylaridan – idish bilan erigan metalning tutashgan chegarasida yoki erigan metal tarkibidagi erimagan zarrachalar to'plangan joy, fazalar chegaralari va shunga o'xshagan joylardan o'sib chiqadi.

Gomogen kurtaklanish nazariyasi **erkin energiya** deb nom olgan termodinamik tushunchaga asoslangan G (boshqacha aytilishi Gibbs – erkin energiyasi). Qisqacha aytadigan bo'lsak, G - termodinamik ko'rsatkich yana boshqa ko'rsatkichlar funksiyasi, ulardan biri bu sistemaning ichki energiyasi H (sistema entalpiyasi), yana bittasi esa sistemaning atom va molekulalar tartibsizligining statik o'lchami S (sistemaning entropiyasi). Faza o'zgarishlar jarayonida asosiy rolni erkin energiyaning o'zgarishi ΔG bajaradi – agar fazadan fazaga o'tish o'z-o'zidan sodir bo'lsa uning qiymati manfiy bo'ladi.

Kurtak hosil bo'lish jarayonini sof metallarda sodir bo'lishini ko'rib chiqamiz. Buning uchun quyidagi farazlarni qabul qilamiz:

- 1 – hosil bo'layotgan kurtak suyuq metal fazasidan o'sib chiqmoqda,
- 2 – o'sib chiqayotgan kurtak atomlardan tashkil topgan,
- 3 – hosil bo'layotgan kurtak atomlari zich joylashgan qattiq jismlilik strukturaga ega,
- 4 – hosil bo'layotgan kurtak sfera shakligi ega va sferaning radiusi r deb qabul qilamiz.

Keltirilgan farazlarga asoslanib qabul qilingan model 7.12 – rasmda keltirilgan.

Metallarni qotish jarayonidagi erkin energiyaning o'zgarishini ikki tarkibiy qismda ko'rsatishimiz mumkin. Bulardan birinchisi – qattiq jism va suyuqlik ichki energiyasining farqi. Bu tarkib erkin energiyaning hajmiy o'zgarishini bildiradi ΔG_v . Agar qotish jarayoni harorat o'tishdagi muvozanat haroratidan kichik bo'lsa, bu kattalik noldan kichik bo'ladi. Bu faktorga bog'liq xolda erkin energiya o'zgarishining umumiy qiymati, ΔG_v hosil bo'lgan qattiq zarracha hajmining ko'paytmasiga teng ($4/3\pi r^3$).

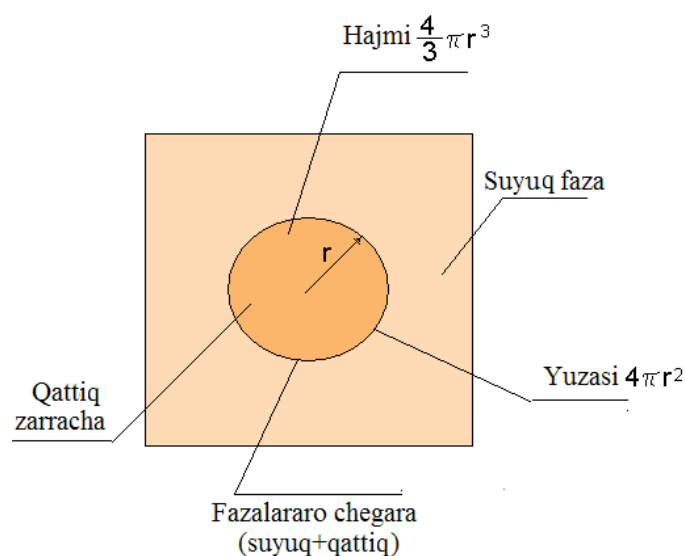
Erkin energiyaning o'zgarishidagi ikkinchi tarkib fazalararo tutash yuzaning o'zgarishi bilan bog'liq bo'lib, uning qiymati yuza erkin

energiyasining γ hosil bo'lgan qattiq zarracha yuzasining ko'paytmasiga teng ($4\pi r^2$).

Shunda suyuqlikni qotish jarayoni uchun sistemaning umumiy erkin energiyasini o'zgarishini quyidagi formula shaklida yozish mumkin:

$$\Delta G = \frac{4}{3}\pi r^3 \Delta G_v + 4\pi r^2 \gamma \quad (7.13)$$

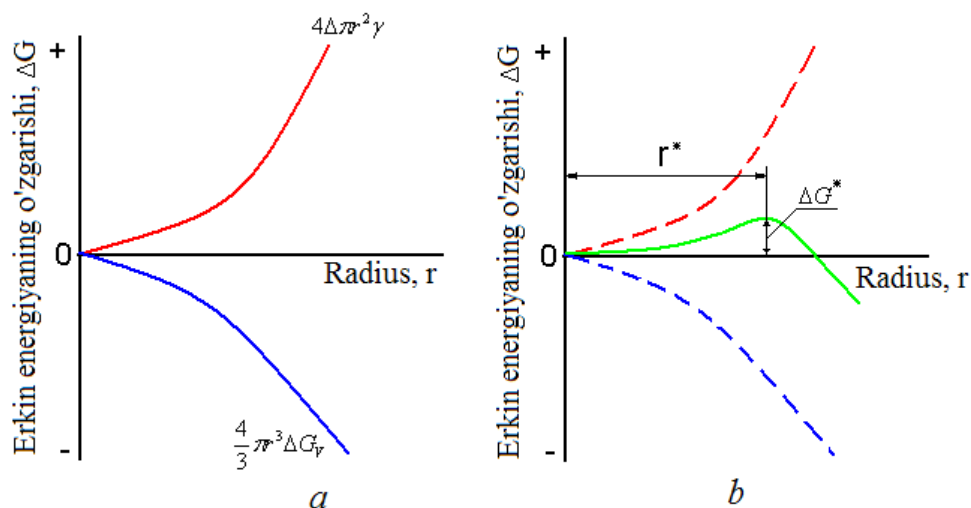
(7.13) formula - ***suyuq metalning qotish (kristallanish) jarayoni uchun umumiy erkin energiyaning o'zgarishini ko'rsatuvchi formula.***



7.12 – rasm. Kurtakcha hosil bo'lish modeli.

Zarracha radiusga bog'liq xolda hajmiy va yuzaviy tarkiblarning hamda umumiy erkin energiyaning o'zgarishidagi ta'sirini ko'rsatuvchi grafiklar 7.13 – rasmda keltirilgan.

Bunda shunga ahamiyat berish kerakki (7.13) tenglamaning o'ng tomonidagi birinchi a'zosi (hajm o'zgarishi bo'yicha tenglama ishtirokchisi manfiy) kub radiusga proporsional bo'lgan bir paytda erkin energiyaning o'zgarishiga musbat ta'sir qiluvchisi yuzaning kattalashishiga bog'liq xolda kvadrat radiusga proporsional. Shuning uchun hajm o'zgarishidagi umumiy erkin energiyaning ko'rsatuvchi egri chiziq (7.13, b – rasm), oldin osha boshlaydi, keyin maksimal nuqtadan o'tadi va nihoyat pasaya boshlaydi. Bu jarayon fizika nuqtai nazaridan suyuq fazadan kurtakning hosil bo'lishi erkin energiyaning ortishi bilan bog'liq.



7.13 – rasm. Metalni qotish jarayonida ajralib chiqayotgan sferasimon kurtak radiusga bog'liq xolda: a - hajmiy va yuzaviy tarkiblarning hamda umumiy erkin energiyaning o'zgarishidagi ta'sirini ko'rsatuvchi diagramma; b – umumiy erkin energiyaning o'zgarishdagi kritik qiymati ΔG^* va radiusi r^* .

Kurtak qandaydir kritik r^* radiusga yetgandan keyin yana o'sish jarayoni davom etish natijasida erkin energiyaning pasayishi kuzatiladi. Agarda kurtak radiusi r^* dan kichik bo'lsa u parchalanib erib ketishga moyil bo'ladi. Bunday juda r^* - dan kichik kurtaklar **embrionlar** deb ataladi. Radiusi r^* - dan kattalari – kurtaklar deyiladi.

Erkin energiya kritik ΔG^* qiymatga erishadi, qachonki kurtakning radiusi kritik r^* - radius qiymatga yetishganda – bunga (7.13, b – rasm yashil rangli) egri chiziqdagi maksimum qiymat javobgar.

Bu qiymat erkin energiyaning **aktivlashishi** deyiladi, ya'ni turg'un kurtakni hosil bo'lishida talab etiladigan erkin energiya. ΔG^* – boshqacha eski fazadan yangi faza hosil bo'lishi uchun energetik to'siqni yengib o'tadigan erkin energiya qiymati.

Agar umumiy erkin energiyaning o'zgarishi kurtak radiusiga bog'liq desak, unga ΔG^* va r^* maksimum qiymatlariga javob beradi. (7.13) tenglamani r – radius bo'yicha differensiallaymiz va hosil bo'lgan qiymatni nolga tenglashtiramiz:

$$\frac{d(\Delta G)}{dr} = \frac{4}{3}\pi \Delta G_v (3r^2) + 4\pi \gamma (2r) = 0, \quad (7.14)$$

Bundan gomogen kristallanishda suyuq metaldan qattiq fazali ajralib chiqayotgan kurtakning kritik r^* - radius qiymatini topish mumkin:

$$r^* = -\frac{2\gamma}{\Delta G_V} . \quad (7.15)$$

(7.15) - **turg'un kurtakning kritik radiusini aniqlash formulasi.**

Endi bu topilgan ko'rinishni (7.13) tenglamadagi r^* - radius o'rniga qo'ysak unda, erkin energiya o'zgarishining kritik qiymatini topamiz:

$$\Delta G^* = \frac{16\pi\gamma^3}{3(\Delta G_V)^2} . \quad (7.16)$$

(7.16) – **kurtak hosil bo'lish jarayonini aktivlashishiga zarur bo'lgan erkin energiya o'zgarishining kritik qiymatini aniqlash formulasi.**

Shunday qilib, suyuq metalni qotishga majbur qiladigan omil bu hajmiy komponentni hosil bo'lishi bilan bog'liq bo'lgan erkin energiyaning o'zgarishi. Bu kattalik haroratga bog'liq. T_m – muvozanatli o'tish haroratida ΔG_V - ning qiymati nolga teng. Harorat muvozanat holatidan pasaya boshlasa ΔG_V – ning qiymati manfiy tomonga kattalashib boradi.

Umuman ΔG_V – ning haroratga bog'liqlik formulasini quyidagicha yozish mumkin:

$$\Delta G_V = \frac{\Delta H_j(T_m - T)}{T_m} , \quad (7.17)$$

bunda: ΔH_j – erishdagi yashirin issiqligi (ya'ni qattiq fazani suyuq fazaga aylanishiga talab etiladigan issiqlik miqdori); T_m – o'tish harorati ($^{\circ}\text{C}$ yoki K da).

Bu ko'rinishni (7.14) va (7.15.) tenglamadagi ΔG_V – ning o'rniga qo'ysak unda quyidagi kelib chiqadi:

$$r^* = \left(\frac{-2\gamma T_m}{\Delta H_j} \right) \left(\frac{I}{T_m - T} \right) , \quad (7.18)$$

(7.18) – **kritik radiusning: yuza energiyasiga, erishdagi yashirin issiqlik miqdoriga, erish haroratiga va o'tish haroratiga bog'liqligini ko'rsatuvchi formula.**

$$\Delta G^* = \left(\frac{16\pi\gamma^3 T_m^2}{3\Delta H_j^2} \right) \frac{1}{(T_m - T)^2}, \quad (7.19)$$

(7.19) – **Erkin energiyanning aktivlashish formulasi.**

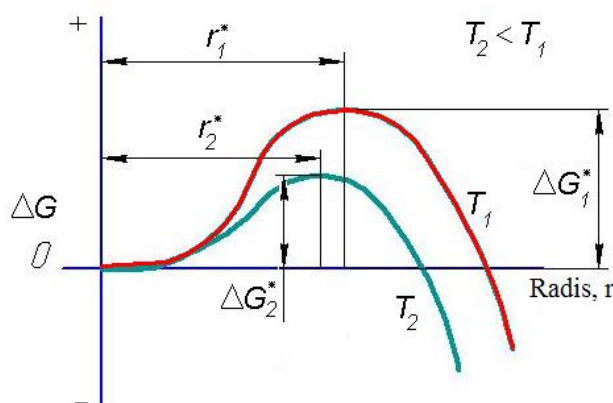
Shunday qilib, yuqorida keltirilgan tenglamalardan shu ko'rinadiki, r^* - kritik radius qiymati, shu bilan birga ΔG_V – erkin energiyanning o'zgarish aktivligining qiymati harorat pasayganda kamayadi (ularni tarkibiga kiruvchi γ va ΔN ko'rsatkichlarga haroratning o'zgarishi juda kam ta'sir ko'rsatadi).

7.14 – rasmda har xil haroratlarda ΔG^* - ning r^* - ga bog'liqligini ko'rsatuvchi grafik keltirilgan.

Qotishdagi (kristallanishdagi) T_m - muvozanat haroratdan past hududlarda olingan fizikaviy natijalarga ko'ra sistema qattiq holatga tezroq o'tishga moyil bo'ladi. Bunda hosil bo'lgan turg'un (ya'ni radiusi r^* - dan katta bo'lgan) n^* - kurtaklarning soni haroratga bog'liqligi quyidagi formula yordamida yoziladi:

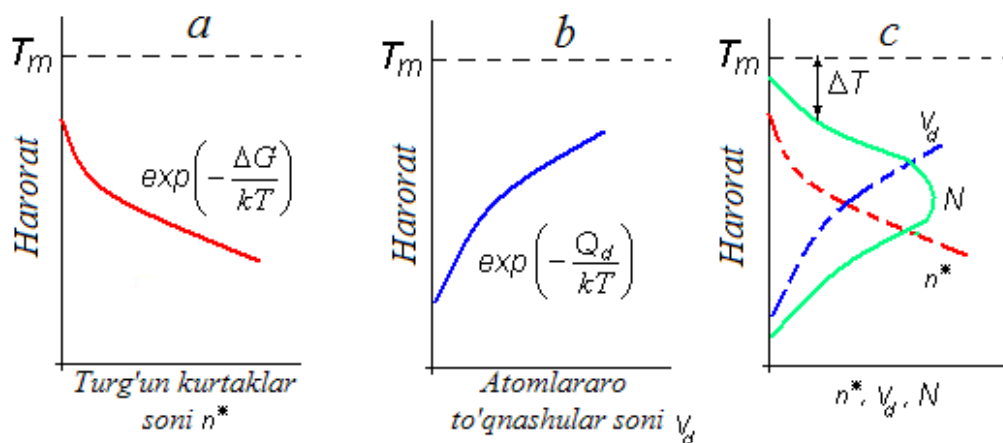
$$n^* = K_1 \left(-\frac{\Delta G}{kT} \right), \quad (7.20)$$

bunda: K_1 – qattiq fazadagi kurtaklarining umumiy sonini bildiruvchi konstanta.



7.14 – rasm. Har xil haroratlarda erkin energiyanning kurtak radiusiga bog'liq ravishda o'zgarishini ko'rsatuvchi diagramma. Diagrammada ikkala holat uchun kritik ΔG^* va r^* qiymatlari keltirilgan.

Qotish jarayonida haroratning roliga keladigan bo'lsak uning o'zgarishi ΔG^* - qiymatiga katta ta'sir ko'rsatadi. n^* - ning haroratga bog'liqligi 7.15 – rasmda keltirilgan.



7.15 – rasm. Metallarning qotish jarayoni haroratga bog'liqligi: a – turg'un kurtaklar soni; b – atomlar aro to'qnashishi soni; c – nuklyatsiya sodir bo'lish tezligi.

7.8. Martensit va martensit o'zgarishlar

Ba'zi metallar va qotishmalarda hajmiy o'zgarish alohida xususiyatga ega. Bunday o'zgarishlar metallar va qotishmalarga termik va kimyoviy termik ishlov berishda muhim ahamiyat kasb etadi.

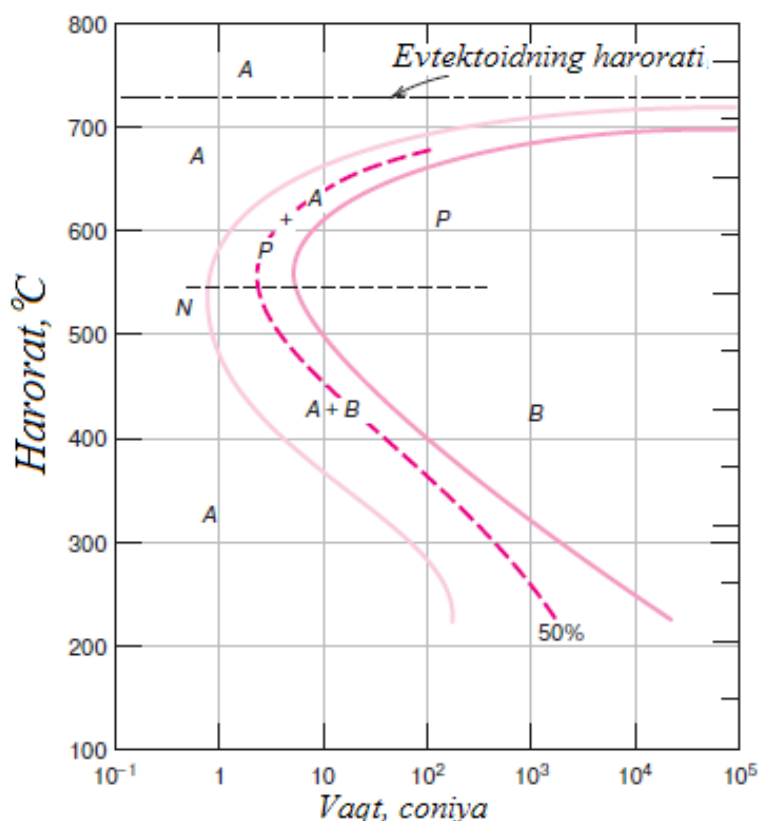
Martensit nomi mashhur fransuz metalurg olimining «Martens» nomidan kelib chiqqan. Martensit o'zgarishlar biror haroratda tugallanmaydi, albatta qat'iy termodinamik ma'noda qaytmas, ammo tuzilish ma'nosida qaytar jarayonlardir. Aytaylik, qattiq jism (metal yoki qotishma) ikki allotropik shaklda bo'lishi mumkin. Agar yuqori haroratda mavjud bo'ladigan allotrop shakldagi jismni qandaydir harorat qiymatiga ega bo'lgan haroratning T – nuqttagacha sovutsak, bunda ikkala shaklning erkin energiyalari teng bo'lsa, u xolda past haroratli shaklga o'tish yuz beradi. Qattiq jismda martensit o'zgarish sodir bo'lishi uchun uni martensit o'zgarishi boshlanadigan T_{mb} - nuqtadagi haroratgacha sovitish zarur. Agar qattiq jism T_{mb} – nuqtadagi haroratigacha yetganda sovitishi to'xtatilsa, o'tish jarayoni to'xtaydi.

