

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

**BUXORO MUHANDISLIK-TEXNOLOGIYA INSTITUTI**

**“FIZIKA” kafedrası**

**S.X.Astanov, M.Z.Sharipov, D.E.Hayitov,  
M.R.Turdiyev, F.K.Xalloqov**

**“FIZIKA”**

**Fanidan**

**MA'RUZALAR MATNI**

**II-qism**

**BUXORO 2015**

Tuzuvchilar:

S.X.Astanov, M.Z.Sharipov, D.E.Hayitov,  
M.R.Turdiyev, F.K.Xalloqov

Taqrizchi:

dots. J.J.Safarov

### **Annotatsiya**

Ushbu ma'ruzalar matni O'zbekiston Respublikasi Oliy va O'rta maxsus ta'lim vazirligi tomonidan №BB-310.00-303 ro'yxatga olingan va №107-sonli qaror bilan tasdiqlangan namunaviy dastur asosida tayyorlangan.

Ushbu ma'ruzalar matni "Fizika" kafedrasining №, \_\_\_\_\_ 2015 yilda kafedra yig'ilishida ko'rib chiqildi.

Ma'ruzalar matni institut uslubiy kengashi tomonidan №\_\_, \_\_\_\_\_ 2015 yilda tasdiqlangan.

## MUNDARIJA:

Mundarija.....	41
Kirish .....	42
1-bob. Magnetizm.....	43
2.19- ma'ruza. Magnit maydoni va uning xarakteristikalar.....	43
2.20-ma'ruza. Solenoid va toroidning magnit maydoni.....	47
2.21-ma'ruza. Elektromagnit induksiya hodisasi.....	53
2.22-ma'ruza. Moddadagi magnit maydoni.....	58
2.23-ma'ruza. Maksvell tenglamalari.....	63
2.24-ma'ruza. Kvazistatsionar elektromagnit maydon.....	71
6-bob. Optika.....	80
2.25-ma'ruza. To'lqin optikasi. Yorug'likning elektromagnit tabiati. Yorug'lik interferensiyasi.....	80
2.26-ma'ruza. Yog'ulik difraksiyasi. Fraunhofer difraksiyasi.....	89
2.27-ma'ruza. Elektromagnit to'lqinlarning muhit bilan o'zaro ta'sirlashishi. Yorug'likning yutilishi. ....	95
7-bob. Atom va yadro fizikasi.....	103
2. 28 - ma'ruza. Atom tuzilishi.....	103
2. 29 – ma'ruza: Yorug'likning kvant tabiati.....	105
2.30-ma'ruza. Korpuskulyar-to'lqin dualizmi, kvant holatlar. Statsionar holatlar.....	109
2.31-ma'ruza. Atom va molekula. Murakkab atomlarda elektronlar sathlar – ining strukturasi. Vododrod molekulasi.....	117
2.32-ma'ruza. Qattiq jism fizikasi elementlari. Fonon haqida tushuncha. Qattiq jismlarning elektr o'tkazuvchanligi. Magnetiklar.. ....	128
2.33-ma'ruza. Kvant elektronikasi elementlari. Kvant elektronikasi.....	146
2.34-ma'ruza. Yadro fizikasi elementlari.....	152
2.35-ma'ruza. Ekstremal sharoitdagi modda. Olamning hozirgi zamon fizik tasavvuri.....	165
Adabiyotlar .....	175

## KIRISH

Fizika - materiya harakatining eng sodda ko'rinishlari va tabiatning ularga mos eng umumiy qonunlari haqidagi fandır. Fizika matematika bilan uzviy bog'liq. U aniq fanlar qatoriga kiradi va o'zining tushunchalari va qonunlarini matematik tilda ifodalaydi. Fizika bilan boshqa tabiiy fanlar (kimyo, geologiya, biologiya va boshqalar) chambarchas bog'langan, chunki ularda fizik tushunchalar, qonunlar va tabiat xodisalarini tekshirish usullari, shuningdek, turli xil fizik asboblarning keng qo'llaniladi.

5. Ma'lumki, fan va texnikaning rivojlanishi jamiyatning iqtisodiy ehtiyojlari bilan aniqlanadi. Ishlab - chiharishning texnik ko'rsatkichi ma'lum darajada fanning imkoniyatlariga bog'liq. Fizika va texnikaning taraqqiyot tarixi fizikadagi kashfiyotlar texnikaning yangi sohalarini yaratish va rivojlantirish uchun naqadar katta ahamiyat kasb etganligini ko'rsatadi. Fizika texnikaning elektro - va radiotexnika, elektron va hisoblash texnikasi, kosmik texnika va asbobsozlik, yadro energetikasi va lazer texnikasi va boshqalar kabi yangi - yangi tarmoqlari o'sib chiqqan ilmiy fundamenti bo'lib holdi. Fizika fanining yutuqlari asosida umuman yangi va yanada takomillashgan ishlab chiharish usullari, asboblarning va qurilmalarning tadqiq qilinmoqda.

O'z navbatida texnika fizika taraqqiyotiga katta ta'sir ko'rsatmoqda. Ma'lumki, aynan jamiyatning texnik ehtiyoji o'z zamonasida turli inshootlar qurilishi uchun zarur bo'lgan mexanikaning rivojlanishiga olib keldi. Tejamliroq issiqlik dvigatellarini yaratish masalasi termodinamikaning tez rivojlanishini yuzaga chihardi. Bunday misollarni davom ettirish mumkin. Texnika taraqqiyoti fizik tadqiqotlarning eksperimental usullarini takomillashtirishga ulkan ta'sir ko'rsatmoqda. Hozirgi zamon texnikasi, eksperimentatorlarga zaryadli zarralarni tezlatgichlar, Yerning sun'iy yo'ldoshlari va kosmik stantsiyalar, radioteleskoplar, mass - spektrometrlar, lazerlar, elektron hisoblash mashinalari va boshqalar kabi asboblarning va qurilmalarini bermoqda.

Oxirgi o'n yilliklarda jahon o'z ko'lami va tezligi bo'yicha misli ko'rilmagan kechiryapti. Hozirgi zamon fan va texnikasi nihoyat darajada tez sur'atlar bilan rivojlanyapti. Ishlab chiharish usullari va texnologiyasi, foydalanilayotgan asbob - uskunalarning muntazam ravishda takomillashyapti va yangilanyapti. Eng muhimi, muhandis - texnik va boshqa mutaxassislariga qo'yiladigan talablar sifat jihatdan o'zgaryapti. Mutlaqo shubhasiz, hozirgi zamonda oliy o'quv yurtlarining ta'lim jarayonida etarlicha keng va chuqur fundamental tayyorgarlik, shuningdek, mustaqil tadqiqot ishlari malakasini olgan bitiruvchilarigina tez yo'l topa bilishlari va muvaffaqiyatli ishlay olishlari mumkin. Bulardan kelib chiqqan holda oliy texnika o'quv yurtlarida fizika kursining roli va vazifalarini quyidagi shaklda ifodalash mumkin:

A) fizikani o'rganish bitiruvchilarning fundamental tayyorgarligini shakllantirishda va ularda ilmiy dunyoharash hosil harashda muhim rol o'ynaydi;

B) fizika ko'pchilik umummuhandislik va ixtisoslashtiruvchi fanlar uchun tayanch fandır;

V) hozirgi zamon ishlab chiharishi ixtiyoriy tarmoqining rivojlanish yo'li fizika bilan nihoyatda chambarchas qo'shilib ketadi. Shuning uchun har qanday ixtisos

muhandisi o'zining ishlab chiqarish faoliyatida ilmiy - texnikaviy inqilob yutuqlarini faol va ish ko'zini bilgan holda tadbqiq eta olish darajasida fizikani egallashi lozim.

## 19 – MA'RUZA. MAGNIT MAYDONI VA UNING XARAKTERISTIKALARI

### Reja:

1. Vakuumda magnit maydoni. Magnit maydon induksiya vektori.
2. Magnit maydoni. Superpozitsiya prinsipi. Bio-Savar-Laplas qonuni.
4. To'g'ri va aylanma tokning magnit maydonini hisoblash. Vakuumdagi magnit maydon induksiya vektorining sirkulyatsiyasi.

**Tayanch iboralar:** vakuumda magnet maydaon, kuch chiziqlari, magnet maydon idkuksiya vektori, kuchlanganlik, Bio – Savar – Laplas qonuni.

**Ko'rgazmali qurollar:** saladlar, plakatlar, animasion dasturlar.

### O'tilgan mavzuni mustahkamlash

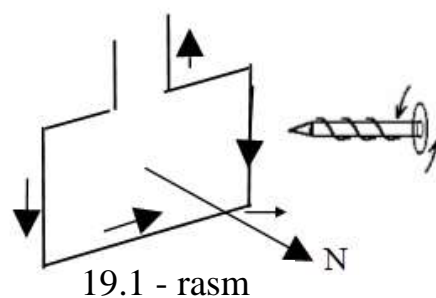
1. Chiqish ishi deb qanday ishga aytiladi?
2. Termoelektron hodisasini ayting.
3. Lampaning diodi nimaga aytiladi?
4. Lampaning triodi nimaga aytiladi?
5. Termoelektron emissiya hodisasini tushuntiring.
6. Nomustaqil va mustaqil gaz razryadlari bir-birlaridan qanday belgilar bilan farqlanadi?
7. Gazlarda elektr toki ni nima hosil qiladi?
8. Gaz razryadlari deganda nimani tushunasiz?
9. Rekombinatsiyalanish nima?
10. To'yinish toki deganda qanaqa toki tushunamiz?
11. Ionizator nima? Ionizatorlarga misollar keltiring?
12. Plazma hosil bo'lish shartini tushuntiring.

### Mavzuning borishi.

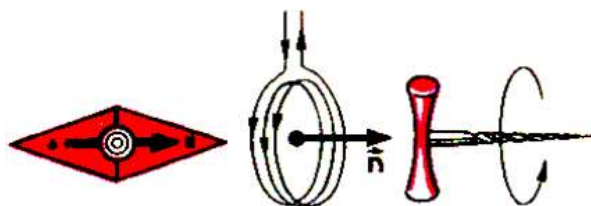
#### 1. Vakuumda magnit maydoni. Magnit maydon induksiya vektori.

Magnit maydon yo`nalishini xarakterlash uchun ramka tekisligiga normal o`tkazamiz. Normalning uchidan qaraganimizda ramkadagi tok soat strelkasiga teskari yo`nalgan holda ko`rinisa, bu yo`nalish normalning musbat yo`nalishi deb qabul qilamiz. Boshqacha aytganda, normalning musbat yo`nalishi deb, dastasi ramkada oqayotgan tok yo`nalishi bo`ylab aylanayotgan parmaning ilgarilanma harakati yo`nalishini qabul qilamiz.

Ushbu keltirilgan namoyishlar hamda ramka tekisligiga o`tkazilgan normal



19.1 - rasm



19.2 - rasm

yo'nalishlariga asosan, har qanday tokli o'tkazgichlar atrofida magnit maydon yo'nalishi parma yoki o'ng vint qoidasiga binoan topilishi ko'rinadi.

*Agar parmaning ilgariylanma harakati to'g'ri shakldagi o'tkazgichdan o'tayotgan tok bilan bir xil yo'naltirilsak, u holda parma dastasining aylanish yo'nalishi magnit maydon induksiya vektori yo'nalishini ko'rsatadi.*

*Agar tok aylana yoki solenoid ko'rinishidagi o'tkazgichdan o'tayotgan bo'lib, tok kuchi yo'nalishi bilan parma dastasining harakat yo'nalishi mos tushsa, parma tig'ining ilgariylanma harakati yoki o'ng vint uchining harakat yo'nalishi o'tkazgich atrofida hosil bo'ladigan magnit maydon induksiya vektori yo'nalishini ko'rsatadi.*

Magnit maydonni xarakterlovchi ikkinchi parametr bu magnit maydon kuch chiziqlari hisoblanadi. Kuch chiziqlarining zichligi magnit maydon induksiya vektoriga to'g'ri proporsional bo'ladi va bu kuch chiziqlarining yonalishi parma qoidasiga asosan aniqlanadi.

**Toklarning magnit maydoni.** Tajribalar ko'rsatadiki, magnit strelkasi tokli o'tkazgichga yaqinlashtirilsa, magnit strelkasi o'z o'qi atrofida aylanishi kuzatilgan. Bu hodisani birinchi bo'lib, Eyxenvald kuzatgan. Har qanday o'tkazgich atrofida magnit maydon

hosil bo'ladi, bu maydon o'zgarimas magnit maydoni bilan ta'sirlanishi mumkin.

Elektr toki zaryadlangan zarrachalarning tartibli harakati bo'lganligi uchun, zaryadlangan zarrachalar oqimi oldiga magnit strelkasi joylashtirilganda, uning o'z o'qi atrofida kuzatilishini birinchi bo'lib, tajriba yo'li bilan Ioffe kuzatdi.

Har qanday harakatlanuvchi zaryadlangan zarrachalar atrofida magnit maydon hosil bo'ladi, bu maydon doimiy magnit maydoni bilan ta'sirlanishi lozim. Bu ta'sirlanishning kattaligi va yo'nalishi quyidagicha aniqlanadi:

Tokli o'tkazgich yaqinida va tartibli harakatdagi zaryadlangan zarrachalar yaqiniga magnit strelkasi yaqinlashtirilganda (ya'ni ular orasida ma'lum masofa bo'lishiga qaramasdan) strelka tomonidan ta'sirning sezilishi ma'lum maydon hosil bo'lganligini ko'rsatadi.

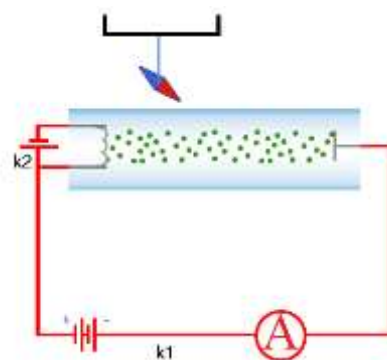
*Har qanday tokli o'tkazgich yoki tartibli harakatdagi zaryadlar oqimi atrofida magnit maydoni hosil bo'ladi.*

**Magnit maydon induksiya vektori va kuchlanganligi.** Magnit maydon xossalari tekshirish uchun buralish deformatsiyasini seza oladigan, ingichka ipga osib qo'yilgan ramkadan foydalanamiz.

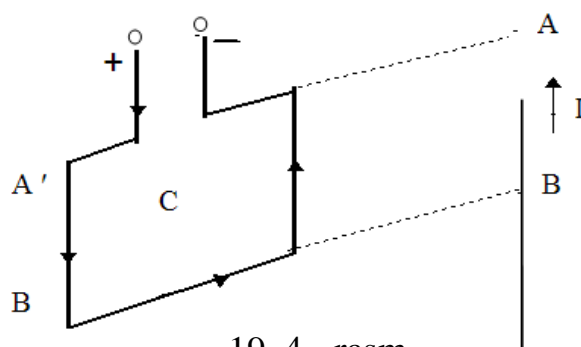
Agar tokli ramka, tok o'tayotgan o'tkazgichga yaqin keltirilsa, u o'z o'qi atrofida aylanishi kuzatiladi.

Tokli o'tkazgich va ramkaning o'zaro ta'siri ushbu tajribani magnit maydonida joylashgan ramka misolida ham kuzatiladi.

Magnit maydoniga kiritilgan tokli ramka **Animatsiyasi** dan fragment



19.3 - rasm



19.4 - rasm

Ushbu o'tkazilgan tajribalar va animatsiya namoyishlaridan ko'rinadiki, tokli ramka magnet maydoniga kiritilganda u o'z o'qi atrofida aylanadi. Demak, magnet maydonidagi tokli ramkaga ma'lum kuch momenti ta'sir etadi va bu kuch momentning kattaligi o'tkazgichdan o'tayotgan tok kuchi va ramkaning kesim yuzasiga to'g'ri proporsional bo'ladi.  $M = IS$

Tenglamaga proporsionallik koeffitsiyenti  $B$  ni kiritamiz va  $B$  magnet maydon xossasini xarakterlovchi fizikaviy parametr hisoblanadi va unga magnet maydon induksiya vektori deyiladi.

Uning qiymati  $B = \frac{M}{P_m}$  bu

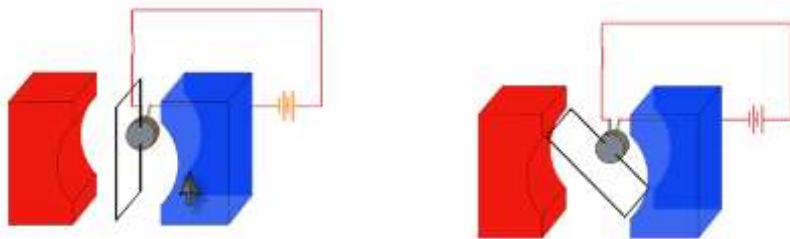
yerda  $P_m$  ramkaning magnet momenti hisoblanadi va u  $P_m = IS$  ga teng.

Har bir sinov konturga ta'sir etuvchi aylantiruvchi kuch momentning ramkani magnet momentiga nisbati magnet maydonning ayni nuqtasi uchun o'zgarmas kattalik bo'ladi. Magnet maydonning miqdoriy xarakteristikasi vazifasini bajaradigan bu nisbat magnet induksiya  $B$  deb ataladigan vektor kattalikni ifodalaydi. SI tizimida magnet induksiya birligi sifatida magnet maydon shunday nuqtasining magnet induksiya qabul qilinishi kerakki, bu nuqtaga kiritilgan magnet momenti  $1 \text{ A}\cdot\text{m}^2$  bo'lgan yassi konturga magnet maydoni tomonidan ta'sir etadigan aylantiruvchi momentning maksimal qiymati  $1 \text{ N}\cdot\text{m}$  ga teng bo'lishi lozim. Bu birlik Tesla (Tl) deb ataladi:

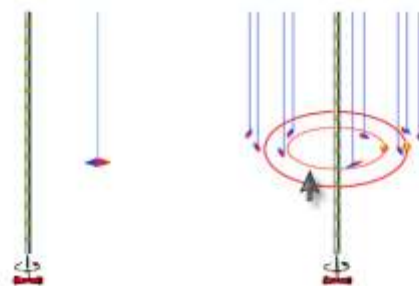
$$1\text{Tl} = \frac{1\text{N}\cdot\text{m}}{1\text{A}\cdot\text{m}^2} = \frac{\text{N}}{\text{mA}}$$

Har qanday ko'rinishdagi o'tkazgichlardan elektr toki o'tganda, uning atrofida hosil bo'ladigan magnet maydon yo'nalishini aniqlash uchun quyidagi tajribalarni amalgam oshiramiz to'g'ri shakldagi o'tkazgichdan tok o'tganda magnet maydon kuch chiziqlari yo'nalishini tavsiflovchi animatsiyadan fragment aylana shakldagi o'tkazgichdan tok

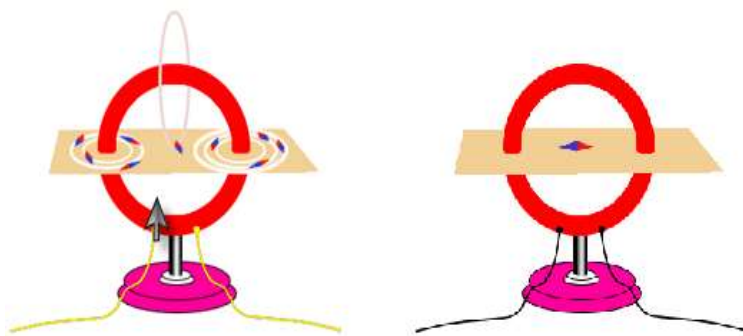
o'tganda magnet maydon kuchchiziqlari yo'nalishini tavsiflovchi animatsiyadan fragment solenoiddan tok o'tganda magnet maydon kuch chiziqlari yo'nalishini tavsiflovchi animatsiyadan fragment



19.5 - rasm



19.6 - rasm



19.7. - rasm



19.8 - rasm

## 1. Magnit maydoni. Superpozitsiya prinsipi. Bio-Savar-Laplas qonuni.

Ixtiyoriy shakldagi o'tkazgichdan tok o'tganda uning atrofida hosil bo'ladigan magnit maydon induksiya vektorini Bio – Savar – Laplas qonuniga asosan hisoblash mumkin.

Tokli o'tkazgichdan  $r$  masofada joylashgan biror nuqtaning magnit induksiya o'tkazgichdagi tok kuchi  $I$  ga to'g'ri proporsional bo'lib, tokli o'tkazgich elementidan magnit maydon induksiya aniqlanishi lozim bo'lgan radius vektorning kvadratiga teskari proporsional bo'ladi

$$dB = k \frac{I[dl \cdot r]}{r^3}$$

Magnit induksiya vektorining modul qiymati

$$dB = k \frac{Idl \cdot \sin \alpha}{r^2}$$

bu yerda  $\alpha$  -  $dl$  va  $r$  vektorlar orasidagi

burchak. SI sistemasida  $k = \frac{\mu_0}{4\pi}$  ga teng, bu

yerda  $\mu_0$  – magnit doimiysi.

Bio – Savar Laplas qonuniga asosan magnit maydon kuchlanganligini hisoblash **animatsiyasi** dan fragment

**Bio – Savar – Laplas qonunining qo'llanilishi** Ixtiyoriy shakldagi tokli o'tkazgich hosil qilayotgan maydonning biror nuqtasidagi magnit induksiya uning ayrim qismlari hosil qilayotgan magnit induksiyalarining vektor yig'indisidan iborat bo'ladi, ya'ni

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^n d\vec{B}_i = \int d\vec{B}$$

### a) To'g'ri tokning magnit maydoni

Cheksiz uzun, ingichka o'tkazgich o'zidan  $R$  masofada joylashgan biror  $A$  nuqtada hosil qilgan magnit induksiya kattaligi  $dB$  ni hisoblaylik.

$$r = R/\cos\alpha, \quad dl = r \cdot d\alpha/\cos\alpha$$

Bu ifodalarni qo'yib tok elementi hosil qilgan magnit induksiya kattaligini topamiz.

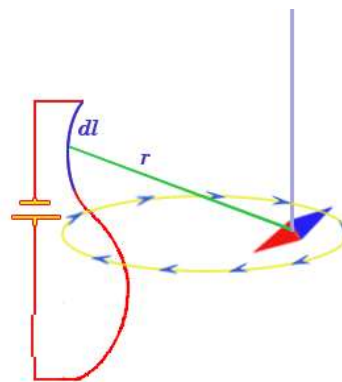
$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi R} \sin \alpha \cdot d\alpha$$

burchak  $\alpha$  qiymatlari 0 dan  $\alpha$  ga qadar o'zgargani uchun:

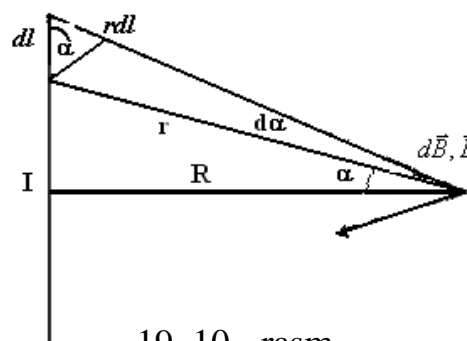
$$B = \int dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I}{R} \int_0^\pi \sin \alpha \cdot d\alpha = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I}{R}$$

Demak, to'g'ri tokning magnit induksiya  $B = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I}{R}$

to'g'ri tok hosil qilgan magnit induksiya kattaligi tok kuchiga proporsional ekan.



19.9 - rasm



19.10 - rasm

### **Mavzuni mustahkamlash uchun savollar**

1. Magnit maydonni xarakterlovchi fizik kattalik sifatida nimani bilasiz?
2. Magnit maydon induksiya vektorining o'lchov birligi nima?
3. To'g'ri shakldagi o'tkazgichdan tok o'tganda hosil bo'ladigan magnit maydon qanday yo'nalishga ega?
4. Bio – Savar – Laplas qonuniga ko'ra, tokli o'tkazgichdan ma'lum masofadagi magnit induksiya vektori qanday fizik parametrlarga bog'liq?
5. To'g'ri shakldagi o'tkazgichdan tok o'tganda unga ma'lum masofadagi magnit induksiyasi qanday fizik parametrlarga bog'liq?
6. Aylana shaklidagi o'tkazgich markazidagi magnit induksiya vektori qanday fizik parametrlarga bog'liq?

### **Uyga vazifa**

Aylanma tok markazidagi magnit maydoni

## **20 – MA'RUZA. SOLENOID VA TOROIDNING MAGNIT MAYDONI.**

### **Reja:**

1. Solenoid va toroidning magnit maydoni. Lorens kuchi. Amper kuchi.
2. Zaryadlangan zarralarning elektr va magnit maydonidagi harakati. Xoll effekti. Tezlatgichlar.
3. Magnit oqimi. Vakuumdagi magnit maydon uchun Gauss teoremasi.
4. Tokli konturni magnit maydonida ko'chirishda bajarilgan ish.

**Tayanch iboralar:** Amper kuchi, chap qo'l qoidasi, parallel toklar, Lorents kuchi, markazga intilma kuch, Xoll doimiysi, chiziqli rezonans siklotron, duvnt. magnit oqimi, Tesla, Gauss teoremasi, solenoid, toroid, Amper kuchi, berk kontur.

**Ko'rgazmali qurollar:** saladlar, plakatlar, animasion dasturlar.

### **O'tilgan mavzuni mustahkamlash.**

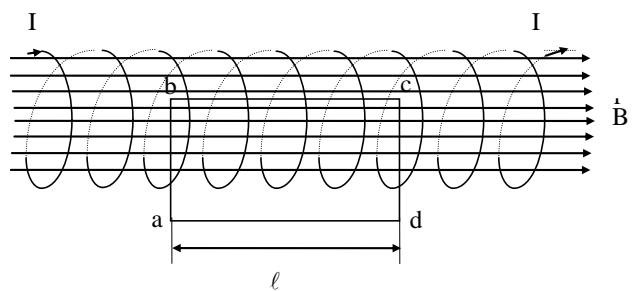
1. Magnit maydonni xarakterlovchi fizik kattalik sifatida nimani bilasiz?
2. Magnit maydon induksiya vektorining o'lchov birligi nima?
3. To'g'ri shakldagi o'tkazgichdan tok o'tganda hosil bo'ladigan magnit maydon qanday yo'nalishga ega?
4. Bio – Savar – Laplas qonuniga ko'ra, tokli o'tkazgichdan ma'lum masofadagi magnit induksiya vektori qanday fizik parametrlarga bog'liq?
5. To'g'ri shakldagi o'tkazgichdan tok o'tganda unga ma'lum masofadagi magnit induksiyasi qanday fizik parametrlarga bog'liq?
6. Aylana shaklidagi o'tkazgich markazidagi magnit induksiya vektori qanday fizik parametrlarga bog'liq?

### **Mavzuning borishi.**

# 1. Solenoid va toroidning magnit maydoni. Lorens kuchi. Amper kuchi.

Solenoid - markazlari umumiy o'qda yotuvchi bir-biri bilan ketma-ket ulangan aylanma toklar yig'indisidir (Rasm 20.1).

Solenoid ichidagi magnit maydonning induksiyasi  $\vec{B}$  ni ko'raylik.  $\vec{B}$  ning yo'nalishi chapdan o'ng tomonga yo'nalgan o'zaro parallel to'g'ri chiziqlardan iborat bo'ladi.  $\vec{B}$  qiymatini topish uchun cheksiz uzun solenoidning n dona o'ramni o'z ichiga olgan  $l$  uzunligini xayolan ajratib, unda avsdan berk kontur o'tkazaylik. Berk kontur bo'yicha  $\vec{B}$  vektorining sirkulyatsiyasi uchun quyidagi munosabat o'rinli:



20.1 - rasm

$$\oint_{abcd} \vec{B}_e \cdot d\vec{l} = \int_a^b \vec{B}_e \cdot d\vec{l} + \int_b^c \vec{B}_e \cdot d\vec{l} + \int_c^d \vec{B}_e \cdot d\vec{l} + \int_d^a \vec{B}_e \cdot d\vec{l} = \mu_0 n \cdot I$$

$$\oint_{abcd} \vec{B}_e \cdot d\vec{l} = \mu_0 n \cdot I \quad (20.1)$$

20.1 - tenglikdagi I - solenoiddan o'tayotgan tok kuchi. Berk konturning av va sd qismlari  $\vec{B}$  chiziqlariga tik bo'lganligi uchun, bu qismlarda  $\vec{B} \vec{l} = 0$ . Konturning da qismi joylashgan soxada esa  $V = 0$  bo'lganligi uchun  $\vec{B} \vec{l}$  ham nolga teng. Shuning uchun 20.1 dagi to'rtta integraldan faqat bittasi noldan farqli. Natijada 20.1 - ifoda quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\int_b^c \vec{B}_e \cdot d\vec{l} = \mu_0 n \cdot I \quad (20.2)$$

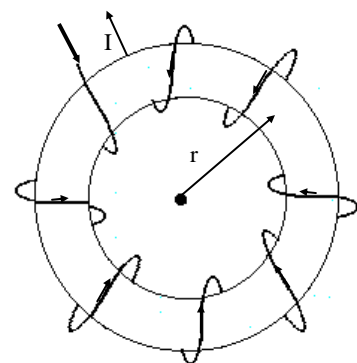
Konturning vs qismi V ga parallel bo'lganligi tufayli bu sohada  $\vec{B} \vec{l} = V l$  bo'ladi. U holda (20.2) dagi integral

$$\int_b^c \vec{B}_e \cdot d\vec{l} = \int_b^c B dl = B \int_b^c dl = B l \quad (20.3)$$

20.2 va 20.3 larni taqqoslasak,  $V l = \mu_0 n I$  yoki

$$V = \mu_0 \frac{n}{l} I = \mu_0 n_0 I \quad (20.4)$$

(20.4) ifodadagi  $n_0 = n/l$  - solenoidning birlik uzunligidagi o'ramlar soni. Demak, cheksiz uzun solenoidning ichidagi barcha nuqtalarida  $\vec{B}$  ning yo'nalishi ham, qiymati ham birday saqlanadi.



20.2- rasm

Agar solenoidni egib markazlari r masofada joylashgan xalqa xosil qilsak, natijada toroid deb ataladigan xalqasimon g'altak xosil qilamiz (20.2-rasm).

Magnit maydoni faqat toroid ichida mujassamlangan bo'ladi va quyidagi formula bilan xisoblanadi:

$$V = \mu_0 \frac{n}{l} I = \mu_0 \frac{n}{2\pi r} I \quad (20.5)$$

Demak, toroid ichida xosil bo'lgan magnit induktsiyasi kattaligi o'ramlar soni va undan o'tayotgan tok kuchiga bog'lanib o'zgarar ekan.

### Amper qonuni. Parallel toklarning o'zaro ta'siri.

Magnit maydonda joylashgan tokli o'tkazgichga maydon tomonidan ta'sir etuvchi kuch shu maydonning magnit induktsiyasi  $B$  ga, o'tkazgichning geometrik o'lchamlariga va undan o'tayotgan tok kuchi  $I$  ga bog'liq bo'ladi.

O'tkazgichning  $dl$  elementiga ta'sir etuvchi kuchni

$$d\vec{F} = \vec{I} \cdot [d\vec{l}\vec{B}] \quad (20.6)$$

ifoda bilan, uning modulini esa

$$dF = IdlB\sin\alpha \quad (20.7)$$

ifoda bilan aniqlanadi. (20.6, 20.7) - ifodalar Amper qonunini ifodalaydi. 20.6 va 20.7 - ifodalarda  $B$  - maydonning  $dl$  element joylashgan soxasidagi magnit induktsiyasi,  $\alpha$  -  $d\vec{l}$  va  $\vec{e}$  vektorlar orasidagi burchak (20.3-rasm).

Ta'sir etuvchi kuchni (Amper kuchi) yo'nalishini chap qo'l qoidasi bilan aniqlanadi.

Qoida: chap qo'limizni shunday joylashtirish kerakki, bunda  $B$  induktsiya chiziqlari kaftimizga kirsin, to'rtala ochilgan barmoq tok yo'nalishiga mos kelsa,  $90^\circ$  ga ochilgan bosh barmoq Amper kuchining yo'nalishini ko'rsatadi.

Amper qonuni tok oqayotgan ikkita parallel o'tkazgichlarni o'zaro ta'sir kuchlarini aniqlashda qo'llaniladi.

O'zaro parallel, oralaridagi masofa  $R$  bo'lgan  $I_1$  va  $I_2$  toklar oqayotgan (toklar yo'nalishi 20.4-rasmda ko'rsatilgan) cheksiz uzunlikdagi tokli o'tkazgichlarni ko'raylik.

Har bir o'tkazgich o'zining atrofida magnit maydon xosil qiladi va shu maydon orqali Amper qonuniga ko'ra yonidagi tokli o'tkazgichga ta'sir qiladi.  $I_1$  tok oqayotgan o'tkazgich atrofida xosil bo'lgan magnit induktsiyasi

$$B_1 = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{2I_1}{R} \quad (20.8)$$

bo'lib  $I_2$  tok oqayotgan o'tkazgichning  $dl$  elementiga Amper qonuniga asosan

$$dF_2 = I_2 B_1 dl \quad (20.9)$$

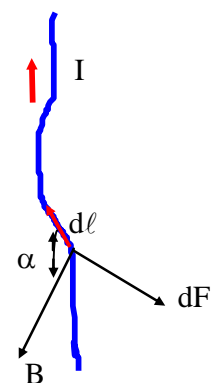
kuch bilan ta'sir qiladi. 20.8-tenglikni xisobga olib 20.9-tenglikni quyidagicha yozamiz:

$$dF_2 = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{2I_1 I_2}{R} dl \quad (20.10)$$

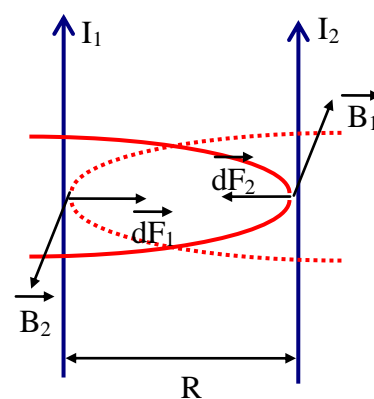
Xuddi shuningdek  $I_2$  tok xosil qilgan magnit maydon  $I_1$  tok oqayotgan o'tkazgichning  $dl$  elementiga  $dF_2$  kuchga qarama-qarshi yo'nalgan

$$dF_1 = I_1 B_2 dl = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{2I_1 I_2}{R} dl \quad (20.11)$$

kuch bilan ta'sir qiladi. (20.10) va (20.11) ni tengliklarni taqqoslab  $dF_1 = dF_2$  ekanligi, ya'ni tokning yo'nalishi bir tomonga yo'nalgan ikki parallel o'tkazgich bir-biriga



20.3.-rasm



20.4.- rasm

$$dF = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{2I_1 I_2}{R} dl \quad (20.12)$$

kuch bilan tortilishini ko'ramiz.

Agar ikki parallel o'tkazgichlardagi toklar qarama-qarshi yo'nalishda oqsa, chap qo'l qoidasini qo'llagan holda, bu o'tkazgichlar o'zaro bir-biridan qochishini ko'rish mumkin.

**Lorents kuchi.** Magnit maydoni faqat tok oqayotgan o'tkazgichlargagina ta'sir qilib qolmasdan, balki xarakatdagi zaryadlangan zarrachalarga xam ta'sir qiladi. Magnit maydonida  $\mathfrak{B}$  tezlikda harkatlanayotgan  $q$  zaryaga

$$\vec{F}_L = q[\vec{\mathfrak{B}} \cdot \vec{B}] \quad (20.13)$$

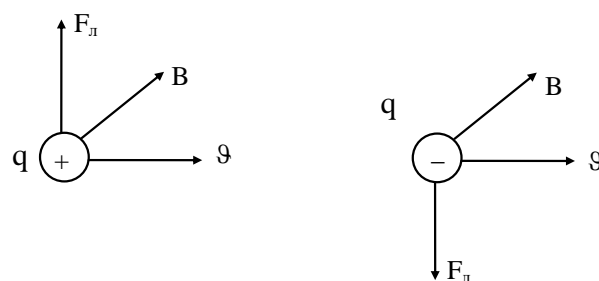
kuch ta'sir etadi. Bu kuchni Lorents kuchi deyiladi. Lorents kuchini yo'nalishini chap qo'l qoidasi bilan aniqlanadi.

Agar kaftga  $B$  induksiya chiziqlari kirsam, to'rtala ochilgan barmoq musbat zaryadning tezlik,  $\vec{\mathfrak{B}}$ - vektor yo'nalishiga mos kelsa, bosh barmoq Lorents kuchi yo'nalishini ko'rsatadi (20.5-rasm).

Lorents kuchining (G'l) modul bo'yicha ifodasi

$$F_L = q\mathfrak{B}\sin\alpha \quad (20.14)$$

(20.14) - tenglikda  $\alpha$ ,  $\vec{B}$  va  $\vec{\mathfrak{B}}$  orasidagi burchak. Lorents kuchi zarracha yo'nalishiga tik, demak unga markazga intilma tezlanish beradi va zarracha harakat yo'nalishini o'zgartiradi, xolos.



20.5 - rasm

Agar zaryadga magnit maydonidan tashqari, kuchlanganlik vektori  $\vec{E}$  ga teng bo'lgan elektr maydoni ham ta'sir etsa, natijaviy kuch Lorents va elektr kuchlarining vektor yig'indisidan iborat bo'ladi.

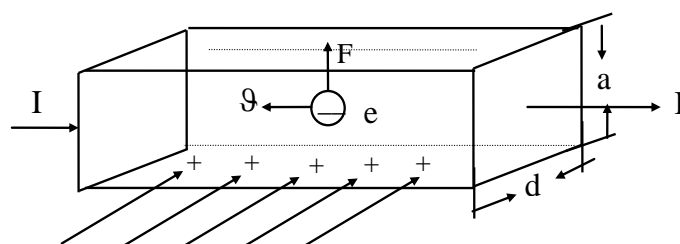
$$\vec{F} = \vec{F}_{el} + \vec{F}_L = q\vec{E} + q[\vec{\mathfrak{B}} \cdot \vec{B}] \quad (20.15)$$

(20.15) - ifoda Lorents formulasi deyiladi.

## 2. Zaryadlangan zarralarning elektr va magnit maydonidagi harakati. Xoll effekti. Tezlatgichlar.

**Xoll effekti.** Xoll effektining mohiyati shundan iboratki, metall yoki yarim o'tkazgichdan yasalgan plastinka magnit maydoniga joylashtirilib undan tok o'tkazilsa, ( $\vec{B}$  va tok yo'nalishiga tik yo'nalishda) plastinkaning qarama-qarshi yoqlarida noldan farqli bo'lgan potentsiallar ayirmasi xosil bo'ladi.

Metall plastinka (eni  $d$ , qalinligi  $a$ ) magnit induksiya chiziqlariga ( $V$ ) perpendikulyar joylashgan bo'lsa, Lorents kuchlari ta'sirida elektronni xarakat yo'nalishi o'zgaradi va natijada plastinkaning yuqori qirrasida ortiqcha manfiy zaryadlar, qarama-qarshi qirrasida ortiqcha musbat zaryadlar to'planadi (20.6-rasm). Shu sababli



20.6 - rasm

plastinkaning qarama-qarshi yoqlarida pastdan yuqoriga yo'nalgan ko'ndalang elektr maydoni xosil bo'ladi. *Elektr kuchlari Lorents kuchlariga teng bo'lganda plastinkaning qarama-qarshi yoqlarida xosil bo'lgan Xoll potentsiallar ayirmasi*

magnit induksiya kattaligiga ( $V$ ), tok kuchi ( $I$ ) ga to'g'ri proporsional bo'lib, plastinkaning qalinligiga ( $a$ ) teskari proporsional bo'ladi.

$$\Delta\varphi = R \cdot \frac{IB}{a} \quad (20.16)$$

(20.16)- tenglikda  $R = 1/ne$  ( $n$  - 1 sm<sup>3</sup> dagi zaryadlar soni,  $e$  - elektron zaryadi) Xoll doimiysi bo'lib moddaning turiga bog'liq bo'ladi. O'lgangan Xoll doimiysining qiymatlariga ko'ra, o'tkazgichdagi elektronlar sonini va  $R$  ning ishorasiga qarab tekshirilayotgan o'tkazgichning qanday o'tkazuvchanlikka ega ekanligini aniqlash mumkin.

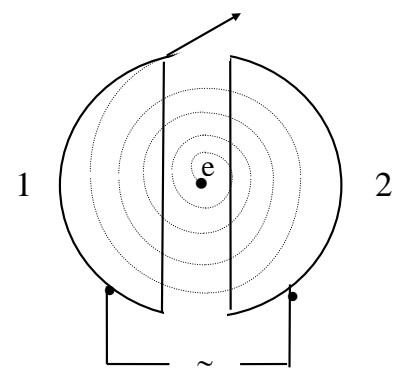
**Tezlatgichlar.** Harakatlanayotgan zaryadlarga yuqoridagi ta'sirlarga asoslanib tezlatgichlar qurilgan. Tezlatgichlar yordamida zaryadli zarrachalarga (elektronlar, protonlar, mezonlar, ionlar va x.z.) juda katta energiya berish mumkin.

Chiziqli tezlatgich. Zarrachalar yuqori kuchlanishli generator yordamida xosil qilingan elektrostatik maydon yordamida tezlatiladi. Bunda  $Q$  zaryad  $\varphi_1 - \varphi_2$  potentsiallar ayirmasi orqali o'tganda  $W=Q \cdot (\varphi_1 - \varphi_2)$  energiya oladi. Shunday qilib, zarracha  $\approx 10$  meV energiyaga qadar tezlatiladi.

Chiziqli rezonansli tezlatgich. O'ta yuqori chastotali o'zgaruvchan elektr maydonida protonlar bir necha megoelektronvoltgacha, elektronlar o'n gigaelektronvolt energiyagacha tezlatiladi.

Siklotron - og'ir zarrachalar (proton, ion) ni tezlatuchi qurilmadir. Qurilmaning printsipl sxemasi 20.7-rasmda ko'rsatilgan.

Siklotronni asosiy qismi kuchli elektromagnit bo'lib, uning qutblari orasida duant deb ataladigan vakuum kamerasi 1 va 2 joylashgan. Duantlar o'zgaruvchan kuchlanishli yuqori chastotali generator qutblariga ulanganligi uchun navbatma-navbat gox manfiy, gox musbat zaryadlanib turadi.



20.7 - rasm

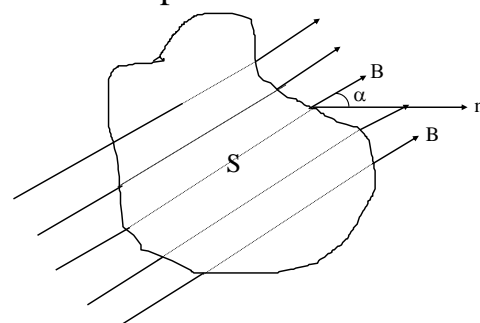
Agar zaryadlangan zarrachani duantlar orasidagi markazga kiritilsa, zarracha elektr maydonida tezlanish olib, uning traektoriyasi magnit maydon taocirida egrilanadi va duant 1 ga tortiladi. Zarracha yarim aylanani bosib o'tgach, yana duantlar orasidagi tirqishga yotib keladi va duant 2 ga tortilib tezlashadi. Shu tariqa zarrachaning tezligi va orbitasining radiusi ortib boradi. Zarrachaning traektoriyasi spiralsimon shaklda yoyilib boradi va nixoyat, etarli energiyaga ega bo'lgach, maxsus qurilma orqali tashqariga chiqadi. Bunday qurilmalar yordamida protonlarni 20 MeV energiyaga qadar tezlatish mumkin.

### 3. Magnit oqimi. Vakuumdagi magnit maydon uchun Gauss teoremasi.

Magnit mayon induktsiyasining shu induksiya chiziqlari o'tayotgan yuzaga ko'paytmasi magnit oqimi deyiladi (Rasm 20.8).

$$dF_v = V_n \cdot dS = \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (20.17)$$

20.17 tenglikda  $B_n = V \cdot \cos\alpha$  bo'lib, normal  $\vec{n}$  bo'yicha yo'nalgan  $\vec{B}$  vektorning proektsiyasi.  $\alpha$  -



20.8 - rasm

$\vec{B}$  va  $\vec{n}$  orasidagi burchak. Tokli kontur xosil qilgan magnet induksiya oqimi doimo musbat bo‘ladi. Ixtiyoriy  $S$  yuza orqali o‘tuvchi magnet induksiya oqimi

$$F_V = \int_S B_n * dS = \int_S \vec{B} * d\vec{S} \quad (20.18)$$

bo‘ladi. Bir jinsli magnet maydon uchun magnet oqimi

$$F_V = VScos\alpha \quad (20.19)$$

bo‘ladi. 20.19 - tenglik bo‘yicha magnet oqimi Veberda o‘lchanishi kelib chiqadi. *Bir Veber magnet induksiyasi 1 Tesla (Ts) bo‘lgan bir jinsli magnet maydoniga tik bo‘lgan  $1m^2$  yuzadan o‘tayotgan magnet oqimni bildiradi.*

Magnet maydon induksiyasi  $V$  uchun Gauss teoremasi quyidagicha taoriflanadi:

*Teorema: Har qanday berk yuzadan o‘tuvchi magnet induksiya oqimi nolga tengdir:*

$$\oint_S \vec{B}d\vec{S} = \int_S B_n \cdot dS = 0 \quad (20.20)$$

Gauss teoremasi tabiatda magnet zaryadlarining mavjud emasligini va induksiya chiziqlari doimo berk bo‘lishini ko‘rsatadi. Bundan kontur yuzasiga qancha induksiya chiziqlari kirs shunchasi chiqishi kelib chiqadi.

#### 4. Tokli konturni magnet maydonida ko‘chirishda bajarilgan ish.

Ma‘lumki, magnet maydonidagi tokli o‘tkazgichga Amper kuchi ta‘sir qiladi. Agar o‘tkazgichli ramkani biror qismi siljuvchan qilib yasilib, u magnet maydoniga joylashtirilsa, ramkaga Amper kuchi ta‘sir etib, uni siljitadi, yaoni magnet maydoni ish bajaradi.

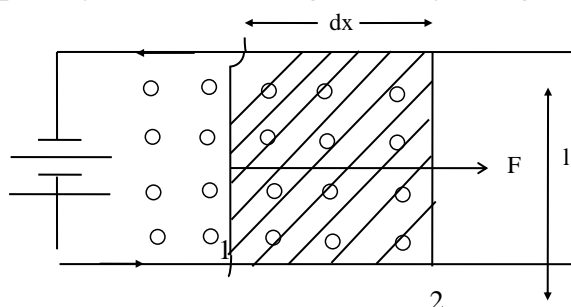
Aytaylik, tokli ramka bir jinsli magnet maydonga joylashgan bo‘lib, magnet induksiya chiziqlari ramka tekisligiga tik bo‘lsin (20.9-rasm).

Tokli o‘tkazgichga  $F = IVl$  kuch ta‘sir etadi va ramkaning siljuvchi qismini  $dx$  masofaga ko‘chiradi. Magnet maydonning bajargan ishi

$$dA = Fdx = IBldx = IBdS = Id\Phi \quad (20.21)$$

*Demak, bajarilgan ish tok kuchining ramka siljuvchi qismidan o‘tayotgan magnet oqimi o‘zgarishi ko‘paymasiga teng ekan.*

Olingan natijani berk konturni magnet maydonda ko‘chirishda bajarilgan ishni xisoblashga tadbiiq etish mumkin.



20.9 - rasm

20.10 - rasmda tasvirlangan tokli berk kontur ( $abca$ ) magnet induksiya chiziqlariga tik holda magnet maydonida ko'chayotgan bo'lsin.

Konturni xayolan  $ab$  va  $sa$  o'tkazgichlarga ajrataylik. Tokli berk konturni ko'chirishda bajarilgan ish ( $dA$ ) konturning tarkibiy qismlari –  $ab$  va  $sa$  tokli o'tkazgichlarni ko'chirishda bajarilgan  $dA_1$  va  $dA_2$  larning yig'indisidan iborat bo'ladi.

$$dA = dA_1 + dA_2 \quad (20.22)$$

Konturning  $ab$  qismidagi tok elementlariga ta'sir etuvchi kuchlar (Rasm 20.10 da  $dl_1$  tok elementiga magnet maydon tomonidan ta'sir etuvchi  $dF_1$  kuchga qarang) va av ni ko'chirilish yo'nalishlari orasidagi burchak o'tkir bo'lganligi uchun  $dA_1$  ish musbat, uning qiymati (20.22) ga asosan, konturdan o'tayotgan tok kuchi bilan ko'chirilish jarayonda av o'tkazgich kesib o'tadigan magnet oqim (bu oqim  $aba'b'$  yuz orqali o'tuvchi oqim  $df_0$  va  $a'b's'a'$  yuz orqali o'tuvchi  $df_2$  magnet oqimlarining yig'indisidir) ko'paytmasiga teng.

$$dA_1 = I (df_0 + df_2) \quad (20.23)$$

Konturning  $sa$  qismidagi tok elementlariga ta'sir etuvchi kuchlar (20.8-rasmdagi  $dl_2$  ga magnet maydon tomonidan ta'sir etuvchi  $dF_2$  kuchga qarang) va sa ning ko'chirilish yo'nalishlari orasidagi burchak o'tmas bo'lganligi uchun  $dA_2$  ish manfiy, uning qiymati esa  $I$  tok bilan ko'chirilish davomida  $sa$  o'tkazgich kesib o'tadigan magnet oqim (bu oqim  $abca$  yuz orqali o'tuvchi  $df_1$  va  $aa'c'b$  yuz orqali o'tuvchi  $df_0$  magnet oqimlarining yig'indisidir) ko'paytmasiga teng:

$$dA_2 = -I (df_0 + df_1) \quad (20.24)$$

(20.23) va (20.24) tengliklar asosida (10.11) tenglikni quyidagicha yoza olamiz:

$$dA = I (df_2 - df_1) \quad (20.25)$$

Demak, magnet maydonda tokli berk konturni ko'chirishda bajarilgan ish shu konturdan o'tayotgan tok kuchi  $I$  bilan kontur yuzi orqali o'tuvchi magnet oqimi o'zgarishlarining ( $df_2 - df_1$ ) ko'paytmasiga teng.

### Mavzuni mustahkamlash uchun savollar.

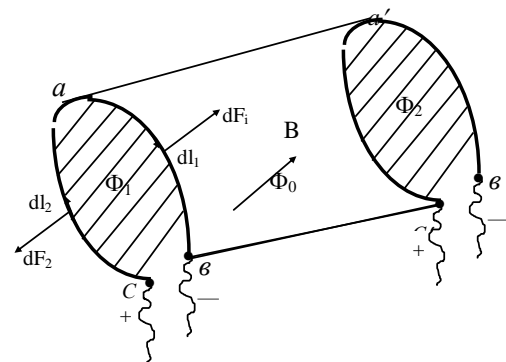
1. Magnet maydoniga joylashtirilgan tokli o'tkazgichlarga qanday kuch ta'sir etadi
2. Chap qo'l qoidasini ayting.
3. Lorents kuchi yo'nalishi qanday aniqlanadi
4. Xoll effektini mohiyatini tushuntiring.
5. Magnet oqimi deb nimaga aytiladi va qanday birliklarda o'lchanadi
6. Solenoid va toroid xosil qilgan magnet maydon qayerda mujassamlashgan bo'ladi
7. Tokli berk konturni magnet maydonida ko'chirishda bajarilgan ish ifodasini yozing va tushuntiring.

### Uyga vazifa.

Magnet oqimi uchun Gauus teoremasi.

## 21 – MA'RUZA. ELEKTROMAGNIT INDUKSIYA HODISASI.

### Reja:



20.10-rasm

1. Faradey tajribalari. Faradey qonunlari. Elektromagnit induksiya hodisasi.
2. Lents qoidasi.
3. O'zinduksiya hodisasi. Induktivlik. O'zaro induksiya.
4. Magnit maydon energiyasi.

**Tayanch iboralar:** Berk kontur, induksion tok, solenoid, Lents qoidasi, bir jinsli magnittmaydoni, Faradey qonuni, Tesla, o'zinduksiya, o'zaroinduksiya, ulanish va uzulish ekstratoki.

**Ko'rgazmali qurollar:** saladlar, plakatlar, animasion dasturlar.

### O'tilgan mavzuni mustahkamlash.

1. Magnit maydoniga joylashtirilgan tokli o'tkazgichlarga qanday kuch ta'sir etadi
2. Chap qo'l qoidasini ayting.
3. Lorents kuchi yo'nalishi qanday aniqlanadi q
4. Xoll effektini mohiyatini tushuntiring.
5. Magnit oqimi deb nimaga aytiladi va qanday birliklarda o'lchanadiq
6. Solenoid va toroid xosil qilgan magnit maydon qaerda mujassamlashgan bo'ladi
7. Tokli berk konturni magnit maydonida ko'chirishda bajarilgan ish ifodasini yozing va tushuntiring.

### Mavzuning borishi.

#### 1. Faradey tajribalari. Faradey qonunlari.

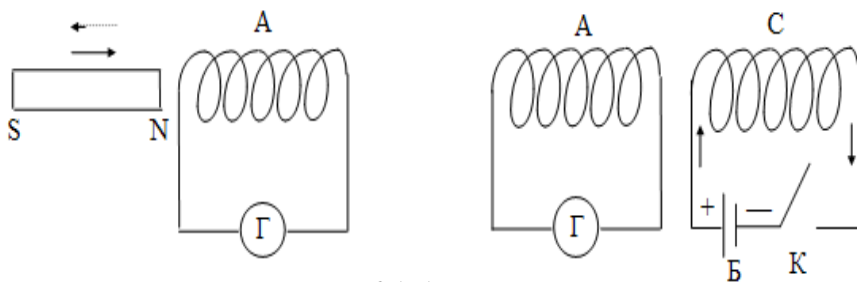
Elektromagnit induksiya hodisasini 1831 yili [Faradey](#) kashf qilgan. Hodisa shundan iboratki, *har qanday berk o'tkazgich konturi bilan chegaralangan yuz orqali o'tayotgan magnit induksiya oqimi o'zgargan vaqtda shu konturda elektr tok paydo bo'ladi.* Bu tokka

**induksion tok** deyiladi. Ushbu induksion toklarning yo'nalishini aniqlash qoidasini 1831 yilda italiyalik fizik [Nobili Leopardo](#) taklif qildi.

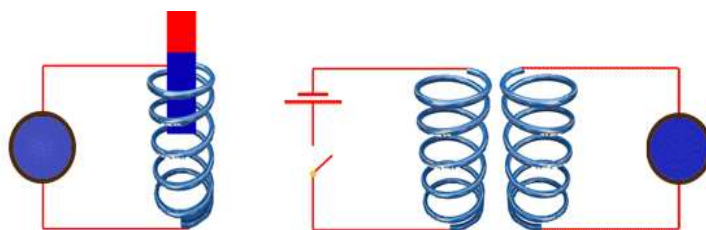
Nemis fizigi [Neyman](#) esa 1846 yilda induksiya qonuninig matematik tenglamasini berdi.

**Induksion tokning hosil bo'lishi.** Galvanometrغا ulangan A solenoidning bir uchiga o'zgarmas magnitni yaqinlashtirsak, solenoidda elektr toki paydo bo'ladi. S - solenoidni k - kalit orqali B tok manbaga ulasak, A solenoidda qisqa muddatli tok paydo bo'ladi.

**Faradey qonuni.** Tajribalarni tahlil qilsak, birinchi tajribada shu



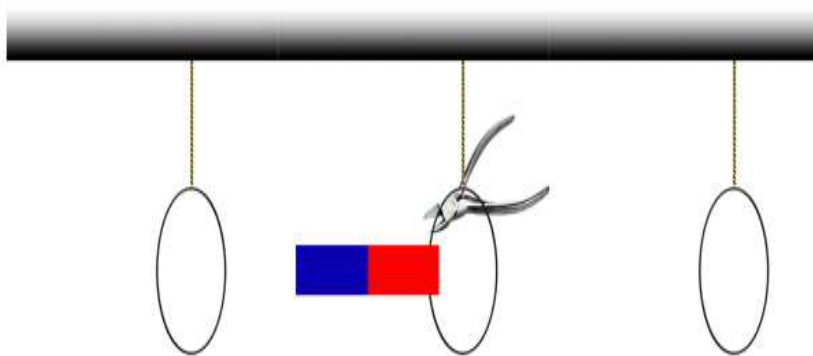
21.1. - rasm



21.2 -

narsa xarakterlidirki, A solenoidda tok magnit unga yaqinlashayotgan yoki undan uzoqlashayotgan paytdagina, ya'ni solenoid yaqinida magnit maydon o'zgargan vaqtda yoki solenoidning o'zi magnit maydonida ko'chgan vaqtda paydo bo'ladi xolos. Magnitning solenoidga nisbatan harakati yoki solenoidning magnitga nisbatan xarakati to'xtashi bilan solenoid yaqinidagi magnit maydon o'zgaras bo'lib qoladi va solenoiddan tok o'tmaydi. Ikkinchi tajribadagi hodisa ham birinchidagiga o'xshashdir - bunda o'zgaruvchan magnit maydonni S solenoidda hosil bo'lgan yoki yo'qolayotgan tok hosil qiladi. Ikkala holda ham o'tkazgich konturi yaqinidagi magnit maydonning kattaligi o'zgaradi, demak, kontur bilan chegaralangan sirt orqali o'tuvchi magnit induksiya oqimi ham o'zgaradi.

Peterburg universitetining professori [Lens](#) induksion tokning yo'nalishi uchun quyidagi qoidani topdi: *berk konturda hosil bo'lgan tok shunday yo'nalganki, bu tok kontur bilan chegaralangan yuz orqali o'tuvchi va uning o'zini hosil qiluvchi magnit oqimi induksiyasining o'zgarishini kompensatsiyalovchi xususiy magnit induksiya oqimini yaratadi* Birinchi tajribada solenoidga magnitning shimoliy qutbini yaqinlashtirganimizda solenoidda soat strelkasiga teskari yo'nalgan tok paydo bo'ladi. Bu holda magnit hosil qilayotgan induksiya oqimi solenoidning ichiga qarab yo'nalgan bo'lib, magnit yaqinlashgan sari ortaboradi. Solenoiddagi induksion tokning magnit maydoni tashqi magnit maydonni o'sishini kompensatsiyalaydi. Magnitning shimoliy qutbi uzoq-lashtirilganda solenoidda soat strelkasi yo'nalishidagi tok paydo bo'ladi. Tashqi maydonda magnit induksiya oqimi kamaya boradi. Solenoiddagi induksion tokning magnit maydoni solenoid ichiga qarab yo'nalgan bo'ladi va, demak, magnit maydonni kamayishini kompensatsiyalaydi.

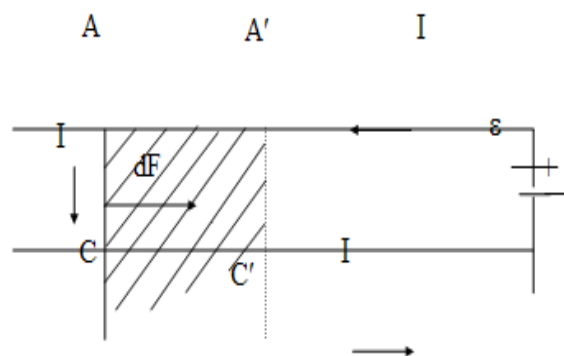


21.3 - rasm

**2. Lents qoidasi.** Ma'lumki o'zgaruvchan magnit induksiya oqimi ochiq konturda o'zgaruvchan E.YU.K. hosil qiladi. E.YU.K kattaligi bilan magnit induksiya oqimining o'zgarish tezligi orasidagi bog'lanishni energiyaning saqlanish qonuniga asosan aniqlash mumkin.

Agar qo'zg'aluvchan AC qismga ega bo'lgan berk konturga E.YU.K. si  $\varepsilon$  ga teng bo'lgan B galvanik element ulangan bo'lsa, bu manbani dt vaqt ichida bajargan ishi  $A = \varepsilon Idt$  ga teng bo'ladi.

Agar kontur magnit maydondan



21.4 - rasm

tashqarida turgan bo'lsa, bajarilgan butun ish Joule - Lens issiqligiga sarflanadi

$$A_1 = Q = I^2 R dt \quad (21.1)$$

Agar kontur bir jinsli magnit maydoniga joylashtirilsa, konturni AC qismiga o'ng tomonga qarab unga tik yo'nalgan F kuch ta'sir etadi va uni AC holatga siljitadi. Bunda bajarilgan mexanik ish  $A_2 = I \cdot dF$  bo'ladi.

$dF$  - konturning shtrixlangan ACA`C`qismi orqali o'tayotgan magnit induksiya oqimi, I esa kontur harakat qilgan vaqtda shu konturda oqadigan tokning kuchi. Energiyaning saqlanish qonuniga asosan B galvanik elementni bajargan ishi:

$$A = A_1 + A_2 \quad \text{yoki} \quad \epsilon Idt = I^2 R dt + IdF$$

tenglikni har ikkala tomonini  $Idt$  ga bo'lamiz.

$\epsilon = IR + dF/dt$  bu tenglikdan

$$I = \frac{\epsilon - \frac{d\Phi}{dt}}{R} \quad (21.2)$$

$dF/dt$  ifoda kontur yuzi (shtrixlangan) orqali o'tuvchi induksiya oqimining o'zgarishi tufayli hosil bo'lgan qo'shimcha E.YU.K. ni ifodalaydi

$$E_i = - \frac{d\Phi}{dt} \quad (21.3)$$

Elektromagnit induksiya qonunini (Faradey qonuni) ifodalaydi. Bu tenglikdagi manfiy ishoraning ma'nosi quyidagicha: induksiya oqimining ortishi ( $d\Phi/dt > 0$ ) konturni aylanib chiqishdagi manfiy yo'nalish bo'ylab ta'sir etuvchi E.YU.K. ni, induksiya oqimining kamayishi ( $d\Phi/dt < 0$ ) esa konturni aylanib chiqishdagi musbat yo'nalish bo'ylab ta'sir etuvchi E.YU.K. ni hosil qiladi.

Induksiya E.YU.K. ning SI tizimidagi birligini ko'raylik:

$$E_i = - d\Phi/dt = Vb/S = Tl \cdot M^2/S,$$

$$\text{lekin } Tl = N \cdot M / A \cdot M^2 = J / A \cdot M^2 = A \cdot VS / A \cdot M^2 = V \cdot S / M^2.$$

shuning uchun  $[E_i] = V \cdot S / M^2 \cdot M^2 / S = V$  kelib chiqadi.

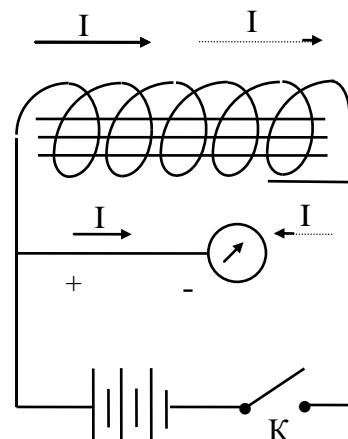
Demak, kontur yuzi orqali o'tuvchi magnit oqim 1 Vb/S tezlik bilan o'zgarsa, konturda vujudga kelayotgan E.Yu.K. 1 V ga teng bo'ladi.

### 3. O'zinduksiya hodisasi. Induktivlik. O'zaro induksiya.

Elektromagnit induksiya xodisasining asosiy qonuniga asosan, kontur yuzi orqali o'tayotgan magnit oqimi o'zgarayotgan barcha xollarda induksiya E.YU.K. si xosil bo'ladi. *Shuning uchun konturdan oqayotgan tok kuchining o'zgarishi natijasida xuddi shu konturning o'zida induksion E.YU.K. ni hosil qiladi.* Bu xodisani o'zinduksiya xodisasi deyiladi.

Masalan, konturni (g'altakni) o'zgarimas tok manbaiga ulash yoki uzish vaqtida shu konturning o'zida o'zinduksiya xodisasi kuzatiladi (21.5-rasm).

Kalit K ulanganda, g'altakdan o'tayotgan tok o'zining to'liq qiymatiga birdaniga erishmaydi. Binobarin, g'altak atrofida xosil bo'layotgan magnit oqimi ham o'zining to'liq qiymatiga birdaniga



21.5-rasm

erishmaydi. Lents qoidasiga binoan, xosil bo'layotgan induktsion tok induksiya oqimini hosil qiladi, bu oqim dastlabki magnit oqimini ortishiga qarshilik qiladi. Hosil bo'lgan induktsion tok ulanayotgan tokka teskari yo'nalgan bo'ladi (21.5-rasmda tok yo'nalishi punktir chiziqli strelka bilan ko'rsatilgan). Bu tokni ulanish ekstra toki deyiladi. Ulanish ekstra toki konturdagi tokni kamaytiradi.

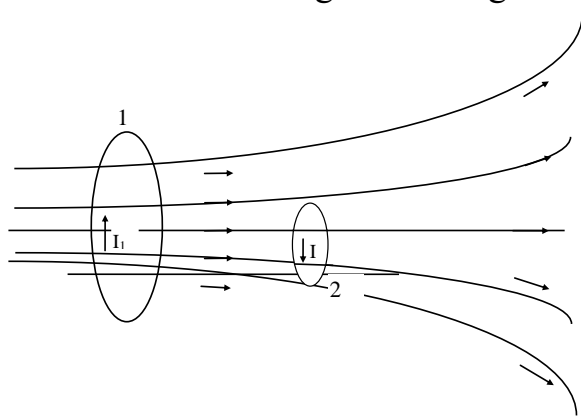
Zanjirni uzganimizda ham shunga o'xshash xodisa ro'y beradi. Agar konturda tok kuchi kamayotgan bo'lsa, konturni yuzi orqali o'tuvchi magnit induksiya oqimi ham kamayadi. Bunday holda asosiy tok bilan bir tomonga yo'nalgan tok induktsiyalanadi. Bu induktsion tok uzilish ekstratoki deyiladi. Bu tok asosiy tok bilan bir tomonga yo'nalgan bo'ladi.

*Konturning kuchli yoki kuchsizroq o'zinduksiya xodisasini namoyon qilishi o'zinduksiya koeffitsenti deb ataladigan fizik kattalik bilan xarakterlanadi.*

Konturdan o'tayotgan tok tufayli vujudga kelayotgan magnit oqim tok kuchiga proporsional, yaoni:

$$F = LI, \quad (21.4)$$

bu erda L - konturning induktivligi bo'lib SI tizimda Genrida o'lchanadi.



21.6-rasm

$$[L] = [F/I] = 1 \text{ Vb/A} = 1 \text{ Gn}$$

Demak, 1 Gn shunday elektr zanjirining induktivligiki, zanjirdan 1 A o'zgaras tok o'tkanda vujudga keladigan magnit oqim 1 Vb bo'ladi.

*O'zaro induksiya xodisasi shundan iboratki, biror konturdagi tokning kuchi o'zgarganda bu tokning o'zgaruvchan magnit maydoni qo'shni konturlarda E.YU.K. ni hosil qiladi.*

Ikkita (1 va 2) konturlarni olaylik (21.6-

rasm).

1-konturdagi tok kuchi  $I_1$  bo'lsin. Bu tok xosil qilayotgan magnit induksiya oqimi F tok kuchi  $I_1$  ga proporsional bo'ladi. F oqimning 2 konturni kesib o'tayotgan qismini  $F_{21}$  bilan belgilasak, u vaqtda

$$F_{21} = L_{21} \cdot I_1 \quad (21.5)$$

1-konturdagi tok kuchi  $I_1$  o'zgarsa,  $F_{21}$  ham o'zgarib 2-konturda  $\varepsilon_2$  EYUK hosil bo'ladi. Bu kattalik:

$$\varepsilon_2 = - dF_{21}/dt$$

Agar konturning o'lchamlari, bir-birlariga nisbatan vaziyatlari o'zgarmasa, (21.5) - formuladagi  $L_{21}$  koeffitsent o'zgaras bo'ladi va

$$dF_{21}/dt = L_{21} (dI_1/dt),$$

bo'ladi

$$\varepsilon_2 = - L_{21} (dI_1/dt) \quad (21.6)$$

(21.6) dagi  $L_{21}$  koeffitsent 2 kontur bilan 1 konturning o'zaro induksiya koeffitsenti deyiladi.

#### 4. Magnit maydon energiyasi.

Tok oqayotgan o'tkazgichlar atrofida doimo magnit maydon xosil bo'ladi va tok o'tishi to'xtashi bilan magnit maydoni ham yo'qoladi. Demak, tok energiyasining ma'lum bir qismi o'tkazgich atrofida magnit maydonni hosil qilishga sarflanadi.

Induktivligi  $L$  bo'lgan konturdan  $I$  tok kuchi oqayotgan bo'lsin. O'tkazgich atrofidagi oqim tokka proporsional bo'ladi, yani  $dF=L \cdot dI$ . Magnit oqimi  $dF$  ga ortishi uchun  $dA = IdF = LI dI$  ish bajariladi. U holda  $F$  magnit oqimini hosil qilishda bajarilgan ish quyidagicha bo'ladi:

$$A = \int_0^I LI dI = L \cdot \frac{I^2}{2}. \quad (21.7)$$

Kontur bilan bog'liq bo'lgan magnit maydonning energiyasi

$$W = L \cdot \frac{I^2}{2}. \quad (21.8)$$

Solenoid ichida xosil bo'lgan magnit maydon energiyasi

$$W = \frac{BH}{2} \cdot V, \quad (21.9)$$

bu erda  $SI = V$  solenoid xajmi. Solenoid xosil qilgan magnit maydon bir jinsli bo'lib, solenoid o'rtasida yig'ilgani uchun maydonning xajmiy zichligi

$$\omega = BH/2 = \frac{1}{2} \mu\mu_0 H^2 \quad (21.10)$$

kattalik bilan ifodalanadi.