Agar T_{mb} – nuqtadan keyin sovitish yana davom ettirilsa, past haroratli faza (shakl) hosil bo'ladi va nihoyat qandaydir T'' , T_{mb} – nuqtadan past haroratda o'tish tugallanadi. Yuqori haroratli allotropiyaga teskaricha qaytish ham mumkin, lekin, harorat oralig'i oldingi yo'nalishda o'tishdan farq qiladi, ya'ni bunda gisterizis paydo bo'ladi — bu hodisa martensit o'zgarishlarning muhim xususiyatlaridan biri.

Martensit – bu noturg'un fazali struktura bo'lib uning hosil bo'lishi nodiffuzion tabiatga ega. Qachon martensit struktura hosil bo'ladi - qachonki sovitish tezligi shunday tezki unda qotishmani tashkil etadigan atomlar mutlaqo diffuzion harakatlanish imkoniga ega bo'lmaganida. Agar sovitish tezligi biroz yetmay qolsa martensit struktura bilan birga boshqa strukturalar ham paydo bo'la boshlaydi.

Martensitning boshlanish harorati – T_{mb} , bu shunday sovitish tezligiga ega bo'lgan harorat bo'lib, undan past yoki teng sovitish harorat tezligi martensit o'zgarishga olib kelmaydi.

Martensit o'zgarishlar jarayonini po'lat qotishmasi misolida ko'rib chiqamiz. 7.16 – rasmda evtektoidga ega bo'lgan po'lat qotishmasini o'ta sovitish jarayonida martensit o'zgarishlar sodir bo'lishini ko'rsatuvchi diagramma keltirilgan. Unga ko'ra, po'lat qotishmasini martensit o'zgarishlar ro'y berishi uchun yuqori haroratli allotropik shaklga ega bo'lgan Fe_γ – ayni paytda austenit, sekundiga 700 °C tezlikda o'ta sovitilsa, qotishma austenitdan birdaniga martensitga o'tib oladi.



7.16 – rasm. Evtektik po'lat uchun izotermik o'zgarishlar diagrammasi: A – austenit, B – beynit; M – martensit; P – perlit.

Martensit o'zgarishining boshlanish harorati (7.16 – rasmda, uzliksiz sariq chiziq) $M_{(start)}$ – bilan belgilangan, u inglizcha belgilanishi, o'zbekchasi T_{mb} ga mos keladi. Bu chiziq tepadan kelgan qizil chiziq bilan kesishgan joyida uzlukli sariq chiziqqa aylangan, uni tagida 50% ko'rsatilgan, ya'ni qotishmaning umumiy hajmidan faqat 50% miqdori martensitga o'tishga ulguradi, qolgan fazalar diffuziya natijasida sodir bo'ladi.

$M_{(start)}$ – chiziqning ostida yana uzlukli M50% va M90% uzlukli chiziqlar keltirilgan, bu chiziqlar sovitish jarayoni shu tezlikda amalga oshirilsa shuncha martensit birdaniga paydo bo'lishini bildiradi.

7.8.1. Diffuziyasiz o'zgarishlar, martensit kristall yacheykasini o'zgarishi

Martensit o'zgarish kristallografiyasini ko'rib chiqamiz. Buning uchun 7.17 – rasimga murojaat etamiz. Boshlang'ich elementar yacheyka turi XMK (hajmi markazlashgan kub kristall yacheyka) va yakuniy o'zgarish GP (geksagonal kristall yacheyka), 7.17, a, b – rasmlarda ko'rsatilgan.

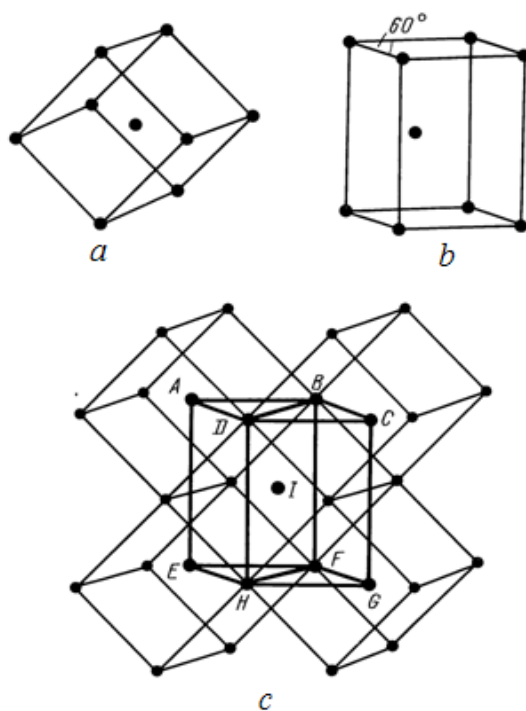
GP panjaraning ichidagi atom elementar yacheykaning markazidan E, H, F tomonlardan tashkil topgan uchburchak markazi ustiga surilgan, ular elementar yacheykaning asosida yotibdi.

7.17, c, d – rasmlarda ko'rsatilgan holatda joylashgan yana beshta XMK yacheykalar ko'rsatilgan bo'lib, uning markazida bo'rttirib ko'rsatilgani shu yacheykalarning korporativ qayta joylashidan hosil bo'lgan martensit panjarasi keltirilgan. U uchlarida joylashgan A, B, C, D, E, F, G, H va markazidagi I atomlardan tashkil topgan bo'lib A, C, E, G, I atomlar oldingi XMK yacheykasining markaziy atomlari bo'lgan. Bundan yangi yacheykaning AE, AB va AD o'q uzunligini topish mumkin. O'qlarning bir-biriga bo'lgan munosabatlari 1,63 ga teng va BAD burchagi $70^{\circ}32'$ ga teng. O'qlarning bir-biriga bo'lgan munosabati bu yangi hosil bo'lgan yacheyka geksagonal panjara ekanligini isbotlaydi (7.17, c – rasm), bunda BAD burchagi 60° va I atom panjara markazida bo'lishi kerak. Buning uchun DCGH tekislikni DC tomonga ozgina sursak BAD burchagi $70^{\circ}32'$ dan 60° ga o'zgaradi, I atomni esa gorizontaal tekislik

bo'yicha surish kifoya. Shunday qilib, ikkita ozgina surib o'zgartirish XMK (β) dan – GP (α) martensit o'zgarishni hosil qiladi.

Martensit strukturasi metal va qotishmalar texnologiyalarida juda muhim yo'l tutgan, masalan po'latlar toblanganda, ya'ni yuqori haroratgacha qizdirilgan po'lat materialini tez sovitilganda – toblashda. Yuqori haroratda mavjud bo'lgan austenit uglerodning Fe_γ – temirdagi (yoqlari markazlashgan kub kristall) singish qotishmasi, unda uglerod kamida 0,40% bo'lib tez sovishi natijasida, o'ta uglerodga to'yingan martensit hosil bo'ladi.

Bunda o'zgarishlarga temirdan tashqari yana Co, Ti, Li, Na, Zr va Fe-Ni, Fe-Mn, Ti-Zr, Ti – Cr, Ti-Mn, Au-Cd, Mn-Cu va yana ko'pgina qotishmalarda kuzatish mumkin.



7.17 – rasm. Martensitning kristallografiyasi: a – boshlang'ich yacheyka, b – hosil bo'lgan yacheyka; c – martensit o'zgarish sodir bo'lish mexanizmi.

7.9. Qattiq jismlardagi faza o'zgarishlarning amaliy ahamiyati

«Materialshunoslik» kursidan ma'lumki, metal asosli qattiq jismlarning mexanik xossalari ularning strukturasi bilan bog'liq ravishda o'zgaradi, masalan, mayda donali strukturaga ega bo'lgan po'latning

mexanik xossasi shunday kimyoviy tarkibga ega bo'lgan yirik donali strukturaga ega po'lat materialning mexanik xossasidan yuqori.

Shuning uchun hajmiy faza o'zgartirishlar orqali qattiq jismlar mexanik xossalarini o'zgartirish imkoniyati tug'iladi, bunday texnologiyalarga «**Materiallarga termik va kimyoviy termik ishlov berish texnologiyasi**» deyiladi. Materiallarga termik ishlov berish aynan faza o'zgarishlar orqali ularning struktura o'zgarishlarga olib kelishi va shu strukturani saqlab qolishga asoslangan.

Faza o'zgarishlar orqali materiallarning strukturasi ustida quyidagi amallarni bajarish mumkin: qayta kristallanish sodir etib yirik donali strukturani mayda donali strukturaga o'zgartirish; strukturadagi o'ta to'yingan qattiq eritmani to'yinmagan qattiq eritmaga o'zgartirish yoki buni teskarisini amalga oshirish; materiallarni sirtqi qatlamlarini ikkinchi komponentga to'yintirish; struktura tarkibidagi kimyoviy fazani asosiy fazaga singdirish va uni maydalash kabi bir qator amaliy ishlar aynan faza o'zgartirishlar orqali amalga oshiriladi.

7.9.1. Martensit o'zgarishlarning amaliy ahamiyati

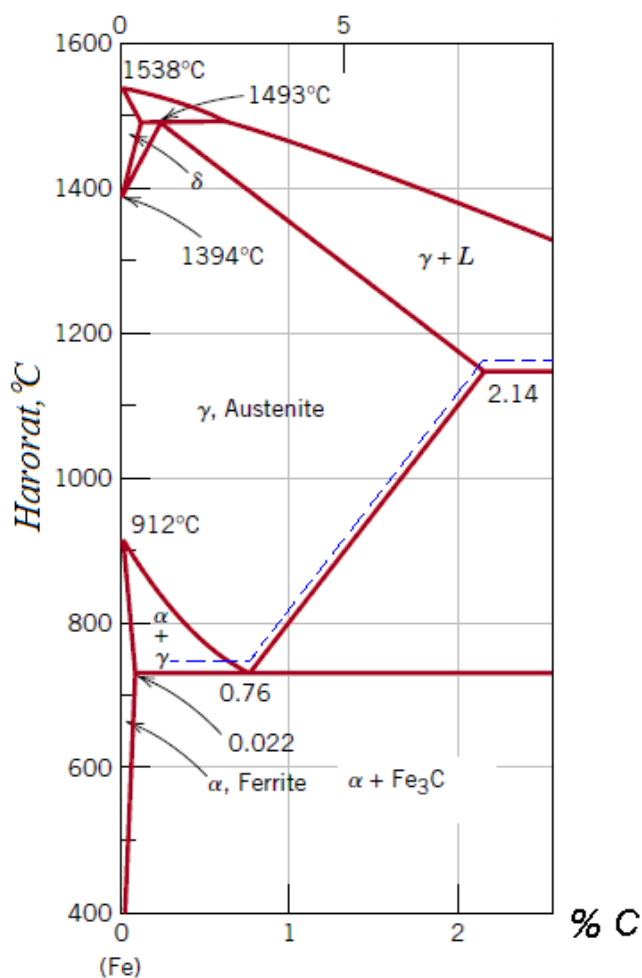
Martensit o'zgartirishlar uglerodli po'latlarga termik ishlov berishda keng qo'llaniladi. Termik ishlov berish asosan tarkibida uglerod miqdori 0,3 – 2% oralig'ida bo'lgan po'latlarda bajariladi.

Muhim jihatlardan biri shundaki, po'latlarda uglerod ikki kristallografik: grafit va temir karbidi Fe_3C (sementit) shaklida bo'ladi. Uglerodning turg'un grafit shakli juda sekin hosil bo'lgani uchun u amaliy jihatdan turg'un holatga erisha olmaydi (17.18 – rasm, uzuq chiziqli).

Diagrammada ko'rsatilgan uzliksiz chiziqlar metastabil Fe_3C – sementit – shakliga tegishli. Agarda tarkibida 0,3 – 2% C bo'lgan po'latni diagrammada keltirilgan uzluksiz chiziqlardan biroz (odatda 50 – 55° C) haroratgacha o'tkazib qizdirilsa, temir o'z kristall panjarasini o'zgartirishi natijasida po'lat tarkibidagi Fe_3C – sementit parchalanib, shu kristall panjaraga singa boshlaydi – buning uchun biroz vaqt talab etiladi.

Po'lat tarkibidagi barcha Fe_3C – sementit to'liq singanidan keyin tez sovitish natijasida uglerodning diffuzion harakatlanishiga imkoni bo'lmay qoladi, bunda temir o'z kristall panjarasini tez o'zgartirish uchun iloji boricha yaqin qo'shnilari bilan qayta tizilishni boshlaydi, buni natijasida

temirning XMK kuchli deformatsiyaga uchrab **martensit** hosil bo'ladi. Bu esa po'latni qattiqligi va mustahkamligini sezilarli darajada oshishiga olib keladi. Agar shunday ishlov berilgan po'latni shu haroratlargacha qizdirib asta sekin sovitilsa, u muvozanat holatga keladi, bunda albatta po'lat yumshab qoladi.



7.18 – rasm. Temir uglerod holat diagrammasining po'latga tegishli qismi.

7.9.2. Dispersion qotish, tabiiy va sun'iy eskirtirish tushunchalari

Po'latlarni martensit mexanizmi orqali mustahkamlashdan qotishmalarni dispersion mustahkamlash mexanizmi tubdan farq qiladi. Ye. Orovan modeliga ko'ra, materialning mustahkamlanishi undagi dispers zarrachalarning atrofida dislokatsiya halqalari hosil bo'lishi natijasida sodir bo'ladi.

Ma'lumki, har qanday materialdagi dislokatsiya (kristall panjara nuqsoni) materialga ta'sir qilayotgan urinma kuchlanishlar ta'sirida

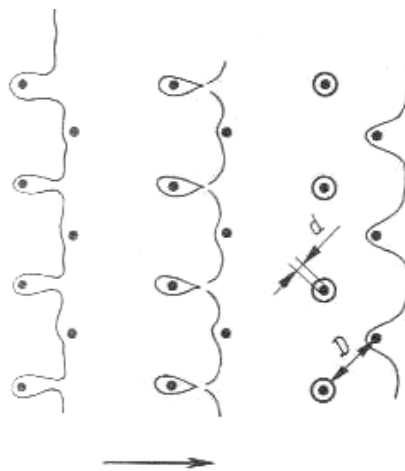
harakatga keladi, ammo dispersion mustahkamlangan materialda u dispers zarrachalar oralig'ida egiladi (7.19 - rasm), bunda u zarracha atrofida halqa hosil qiladida, yana o'z harakatini davom ettiradi, keyingi dislokatsiya xuddi shunday halqa hosil qiladi – natijada ikkita halqa energiyasi qo'shiladi.

Buning natijasida u yerda elastik kuchlanish maydoni hosil bo'ladi, qancha qo'shilsa shuncha yaxshi. Bu maydon keyingi harakatga kelgan dislokatsiyalar harakatini mutlaqo to'sishga o'tadi va oqibatda yana hosil bo'lgan dislokatsiya zarrachalar orasidan o'ta olmay qoladi.

Zarrachalar oralig'idagi dislokatsiyani egish uchun zarur bo'ladigan kuchlanish quyidagi tenglama yordamida aniqlanadi:

$$\tau = \frac{tr}{bL}, \quad (7.21)$$

bunda: $t = ag_s b^2$ dislokatsiya chizig'ining kuchlanishi; b – Byurger vektori; L – zarrachalar oralig'idagi o'rtacha masofa; g_s – matritsaning kesish moduli; r – harakat tekisligidagi zarrachaning o'rtacha radiusi.



7.19 - rasm. Ye. Orvin modeli bo'yicha dispersion mustahkamlangan matritsada dislokatsiyaning harakatlanishi sxemasi: d – zarracha diametri; D – zarrachalar orasidagi masofa.

(7.21)tenglamaning qiymati shuni ko'rsatadiki, harakatdagi dislokatsiya zarrachalar orasini kesib o'tish paytida matritsaning boshlang'ich kesish kuchlanishi qancha darajada ortadi. Bunda dispers zarrachaning diametri katta ahamiyatga ega, chunki katta diametrda ega bo'lgan zarracha dislokatsiya tomonidan egiladi, kichik diametrda ega

bo'lgan zarracha esa dislokatsiya tomonidan kesiladi. Shuning uchun zarrachaning kritik diametrini d_{kr} – bilish juda muhim bo'lib, u quyidagi formuladan aniqlanadi:

$$d_{kp} = \frac{g_s b}{\tau_{cd}}, \quad (7.22)$$

bunda: τ_{kr} – zarrachani deformatsiyalanishi uchun zarur bo'lgan kritik kesish kuchlanishi.

Juda ko'pchilik mustahkamlovchi element zarrachalarning d_{kr} – kritik diametri 0,01 – 0,05 mkm ni tashkil etsa, ularning oralig'idagi masofa 0,1-0,05 mkm oralig'ida bo'ladi. Matritsaga kiritiladigan mustahkamlovchi zarrachalarning hajmiy qiymati quyidagi muvozanatdan aniqlanadi:

$$L = \frac{d}{\frac{1}{(1,91f)^{1/2}}}, \quad (7.23)$$

bunda: L – zarrachalar orasidagi masofa; d – zarracha diametri; f – zarrachalarning hajmiy massa miqdori.

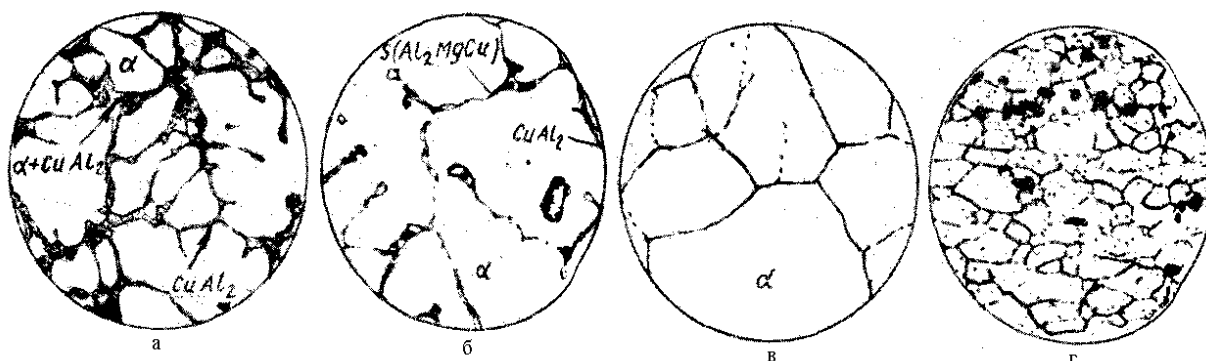
Ko'pchilik dispersion qattiqlashtirilgan materiallarning matritsasini maksimal mustahkamligini oshirish uchun kiritiladigan dispers zarrachalarning miqdori 5-10% atrofida bo'ladi.