### Mavzuni mustahkamlash uchun savollar

1. Faradey tajribasini tushuntiring.
2. Elektromagnit induksiya uchun Faradey qonuni tushuntirish
3. Induktivlik nima?
4. Induktivlik konturdan oqayotgan tok kuchiga bog'liqmi?
5. Induktivlikning SI dagi birligi va u qanday induktivlik?
6. O'zinduksiya deb qanday induksiyaga aytiladi?
7. O'zinduksiya EYK nimaga teng?
8. Magnit maydon energiyasi bajargan ishiga tengmi?
9. Magnit maydon energiyasining hajmiy zichligi nimaga teng?

### Uyga vasifa

Transformatorlar.

## 22 – MA'RUZA. MODDADAGI MAGNIT MAYDONI.

### Reja:

1. Molekulalar, atomlar va elektronlarning magnit momentlari.
2. Diamagnit va paramagnitlar.
3. Ferromagnitlar. Stoletov tajribasi. Magnitlanish egri chizig'i. Gisterezis xodisasi. Gisterezis xalqasi. Kyuri nuqtasi. Domenlar.

**Tayanch iboralar:** Amper g'oyasi, molekulyar toklar, paramagnit va diamagnitlar, molekulyar toklarni mexanik va magnit momentlari, ferromagnitlar, gisterezis, qoldiq magnit induksiyasi, koertsitiv kuchlar, Kyuri nuqtasi.

**Ko'rgazmali qurollar:** saladlar, plakatlar, animasion dasturlar.

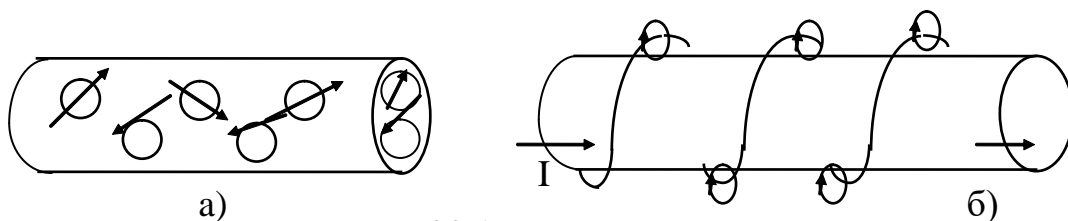
### O'tilgan mavzuni mustahkamlash.

1. Faradey tajribasini tushuntiring.
2. Elektromagnit induksiya uchun Faradey qonuni tushuntirish
3. Induktivlik nima?
4. Induktivlik konturdan oqayotgan tok kuchiga bog'liqmi?
5. Induktivlikning SI dagi birligi va u qanday induktivlik?
6. O'zinduksiya deb qanday induksiyaga aytiladi?
7. O'zinduksiya EYK nimaga teng?
8. Magnit maydon energiyasi bajargan ishiga tengmi?
9. Magnit maydon energiyasining hajmiy zichligi nimaga teng?

### Mavzuning borishi.

#### 1. Molekulalar, atomlar va elektronlarning magnit momentlari.

Har xil muhitlarni magnit singdiruvchanligi moddalarning magnit xossalarni ularni tashkil etgan atom va molekularning hosil qiladigan mikrotoklariga bog'liq bo'lgani haqidagi birinchi ta'limot Amperga tegishli. Amper gipotezasiga asosan moddalarni magnit xossasini, ushbu moddani tashkil etgan atomlar elektronlarini



22.1. - rasm

atrofidagi orbital harakati vujudga keltiradi. Bu vaqtdagi orbital tok

$$J = ev = e\omega r$$

e- elektron zaryadi,  $\omega$  - uning aylanish chastotasi,  $v$ - elektronning chiziqli tezligi,  $r$ - esa orbita radiusi. Orbital tokga orbital magnit moment hosil bo'ladi.

$$P_m = J \cdot S = \frac{1}{2} e \omega r^2$$

$S = \pi r^2$  orbital yuzasi. Elektronning aylanishidagi impuls momenti

$$H = m[r\omega] \quad L_C = mvr$$

$L_C$  bilan  $P_m$  vektorlar qarama-qarshi yo'nalishga ega. Tenglama birgalikda

yechsak  $P_m = \gamma L_C \quad \lambda = \frac{P_m}{L_C}$

Elektronning giromoment orbital momentlar nisbati deyiladi. Elektronning yadro atrofida aylanishida uning pretsessiyalanishi vujudga keladi va unga Larmor pretsessiyalanishi deyiladi.

Tizimga yo'nalishi aylanish o'qi bilan mos tushuvchi bir jinsli kuchsiz doimiy magnit maydon kiritilishi natijasida yuzaga keluvchi bir xilda zaryadlangan zarrachalar tizimining qo'shimcha aylanishi Larmor pretsessiyasi deyiladi. Bu

hodisani birinchi bo'lib, 1895 yilda ingliz fizigi J.Larmor kuzatgan. Uning nomi bilan ataluvchi teorema ko'ra, bir jinsli magnit maydon kiritilganda elektronlar sistemasining harakat tenglamasi o'z shaklini saqlaydi, agar  $\omega_L = \frac{eH}{2mc}$  (bu yerda  $e$  – elektronning zaryadi,  $m$  – massasi) chastota bilan maydon yo'nalishi bo'ylab tekis aylanayotgan korrdinata sistemasiga o'tilsa, pretsessiya sodir bo'ladi.  $\omega_L$  chastota Larmor chastotasi deb aytiladi. Maydon  $\omega_L$  chastotali har bir elektron atomi orbitasining maydon yo'nalishi bo'ylab pretsessiyasi hosil bo'lishiga olib keladi.

Larmor pretsessiyasi zaryadlangan zarrachalarga Lorens kuchi ta'sir qilishiga asoslangan va giroskop harakatida uning aylanish o'qi yo'nalishini o'zgartirishga intiladigan kuch ta'siridagi pretsessiyasiga o'xshash.

Agar  $\omega_L$  chastota magnit maydon bo'lmaganda zarrachalarning aylanish chastotasi bilan solishtirilganda kichik bo'lsa, Larmor teoremasi o'rinli bo'ladi.

Elektronlar uchun hattoki juda kuchli magnit maydonda ( $H \sim 10^6$  E)  $\omega_L \sim 10^{13} \text{ s}^{-1}$ , negaki atomda elektronlarning aylanish chastotasi ( $\frac{4Z^2}{n^3}$ )  $\cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$  tartibga ega. Bu yerda  $Z$  – yadro zaryadi,  $n$  – atomning bosh kvant soni. Buning natijasida Larmor teoremasi juda keng qo'llanilish sohasiga ega. Elektronlar sistemasining qo'shimcha aylanishi natijasida (Larmor pretsessiyasi) magnit maydonda sistemaning magnit momenti yuzaga keladi. Shuning uchun Larmor pretsessiyasi asosida diamagnetizm, Zeyeman effekti kabi hodisalarni tushuntirish mumkin bo'ladi.

**Magnit singdiruvchanligi.** O'tkazgichlardan elektr toki o'tganda hosil qiladigan magnit induksiyasi  $B_0$  bo'ladi. Ushbu magnit maydon induksiyasining qiymati tokli o'tkazgich biron muhitda joylashganda o'zgaradi. Chunki magnit maydon ta'sirida muhitlarning magnitlanish xossasi mavjud. Bu hodisani xarakterlash maqsadida magnitlanish vektori tenglamasi kiritiladi

$$j = \frac{\epsilon P_i}{\Delta V}$$

Bu yerda  $\Delta V$  muhitdan ajratib olingan kichik hajm  $p$ - muhit alohida molekulasining hosil qiluvchi magnit moment. Magnitlanish vektorining magnit induksiyasi orqali emas magnit maydon kuchlanganligi "H" bilan bog'laydilar.

$$J = \epsilon H$$

$\epsilon$ - magnit qabul qiluvchanlik bo'lib mugitning magnit xossalarini xarakterlaydi.

$\epsilon$ - o'lchov birligisiz fizik kattalik magnit maydon kuchlanganligi bilan magnit induksiya vektorining o'zaro quyidagicha bog'lanishga ega.

$$\frac{B}{\mu_0} = H + \epsilon H = (1 + \epsilon)H$$

bunda  $\mu$  - muhitning magnit singdiruvchanligi

$$\mu = (1 + \epsilon)$$

magnit induksiyasi bilan magnit maydon kuchlanganligi

$$H = \frac{B}{\mu\mu_0} \quad B = \mu\mu_0 H$$

bo'ladi.

Magnit maydon kuchlanganligi vakuumda tokli o'tkazgich hosil qiladigan magnit maydon induksiya vektori "B<sub>0</sub>" ning μ<sub>0</sub> ga bo'lgan nisbati bilan topiladi.

$$H = \frac{B_0}{\mu_0}$$

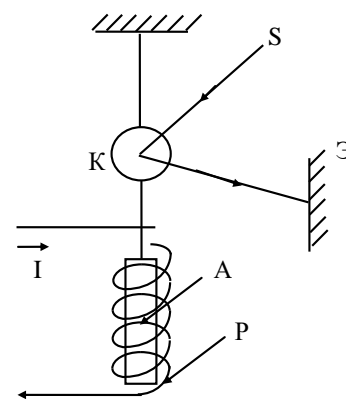
Muhitda joylashgan ushbu o'tkazgich hosil qiladigan magnit induksiyasi

$$B = \mu\mu_0 H = \mu\mu_0 \frac{B_0}{\mu_0} = \mu B_0$$

Shunday qilib muhit magnit singdiruvchanligi ushbu muhitda tokli o'tkazgichni hosil qiladigan magnit induksiyasi vakuumdagi shunday qiymatda necha marta ortiq

bo'lishini ko'rsatadi.  $\mu = \frac{B}{B_0}$ ;

**2. Diamagnit va paramagnitlar.** *Paramagnit* (magnit sindiruvchanligi - μ > 1 bo'lgan, masalan, azot, kislorod, alyuminiy, volfram va x.z.) moddalarda ma'lum mexanik va magnit momentlar bilan bog'liq bo'lgan molekulyar toklar mavjudligini 1915 yilda Eynshteyn bilan De-Gaaz tajriba yo'li bilan tasdiqladilar. Paramagnit moddani tashqi magnit maydoniga kiritib magnitlaganimizda modda molekularining magnit momentlari burilib maydon bo'ylab joylashadi. Natijada ularning mexanik momentlarining (P) yo'nalishi ham o'zgaradi, sterjen teskari tomonga yo'nalgan harakat miqdor momenti olishi, ya'ni aylana boshlashi kerak.

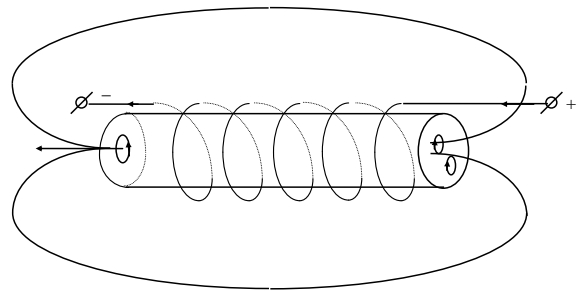


22.2-rasm

Tajribada temir sterjen A vertikal turgan solenoid (P) ning o'qi bo'ylab ingichka simga osib qo'yilgan (22.2-rasm). Solenoid P dagi tokning yo'nalishini o'zgartirib A qayta magnitlangan va uning burilishi K - ko'zgudan qaytgan nurga qarab aniqlangan. A ning burilish yo'nalishi elektronni manfiy yo'nalishiga mos kelgan. (12.3)-formuladan foydalanib e/m nisbatini (elektronni solishtirma zaryadi) aniqlash mumkin bo'lgan.

Paramagnit modda ichida *mexanik* va *magnit* momentlar bilan bog'liq bo'lgan molekulyar toklar bo'lishini A.F. Ioffe va Kapitsa (1917 y.) lar o'z tajribalarida tasdiqlaganlar.

Moddalarning ko'pchiligi diamagnitlarga kiradi. Diamagnitlarga, masalan, fosfor, oltin, surma, uglerod singari elementlar, ko'pchilik metallar (vismut, simob, oltin, kumush, mis va boshqalar), ko'pchilik kimyaviy birikmalar (jumladan, suv va barcha organik birikmalar) kiradi. Diamagnet moddalar magnet oqimini kamaytiradi, chunki molekulyar toklarning yo'nalishi solenoiddagi tok yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi (22.3-rasm).

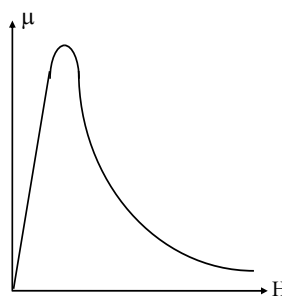


22.3-rasm

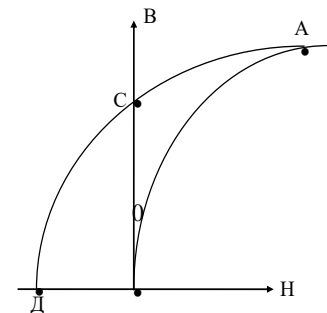
**3. Ferromagnitlar. Stoletov tajribasi. Magnitlanish egri chizig'i. Gisterezis xodisasi. Gisterezis xalqasi. Kyuri nuqtasi. Domenlar.** *Kuchli magnitlanish xususiyatiga ega bo'lgan moddalarga ferromagnitlar deyiladi.* Ferromagnitlarga temir, nikel, kobalt, gadolinii va ularning qotishmalari kiradi. Ferromagnitlarni magnet singdiruvchanligi ( $\mu$ ) magnetlovchi maydonning kuchlanganligiga bog'lanib o'zgarishini 1872 yilda Stoletov aniqlagan.

Grafikdan ko'rinadiki, ferromagnet moddani magnetlovchi maydon kuchlanganligi  $H$  ortishi bilan (22.4-rasm)  $\mu$  tez sur'at bilan ortib o'zining maksimum qiymatiga erishadi.

So'ngra  $H$  ortishi bilan  $\mu$  kamayib, katta  $H$  li maydonlarda  $\mu$  ning qiymatlari nolga intiladi. Ferromagnet moddani magnitlash uchun, shu moddadan yasalgan sterjen g'altak ichiga kiritilib, g'altakdan ma'lum tok o'tkaziladi.



21.4-rasm

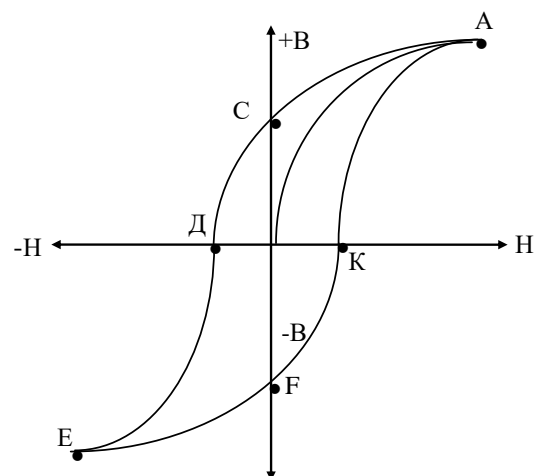


21.5-rasm

G'altakdagi tok kuchi ortganda magnet maydon kuchlanganligi  $H$  ga bog'lanib sterjendagi magnet induksiya  $V$  ham orta boradi va  $A$  nuqtada  $B$  to'yinish holatiga etadi. (22.5-rasm). G'altakdagi tok kamayganda  $H$  kamayib sterjendagi  $B$  kattaligi ham kamayadi.

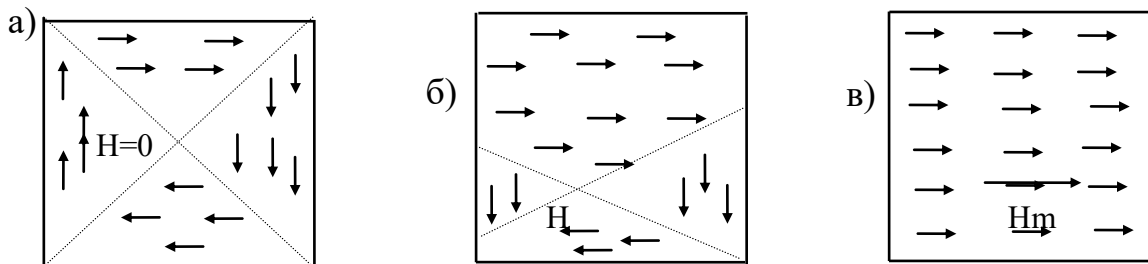
Lekin sterjenni magnitsizlanishi magnitlanish yo'nalishidan emas, balki  $AC$  egri chiziq bo'yicha bo'ladi. Bunda, sterjenni magnitsizlanishi g'altakdagi magnet maydon kuchlanganliklarining kamayishidan orqada qoladi. Bunday xodisaga gisterezis xodisasi deyiladi.

Grafikdan ko'rinadiki,  $H=0$  da ham sterjenda  $B$  nolga teng bo'lmay balki,  $OC$  kesma bilan ifodalangan qoldiq magnet induksiya mavjud bo'ladi. Sterjenni butunlay magnitsizlanishi uchun g'altakda teskari yo'nalishdagi maydon kuchlanganligini xosil qilish kerak. Teskari  $H$  ni orttira borib  $B$  ni qiymatini nolga tenglashtiriladi. Bu xolat grafikda  $CD$  egri chiziq bilan tasvirlangan. Agar moddani qayta magnitlanish tsikli butunlay takrorlansa, magnet induksiyaning o'zgarish jarayoni



22.6-rasm.

(22.6)-rasmda ko'rsatilgan berk egri chiziq bo'ylab taosvirlanadi. Bu egri chiziqqa *gisterezis* xalqasi deyiladi.



22.7-rasm.

Ferromagnitlarni asosiy xususiyatlaridan biri H ta'siri to'xtatilgandan keyin ham magnitlanganicha qolishidir. Bunga sabab ferromagnitlarda o'z-o'zidan (spontan) to'yinishga qadar magnitlangan kichkina soxalar-domenlarni mavjud bo'lishidir.

Domenlarni o'lchamlari  $10^{-2}$  -  $10^{-4}$  sm tartibida bo'lib, ko'plab milliard atomlarni birlashtiradi. Domenlar H ta'sirida bo'lmaganda xar xil orientirlangan bo'ladi (22.7-rasm).

Tashqi H bo'lganda domenlar orientirlanaboshlaydi (b) va etarli kuchli  $H_m$  maydonda barcha domenlar maydon yo'nalishida burilib, to'yinishga qadar magnitlanadi (B). Magnitlovchi maydon ta'siri to'xtagandan keyin to'yinishga qadar magnitlangan domenlar ma'lum darajada tartibli joylashganicha qoladi. Domenlarni tartibsizlani-shiga *Koertsitiv kuchlar* xalaqit beradi. Bu kuchni engish uchun Ferromagnitga teskari yo'nalgan H bilan ta'sir qilish yoki uni qizdirish, yoxud silkitish kerak. Har bir ferromagnit uchun *Kyuri* nuqtasi deb ataluvchi aniq  $\theta$  temperatura mavjud bo'lib, shu temperaturada modda o'zining magnit xossalarini yo'qotadi. Masalan, temir uchun  $\theta = 770^{\circ}\text{S}$ , Nikel uchun  $\theta=360^{\circ}\text{S}$ . Kyuri nuqtasidan yuqori temperaturalarda ferromagnit  $\mu>1$  bo'lgan oddiy paramagnit moddaga aylanadi. Ferromagnit moddalardan magnit ekranlar, magnit lentalar, elektromagnit o'zaklari tayyorlashda foydalaniladi.

### Mavzuni mustahkamlash uchun savollar

1. Amper g'oyasi nimadan iborat
2. Paramagnit va diamagnit moddalarni bir-biridan qanday farqi bor
3. Ferromagnitlarga qanday moddalar kiradi
4. Gisterezis xodisasi nima
5. Ferromagnitlarda qoldiq magnitlanishni hosil bo'lishiga sabab nima?

### Uyga vazifa

Magnit maydon kuchlanganligi.

## 23 – MA'RUZA. MAKSVELL TENGLAMALARI.

### Reja:

1. Elektromagnit induksiya hodisalarining Faradey-Maksvell talqini. Siljish toki. Uyurmaviy elektr maydon.
2. Maksvell tenglamalari tizimining integral va differentsial ko'rinishi.
3. Elektromagnit to'lqinlarning tarqalish tezligi. Elektromagnit to'lqin tenglamasi. Energiya zichligi. Energiya oqimining zichligi.

#### 4. Maksvell tenglamalarining Lorentts almashtirishlariga nisbatan invariantligi.

**Tayanch soʻz va iboralar:** magnitoelektr induksiya, elektromagnit induksiya, siljish toki, zaryadlarning sirt zichligi, oʻtkazuvchanlik toki va zichligi, elektr induksiya vektori, induksion E.YU.K., uyurmaviy elektr maydon, uyurmaviy tok (Fuko toklari), Maksvell nazariyasi, toʻliq tok zichligi, elektromagnit toʻlqin tenglamasi, energiya zichligi, energiya oqimi zichligi, Umov-Poynting vektori, Lorens almashtirishlari, maxsus nisbiylik nazariyasi, inertsial sanoq sistemasi, elektromagnit maydon invariantlari.

**Koʻrgazmali qurollar:** saladlar, plakatlar, animasion dasturlar.

#### Oʻtilgan mavzuni mustahkamlash.

1. Amper gʻoyasi nimadan iborat
2. Paramagnit va diamagnit moddalarni bir-biridan qanday farqi bor
3. Ferromagnitlarga qanday moddalar kiradi
4. Gisterezis xodisasi nima
5. Ferromagnitlarda qoldiq magnitlanishni hosil boʻlishiga sabab nima?

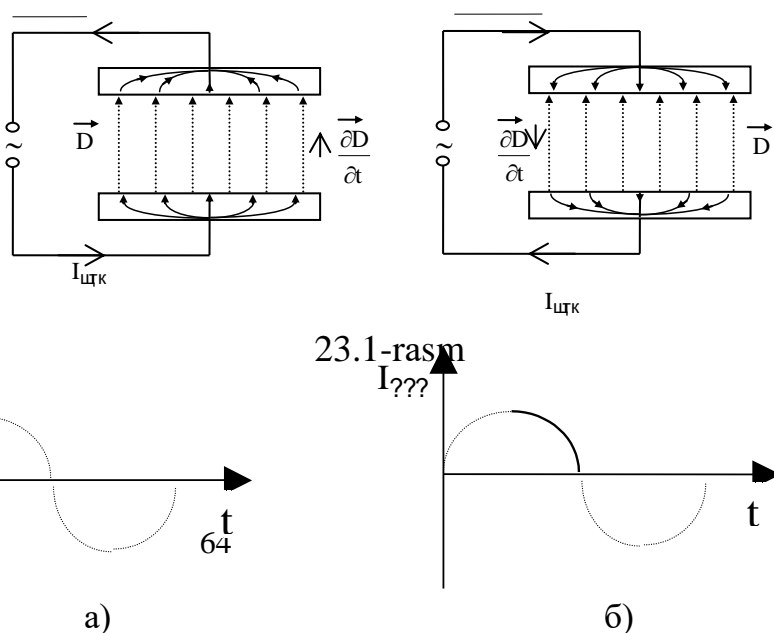
#### Mavzuning borishi.

#### 1. Elektromagnit induksiya hodisalarining Faradey-Maksvell talqini. Siljish toki. Uyurmaviy elektr maydon.

Magnitoelektr induksiya elektromagnit induksiyasiga teskari boʻlgan hodisa boʻlib, uni 1863 yilda Maksvell oʻz gipotezasi orqali bayon qildi. Elektr maydonning oʻzgarishi va bu oʻzgarish tufayli vujudga kelayotgan magnit maydon orasidagi miqdoriy bogʻlanishni topish uchun Maksvell *siljish toki* deb ataladigan tushunchani kiritdi. Bu tushunchani quyidagi tajriba jarayonida oʻrganamiz (23.1-rasm).

Kondensatorli zanjirdan kvazistatsionar oʻzgaruvchan tok oqqanda kondensator plastinkalarini birlashtiruvchi oʻtkazgichlar orqali zaryad oʻtadi, lekin plastinkalar oraligʻidagi dielektrikdan oʻtmaydi. Natijada oʻzgaruvchan tokning zanjir boʻylab oqishi kondensatorning zaryadlanishi (23.1a-rasm) va razryadlanishidan iborat boʻladi (23.1b-rasm).

Shunday qilib, oʻtkazuvchanlik tokining chiziqlari kondensator plastinkalarining bir-biriga qaragan sirtlarida uzilib qoladi. Maksvell bu fikrga qarama-qarshi boʻlgan gʻoyani ilgari surdi. Uning fikricha



23.2-rasm

har qanday o'zgaruvchan tok zanjirlari ham berk bo'ladi. Faqat zanjirning o'tkazgich bo'lmagan qismlarida, ya'ni kondensator plastinkalari oralig'ida "siljish toki" deb ataladigan tok oqadi. Uni quyidagicha tushunamiz. Zanjirdan o'tayotgan tokning oniy qiymati  $I$  bo'lsin. SHu momentda kondensator plastinkalaridagi zaryad miqdori  $q$  deb, ularning sirt zichligini esa  $\sigma = \frac{q}{S}$  deb belgilaylik. U holda kondensator plastinkalari ichidagi o'tkazuvchanlik toki zichligining qiymati

$$\vec{j}_{\text{òè}} = \frac{J}{S} = \frac{dq}{dt} \cdot \frac{1}{S} = \frac{d}{dt} \left( \frac{q}{S} \right) = \frac{d\sigma}{dt} . \quad (23.1)$$

Shu momentda plastinkalar oralig'idagi elektr maydon kuchlanganligining qiymati  $E = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon}$  ga teng. Maydonning elektr induksiyasi esa

$$D = \epsilon_0 \epsilon E = \epsilon_0 \epsilon \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon} = \sigma . \quad (23.2)$$

Vaqt o'tishi bilan plastinkalardagi zaryadning sirt zichligi o'zgaradi. Bu esa elektr maydon induksiyasi qiymatining o'zgarishiga sabab bo'ladi.

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{d\sigma}{dt} \quad (23.3)$$

Kondensator zaryadlanayotgan vaqtda (23.1a-rasm) plastinkalar oralig'idagi elektr maydon kuchayib boradi. Bu vaqtda  $\frac{d\vec{D}}{dt}$  vektor  $\vec{D}$  vektorga parallel bo'lib, uning yo'nalishi zanjirdagi o'tkazuvchanlik tokining yo'nalishi bilan bir xil. Aksincha, razryadlanganda (23.1b-rasm) elektr maydon susayib boradi. Bu holda elektr induksiya vektorining o'zgarish tezligini ifodalovchi  $\frac{d\vec{D}}{dt}$  vektor  $\vec{D}$  ga antiparallel. Lekin  $\frac{d\vec{D}}{dt}$  vektorning yo'nalishi o'tkazuvchanlik tokining yo'nalishi bilan bir xil. Demak, hamma vaqt  $\frac{d\vec{D}}{dt}$  ning yo'nalishi o'tkazuvchanlik tokining yo'nalishi bilan bir xil bo'ladi. (23.1) va (23.3) ifodalarni solishtirish esa  $\frac{d\vec{D}}{dt}$  ning va o'tkazuvchanlik toki zichligining qiymatlari o'zaro tengligini ko'rsatadi.  $\frac{dD}{dt}$  ning birligi

$$\left[ \frac{dD}{dt} \right] = \frac{K \cdot 1}{M^2 C} = \frac{A}{M^2}$$

Demak,  $\frac{dD}{dt}$  ham tok zichligining o'lchov birligida o'lchanadi.  $\frac{dD}{dt}$  kattalik, Maksvell gipotezasiga asosan *siljish tokining zichligidir*:

$$\vec{j}_{\text{-III}} = \frac{d\vec{D}}{dt} \quad (23.4)$$

Shunday qilib, o'zgaruvchan tok zanjirida o'tkazgichlardagi o'tkazuvchanlik tokining chiziqlari kondensator plastinkalari oralig'idagi siljish tokining chiziqlariga ulanib ketadi. Siljish toki ham, xuddi o'tkazuvchanlik tokiga o'xshash fazoda

uyurmaviy magnit maydonni vujudga keltiradi. Qo'zg'almas kontur bilan chegaralangan yuz orqali o'tuvchi magnit maydonning o'zgarishi magnit induksiya vektoridan vaqt bo'yicha olingan hosila  $\frac{d\vec{B}}{dt}$  orqali harakterlanadi. Konturda vujudga

kelayotgan induksion elektr yurituvchi kuch ham  $\frac{d\vec{B}}{dt}$  orqali ifodalanishi mumkin.

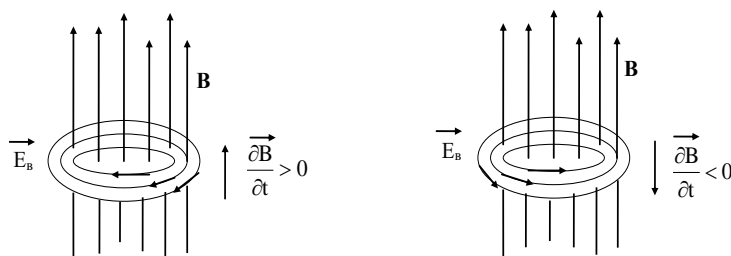
Kontur yuzi S dan o'tuvchi F magnit oqimi magnit maydon induksiyasi V orqali

$$F = \int_S \vec{B}_n dS \text{ shaklda ifodalanishidan foydalanib induksion elektr yurituvchi}$$

kuchning ifodasini quyidagicha yozamiz:  $\varepsilon_{\text{ind}} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt} \int_S \vec{B}_n dS = -\int_S \left(\frac{d\vec{B}}{dt}\right)_n dS$  (23.5)

Magnit maydonning o'zgarishi natijasida fazoda induksion elektr maydon vujudga keladi va u o'tkazgichdagi erkin elektronlarni tartibli harakatga keltiradi, degan hulosaga kelimiz. Bu maydon kuchlanganlik vektori  $\vec{E}_B$  ning berk kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi shu konturda vujudga kelayotgan induksion elektr yurituvchi kuchiga teng:  $\varepsilon_{\text{ind}} = \oint_l (\vec{E}_B)_l dl$  (23.6)

Bu ifoda o'zgaruvchan magnit maydon tufayli vujudga kelayotgan elektr maydonning kuchlanganlik chiziqlari qo'zg'almas zaryad elektr maydonining kuchlanganlik chiziqlaridan farqli ravishda, berk ekanligidan dalolat beradi. Boshqacha aytganda, induksion elektr maydon,



23.3-rasm

xuddi magnit maydon singari uyurmaviy xarakterga ega bo'ladi.  $\vec{E}_B$  chiziqlari  $\frac{d\vec{B}}{dt}$  bilan chap vint qoidasi asosida bog'langan (23.3-rasm).

Shuning uchun odatda bu maydonni uyurmaviy elektr maydon deyiladi. Uyurmaviy elektr maydon fazoning o'rganilayotgan qismida kontur bo'lishi yoki bo'lmasligidan qat'iy nazar vujudga kelaveradi. Lekin bu maydonni hosil bo'lishi uchun o'zgaruvchan magnit maydon bo'lishi shart. (23.5) va (23.6) ni taqqoslash

natijasida:  $\oint_l (\vec{E}_B)_l dl = -\int_S \left(\frac{d\vec{B}}{dt}\right)_n dS$  (23.7) ni hosil qilamiz.

Shunday qilib, o'zgaruvchan magnit maydoni tufayli vujudga kelgan uyurmaviy elektr maydon kuchlanganligining ixtiyoriy berk kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi magnit induksiya vektorining vaqt davomida o'zgarishini xarakterlovchi  $\frac{d\vec{B}}{dt}$  vektorni shu kontur chegaralagan ixtiyoriy sirt orqali oqimining teskari ishora bilan olingan qiymatiga teng bo'ladi. Fazoning uyurmaviy elektr maydon mavjud bo'lgan qismiga yaxlit o'tkazgich parchasi joylashtirilsa ham uyurmaviy toklar paydo bo'ladi. Bunday uyurmaviy toklar *Fuko toklari* deyiladi.

## 2. Maksvell tenglamalari tizimining integral va differentsial ko'rinishi.

Maksvell siljish toki tushunchasini qullab elektr va magnit hodisalarining yagona nazariyasini yaratdi. *Maksvell nazariyasining* asosini to'rtta tenglama tashkil etadi.

1). *Qo'zg'almas zaryad q* o'z atrofidagi fazoda elektr maydonini vujudga keltiradi. Bu maydon *potentsial maydondir*. Shuning uchun bu maydon kuchlanganlik vektori  $\vec{E}_q$  ning ixtiyoriy berk kontur bo'yicha tsirkulyatsiyasi (yaoni elektrostatik maydon kuchlarining berk yo'lda bajargan ishi) nolga teng:

$$\oint E_{ql} dl = 0 \quad (23.8)$$

Uyurmaviy elektr maydon kuchlanganligi  $\vec{E}_B$  vektorining ixtiyoriy berk kontur bo'yicha tsirkulyatsiyasi (23.7) ga asosan noldan farqli:

$$\oint_{\ell} E_B d\ell = - \left( \frac{dB}{dt} \right)_n dS \quad (23.9)$$

Umumiy holda elektr maydon  $\vec{E}_q$  va  $\vec{E}_B$  maydonlarning yig'indisidan iborat bo'lishi mumkin, ya'ni  $\vec{E} = \vec{E}_q + \vec{E}_B$  deb belgilab, (23.8) va (23.9) tenglamalarni qo'shsak:

$$\oint_{\ell} E_{\ell} dl = - \int \left( \frac{dB}{dt} \right)_n dS \quad (23.10)$$

*Maksvellning* integral ko'rinishdagi *birinchi tenglamasi* kelib chiqadi. (23.10) ning chap tomonidagi integral ixtiyoriy berk kontur bo'yicha, o'ng tomondagisi esa shu kontur chegaralab turgan ixtiyoriy sirt bo'yicha olinadi.