Shuni aytish kerakki, yuqorida ko'rib chiqilgan kompozitsion materiallarning mustahkamlanish mexanizmi juda ko'p chegaralangan shartlarni o'z ichiga oladi, ammo mustahkamlanish jarayonini juda yaxshi tushuntiradi.

7.9.3. Alyuminiy qotishmalarini termik puxtalash

Ishlab chiqarishda keng tarqalgan alyuminiy asosli qotishmalarga (Al – Cu) alyuminiy – mis, (Al – Mg) alyuminiy – magniy, (Al – Cu – Mg) alyuminiy – mis – magniy, (Al – Cu – Mg – Si) alyuminiy – mis – magniy – kremniy, (Al – Mg – Si) alyuminiy – magniy – kremniy va (Al – Zn – Mg – Cu) alyuminiy – rux – magniy – mis. Muvozanat holatida bu qotishmalar kam legirlangan qattiq eritma yoki intermetalik CuAl_2 (θ - faza), Mg_2Si , Al_2CuMg (s - faza), Al_8CuMg_4 va $\text{Al}_2\text{Mg}_3\text{Zn}_3$ (t - faza),

Al_3Mg_2 va shunga o'xshash fazalardan tashkil topgan bo'ladi. Bunday qotishmalarning mikrostrukturasi 7.20 – rasmda ko'rsatilgan.



7.20 - rasm. Alyuminiy qotishmalarining mikrostrukturasi, x300;
a – Al – Cu quyma qotishmasi; b – D16 markali quyma qotishma; v – D16 deformatsiyalanib toblangandan keyin; g – D16 toblab eskirtirishdan keyin.

Alyuminiy asosli qotishmalarni ikkita: deformatsiyalanadigan va quyma alyuminiy qotishmalariga bo'lish mumkin. Deformatsiyalanadigan alyuminiy qotishmalar termik ishlov berishga ko'ra: termik ishlov berib puxtalanadigan va termik ishlov berib puxtalanmaydigan turlarga bo'linadi.

Deformatsiyalanib termik puxtalanadigan alyuminiy qotishmalarining kimyoviy tarkibi va ularning xossalari 7.2 – jadvalda keltirilgan.

Alyuminiy qotishmalarini termik puxtalashda asosan **toblash** va **eskirtirish** operatsiyalardan foydalaniladi, bundan tashqari ko'p xollarda quymani strukturasi to'g'rilash, deformatsiyadan hosil bo'lgan nuqsonlarni yo'qotish, quymani plastiklik xossalarini oshirish uchun – **yumshatish** operatsiyalaridan keng foydalaniladi.

Alyuminiy asosli qotishmalarni toblash – bu operatsiya asosan qotishmani ma'lum haroratgacha qizdirish yo'li bilan undagi mavjud bo'lgan intermetal fazalarni hammasini yoki ko'prog'ini alyuminiyga kristall panjarasiga singdirishdan iborat. Bunda qotishma qizdiriladi va shu temperaturada ushlab turiladi, keyin tezda normal haroratgacha sovitiladi. Buning natijasida to'yingan singish qattiq eritmasi hosil bo'ladi. Misol, alyuminiy – mis qotishmasini toblash haroratini (7.21 – rasmda ko'rsatilgan) alyuminiy – mis holat diagrammasidagi tarkibida 5,7% Cu

gacha ega bo'lgan qotishmalar uchun singish chizig'i bo'ylab teparoqdagi chiziqdan (7.21 – rasm, ab – chizig'i) aniqlansa, tarkibida 5,7% Cu dan ko'p bo'lgan qotishmalar uchun toblash harorati evtektika 548 °C chizig'idan pastroqdagi (7.21 – rasm bc) chiziq orqali aniqlanadi.

7.2 - jadval.

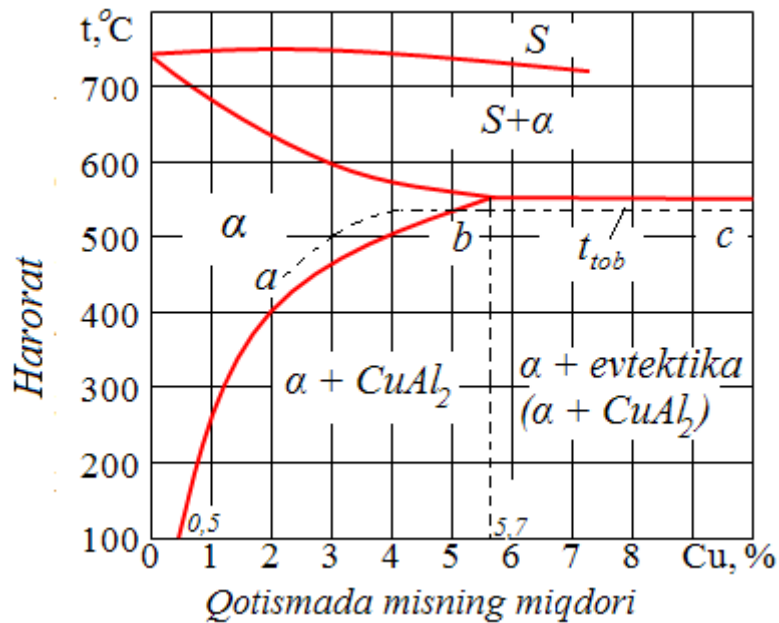
Deformatsiyalanib termik puxtalanadigan alyuminiy asosli
qotishmalarning kimyoviy tarkibi va mexanik xossasi

Qotishmalar markasi	Kimyoviy tarkibi, %					Mexanik xossalari			
	Cu	Mg	Mn	Si	va boshqalar	$\sigma_{0,2}$	σ_b	σ_{-1}	δ , %
						M'a			
D1	3,8- 4,8	0,4- 0,8	0,4- 0,8	-	-	320	490	-	14
D16	3,8- 4,9	1,2- 1,8	0,3- 0,9	-	-	400	540	125	11

5% gacha misga ega bo'lgan qotishmalarni toblashga qizdirilganda undagi CuAl_2 fazaning hammasi α – qattiq qotishmaga singib, tez sovitish natijasida faqat α – o'zi qoladi. Agar qotishmada misning miqdori 5,7% da katta bo'lsa, qotishmaning toblashdan keyingi strukturasi holat diagrammadagi b nuqtaga to'g'ri keladigan α – ning o'ta to'yingan qattiq eritmasi va unda singmay qolgan CuAl_2 kristallaridan tashkil topgan bo'ladi.

Alyuminiy qotishmalarini toblash uchun qizdirishdagi o'ziga xos tomoni shundaki ularning toblash temperatura oralig'i juda kichik. Masalan: Al – Cu – Mg (D16) qotishmalarini toblash temperatura oralig'i 485 – 505 °C; Al – Zn – Mg – Cu (V95) uchun 465 – 475 °C va Al – Cu – Mg – Si (AK6) uchun 515 – 525 °C tashkil etadi. Bu qotishmalarni belgilangan haroratdan ko'tarilishi quymalarning qirralarini erib ketishiga olib keladi.

Qizdirib ushlab turgandan so'ngi sovitish kritik sovitish tezligidan yuqori bo'lishligi kerak. ***Bunda toblashdagi kritik sovitish tezligi deganda shunday sovitish tezligi tushuniladiki, u o'ta to'yingan singish qotishmasini parchalanishdan saqlaydi.*** Qotishmalar toblangandan keyin unchalik yuqori bo'lmagan mustahkamlikka va yuqori plastiklikka ega bo'ladi.



7.21 – rasm. Alyuminiy-mis qotishmasining holat diagrammasining bir qismi.

Toblangan qotishmalarni eskirtirish. Odatda alyuminiy qotishmalari toblangandan keyin eskirtirish operatsiyasidan o'tkaziladi. Bu jarayon toblangan qotishmalarni normal temperaturada bir – nechta sutka davomida – **o'z-o'zidan eskirtirish (tabiiy eskirish)** yoki 10 – 24 soat davomida yuqori 150 – 200 °C haroratda qizdirib eskirtirish (**sun'iy eskirtirish**) amalga oshiriladi.

Bob bo'yicha mustaqil shug'ullanish uchun savollar

- 7.1. Qotishma nima?
- 7.2. Singish qotishmasi nima?
- 7.3. Faza haqida tushunch bering.
- 7.4. Singish chegarasi qanday aniqlanadi?
- 7.5. Metallardagi allotropiya hodisasini tushinib bering.
- 7.6. Metallarda sodir boladigan hajmiy o'zgarishlar sababini tushinib bering?
- 7.7. Martensit nima?
- 7.8. Martensit o'zgarishi qanday sodir bo'ladi?

8 BOB. HAJMIY NANOKRISTALL STRUKTURAGA EGA BO'LGAN MATERIALLAR

8.1. Nanokristallik strukturaga ega bo'lgan materiallar xossalari

Nanokristallik strukturaga ega bo'lgan materiallar yoki qisqaroq aytilganda «Nanotexnologiya» iborasi birinchi marta yapon olimi N. Tanituchi tomonidan 1974 yilda ishlatilgan. «Nano» iborasi – milliarddan bir qism (nm) = 10^{-9} m degani.

Nanotexnologiya asosida olingan konstruksion materiallarga oddiy an-anaviy texnologiyalar yordamida olingan konstruksion materiallarga xos bo'lmagan xossalarni berish mumkin. Hozirda nanotexnologiyani rivojlantirish va ularning ustida tadqiqotlar olib borish uchun rivojlangan davlatlar tomonidan yiliga 9-10 milliard dollar sarf qilinmoqda, masalan AQSH da 4-5 milliard va Yaponiyada 2-3 milliard dollar miqdorida sarflanmoqda. Buning evaziga davlat uchun nanotexnologiyadan keladigan foyda 2010-2015 yillar davomida bir necha trillion dollarni tashkil etgan.

Nanokristallik strukturaga ega bo'lgan materiallar – qattiq moddalar va moddalar kompozitsiyasidir, qaysiki strukturasi, sun'iy yoki tabiiy tartibga solingan yoki solinmagan nanometrik o'lchamli fazoviy elementlar tizimidir. Nanomateriallarda – nanometrik o'lchamli elementlarning o'zaro yoki birgalikdagi fizikaviy va kimyoviy ta'siri alohida (maxsus) namoyon bo'ladi. Bularning hammasi materiallar va sistemalarda ilgari ma'lum bo'lmagan xossalarni paydo bo'lishini ta'minlaydi: mexanik, kimyoviy, elektrofizik, optik, teplofizik va h.k.

Hozirgi paytda nanokristallik strukturaga ega bo'lgan materiallar har-xil innovatsion va istiqbolli texnologik qurilma, agregat va mashina detallari tayorlashda foydalaniladi. Bundan tashqari, nanoob'yekt yuzaga kelish asoslariga ko'ra nanokristallik strukturaga ega bo'lgan materiallar ikki guruhga:

1 – qattiq jismlar yuzalarida nanostruktura hosil qilish: neytron atomlar, ionlar, elektronlar bilan bombalash, plazma bilan xurushlash (“travlenie”) va boshqa usullar bilan ishlash;

2 – nanoob'yektni yoki nanomaterialni atomma-atom yoki molekulama-molekula yig'ilgan turlariga bo'linadi.

Nanoob'yektlar bir nechta usullarda olinishi mumkin, bularga: fizikaviy, kimyoviy, biologik va boshqalar kiradi. Ba'zi xollarda bir nechta usul birgalikda bitta nanoob'yektni olishda qo'llaniladi. Bundan tashqari, nanoob'yektlarni o'ta vakuum sharoitida, suyuq muhitda yoki gaz atmosferasida olish mumkin.

Hozirda nanomateriallar juda ko'p sohalarda qo'llanilmoqda, jumladan:

sanoatda, nanoelektronikada, nanooptikada, nanobiologiyada, nanospektroskopiyada, nanomeditinada, nanoelementlarda va h.k. Nanomateriallarni sanoatda qo'llanilishi alohida ahamiyatga ega. Bu materiallar ananaviy va ba'zi kunkun materiallarining fizika-kimyoviy va mexanik xossalariidan tubdan farq qilgani uchun sanoatni ko'p sohalarini egallay boshlagan.

Albatta birinchi navbatda nanomateriallarni qo'llash yuqori mexanik xossalari yangi konstruksion materiallarni yaratishga imkon beradi. Nanostrukturali moddadan yasalgan rezbali mahsulot (detal) yuqori mustahkam bo'ladi. Masalan aviatsiya va avtomobilsozlikda ishlatiladigan titandan yasalgan mahsulot nanostrukturali qilib olinsa, uning uzoq muddatli ishlashi 1,5 marta oshadi, rezbani yasash mehnat sarfi kamayadi.

Nanostrukturali alyuminiy qotishmalaridan murakkab shakldagi yengil mahsulotlarni yuqori tezlikda o'ta plastik deformatsiyalab (bosim bilan ishlab) detallar yasash mumkin. Bu sharoitda shtampli barcha teshik va burchaklari to'liq to'ladi, deformatsiya kuchi pasayadi, shakl hosil qilish harorati pasayadi.

Nitridli legirlangan keramik nanostrukturali moddalardan tuzilgan material olovbardosh bo'ladi va ulardan ichki yonuv dvigatellar, gaz turbinalari, keskich plastinkalari yasaladi. Metalurgiyada esa nanomaterialdan yasalgan olovga bardosh mineralokeramik tigellar, qozonlar qo'llaniladi.

Hozirda mashinasozlikda nanokukunlar ko'p funksiyali qo'shiluvchi sifatida juda keng qo'llaniladi: motor, transmissiya va industrial yog'larga, plastik moylarga, bosim ostida ishlaydigan jarayonlarda ishlatiladigan texnologik moylarga, metallarni qirqishdagi moylovchi-sovituvchi suyuqliklarga, sayqallashdagi pasta va suspenziyalarga qo'shiladi.

Tarkibida plastmassa va polimerlar bo'lgan kompozitsion materiallarga metallarning nanokukunlarini qo'shish ancha istiqbolli yo'nalishdir. Bu yo'l bilan plastik magnit, elektr o'tkazadigan rezina, tok o'tkazadigan kraska, kley va h.k. xossalari kompozitsion materiallar olish mumkin. Metallarni nanokukunlari qo'shib, yonmaydigan polimerlar olinadi.

Masalan, AQSH firmalari po'lat tarkibiga titan karbidining nano kukunlarini kiritish orqali karbopo'lat materiallarini ishlab chiqarishmoqda, bunday po'latlar kuchli tebranishlarni o'ziga yutish qobiliyatiga ega, shuning uchun bunday po'latlardan asosan yuqori darajada aniq ishlaydigan tadqiqot qurilmalari tayyorlanadi.

8.1.1. Nanokristallik struktura modelining o'ziga xosligi

Nanokristallik struktura modelining o'ziga xosligini kompozitsion materiallar misolida ko'rib chiqamiz. Kompozitsiya yoki kompozitsion material deb: birinchidan, bir-biri bilan aniq chegaraga, kimyoviy tarkibi bo'yicha bir-biridan keskin farqlanuvchi va turli xossalarga ega bo'lgan ikki va undan ortiq komponentga ega bo'lgan sun'iy ravishda olingan;

ikkinchidan, kompozitsiyada komponentlar taqsimlanishi va joylashishi oldindan rejalashtirilgan tartibga ega bo'lib, mikromasshtab darajada strukturalari har xil, ammo makromasshtab darajasida bir xil strukturaga ega bo'lgan materialga (qattiq jismga) aytiladi. Bunda kompozitsiya ikkita asos (matritsa) va mustahkamlovchi komponentlardan tashkil topgan bo'lib, ularga qo'yiladigan asosiy talab matritsa va mustahkamlovchi hech qachon bir-biri bilan kimyoviy ta'sirlashuvga kirmasligi kerak.

Material yaratishning bunday yangi usulidan foydalanish negizida bir butun materialga bir vaqtning o'zida bir nechta qarama-qarshi xossalarni berish imkoniyatini hosil qilish ko'zda tutilgan. Hozirgi paytda kompozitsion materiallar ishlab chiqarish sohalarida keng qo'llanilmoqda. Chunki ular yuqori mustahkamlikka, pishiqlikka, toliqishdan sinishga yuqori qarshilik ko'rsatish xossasiga, ichki va yig'ilma kuchlanishlarga kam ta'sir ko'rsatuvchi material hisoblanadi. Bundan tashqari, kompozitsion materiallar yuqori yeyilishga bardoshli, issiqlikka chidamli

va bardoshli materiallar hisoblanadi. Shuning uchun bu materiallarga umumiy talablardan tashqari yana maxsus talablar ham qo'yiladi:

- 1) kichik zichlikda yuqori mustahkamlikka ega bo'lishi;
- 2) kichik nisbiy cho'zilishda yuqori plastiklikka ega bo'lishi;
- 3) dinamik va termik yuklanishlarga bardoshlilik;
- 4) strukturasini o'zgartirish orqali xossalarini keng miqiyosida o'zgartirish imkoniyati.

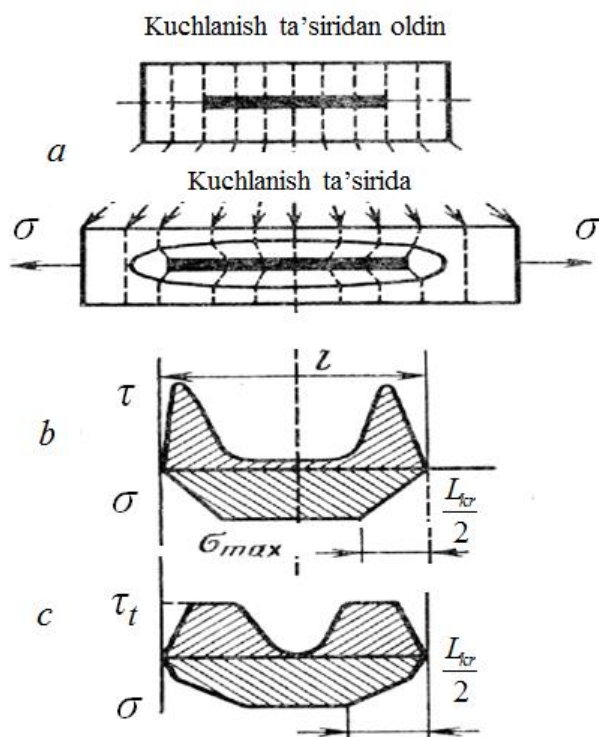
Yuqorida ko'rib chiqilgan talablarga javob beruvchi kompozitsion materiallarni xalq xo'jaligining ishlab chiqarish mashina mexanizmi, kosmos va aviasozlik sohalarida qo'llash natijasida ularning yuklama ko'tarish qobiliyati, yuqori va past haroratlarga bardoshlilik va kichik zichlikka, yuqori ekspluatatsion mustahkamlikka hamda uzoq muddat turg'un benuqson ishlaydigan asbob uskunalar transport va uchish apparatlarini ishlab chiqarish imkoniyatini tug'diradi.

Odatda, kompozitsion materiallar ikkita strukturadan: butun hajm bo'yicha yaxlit uzluksiz struktura –unga asos yoki matritsa deyiladi va butun hajm bo'yicha uzlukli taqsimlangan struktura –mustahkamlovchi komponentlardan tashkil topgan bo'ladi.

Aytaylik, o'z hajmida cheksiz uzunlikka ega bo'lgan nano tolalarning uchidan tashqari butun uzunligi bo'yicha kuchlanish uzluksiz ta'sir etayotgan bo'lsin. Qattiq jismga ta'sir etayotgan yuklama ruxsat etilgan qiymatlaridan ortganda qattiq jism va toladan tashkil topgan **kompozitsiyaning** parchalanish onida, materialdagi barcha tolalarda kuchlanish ruxsat etilgan chegara qiymatlarigacha yetadi. Agar kompozitsiyadagi tolalar chekli (uzlukli) uzunlikka ega bo'lsa, qattiq jism asosining vazifasi plastik deformatsiyalanish orqali tolalarga o'zidagi kuchlanish va yuklamani o'tkazishdan iborat bo'ladi.

Buni tushunib olish uchun qattiq jism ichiga maxsus kiritilgan L – uzunlikka ega bo'lgan nano tolada kuchlanishning taqsimlanishini ko'rib chiqamiz. Bunda qattiq jism asosi va undagi tola egiluvchan hududida elastik ishlaydi deb qabul qilamiz. Agar namunaga ortilayotgan yuklanish qattiq jism asosiga yuklatilsa, unda qattiq jism asosi o'zining egiluvchi hududida kuchlanishga proporsional ravishda cho'ziladi. Qattiq jism asosiga nisbatan egiluvchanligi yuqori bo'lgan nano tola esa ($E_T > E_M$) matritsadagi qo'shni tolaning hududigacha qattiq jism asosini erkin

cho‘zilishini to‘sadi. Buni to‘liq faraz qilish uchun keltirilgan 8.1,*a* – rasmdagi sxemaga e‘tibor bering.



8.1 – rasm. Tola kiritilgan qattiq jismning tashqi yuklamaga qarshi ishlashi:
a – elastik deformatsiyalanish sxemasi; *b* – toladagi cho‘zishga ishlayotgan kuchlanishdan va tola-asos chegarasidagi kesishga ishlayotgan kuchlanishidan hosil bo‘lgan epyura; *c* – tola-asosning elastik deformatsiyasiga yaqinlashuv epyurasi.

Qattiq jism asosining ba’zi nano toladan chekkaroqda joylashgan hududlari erkin va teng taqsimlangan holda plastik cho‘ziladi, nano tola bilan tutashgan joylaridagi asos esa tolaning elastikligiga teng qiymatda cho‘ziladi. Bu holat o‘z navbatida tolaga yaqin hududda deformatsion tekislikning bezovtalanishiga sabab bo‘lib, bezovtalanish toladan uzoqlashgan sari kamayib boradi. Qattiq jism asosining tolasidagi σ – cho‘zuvchi kuchlanishning tola uzunligi bo‘ylab taqsimlanishi 8.1,*b* – rasmda ko‘rsatilgan.

Qattiq jismga ortilgan yuklama nano tolaning uchlaridan uzatilmaganligi bois cho‘zuvchi kuchlanish noldan boshlab tola uchlarida $x = \frac{L_{kr}}{2}$ nuqtada maksimal qiymatga ega bo‘lib oladi. Nano tolaning L_{kr} –

kritik uzunligi cheksiz uzun tolaga zurr bo'lgan kuchlanish qiymatiga teng bo'lgan qisqa tolasining uzunligi sifatida topiladi.

Agar tolaga ta'sir etayotgan kuchlar teng taqsimlangan deb qaraydigan bo'lsak, unda tola – asos chegarasi bo'ylab taqsimlangan kesuvchi kuchlanishni topish qiyin emas. Kesuvchi kuchlanish tolalar uchida maksimal qiymatga ega bo'lsa, tolalar o'rtasida o'rtacha qiymatga ega (8.1,b – rasm).

Bunda τ_{max}/σ_{max} – tahlilidan ko'rish mumkinki, urinma kuchlanishlarning qiymati tola – asos chegarasida $0,1-0,3\delta_v$ ga teng bo'ladi va u asosning oquvchanlik ko'rsatkichidan yuqori bo'ladi, bu esa asosni plastik deformatsiyalanishini ta'minlaydi. Shundan kelib chiqqan holda kuchlanishlar epyurasi 8.1,c – rasmda keltirilgan shaklga o'tadi. Qattiq jism asosi va toladan tashkil topgan kompozitsiyadagi urinma kuchlanishning maksimal qiymati asosning oquvchanligi bilan chegaralanadi.

Elastiklik chegarasining hududidan tashqarida yuklamani uzatish L_{kr} – tolaning uzilishdagi σ_e^p - kuchlanishga bog'liq ravishda o'zgaradi. Bu bog'liqlikni asos va tola muvozanatidan kelib chiqqan holda quyidagicha aniqlash mumkin:

$$\frac{1}{4}\pi d^2 \sigma_b^p = \frac{1}{2}\pi d L_{kr} \tau_m , \quad (8.1)$$

bunda:

$$\frac{L_{kr}}{d} = \frac{\sigma_b^p}{2\tau} , \quad (8.2)$$

Keltirilgan (8.2) ifodadan ko'rinadiki, L_{kr} – tolaning kritik uzunligi parchalovchi kuchlanishga proporsional ravishda o'sadi.

Uzluksiz nano tolalar kiritilganda mustahkamlanish mexanizmi.
Uzluksiz tolalar qattiq jism asosining butun hajmi bo'ylab bir xil tarqalgan bo'ladi. Asos va uzluksiz tolali kompozitsiyalarning mustahkamligi uni tashkil etuvchi qattiq jism asosi va tolaning mexanik xossasiga va ularning bir-biriga bo'lgan nisbatlariga bog'liq. Hisoblashni soddalashtirish maqsadida quyidagi shartlarni qabul qilamiz:

1- tolalar qattiq jism asosida teng va tekis taqsimlangan;

- 2- tolalarning yo‘nalishi va tarkibi bir xil;
- 3- asos bilan tola chegarasida mutlaqo sirpanish yo‘q, ya’ni tola asos ichida unga jips yopishgan.

Endi – yupqa uzluksiz tolali asosdan tashkil topgan **kompozitsion** namuna o‘qi bo‘ylab P – yuklama ortilgan bo‘lsin. Shunda u kompozitsiyaga ta’sir etayotgan kuchlanish bilan quyidagicha bog‘langan:

$$p = \int_F \sigma_z dF , \quad (8.3)$$

bunda: F – materialning ko‘ndalang kesim yuzasi.

Agar namunaning sinish yuzasi tekis bo‘lsa, unda kompozitsiyani parchalaydigan yuklama P_{max} ham σ_z^p - o‘qdagi bo‘ylama parchalaydigan kuchlanish bilan xuddi shunday bog‘langan:

$$p_{max} = \int_F \sigma_z dF , \quad (8.4)$$

Unda kompozitsiyaning cho‘zilishdagi mustahkamligi quyidagicha yozilishi mumkin:

$$\sigma_k = \frac{p_{max}}{F} = \frac{1}{F} \int_F \sigma_z dF , \quad (8.5)$$

Kompozitsiyaning sinish yuzasi ikkita komponentni: asos va tolani kesib o‘tgani uchun kompozitsiyaning cho‘zilishdagi mustahkamligi ularning mustahkamliklari yig‘indisiga teng bo‘ladi:

$$\sigma_k = \frac{1}{F} \int_{F_t} \sigma_z^p dF + \frac{1}{F} \int_{F_m} \sigma_z^p dF , \quad (8.6)$$

bunda: F_t va F_m – mos ravishda tolaning va asosning ko‘ndalang kesim yuzasi.

Bu tenglamani integrallab, quyidagi ko‘rinishga keltirish mumkin:

$$\sigma_K = \frac{F_B}{F} \bar{\sigma}_B^* + \frac{F_M}{F} \bar{\sigma}_m' , \quad (8.7)$$

bunda: $\bar{\sigma}_B^*$ – kompozitsiyadagi tolaning o‘rtacha mustahkamligi;

$\bar{\sigma}_M$ – matritsa (asos)dagi tolaning uzilish onidagi o‘rtacha oquvchanlik kuchlanishi.

Agar namunani ko‘ndalang kesim yuzasining har qanday nuqtasida tola va matritsaning bir-biriga nisbatan yuzasi bir xil bo‘lsa, unda (8.7) formula quyidagi ko‘rinishga keladi:

$$\sigma_K = V_B \bar{\sigma}_B^* + V_M \bar{\sigma}_M \quad (8.8)$$

bunda: V_v va V_m – mos ravishda tolaning va matritsaning kompozitsiyadagi hajmiy miqdorlari.

Bu tenglamaga ***aralashmalar tartibi yoki aralashmalar tengligi*** deb nom berilgan bo‘lib, bu tenglik tolaning mustahkamlik ko‘rsatkichi juda kichik oraliqda bo‘lgan hollar uchun o‘rinlidir. Bu formula yordamida odatda cheksiz uzunlikka ega bo‘lgan kompozitsiyaning mustahkamligi aniqlanadi.

Shundan kelib chiqqan holda bu tenglamaning qo‘llanish chegarasini aniqlash muhim ahamiyatga ega. Aralashmalar tengligi formulasini hosil qilishda – kompozitsiyalar o‘rtasida kuchli bog‘lanish bor degan shart kiritilgan edi. Bu esa kompozitsiyadagi tola va matritsaning deformatsiyalarining $\varepsilon_K = \varepsilon_V = \varepsilon_M$ tengligini bildiradi. Aralashmalar tengligi formulasi tolalar uchun aniqlangan $\bar{\sigma}_B^*$ – o‘rtacha mustahkamlik deyarli barcha tolalarga tegishli bo‘lsagina o‘rinli bo‘ladi. Shuning uchun bu usul tola sifatida bir xil markaga ega bo‘lgan metal asosli materiallardan yasalgan bo‘lsa, ahamiyatga ega.

Kompozitsiyalarda kalta qirqilgan mo‘rt dispers kristallar qo‘llanilgan bo‘lsa, ularni faqat o‘rtacha mustahkamligini inobatga olish yetarli bo‘lmaydi. Bunday hollarda ularning disperslik darajasi ham inobatga olinishi kerak.

Matritsaga kiritiladigan tolaning V_v – hajmi ma’lum chegaraga ega. Agar matritsaga juda ko‘p tola kiritilsa, unda aralashmalar tengligi buziladi, chunki bunda tolalar joylashishini va yo‘nalishini to‘liq nazorat qilishning imkoni bo‘lmay qoladi. Buning natijasida tolalarning ba’zi joylarida matritsasiz tolani – tola bilan ulangan joylari hosil bo‘ladi. Kompozitsiyalarning deformatsiyalanishi jarayonida aynan shu joylarda darz ketishlar kuzatiladi. Bu esa kompozitsiyalar mustahkamligini keskin

kamayishiga olib keladi. Agar matritsaga kiritilgan tolalar juda kam bo'lsa, unda materialga berilayotgan yuklamadan hosil bo'lgan kuchlanish ularni parchalanishiga olib keladi. Shundan kelib chiqqan holda matritsadagi tolalarning zaruriy hajmiy miqdorini aniqlash muhim ahamiyat kasb etadi.

Matritsaning deformatsion mustahkamlanishi unda parchalanishga ishlayotgan tola hisobiga amalga oshirilayotgan bo'lsa, kompozitsiyaning mustahkamligi matritsaning xossasidan kelib chiqqan holda aniqlanadi:

$$\sigma_K = \sigma_M^B (1 - V_B) . \quad (8.9)$$

bunda: σ_M^B - matritsaning mustahkamligi.

Ikkita tenglamani birgalikda yechib, aralashmalar tengligiga javob beruvchi matritsaga kiritiladigan minimal tolaning hajmiy miqdorini aniqlash mumkin:

$$V_{\min} = \frac{\sigma_M^B - \bar{\sigma}_M'}{\bar{\sigma}_B^* + (\sigma_M^B - \bar{\sigma}_M')} . \quad (8.10)$$

Ifodadan ko'rinadiki, juda yuqori mustahkamlik ($\sigma_M^B - \bar{\sigma}_M$) matritsaning deformatsion mustahkamligidan $V_{\min}$ kichik.

Kompozitsiyani yaratishdan maqsad shuki, uning asosini tashkil etuvchi matritsaning mustahkamligidan yuqori bo'lgan material olishdan iborat, ya'ni:

$$\sigma_K = \bar{\sigma}_B^* V_M + \bar{\sigma}_M' (1 - V_B) \geq \sigma_M^B , \quad (8.11)$$

Shuning uchun matritsani yuqori darajada mustahkamlanishini ta'minlovchi tola hajm miqdorini quyidagi formuladan aniqlash mumkin:

$$V_{kr} = \frac{\sigma_M^B - \bar{\sigma}_M'}{\bar{\sigma}_B^* - \bar{\sigma}_M'} , \quad (8.12)$$

Bundan ko'rinadiki, matritsa bilan tolalarning xossalari bir-biridan qancha farq qilsa, tolaning kritik hajmi shuncha kichik bo'ladi, bunda uning qiymati juda keng chegaralarda 1 dan 50% gacha o'zgarishi mumkin.

Tola va yuklama yo'nalishlari bir xil hollarda kompozitsiyaning parchalanishi. Tolali kompozitsiyalarning cho'zilishdan sinish xarakteri

ulardagi tola va matritsa materialidagi hajmiy miqdoriga hamda ularning parchalanishdan oldingi deformatsiyalanish nisbatiga bog'liq. Kuper (ingliz olimi) kompozitsiyalarning parchalanishi bo'yicha ikkita tushuncha kiritgan bo'lib, ularga: 1 – ko'p darajali parchalanish va 2 – bir darajali parchalanish deb nom bergan.

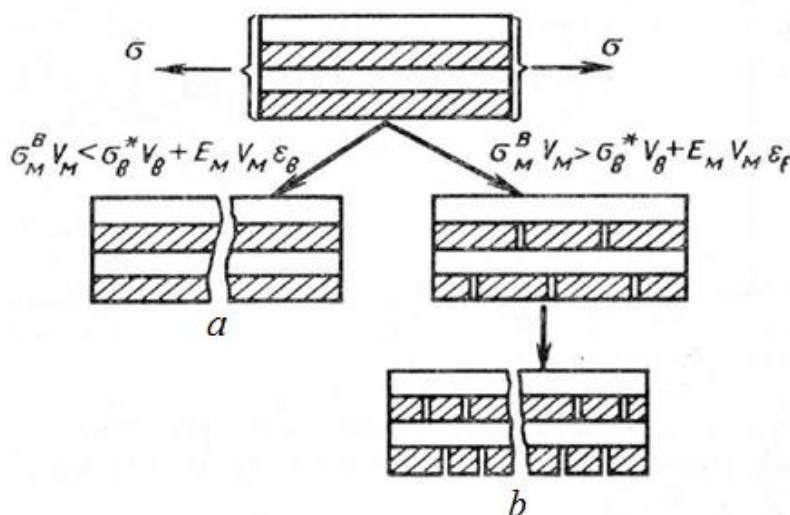
Bir va ikki darajali parchalanishlar turini tushunib olish uchun 8.2 – rasmga e'tibor beramiz. Kompozitsiyaga orilayotgan kichik deformatsiyalar uchun kuchlanish additivligi qoidasini yozamiz:

$$\sigma_K = E_B \varepsilon V_B + E_M \varepsilon V_M, \quad (8.13)$$

Bu tenglama kompozitsiyani tashkil etuvchi komponentlardan biri deformatsiyalanishidan uzilishigacha amalga oshadi. Agar mo'rt tolalarning parchalanishidan oldingi deformatsiyasini matritsaning parchalanishidan oldingi deformatsiyasidan kichik deb $\varepsilon_V < \varepsilon_M$ hisoblasak, unda tenglamani quyidagicha yozish mumkin:

$$\sigma_K = E_B \varepsilon_B V_B + E_M \varepsilon_M V_M = \sigma_B^* V_B + E_M \varepsilon_M V_M, \quad (8.14)$$

bunda σ_B^* – nano tolaning mustahkamligi.



8.2 – rasm. Kompozitsiyalarni (a) bir darajali va (b) ko'p darajali parchalanish sxemasi.

Kuchlanish qiymati tolaning σ_B^P - mustahkamligidan oshishi bilan tola uzila boshlaydi va tolagaga orilgan yuklama bevosita matritsaga

uzatiladi. Matritsaning mustahkamligi tola mustahkamligidan kichik bo'lgani uchun matritsa va shu bilan birga kompozitsiya birinchi tolani uzilishidayoq parchalana boshlaydi, buni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\sigma_K = E_B \varepsilon_B V_B + E_M \varepsilon_M V_M = \sigma_B^* V_B + E_M \varepsilon_M V_M . \quad (8.15)$$

Agar (8.14) – formulani teskarisi bo'lsa, unda birinchi tola uzilsa ham kompozitsiya parchalanmasdan qoladi. Agar shunda ham kompozitsiyaga ortilayotgan yuklama oshirilsa, tolalar matritsani ichida uzila boshlaydi va bu uzilishlar kompozitsiyani parchalanishigacha davom etadi. Shundan birinchi holda, ya'ni matritsaning mustahkamligi tola mustahkamligidan past bo'lgan holda (8.3,a – rasm), – bir darajali parchalanish kuzatiladi.

Agar matritsaning mustahkamligi tola mustahkamligiga teng yoki katta bo'lsa (8.3,b – rasm), – ko'p darajali sinish yuz beradi.

Kuchlanish va deformatsiya diagrammasida bu ikkala turdagi parchalanishlar turlicha bo'lib, ular 8.3 – rasmda keltirilgan.