2). Har qanday elektr tok atrofida magnit maydon hosil bo'ladi. Magnit maydon kuchlanganligi vektori  $\vec{H}$  ning ixtiyoriy berk kontur bo'yicha tsirkulyatsiyasi shu kontur o'rab olgan barcha makroskopik toklarning algebrik yig'indisiga teng:

$$\oint_{\ell} H_{\ell} dl = \sum J = \int_S j_n dS \quad (23.11)$$

O'zgaruvchan elektr maydon xuddi tok kabi magnit maydoni hosil qiladi. Demak, umumiy holda magnit maydon o'tkazuvchanlik toki  $\vec{j}_y$  va siljish toki  $\vec{j}_c$  tufayli vujudga kelgan magnit maydonlarning yig'indisidan iborat. Agar o'tkazuvchanlik toki zichligi va siljish toki zichligi  $\vec{j}_c = \frac{d\vec{D}}{dt}$  larning yig'indisidan iborat *bo'lgan to'liq tok zichligi*  $\vec{j}_T$ :

$$\vec{j}_T = \vec{j}_y + \vec{j}_c = \vec{j}_y + \frac{d\vec{D}}{dt} \quad (23.12)$$

tushunchasidan foydalansak, (23.11) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$\oint_{\ell} H_{\ell} d\ell = \int_S \left( \vec{j}_y + \frac{d\vec{D}}{dt} \right) dS. \quad (23.13)$$

Bu ifoda *Maksvellning ikkinchi tenglamasi* deb atalib, u magnit maydon kuchlanganlik vektori  $\vec{H}$  ning ixtiyoriy berk kontur bo'yicha tsirkulyatsiyasi shu konturga tiralgan ixtiyoriy S sirt orqali o'tuvchi makroskopik va siljish toklarining algebrik yig'indisiga tengligini ko'rsatadi.

3). Elektr induksiya vektori  $\vec{D}$  ning ixtiyoriy berk sirt orqali oqimi shu sirt ichidagi barcha erkin zaryadlarning algebraik yig'indisiga teng:

$$\oint_s \vec{D}_n dS = \int_v \rho dV, \quad (23.14)$$

bunda  $\rho$  - berk sirt ichida uzluksiz ravishda joylashgan zaryadlarning hajmiy zichligi. *Maksvellning uchinchi tenglamasi* deb ataladigan (23.14) tenglama qo'zg'almas zaryadlar tufayli vujudga kelgan potentsial elektr maydon va o'zgaruvchan magnit maydon tufayli vujudga kelgan uyurmaviy elektr maydonlar yig'indisidan tashkil topgan elektr maydon uchun ham o'rinlidir.

4). Magnit maydon qanday usul bilan vujudga keltirilganligidan qat'iy nazar magnit induksiya chiziqlari doimo berk bo'ladi. Shuning uchun umumiy holda

$$\oint_s \vec{B}_n dS = 0 \quad (23.15)$$

Bu ifoda  $V$  vektor uchun Gauss teoremasidir. Uni *Maksvellning to'rtinchi tenglamasi* deyiladi.

(23.10), (23.13), (23.14), (23.15) *tenglamalar integral ko'rinishdagi Maksvell tenglamalaridir.*

Vektor analizdagi Stoks va Gauss teoremlaridan foydalanib *Maksvell tenglamalarini quyidagicha differentsial ko'rinishda* ifodalash mumkin:

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{d\vec{B}}{dt} \quad (23.16)$$

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{j}_y + \frac{d\vec{D}}{dt}, \quad (23.17)$$

$$\text{div } \vec{D} = \rho, \quad (23.18)$$

$$\text{div } \vec{B} = 0. \quad (23.19)$$

Bu tenglamalarni echishda ularda qatnashgan  $\vec{E}$  va  $\vec{D}$ ,  $\vec{B}$  va  $\vec{H}$  kattaliklar o'rtasidagi quyidagi moddiy munosabatlardan (izotrop muhit uchun) foydalaniladi:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}, \quad (23.20)$$

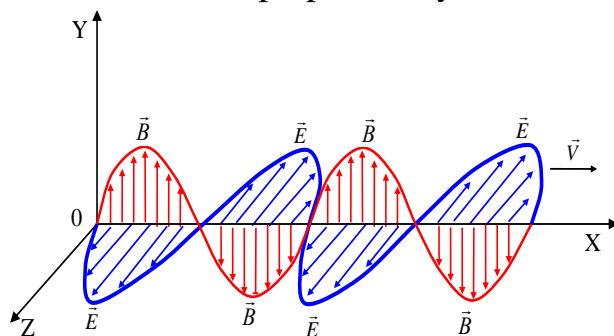
$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}, \quad (23.21)$$

$$\vec{j}_y = \sigma \vec{E}, \quad (23.22)$$

bu erda,  $\varepsilon_0$  - elektr doimiy;  $\varepsilon$ -muxitning dielektrik singdiruvchanligi;  $\sigma$  - moddaning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi.

**3. Elektromagnit to'lqinlarning tarqalish tezligi. Elektromagnit to'lqin tenglamasi. Energiya zichligi. Energiya oqimining zichligi.**

Maksvell tenglamalari Nyuton mexanikasining qonunlari, termodinamika bosh qonunlari kabi katta ahamiyatga ega bo'lgan tabiat qonunlaridir. Maksvell nazariyasining eng muxim natijalaridan biri elektromagnit to'liqlarining ko'ndalang to'liqlar ekanligidir.  $\vec{E}$  va  $\vec{H}$  vektorlar o'zaro perpendikulyar bo'lib, ular to'liqlarning tarqalish tezligi  $\vec{V}$  ga perpendikulyar tekislikda yotadi. Elektromagnit to'liqlarni ikki o'zaro perpendikulyar tekisliklarda yotuvchi sinusoidal shaklida tasvirlash mumkin (23.4-rasm).



23-4 - rasm

Sinusoidalardan biri elektr maydon kuchlanganlik vektori  $\vec{E}$  ning, ikkinchisi esa magnit maydon kuchlanganlik vektori  $\vec{H}$  ning tebranishlarini ifodalaydi. Elektromagnit to'liqlar chastotasi aynan bir xil saqlansa ( $\omega = \text{const}$ ), uni monoxromatik elektromagnit to'liqlar deyiladi. OX o'q yo'nalishida tarqalayotgan  $\omega$  chastotali elektromagnit to'liqlar quyidagicha yoziladi:

$$\vec{E} = \vec{E}_m \sin(\omega t - kx + \varphi_0), \quad (23.23)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_m \sin(\omega t - kx + \varphi_0). \quad (23.24)$$

Bunda  $\vec{E}_m$  va  $\vec{H}_m$  - mos ravishda  $\vec{E}$  va  $\vec{H}$  vektorlarning amplituda qiymatlari,  $k = \omega/V = 2\pi/\lambda$  - to'liqlar soni,  $\varphi_0$  - koordinatasi  $x=0$  nuqtadagi tebranishlarning boshlang'ich fazasi.

Elektromagnit to'liqlarning differentsial tenglamasi quyidagicha bo'ladi:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \frac{1}{V^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (23.25)$$

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial z^2} = \frac{1}{V^2} \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} \quad (23.26)$$

Bunda  $V$  - elektromagnit to'liqlarning fazaviy tezligi.

Maksvell nazariyasiga asosan, elektromagnit to'liqlarning biror muxitda tarqalish tezligi shu muxitning elektr va magnit xususiyatlariga bog'liq bo'lib, uning qiymati:

$$V = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \sqrt{\mu \epsilon}}. \quad (23.27)$$

Vakuumba muxitning magnit singdiruvchanligi  $\mu$  va dielektrik singdiruvchanligi  $\epsilon$  birga teng va elektromagnit to'liqlarning maksimal tarqalish tezligi:

$$C = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}. \quad (23.28)$$

Bundan foydalanib (23.7)ni quyidagicha yozamiz:

$$V = \frac{C}{\sqrt{\mu \epsilon}} = \frac{C}{n}. \quad (23.29)$$

Demak, elektromagnit to'liqlarning muxitda tarqalishi tezligi vakuumbdagi tezlikdan  $n = \sqrt{\mu \epsilon}$  marta kichik ( $n$  - muhitning sindirish ko'rsatkichi). Birlik

hajmdagi elektromagnit maydon energiyasi  $W$ , elektr maydon energiyasining zichligi  $W_e$  va magnit maydon energiyasining zichligi  $W_m$  yig'indisidan iborat:

$$W = W_e + W_m = \varepsilon_0 \varepsilon E^2 / 2 + \mu_0 \mu H^2 / 2, \quad (23.30)$$

bunda  $W_e = W_m$  ekanligidan (23.30) ni quyidagicha yozamiz:

$$W = 2W_e = 2W_m = \varepsilon_0 \varepsilon E^2 = \mu_0 \mu H^2 \quad (23.31)$$

Bundan  $\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon} E = \sqrt{\mu_0 \mu} H$  degan xulosaga kelamiz. Bu esa (23.31) ifodani

$$W = \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon \mu} E H \quad (23.32)$$

ko'rinishida yozishga imkon beradi.

Agar (23.27) va (23.32) larni hadlab ko'paytirsak, birlik vaqtda birlik yuz orqali ko'chirilayotgan energiya oqimining zichligini

$$S = W \cdot V = E \cdot N \quad (23.33)$$

ko'rinishda ifodalaymiz. Bu ifodani vektor ko'rinishida quyidagicha yozsa bo'ladi:

$$\vec{S} = [\vec{E} \vec{H}] \quad (23.34)$$

Odatda  $S$  vektorni *Umov-Poynting vektori* deb ataladi.

**4. Maksvell tenglamalarining Lorentts almashtirishlariga nisbatan invariantligi.** Murakkab matematik apparat yordamida yuqorida yozilgan Maksvell tenglamalarining *Lorentts almashtirilariga* nisbatan invariant ekanligi isbot etilgan. Demak, Maksvell tenglamalari Eynshteynning *maxsus nisbiylik printsiplini* qanoatlantiradigan ko'rinishdagi elektromagnetizm qonunlaridir. Qo'zg'almas  $K$  inertial sanoq sistemasi (ISS) ga nisbatan uning  $OX$  o'qi yo'nalishida  $\vec{V}$  tezlik bilan to'g'ri chiziqli tekis xarakatlanayotgan  $K'$  ISS ga o'tishda vakuumdagi elektromagnit maydon vektorlari uchun Lorentts almashtirishlari quyidagi ko'rinishga ega ( $\gamma = 1 / \sqrt{1 - V^2 / c^2}$ ):

$$\left. \begin{aligned} E'_{x'} &= E_x, & E'_{y'} &= \gamma(E_y - V B_z), & E'_{z'} &= \gamma(E_z + V B_y), \\ B'_{x'} &= B_x, & B'_{y'} &= \gamma(B_y + V E_z / c^2), & B'_{z'} &= \gamma(B_z - V E_y / c^2), \end{aligned} \right\} \quad (23.35a)$$

$$\left. \begin{aligned} D'_{x'} &= D_x, & D'_{y'} &= \gamma(D_y - V H_z / c^2), & D'_{z'} &= \gamma(D_z + V H_y / c^2), \\ H'_{x'} &= H_x, & H'_{y'} &= \gamma(H_y + V D_z), & H'_{z'} &= \gamma(H_z - V D_y) \end{aligned} \right\}. \quad (23.35b)$$

$K'$  sistemadan  $K$  ga o'tishdagi teskari Lorentts almashtirishlari (23.35.a,b) tenglamalarda shtrixlangan va shtirixlanmagan kattaliklarni mos ravishda o'rin almashtirishdan, shuningdek,  $V$  o'rniga  $-V$  yozishdan xosil bo'ladi. Xususan, bu tenglamalardan:

1.  $\vec{E} = 0$ ,  $\vec{D} = 0$  va  $\vec{H} \neq 0$ ,  $\vec{B} \neq 0$  shartda

$$\vec{H}' = \vec{H}, \quad \vec{D}' = \frac{1}{c^2} [\vec{V}, \vec{H}]$$

$$\vec{B}' = \vec{B}, \quad \vec{E}' = [\vec{V}, \vec{B}];$$

2.  $\vec{E} \neq 0$ ,  $\vec{D} \neq 0$  va  $\vec{H} = 0$ ,  $\vec{B} = 0$  shartda esa

$$\vec{H}' = -[\vec{V}, \vec{D}], \quad \vec{D}' = \vec{D},$$

$$\vec{B}' = -\frac{1}{c^2} [\vec{V}, \vec{E}], \quad \vec{E}' = \vec{E}$$

munosabatlar kelib chiqadi. Ko'ramizki, ISS lardan birida (masalan  $K$  da) elektr yoki magnit maydonlardan bittasining mavjud bo'lishi boshqa barcha ISS larda o'zaro

perpendikulyar yoʻnalgan elektr va magnit maydonlarning paydo boʻlishini taominlaydi. Aksincha, biror sistemada oʻzaro ortogonal elektr va magnit maydonlarning mavjudligi boshqa barcha sistemalarda ulardan birining nolga teng boʻlishiga sabab boʻladi. Agar biror ISS da oʻzaro ortogonal boʻlmagan elektr va magnit maydonlar mavjud boʻlsa, boshqa ISS ga oʻtilganda ularning kattaligi va yoʻnalishi oʻzgaradi. Aksincha, biror sistemada elektr maydon ham, magnit maydon ham boʻlmasa, boshqa hech qanday ISS da ularning mavjud boʻlishi mumkin emas. Bu natijalar elektromagnit maydon invariantlaridan foydalanib ham topilishi mumkin.

*Elektromagnit maydon invariantlari.* Elektromagnit maydon vektorlari bir ISS dan ikkinchisiga oʻtilganda oʻzgarsa ham ularning maʼlum kombinatsiyalari bunday almashtirishlarda oʻzgarmasdan qoladi. Elektromagnit maydon vektorlaridan bir ISS dan ikkinchisiga oʻtilganda oʻz qiymatini oʻzgartirmaydigan qilib tuzilgan kattaliklar elektromagnit maydon invariantlari deb yuritiladi. (23.35a,b) formulalardan foydalanib, bevosita xisoblashlar asosida, quyidagi invariantlar kattaligining bir ISS dan ikkinchisiga oʻtilganda oʻzgarmasligini isbotlash mumkin:

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= C^2 B^2 - E^2, & I_1^{\odot} &= H^2 - C^2 D^2, \\ I_2 &= (\vec{B} \cdot \vec{E}), & I_2^{\odot} &= (\vec{H} \cdot \vec{D}), \\ I_3 &= (\vec{H} \cdot \vec{B}) - (\vec{D} \cdot \vec{E}). \end{aligned} \right\} \quad (23.36)$$

Yuqoridagi kattaliklarni invariantligidan, maydon vektorlariga tegishli quyidagi xulosalar kelib chiqadi:

1. Agar biror sistemada  $s^2 V^2 > E^2$  va  $\vec{B} \perp \vec{E}$  boʻlsa, shunday sistema tanlash mumkinki, unda  $\vec{E} = 0$ ,  $\vec{B} \neq 0$  buladi: agar  $\vec{B}$  vektor  $\vec{E}$  ga perpendikulyar boʻlmasa, bunday sistema mavjud emas;

2. Agar biror sistemada  $s^2 V^2 < E^2$  va  $\vec{B} \perp \vec{E}$  boʻlsa, shunday sistema tanlash mumkinki, unda  $\vec{E} \neq 0$ ,  $\vec{B} = 0$  boʻladi; agar  $\vec{B}$  vektor  $\vec{E}$  vektorga perpendikulyar boʻlmasa, bunday sistema mavjud emas;

3. Agar qandaydir ISS da faqat elektr maydon yoki magnit maydon boʻlsa, boshqa ISS larda ham elektr maydon, ham magnit maydon boʻlib, ular oʻzaro perpendikulyar boʻladi:

4. Maydon vektorlari  $s\vec{V} = \vec{E}$ ,  $\vec{B} \perp \vec{E}$  shartlarni qanoatlantiruvchi yassi toʻlqin barcha ISS larda ham yassiligicha qoladi.

Maʼruzaning oxirida shuni takidlash joizki, zarralar va jismlarning *zaryadi* ISSlarini tanlashga bogʻliq emas, zaryad va tok zichliklari esa nisbiy kattaliklardir.

### MUSTAXKAMLASH UCHUN SAVOLLAR.

1. Maksvell tenglamalari elektromagnitizmning qaysi qonunlarini ifodalaydi.
2. Siljish toki nima.
3. Maksvell tenglamalarining integral va differentsial shakllarini yozing.
4. Elektromagnit vektorlar uchun Lorents almashtirishlari qanday.
5. Elektromagnit maydon invariantlarini tushuntiring.

**Uyga vazifa**

Zaryadlar va toklar maydonlarini relyativistik almashtirilishi. Elektr va magnit maydonlarning nisbiyligi. Nisbiylikning maxsus nazariyasi va uning mohiyati.

## 24 - MA'RUZA. KVAZISTATSIONAR ELEKTROMAGNIT MAYDON.

### Reja:

1. Fuko toklari.
2. Elektr va magnit maydonlarining o'zaro aylanishi. Elektromagnit tebranishlar va uning parametrlari.
3. O'zgaruvchan tok hosil qilish. O'zgaruvchan tok parametrlari. O'zgaruvchan tok uchun Om qonuni.
4. O'zgaruvchan tok zanjiridagi sig'im va induktivlik. O'zgaruvchan tok va o'zaro kuchlanisg rezonansi.

**Tayanch iboralar:** fuko toki, tebranishlar, so'navchi tebranishlar, majburiy tebranishlar, rezonansi, o'zgaruvchan tok, o'zgaruvchan tok zanjiri faol qarshilik zanjirdagi kuchlanish va tok kuchi.

**Ko'rgazmali qurollar:** mavzuga oid plakatlar, animasion dasturlar, slaydlar.

### O'tilgan mavzuni takrorlash

1. Maksvell tenglamalari elektromagnitizmning qaysi qonunlarini ifodalaydi.
2. Siljish toki nima.
3. Maksvell tenglamalarining integral va differentsial shakllarini yozing.
4. Elektromagnit vektorlar uchun Lorents almashtirishlari qanday.
5. Elektromagnit maydon invariantlarini tushuntiring.

### Mavzuning bayoni.

**1. Fuko toklari.** Kondensator zaryadlanayotgan vaqtda plastinkalar oralig'idagi elektr maydon kuchayib boradi. Bu vaqtda  $\frac{d\vec{D}}{dt}$  vektor  $\vec{D}$  vektorga parallel bo'lib, uning yo'nalishi zanjirdagi o'tkazuvchanlik tokining yo'nalishi bilan bir xil. Aksincha, razryadlanganda elektr maydon susayib boradi. Bu holda elektr induksiya vektorining o'zgarish tezligini ifodalovchi  $\frac{d\vec{D}}{dt}$  vektor  $\vec{D}$  ga antiparallel. Lekin  $\frac{d\vec{D}}{dt}$  vektorning yo'nalishi o'tkazuvchanlik tokining yo'nalishi bilan bir xil. Demak, hamma vaqt  $\frac{d\vec{D}}{dt}$  ning yo'nalishi o'tkazuvchanlik tokining yo'nalishi bilan bir xil bo'ladi. Ifodalarni solishtirish esa  $\frac{d\vec{D}}{dt}$  ning va

o`tkazuvchanlik toki zichligining qiymatlari o`zaro tengligini ko`rsatadi.  $\frac{dD}{dt}$  ning birligi

$$\left[ \frac{dD}{dt} \right] = \frac{K^4}{M^2} \frac{1}{C} = \frac{A}{M^2}$$

Demak,  $\frac{dD}{dt}$  ham tok zichligining o`lchov birligida o`lchanadi.  $\frac{dD}{dt}$  kattalik, *Maksvell* gipotezasiga asosan *siljish tokining zichligidir*:

$$\vec{j}_{-III} = \frac{d\vec{D}}{dt}$$

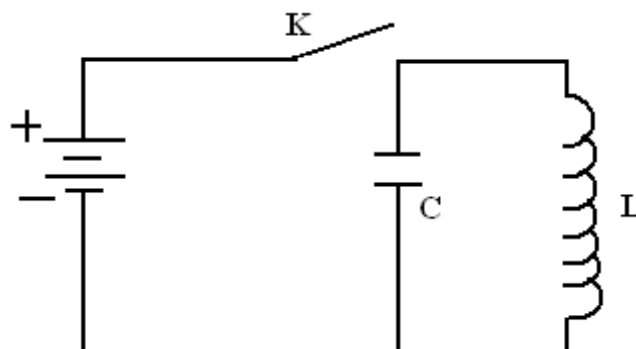
Shunday qilib, o`zgaruvchan tok zanjirida o`tkazgichlardagi o`tkazuvchanlik tokining chiziqlari kondensator plastinkalari oralig`idagi siljish tokining chiziqlariga ulanib ketadi. Siljish toki ham, xuddi o`tkazuvchanlik tokiga o`xshash fazoda uyurmaviy magnit maydonni vujudga keltiradi. Qo`zg`almas kontur bilan chegaralangan yuz orqali o`tuvchi magnit maydonning o`zgarishi magnit induksiya vektoridan vaqt bo`yicha olingan hosila  $\frac{d\vec{B}}{dt}$  orqali harakterlanadi.

Yaxlit o`tkazgichlar o`zgaruvchan magnit maydoniga kiritilganda induksion toklarning hosil bo`lishini birinchi marta *Fuko* aniqlagan va uning sharafiga ***Fuko toklari*** yoki uyurmaviy toklar deb atalgan. Magnit induksiya oqimining o`zgarish tezligi induksiya E.Yu.K.ga proporsional bo`lgani uchun o`tkazgich kiritilgan magnit maydoni qanchalik tez o`zgarsa, *Fuko toklari* ham shuncha katta bo`ladi. Shu sababli, yaxlit o`tkazgich o`ramlarida tez o`zgaruvchan tok o`tayotgan solenoidning ichiga joylashtirilganda *Fuko toklarini* kuzatish qulaylik tug`diradi.

O`zgaruvchan tok o`tayotgan o`tkazgichning o`zida ham *Fuko toklarining* hosil bo`lishi maxsus skin – effekti hosil bo`lishiga olib keladi.

Toklar siljishining kichiklik sharti. *Fuko toklari*. Chiziqli o`tkazgichlarda kvazistatsionar hodisalar. Zanjirda tokning paydo bo`lishi va yo`q bo`lishi. Tebranishlarni talqin qilishning kompleks shakli. Vektorlar diagrammasi. Tebranish konturidagi fizik jarayonlar. Tomson formulasi. O`zgaruvchan tok. O`zgaruvchan tok zanjirida qarshilik, sig`im va induktivlik. Impedans. Tok generatorlari. Majburiy tebranish fazasi. Tebranishlarni modulyatsiyalash. Majburiy elektr tebranish tenglamasi. Kuchlanish rezonansi. Tok rezonansi. O`zgaruvchan tok quvvati. Quvvat koeffitsiyenti. Angarmonik tebranishlar. Chiziqli bo`lmagan ossillyator. Chiziqsiz elementga ega bo`lgan fizik tizimlar. Avtotebranishlar. Teskari bog`lanish. Regeneratsiya. O`z-o`zidan qo`zg`atish (uyg`otish) sharti. Relaksatsion tebranishlar haqidagi tushuncha.

**2. Elektr va magnit maydonlarining o'zaro aylanishi. Elektromagnit tebranishlar va uning parametrlari.**



Vaqt davomida o'zgarib turadigan har qanday elektr maydon magnit maydon bilan bog'liq. O'zgaruvchan magnit maydoni elektr maydonni hosil qilishini kuzatish uchun quyidagi tajribani qaraymiz.

O'zgaruvchan magnit maydonida o'tkazgichdan yasalgan qo'zg'almas berk kontur joylashtirilgan deb faraz qilamiz. Unda magnit induksiya vektori  $B$  o'zgaruvchan bo'lganligi uchun konturdan o'tayotgan magnit induksiya oqimi  $\Phi$  o'zgarib turadi. Demak konturda induksiya elektr yurituvchi kuchi hosil bo'ladi. O'tkazgichda elektr yurituvchi kuchning hosil bo'lishini o'tkazgichning ichida uning erkin zaryadlarini ma'lum yo'nalish bo'ylab harakatlanishiga majbur etuvchi kuch paydo bo'lganligini ko'rsatadi. Demak, vaqt davomida o'zgarib turuvchi magnit maydon o'tkazgich turgan sohada elektr yurituvchi kuchning hosil bo'lishiga sababchi bo'ladi.

Fazoning vaqt davomida o'zgarib turuvchi magnit maydoni mavjud bo'lgan hamma nuqtalarida elektr maydon hosil bo'ladi. Bunda o'sha nuqtalarda o'tkazgich bor yoki yo'qligi ahamiyatga ega bo'lmaydi.

**Elektromagnit tebranishlar va uning parametrlari.** Elektromagnit tebranishlar tenglamasi erkn garmonik tebranishlarning differensial tenglamasiga o'xshaganligi sababli uning yechimi

$$Q = Q_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0)$$

ko'rinishga ega bo'ladi. Bu yerda  $Q_0$  – kondensator qoplamalaridagi maksimal zarayad.  $\omega_0$  kontur xususiy tebranishlarining chastotasini topish mumkin.

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

Tebranishlar davri esa

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{LC}$$

Davriy ravishda takrorlanib turadigan harakat tebranma harakat deyilishi ma'lum. Muayyan vaqt davomida sistemaning muvozanat holatidan  $x$  davriy siljishi sinusoidal qonun bo'yicha yuz beradigan tebranish garmonik tebranish deb ataladi, uning harakat tenglamasi quyidagicha:

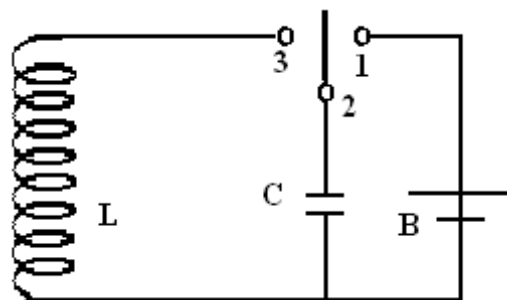
$$X = A \sin(\omega t + \varphi),$$

bu yerda  $A$  kattalik tebranishning muvozanat holatidan maksimal chetlashishidir. Sinusning qiymati  $-1$  dan  $+1$  gacha o'zgargani uchun siljishning qiymati  $-A$  dan  $+A$  gacha o'zgaradi. Siljishning bu chetki qiymatlarining moduli tebranish amplitudasi deb ataladi. Garmonik tebranma harakat tenglamasidagi  $\omega t + \varphi$  ifoda tebranish fazasi, esa boshlang'ich faza deyiladi. Agar ikkita nuqtaning tebranishi  $0$  va  $1$  fazalar farqi bilan sodir bo'layotgan bo'lsa, ular bir xil fazada tebranmoqda deyiladi. Bunday tebranishlar ba'zan sinxron tebranishlar deb ataladi.

Tebranish davri  $T$  deb, jismning tebranma harakati takrorlanishi ro'y beradigan eng minimal vaqt oralig'iga aytiladi. Agar  $t$  vaqt mobaynida jism  $n$  marta tebrangan bo'lsa, u holda

$$T = \frac{t}{n}$$

Vaqt birligi ichida nechta to'liq tebranish



24.2. - rasm

yuz berganligini ko'rsatuvchi kattalik tebranish chastotasi deyiladi. Tebranish chastotasi tebranish davriga teskari bo'lgan kattalik

$$\nu = \frac{1}{T}$$

bo'lib, gerts (Gs) larda o'lchanadi. Gers deb, jismning shunday tebranish chastotasiga aytiladiki, bunda jism bir sekunda bitta to'la tebranadi, ya'ni  $1\text{Gs}=1\text{s}^{-1}$ . Elektromagnit tebranishlarni kuzatish uchun elektr maydoni magnit maydonga va aksincha, magnit maydoni elektr maydoniga aylanadigan qurilmadan foydalanamiz. Elektr sig'imi  $C$  bo'lgan kondensator va induktivligi  $L$  bo'lgan solenoiddan iborat zanjir tuzamiz va uni tebranish konturi deb ataladi. Kondensatorning razryadlanishi tufayli g'altakdan elektr toki o'ta boshlaydi. Natijada g'altak ichida va uning atrofida ortib boruvchi magnit maydoni vujudga keladi. Magnit maydonning ortishi kondensator to'liq razryadlanguncha davom etib, g'altakda o'zinduksiya elektr yurituvchi kuchining paydo bo'lishiga sababchi bo'ladi. O'zinduksiya elektr yurituvchi kuchi g'altak orqali oqayotgan tokning o'sihsiga qarshilik ko'rsatadi, lekin uni to'xtata olmaydi. Bu momentda konturdagi energiya zapasi faqat g'altakning magnit maydon energiyasi sifatida namoyon bo'ladi va uning qiymati quyidagicha aniqlanadi:

$$W_m = \frac{1}{2} L I_m^2 = \frac{1}{2} L \left( \frac{dq_m}{dt} \right)^2$$

Konturning tebranish davri uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$T = 2\pi\sqrt{LC}$$

Bu formula 1853 yili nazariy yo'l bilan birinchi marotaba Tomson tomonidan olingan va shuning uchun Tomson formulasi deyiladi. Bu formulada  $T$ -sekund hisobida olingan davr,  $C$ - farada hisobida olingan sig'im,  $L$ - genri hisobida olingan induktivlik.

Kondensator qoplamalaridagi zaryad miqdori garmonik qonunga binoan o'zgaradi, undagi kuchlanish zaryad miqdoriga mos holda o'zgarib, quyidagi tenglama yordamida aniqlanadi:

$$U = U_m \cos(\omega_0 t + \varphi)$$

Zanjirdan oqayotgan tok kuchi zaryad va kuchlanishdan faza bo'yicha  $\frac{\pi}{2}$  ga farq qilishi bilan birga, u ham garmonik qonunga binoan o'zgaradi.

$$I = I_m \cos\left(\omega_0 t + \varphi + \frac{\pi}{2}\right)$$

Tebranish konturida elektromagnit tebranishlar hosil qilishda kontur cheksiz kichk qarshilikka ega, deb faraz qilindi. Real sharoitda har qanday kontur ma'lum qarshilikka ega bo'ladi. Shuning uchun bu konturda yuzaga keladigan tebranishlar so'na boshlaydi va birmuncha vaqtdan keyin batamom so'nadi. Texnikada ko'pincha biror qurilmaning davriy ishlashi uchun so'nmas tebranishlar zarur bo'ladi. Konturda so'nmaydigan elektromagnit tebranishlar hosil qilish uchun energiya sarfini bir davr davomida kamida bir marta to'ldirib turish kerak. Elektromagnit tebranishlarni uzoq vaqt saqlash uchun avtotebranish sistemalaridan foydalaniladi.

**So'navchi va majburiy tebranishlar.** Har qanday real kontur aktiv qarshilikka ega bo'ladi, va bunda kondensatorning razryadlanish jarayonida uning elektr maydoni energiyasining ma'lum qismi magnit maydon energiyasiga aylanadi, qolgan esa aktiv qarshilikda issiqlik ko'rinishda ajralib chiqadi. Kondensator qayta zaryadlanganda magnit maydon energiyasining bir qismigina elektr maydon energiyasiga aylanadi, qolgan qismi issiqlik energiyasiga aylanib ketadi. Bundan shunday xulosa qilish mumkin: real konturda yuzaga kelgan erkin tebranishlar vaqt o'tishi bilan so'nib boradi va so'navchi tebranishlar deb ataladi.

So'navchi tebranishlar tenglamasi quyidagicha ko'rinishda bo'ladi:

$$\frac{d^2q}{dt^2} + 2\beta \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = 0$$

Ushbu tenglamaning yechimi

$$q = q_{m0} e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi)$$

dan topiladi va bu yerda  $\omega$  - so'navchi elektromagnit tebranish chastotasi deyiladi.

$\omega$  ning qiymati konturning aktiv qarshiligi kamayib borishi bilan xususiy tebranishlar chastotasiga yaqinlashib boradi va quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}$$

Konturda tebranishlar so'nmasligiga erishish uchun unga elektr yurituvchi kuchi davriy o'zgarib turuvchi manba ulash kerak. Bunda manba konturda ajralib chiqayotgan energiyaning kamayishini kompensatsiyalaydi va natijada konturning energiyasi doimiy saqlanib qoladi. Bu konturda yuzaga kelgan tebranishlar majburiy tebranishlar deb ataladi.

Majburiy tebranishlar  $L \frac{d^2q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{1}{C} q = \varepsilon_m \cos \omega t$  tenglama yechimidan aniqlanadi.

Kondensator qoplamalaridagi zaryad miqdori:  $q = q_m \cos(\omega t - \varphi)$  bundan

$$q = \frac{\varepsilon_m}{\omega \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}},$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{R}{\frac{1}{\omega C} - \omega L}$$

Bu vaqtda kondensatordagi kuchlanish quyidagicha topiladi:

$$U_m = \frac{q_m}{C} = \frac{\varepsilon_m}{\omega C \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}$$

Konturdagi tok kuchi birinchi tartibli hosila olish yo'li bilan topiladi:

$$I_m = \omega q_m = \frac{\varepsilon_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}$$

### 3. O'zgaruvchan tok hosil qilish. O'zgaruvchan tok parametrlari. O'zgaruvchan tok uchun Om qonuni.

Vaqt davomida o'zgartib turadigan elektr toki o'zgaruvchan tok deyiladi. O'zgaruvchan tokning yo'nalishi va kuchi o'zgarib turadi. Umumam olganda, o'zgaruvchan tok deyilganda tok kuchining va kuchlanishning bir davrdagi o'rtacha qiymati nolga teng bo'ladigan davriy tok tushuniladi. Konturda qaror topgan majburiy elektromagnit tebranishlarni zanjirda oqayotgan elektr toki sifatida qarash mumkin. O'zgaruvchan elektr toki grmonik qonunga muvofiq o'zgaradi. O'zgaruvchan EYK bir mrara to'la tebranishi uchun sarflanadigan vaqtga o'zgaruvchan tokning davri T deyiladi.

Bir sekunddagi to'la tebranishlar soniga o'zgaruvchan tokning chasrotasi ( $\nu$ ) deyiladi.

$$\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T}$$

**O'zgaruvchan tok parametrlari.** O'zgaruvchan elektr yurituvchi kuch ta'sirida berk konturda hosil bo'ladigan tok o'zgaruvchan tok deyiladi va uning tok kuchi tarmoqlarga ajralmagan o'tkazgichning turli kesimlarida turlicha bo'ladi. Bunday cheklash ahamiyatga ega bo'lmasligi uchun, tok kuchi hamda zaryadlarning taqsimlanishi tekshirilayotgan sistemaning bir – biridan eng uzoqda yotgan qismlari o'rtasidagi masofani bosib o'tishiga ketadigan vaqt ichida kam o'zgarishi kerak. Ushbu shartni qanoatlantiradigan toklar *kvazistatsionar toklar* deyiladi. Bunday toklar hamma vaqt Om va Kirxgoff qoidalariga bo'ysunadilar.