Bir darajali parchalanishda deformatsiya diagrammasi faqat elastiklik moduliga ega bo'lgan og'ma to'g'ri chiziqli ko'rinish hosil qiladi:

$$E^I = E_B V_B + E_M (1 - V_B) . \quad (8.16)$$

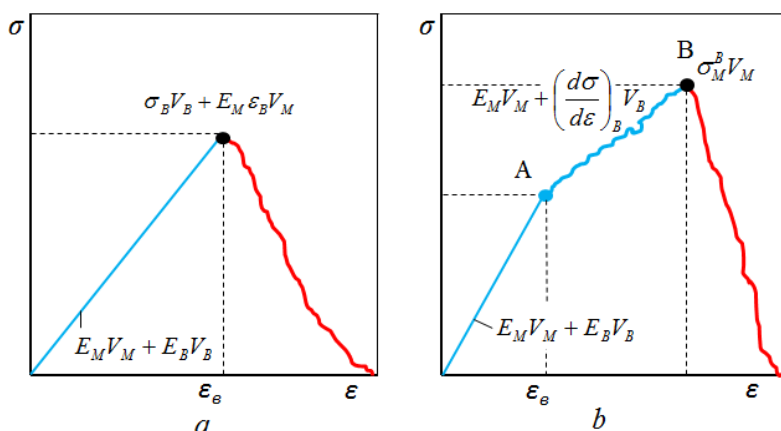
Ko'p darajali parchalanishda kuchlanish va deformatsiya bog'liqligini ko'rsatuvchi diagrammada oquvchanlik chegarasiga mos keluvchi nuqta hosil bo'ladi (8.3,b – rasm). Diagramma chizig'ining birinchi nuqtasigacha bir darajali parchalanish chizig'ini takrorlaydi, ammo deformatsiyaning qiymati ε_V ga yetgach materialdagi tolalar birin-ketin uzila boshlaydi, buning natijasida esa nuqtadan keyingi chiziq to'liqlik ko'rinish hosil qiladi. Bunda diagrammaning ikkinchi chizig'idagi bikrlilik moduli quyidagiga teng:

$$E^{II} = E_B V_B + \left(\frac{d\sigma}{d\varepsilon} \right)_M V_M , \quad (8.17)$$

bunda: $\left(\frac{d\sigma}{d\varepsilon} \right)$ - matritsaning deformatsion mustahkamlanish koeffitsiyenti.

Kompozitsiyaning to'la parchalanishi kuchlanish $\sigma_M^B V_M$ - qiymatga yetganda bo'lib o'tadi. Shuni aytish kerakki, ko'p darajali parchalanishdagi

diagramma qisman bo'lsada, plastik materiallarning cho'zilishdagi diagrammasiga o'xshab ketadi.



8.3 – rasm. Kompozitsiyani cho'zilishga sinashda olinadigan σ – kuchlanish va deformatsiya bog'liqligining egri chizig'i: a – bir darajali; b – ko'p darajali parchalanish.

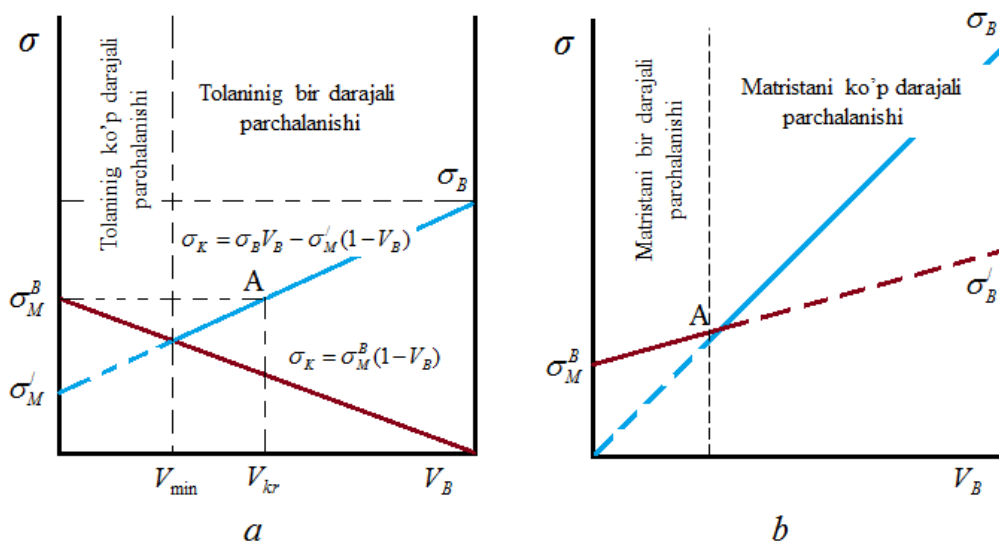
Kompozitsiyaning parchalanish oldidagi V_M –matritsa va V_V – tolaning hajm hamda ϵ_V va ϵ_M nisbatlariga ko'ra parchalanishi 4 xil shaklda ro'y berib, shularning ikkitasi bir darajali, ikkitasi esa ko'p darajali parchalanish guruhiga mansub bo'ladi.

8.4,a – rasmda plastik matritsaga ega bo'lgan kompozitsiyaning tola miqdoriga bog'liq holda mustahkamligini o'zgarishi grafik shaklda keltirilgan. Grafikdagi nuqtalarni ko'rib chiqamiz: σ_M^B - matritsaning mustahkamlik chegarasi; σ_M' - tolaning uzilish onidagi matritsaning oquvchanlik kuchlanishi; σ_B^B - tolaning mustahkamlik chegarasi; V_{min} – tolaning minimal va V_{kr} – kritik hajmining miqdori.

Qachonki materialda tolaning miqdori V_{min} – dan kichik bo'lsa, kompozitsiya ko'p darajali parchalanadi va u 8.4,b – rasmda keltirilgan ko'rinishda bo'ladi.

Agar matritsada tolaning miqdori V_{min} – katta bo'lsa, kompozitsiyaning parchalanishi bir darajali bo'ladi. Bu holatning teskarisi juda mo'rt matritsaga (keramik) juda plastik xossaga ega bo'lgan tola bo'lsa kuzatiladi. Bunday holda matritsaning parchalanishi oldidan sodir bo'ladigan ϵ_M – deformatsiyasi tolaning uzilishidan oldingi ϵ_T – deformatsiyasidan kichik bo'ladi. Bu yerda σ_M^B va σ_B^B larning qiymati ham yuqorigi holatdagidek ahamiyatga ega. Agar tolaning miqdori V_{min} – dan

katta bo'lsa, matritsada juda ko'p darzlar hosil bo'lishi kuzatilib kompozitsiya shunda ham parchalanmaydi. Qachonki tolaning miqdori V_{min} – dan kichik bo'lsa, kompozitsiyaning parchalanishi birinchi tolaning uzilishi natijasida ro'y beradi.



8.4 – rasm. Tarkibida mo‘rt tola miqdoriga bog‘liq holda kompozitsiya mustahkamligining o‘zgarishini ko‘rsatuvchi diagramma: *a* – plastik matritsali; *b* – mo‘rt matritsali.

Nano tola va yuklama yo‘nalishlari farq qilgan hollarda kompozitsiyaning parchalanishi. Hozirgacha o‘rganilgan kompozitsiyada tolalar aniq bir xil yo‘nalishga ega, materialga berilayotgan kuchlanish yo‘nalishi tolalar yo‘nalishiga mos hamda matritsadagi barcha tolalarning mustahkamligi bir xil degan shartlar asosida ko‘rib chiqilgan edi. Ammo ishlab chiqarishda bunday holatlar juda kam uchraydi, shuning uchun endi tolalarning mustahkamligi, yo‘nalishi bir-biridan farq qiladigan hollarda kompozitsiyaning mustahkamligini ko‘rib chiqamiz.

Umuman olganda tola va materialga berilayotgan yuklama yo‘nalishi bir-biridan farq qilgan hollarda kompozitsiyaning parchalanishi uchta turda bo‘lib o‘tadi:

1) tola va yuklamaning yo‘nalishlari bir-biriga nisbatan farqi θ – burchagi kichik bo‘lgan hollarda kompozitsiyaning mustahkamligini quyidagi formula yordamida aniqlash mumkin:

$$\sigma_K = \frac{\sigma_0}{\cos^2 \theta}, \quad (8.18)$$

bunda: σ_K – kompozitsiyaning mustahkamligi $\theta = 0$ teng bo‘lgandagi qiymati;

θ – tola o‘qining va yuklama yo‘nalishlari orasidagi burchak;

2) θ – burchaklarning qiymati o‘rtacha bo‘lgan hollarda kompozitsiyaning parchalanishi matritsaning tolalar o‘qiga parallel yo‘nalgan tekislik bo‘yicha yoki tolalarning yuzasi bo‘yicha kesilishi natijasida sodir bo‘ladi va quyidagi formuladan aniqlanadi:

$$\sigma_K = \frac{\tau'_M}{\sin \theta \cos \theta}, \quad (8.19)$$

bunda: τ'_M - matritsaning kesilishga bo‘lgan mustahkamligi;

3) tola va yuklama yo‘nalishlari oraliq burchaklari katta qiymatlarda farq qiladigan hollarda kompozitsiyaning parchalanishi matritsaning tola o‘qining yo‘nalishiga perpendikulyar tekislik bo‘yicha cho‘zilishidan yoki shu yuza bo‘yicha uzilishi natijasida ro‘y beradi va quyidagi formuladan aniqlanadi:

$$\sigma_K = \frac{\sigma_M^B}{\sin^2 \theta}, \quad (8.20)$$

bunda: σ_M^B - matritsaning cho‘zilishdagi mustahkamlik chegarasi.

8.5 – rasmda yuqorida ko‘rib chiqilgan uchta holatga mos keluvchi kompozitsiyaning mustahkamligiga θ – burchak qiymatining ta’sir ko‘rsatishi diagramma shaklida keltirilgan.

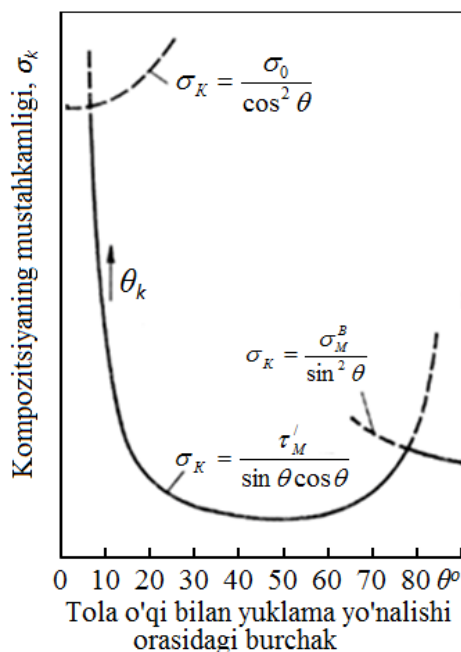
Shunday kritik burchak borki $\theta_{kp} = \arctg \frac{1,5\tau'_M}{\sigma_K}$, burchak qiymati undan

oshishi bilan kompozitsiyaning mustahkamligi keskin pasayadi. Shuni aytib o‘tish kerakki, matritsa va tolaning bir-biriga mustahkam yopishganlik darajasi kompozitsiyaning oriyentatsion mustahkamligiga katta ta’sir ko‘rsatadi.

Keltirilgan (8.19) formuladan foydalangan holda uning burchagini $\theta = 90^\circ$ deb qabul qilsak, unda $\sigma_K^1 = \sigma_M^B$ bo‘ladi, ammo bunday holda matritsaning ba’zi qismlari tolalar orasida joylashganini inobatga oladigan

koeffitsiyent kiritish zarurati paydo bo‘ladi, u eksperimental topilgan bo‘lib, 1,15 ga teng.

Shunday qilib, matritsa va tolalar bir-biriga juda mustahkam yopishganligini inobatga oladigan bo‘lsak, u $\sigma_K^1 = 1,15\sigma_M^B$ ko‘rinishga o‘tadi.



8.5 – rasm. Kompozitsiyaning oriyentatsion mustahkamligi.

8.2. Nanokristall va nano tolali kompozitsion materiallarni ishlab chiqarish texnologiyasi

Material yaratishning bunday yangi usulidan foydalanish negizida bir butun materialga bir vaqtni o‘zida bir nechta qarama-qarshi xossalarni berish imkoniyatini hosil qilish ko‘zda tutilgan. Hozirgi paytda kompozitsion materiallar ishlab chiqarish sohasida keng qo‘llanilmoqda, ular yuqori mustahkamlikka, pishiqlikka, toliqishdan sinishga yuqori qarshilik ko‘rsatish xossasiga va ichki va yig‘ilma kuchlanishlarga kam ta’sir ko‘rsatuvchi material hisoblanadi. Bundan tashqari kompozitsion materiallar yuqori yeyilishga bardoshli, issiqlikka chidamli va bardoshli materiallar hisoblanadi. Shuning uchun bu materiallarga umumiy talablardan tashqari yana maxsus talablar: 1 – kichik zichlikda yuqori mustahkamlikka ega bo‘lishi; 2 – kichik nisbiy cho‘zilishda yuqori plastiklikka ega bo‘lishligi; 3 – dinamik va termik yuklanishlarga

bardoshli; 4 – strukturasini o'zgartirish orqali xossalari keng miqyosida o'zgartirish imkoniyatiga ega bo'lishligi talab etiladi.

Yuqorida ko'rib chiqilgan talablarga javob beruvchi kompozitsion materiallarni xalq xo'jaligining ishlab chiqarish mashina mexanizm, kosmos va aviasozlik sohalarida qo'llash natijasida ularning yuklama ko'tarish qobiliyati, yuqori va past haroratlarga bardoshliligi va kam og'irlikka, yuqori ekspluatatsion mustahkamlikka hamda uzoq muddat turg'un benuqson ishlaydigan asbob uskunalar transport va uchish apparatlarini ishlab chiqarish imkoniyatini tug'diradi.

Odatda kompozitsion materiallar ikkita strukturadan: butun hajm bo'yicha yaxlit uzluksiz struktura -matritsa va butun hajm bo'yicha uzlukli takrorlanuvchi struktura mustahkamlovchi komponentlardan tashkil topgan bo'ladi.

Kompozitsion materiallar asosan: strukturasiga ko'ra, matritsaning materialiga ko'ra, mustahkamlovchining materialiga ko'ra va mustahkamlovchining joylashish tartibiga ko'ra klassifikatsiyalanadi.

KP – strukturasiga ko'ra: 1 – tolali va qatlamli; 2 – dispersion mustahkamlangan va evtektik turlarga bo'linadi.

Tolali KM – butun yaxlit matritsaga ega bo'lib uning ichida teng taqsimlangan mustahkamlovchi tolalar joylashgan bo'ladi, bunda tolalar cheksiz uzun yoki qisqa qirqilgan shaklda bo'lishi mumkin. Qatlamli KM ikki o'lchamga ega bo'lgan yupqa listlarning bir-biriga yopishtirish natijasida hosil bo'ladi, to'la to'liq yupqa listlar yoki matolar bo'lishi mumkin. Tolali KM da tolalar matritsaga yopishgan bo'lib materialga berilayotgan asosiy yuklamani ko'tarishga ishlab u materialning mustahkamligini belgilaydi. Matritsa esa materialga berilayotgan yuklamani tolaga uzatib alohida tolalarning uzilishiga to'sqinlik qiladi. Bundan tashqari matritsa tolalarni ya'ni mustahkamlovchilarni tashqi muhit ta'siridan va mexanik parchalanishdan saqlaydi.

Qatlamli KM da yuqori plastiklikka ega bo'lgan qatlamlar matritsa vazifasini o'tasa qatlamlar orasidagi qattiq material materialga berilayotgan yuklamani ko'tarishga ishlaydi.

Dispersion-mustahkamlangan KM – matritsasining butun hajmi bo'ylab teng taqsimlangan juda mayda dispersion zarrachalarga ega bo'lib, ular materialni ishlab chiqarish yoki ekspluatatsiya qilish davri davomida

matritsa bilan kimyoviy ta'sirlashmaydi. Boshqa turdagi KM dan farqli o'laroq, bu materialning matritsasi materialga berilayotgan yuklamani ko'tarishga ishlaydi. Undagi mustahkamlovchini vazifasi matritsadagi kristall yoki boshqa turdagi nuqsonlarni birikib ketishiga yoki harakatiga to'sqinlik qilish orqali materialni yanada mustahkamlaydi.

Evtektik KM – suyuq matritsada erib va qattiq holatida singmaydigan kristall tola shaklida ajralib chiqadigan mustahkamlovchiga ega bo'ladi. Bu materialni ishlab chiqarish jarayonida matritsa erigan bo'lib, uni maxsus qoliplarda sovitish, ya'ni qotirish jarayonida undan kristall qisqa mo'ylovga o'xshash kristallar ya'ni mustahkamlovchi ajralib chiqadi. Bu material boshqa KMDan farqli ishlab chiqarish texnologiyasiga ega. Evtektik KM dagi matritsa va mustahkamlovchining vazifasi dispersion-mustahkamlangan KM bilan bir xil.

Yuqori mustahkamlikka va bikrlilik modulga ega bo'lgan bor va uglerod birikmalarga ega bo'lgan tolalarini o'ylab topilishi va ularni ishlab chiqarish texnologiyasining takomillashishi natijasida yangi turdagi kompozitsion materiallarni ishlab chiqarish imkoniyati paydo bo'ldi. Bu tolalarda qatnashayotgan elementlar atomlari bir-biri bilan kovalent bog'langani bo'lib ular o'zida bir-biriga bog'langan ignasimon borid yoki nitrid kristallari va tolasimon karbidlardan tashkil topgan bo'ladi. Bundan tashqari kompozitsion materiallarda armirlovchi komponent sifatida yuqori mustahkamlik va bikrlikka ega bo'lgan po'lat va metal asosli qotishmalarning juda ingichka simlari qo'llaniladi.

Materialdagi matritsa va tolaning bir-biriga moslik sharti bajarilgan bo'lsa, unda tola kompozitsiyaning mustahkamlik darajasini belgilaydi. Chunki kompozitsion materialga ortilgan yuklanish natijasida hosil bo'lgan kuchlanish tolaga uzatiladi.

Hozirgi paytda alyuminiyli, magniyli, titanli va yana boshqa bir qator matritsaga ega bo'lgan kompozitsion materiallarda asosan bor va uglerod tolalar mustahkamlovchi sifatida qo'llanib kelinmoqda. Bu tolalar $1700-2600 \text{ kg/m}^3$ zichlikka ega bo'lganlarida ularning mustahkamligi 350 kgs/mm^2 bo'lsa, bikrlilik moduli esa $40\,000 \text{ kgs/mm}^2$ tashkil etadi. Bu esa kompozitsion materiallarda yuqori solishtirma mustahkamlik va bikrlilik moduliga ega bo'lishlikni tahminlaydi. Tolalar ishlab chiqarish texnologiyasini takomillashtirish hamda tolalarni ishlab chiqarishda yangi

turdagi xomashyolarni qo'llash orqali kelajakda bu tolalarning mustahkamligini yanada 30-50% ga oshirish imkoni mavjud. Misol, ToshDTU ning «Materiallar texnologiyasi va materialshunoslik» kafedrasining laboratoriya sharoitida olingan ba'zi tolalarning mustahkamligi 500-700 kgs/mm² tashkil etgan.