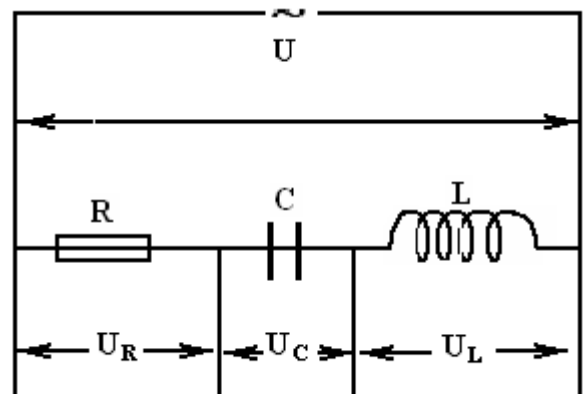
O'zgaruvchan tokning asosiy parametrlaridan biri – *davri* bo'lib, tokning qiymati bir marta to'liq tebranib o'zining avvalgi qiymatiga qaytishi uchun ketgan vaqtdir. U birlik vaqt ichidagi tebranishlar soni – chastota bilan quyidagicha bog'lanishga ega:

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi}$$

O'zgaruvchan tok ega bo'lishi mumkin bo'lgan maksimal oniy qiymat bu uning *amplitudasi*  $I_m$  dir. Garmonik qonun bo'yicha o'zgarayotgan tokning har ikkala yo'nalishdagi amplitudalari o'zaro teng bo'ladi. Tok kuchi va kuchlanishning amplituda qiymatlari o'rtasida

$$I_m = \frac{U_m}{R}$$

munosabat mavjud.



24.3. - rasm

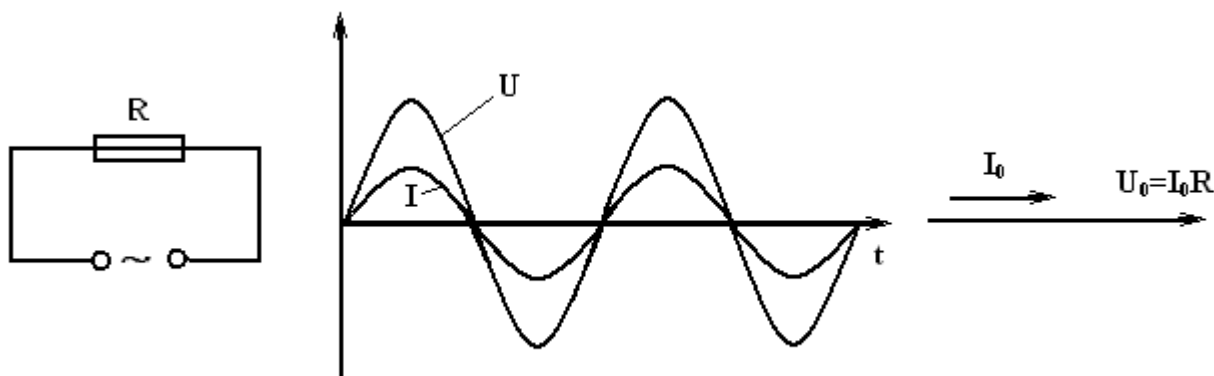
O'zgaruvchan tokning yana bir asosiy parametri – tok fazasi hisoblanadi. Bunda tokning amplitudasi davriy ravishda o'zgarib turadi, shu sababli, o'zgaruvchan tokning effektiv qiymati (fazasi) tushunchasi kiritilgan. O'zgaruvchan tok generatoriga ulangan tashqi zanjir faqat R qarshilikka ega bo'lib, sig'imi va induktivligi juda kichik bo'lsa, qarshilik uchlaridagi kuchlanish Om qonuni asosida quyidagicha o'zgaradi:

$$U = I \cdot R = I_0 R \sin \omega t$$

Bundan shunday xulosa qilish mumkin: agar zanjirda faqat qarshilik bo'lsa, kuchlanish ham tok kabi sinusoidal qonun bo'yicha o'zgaradi va kuchlanish tebranishlari orasidagi fazalar farqi nolga teng bo'ladi.

**O'zgaruvchan tok uchun Om qonuni.** Qarshilik, sig'im va induktivlik ketma – ket ulangan zanjirdan o'zgaruvchan tok oqayotgan bo'lsin. Ular ketma – ket ulanganligi uchun, umumiy kuchlanish ularning har biridagi kuchlanishlarning yig'indisiga teng bo'ladi. Bu kuchlanishlarning har biri sinusoida qonuni bo'yicha o'zgaradi.

Kuchlanishlarni qo'shishda garmonik tebranishlar vektor diagrammalridan foydalanib, quyidagiga ega bo'lamiz:



24.4. - rasm

$$U_0 = I_0 \sqrt{R^2 + \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}$$

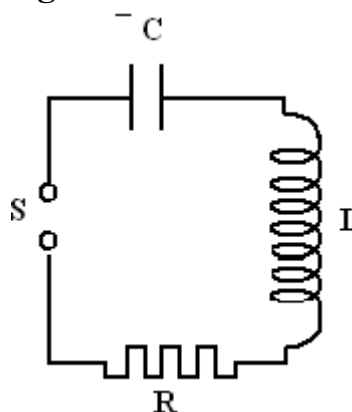
Bu tenglamada kuchlanish amplitudasi tok amplitudasiga proporsionalligidan, o'zgaruvchan tok uchun Om qonuni deb ataladi.

Natijaviy tebranishning boshlang'ich fazasini ko'rsatuvchi burchak tangensini quyidagi formula yordamida aniqlaymiz:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}$$

**4.O'zgaruvchan tok zanjiridagi sig'im va induktivlik. O'zgaruvchan tok va o'zaro kuchlanisg rezonansi.** S klemmalarga o'zgaruvchan elektr yurituvchi kuch  $\varepsilon = \varepsilon_0 \sin \omega t$  ulangan bo'lsin.

Zanjir ketma – ket ulangan C sig'im, L o'zinduksiya va R qarshilikdan tashkil topgan. Konturning L o'zinduksiyaga ega bo'lgan qismida o'zinduksiya elektr yurituvchi kuch



24.5. - rasm

paydo bo'ladi:  $\varepsilon_{si} = -L \frac{dI}{dt}$ ; konturdagi to'liq elektr yurituvchi kuch  $\varepsilon - L \frac{dI}{dt}$  ga teng.

Kondensator qoplamalaridagi potentsiallar ayirmasi, undagi zaryad miqdori tenglamalridan foydalanilsa va ularni vaqt bo'yicha differensiallansa quyidagi differensial tenglama hosil bo'ladi:

$$L \frac{d^2 I}{dt^2} + R \frac{dI}{dt} + \frac{1}{C} I = \varepsilon_0 \cos \omega t$$

Bu tenglamani bir – biriga ketma – ket ulangan sig'im, o'zinduksiya va qarshilikka ega bo'lgan zanjirdagi tok qanoatlantirishi zarur. Ushbu tenglamaning yechimini davri elektr yurituvchi kuchning davriga teng bo'lgan davriy funksiya sifatida izlab, quyidagilarga ega bo'lamiz:

$$I = I_0 \sin(\omega t - \varphi); \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{L\omega - \frac{1}{C\omega}}{R}$$

$$I_0 = \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}}$$

Bu tengliklar biz izlayotgan yechimni beradi: zanjirdagi tokning davri unga ulangan elektr yurituvchi kuchning davriga tengdir; bu tokning amplitudasi topiladi. Tokning fazasi elektr yurituvchi kuchning fazasiga nisbatan qandaydir burchakka siljigan bo'ladi.

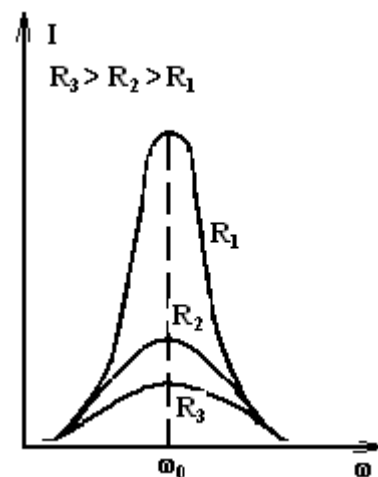
**O'zgaruvchan tok. Kuchlanish va toklarning rezonansi.** Konturda majburiy tebranishlar sodir bo'layotgan vaqtdagi tok kuchi va kuchlanishning amplituda qiymati bu majburiy tebranishlarni yuzaga keltiradigan elektr yurituvchi kuchning chastotasiga bog'liq.

Majbur etuvchi kuch chastotasining biror – bir aniq qiymatida majburiy tebranishlar amplitudasining keskin oshib ketishi, ya'ni maksimal qiymatga erishishi, rezonans deb ataladi. Rezonans yuzaga kelgandagi majbur etuvchi kuch chastotasi rezonans chastota, amplitudasi esa rezonans amplituda deyiladi va quyidagicha aniqlanadi:

$$\omega = \omega_p = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}$$

(bu yerda  $\beta = \frac{R}{2L}$  - so'nish koeffitsiyenti);

$$A_r = \frac{F_0}{2mb\sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}}$$



24.6. - rasm

Tebranish konturida majbur etuvchi elektr yurituvchi kuchning biror bir chastotasida kondensator qoplamalaridagi kuchlanishning maksimal qiymatga erishishi kuchlanish

rezonansi deb ataladi. bu vaqtda rezonans chastota konturning parametrlari R,L,C bilan quyidagicha bog'liq:

$$\omega_U = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{2L^2}}$$

Tok kuchining amplitudasi maksimumga erishishini ta'minlash uchun (\*\*)

tenglamaning maxraji minimumga intilishi lozim. Bu esa  $\omega L - \frac{1}{\omega C} = 0$  shart

bajarilgandagina amalga oshadi. Shularni hisobga olib, quyidagi xulosaga kelamiz: Tebranish konturida tok rezonansi yuzaga kelishi uchun majbur etuvchi elektr yurituvchi kuchning chastotasi konturning xususiy chastotasiga teng bo'lishi kerak.

$$\omega_I = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_0$$

Qarshilikning har xil qiymatlarida tok kuchi amplituda qiymatining konturning chastotasiga bog'lanishi keltirilgan.

### **Mavzuni mustahkamlash uchun savollar**

1. Elektromagnit vektorlar uchun Lorens almashtirishlari qanday?
2. Elektromagnit maydon invariantlarini tushuntiring.
3. Qanaday tebranishlar so'nuvchi tebranishlar deyiladi?
4. So'nuvchi tebranishlar tenglamasini keltirib chiqaring?
5. Rezonans hodisasini tushuntirib bering?
6. Tebranishlar davri va chastotasini nima?
7. O'zgaruvchan tok deb qanday tokka aytiladi?
8. O'zgaruvchan tok zanjiri uchun Om qonuni.
9. O'zgaruvchan tok zanjiridagi to'la qarshilikni aniqlash.
11. Kondensatorli o'zgaruvchan tok zanjiridagi tok kuchi qanday aniqlanadi?

### **Uyga vazifa**

Tebranishlar konturida energiyasining aylanishi. O'zgaruvchan tok generatori

## **25 - MA'RUZA. TO'LQIN OPTIKASI. YORUG'LIKNING ELEKTROMAGNIT TABIATI. YORUG'LIK INTERFERENSIYASI**

### **Reja:**

1. Yorug'lik to'lqinlari va ularning xarakteristikasi. Fotometrik kattaliklar.
2. Gyuygens prinsipi. Elektromagnit to'lqinlar shkalasi.
3. Yorug'lik nurlarining monoxromatlikligi va kogerentligi. Yorug'lik interferensiyasini kuzatish usullari. Ikki manba beradigan interferension manzarani hisoblash
4. Yupqa qatlamlardagi yorug'lik interferensiyasi. Teng qiyalikdagi va teng qalinlikdagi interfefensiya.
5. Interferensiya hodisasining qo'llanilishi. Interferometrlar. Interferension plastinkalar.

**Tayanch iboralar:** to'lqinlar shikalasi, yorug'likning qaytishi, sinishi, linzalar, to'lqin nazariyasi, Gyuygens prinsipi, to'lqin xarakteristikasi, yassi to'lqinlar, to'lqinlar energiyasi, yorug'lik to'lqinlarning interferensiyasi, to'lqinlarning kogerentligi, yupqa qatlamli interferensiya, interferometrlar, interferension plastinkalar.

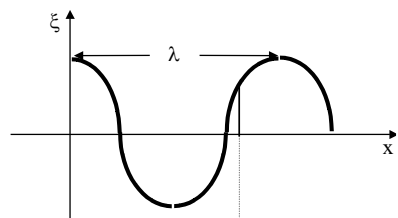
### Mavzuning borishi

**1. Yorug'lik to'lqinlari va ularning xarakteristikasi.** Yorug'lik qator hodisalarda to'lqin xususiyatini namoyon qiladi. Shuning uchun to'lqinlarga oid ba'zi ma'lumotlarni dastlab yaqqollik uchun mexanik to'lqin misolida ko'rib chiqamiz.

**To'lqin deganda tebranishlarining muhitda tarqalish jarayoni tushuniladi. Yorug'lik to'lqinining tarqalish yo'nalishi nur deb, ixtiyoriy vaqtda tebranishlar yetib kelgan muhit zarralarining geometrik o'rinlari esa to'lqin fronti deb ataladi.**

To'lqin frontini tebranish sodir bo'layotgan fazoning qismi va tebranish hali boshlanmagan qismini ajratib turuvchi chegaraviy sirt tarzida tasavvur qilish mumkin. To'lqin frontining shakli muhit xossalari, tebranish manbaining shakli va o'lchamlariga bog'liq.

**Bir jinsli va izotrop muhitda joylashgan nuqtaviy teboranish manбайдan tarqalayotgan to'lqinlarning fronti sferik shaklda bo'ladi. Bunday to'lqinlar sferik to'lqinlar deyiladi. Agar tebranish manbai tekislik shakliga ega bo'lsa, manbaga yaqin sohalaridagi to'lqinlar yassi to'lqinlar deb ataladi. Tebranish nurga perpendikulyar bo'lsa, bunday to'lqinlar ko'ndalang to'lqinlar deyiladi. Yorug'lik to'lqini ham ko'ndalang to'lqindir.** Muhitning 0 nuqtasiga joylashgan manba  $t=0$  dan boshlab  $x = A \cos \omega t$  garmonik tebranma harakat qilayotgan bo'lsin, bu yerda  $A$ ,  $\omega$  - mos ravishda tebranish amplitudasi va chastotasi. Amplituda deb muvozanat vaziyatidan eng katta chetga chiqish kattaligi tushuniladi. 0 nuqtadan  $x$  masofa uzoqlikdagi zarraning ixtiyoriy  $t$  vaqtdagi siljishi



$$\xi = A \cos \omega \left( t - \frac{x}{u} \right)$$

**$u$  - to'lqinining muhitdagi tarqalish tezligi (1.1-rasm). Bu ifoda yuguruvchi to'lqin tenglamasi deb ataladi.**

**To'lqin uzunligi deb bir xil fazada tebranayotgan 2 ta eng yaqin nuqtalar orasidagi masofaga aytiladi.**

**To'lqin tarqalish tezligi.** Yassi to'lqin biror  $t$  vaqtda tebranish manбайдan  $x$  masofa uzoqlikka etib kelsin. Mazkur vaqtdagi to'lqin fronti yassi tekislikdan iborat bo'lib, bu tekislikning barcha nuqtalari bir xil fazada tebranadi. Shu sababli to'lqin frontini bir xil fazalar tekisligi deyish ham mumkin. Fazalar bir xil degani

$$\omega \left( t - \frac{x}{u} \right) = \text{const}$$

demakdir  $\omega = \text{const}$  ligidan

$$\left( t - \frac{x}{u} \right) = \text{const}$$

Buni differensiallab

$$U = \frac{dx}{dt} \text{ ni olamiz.}$$

Demak, to'lqinning tarqalish tezligi fazaning ko'chish tezligini anglatadi. Shuning uchun uni fazaviy tezlik deyiladi.

**Turli chastotali to'lqinlar yig'indisini to'lqinlar guruhi yoki to'lqin "paket" deb ataladi. "Paket"ning tezligi uning tarkibidagi to'lqinlarining birortasining tezligiga mos kelmaydi, bunday hollarda to'lqinlar guruhi maksimumining ko'chish tezligi tushunchasidan foydalaniladi va uni guruhiy tezlik deb ataladi.**

To'lqin uzunliklari 1 dan 1 + dl gacha bo'lgan to'lqin "paket" ning guruhiy tezligi

$$u_2 = u - \lambda \frac{du}{d\lambda}$$

bilan aniqlanadi. To'lqinning muhitda tarqalish jarayonida energiyaning tarqalishi ham sodir bo'ladi. Elementar dV hajmdagi to'lqin energiya kinetik va potensial energiyalar yig'indisidan iboratdir

$$W = E + U = \rho A^2 \omega^2 \sin^2 \omega \left( t - \frac{x}{u} \right) \Delta V.$$

**Bu ifodaning dV hajmga nisbati - muhitning birlik hajmida mujassamlashgan energiyadir. U energiya zichligi deb ataladi**

$$w = \frac{W}{\Delta V} = \rho A^2 \omega^2 \sin^2 \omega \left( t - \frac{x}{u} \right).$$

Sinus kvadratining o'rtacha qiymati 1/2 ga teng bo'lganligi uchun to'lqinning ixtiyoriy nuqtasidagi energiya zichligining vaqt bo'yicha o'rtacha qiymati

$$w_{o'r} = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2$$

bo'ladi.

**To'lqinning tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar ravishda joylashtirilgan S sirt orqali 1sekund davomida ko'chib o'tadigan energiya miqdori bilan xarakterlanuvchi kattalik energiya oqimi deyiladi. To'lqinning tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan 1m<sup>2</sup> yuzli sirt orqali 1s. davomida ko'chib o'tadigan energiya miqdorini energiya oqimining zichligi deb ataladi.**

Energiya oqimining zichligi

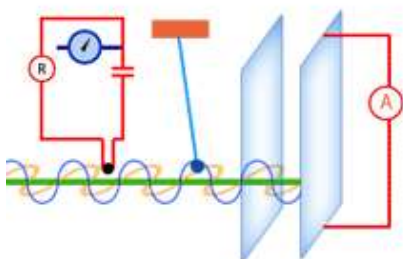
$$\vec{j} = \omega \vec{u}$$

**Bu  $\vec{j}$  vektorini Umov vektori deb ataladi. Uning absolyut kattaligi bo'yicha o'rtacha qiymati**

$$I = j_{o'r} = \frac{\rho A^2 \omega^2}{2}$$

**to'lqin intensivligi deb ataladi.**

Yorug'lik chastotasi x o'qi yo'nalishida tarqalayotgan  $n=(0,75,0,40)$  Gs oraliqda, yoki vakuumdagi to'lqin uzunligi  $l_0=(0,40,0,75) \cdot 10^{-6}$  m intervalda bo'lgan elektromagnit to'lqinlardir. Yassi monoxromatik yorug'lik elektr va magnit maydon kuchlanganlik vektorlarining o'zaro



perpendikulyar tebranishlari ko'rinishida ifodalanadi:  $\vec{E} = \vec{E}_m \cos(\omega t - kx + j_0)$ ,  $\vec{H} = \vec{H}_m \cos(\omega t - kx + j_0)$ . Yorug'lik intensivligi muhitning sindirish ko'rsatkichi  $n$  va to'lqin amplitudasining kvadrati  $E_m^2$  ga proporsional:  $I = \frac{c}{4\pi} n E_n^2$ .  $\vec{S} = [\vec{E}_x \vec{H}]$ . Umov-

### Poyting vektori.

**Fotometrik kattaliklar. Yorug'lik oqimi.** Biror sirdan o'tayotgan yorug'lik nurlanishini elektromagnit to'lqinning shu sirt orqali 1s da olib o'tgan energiya miqdori, ya'ni shu sirt orqali nurlanish quvvati  $W$  bilan xarakterlash mumkin. Nurlanishning bu energetik xarakteristikasi yorug'likning energiya oqimi deyiladi.

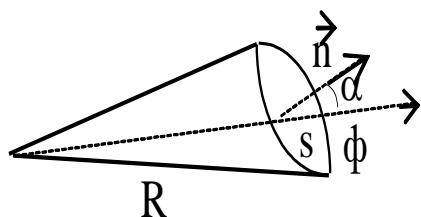
Yorug'likning nuqtali manbalarini xarakterlash uchun yorug'lik kuchi  $I$  ishlatiladi. Yorug'lik kuchini manba nurlanishining fazaviy burchak birligiga to'g'ri keladigan yorug'lik oqimi tarzida aniqlanadi

$$I = d\Phi/dW$$

**Yorug'lik kuchi.** Fazaviy burchakning o'lchov birligi steradian (fazaviy radian) birlik radiusli sferada birlik yuza hosil qilgan burchakdir. Ravshanki, yorug'lik manbai atrofidagi butun fazoni qoplaydigan fazaviy burchak  $4$  steradian bo'ladi:  $W=4p$ . Shu sababli, izotrop manba uchun

$$I = \Phi/4p$$

### Yorug'lik kuchining birligi kandela (kd) dir.



**Yoritilganlik.** Sirtlarni yoritishni miqdoriy baholash uchun yoritilganlik tushunchasi kiritiladi. S sirtining E yoritilganligi deb shu sirtga tushayotgan  $\Phi$  yorug'lik oqimining bu sirt kattaligiga nisbatiga aytiladi. Boshqacha aytganda, yoritilganlik sirt birligiga tushayotgan

yorug'lik oqimiga tengdir:

$$E = \Phi/S$$

Agar sirtning chiziqli o'lchamlari yorug'lik manbaigacha bo'lgan masofagacha nisbatan kichik bo'lsa

$$E = I \cos \alpha / R^2$$

### Yoritilganlik birligi lyuks (lk) dir.

Yorug'lik manbai  $S$  ning  $B$  ravshanligi bu manbaning ko'rinuvchi sirtining yuza birligidan chiqayotgan yorug'lik kuchi bilan o'lchanadi

$$B = I/S_0 = (I/S) \cos \alpha$$

**2. Gyuygens prinsipi. Yo'rug'likning to'lqin nazariyasi.** Yorug'likning interferensiyasi va difraksiyasini korpuskulyar nazariyasi asosida tushuntirishning iloji bo'lmagan. Aynan shu hodisalar haqida mulohaza yuritgan ingliz fizigi R.Guk (1635-1703) va gollandiyalik fizik X.Gyuygens (1629-1695) yorug'lik to'lqin tabiatiga egaligi haqidagi fikrni olg'a surishgan. Ushbu nazariyaga ko'ra, yorug'lik to'lqinlarining manbadan tarqalishi suvga tosh tashlaganda hosil bo'lgadigan to'lqinlarning tarqalishidek tasavvur qilingan. To'lqin nazariyasiga muvofiq yorug'lik to'lqinlari elastik to'lqinlardan iborat bo'lib, efir deb ataluvchi maxsus

muhitda tarqalishi mumkin. Ya'ni mexanik to'liqlar suv sirtida tarqalganidek, yog'urlik to'liqlari efirda tarqaladi.

Muhitning yorug'lik to'liqin yetib borgan har bir nuqtasi ikkilamchi to'liqlarning nuqtaviy manbai bo'ladi. Bir fazada tebranayotgan muhit nuqtalarining geometrik o'rni to'liqin sirti, qaralayotgan vaqtda tebranish yetib borgan nuqtalarning geometrik o'rni esa to'liqin fronti deyiladi. Frontning shakliga qarab, to'liqlar yassi va sferik to'liqlarga ajratiladi. Sferik to'liqining  $t$  vaqtdagi fronti  $S_1$  bo'lsin. Gyuygens prinsipiga asosan,  $S_1$  da yotgan nuqtalarning har biri  $v \cdot \Delta t$  radiusli sferik to'liqlarning ikkilamchi nuqtaviy mandayiga aylanadi va  $t + \Delta t$  paytdagi to'liqin fronti bu ikkilamchi to'liqlarga urinma sirdan iborat bo'ladi.

**Elektromagnit to'liqlar shikalasi.**



Radioto'liqlar, optik diapazon, rantgen nurlari,  $\gamma$ - nurlanish.

**3. Yorug'lik nurlarining monoxromatlikligi va kogerentligi. Yorug'lik interferensiyasini kuzatish usullar. Ikki manba beradigan interferension manzarani hisoblash.** O'zgarmas chastotali (to'liqin uzunlikli) va o'zgarmas amplitudali to'liqin monoxromatik to'liqin deb ataladi. Ikki yoki undan ortiq to'liqlarning tebranish chastotasi bir xil va faza farqlari doimiy bo'lsa, bunday to'liqlar kogerent to'liqlar deb ataladi. Yorug'lik to'liqinini tavsiflash uchun garmonik tebranishlarning  $x = A \cos(\omega t + j)$  ko'rinishdagi teglamasidan foydalanamiz. Bu yerda  $x$ -deganda  $E$ ,  $H$  tushiniladi. Aytaylik, ikki monoxromatik kogerent  $x_1 = A_1 \cos(\omega t + j_1)$  va  $x_2 = A_2 \cos(\omega t + j_2)$  to'liqlar bir birining ustiga tushsin. Natijaviy tebranish amplitudasi

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(j_2 - j_1).$$

To'liqlar kogerent bo'lganligi uchun  $I \sim A^2$  va

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(j_2 - j_1).$$

Fazoning  $\cos(j_2 - j_1) > 0$  shart bajariladigan nuqtalarida  $I > I_1 + I_2$  bo'ladi.  $\cos(j_2 - j_1) < 0$  bo'lgan nuqtalarda  $I < I_1 + I_2$ . Shunday qilib, 2 (yoki bir nechta) kogerent yorug'lik to'liqlari ustma-ust tushganda, fazoda yorug'lik oqimlarining qayta taqsimlanishi ro'y beradi va natijada intensivlikning bir joyda maksimumi boshqa joyda minimumi kuzatiladi. **Bu hodisa yorug'lik interferensiyasi deb ataladi.**

Kogerent yorug'lik to'liqlari olish uchun 1 ta manba nurlantirayotgan to'liqinni 2 ga bo'lish usuli ishlatiladi. Bunda to'liqlar turli optik yo'lni o'tganlaridan so'ng qo'shiladilar va interferension manzara kuzatiladi.

Ikki kogerent to'liqlar uchun faza farqi:

$$d = w \left( \frac{S_2}{v_2} - \frac{S_1}{v_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (S_2 n_2 - S_1 n_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta$$

( $\lambda_0$ -vakuumdagi to'liqin uzunligi). **Yo'lning geometrik uzunligi  $S$  ning muhit sindirish ko'rsatkichi  $n$  ga ko'paytmasi yo'lning optik uzunligi  $L$ ,  $D = L_2 - L_1$  esa yo'lning optik farqi deyiladi.**

**Agar yo'lning optik farqi vakuumdagi to'lqinning butun soniga**

$$D = \pm ml_0 \quad (m=0, 1, 2, \dots)$$

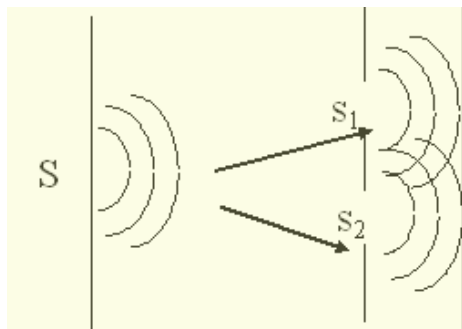
**teng bo'lsa  $d = \pm 2mp$  va  $M$  nuqtada qo'zg'alayotgan tebranishlar bir xil fazada bo'ladi interferension maksimum sharti deb ataladi.**

**Yo'lning optik farqi**

$$= (2m+1) \quad (m=0, 1, 2, \dots)$$

**bo'lsa,  $d = \pm(2m+1) p$  bo'ladi va  $M$  nuqtadagi to'lqin fazalari qarama-qarshi bo'ladi; interferension minimum sharti deyiladi.**

**Yorug'lik interferensiyasini kuzatish usullari.** Yorug'lik interferensiyasini

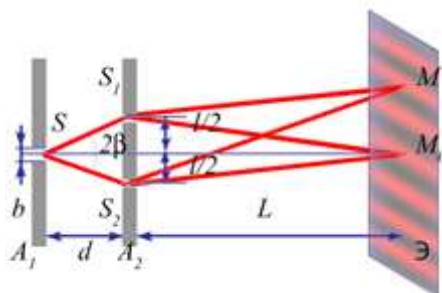


kuzatish uchun kogerent yorug'lik dastasi bo'lishi kerak. Lazerlar ixtiro qilinishidan oldin dasta bo'linar va so'ngra ular qo'shilib interferension manzara olinar edi. Bunday ba'zi usullarni ko'rib o'taylik.

**Yung usuli.** Bunda ikkita kichik tirqishi bo'lgan ekran yordamida yorug'likni "ikkiga ajratish" mumkin. S yorug'lik manbai ekranning tirqishlarida yorug'likning  $S_1$  va  $S_2$  ikkilamchi manbalarini hosil

qiladi. Asosiy S manba nurlanayotgan to'lqinlarning fazalari ham shunga mos holda xuddi shunday o'zgaradi, ya'ni  $S_1$  va  $S_2$  manbalar nurlanayotgan to'lqinlarda fazalar ayirmasi hamma vaqt o'zgarishsiz qoladi – bu manbalar kogerent bo'ladi.

**Frenel ko'zgulari.**



Kogerent manbalar hosil qilishning ikkinchi usuli bir-biriga  $180^\circ$  ga yaqin burchak ostida o'rnatilgan 2 ta yassi ko'zgudan yorug'likning qaytishiga asoslangan. Bu

tizimda yorug'likning S asosiy manbaining  $S_1$  va  $S_2$  tasvirlari kogerent manbalar bo'ladi.

**Frenel biprizmasi.**

Frenel biprizmasi ikkita bir xil sindirish burchaklari kichkina bo'lgan va asoslari birlashtirilgan prizmalardan iborat. S manbadan tarqalgan nur prizmalarda sinib,  $S_1$ ,  $S_2$  manbalaridan chiqayotgan kogerent nurlardek tarqaladi. Ekranda bu kogerent nurlar qo'shilib interferensiya hosil bo'ladi.

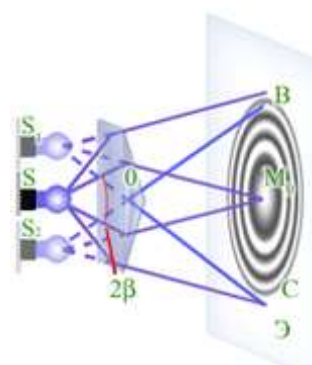
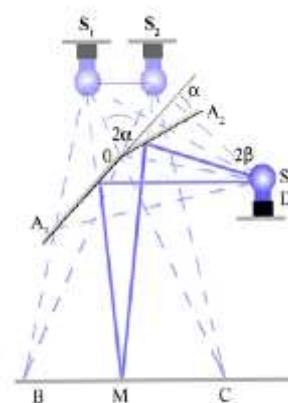
**Ikki manba beradigan interferension manzarani hisoblash**  $S_1$  va  $S_2$  kogerent manbalar hosil qilayotgan va P nuqtada qo'shilayotgan yorug'lik to'lqinlarining interferensiyasini ko'raylik. Agar nurlar yo'lining ayirmasi  $l = S_1P - S_2P$  ga to'lqinlarning butun soni joylashsa, ya'ni

$$l = n \lambda = 2n \lambda / 2 \quad (n=0, 1, 2, 3, \dots)$$

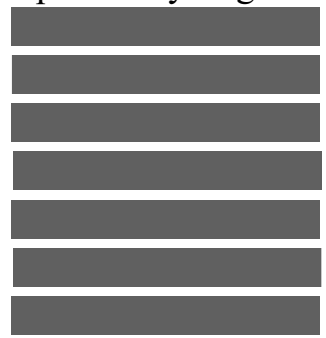
bo'lsa, P nuqtada yorug'likning maksimumi bo'ladi. Agar

$$l = (2n+1) \lambda / 2$$

bo'lsa, P nuqtada yorug'likning minimumi bo'ladi.



Bu maksimum va minimumlar mos ravishda bir biriga parallel yorug' va qorong'i yo'llar ko'rinishida bo'ladi.  $n=0$  ga tegishli bo'lgan markaziy maksimum 0 nuqtadan o'tadi. Qo'shni maksimumlar (yoki minimumlar) orasidagi masofa  $Dx = \lambda L/d$  ga teng bo'ladi.



Shunday qilib, yorug'likning ikki kogerent manbalari ekranda hosil qilgan interferensiya manzarasi yorug' va qorong'i yo'llarning navbatlashib joylashishidan iborat bo'ladi (1.8-rasm). Bu manzara yorug'likning nuqtaviy manbalari o'rniga parallel joylashgan tor tirqishlardan foydalanilganda ayniqsa aniq hosil bo'ladi.

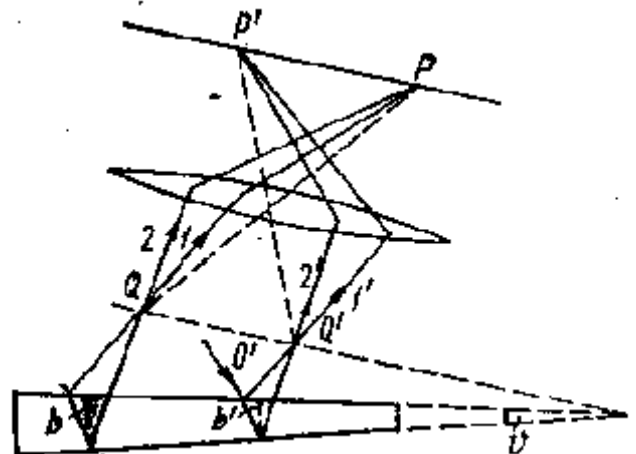
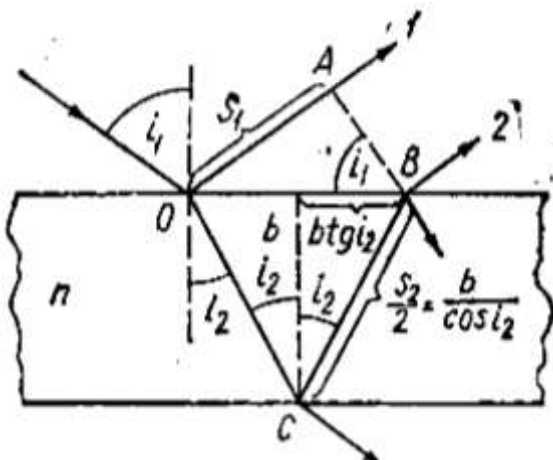
**4. Yupqa qatlamlardagi yorug'lik interferensiyasi.** Unga parallel nurlar dastasi tushayotgan bo'lsin. Tushayotgan  $O$  nurning bo'linishidan hosil bo'lgan nurlardan ikkitasin: plastinkaning yuqorigi va pastki sirtlardan qaytgan  $1$  va  $2$  nurlarni qarab chiqamiz. Agar linza yordamida ularni  $P$  nuqtada uchrashtirsak, ular interferensiyalansadi. Burchak juda kichik bo'lganda nurlarning yo'llar farqi etarli darajada aniqlik bilan

$$\Delta = 2b\sqrt{n^2 - \sin^2 i_1} - \frac{\lambda_0}{2}$$

formula bo'yicha hisoblash mumkin.