Tolalarni kelib chiqishiga ko'ra ikki turga bo'lish mumkin bo'lib, ular metal asosli yoki nometal asosli tolalarga bo'linadi. Nometal asosli tolalarning yorqin vakiliga bor, uglerod, karbid kremniy, alyuminiy oksidi, sirkoniy oksidi, kremniy nitrid kiradi. Metal asosli tolalarning yorqin vakiliga esa volfram, vanadiy, berilliy, titan, molibden va albatta po'latning turli markalaridan olingan ingichka similar kiradi. Tolali mustahkamlovchi materiallarning asosiy xossalari 8.1-jadvalda keltirilgan.

8.1 – jadval.

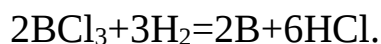
Kompozitsion materiallarda armirolovchi sifatida qo'llaniladigan tolalarning asosiy xossalari

Material nomi	Erish harorati, °C	Zichligi, g/sm ³	Issiklikdan kengayish koeffitsiyenti, 10 ⁻⁶ °C ⁻¹	Mustahkamlik chegarasi	Bikirlilik moduli, x10 ³	Solishtirma mustahkamligi	Solishtirma pishiqligi, x10 ³
				Kgs/mm ²		km	
Tolalar							
borli	2040	2,63	6,3	250-350	38-42	95-133	14-16
uglerodli	3000	1,70	-1,0	200-300	20-30	117-176	11-17
karbid kremniy	2827	3,21	4,7	200-400	46	62-124	14
alyuminiy oksidi	2054	3,96	8,0	210-260	50	52-65	12
sirkoniy oksid	2677	6,27	7,7	240-270	47	39-43	7
Simlar							
berilliy	1284	1,84	10,0	100-130	29	55-65	15
volg'fram	3400	19,3	4,98	420	40	21	20
po'lat	1300	7,80	11,0	360-400	20	45-51	2
titan	1668	4,50	9,2	150-200	123	33-41	2

Bor yoki karbid kremniy tolalari asosan volframdan yasalgan diametri 12,5 mm bo'lgan 1100-1200 °C gacha qizdirilgan simga gaz fazasidan cho'ktirish yo'li bilan olinadi. Bunda ishlab chiqariladigan tolaning diametri 100-150 mkm ni tashkil etadi. hozirda bor va karbid kremniy tolalarini ishlab chiqarishning samarali usullaridan biri bu volfram

o'rniga ugleroddan yasalgan simlarga o'tkazish bo'lib, u ishlab chiqarish darajasiga yetkazilmoqda.

Bor tetroxlaridlarini vodorod muhitida qayta tiklash yo'li bilan cho'ktirish kimyoviy tenglamasi quyidagicha boradi:



Borni volfram simiga cho'ktirish yo'li bilan olinganda uning markazida volfram simi qoladi va u aynan markazida turli (WB , W_2B_5 va WB_4) bor volfram birikmalarini hosil qiladi, agar cho'ktirish jarayoni uzoq davom etsa bor tolasining markazida faqat WB_4 hosil bo'ladi. Albatta borning volfram bilan birikishi tolani ishlab chiqarishdagi yuqori haroratlarda borgani uchun sodir bo'ladi. Bor tolasining kristall strukturasi β – rombik panjara bo'lib, u odatda 1200°C gacha borni qizdirganda hosil bo'ladi. Bunda bor xomashyosidagi qo'shimchalar bu jarayonga ko'maklashadi. Bor tolasining markaziy qismidagi mustahkamligi bor tolasining boshqa qismlaridagi mustahkamligidan sezilarli darajada past bo'ladi.

Nanostrukturaga ega bo'lgan konstruksion, asbobsozlik yoki maxsus xossaga ega bo'lgan materiallar asosan bizga yot bo'lmagan kukun metalurgiyasining usullarida ishlab chiqarilishi mumkin. Bunda oldin nanokukunlar ishlab chiqariladi va ular asosida bir butun detal yoki keyinchalik mexanik ishlov berib yasaladigan zagotovkalar olinadi. Metal va qotishmaning nano kukunlarini ishlab chiqarishning bir nechta usuli bo'lib, ular boshlang'ich xomashyoning shakliga yoki kelib chiqishiga ko'ra, ishlab chiqarish usullariga bo'linadi. Nanokukunlar ishlab chiqarishning hozirgi zamonaviy usullariga: mexanikaviy, fizikaviy, kimyoviy va biologik. Bunda oxirgi usul – materialshunoslarga taalluqli emas.

Mexanikaviy usul – bu usul metal yoki qotishma bo'laklarini tashqi kuch yordamida maydalashga asoslangan bo'lib, u turli konstruksiyaga ega bo'lgan tegirmonlarda, to'zg'itib maydalovchi qurilmalarda amalga oshiriladi.

Fizikaviy usul – bu usul metal yoki qotishmalarning fizikaviy xossalarini qo'llagan xolda ularni nano o'lchamga ega bo'ladigan kukun darajasigacha maydalashdan iborat. Buning uchun qotishma yoki metallar

– bosim ostida eritib sepilish, bug'lanish, kondensatsiya, toblash, termosikllash va boshqa jarayonlar o'tadi.

Kimyoviy usullar boshlang'ich xomashyo materialining kimyoviy tarkibini o'zgartirish orqali uni nano o'lchamga ega bo'lgan kukungacha maydalashga asoslangan: elektroliz, qaytarilish, termik parchalanish. Kimyoviy usulda nano kukunlarni ishlab chiqarishning eng samarali usuli – bu albatta plazma-kimyoviy usul bo'lib, o'tgan mavzularda uni o'rganib chiqqanmiz – aynan shu usulda qiyin eriydigan metallarning kislorodsiz kimyoviy birikmalari ishlab chiqariladi.

Nano strukturaga ega bo'lgan materiallarni ishlab chiqarish uchun albatta xomashyo sifatida nanokukunlar zarur. Nano kukunlardan hajmiy materiallar olish uchun yuqorida o'rganib chiqilgan kukunlarga shakl berish usullaridan foydalaniladi. Kukun konstruksion materiallarni ishlab chiqarishda qo'llaniladigan presslash usullari nano kukunlarni presslashda ham qo'llaniladi.

Kukunlarini presslash - bu qolipga quyilgan kukunlarni bosim ta'sirida shu qolipning ichki geometrik shaklini berishdan iborat. Buni natijasida press-qolipdan chiqqan yarim kukun mahsuloti ma'lum darajada mustahkamlikka ega bo'lib oladi. Umuman olganda kukunlarni presslash ikki xil bo'lishi mumkin:

1 – statik, ya'ni presslash bosimi asta sekinlik bilan osha boshlaydi;

2 – dinamik usul bo'lib, bunda presslash bosimi katta tezlik bilan qolipdagi kukunga bosim beradi.

Bularning har biri yana guruhlariga bo'linadi:

1 – presslash haroratiga qarab: sovuq yoki qizdirib presslash;

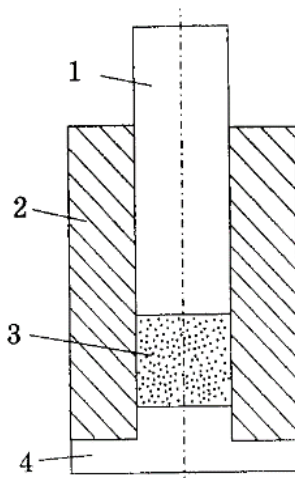
2 – presslash kuch yo'nalishiga qarab: bir tomonlama presslash, ikki tomonlama presslash;

3 – hajmiy presslash turlariga bo'linadi.

Bir tomonlama presslashda qo'llaniladigan press-qolipning umumiy sxemasi 8.6 – rasmda ko'rsatilgan.

Press-qolipda kukunlarga shakl berish uchun kukun press-qolipning matritsa ichiga quyiladi va quyilgan kukunning ustidan puanson pastga harakatlanib, uni zichlantira boshlaydi. Nano kukunlarni press-qoliplarda zichlantirish uchun presslash jarayoni vakuum sharoitida olib boriladi.

Nano kukunlarni presslash oddiy kukunlarni presslashdan ana shunisi bilan farq qiladi.



8.6 – rasm. Press-qolip sxemasi: 1 – puanson; 2 – matritsa; 3 – presslanayotgan kukun; 4 – ostki asos.

Ko'p hollarda nano kukun asosida olinadigan materiallar hajmiy presslash usulidan zichlantiriladi. Bu usulning afzalligi shundaki, unda nano kukun detalning butun hajmi bo'yicha deyarli bir xil zichlanadi. Bunday usulda kukunlarni presslash sxemasi.

Yuqorida ko'rib chiqilgan barcha usullar kukunlarni to'xtab, ya'ni:

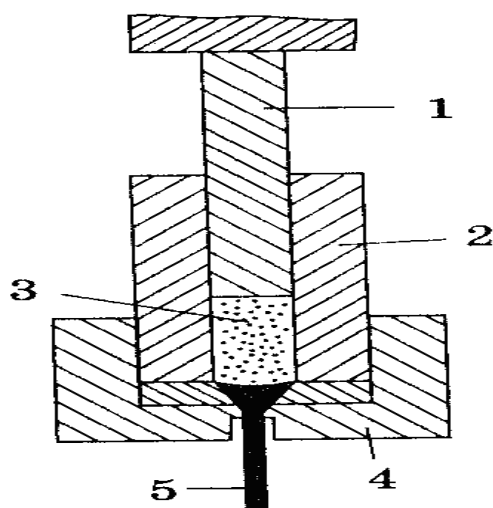
1 – qolipga kukun quyish;

2 – uni zichlantirish;

3 – zichlangan kukun shaklni press-qolipdan chiqarish.

Presslash jarayonini uzluksiz amalga oshirish uchun zichlanayotgan kukun materiali qolipga to'xtovsiz kirib va zichlangan kukun to'xtovsiz qolipdan chiqarilib turishi kerak, buni amalga oshirish maqsadida yana bir presslash usuli o'ylab topilgan bo'lib, unga mundshtuk presslash usuli deb ataladi.

Mundshtuk presslash usuli uzunligi cheksiz bo'lgan kukun materiallarini presslab olish imkonini beradi. Usulni mundshtuk deb atalishiga sabab kukunlar zichlanish jarayoni aynan mundshtuk deb ataladigan press-qolip detalida sodir bo'ladi. Mundshtukda kukunlarning zichlanishini ko'rsatuvchi sxema 8.7 – rasmda keltirilgan.



8.7 – rasm. Kukunlarni mundshtukda zichlanish sxemasi: 1- puanson; 2 – matritsa; 3 – zichlanayotgan kukun; 4 – mundshtuk muftasi; 5 – zichlangan kukun.

Bob bo'yicha mustaqil shug'ullanish uchun savollar

- 8.1. Qanday matetiallarga nanostrukturaga ega bolgan materiallar deyish mumkin?
- 8.2. Nano texnologiya deganda nimani tushinasiz?
- 8.3. Kompozitsiyani dispers mustahkamlanish mexanizmini tushuntirib bering.
- 8.4. Kompozitsiyaga kiritiladigan dispers zarrachalar miqdori qanday aniqlanadi?
- 8.5. Kompazitsiyani tolalar bilan mustahkamlanish mexanizmini tushuntirib bering.
- 8.6. Aralashmalar tartibi yoki aralashmalar tengligi deb nomlanadigan tenglamani keltiring va uni tushuntirib bering.
- 8.7. Tolali kompozitsiyalarga kiritiladigan tolalar miqdori qanday aniqlanadi?
- 8.8. Nano o'lchamdagi zarrachali kukunlar qanday ishlab chiqariladi?

**Qattiq jismlar fizikasi va kimyosining maxsus qismlari fanining
atamallari bo'yicha**

GLOSSARIY

O'zbekcha	Русча	Инглизча
Adsorbsiya (lotincha <i>ad</i> – o'rniga o'tirish va <i>sorbeo</i> – yutish), jism yuzasiga bog'liq yoki gazli muxitning zarrachalarini jism yuzasiga o'tirishi.	Адсорбция (от лат. <i>ad</i> – посадка на места и <i>sorbeo</i> – поглощать), процесс оседания частиц из паровой или газовой среды.	Adsorption (from Latin <i>ad</i> - landing in place, and <i>sorbeo</i> - absorb), the process of settling particles from a vapor or gas medium.
Atmosfera (grekcha – <i>atmos</i> – bug' va <i>sphaira</i> – shar), yer atrofidagi va u bilan bir butun birgalkida harakatlanadigan gaz (havo) muxiti.	Атмосфера (от греч. <i>atmos</i> – пари <i>sphaira</i> – шар), газовая (воздушная) среда вокруг земли, которая вращается вместе с землёй как единое целое.	Atmosphere (from the Greek <i>atmos</i> - pari <i>sphaira</i> - ball), gas (air) environment around the earth, which rotates with the earth as a whole.
Atom (grekcha <i>atomos</i> – bo'linmas), moddaning eng kichik zarrachasi, u o'zining yadro massasiga va neytral zaryadiga ega.	Атом (от греч. <i>atomos</i> – неделимый), самой малый частица вещества имеющий относительную ядерную массу и нейтрального заряда	Atom (from the Greek <i>atomos</i> - indivisible), the smallest particle of matter having a relative nuclear mass and a neutral charge
Bosim – fizik kattalik bo'lib o'zida bir jismni ikkinchi jism yuzasiga normal kuchlar ta'sir etish jadalligini aks ettiradi.	Давление – физическая величина, характеризующая интенсивность нормальных сил, с которыми одно тело действует на поверхность другого.	Pressure is a physical quantity that characterizes the intensity of normal forces with which one body acts on the surface of another.
Bar (B) (groekcha <i>baros</i> – og'irlik), bosimning o'lchov birligi, $1B = 10^5 \text{ Pa} = 0,986923 \text{ atm}$.	Бар (Б) (от греч. <i>baros</i> – тяжесть), единица измерения давления, $1B = 10^5 \text{ Па} = 0,986923 \text{ атм}$.	Bar (B) (from Greek <i>baros</i> - gravity), unit of pressure, $1B = 10^5 \text{ Pa} = 0.986923 \text{ atm}$.
Vakuum (lotincha <i>vacuum</i> – bo'shliq),	Вакуум – (от лат. <i>vacuum</i> , пустота),	Vacuum - (from Latin <i>vacuum</i> , emptiness),

gazning atmosfera bosimidan kichik bo'lgan holdagi holati.	состояние газа при давлении меньше атмосферного.	the state of gas at a pressure less than atmospheric.
Vakansiya (lotincha <i>vacans</i> – bo'shliq, bo'shab qolgan joy), kristall panjara tugunidagi atom yoki ionsiz qolgan bo'sh joy.	Вакансия (от лат. <i>vacans</i> – пустующий, свободный), отсутствие атома или иона в узле кристаллической решётки.	Vacancy (from Latin <i>vacans</i> - empty, free), the absence of an atom or ion in a node of the crystal lattice.
Valentli (lotincha <i>valentia</i> – kuchli), element atomlarining kimyoviy bog'lanish hosil qilish qobiliyati	Валентность (от лат. <i>valentia</i> – сила), способность атомов элементов к образованию химических связей	Valency (from lat. <i>valentia</i> - strength), the ability of atoms of elements to form chemical bonds
Modda – o'zgarmas massaga ega bo'lgan materia turi.	Вещество – вид материи, обладающей массой покоя.	Substance - kind of matter that has a rest mass.
Gaz (fransuzcha – <i>gaz</i> , grekcha <i>chaos</i> – tartibsiz), moddaning shunday agregat holatiki, unda gaz zarrachalari bir-biri bilan bog'lanmagan yoki juda sayyoz bog'langan.	Газ (франц. <i>gaz</i> , от греч. <i>chaos</i> – хаос), агрегатное состояние вещества, в котором его частицы не связаны или весьма слабо связаны.	Gas (French <i>gaz</i> , from the Greek <i>chaos</i> - chaos), an aggregate state of matter in which its particles are not bound or very weakly bound.
Gigroskopik (grekchada <i>ύγρός</i> «namli» + <i>σκοπέω</i> «kuzataman») – ba'zi moddalarni havodan namlikni va suv bug'larini yutish qobiliyati.	Гигроскопичность (от др.-греч. <i>ύγρός</i> «влажный» + <i>σκοπέω</i> «наблюдаю») способность некоторых веществ поглощать водяные пары из воз-духа.	Hygroscopicity (from other Greek <i>ύγρός</i> “wet” + <i>σκοπέω</i> “I observe”) the ability of some substances to absorb water vapor from the air.
Deytron – og'ir vodorod izotopi – deytronning yadrosi bitta proton va bitta neytronga ega.	Дейтрон – ядро тяжёлого изотопа водорода – дейтерия, содержит один протон и один нейтрон.	Deuteron - the nucleus of the heavy isotope of hydrogen, deuterium, containing one proton and one neutron.
Desorbsiya (lotincha <i>de</i> – o'rnidan ko'chirish, va <i>sorbeo</i> –yutish), adsorbent yuzasidan adsorblangan	Десорбция (от лат. <i>de</i> – приставка, означающая удаление, и <i>sorbeo</i> –поглощаю),	Desorption (from Latin <i>de</i> - prefix meaning removal, and <i>sorbeo</i> - absorb),

moddani ko'chishi.	удаление адсорбированного вещества с поверхности адсорбента.	removal of an adsorbed substance from the surface of the adsorbent.
Deformatsiya (lotincha <i>deformatio</i> – buzilish), qandaydir jism shaklini tashqi yoki ichki kuchlar ta'sirida buzilishi (o'zgarishi).	Деформация (от лат. <i>deformatio</i> – искажение), изменение конфигурации какого-либо объекта, возникающее в результате внеш. воздействий или внутренних сил.	Deformation (Latin <i>deformatio</i> - distortion) is a distortion (change) of the shape of a body under the influence of internal forces.
Diamagnetik – tashqi N kuchlanganlik magnit maydonida qarama - qarshi yo'nalishga magnitlanadigan modda. Tashqi magnit maydoni bo'lmasa magnitlanmaydi.	Диамагнетик – вещество, намагничивающееся во внешнем магнитном поле напряжённостью H в направлении, противоположном направлению. В отсутствии внешнего магнитного поля диамагнетик немагнитен.	Diamagnet - a substance that is magnetized in an external magnetic field of strength H in the opposite direction. In the absence of an external magnetic field, a diamagnet is non-magnetic.
Diafragma (grekcha <i>diaphragma</i> – to'siq) optikada, shaffof bo'lmagan to'siq, texnikada juda yupqa metall parda (to'siq).	Диафрагма (от греч. <i>diaphragma</i> – перегородка) в оптике, непрозрачная преграда, в технике очень тонкая металлическая фальга.	Diaphragm (from the Greek <i>diaphragma</i> - partition) in optics, an opaque barrier, in technology a very thin metal foil.
Dinamika (grekcha <i>dynamis</i> – kuch), mexanikada jismlarni tashqi yuklama ta'siridan harakatlanishini o'rganadigan bo'lim.	Динамика (от греч. <i>dynamis</i> – сила), раздел механики, посвящённый изучению движения тел под действием приложенных к ним сил.	Dynamics (from the Greek <i>dynamis</i> - force), a branch of mechanics devoted to the study of the motion of bodies under the action of forces applied to them.