Buning uchun  $b$  sifatida plastinkaning nur tushayotgan joyidagi qalilini olish kerak. Plastinkaning boshqa nuqtasiga tushayotgan  $O'$  nurning bo'lishi hisobiga hosil bo'lgan  $1'$  va  $2'$  nurlarni linza  $P'$  nuqtada yig'adi. Bu nurlarning yo'llar farqi  $b'$  qalinlik bilan aniqlanadi.

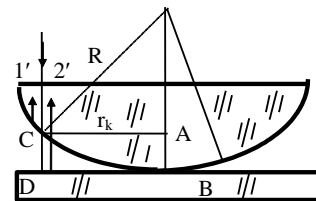
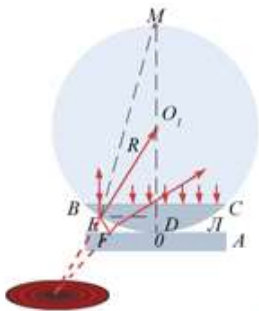
Agar ekranni  $Q, Q', \dots$  nuqtalardan o'tuvchi sirtga qo'shni bo'ladigan qilib joylashtirsak, unda yorug' va xira polosalar sistemasi paydo bo'ladi. bu polosalarning har biri plastinkaning bir xil qalinlikdagi joylaridan yorug'likning qaytishi hisobiga hosil bo'ladi. Shu sababli bu holda interferension polosalar **teng qalinlikdagi interfensiyalar** deb ataladi.



Yupqa plyonkada interferensiya hodisasi.

**Teng qiyalikdagi va teng qalinlikdagi interfefensiya.**

**Teng qalinlikdagi interfensiya.** Yupqa shaffof plastinkaga 1,2 nurlar tushayotgan bo'lsin. Sindirish ko'rsatkichi  $n$  bo'lgan muhitda yorug'lik to'liqini vakuumdagiga nisbatan  $n$  marta kichik tezlik bilan ( $u=c/n$ ) tarqaladi. Shuning uchun vakuumda yorug'lik to'liqini biror chekli vaqt davomida muhitdagiga nisbatan  $n$  marta uzunroq yo'lni bosib o'ta oladi. **Bu yo'l uzunligini optik yo'l uzunligi deb atash odat bo'lgan.** Bundan tashqari, yorug'lik to'liqini optik zichligi kichikroq muhit bilan optik zichligi kattaroq muhit chegarasidan qaytganda uning fazasi o'zgaradi. Plastinkaning ustki va ostki



tekisliklaridan qaytgan nurlarningg interferensiyalashishi natijasida yorug'lik intensivligining maksimumi

$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2} = 2k \frac{\lambda_0}{2} \quad (k=0,1,2,\dots) \quad (1.13) \text{shart} \quad \text{bajarilganda,}$$

minimumi esa

$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} + \frac{\lambda_0}{2} = (2k+1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (k=0,1,2,\dots) \quad (1.14)$$

shart bajarilganda kuzatiladi.

**Nyuton xalqalari.** Monoxromatik yorug'lik dastasi linzaning tekis sirtiga normal tushayotgan bo'lsin. Shu nurlardan biri – birinchi nur – S nuqtaga yetib borgach, qisman qaytadi, qisman havo qatlami ichiga kirib boradi. Nurning bu ikkinchi qismi D nuqtadan qaytadi. 1 va 2 nurlar o'zaro kogerent, ular ustma-ust tushib, interferensiyalashadi. Natijada kontsentrik halqalar kuzatiladi bu halqalar Nyuton halqalari deb ataladi. Yorug' halqalarining radiuslari

$$(r_R)_{\max} = \sqrt{(k-1/2)\lambda_0 R}$$

ifoda bilan, qorong'i halqalarning radiuslari esa

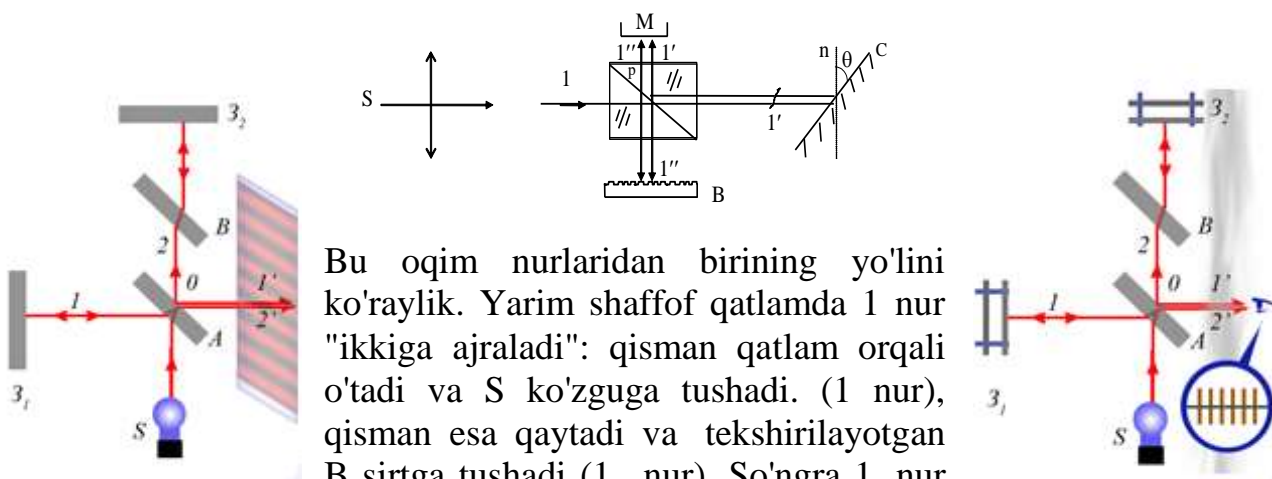
$$(r_R)_{\min} = \sqrt{k\lambda_0 R}$$

**Teng qiyalikdagi interfensiya.** Plastinkaga parallel qilib musbat linza o'rnatamiz va uning fokal tekisligiga ekran joylashtirilgan tarqoq yorug'lik tarkibida har xil tomonlarga yo'nalgan nurlar bor. Tekisligiga parallel va plastinkaga  $i_1$  burchak ostida tushadigan nurlar plastinkaning ikkala sirtidan qaytgach P nuqtada yig'iladi, bu nuqtada shunday yoritilganlik hosil qiladiki, uning kattaligi optikaviy yo'llar farqiga bog'liq bo'ladi. Boshqa tekisliklar yotuvchi, lekin plastinkaga o'sha  $i_1$  burchak ostida tushuvchi nurlar ekranning boshqa nuqtalarida yig'iladi va bu nuqtalar ekranning O markazidan P' nuqta bilan bir xil masofada bo'ladi. Bu nuqtalarning hammasida yoritilganlik bir xil bo'ladi. shunday qilib, plastinkaga bir xil  $i_1$  burchak ostida tushuvchi nurlar ekranda bir xil yoritilgan va O markazli aylanada joylashgan nuqtalar to'plamini hosil qiladi. Xuddi shunday, boshqa  $i_1$  burchak ostida tushuvchi nurlar ekranda bir xil yoritilgan va boshqa radiusli aylanada joylashgan nuqtalar to'plamini hosil qiladi. Natijada ekranda ekranda birin – ketin joylashgan yorug' va xira doiraviy polosalar vujudga kelib, ularning umumiy markazi O nuqtada bo'ladi. Har bir polosani plastinkaga bir xil  $i_1$  burchak ostida tushuvchi nurlar hosil qiladi.

Shuning uchun ham mana shu yozilgan shart sharoitda hosil bo'ladigan interferension polosalar *teng qiyalidagi interferensiyalar* deyiladi.

## 5. Interferensiya hodissasining qo'llanilishi. Interferometrlar. Interferension plastinkalar.

**Interferometrlar.** Interferensiya manzarasi interferensiyalanuvchi to'qinlarning yo'llari ayirmasiga juda sezgir bo'ladi: yo'llar ayirmasining kichik o'zgarishlarida uzunliklar va burchaklarni aniq o'lchash uchun, shuningdek, shaffof muhitlarning sindirish ko'rastkichlarini aniqlash uchun ishlatiladigan asboblarning tuzilishi shunga asoslangan. Sanoatda interferometrlar metall va boshqa silliqqlangan sirtlarning sifatini (silliqligini) tekshirishda keng qo'llaniladi.



Bu oqim nurlaridan birining yo'lini ko'raylik. Yarim shaffof qatlamda 1 nur "ikkiga ajraladi": qisman qatlam orqali o'tadi va S ko'zguna tushadi. (1 nur), qisman esa qaytadi va tekshirilayotgan B sirtga tushadi (1' nur). So'ngra 1 nur ko'zgu va yarim shaffof qatlamdan qaytgandan so'ng va 1'' nur tekshirilayotgan sirtidan qaytib, yarim shaffof qatlamdan o'tgandan so'ng M mikroskopga tushadi. Bu nurlar kogerent nurlardir, shuning uchun ular interferensiyalanadi, ularning interferensiyalanish natijasida mikroskopning ko'rish maydonida ko'rinib turadi

**Interferension plastinkalar.** Plastinka yuqoriga yorug'likning ikkita kogerent parallel dastalarini qaytaradi, ulardan biri plastinkaning yuqori sirtidan yorug'lik qaytishi hisobiga, ikkinchi esa pastki sirtidan qaytishi vujudga keladi. Ikkinchi dasta plastinkaga kirishda va undan chiqishda sinadi. Plastinka yuqoriga, bu ikki dastadan tashqari, plastinka sirtlaridan uch, besh va hokazo marta qaytish hisobiga vujudga keladigan dastalarni ham yuboradi. Lekin biz bu dastalarni, ularning intensivligi juda kichik bo'ladi.

### Mustahkamlash uchun savollar

1. Interferensiya hodisasi yorug'likning qanday tabitga egaligini isbotlaydi?
2. Yorug'lik interferensiyasi nima?
3. Qanday yorug'lik to'lqinlari interferensiyaga kirishi mumkin?
4. Kogerent to'lqinlar deb qanday to'lqinlarga aytiladi?
5. Monoxromatik to'lqinlar qanday to'lqinlar?
6. Kogerent yorug'lik to'lqinlari qanday hosil qilinadi?
7. Teng qiyalidagi interferensiya qanday hosil bo'ladi?
8. Teng qalinlikdagi interferensiya qanday aniqlanadi?
9. Interferometrlar nima?

## 10. Interferension plastinkalar nima?

### Uyga vasifa

Yorug'likning qaytishi va sinishi. Linzalar. Interferensiya hodisasini qo'llanishi va uning sanoat jarayonlaridagi o'rni.

## 26-MA'RUZA. YOG'ULIK DIFRAKSIYASI. FRAUNGOFFER DIFRAKSIYASI.

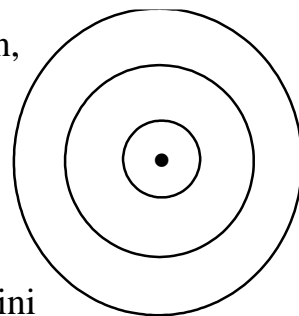
### Reja:

1. Gyuygens- Frenel qoidasi.
2. Frenel va Fraungoffer difraksiyasi.
3. Difraksion panjara. Panjaraning ajrata olish qobiliyati.
4. Rentgen nurlarining difraksiyasi. Vulf – Breg formulasi.
5. Golografiya haqida ma'lumot.

**Tayanch iboralar:** yorug'lik difraksiyasi, Frenel va Fraungoffer difraksiyasi, difraksion panjara, panjaraning ajrata olish qobiliyati, golografiya.

### Mavzuning borishi

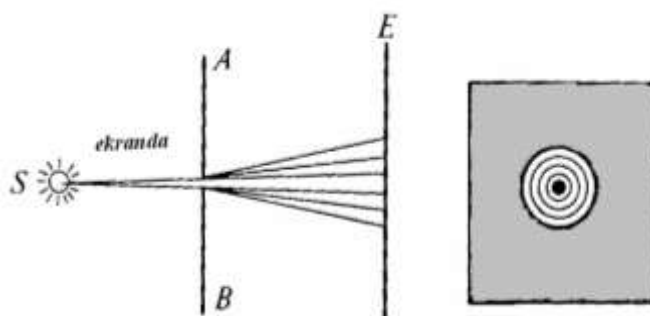
**1. Gyuygens-Frenel qoidasi.** Geometrik optika qonunlariga asosan, E ekranda T to'siqning soyasi doira shaklidagi qorong'i soha kuzatilishi lozim. Tajribada shu narsa kuzatiladi. Lekin to'siqdan ekrangacha bo'lgan masofa to'siq o'lchamlaridan bir necha ming marta katta bo'lsa, ekranda ketma-ket yorug'lik va qorong'i konsentrik halqachalar kuzatiladi.



Gyuygens prinsipiga asosan, to'lqin frontining har bir nuqtasini ikkilamchi to'lqinlarining manbalari deb hisoblash mumkin. Frenel uni to'ldirib, bu ikkilamchi to'lqinlarning manbalarini kogerent manbalar deb va fazoning ixtiyoriy nuqtasidagi tebranish bu nuqtaga yetib kelgan ikkilamchi kogerent to'lqinlar interferensiyalanishining natijasi deb qarash lozimligini aytib o'tadi

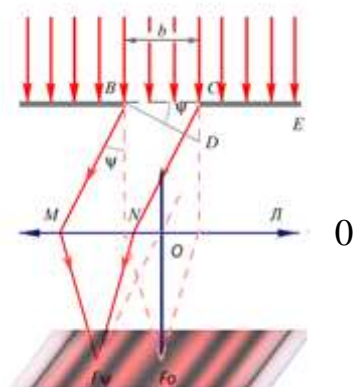
**Yorug'lik difraksiyasi.** Yorug'lik difraksiyasi deb ataladigan hodisada, yorug'lik nurlari shaffofmas to'siqlardan egilib o'tib geometrik soya sohaga kirib boradi. Difraksiya so'zi lotincha "difraksio" "egilib o'tish" dan olingan. Masalan, nuqtaviy monoxromatik yorug'lik manbai M dan tarqalayotgan yorug'lik nurlarining yo'lga shaffofmas jismdan yasalgan disk shaklidagi T to'siq joylashtirilgan bo'lsin. Geometrik optika qonunlariga asosan, E ekranda T to'siqning soyasi doira shaklidagi qorong'i soha kuzatilishi lozim. Tajribada shu narsa kuzatiladi. Lekin to'siqdan ekrangacha bo'lgan masofa to'siq o'lchamlaridan bir necha ming marta katta bo'lsa, ekranda ketma-ket yorug'lik va qorong'i konsentrik halqachalar kuzatiladi.

**2. Frenel va Frangofer difraksiyasi. Frenel difraksiyasi** - bu difraksiya tarqaluvchi yorug'liklar difraktsiyasi bo'lib, aylana shaklidagi tirqishdan bo'ladigan difraksiya ko'rinishida ko'rib chiqamiz. Agar AB aylana shaklidagi tirqish to'lqin uzunligi darajasidan katta bo'lsa, bu vaqtda tirqishning tasviri ekranda hosil bo'ladi. Agar tirqishni kichraytirsak, tirqish tasviri o'rniga o'zaro bir-birini almashtiruvchi qora va oq xalqalar hosil bo'ladi (5.5-rasm). Agar aylana shaklidagi tirqishda tok Frenel zonalari sig'adigan bo'lsa, birinchi xalqa oq bo'ladi, agar tirqishga juft Frenel zonalari sig'adigan bo'lsa birinchi xalqa qora bo'ladi.



**Fraungofer defraksiyasi.** Difraksiya hodisalari ikki sinfga bo'linadi. To'siqqa tushayotgan nurlar parallel dastasini hosil qilgan va difraksion manzara manbadan cheksizlikda mujassamlashgan holdagi hodisalarni Fraungofer tekshirgan. **Shuning uchun bu hodisalar Fraungofer difraksiyasi deyiladi.**

**Bir tirqishdan bo'ladigan difraksiya.** To'g'ri to'rtburchakli tor tirqishli B ekranga parallel monoxromatik nurlar dastasi ekranga normal holda tushayotgan bo'lsin. Tirqishdan dastlabki yo'nalishda o'tayotgan barcha nurlar S linza yordamida linzaning fokal tekisligida joylashgan A ekranning O nuqtasiga to'planadi. Bu barcha nurlar o'rtasidagi yo'l ayirmasi 0 ga teng bo'ladi. nuqta orqali tirqishga parallel yorug' yo'l o'tadi. Endi difraksiya tufayli tirqishdan o'tgan nurlarning faqat dastlabki yo'nalishda emas, balki bu yo'nalishga turli burchaklar ostida o'tishini nazarga olamiz (**j burchak difraksiya burchagi deb ataladi**). Tirqishdan shunday  $j =$



burchak ostida difraksiyalanuvchi nurlar dastasini ko'raylikki, dastaning chekka nurlari orasidagi yo'l ayirmasi  $Dl$  yorug'lik to'lqinining uzunligiga teng bo'lsin:  $Dl=2j/2$  bunda butun dastani Frenel zonalari deb ataluvchi shunday I va II zonalarga ajratish mumkin, bu zonalar uchun I zonaning har bir nuri bilan II zona mos nurining yo'l ayirmasi  $l/2$  ga teng bo'ladi. Linza yordamida  $O_1$  nuqtadan o'tgan to'g'ri chiziqda to'plangan bu nurlar interferensiyalanadi va o'zaro so'nishadi. Natijada  $O_1$  orqali qorong'i yo'l - difraksiya minimumi o'tadi (bu qol  $O_1$  ga simmetrik bo'lgan  $O'_1$  da ham ro'y beradi)

$j=j_2$  burchak ostida difraksiyalanuvchi nurlar dastasining chekka nurlar orasidagi  $Dl$  yo'l ayirmasi  $3l/2$  ga teng bo'lsin. Bu holda butun dastani uchta I, II, III Frenel zonalarga ajratish mumkin. Ikki qo'shni zonaning (I, II) bir-birini so'ndirishi tushunarli (chunki bu zonalarning nurlari orasidagi yo'l ayirmasi  $l/2$  ga teng) III zona esa so'nmaydi va  $O_2$  nuqtadan o'tuvchi chiziqda difraksiya maksimumini beradi.  $O_2$  nuqtaga simmetrik bo'lgan  $O'_2$  nuqtadan o'tuvchi to'g'ri chiziqda qam shunday

maksimum paydo bo'ladi.  $0_2$  va  $0_2$  maksimumlarning yoritilganligi 0 maksimumning yoritilganligidan ancha kam bo'ladi.

Shunday qilib, Frenel zonalarning toq soniga mos burchaklar bilan difraksiyalanuvchi nurlar dastasi ekranda difraksiya maksimumlarini hosil qiladi, Frenel zonalarning juft soniga mos burchaklar bilan difraksiyalanuvchi nurlar dastasi difraksiya minimumlar hosil qiladi. Bu maksimumlarni hosil qiluvchi nurlarning difraksiya burchaklari ortishi bilan maksimumlarni yoritilganligi kamayadi. **Natijada bir tirqishdan hosil qilinadigan difraksiya manzarasi markazi yorug' yo'ldan har ikki tomonda simmetrik joylashgan qorong'i va yorug' yo'llarning navbatlashishidan iborat**

b) **ikki va ko'p parallel tirqishlardan hosil bo'lgan difraksiya.** Parallel monoxromatik nurlar dastasi bir-biridan  $d$  masofada joylashgan ikkita parallel tirqishi bo'lgan B ekranga perpendikulyar tushayotgan bo'lsin (1.16-rasm).

Bunda bu tirqishlar yorug'likning kogerent manbalari bo'lib qoladi. Agar B ekran orqasida S yiquvchi linza qo'yilgan bo'lsa, u holda linzaning fokal tekisligida joylashgan A ekranda difraksiya manzarasi vujudga keladi, bu difraksiya manzarasi ikki jarayonning, ya'ni yorug'likning qar bir ayrim tirqishdan interferensiyasi natijasidir. Biroq bu manzaraning asosiy xususiyatlari ko'proq ikkinchi jarayon bilan aniqlanadi. Ikki parallel nurlar yo'llarining ayirmasi  $d \sin j = n\lambda$  Agar bu ayirma

$$d \sin j = n\lambda$$

shartni qanoatlantirsa, ekranda interferension maksimum kuzatiladi

$$d \sin j = (2n + 1) \frac{\lambda}{2}$$

bo'lsa, interferension minimum kuzatiladi. Maksimumlarning mumkin bo'lgan soni,  $n$  birlikidan

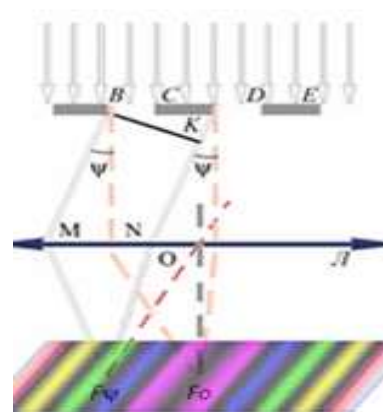
$$n \leq d/\lambda$$

bo'ladi.

Yorug'lik bir-biriga yaqin joylashgan ko'plab parallel tirqishlar to'plamidan difraksiyalanganida ham difraksiya manzarasining ko'rinishi ikki tirqishdan difraksiyalanishdagi ko'rinishda bo'ladi. **Faqat maksimumlar ravshanroq va torroq, ularni ajratib turgan minimumlar esa keng va amalda butunlay qorong'i ko'rinadi. Bunday qurilma difraksiya panjarasi deyiladi masofa panjaraning davri deyiladi.** Difraksiya panjaralari shisha plastinka yoki metall ko'zgu sirtiga ingichka shtrixlar (tirnashlar) chizish yo'li bilan tayyorlanadi. Difraksion panjara bilan yorug'lik to'lqin uzunligini aniqlash mumkin.

**3. Difraksion panjara. Panjarani ajrata olish kuchi.** bu davriy ravishda tirqish va to'siqlardan iborat tiniq

optik qurilma hisoblanadi. Tirqish kenligi  $b$  va to'siq kenligi  $a$  bo'lsa, difraksion panjaraning davri  $d = a + b$  bo'ladi. Bu vaqtda panjaradagi tirqishlar soni:  $N = l/d$ . Bu yerda  $l$  – panjaraning eni. Bu tizimga parallel yorug'liklar tushganda Fraunhofer difraksiyasi vujudga kelib, nurlar tushish yo'nalishiga nisbatan  $\varphi$  burchakka og'adilar. Bu nurlar linza yordamida



toplanganda, linzaning fokall tekisligida o'zaro bir-birini almash tiruvchi oq va qora tasmlar hosil bo'ladi.

Bu vaqtda difraksiyon manzara bir nechta maksimumlardan iborat bo'ladi. Difraksiya vaqtida  $\varphi$  burchakning ma'lum qiymatlarida

ikkala tirqishning mos nuqtalaridan kelayotgan nurlar bir xil fazada bo'ladi. Bu nurlarning interferensiya-lanishi natijasida intensivlikning asosiy maksimumi kuzatiladi.

$$d \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2}, \quad k = 0, 1, 2, 3 \dots$$

Kuzatish burchagi  $\varphi$  ning ma'lum qiymatlarida nurlar qarama-qarshi

fazada bo'lib yo'llar farqi yarim to'lqin uzunligi juft karalli bo'ladi, bu holda nurlarning interferensiyalashishi natijasida yorug'lik intensivligining so'nishi kuzatiladi va qo'shimcha minimumlik sharti bajariladi.

$$a \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2}$$

Kuzatish burchagining ma'lum qiymatlari:

$$a \sin \varphi = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$$

kuzatiladi va bu shart qo'shimcha maksimumlar sharti hisoblanadi.

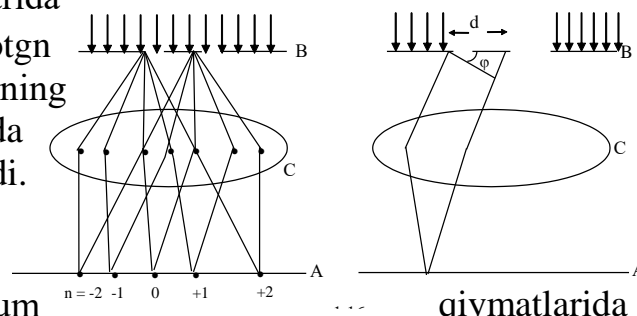
**Difraksiyon panjaraning ajrata olish qobiliyati.** Agar difraksiyon panjaraga monoxromatik yorug'lik tushmasdan murakkab oq yorug'lik ko'rinishdagi yorug'liklar parallel tushsa, difraksiyon manzara oq va yorug' tasmlar o'rniga binafsha rangidan boshlab, qizil ranggacha bo'lgan tasmlar majmuasi, ular orasida esa, qora tasmlar kuzatiladi. Tasmlar rangdorligi quyidagi tartibda bo'ladi. Eng kichik og'ush burchagi binafsha rangli tasma, undan keyin esa havo rang, ko'k, yashil, sariq, zarg'aldoq va qizil rangli tasma eng katta og'ush burchagiga ega bo'ladi. Har bir rangdagi tasma o'zining maksimumlariga ega bo'ladi. Reley qoidasiga ko'ra, maksimumlar bir-biridan ajrim chegarasi ordinata yo'nalishida umumiy maksimumning 0,8 qismiga teng bo'lsa, tasma ranglari o'zaro ajralgan deb hisoblanadi.

Difraksiyon panjara va difraksiyon asboblarning ajrata olish qobiliyati burchakli dispersiya va chizig'li dispersiya ko'rinishda bo'ladi. Burchakli dispersiya:

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda} \quad D = \frac{k}{b \cos \varphi}$$

bu yerda  $\varphi$  difraksiya vaqtida nurning og'ush burchagi,  $d\lambda$  - to'lqin uzunligining o'zgarishi,  $k$  - difraksiyon manzaraning tartib raqami,  $b$  - difraksiyon panjaradagi tirqish eni.

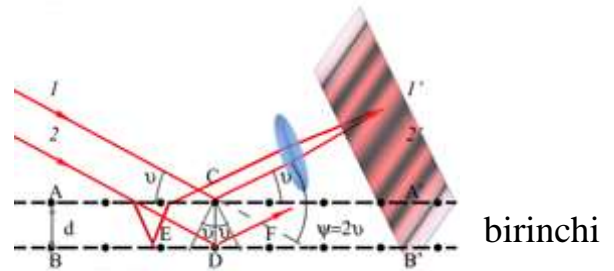
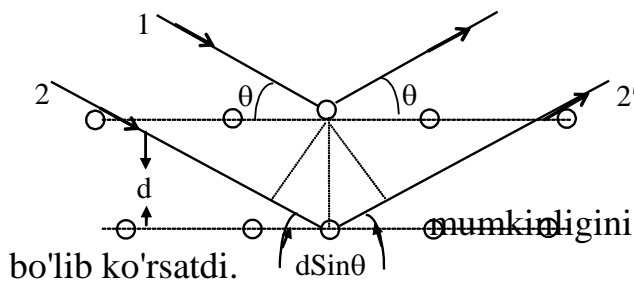
Dispersiyaning chizig'lik kataligi ya'ni panjara yoki spektral asboblarning chizig'li ajrata olish qobiliyati quyidagicha aniqlanadi:



$$r = \frac{\lambda}{\delta \lambda} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

#### 4. Rentgen nurlarining difraksiyasi. Vulf – Breg formulasi.

**Rentgen nurlarining difraksiyasi.** Difraksion manzara kuzatilishi uchun panjara doimiysi va to'lqin uzunliklarining tartibi bir xil bo'lishi kerak. Kristallarning panjara doimiysi  $\sim 10^{-10}$  m va shuning uchun ko'rinadigan yorug'lik ( $l \gg 5 \times 10^{-7}$  m) uchun ularda difraksiya kuzatilmaydi. Nemis fizigi M.Laue kristallarda difraksiyani rentgen nurlari ( $\gg 10^{-12} - 10^{-8}$  m)da kuzatish



Monoxromatik rentgen nurlari dastasi (1,2)-sirpanish burchagi ostida kristallga tushmoqda va 1,2 ikkilamchi to'lqin sifatida tarqalmoqda va interferensiyalanmoqda. Intensivlik maksimumlari - difraksion maksimumlar

$$2d \sin \alpha = m\lambda \quad (m=1,2,3, \dots)$$

da kuzatiladi. Bu ifodadan foydalanib, kristallarning atom tekisliklari orasidagi masofa (d) ni aniqlash mumkin (rentgenostrukturaviy taqlil). Bu usul elektronlar va neytronlardan foydalanib amalga oshirilishi mumkin (eletronografiya, neytronografiya). d, va m ni bo'lgan holda yorug'lik to'lqin uzunligi ni aniqlash mumkin.

**Vulf – Breg formulasi.** Rus olimi YU.V. Vulf va ingliz fiziklari U.G. va U.L. Bregglar, bir – biridan mustaqil ravishda kristall panjaradan hosil bo'ladigan difraksion manzaraning analizini quyidagi soda usulda ham bajarish mumkinligini ko'rsatdilar kristall panjaraning tugunlari orqali bir – biridan barobar masofalarda parallel tekisliklar o'tkazamiz. Bundan keyin biz o'sha tekisliklarni atom qatlamlari deb ataymiz. Agar kristallag tushayotgan to'lqin yassi bo'lsa, bunday qatlamda yotuvchi atomlr yuzaga keltiradigan ikkilamchi to'lqinlarning o'ramasi ham tekslikdan iborat bo'ladi. shunday qilib, bir qatlamda yotgan atomlarning natijaviy ta'sirini atomlar bilan qoplangan sirtidan odatdagi qaytish qonunlari bo'ycha qaytgan yassi to'lqin ko'rinishida tasavvur qilish mumkin. turli atom qatlamlaridan qayta yassi ikkilamchi to'lqinlar o'zaro kogerent va difraksion panjaraning har xil tirqishlaridan berilgan yo'nalishda tarqalayotgan to'lqinlar kabi interferensiyalashadi. Shuning bilan birga, difraksion panjaradagi kabi qo'shni to'lqinlar uchun yo'llar farqi

$\lambda$  ga karrali bo'lgan yo'nalishlardan tashqari hamma yo'nalishlarda ikkilamchi to'lqinlar amalda bir-birini yo'qotadi. Qoshni atom qatlamidan qaytgan ikki to'lqinning yo'llar ayirmasi  $2d \sin \nu$  bo'ladi; bunda  $d$  qaralayotgan qatlamlarga perpendikulyar yo'nalishda kristalning birdaylik davri,  $\nu$  – yutilish burchagiga qo'shimcha burchak bo'lib, tushuvchi nurlarning sirpanish burchagi deb ataladi. Demak, difraksion maksimumlar hosil bo'ladigan yo'nalishlar quyidagi shart bilan aniqlanadi va Vulf – Bregg formulasi deb ataladi.

$$2d \sin \nu = \pm m \lambda \quad (m = 1, 2, 3, \dots)$$

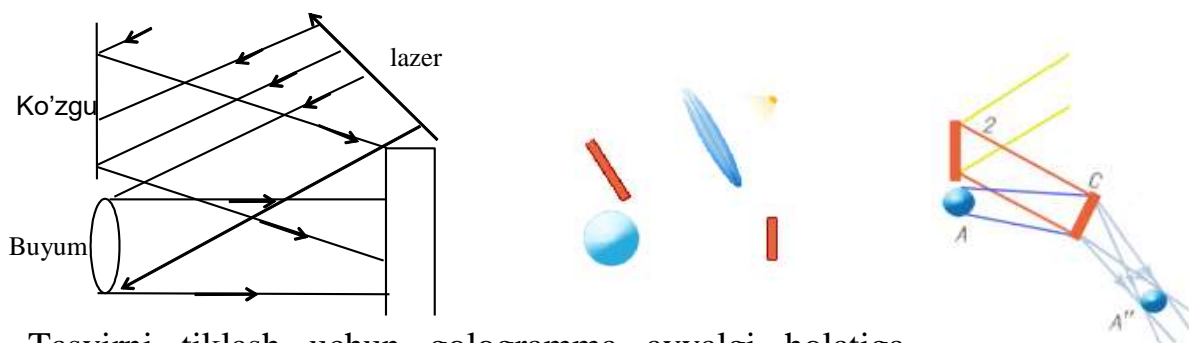
**5. Golografiya to'g'risida tushuncha.** Golografiya grekcha "holo" "to'liq", "grafic", "yozaman" so'zlaridan tashkil topgan bo'lib, u buyumlarning tashqi ko'rinishini "yozib olish" ning maxsus usulini anglatadi. Bu usul 1947 yilda D.Gabor tomonidan kashf qilingan. Golografiyaning mohiyati buyumdan kelayotgan nurlanishning to'lqin frontini fotoplastinkaga qayd qilish (yozib olish), so'ng buyumning tasvirini vujudga keltirish maqsadida bu frontni tiklashdan iborat.

Fotografiyada yoritilgan ob'ektning ayrim nuqtalaridan qaytgan nurlar fotoplastinka yoki fotoplyonka tekisligining ayrim nuqtalariga ob'yektiv yordamida fokuslanadi. Bunda buyum barcha qismlarining tasvirlari ravshan bo'lavermaydi. Fotoapparat biror tekislikka ravshan qilib moslangan bo'lsa, buyumlarning shu tekislikda yotuvchi nuqtalarining tasvirlari ravshan bo'lib chiqadi. Buyumning bu tekislikdan beriroqdagi yoki nariroqdagi qismlarining tasvirlari esa unchalik aniq bo'lmaydi. Masalan, bino oldida turgan odamning fotografik tasvirida odam gavdasi berkitib turgan bino qismini fotografiyaga turlicha vaziyatlardan qaragan bilan bari bir ko'rib bo'lmaydi. Bundan tashqari, binoni odamdan qanchalik uzoqda joylashganligi ham aniqlab bo'lmaydi. Bino va odamning tasvirlari bitta tekislikda ko'rinadi. Fotoplastinkada buyumning ayrim nuqtalaridan qaytgan nurlarning nisbiy intensivliklari qayd qilinadi. Bu nurlar fazalari orasidagi munosabatni fotoplastinkaning qorayishiga qech ta'siri yo'q. Vaholanki, fazalar orasidagi munosabat buyumning ayrim nuqtalarini fotoplastinkadan uzoqliklariga bog'liqdir.

**Gologramma hosil qilish.** Kogerent yorug'lik dastasi ikkiga ajratilib, uning bir qismi buyum (B) dan qaytib fotoplastinka (G) ga tushadi. Bu to'lqinni signal to'lqin yoki buyum to'lqin deyiladi. Ikkinchi qismi esa qaytargich plastinka (K) dan qaytib fotoplastinkaga tushadi. Uni tayanch to'lqin deyiladi. Bu ikki guruh kogerent to'lqinlar fotoplastinkada qo'shilib interferension manzara hosil qiladi. Fotoplastinkaga ishlov berilgandan so'ng oshkor bo'ladigan bu interferension manzara gologramma deyiladi. Gologrammada buyumdan qaytgan to'lqinlarda, ya'ni buyum to'lqinlarining amplituda qamda fazalari to'g'risidagi axborotlar qayd qilingan. haqiqatan, buyum va tayanch to'lqinlarning fazalari bir xil bo'lsa, bu to'lqinlarning amplitudalari qo'shiladi. Shuning uchun pozitiv gologrammaning bunday nuqtalari shaffofroq (negativ gologrammada esa xiraroq) bo'ladi. Buyum va tayanch to'lqinlar fazalari mos bo'lmagan tarzda yetib kelgan gologrammada nuqtalar esa qorong'iroq bo'ladi.

**Golografik tasvirni tiklash.** Demak, buyumdan qaytgan nurlarning faqat amplitudalarinigina emas, balki fazalarini ham fotoplastinkada qayd qilish usulini topish lozim. Bu usul golografiyadir. Golografiya to'lqin optikasining asosiy

qonunlari - intenfrensiya va difraksiya qonunlaridan foydalanish asosida vujudga keldi.



Tasvirni tiklash uchun gologramma avvalgi holatiga joylashtiriladi va uni "tayanch" bilan yoritiladi. Natijada interferension strukturadagi difraksiya tufayli buyum to'lqinning nusxasi tiklanadi.

### Mavzuni mustahkamlash uchun savollar

1. Difraksion panjaradagi difraksiyani izoqlab bering.
2. Difraksion panjara deb nimaga aytiladi?
3. Panjara doimiysi nimaga teng?
4. Difraksion panjara qayerda qo'llaniladi?
5. Panjaraning ajrata olish kuchi qanday aniqlanadi?
6. Ajrata olish kuchi panjaradagi shtrixlar soniga bog'liqmi?
7. Difraksiya so'zi qanday ma'noni anglatadi?
8. Gyuygens prinsipi nima?
9. Frenel Gyuygens prinsipiga qaday qo'shinchalar kiritildi?
10. Fraunhofer difraksiyasi deb qanday difraksiyaga aytiladi?

### Uyga vazifa

1. Bir tirqishdagi difraksiya holida manzaraning yorug'likning monoxromatikligiga bog'liqligi.
2. Vulf-Bregg formulasining qo'llanilishi.

## 27 - MA'RUZA. ELEKTROMAGNIT TO'LQINLARNING MUHIT BILAN O'ZARO TA'SIRLASHISHI. YORUG'LIKNING YUTILISHI.

### Reja:

1. Yorug'likning yutilishi. Buger qonuni va uning qo'llanilishi.
2. Vavilov - Cherenkov nurlanishi. Doppler effekti.
3. Yorug'lik dispersiyasi. Anomal va normal dispersiya. Yorug'likning moddada tarqalishi. Dispersiyaning elementar nazariyasi.
4. Yorug'likning qaytishda va sinishda qutblanishi. Bryuster qonuni. Yorug'likning anizotrop muhit orqali o'tishi. Ikkilama nur sindirish. Qutblantiruvchi prizmalar.
5. Kerr effekti. Qutblanish tekisligining aylanishi. Qutblagich asboblardan moddani o'rganishda foydalanish.
6. Yorug'likning sochilishi va uning mexanizmi.

**Tayanch iboralar:** Buger qonuni, yorug'likning yutilishi, Vavilov - Cherenkov nurlanishi, Doppler effekti, yorug'likning qaytishda qutblanishi, yorug'likning sinishda qutblanishi, Bryuster qonuni, ikkilama nur sindirish,

qutblantiruvchi prizma, Kerr effekti, qutblanish tekisligining aylanishi, yorug'likning sochilishi, Reley formulasi.

### Mavzuning borishi

#### 1. Yorug'likning yutilishi. Buger qonuni va uning qo'llanilishi.

Yorug'likning yutilishi (absorbsiya) deb moddadan o'tishda yorug'lik energiyasining yo'qotilishiga aytiladi. Bunga sabab – yorug'lik energiyasining moddaning ichki energiyasiga aylanishi. Yutilish natijasida o'tayotgan yorug'likning intensivligi kamayadi.

**Buger qonuni va uning qo'llanilishi.** Moddadan o'tuvchi yorug'lik intensivligi

$$I = I_0 e^{-cd},$$

$I_0$  - tushuvchi yorug'lik intensivligi,  $d$  - qalinlik,

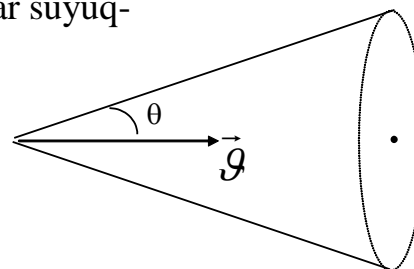
$$d = 1/c \text{ bo'lsa, } I = I_0/e.$$

Jismdan o'tayotgan yorug'lik intensivligini  $e$  marta kamaytiradigan qatlamning qalinligiga teskari bo'lgan kattalik yutilish koeffitsiyentidir:

$$c = 1/d.$$

Yutilish koeffitsiyenti modda xarakteristikasi bo'lib, u to'lqin uzunligi, temperatura kabi omillarga bog'liq.

**2. Vavilov – Cherenkov nurlanishi.** Gamma nurlar suyuqlik orqali o'tganda havorang tUSDagi kuchsizgina nurlanish kuzatiladi (Cherenkov). Gamma nurlar suyuqlik atomlaridan urib chiqaradigan tez harakatlanuvchi elektronlar bu nurlanishni vujudga keltirishi aniqlandi.



Lekin bu tormozlanish natijasida emas.

Vavilov-Cherenkov nurlanishi ro'y berganda elektron tezligi yorug'likning shu muhitdagi tezligidan katta ekanligi ma'lum bo'ldi:

$$U = c/n, \quad n > 1, \quad u < c.$$

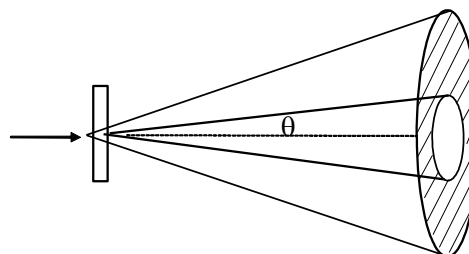
Agar  $c > J > c/n$  shart bajarilsa, Vavilov-Cherenkov effekti kuzatilishi mumkin.

Masalan: Suvga joylashtirilgan  $\text{Co}^{60}$  izotopidan tarqalayotgan yuqori energiyali zarralarning tezligi  $0,8 c$  ga teng. Suvda yorug'likning tarqalish tezligi esa  $0,75 c$ . Shuning uchun suvda Vavilov - Cherenkov effekti o'qi elektronning harakat yo'nalishi bilan mos tushgan konusning yasovchilari bo'ylab kuzatiladi. Nurlanish burchagi:

$$\cos q = c/n J$$

Ma'nosi. Zaryadli zarracha o'tgach, kuchsiz bog'langan elektronlar siljib, dipol avvalgi holatiga qaytganda elektromagnit to'lqin nurlantiradi. Bu to'lqin kogerent bo'lib interferensiyalanadi va yuqoridagi munosabat aniqlaydigan yo'nalishdan boshqa yo'nalishlarda nurlanish so'nadi.

**Doppler effekti.** Doppler effekti deb manba yoki kuzatuvchining bir-biriga nisbatan harakati natijasida kuzatuvchi qabul qilayotgan signal chastotasining o'zgarishiga aytiladi. Agar nurlanish chastotasi  $n_0$ , kuzatuvchi qabul qilayotgan signal chastotasi  $n$  bo'lsa, nisbiylik nazariyasi Doppler effekti uchun



$$n = n_0 \frac{\sqrt{1 - \frac{g^2}{c^2}}}{1 + \frac{g}{c}}$$

ifodani beradi.  $v$  tezlik kuzatuvchi va manba bir-biridan uzoqlashsa musbat, yaqinlashsa manfiy olinadi.

Bu kuzatuvchi manba tomonga ularni birlashtiruvchi to'g'ri chiziq yo'nalishida harakatlenganda kuzatiladigan Dopplerning bo'ylama effektidir.  $J \ll c$  holda.

$$n = n_0 \left( 1 - \frac{g}{c} \right)$$

Demak, manba va kuzatuvchi bir-biridan uzoqlashganda (nisbiy tezlik musbat) uzun to'lqinlar sohasiga siljish ro'y beradi ( $n < n_0$ ,  $l > l_0$ ). Bu qizil siljish deb ataladi. Manba va kuzatuvchi bir-biriga yaqinlashganda (nisbiy tezlik manfiy) qisqa to'lqinlar sohasiga siljish ro'y beradi ( $n > n_0$ ,  $l < l_0$ ) - binafshaviy siljish.

Agar  $q = p/2$  bo'lsa

$$n = n_0 \sqrt{1 - \frac{g^2}{c^2}}$$

Bu kuzatuvchi uni manba bilan birlashtiruvchi chiziqqa perpendikulyar yo'nalishda harakatlanayotganda ro'y beruvchi Dopplerning ko'ndalang effektidir. Ko'ndalang Doppler effekti  $J^2$  ga bog'liq; kichkina  $J$  larda bo'ylama effektga ( $\sim J$ ) nisbatan ikkinchi darajali effektdir. Shuning uchun bu effektни kuzatish juda qiyin; bu effekt akustikada kuzatilmaganligi, ya'ni relyativistik effekt bo'lganligi uchun prinsipial ahamiyatga ega. Bu effekt eksperimental ravishda 1938-yili amerikalik fizik G. Ayvs tomonidan kuzatildi.

Bo'ylama Doppler effekti laboratoriya sharoitida A. Belopolskiy tomonidan kuzatildi. Bu effekt yordamida chastotalarning siljishi, kengayishiga qarab nurlanuvchi zarralar va jismlarning harakati o'rganiladi. Doppler effekti radiotexnika va radiolokatsiyada keng ishlatiladi.

**3. Yorug'likning dispersiyasi.** Moddalar sindirish ko'rsatkichining yorug'lik to'lqin (chastotasiga) bog'liqligi dispersiya deb ataladi.

$$n = f(\lambda_0)$$

funksiya bilan xarakterlash mumkin. Bu yerda  $\lambda_0$  – yorug'likning vakuumdagi to'lqin uzunligi. Nyuton 1972 yilda yorug'likning shisha prizmada sinishidan foydalanib, birinchi bo'lib, yorug'lik dispersiyasini eksperimental tekshirdi.

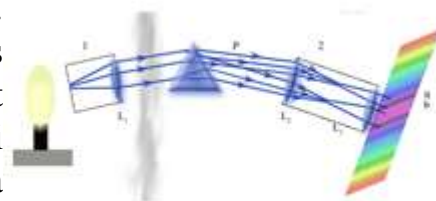
**Anomal va normal dispersiya.** Chastota ortishi bilan moddaning sindirish ko'rsatkichi ham ortsa, ya'ni, bu moddadagi yorug'likning dispersiyasi normal dispersiya deyiladi. Agar chastota ortishi bilan moddaning sindirish ko'rsatkichi

kamaysa, u holda  $\frac{\Delta n}{\Delta \omega} < 0$  va bunday dispersiya anomal dispersiya deyiladi. Ba'zi moddalarda ham normal, ham anomal dispersiyalar kuzatiladi.

**Yorug'likning moddada tarqalishi.** Vakuumda istalgan to'lqin uzunlikli elektromagnit to'lqinlarning tarqalish tezligi bir xil  $c = 3 \cdot 10^8$  m/s, moddalarda esa

to'lqin uzunligiga bog'liq bo'ladi. Shuning uchun ham oq yorug'lik tarkibiga kiradigan turli ranglarga mos keluvchi to'lqinlar uchun muhitning sindirish ko'rsatkichi ham farq qiladi. Natijada prizmadan o'tish paytida turli ranglar turlicha sindirish ko'rsatkichiga uchraydi, turlicha sinadi va bir – birida ajraladi.

**Dispersiyaning elektron nazariyasi.** Yorug'likni elektromagnit to'lqin, modda tuzilishini esa elektron nazariya asosida tasavvur qilish etarli. Elektron nazariyaga asosan jism elektronlar va ionlardan tashkil topgan. Ular yorug'lik ta'sirida tebranma harakatga keladi. Yorug'lik to'lqinlarning tebranishlari 10<sup>15</sup> Gs chastotalarda sodir bo'ladi. Elektromagnit maydonning bunchalik tez o'zgarishini massalari yetarlicha kichik bo'lgan elektronlarga sezishga ulguradi. Shuning uchun yorug'lik to'lqinining jismga ta'sirini hisoblashda yorug'likning elektronga ta'sirini hisoblash bilan chegaralanilsa bo'ladi.



Elektromagnit to'lqin jismdan o'tayotganda-e zaryadli har bir elektronga elektr kuch ( $\vec{F}_e = -e\vec{E}$ ) va Lorens kuchi  $\vec{F} \approx -e\left[\vec{g} + \vec{v} \times \vec{B}\right]$  ta'sir qiladi:

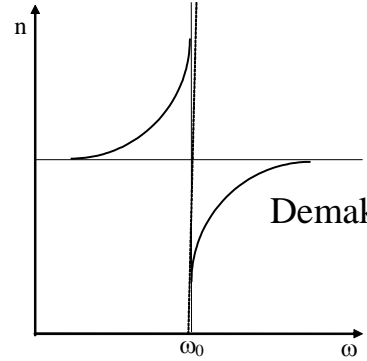
$$\vec{F} = \vec{F}_e + F = -\left(e\vec{E} + e\left[\vec{g}\vec{B}\right]\right)$$

$$\vec{F}_e = -e\vec{E} = -e\vec{E}_0 \cos \omega t$$

$E_0$  ning amplituda qiymati,  $\omega$  - to'lqinning siklik chastotasi. Birinchi yaqinlashishda kuch faqat eng tashqi elektronlarni siljitadi, deb hisoblash mumkin. Lekin bu elektron bilan atomning qolgan qismi orasida kvazielastik kuch mavjudki, u elektroni avvalgi vaziyatiga qaytarishga harakat qiladi. Bu kuch siljishga

proporsionaldir:  $\vec{F}_e = -k \vec{x}$   $e = 1 + \frac{N \frac{e^2}{m}}{\varepsilon_0 (\omega_0^2 - \omega^2)}$  kelib chiqadi.

Maksvell nazariyasiga binoan dielektrik singdiruvchanligi, magnit singdiruvchanligi bo'lgan muhitda elektromagnit to'lqinning tarqalish tezligi



$$g = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon \mu}}$$

Moddaning sindirish ko'rsatkichi esa  $n = \frac{c}{g} = \sqrt{\varepsilon \mu}$ ,  $m = 1$ ,  $n = \sqrt{\varepsilon}$ .

Demak,

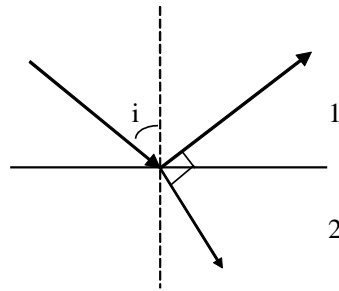
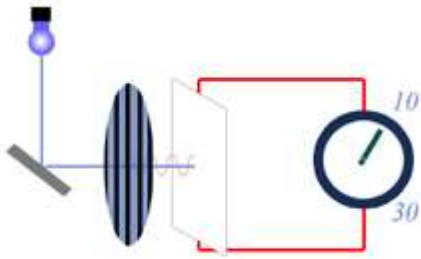
$$n = \sqrt{1 + \frac{N \frac{e^2}{m}}{\varepsilon_0 (\omega_0^2 - \omega^2)}}$$

**4. Yorug'likning qaytishda va sinishda qutblanishi. Bryuster qonuni.** Tabiiy yorug'lik nuri ikki dielektrik chegarasiga tushayotgan bo'lsin (masalan, havodan shishaga). Bunda nurning bir qismi qaytadi, bir qismi sinadi. Tajribalar qaytgan va singan nurlar qisman qutblanganligini ko'rsatadi. Qaytgan nurda tushish tekisligiga

perpendikulyar yo'nalishdagi tebranishlar ko'proq ekanligiga singan nurda tushish tekisligiga parallel tebranishlar ko'pligi aniqlangan.

Qutblanish darajasi nurning tushish burchagiga va sindirish ko'rsatkichiga bog'liq. Shotlandiyalik olim Bryusterning aniqlashicha

$$\operatorname{tg} i_B = n_{21}$$



munosabatdan topiladigan  $i_B$  burchaklarda qaytgan nur yassi (to'la), singan nur esa maksimal (to'la bo'lmasa ham) qutblangan bo'lar ekan.

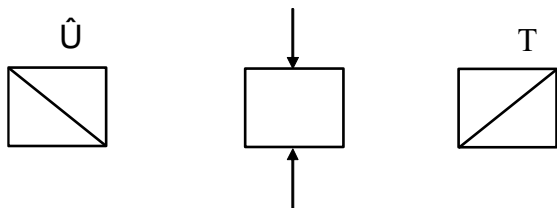
Yorug'lik Bryuster burchagi ostida tushganda qaytgan va singan nurlar o'zaro perpendekulyar bo'ladi. Singan nurning qutblanish darajasini har safar Bryuster burchagi ostida tushirib oshirish mumkin.

**Yorug'likning anizotrop muhit orqali o'tishi.** Anizotropik jismlardan yorug'lik o'tganda turli qutblanish hodisalari kuzatilar ekan. Bunday anizotropiyani tabiiy deb atasak o'rinli bo'ladi. Bir qator usullar bilan jism, moddalarga sun'iy anizotropik xossasini berish mumkin.

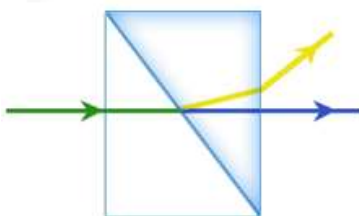
1. Zeyebek va Bryuster izotrop jismlarni mexanik deformatsiyalaganda nurning ikkilanib sinish hodisasini kuzatishda (1831 yil) hosil bo'ladigan anizotropiyani aniqladi. Optik anizotropiya o'lchovi sifatida oddiy va g'ayri oddiy nurlar sindirish ko'rsatkichlarining farqi tushuniladi.

$$n_o - n_e = k_1 s,$$

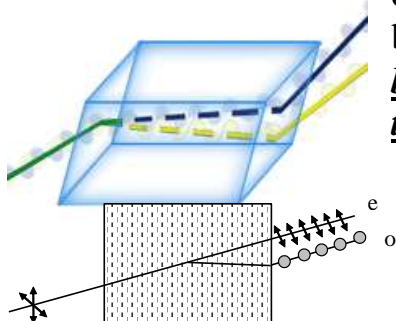
$k_1$  - shu jismni xarakterlovchi koeffitsiyent,  $s = F/S$  - ko'ndalang kesimga qo'yilgan kuchlanish.



Bu hodisa shishada va kristallarda kuzatiladi. Sanoatda jismlarning ichida ichki deformatsiyalar borligi tekshirilishi mumkin.



**Ikkilanma nur sindirish. Qutblantiruvchi prizmalar.** Fizik xususiyatlari yo'nalishlarga bog'liq bo'lmagan muhit izotrop muhit deb, yo'nalishlarga bog'liq bo'lgan muhit anizotrop muhit deyiladi. Izotrop muhit (masalan shisha plastinka) da yorug'likning sinishi sinish qonuniga bo'ysunadi. Agar island shpatiga yorug'lik tushsa, kristalldan ikki bir-biriga va tushayotgan nurga parallel nur



chiqadi. Agar tushayotgan nur kristallga perpendekulyar bo'lsa ham singan nur ikkiga bo'linadi. **Bu nulardan birining elektr tebranishlari kristallning bosh optik tekisligiga perpendikulyar bo'ladi; bu nur oddiy nur (O)**

**deb ataladi. Ikkinchi nurning elektr tebranishlari esa bosh tekkislikda bo'ladi; bu nur g'ayri oddiy nur (e) deyiladi.**

**Kubik sistemaga kiruvchi kristallardan boshqa hamma kristallar nurni ikkilantirib sindirish xossasiga ega.** Bu hodisa birinchi bo'lib island shpatida Bartolini tomonidan aniqlangan. Bu hodisa yorug'likning anizotrop kristallarda turli yo'nalishda  $e_x, e_y$  lar har xil bo'lishi mumkinligi bilan bog'liq. Demak, sindirish ko'rsatkichlari ( $n_x = \sqrt{e_x}$ ,  $n_y = \sqrt{e_y}$ ) ham xar-xil. Shuning uchun nur kristallga tushganda turli burchak ostida sinadi.

Kristallarda shunday yo'nalish borki, bu yo'nalish bo'yicha yorug'lik tarqalganda nurning ikkilanib sinishi kuzatilmaydi. Bu yo'nalish kristalning optik o'qi deyiladi. Agar kristall optik o'qqa perpendekulyar yo'nalishda qirqilsa shu qirraga normal tushayotgan nur bir qil tezlik bilan tarqaladi. Tabiiy nur optik o'q bo'ylab ketganda yorug'lik qutblanmaydi.

**Qutblantiruvchi prizmalar.** Tabiiy yorug'likdan qutblangan yorug'lik olish uchun shunday sharoit yaratish kerakki, bunda yorug'lik to'lqinining  $\vec{E}$  vektori muayyan aniq bir yo'nalish bo'ylab tebranadigan bo'lsin. Bunday sharoitlar qutblovchi prizmalarda mujassamlangandir. Prizmalar ikki turga bo'linadi:

1) faqat yassi qutblangan nur olinadigan;

2) bir-biriga perpendikulyar tekkisliklarda qutblangan ikkita nur beradigan prizmalar.

Eng avvalo Bryuster qonuniga asosan ko'p qavatli kristallardan foydalanib qutblagich qurish mumkinligini ta'kidlash kerak. Qutblovchi prizmalar to'la ichki qaytish hodisasiga asoslanib ishlaydi. Bunday prizmalarning tipik misoli Nikol prizmasidir. Nikol prizmasi ikki island shpatidan qilingan AB chiziq bo'ylab Kanada balzami ( $n=1.55$ ) kleyi bilan birlashtirilgan qurilmadir. Tabiiy nur kristall ichida oddiy ( $n_0=1.66$ ) va g'ayri oddiy ( $n_c=1.51$ ) nurlarga bo'linadi. Oddiy nur Kanada balzamidanda to'la qaytadi va qoraytirilgan SB sirtida yutiladi. Kristalldan g'ayri oddiy nur chiqadi.

Anizotrop muhitlarda nur ikkiga bo'linishidan tashqari turlicha yutiladi. Dixroizm deb ataluvchi bu hodisa tufayli ikki nurdan biri to'la yutiladi. Masalan, turmalin kristallida oddiy nurning yutilish koeffitsiyenti g'ayri oddiylikidan bir necha marta katta. Qalinligi 1 mm bo'lgan turmalin plastinkasida oddiy nur yutilib, faqat qayrioddiy nur chiqadi. Bu esa dixroizmli kristallardan qutblagich sifatida foydalanish imkoniyatini beradi qutblagich sifatida polyaroidlar keng qo'llaniladi. Polyaroid yupqa selluloid plyonkasidan iborat bo'lib, unga gerapatit ingichka kristallari kiritilgan bo'ladi. Gerapatitning 0,1 mm qalinlikdagi plastinkasi oddiy nurni to'la yutadi.

Agar bir turmalin plastinkasi orqasiga ikkinchi turmalin plastinkasi joylashtirilsa, birinchisi qutblagich, ikkinchisi tahlilchi deyiladi. Ikkinchi kristallga tushuvchi yorug'lik intensivligini  $I_0$ , chiquvchi yorug'lik intensivligini  $I$  deb belgilasak,

$$I = I_0 \cos^2 \alpha$$

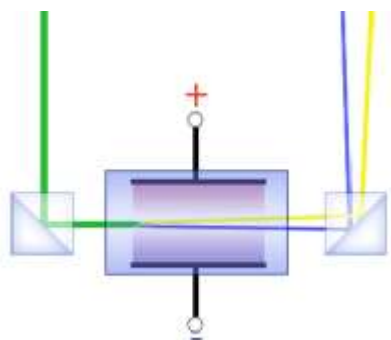
tabiiy yorug'lik intensivligi  $I_1$  bo'lsa,  $I_0 = I_1/2$  dir. - kristallarning optik o'qlari orasidagi burchak. Malyus qonunini ifodalaydi.

**5. Kerr effekti.** Bu hodisa shishada va kristallarda kuzatiladi. Sanoatda jismlarning ichida ichki deformatsiyalar borligi tekshirilishi mumkin.

Elektr maydoni yordamida suyuqliklarda anizotropik xossasini hosil qilish qurilmasi berilgan. **Bu hodisa Kerr effekti deyiladi** Elektr maydon yo'qligida sistemadan yorug'lik o'tmaydi. Elektr maydon qo'yilganda suyuqlik nurni ikkilantirib sindiradi. Maydon kuchlanganligi ortishi bilan modda anizotropik darajasi va demak yorug'lik intensivligi ortadi. Bunda

$$n_o - n_e = k_2 E^2$$

Kerr effekti suyuqlik molekularining elektr maydonida turli yo'nalishlarda turlicha qutblanishiga asoslangan. Bu hodisa deyarli inersiyasidir. Maydon qo'yilishi bilan  $10^{-10}$ s dan keyinoq effekt kuzatiladi. Shuning uchun bu hodisa yorug'lik oqimi intensivligini boshqarishda keng qo'llaniladi. Bu hodisa amorf jismlar, suyuqliklar, gazlarda kuzatiladi.



Elektr maydoniga joylashtirilgan kristallning sindirish ko'rsatkichi o'zgaradi. Bu hodisadan foydalanib yorug'likning elektrooptik modulyatorini yasash mumkin. Bunda maydonni ko'ndalang yoki bo'ylama qo'yish mumkin. **Bunday qurilmalar Pokels yacheykasi deyiladi va u lazerlarda optik to'sqich rolini bajaradi.**

Magnit maydoniga joylashtirilgan suyuqlik, shishalar, kolloidlar uchun

$$n_o - n_e = k_3 H^2$$

bo'ladi. Bu hollarda tashqi ta'sir natijasida modda zarralarining (elektr) qutblanish darajasi o'zgaradi va uning optik xususiyatlariga ta'sir qiladi.

## **5. Qutblanish tekisligining aylanishi. Qutblagich asboblaridan moddani o'rganishda foydalanish.**

**Qutblanish tekisligining aylanishi.** Aylanish burchagi  $\varphi$  nurning kristall ichida bosib o'tgan  $l$  yo'liga proporsional:

$$\varphi = \alpha l$$

$\alpha$  – koeffisienti aylanish doimiysi deb ataladi. Eritmalarda qutblanish tekisligining aylanish burchagi nurning eritmadagi  $l$  yo'liga va aktiv moddaning  $c$  konsentrasiyasiga proporsionaldir:

$$\varphi = [\alpha]cl$$

bunda  $[\alpha]$  – solishtirma aylanish doimiysi deb ataladigan kattalik.

Qutblanish tekisligi aylanishining yo'nalishiga qarab, optikaviy aktiv moddalar o'ngga va chapga aylantiruvchi moddalarga bo'linadi.

**Qutblagich asboblaridan moddani o'rganishda foydalanish.** O'zaro perpendikulyar polyarizatorlar orasiga optikaviy aktiv modda joylashtirilsa, ko'rish sohasi yorishadi. Qaytadan qorong'ilik hosil qilish uchun ikkinchi polyarizatorni  $\varphi$  burchakka burish kerak bo'ladi. Berilgan moddaning solishtirma aylanish doimiysi  $[\alpha]$  va  $l$  uzunlik ma'lum bo'lsa,  $\varphi$  burilish burchagini o'lchab, eritmaning  $c$  konsentrasiyasini aniqlash mumkin. Konsentrasiyani aniqlashning bunday usuli turli

moddalarni ishlab chiqarishda, jumladan, qand ishlab chiqarishda keng qo'llanadi, bunga tegishli asbob *saxarometr* deb ataladi.

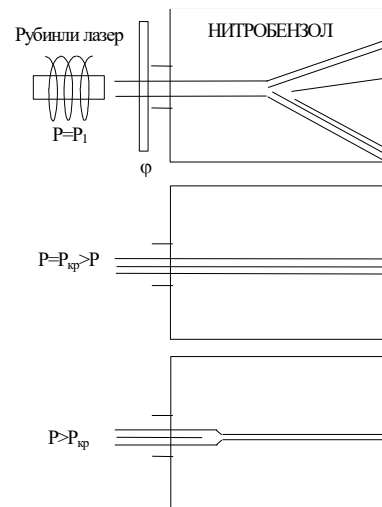
Poliyarizatorni qorong'ilikka to'g'rilashni yetarlicha aniqlikda amalga oshirib bo'lmaydi. Shu sababli oddiy polyarizator o'rniga *yarim soya qurilmalar* ishlatiladi.

### Yorug'likning o'z - o'zida fokuslanishi.

Parallel yorug'lik oqimi muhitda tarqalganda, difraksiya hodisasi tufayli chekka sohalarga ham tarqaladi. Agar muhit suyuqlik yoki (ba'zan) kristall bo'lsa bunday bo'lmasligi ham mumkin ekan. Shunday tajribalardan birida rubin lazeri ( $\lambda=9643 \text{ \AA}$ ~qizil soha) ning qizil dastasi F filtni va dumaloq diafragmani o'tgandan so'ng shaffof suyuqlik, masalan, nitrobenzolga tushadi. Quvvat  $P \sim 0,5 \text{ Vt}$  bo'lganda odatdagi chiziqli optika qonunlariga binoan difraksion manzara hosil bo'ladi.

Quvvat  $P_{kr} = 20 \text{ kVt}$  ga teng bo'lsa, yorug'lik chetga tarqalmasdan dasta bo'lib tarqaladi.  $P > P_{kr}$  da dasta muhitda siqilib  $P \sim 1/\sqrt{P}$ , o'z-o'zidan fokuslanadi. Buning sababi muhit sindirish ko'rsatkichi yorug'lik intensivligi ortib borishi bilan ortishidir:

$$n = n_0 + n_1 E^2 \quad n_0 = \sqrt{\epsilon_0}$$



### Bunda nur egallagan soha optik jihatdan zich bo'lib qoladi va dasta fokuslanadi.

Lazer nurining intensivligi ma'lum chegaraviy intensivlikdan katta bo'lsa, asosiy chastota ( $\omega$ ) ga yo'ldosh sifatida hosil bo'ladigan spektrlar-satellitlarning intensivligi ortib ketar ekan va asosiy chastotali chiziq intensivligiga teng bo'lib qolar ekan. Satellitlar soni ham ortib ketar ekan va  $\omega \pm 2W$ ;  $\omega \pm 3W$ ;  $\omega \pm 4W$  va hokazo komponentlar paydo bo'lar ekan. Ayniqsa, bu hodisa rubin lazer nurini siqilgan gaz (vodorod, azot) da sochilishida yorqin namoyon bo'ladi. Intensivlik  $10^8 - 10^9 \text{ Vt/sm}^2$  etganda, sochilgan nur tarkibidagi komponentlar shu darajada ko'payadiki, tushayotgan qizil bo'lgan nur chiqishda oq yorug'likka aylanadi. Shunday qilib, muhit bilan ta'sirlashish natijasida yorug'likning spektral tarkibi o'zgaradi.

**6. Yorug'likning sochilishi va uning mexanizmi.** Tiniq bo'lmagan muhitlarda, ya'ni optik jihatdan bir jinlimas bo'lgan muhitda ham yorug'lik difraksiyasi kuzatiladi. Bunday muhitlarga aerzollar (bulut, tutun, tuman), emulsiya, kolloidli eritmalar va hokazolar kiradi, ya'ni mayda zarrachalar suzib yurgan muhitlar kiradi. Yorug'lik bunday muhitdan o'tayotib tartibsiz joylashgan bir jinli bo'lmagan joylardan, zarralardan difraksiyalanadi va hamma yo'nalishda bir xil intensivlik beradi, bunda aniq bir difraksion manzara hosil bo'lmaydi. Bu hodisa tiniq bo'lmagan (xira) muhitda yorug'likning sochilishi deb ataladi. Misol uchun quyosh nurining ingichka dastasi changli havodan o'tayotib, sochiladi va ko'rinadigan bo'lib qoladi.

Yorug'likning sochilishi begona zarralari bo'lmagan toza muhitlarda ham kuzatilishi mumkin. L.I.Mandelshtam bu hodisani muhitning sindirish ko'rsatkichining doimiy emasligi bilan, ya'ni nuqtadan nuqtaga o'tganda o'zgarishi

bilan tushuntiradi. Keyinchalik M. Smoluxovskiy bunga sabab molekulalar xaotik issiqlik harakati tufayli yuzaga keladigan zichlikning fluktuatsiyalari bo'lishi mumkinligini ko'rsatdi. Bunga sabab yangi muhit anizotropi bo'lishi mumkin. Bunday sochilishlar molekulyar sochilish deb ataladi. Osmon rangining ko'kligi molekulyar sochilishi bilan tushuntiriladi. D.Reley bo'yicha sochilgan yorug'lik intensivligi  $I \sim I^4$ , shuning uchun havo rang ko'k nurlar, sariq va qizil nurlarga nisbatan ko'proq sochiladi va osmon havorang (ko'k) bo'lib ko'rinadi. Zichlik va intensivlik fluktuatsiyalari temperatura ortishi bilan ortadi. Shuning uchun yozda osmon rangi qishdagidan ko'ra to'yinganroq bo'ladi.

**Reley formulasi.** Yorug'likning kuzgili qaytishi vaqtida monoxramakit fazaviy tezligi

$$v = \frac{\omega}{k}$$

bu yerda  $\omega$  – monoxramatik davriy chastotasi,  $k$ - to'lqin soni.

Yorug'likning spontan sochilishi vaqtida uning faza tezligi bilan birga grupp tezligi vujudga keladi. Grupp tezligining qiymati

$$u = d\omega/dk \text{ bo'ladi.}$$

bu tenglamaga  $\omega$  – qiymati qo'yilsa

$$u = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d(vk)}{dk} = v + k \frac{dv}{dk}$$

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}$$

Reley formulasi kelib chiqadi.