Dipol (grekcha <i>di</i> – ikkilangan, juft so‘zlarini anglatuvchi qo‘shilma va polos – qutb), kimyoviy bog‘lanish turi.	Диполь (от греч. <i>di</i> – приставка, означающая дважды, двойной, и polos – полюс) вид химической связи	Dipole (from the Greek <i>di</i> - a prefix meaning twice, double, and polos - pole) a type of chemical bond
Dissotsiatsiya (lotincha <i>dissociatio</i> – ajratish), molekulani, radikalni, ionni yoki kompleks birikmani bir yoki bir nechta bo‘laklarga parchalanishi.	Диссоциация (от лат. <i>dissociatio</i> – разъединение), распад молекулы, радикала, иона или комплексного соединения на две или несколько частей.	Dissociation (from Latin <i>dissociatio</i> - separation), the breakdown of a molecule, radical, ion or complex compound into two or more parts.
Diffuziya (lotincha <i>diffusio</i> – tarqalish, qo‘shilish, singish) – bir-biriga yopishib turgan jismlar molekula yoki atomlarining issiqlik harakati natijasida yoki oddiy sharoitda o‘zaro aralashishi.	Диффузия (от лат. <i>diffusio</i> – распространение, растекание, рассеивание) – взаимное проникновение соприкасающихся веществ друг в друга вследствие теплового движения молекул и атомов.	Diffusion (from Latin <i>diffusio</i> - spreading, spreading, scattering) - mutual penetration of contiguous substances into each other due to the thermal movement of molecules and atoms.
Dielektrik (inglizcha <i>dielectric</i> , grekcha <i>dia</i> – keyingi, teshik va inglizcha <i>electric</i> – elektrik) elektr tokini yomon o‘tkazadigan modda.	Диэлектрик (англ. <i>dielectric</i> , от греч. <i>dia</i> – через, сквозь и англ. <i>electric</i> – электрический), вещество, плохо проводящее электрический ток.	Dielectric (English dielectric, from Greek <i>dia</i> - through, through and English electric - electric), a substance that conducts electricity poorly.
Izotermik jarayon (grekcha <i>isos</i> - «teng» va <i>tengmas</i> - «issiq») doimiy haroratda sodir bo‘ladigan jarayon.	Изотермический процесс (греч. <i>isos</i> «равный» и <i>issiq</i> «жар») – процесс, происходящий при постоянной температуре.	Isothermal process (Greek <i>isos</i> “equal” and <i>issiq</i> “heat”) is a process that occurs at a constant temperature.
Izotoplar (grekcha <i>isos</i> – bir xil va <i>topos</i> – o‘rin	Изотопы (от греч. <i>isos</i> – одинаковый и	Isotopes (from the Greek <i>isos</i> - the same

(joy), yadro Z zaryadi bir xil, ammo yadrosining massasi har xil bo'lgan kimyoviy elementlar	<i>topos</i> – место), разновидностей химических элементов, различающиеся по массе ядер но обладает одинаковыми зарядами ядер Z.	and <i>topos</i> - place), varieties of chemical elements that differ in nuclear mass but have the same nuclear charges Z.
Inert (lotincha <i>inertia</i> – dangasa), boshqa moddalar bilan kimyoviy jarayonga juda qiyin kirishadigan moddaga nisbatan ishlatiladigan ibora.	Инертный (от лат. <i>inertia</i> – бездействие), употребляется к веществом трудно поддающейся к химическим реакциям с другими веществами.	Inert (from Latin <i>inertia</i> - inaction), used to a substance that is difficult to chemically react with other substances.
Ion (grekcha <i>ion</i> — harakatlanuvchi), zaryadlangan zarracha, u atom o'z elektronini yo'qotganda yoki begona elektron olganda hosil bo'ladi.	Ион (от греч. <i>ion</i> — идущий), заряженная частица, образующаяся при потере или присоединении электронов атомами.	Ion (from the Greek. <i>ion</i> - going), a charged particle formed when atoms lose or gain electrons.
Kristallar (grekcha <i>krystallos</i> – muz), atom strukturasi uch o'lchamda tartibli takrorlanuvchi strukturaga ega bo'lgan qattiq jismlar.	Кристаллы (от греч <i>krystallos</i> – лёд), твёрдые тела, обладающие трёхмерной периодической атомной структурой.	Crystals (from the Greek <i>krystallos</i> - ice), solids with a three-dimensional periodic atomic structure.
Molekula – (yangicha <i>molecule</i> – kichrayish lotincha moles – massa), bir-biri bilan kimyoviy bog'langan atomlardan tashkil topgan moddaning eng kichik bo'lagi bo'lib, u shu moddaning xossalari o'zida to'liq saqlab qolgan.	Молекула – (новолат. <i>molecule</i> , уменьшит. от лат. moles – масса), наименьшая частица вещества, обладающая его основными химическими свойствами и состоящая из атомов, соединённых между собой химическими связями.	Molecule - (a new <i>molecule</i> - reduce from lat. moles - mass), the smallest particle of a substance that has its basic chemical properties and consists of atoms interconnected by chemical bonds.
Nano (n) (grekcha <i>nanos</i>	Нано (н) (от греч.	Nano (n) (from the

– pakana), fizik o'lcham birliklarga qo'yiladigan fizik kattalik bo'lib, uning qo'yilishi shu birlikni 10^{-9} gacha o'zgartiradi.	<i>nanos</i> – карлик), приставка к наименованию единицы физической величины для образования названия дольной единицы, равной 10^{-9} от исходной единицы.	Greek <i>nanos</i> - dwarf), a prefix to the name of a unit of physical quantity to form the name of a submultiple unit, equal to 10^{-9} from the original unit.
Neytron – (inglizcha <i>neutron</i> , lotincha <i>neuter</i> – u emas, boshqasi), elektrik jihatdan neytral bo'lgan elementar zarracha.	Нейтрон – (англ. <i>neutron</i> , от лат. <i>neuter</i> – ни тот, ни другой), электрически нейтральная элементарная частица.	Neutron - (English <i>neutron</i> , from Latin <i>neuter</i> - neither one nor the other), an electrically neutral elementary particle.
Ossillyator – (lotincha <i>oscillo</i> – tebranaman), tebranma harakatda bo'lgan fizik sistema.	Осциллятор – (от лат. <i>oscillo</i> – качаюсь), физическая система, совершающая колебания.	Oscillator - (from Latin <i>oscillo</i> - swing), a physical system that oscillates.
Proton – (grekcha <i>protos</i> – birinchi), musbat zaryadga va nisbiy 1 massaga ega bo'lgan elementar zarracha.	Протон (от греч. <i>protos</i> – первый), элементарная частица имеющая положительный заряд и относительную массу 1.	Proton (from the Greek <i>protos</i> - the first), an elementary particle with a positive charge and a relative mass of 1.
Spin (inglizcha <i>spin</i> – aylanish), kvant tabiyatiga ega bo'lgan elementar zarrachani xususiy momenti bilan harakatlanish miqdori.	Спин (от англ. <i>spin</i> – вращаться, вертеться), собственный момент количества движения элементарных частиц, имеющий квантовую природу.	Spin (from the English. <i>spin</i> - rotate, spin), the intrinsic moment of the momentum of elementary particles, which has a quantum nature.
Statika (grekcha <i>statike</i> – doimiy) jismlarni teng vaznli kuchlar ta'sirida o'rganish.	Статика (от греч. <i>statike</i> – неизменно), изучение твердых тел под действиям равновесных сил.	Statics (from the Greek. <i>statike</i> - invariably), the study of solids under the action of equilibrium forces.
Fluktuatsiya (lotincha <i>fluctuatio</i> – tebranishlar),	Флуктуации (от лат. <i>fluctuatio</i> –	Fluctuations (from Latin <i>fluctuatio</i> -

fizik kattaliklarni o'rta qiymatini tasodifiy o'zgarishi.	колебание), случайные отклонения физических величин от их средних значений.	fluctuation), random deviations of physical quantities from their average values.
Foton (grekcha <i>phos</i> – asli, <i>photos</i> – yorug'lik), elementar zarracha, kvant elektromagnitik nurlanish.	Фотон (от греч. <i>phos</i> – род.падеж <i>photos</i> – свет), элем. частица, квант электромагнитного излучения.	Photon (from the Greek <i>phos</i> - genus <i>photos</i> - light), elem. particle, quantum of electromagnetic radiation.
Elektron (grekcha <i>elektron</i> – qahrabo) – modda atomdagi manfiy zaryadga ega bo'lgan juda kichik elementar zarracha.	Электрон (от греч. <i>elektron</i> – янтарь) – мельчайшая элементарная частица вещества, имеющая отрицательный электрический заряд.	Electron (from the Greek <i>elektron</i> - amber) is the smallest elementary particle of a substance that has a negative electric charge.
Entalpiya (grekcha <i>enthalpo</i> –qizdiraman), erkin S entropiya va p bosim ko'rsatkichlari tanlangandagi sistemani termodinamik turg'unligini izohlovchi potentsial	Энтальпия (от греч. <i>enthalpo</i> – нагреваю), термодинамический потенциал характеризующий состояние системы в равновесии при выборе в качестве основных независимых переменных энтропии S и давления p .	Enthalpy (from the Greek. <i>enthalpo</i> - I heat), the thermodynamic potential characterizing the state of the system in equilibrium when choosing entropy S and pressure p as the main independent variables.
Entropiya – (grekcha <i>entropia</i> – aylanish, o'zgarish), energiyani qaytmas sochilishini tushintruvchi termodinamik o'lcham birligi.	Энтропия – (от греч. <i>entropia</i> – поворот, превращение), понятие термодинамике для определения меры необратимого рассеяния энергии.	Entropy - (from the Greek <i>entropia</i> - rotation, transformation), the concept of thermodynamics to determine the measure of irreversible dissipation of energy.

Adabiyotlar:

1. Anthony R, West “Solid State Chemistry and its applications” Second Edition. Student Edition 2014 John Wiley and Sons, Ltd.
2. Philip Hofmon “Solid State Physics” Second Edition. an Introduction 2015 Wiley-VCH
3. Carter C. Barry, Norton M. Grant “Ceramic Materials Science and Engineering” 2007 Springer.
4. Donald R. Askeland, Pradeep P. Fulay. Essentials of Materials Science and Engineering. Second Edition. CENGAGE Learning, 2009.– 604p.
5. Brady J.E., and F. Senese, Chemistry: Matter and its Changes, 4th edition, John Wiley Sons, Inc., Hoboken, NJ, 2004.
6. Ebbing D.D., S.D. Gammon, and R.O. Ragsdale, Essentials of General Chemistry, 2th edition, Houghton Mifflin Company, Boston. 2006.
7. Data from Yavuz, F., Gültekin, A.H., and Karakaya, M.Ç. (2002) “CLASTOUR: a computer program for the classification of the minerals of the tourmaline group”, Computers and Geosci. 28, 1017.
8. Richerson, D.W., The Magic of Ceramics, American Ceramic Society, Westerville, OH, 2010.
9. Richerson, D.W., Modern Ceramic Engineering, 3rd edition, CRC Press, Boca Raton, FL, 2016.
10. Chiang, Y.M., D.P. Birnie, III, and W.D. Kingery, Physical Ceramics: Principles for Ceramic Science and Engineering, Wiley, New York, 1997.
11. Cullit, B.D. and S.R. Stock, Elements of X-Ray Diffraction, 3rd edition, Prentice Hall, Upper Saddle River, NJ, 2011.
12. Трушин Ю.В. Физические основы материаловедения. Издание второе(переработанное и дополненное): учеб. пособие. СПб. : Изд-во Академ. ун-та, 2015. – 356 с
13. Каллистер У., Ретвич Д. Материаловедение: от технологии к применению (металлы, керамика, полимеры) / Пер. с англ. под ред. Малкина А. Я. — СПб. : Научные основы и технологии, 2011. — 896 с.
14. Дамаск А., Динс Дж. Точечные дефекты в металлах. – М.: Мир, 2006. – 291 с.
15. Трушин Ю. В. Физическое материаловедение. – СПб.: Наука, 2010. – 286 с.
16. A. Emiraliev. Qattiq jismlar fizikasining maxsus bo‘limlari. 1 jild. Toshkent: ToshDTU, 2015.

17. A. Emiraliyev. Qattiq jismlar fizikasining maxsus bo'limlari. 2 jild. Toshkent: ToshDTU, 2007.
18. A. Emiraliyev. Qattiq jismlar fizikasining maxsus bo'limlari. 3 jild. Toshkent: ToshDTU, 2007
19. Sh. A. Karimov, Sh. M. Shakirov, M. A. Mamatqosimov. "Nometal materiallar texnologiyasi". –T.: "Fan va texnologiya", 2015, 160 bet.
20. Norxudjaev F.R. Materialshunoslik. Darslik. - T.: Fan va texnologiyalar. 2014.
21. Адаскин А.М. Материаловедение. Учебник. - М.: "Машиностроение" 2006.
22. Колесов С.Н., Колесов И.С. Материаловедение и технология металлов. – М.: "Машиностроение" 2004.
23. Арзамасов Б.Н. Материаловедение. Учебник для ВУЗов. - М.: "Маши-ностроение" 2004.

Mundarija

	So‘z boshi	3
1 Bob.	Elementlarning atom strukturasi.....	4
1.1.	Elementlarning atom tuzilishi (strukturasi).....	4
	1.1-muammoli vazifa va uning yechimi.....	7
1.2.	Atomda elektronlar.....	8
1.2.1.	Kvant sonlar.....	10
1.2.2.	Elementlarning elektron konfiguratsiyalari.....	14
1.3.	Elementlarning davriy jadvali.....	18
1.4.	Elementlarning elektromanfiyligi.....	19
	Bob bo‘yicha mustaqil shug‘ullanish uchun savollar.....	20
2 Bob.	Qattiq jismlarda atomlararo bog‘lanishlar.....	21
2.1.	Atomlararo bog‘lanish energiyasi.....	21
2.1.1.	Teylor qatoriga yoyish	24
2.2.	Atomlararo bog‘lanish kuchi.....	28
2.3.	Atomlararo ion bog‘lanish.....	30
	2.1-muammoli vazifa va uning yechimi.....	36
2.4.	Atomlararo kovalent bog‘lanish.....	37
2.4.1.	Orbitalarning bog‘lanishidagi gibridlanishi.....	42
2.5.	Atomlararo metal bog‘lanish.....	46
2.6.	Van-der-Vaals bog‘lanishlari.....	48
2.6.1.	Dipol bog‘lanishlardagi tebranishlar.....	48
2.6.2.	Dipol bog‘lanishlarda qutblanishning vujudga kelishi.....	49
2.6.3.	Vodorod bog‘lanish.....	50
2.7.	Aralash bog‘lanishlar.....	51
	2.2-muammoli vazifa va uning yechimi.....	53
	Bob bo‘yicha mustaqil shug‘ullanish uchun savollar.....	54
3 Bob.	Qattiq jismlarning kristall strukturasi.....	55
3.1.	Kristall.....	55
3.2.	Bir xil zarrachalarning oddiy simmetrik joylashgan strukturalari.....	57
3.2.1.	Oddiy kub elementar yacheyka.....	59
3.2.2.	Rombik elementar yacheyka.....	60
3.3.	Bir xil zarrachalarning simmetrik zich joylashgan	

	strukturalari.....	62
3.3.1.	Simmetrik zich joylashgan strukturalarning xususiy hollari..	65
3.3.2.	Zich joylashgan geksagonal elementar yacheyka.....	66
3.3.3.	Yoqlari markazlashgan kub yacheyka.....	68
3.3.4.	Hajmi markazlashgan kub yacheyka.....	70
3.3.5.	Tetragonal yacheyka.....	72
	3.1-muammoli vazifa va uning yechimi.....	74
3.4.	Zarrachalararo bo'shliqlarning hosil bo'lishi.....	75
3.5.	Har xil zarrachalarning simmetrik joylashgan strukturalari...	76
	3.2-muammoli vazifa va uning yechimi.....	81
3.5.1.	AX – toifadagi kristall strukturalar.....	82
3.5.2.	A_xV_y – toifadagi kristall strukturalar.....	85
3.5.3.	$A_xB_yC_z$ – toifadagi kristall strukturalar.....	86
3.5.4.	Keramik qattiq jismlarning nazariy zichligi.....	87
	3.3-muammoli vazifa va uning yechimi.....	88
3.6.	Kristallografik nuqtalar, tekisliklar va yo'nalishlar.....	89
3.6.1.	Yacheykadagi nuqtalarning koordinatasi.....	90
3.6.2.	Kristallografik yo'nalishlar.....	91
3.6.3.	Geksagonal kristall yacheykadagi yo'nalishlar indeksleri....	94
3.6.4.	Kristallografik tekisliklar.....	97
3.6.5.	Kristallografik tekisliklarda zarrachalarni (atom, ion, molekula) joylashish tartiblari.....	100
3.7.	Nokristall, monokristall va polikristall qattiq jismlar	102
3.8.	Kristallografik singonlar va Bragg panjaralari.....	105
3.9.	Kristallar simmetriyasi.....	107
3.9.1.	Simmetrik o'zgartirishlarning nuqtaviy usuli.....	107
3.9.2.	Fazoviy simmetriya guruhi.....	110
3.10.	Qattiq jismlarning kristall strukturasini aniqlash usullari.....	112
3.10.1.	Strukturani aniqlashning difraksiya usuli.....	112
3.10.1.1	Difraksiya hodisasi.....	113
3.10.2.	Kristall strukturasini aniqlashning eksperimental usullari.....	114
3.10.2.1	Rentgen difraksiyasini amaliyotda qo'llash.....	114
	Bob bo'yicha mustaqil shug'ullanish uchun savollar.....	116
4 Bob.	Kristall panjaradagi nuqsonlar.....	117

4.1.	Aniq va noaniq kristallar.....	117
4.2.	Kristallardagi nuqtaviy nuqsonlar.....	120
4.2.1.	Keramik qattiq jismlarda nuqtaviy nuqsonlar	121
4.3.	Qattiq jism tarkibidagi qo‘shimchalar (begona zarrachalar)	125
4.3.1.	Bir xil zarrachalardan tashkil topgan qattiq jism tarkibidagi qo‘shimchalar.....	125
4.4.	Qattiq aralashmalar.....	126
4.4.1.	Har xil zarrachalardan tashkil topgan qattiq jism tarkibidagi qo‘shimchalar.....	128
	4.1-muammoli vazifa va uning yechimi.....	129
4.4.2.	Qotishmalarda komponentlar miqdori	130
4.5.	Kristallarda dislokatsiya (chiziqli nuqsonlar)	130
4.5.1.	Dislokatsiyaning hosil bo‘lishi.....	134
4.5.2.	Dislokatsiyalarning harakatlanishi.....	138
4.5.3.	Dislokatsiyalarning nuqtaviy nuqsonlar bilan ta’sirlashishi va Payerls to‘sig‘i.....	140
4.5.4.	Zarrachalarning o‘zaro joylashishida hosil bo‘ladigan nuqsonlar.....	143
4.5.5.	Donalararo chegaralar.....	145
4.6.	Dislokatsiyaning qattiq jism xossalariga ta’siri va uni tadqiq qilish usullari.....	147
	Bob bo‘yicha mustaqil shug‘ullanish uchun savollar.....	150
5 Bob.	Qattiq jismlarda diffuziya hodisasi.....	151
5.1.	Diffuziya hodisasi bo‘yicha asosiy tushunchalar.....	151
5.2.	Atomlarning kristall panjara bo‘ylab uzoq masofalarga harakatlanishi.....	159
5.3.	Diffuziya uchun Fik qonunlari.....	163
5.4.	Statsionar diffuziya uchun Fikning birinchi qonuni.....	169
5.5.	Nostatsionar diffuziya uchun Fikning birinchi qonuni.....	171
5.6.	Diffuziya jarayoniga ta’sir etuvchi omillar.....	175
	Bob bo‘yicha mustaqil shug‘ullanish uchun savollar.....	177
6 Bob.	Qattiq jismlarning mexanik xossalari.....	178
6.1.	Umumiy tushunchalar va deformatsiya konsepsiyasi	178
6.2.	Qattiq jisimlarni cho‘zishga, siqilishga kesilishga va	

	burashga sinash	178
6.3.	Kuchlanganlik holatining geometrik tahlili.....	181
6.4.	Deformatsion qobiliyat	182
1826.5.	Guk qonuni	186
	6.1-muammoli vazifa va uning yechimi.....	192
6.6.	Noelastiklik va metallarda elastiklik xossasi	192
	Bob bo'yicha mustaqil shug'ullanish uchun savollar.....	194
7 Bob.	Faza yoki holat diagrammalari	195
7.1.	Asosiy va umumiy tushunchalar	195
7.2.	Singish chegarasi	195
7.3.	Fazalar	197
7.4.	Qotishmalar mikrostrukturasi va fazalar turg'unligi	199
7.5.	Faza o'zgarishlar haqida umumiy va asosiy ma'lumotlar ...	202
7.6.	Faza o'zgarishlar kinetikasi	204
7.7.	Kurtaklanish, gomogen va geterogen kurtaklanish	208
7.8.	Martensit va martensit o'zgarishlar	214
7.8.1.	Diffuziyasiz o'zgarishlar, martensit kristall yacheykasini o'zgarishi	216
7.9.	Qattiq jismlardagi faza o'zgarishlarning amaliy ahamiyati...	217
7.9.1.	Martensit o'zgarishlarning amaliy ahamiyati.....	218
7.9.2.	Dispersion qotish, tabiiy va sun'iy eskirtirish tushunchalari.	219
7.9.3.	Alyuminiy qotishmalarini termik puxtalash	221
	Bob bo'yicha mustaqil shug'ullanish uchun savollar.....	224
8 Bob.	Hajmiy nanokristall strukturaga ega bo'lgan materiallar.....	225
8.1.	Nanokristallik strukturaga ega bo'lgan materiallar xossalari.	225
8.1.1.	Nanokristallik struktura modelining o'ziga xosligi.....	227
8.2.	Nanokristall va nano tolali kompozitsion materiallarni ishlab chiqarish texnologiyasi	239
	Bob bo'yicha mustaqil shug'ullanish uchun savollar.....	246
	Glossariy.....	247
	Adabiyotlar.....	254

Оглавление

	Предисловие	3
Глава 1.	Атомная структура элементов.....	4
1.1.	Атомная структура элементов	4
	1.1- проблемная задача и его решения	7
1.2.	Электроны в атоме.....	8
1.2.1.	Квантовые числа	10
1.2.2.	Электронная конфигурация элементов.....	14
1.3.	Периодическая таблица элементов	18
1.4.	Электроотрицательность элементов.....	19
	Вопросы для сомоподготовки по главе.....	20
Глава 2.	Атомные связи в твердых телах.....	21
2.1.	Энергия межатомной связи.....	21
2.1.1.	Разложение в ряд Тейлора.....	24
2.2.	Сила межатомной связи.....	28
2.3.	Ионная связь между атомами.....	30
	2.1- проблемная задача и его решения	36
2.4.	Ковалентная связь между атомами	37
2.4.1.	Гибридизация обитали при связях	42
2.5.	Металлическая связь между атомами	46
2.6.	Ван-дер-Ваальсова связь.....	48
2.6.1.	Колебаний при дипольных связях.....	48
2.6.2.	Возникновение полярности при дипольных связях.....	49
2.6.3.	Водородная связь.....	50
2.7.	Смешенные связи	51
	2.2-проблемная задача и его решения	53
	Вопросы для сомоподготовки по главе.....	54
Глава 3.	Кристаллическая структура твердых тел.....	55
3.1.	Кристалл.....	55
3.2.	Простые симметричные структуры одинаковых частиц.....	57
3.2.1.	Простая элементарная кубическая ячейка.....	59
3.2.2.	Элементарная ромбическая ячейка.....	60
3.3.	Структура плотно симметрично расположенных одинаковых частиц.....	62
3.3.1.	Частные случаи плотно симметрично расположенных структур.....	65

3.3.2.	Гексагональная плотноупакованная ячейка	66
3.3.3.	Гранецентрированная кубическая ячейка.....	68
3.3.4.	Объемно-центрированная кубическая ячейка.....	70
3.3.5.	Тетрагональная ячейка.....	72
	3.1- проблемная задача и его решения.....	74
3.4.	Образование пустот между частицами.....	75
3.5.	Структуры симметрично расположенных различных частиц.....	76
	3.2- проблемная задача и его решения	81
3.5.1.	Кристаллические структуры типа AX.....	82
3.5.2.	Кристаллические структуры типа A_xV_y	85
3.5.3.	Кристаллические структуры типа $A_xB_yC_z$	86
3.5.4.	Теоретическая плотность керамических твердых тел....	87
	3.3- проблемная задача и его решения.....	88
3.6.	Кристаллографические точки, плоскости и направления.....	89
3.6.1.	Координаты точек в ячейке	90
3.6.2.	Кристаллографические направления	91
3.6.3.	Индексы направления в гексагональной кристаллической ячейке.....	94
3.6.4.	Кристаллографические плоскости	97
3.6.5.	Порядок расположения частиц (атом, ион, молекула) в кристаллографических плоскостях.....	100
3.7.	Некристаллические, моно и поликристаллические твердые тела.....	102
3.8.	Кристаллографические сингонии и решетки Бравэ.....	105
3.9.	Симметрия кристаллов.....	107
3.9.1.	Способ точечный преобразования симметрии.....	107
3.9.2.	Пространственные группы симметрии.....	110
3.10.	Методы определения структуры твердых тел.....	112
3.10.1.	Дифракционные методы определения структур.....	112
3.10.1.1.	Явления дифракция	113
3.10.2.	Экспериментальные методы определения структуры кристаллов.....	114
3.10.2.1.	Использования рентгеновского дифракции в практике.	114
	Вопросы для самоподготовки по главе.....	116
Глава 4.	Дефекты в кристаллических решетках.....	117
4.1.	Точные и неточные кристаллы.....	117

4.2.	Точечные дефекты в кристаллах.....	120
4.2.1.	Точечные дефекты в кристаллах керамических твердых тел.....	121
4.3.	Примеси (инородные частицы) в составе твердых телах.....	125
4.3.1.	Примеси в составах твердых телах состоящие из одинаковых частиц	125
4.4.	Твердые растворы.....	126
4.4.1.	Примеси в составах твердых телах состоящие из различных частиц.....	128
	4.1- проблемная задача и его решения	129
4.4.2.	Содержание компонентов в сплавах	130
4.5.	Дислокация (линейные дефекты) в кристаллах.....	130
4.5.1.	Образование дислокации	134
4.5.2.	Движение дислокаций	138
4.5.3.	Взаимодействие дислокаций с точечными дефектами и Барьеры Пайерлса.....	140
4.5.4.	Дефекты образованных при упаковки частиц	143
4.5.5.	Границы зерен	145
4.6.	Влияние дислокаций на свойства твердых тел и методы наблюдения дислокаций.....	147
	Вопросы для самоподготовки по главе.....	150
Глава 5.	Явление диффузия в твердых телах.....	151
5.1.	Общие понятия о явление диффузии.....	151
5.2.	Перемещение атомов на большие расстояния в кристаллических решетках.....	159
5.3.	Законы Фика для диффузия.....	163
5.4.	Закон Фика для стационарной диффузии.....	169
5.5.	Второй закон Фика для нестационарной диффузии.....	171
5.6.	Факторы, влияющие на процесс диффузию.....	175
	Вопросы для самоподготовки по главе.....	177
Глава 6.	Механические свойства твердых тел.....	178
6.1.	Общие понятия и концепция деформация.....	178
6.2.	Испытание твердых тел на растяжение, на сжатие, на срез и на кручение	178

6.3.	Геометрический анализ напряженного состояние.....	181
6.4.	Деформационная способность	182
6.5.	Закон Гука.....	186
	6.1- проблемная задача и его решения.....	192
6.6.	Неупругость и упругие явления в металлах.....	192
	Вопросы для сомоподготовки по главе.....	194
Глава 7.	Фазовые или диаграммы состояния.....	195
7.1.	Основные и общие понятия	195
7.2.	Придел растворимость.....	195
7.3.	Фазы.....	197
7.4.	Микроструктура сплавов и фазовые равновесия.....	199
7.5.	Общие и основные понятия о фазовых превращениях.	202
7.6.	Кинетика фазовых превращений.....	204
7.7.	Зародышообразования, гомогенная и гетерогенная зародышообразования.....	208
7.8.	Мартенсит и мартенситные преобразований.....	214
7.8.1.	Бездиффузионные преобразований, преобразования мартенситной кристаллической ячейки.....	216
7.9.	Практические значение фазовых превращений.....	217
7.9.1.	Практические значение мартенситных превращений...	218
7.9.2.	Дисперсионное твердение, понятия о естественной и искусственной старения.....	219
7.9.3.	Термическая упрочнения алюминиевых сплавов.....	221
	Вопросы для сомоподготовки по главе.....	224
Глава 8.	Твердые тела с объемным нанокристаллическим структурами.....	225
8.1.	Свойства материалов с нанокристаллической структурой.....	225
8.1.1.	Особые свойства веществ с нанокристаллической структурой	227
8.2.	Технология получение нанокристаллических и нановолокнистых композиционных материалов.....	239
	Вопросы для сомоподготовки по главе.....	246
	Глоссария.....	247
	Литература.....	254

Contents

	Foreword	3
Chapter 1.	Atomic structure of elements.....	4
1.1.	Atomic structure of elements	4
	1.1- problem task and its solutions	7
1.2.	Electrons in an atom.....	8
1.2.1.	Quantum numbers.....	10
1.2.2.	Electronic configuration of elements.....	14
1.3.	Periodic table of elements.....	18
1.4.	Electronegativity of the elements	19
	Questions for self-preparation by chapter	20
Chapter 2.	Atomic bonds in solids.....	21
2.1.	Interatomic bond energy.....	21
2.1.1.	Taylor series expansion	24
2.2.	The strength of the interatomic bond	28
2.3.	Ionic bond between atoms.....	30
	2.1- problem task and its solutions.....	36
2.4.	Covalent bond between atoms.....	37
2.4.1.	Hybridization dwelt at ties	42
2.5.	Metal bond between atoms.....	46
2.6.	Van der Waals connection.....	48
2.6.1.	Vibrations at dipole bonds.....	48
2.6.2.	The emergence of polarity in dipole bonds.....	49
2.6.3.	Hydrogen bond	50
2.7.	Mixed connections.....	51
	2.2-problem problem and its solutions.....	53
	Questions for self-preparation by chapter	54
Chapter 3.	Crystal structure of solids	55
3.1.	Crystal.....	55
3.2.	Simple symmetrical structures of identical particles.....	57
3.2.1.	Simple elementary cubic cell.....	59
3.2.2.	Elementary rhombic cell.....	60
3.3.	The structure of densely symmetrically arranged identical particles	62
3.3.1.	Particular cases of densely symmetrically located	65

	structures.....	
3.3.2	Hexagonal close-packed cell	66
3.3.3.	Face-centered cubic cell	68
3.3.4.	Body-centered cubic cell.....	70
3.3.5.	Tetragonal cell.....	72
	3.1- problem task and its solutions	74
3.4.	Formation of voids between particles	75
3.5.	Structures of symmetrically arranged different particle...	76
	3.2- problem task and its solutions.....	81
3.5.1.	AX-type crystal structures.....	82
3.5.2.	Crystal structures of the AxVy type.....	85
3.5.3.	AxByCz-type crystal structures.....	86
3.5.4.	Theoretical Density of Ceramic Solids.....	87
	3.3- problematic task and its solutions.....	88
3.6.	Crystallographic points, planes and direction	89
3.6.1.	Cell coordinates	90
3.6.2.	Crystallographic directions.....	91
3.6.3.	Direction indices in a hexagonal crystal cell	94
3.6.4.	Crystallographic planes.....	97
3.6.5.	Order of arrangement of particles (atom, ion, molecule) in crystallographic planes.....	100
3.7.	Non-crystalline, mono- and polycrystalline solids	102
3.8.	Crystallographic systems and Bravais lattices.....	105
3.9.	Crystal symmetry.....	107
3.9.1.	Symmetry point transformation method	107
3.9.2.	Spatial symmetry groups.....	110
3.10.	Methods for determining the structure of solids	112
3.10.1.	Diffraction methods for determining structures.....	112
3.10.1.1.	Phenomena diffraction.....	113
3.10.2.	Experimental methods for determining the structure of crystals.....	114
3.10.2.1.	Uses of X-ray diffraction in practice.....	114
	Questions for self-preparation by chapter.....	116
Chapter 4.	Defects in crystal lattices.....	117
4.1.	Precise and inaccurate crystals.....	117
4.2.	Point defects in crystals	120
4.2.1.	Point defects in crystals of ceramic solids.....	121
4.3.	Impurities (foreign particles) in the composition of solids	125

4.3.1.	Impurities in compositions of solids consisting of identical particles.....	125
4.4.	Solid solutions.....	126
4.4.1.	Impurities in compositions of solids consisting of various particles	128
	4.1- problem task and its solutions.....	129
4.4.2.	Content of components in alloys.....	130
4.5.	Dislocation (linear defects) in crystals.....	130
4.5.1.	Dislocation formation	134
4.5.2.	Dislocation movement	138
4.5.3.	Interaction of dislocations with point defects and Peierls barriers.....	140
4.5.4.	Defects formed during packing of particles.....	143
4.5.5.	Grain boundaries	145
4.6.	Influence of dislocations on the properties of solids and methods for observing dislocations	147
	Questions for self-preparation by chapter	150
Chapter 5.	The phenomenon of diffusion in solids.....	151
5.1.	General concepts about the phenomenon of diffusion	151
5.2.	Movement of atoms over long distances in crystal lattices.....	159
5.3.	Fick's laws for diffusion.....	163
5.4.	Fick's law for stationary diffusion	169
5.5.	Fick's second law for nonstationary diffusion	171
5.6.	Factors affecting the diffusion process.....	175
	Questions for self-preparation by chapter	177
Chapter 6.	Mechanical properties of solids	178
6.1.	General concepts and the concept of deformation	178
6.2.	Testing solids for stretching, compressing, shearing and twisting	178
6.3.	Geometric analysis of stress state.....	181
6.4.	Deformation ability	182
6.5.	Hooke's Law	186
	6.1- problem task and its solutions.....	192
6.6.	Inelasticity and elastic phenomena in metals.....	192

	Questions for self-preparation by chapter	194
Chapter 7.	Phase or state diagrams.....	195
7.1.	Basic and general concepts	195
7.2.	Aisle solubility	195
7.3.	Phases.....	197
7.4.	Microstructure of Alloys and Phase Equilibria.....	199
7.5.	General and basic concepts of phase transformations.....	202
7.6.	Kinetics of phase transformations	204
7.7.	Nucleation, homogeneous and heterogeneous nucleation.	208
7.8.	Martensite and martensitic transformations	214
7.8.1.	Diffusion-free transformations, transformations of the martensitic crystal cell	216
7.9.	Practical significance of phase transformations	217
7.9.1.	Practical significance of martensitic transformations	218
7.9.2.	Precipitation hardening, concepts of natural and artificial aging	219
7.9.3.	Thermal hardening of aluminum alloys	221
	Questions for self-preparation by chapter	224
Chapter 8.	Solids with bulk nanocrystalline structures	225
8.1.	Properties of materials with nanocrystalline structure...	225
8.1.1.	Special properties of substances with nanocrystalline structure	227
8.2.	Technology for obtaining nanocrystalline and nanofibrous composite materials	239
	Questions for self-preparation by chapter	246
	Glossary.....	247
	Literature.....	254

SHUKHRAT MUSAEVICH SHAKIROV

**QATTIQ JISMLAR
FIZIKASI VA KIMYOSINING
MAXSUS QISMLARI**

DARSLIK

Muharrir Z.N.Buranov

Bosishga ruxsat etildi 29.03.2023y. Bichimi 60X84 $\frac{1}{16}$.
Bosma tabog'i 10,0. Shartli bosma tabog'i 10,0. Adadi 100 nusxa.
Bahosi kelishilgan narxda.
“Ma'rifat” nashriyoti. Toshkent, Salorbo'yi kochasi, 35A.
O'zbekiston Milliy universiteti bosmaxonasida bosildi.
Toshkent, Talabalar shaharchasi, O'zMU.