Muhitning sindirish ko'rsatgichi bilan yorug'likning tezligi orasida boglanishda foydalangan holda

$$n\lambda = 2\pi c/\omega$$

Gruppaviy tezlikning qiymati quyidagicha aniqlanadi.

$$u = \frac{c}{n + \omega dn/d\omega}$$

### Uyga vazifa

1. Osmonning rangini qanday tushuntirish mumkin. 2. Dispersiyaning klassik electron nazariyasi. 3. Bo'ylama to'lqinlarda ham qutblanish kuzatiladimi? Nima uchun?

### Mavzuni mustahkamlash uchun savollar

1. Yorug'lik yutilishi nima?
2. Yutilish koeffitsiyenti deb nimaga aytiladi?
3. Vavilov-Cherenkov hodisalarini gapirib bering.
4. Doppler hodisalarini gapirib bering.
5. Yutulish koeffitsiyenti nimalarga bog'liq?
6. Normal dispersiya deb nimaga aytiladi?
7. Yorug'lik dispersiyasi deb nimaga aytiladi?
8. Yorug'lik dispersiyasini birinchi marta kim va nechanchi yilda eksperiment qilgan?
9. Qaytgan va singan nurlar qanday qutblangan bo'ladi?
10. Bryuster qonunini tushuntiring.

11. Sun'iy optik anizotropiya nima?
12. Qutblanuvchi prizma nima?
13. Malyus qonunini tushuntiring.
14. Kerr efekti deb nimaga aytiladi?
15. Aylanish doimiysi nimaga teng?
16. Yorug'likning sochilishi qanday hodisa?
17. Reley formulasini kelirib chiqaring?
18. O'z – o'zidan fokuslanish qanday hodisa?

## 28 – MA'RUZA. ATOM TUZILISHI.

### Reja:

1. Rezerford tajribasi.
2. Atomning polenar modeli va uning kamchiliklari.
3. Bor postulatlar.
4. Frank Gers tajribasi.

**Tayanch iboralar:** rezerfort tajribasi, bor nazariyasi, Frank Gers tajribasi.

**Ko'rgazmali qurollar:** plakatlar, sladlar.

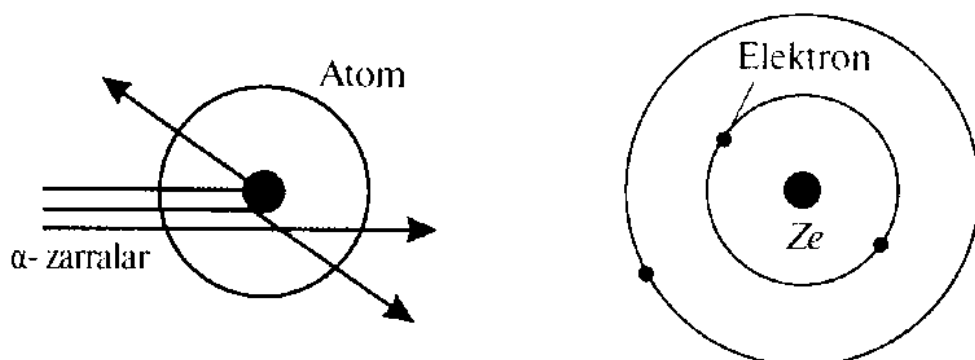
### Mavzuning borishi

**1. Rezerford tajribasi.** Rezerfordning o'z oldiga qo'ygan maqsadini tushunish uchun atomning Tomson modelini oddiy tarvuz sifatida tasavvur qilaylik: tarvuzning go'shti musbat zaryadlari bo'lsa, danaklari elektronlar bo'lsin. Bunda ishonch hosil qilish uchun qanday yo'l tutish kerak? Bunday tarvuzni parchalab bo'lmaydi, chunki u juda kichik, kattaligi  $10^{-10}$  m. yagona yo'l tarvuzga undan ham kichikroq jismlarni yo'naltirish, ya'ni uni nishonga olib otish. Tarvuzni teshib o'tgan o'q uning ichki tuzilishi haqida ma'lumot beradi. Bordi – yu, tarvuzning markazi tomon yo'nalgan o'qlar uni teshib o'tamasdan orqaga qaytsa – chi? Bunda qanday xulosa chiqariladi? Demak, uning markazida o'q teshib o'ta olmaydigan, og'ir o'zak bo'lmog'I kerak. Aks holda o'q orqaga qaymas edi. Endi Rezerford tajribasining sxemasi bilan tanishaylik. Rezerford tajribasida atomga  $\alpha$  – zarralar oqimi yo'naltirladi.  $\alpha$  – zarraning zaryadi  $+2e$  ga, massasi esa  $6,64 \cdot 10^{-27}$  kg gat eng. Manba tor tirqishi qo'rg'oshin idishda joylahtirilgan bo'lib, zarralar ma'lum yo'nalishdagina chiqariladi va boshqa yo'nalishdagarini qo'rg'oshin bevorlar yutib qoladi.  $\alpha$  – zarralarning yo'liga perpendicular qilib  $1 \mu\text{m}$  qalinlikdagi oltin qog'oz qo'yilgan. Oltin qog'ozdan o'tgan  $\alpha$  – zarralarning yo'nalishi ekran yordamida qayd qilingan. Rezerford o'z tajribasida  $\alpha$  – zarralarning bir qismi dastlabki yo'nalishda ma'lum burchaklarga og'ishini va hatto oltin qog'ozdan qaytuvchi zarralar ham bo'lishini qayd etgan. Garchi bunday hol 10 000 ta zarradan bittasida kuzatilsa – da,

### 2. Atomning yadroviy modeli.

Tariba natijalari asosida

Rezaerford 1911-



yilda atomning yadroviy (planetalar) modelini taklif qildi. Ushbu modelga ko'ra ato jajigina quyosh sistemasidek tasavvur qilinadi. Elektronlar yadro atrofida (yopiq) orbitalar – atomning electron qobig'I bo'ylab harakatlanadi va ularning zaryadi yadrodagi musbat zaryadga teng. Taklif qilingan model atomning tuzilishi haqida to'la xulosa chiqarishga imkon beradimi? Afsuski, yo'q. Atomning Rezerford modeli klassik mexanika va elektrodinamika qonunlari bilan qarama-qarshi bo'lib olmadi. Kelgusi mavzuda ushbu muammolarga batafsilroq to'xtalamiz.

**3. Bor postulatlar.** 1913- yilda Rezerfordning yadroviy modeliga kvant nazariyasi tatbiq etilib, tajriba natijalarini to'la tushuntirib bera oladigan vodorod atomi nazariyasi yaratildi. Umuman olganda, kattaliklarning istalgan emas, balki ma'lum qoidaga bo'ysunuvchi tanlangan qiymatlarni qabul qilish kvantlanish deyiladi. Kvantlanish asosida yaratilgan nazariyaga esa kvant nazariyasi deyiladi.

**Statsionar (turg'un) holatlar haqidagi postulat:** atomda stasionar holatlar mavjud bo'lib, bu holatlarga elektronlarning statsionar orbitalari mos keladi.

Elektronlar faqat shu stasionar orbitalarda bo'lib, hattoki tezlanish bilan harakatlanganlarida ham nurlanish chiqarmaydilar.

$$m_e v_n r_n = n \hbar,$$

bu yerda  $m_e$  – elektronning massasi;  $r_n$  –  $n$  – orbitaning radiusi;  $v_n$  – elektronning shu orbitadagi tezligi;  $m_e v_n r_n$  – elektronning shu orbitadagi impuls momenti ;  $n$  – nolga teng bo'lmagan ( $n \neq 0$ ) butun son, unga bosh kvant soni deyiladi;  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$  ( $h$  – plank doimiysi).

**Chastotalar haqidagi postulat:** electron bir statsionar orbitadan ikkinchisiga o'tgandagina, energiyasi shu statsionar holatlardagi energiyalarning farqiga teng bo'lgan bitta foton chiqaradi (yoki yutadi):

$$h\nu = E_n - E_m,$$

bu yerda  $E_n$  va  $E_m$  – mos ravishda elektronning  $n$ - va  $m$ - statsionar orbitalardagi energiyalari.

**4. Frank - Gers tajribasi.** Nemis fizigi D. Frank va G. Gers elektronlarning gaz atomlari bilan to'liqnashuvini tutuvchi potentsiallar usulida o'rganib 1913 – qil, atom energiyasi qiymatlarining diskretligini tajribada isbotladilar. Simob bug'lari bilan to'ldirilgan, hovasi so'rib olingan nayda katod (K), anod (A) va to'rlar ( $T_1$  va  $T_2$ ) bo'gan. Frank va Gers tajribalarining ko'rsatishicha, simob atomlari bilan to'liqnashgan electron o'z energiyasining faqat ma'lum qismini ularga berishi mumkin. bu energiya 4,86 eV teng bo'lib, asosiy holatdagi simob atomi yutilishi mumkin bo'lgan eng kichik energiya porsiyasidir. Shunday qilib, atomda stasionar holatlar mavjudligi haqidagi bor nazariyasi tajribada to'la isbotlangan.

### Mavzuni mustahkamlash uchun savollar

1. Rezerford tajribasining sxemasini tushuntiring.
2. Oltin qog'ozning buncha yupqa qilib olinishiga sabab nima?
3. Oltin qog'ozdan o'tishda dastlabki yo'nalishda og'ganmi?
4. Borning ikkinchi postulate rezerford modelining qanday kamchiligini bartaraf qilngan?
5. Frank – Gers tajribalaridan maqsad nima?

## Uyga vazifa

Spin to'g'risida. Atomdagi energetik sathlar.

### 29 – MA'RUZA: YORUG'LIKNING KVANT TABIATI

#### Reja:

1. Kvant nazariyasining tajribada asoslanishi. Klassik fizikaning ziddiyatlari (atomning chiziqli spektrlari).
2. Kvantlanish g'oyasining tasdiqlanishi. Bor postulatlarini.
3. Frank va Gers tajribasi.
4. Shtern va Gerlax tajribasi, atomlarning chiziqli spektrlari.
5. Moslik prinsipi.

#### Kvantlanish g'oyasining tasdiqlanishi. Bor postulatlarini.

N.Bor (1885-1962) bu nazariyani yaratishda absolyut qora jismning nurlanishi tushuntirib bergan Plankning energiya kvanti haqidagi gipotezasini atomdagi elektronlarga tadbiiq etib, elektronlar ixtiyoriy orbitalarda aylanmasdan faqat ruxsat etilgan orbitalar bo'yicha aylanadilar degan xulosaga keldi. Bunday xulosa natijasida u atom spektrining chiziqli bo'lish sababini osonlikcha tushuntirib berdi. Bundan tashqari Bor elektronning ruxsat etilgan orbitalar radiuslarining ham qanday aniqlanishini topdi. Bor o'zining atom nazariyasiga isbotsiz qabul qilinuvchi uch postulatni asos qilib oldi. Bu postulatlar quyidagicha ta'riflanadi:

1-postulat:

Atom uzoq vaqt turg'un holatlarda bo'lishi mumkin. Atomning turg'un holatiga elektronning turg'un orbitalarda aylanishi mos keladi. Elektronlar turg'un orbitalarda aylanganda atom yorug'lik sochmaydi va yutmaydi. Atomning har bir turg'un holatiga  $E_1, E_2, E_3, \dots$ , energiya qiymatlari to'g'ri keladi.

2-postulat: Atomdagi elektron ixtiyoriy orbitalar bo'ylab aylanmasdan impuls momenti Plank doimiysiga karrali bo'lgan orbitalar bo'ylab aylanadilar:

$$mvrn = n h \quad (1)$$

Bu erda  $n=1,2,3, \dots$ , qiymatlarini oladi. U elektronning orbita tartib raqamini ko'rsatadi va bosh kvant soni deb ataladi. belgi Plank doimiysi  $h$  ning 2 ga nisbatiga teng:

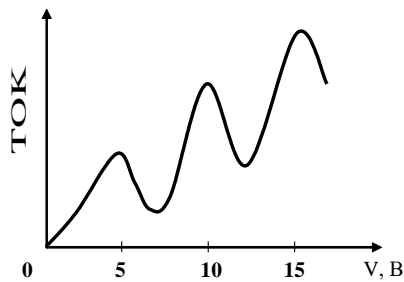
3-postulat:

Elektron bir turg'un orbitadan boshqa turg'un orbitaga o'tganda atom yorug'lik kvanti sochadi yoki yutadi. Sochilgan yoki yutilgan kvant energiyasi elektronning orbitadagi energiyalari farqiga teng:

$$h\nu = E_n - E_m \quad (2)$$

Bu ifodada  $n$  va  $m$  lar orbita tartib raqamlari.

#### Frank va Gers tajribasi



1-rasm.

Nemis fiziklari D.Frank (1882-1964) va G.Gertslar (1887-1914) 1913 yilda to'xtatuvchi potentsiallar usuli bilan gaz atomlari bilan elektronlar to'qnashganda atom energiyasining diskret holda o'zgarishini isbotladilar. Ularning tajribasi sxemasi 1-rasmida ko'rsatilgan.

Bunda havosi surib olingan shisha idish ichiga 13 Pa bosim ostida simob bug'lari qamalib, idishning ikki chetiga katod K va anod A joylashtirilgan. Katod va anodlar orasiga T metall to'r elektrod o'rnatilgan.

Katoddan uchib chiqqan elektronlar katod bilan to'rga berilgan musbat potensial ta'sirida tezlatiladi va elektronlar olgan kinetik energiya  $m\vartheta^2/2 = eU_1$  tenglikdan topiladi. T to'r bilan A anod orasiga elektronlarni to'xtatuvchi uncha katta bo'lmagan (-0,5V)  $U_2$  manfiy kuchlanish beriladi. Katod bilan T to'r orasidagi maydonda tezlik olgan elektronlar simob atomlari bilan to'qnashadi. To'qnashgandan keyin energiyasi to'xtatuvchi potentsialni engi olgan elektronlar anodgacha etib boradi. Elektronlar anodgacha etib borishi uchun ularning energiyasi  $\frac{mv^2}{2} \geq eU_2$  bo'lishi kerak. Elektronlar

simob atomlari bilan noelastik to'qnashgan vaqtda atomlar qo'zg'algan holatga keladi. Bor atom nazariyasiga ko'ra har bir atom ma'lum bir qo'zg'algan holatga o'tishi uchun u aniq bir qiymatga ega bo'lgan energiya olishi kerak, ya'ni elektronni quyi sathdan biror yuqori sathga o'tishi atomga shu sathlarning energiyalari farqiga teng energiya berganda sodir bo'ladi. Bu energiyani elektron zaryadiga nisbati atomning qo'zg'atish potentsiali deyiladi. Elektronlarning energiyasi atomni qo'zg'atish uchun etarli bo'lganda uni simob atomlari bilan noelastik to'qnashishi yuz beradi. Noelastik to'qnashganda elektronlarning energiyasi bir tekisda kamaymasdan, diskret holda yoki boshqacha aytganda me'yorlangan, aniq bir energiya bo'lagi miqdoricha o'zgarishi kerak. Ma'lumki,  $eU_1$  energiyali elektronning energiyasi simob atomlari bilan noelastik to'qnashish va to'xtatuvchi potentsial ta'sirida kamayadi:

$$E = eU_1 - E - eU_2$$

Bu ifodada  $eU_1$  va  $eU_2$  energiyalar aniq, elektronlarni simob atomlari bilan to'qnashganda energiyasini  $E$  miqdoriga kamayishini galvanometrda o'tayotgan anod tokini o'lchab aniqlash mumkin.

Anod tokini elektronlarga tezlik beruvchi potentsialga bog'lanish grafigi 4.5-rasmida ko'rsatilgan. Grafikdan ko'rinib turibdiki, anod toki potentsial 4,9V ga etguncha bir tekis ortib boradi va keyin birdaniga kamayib ketadi. So'ngra 9,8V va 14,7V potentsiallarda ham anod tokini maksimumlari kuzatiladi. Anod tokini 4,9V, 9,8eV va 14,7V potentsiallarda keskin kamayib ketishiga energiyasi 4,9eV, 2 4,9eV va 3 4,9eV bo'lgan elektronlarni simob atomlari bilan noelastik to'qnashishi sabab bo'ladi.

Frank va Gertslarning bu tajribasi atomlar energiyasi uzluksiz holda emas, balki diskret holda o'zgarishini ko'rsatib, Bor atom nazariyasining to'g'riligini tasdiqladi. Anod toki maksimumlarini hosil bo'lish jarayonini to'liqroq ko'rib o'taylik. Elektronlar energiyasi 4,9eV ga etguncha simob atomlari bilan elastik

to'qnashadi, bunday to'qnashishda elektronlarning energiyasi o'zgarmaydi. Shuning uchun kuchlanish 4,9V ga etguncha anodga kelayotgan elektronlar soni ortib boradi, bu esa tokni ortishiga sabab bo'ladi. T to'rdagi kuchlanish 4,9V ga etganda elektronlar 4,9eV energiyaga ega bo'ladi, bunday energiyali elektronlar simob atomi bilan noelastik to'qnashadi, ya'ni atomga urilgan elektron atomdagi elektronni kichikroq energiyali sathdan kattaroq energiyali sathga o'tkazib, energiyasining ko'p qismini atomga beradi. Energiyasi kamaygan bunday elektronlar anodgacha etib borolmaydi, ularni T to'r ushlab qoladi. Natijada anod toki keskin kamayadi. Kuchlanishni yana or-tira borsak, anod toki ham yana ortib boradi, kuchlanish 2 4,9eV ga etganda, yana elektronlarni atomlar bilan noelastik to'qnashishi sodir bo'ladi, natijada anod toki yana birdaniga kamayadi. Bunday hol keyingi 3 4,9eV va h.z. kuchlanishlarda ham sodir bo'ladi.

**Shtern va Gerlax tajribasi.** Elektronni orbital mexanik momenti bilan magnit momenti orasida quyidagicha bog'lanish bor:

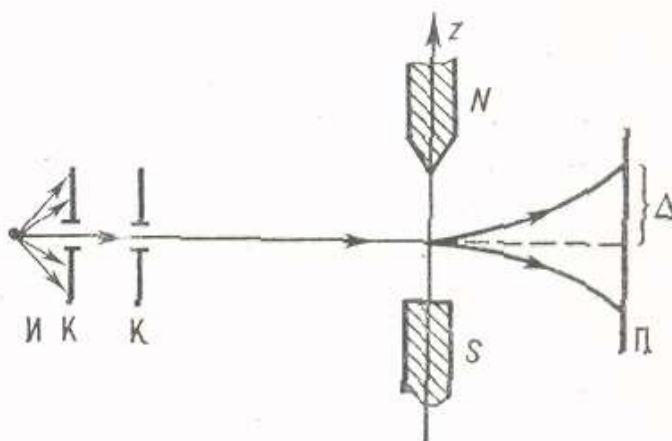
$$P_m = \gamma L \quad (2)$$

Bu yerda  $\gamma$  - giromagnit nisbat deyilib, u  $\gamma = e/2m$  formula bilan aniqlanishi bizga elektromagnetizm kursidan ma'lum.  $\gamma$  ning yuqoridagi ifodasini (2) ga qo'ysak,

$$P_m = \frac{e}{2m} \hbar \sqrt{\ell(\ell+1)} = \mu_B \sqrt{\ell(\ell+1)} \quad (3)$$

ifoda hosil bo'ladi. Bunda

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m} = 0,927 \cdot 10^{-23} \frac{J}{Tl}$$



2-rasm

kattalik Bor magnetoni deb ataladi.

Orbital magnit momentini tashqi magnit maydoni yo'nalishidagi tashkil etuvchisi

$P_{mz} = \gamma L_z = \frac{e}{2m} \hbar m_\ell = \mu_B m_\ell$  ko'rinishida aniqlanadi. Bu yerda  $m_\ell$  - magnit kvant soni<sup>1</sup>. Mexanik moment bilan magnit moment elektronni zaryadi manfiy bo'lgani uchun antiparallel, ya'ni qarama-qarshi yo'nalgan va ular fazodagi vaziyati kvantlanadi. Masalan S-holatda ( $l=0, m=0$ ) har ikkala moment ham nolga teng. Elektronning mexanik va magnit momentlarini fazoda kvantlanishi tajribada tasdiqlanishi kerak edi. Bunday tajribani 1922 yilda nemis fiziklari Otto Shtern va Valter Gerlax o'tkazdilar.

Kvant sonlari  $n, l$  va  $m_l$  Bor nazariyasidan olingan vodorod atomining chiqarish (yutilish) spektrini hosil bo'lishini to'liq tasvirlashga imkon beradi.

<sup>1</sup>Kvant sonlari haqida "Kvant mexanikasi va atom fizikasi" bo'limidagi Vodorod atomi ma'ruzasida ma'lumot olasiz.

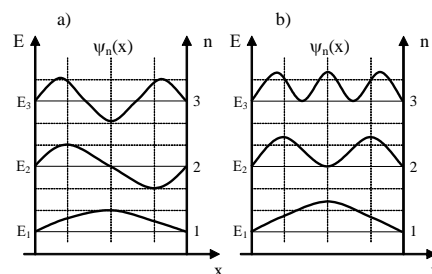
## Moslik prinsipi.

Ma'lumki, kengligi  $l$  bo'lgan o'rada koordinatani noaniqligi  $\Delta x=l$  bo'ladi. Bunda noaniqliklar munosabati zarrachalarning impulsi nol bo'la olmaydi. Impulsning noaniqligi  $\Delta p \sim h/l$  bo'ladi. Impulsning bunday o'zgarishiga  $E_{\min} \sim (\Delta p)^2/(2m) \sim h^2/2m\ell^2$  kinetik energiya mos keladi. Boshqa qolgan sathlarning ( $n > 1$ ) energiyasi eng kichik energiyadan doimo katta bo'ladi. Kvant sonlarining katta qiymatlarida ( $n \gg 1$ )  $\Delta E_n / E_n \approx \frac{2}{n} \ll 1$  bo'lib,

qo'shni energetik sathlar bir-biriga yaqinlashib, diskretlik yo'qoladi. Bu natija Borning moslik prinsipining (1923) xususiy xoli bo'lib, yuqori kvant sonlarida kvant mexanikasi qonunlari klassik fizika qonunlariga aylanishini ko'rsatadi.

Hozirgi zamon fizikasida muhim rol o'ynayotgan

moslik prinsipiga quyidagi ta'rifni berish mumkin: Klassik fizikani rivojlantirish natijasida yaratilgan har qanday yangi nazariya klassik nazariyani to'liq inkor etmaydi, balki uni ham o'z ichiga olib, qo'llanish chegarasini ko'rsatib, ma'lum chegaraviy hollarda u eskisiga aylanadi.



3-rasm.

## Mavzuni mustahkamlash uchun savollar

1. Kvant fizikasi qanday muammolarni o'rgatadi?
2. Yorug'lik qanday xususiyatga ega bo'ladi?
3. Plank gipotezasini ta'riflab bering.
4. Plank doimiysi va uning fizik ma'nosini aytib bering.
5. Plank gipotezasiga muvofiq atomlarning nurlanish energiyasi qanday bo'ladi?

**Uyga vazifa. Kvant nazariyasining tajribada asoslanishi. Klassik fizikaning ziddiyatlari (atomning chiziqli spektrlari).**

## 30 – MA'RUZA. KORPUSKULYAR-TO'LQIN DUALIZMI, KVANT HOLATLAR. STATSIONAR HOLATLAR.

### Raja:

1. Korpuskulyar-to'lqin dualizmi. De-Broyl gipotezasi.
2. Elektronlar difraksiyasi. Neytronlar difraksiyasi.
3. Kvantli holatlar. Mikrozarra holatining berilishi.
4. To'lqin funksiyasi va uning statistik ma'nosi.
5. Shredinger tenglamasi.
6. Kvant nazariyasidagi ehtimollik. Shredingerning vaqtga bog'liq bo'lmagan tenglamalari.
7. Statsionar holatlar. Bir o'lchovli to'g'ri burchakli potensial o'radagi zarra. (Uch o'lchovli potensial o'radagi zarra).
8. Chuqurlikdagi cheklangan potensial o'radagi elektron.
9. Tunnel effekti.
10. Kvant mexanikasidagi garmonik ossilyator.

## **KORPUSKULYAR-TO'LQIN DUALIZMI. DE-BROYL GIPOTEZASI.**

Absolyut qora jismning nurlanishi, fotoeffekt, Kompton effekti hodisalari fotonlar oqimidan iborat yorug'lik haqidagi kvant (korpuskulyar) tasavvurlarni isbotlash uchun xizmat qiladi.

Boshqa tomondan, yorug'lik interferensiyasi, difraksiyasi, va qutublanishligi hodisalari yorug'lik tabiatining to'lqinli (elektromagnit) xarakterini ishonchli holda tasdiqlaydi. Nihoyat, yorug'likning bosimi va yorug'likning sinishi ham to'lqin, ham kvant nazariyalari bilan tushuntiriladi. Shunday qilib, elektromagnit nurlanish ajablanarli birlik go'yoki o'zaro yo'qotadigan xossadek holni qayd etadi, uzluksiz (to'lqin) va diskret (fotonlar) qaysiki bular o'zaro bir-birini to'ldiradi.

Fransuz fizigi Lui-de-Broyl yorug'lik tabiat to'g'risidagi dualistik, ya'ni korpuskulyar va to'lqin xususiyatlari to'g'risidagi fikrni rivojlantirib, 1924 yilda korpuskulyar-to'lqin dualizmining universalligi to'g'risidagi gipotezani ilgari surdi. Bunga ko'ra, nafaqat fotonlar yoki elektronlar emas, balki materiyning istilgan zarrachalari bir vaqtning o'zida ham korpuskulyar, ham to'lqin xususiyatiga egadir. De Broylga ko'ra, har qanday mikroobyekt bir tomondan korpuskulyar xarakterga, E-energiyasi va P impulsi bilan, boshqa tomondan esa, to'lqin xarakteristikasi v chastota va  $\lambda$  to'lqin uzunligi bilan bog'landi. U holda elektromagnit nurlanish fotoni uchun o'qinli bo'lgan quyidagi

$$E = h\nu, \quad P = \frac{hc}{\lambda}$$

munosabatni modda zarrachalari uchun ham qo'llash mumkin. Shuning uchun massasi m, tezligi  $\nu$ , (ya'ni impuls  $P=m\nu$ ) bo'lgan zarrachaning harakatlanish jaryonida uzunligi

$$\lambda = \frac{h}{P} = \frac{h}{m\nu} \quad (1)$$

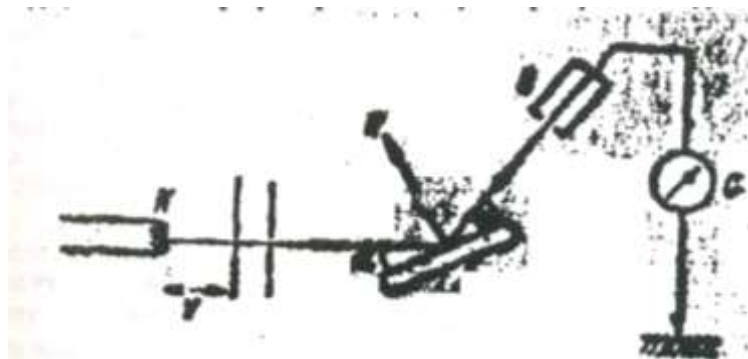
bo'lgan to'lqinlarning xususiyatlari namoyon bo'lishi kerak, degan xulosaga kelindi. (1) ifodani De Broyl formulasi deb,  $\lambda$  ni esa, De Broyl to'lqin uzunligi deb atash odat bo'lgan. De Broyl gipotezasining to'g'riligi ko'pgina tajribalarda tasdiqlandi.

## **ELEKTRONLAR DIFRAKSIYASI. NEYTRONLAR DIFRAKSIYASI.**

De Broyl gipotezasi to'g'ri bo'lsa, elektronlar uchun difraksiya hodisasini kuzatish lozim. Haqiqatdan 1927 yilda Devidson va Jermen tajribasida bu fikr tasdiqlandi. Bu tajribaning sxemasi 1 rasmda tasvirlangan. Qizdirilgan K katoddan chiqqan termoelektronlar katpod va A anod oralig'idagi elektr madon ta'sirida tezlatiladi. Elektronlar dastasi  $d_1$  va  $d_2$  diafragmalar yordamida ingichka dasta yordamida Kr kristallga undan sochilgan elektronlar esa ionizatsion kamera (IK) ga tushadi. Ionizatsion kamerada vujudga kelgan tok galvanometri yordamida o'lchanadi. Tajribada ionizatsion kamerani siljitish yordamida turli burchaklar ostida sochilgan elektronlarni qayd qilish imkoniyati mavjud edi. Tajribalar natijasi shuni ko'rsatadiki, sochilish burchagining o'zgarishi bilan ionizatsion kameradagi tok kuchi monoton ravishda o'zgarib, balki, bir qator maksimumlar kuzatiladi.

## **KVANTLI HOLATLAR. MIKROZARRA HOLATINING BERILISHI.**

Sistema tarkibida  $N$  dona zarra bo'lganligi va har bir zarra koordinatalari hamda impulsining proyeksiyalari boshqa zarralarnikiga bog'liq bo'lmagan tarzda ixtiyoriy qiymatlarga ega bo'la olganligi uchun sistema holati  $3N$  koordinata o'qlari va  $3N$  impuls proyeksiyalarining o'qlari bilan ifodalanishi lozim. Binobarin, sistemaning har bir mikroholati  $6N$  o'lchamli fazaviy fazodagi nuqta tarzida tasvirlanadi.



1 rasm.

Agar zarralar koordinatalarini  $r_n(n=1,2,\dots,3N)$  impulslarining proyeksiyalarini  $p_n(n=1,2,\dots,3N)$  bilan belgilasak,  $6N$  o'lchamli fazaviy fazodagi hajmi elementi barcha  $6N$  koordinatalar differensiallarining ko'paytmasi holda ifodalanadi:

$$dV = dq_1 dq_2 \dots dq_{3N} dp_1 dp_2 \dots dp_{3N} = dq_7 dp \quad (2)$$

Elementar hajm  $dq dp$  qancha katta bo'lsa, sistema holatini tasvirlovchi fazaviy nuqtani shu hajm ichida bo'lish ehtimolligi  $dw$  ham kattaroq bo'ladi, ya'ni

$$dw(q,p) = f(dq dp) \quad (3)$$

Bu ifodadagi  $f(d,p)$  – taqsimot funksiyasi, u sistema holatining ehtimollik zichligi vazifasini bajaradi.

### TO'LQIN FUNKSIYASI VA UNING STATISTIK MA'NOSI.

Kvant mexanikasida mikrozarra holati to'lqin funksiya bilan aniqlanadi. To'lqin funksiyani  $\Psi$  harfi bilan belgilanadi. Kvant mexanikasida mikrozarra holati klassik mexanikadagidek oldin aniq aytib berilmaydi, balki, mikrozarralarning u yoki bu holatining ehtimolligi aniqlanadi. Shunday to'lqin funksiya deganda, koordinatsiya va vaqtga bog'liq bo'lgan shunday matematik ifoda  $\Psi(x,y,z,t)$  tushunilishi kerakki, uning yordamida mikrozarra fazodagi taqsimotini xarakterlash mumkin bo'lsin. U holda to'lqin funksiyasining ko'rinishi shunday bo'lishi lozim, uning modulining kvadrati  $|\Psi|^2$  mikrozarra fazoning birlik hajmida qayd qilish ehtimolligiga teng bo'lsin (xuddi yorug'lik vektorining amplitudasining kvadrati  $|E_m|^2$  fotonlar zichligini xarakterlaganidek).

Fazo biror nuqtasi atrofida  $dV$  hajmda mikrozarra qayd qilsih ehtimolligi  $|\Psi|^2 dV$  ga teng. Xuddi shunday, mikrozarra fazoda (ya'ni, fazoning qayeridadir) qayd qilish muqarrar voqea bo'lganligi uchun uning ehtimolligi birga teng. Ya'ni,

$$\int |\Psi|^2 dV = 1 \quad (4)$$

Bu ifoda to'lqin funksiyalarini normallashtirish sharti deyiladi. Bundan tashqari to'lqin funksiyaning Fizik ma'nosidan kelib chiquvchi quyidagi shartlar ham bajarilishi kerak. A)  $\Psi$  – funksiyasi chekli bo'lishi kerak, chunki, mikrozarra qayd qilish ehtimolligi 1 dan katta bo'la olmaydi.

b)  $\Psi$  – funksiyasi bir qiymatli bo'lishi kerak, chunki, mikrozarra fazoning biror nuqtasida qayd qilish ehtimolligining qiymati bir nechta bo'lishi mumkin emas.

- c)  $\Psi$  – funksiyasi uzluksiz bo'lishi kerak, chunki, mikrozarani qayd qilish ehtimolligi sakrshsimon xarakterda o'zgarmaydi.

### **KVANT NAZARIYASIDAGI EHTIMOLLIK. SHREDINGERNING VAQTGA BOG'LIQ BO'LMAGAN TENGLAMALARI.**

$\psi$ - funksiyani 1926 yilda Shredinger tomonidan taklif etilgan va uning nomi bilan ataladigan quyidagi tenglamani yechib topiladi:

$$-\frac{\hbar^2}{2M} \left( \frac{d^2\Psi}{dX^2} + \frac{d^2\Psi}{dY^2} + \frac{d^2\Psi}{dZ^2} \right) + U\Psi = i\hbar \frac{d\phi}{dt} \quad (5)$$

Bu tenglamada  $m$  mikrozarachaning massasi,  $U$  mikrozarra potensial energiyasi,  $\hbar$  – Plank doimiysi,  $i = \sqrt{-1}$  mavhum birlik. (5) tenglamada  $\psi$ - funksiyadan vaqt bo'yicha olingan hosilani had qatnashayotganligi uchun uni vaqtga bog'liq Shredinger tenglamasi deyiladi. Lekin mikroduyoda sodir bo'ladigan aksariyat hodisalarda mikrozaraning potensial energiyasi vaqtga bog'liq bo'lmaydi (statsionar holatlar uchun). Bu holatda  $\psi$  – funksiya ikkita ko'paytuvchiga ajralib, biri faqat koordinatsiyalarga, ikkinchisi faqat vaqtga bog'liq bo'ladi:

(5) tenglama Shredingerning vaqtga bog'liq bo'lgan tenglamasi bo'lib mikrozaralarning har qanday vaqt ichidagi holatini xarakterlovchi tenglama bo'lib hisoblanadi.

$$\frac{d^2\Psi}{dX^2} + \frac{d^2\Psi}{dY^2} + \frac{d^2\Psi}{dZ^2} + \frac{2M}{\hbar^2}(W - U)\Psi = 0 \quad (6)$$

Bunga temperaturaga bog'liq bo'lmagan (yoki statisionar holatlar uchun) Shredinger tenglamasi seviladi, bunda  $W$  – mikrozarra to'liq energiyasi.

### **STATSIONAR HOLATLAR. BIR O'LCHOVLI TO'G'RI BURCHAKLI POTENSIAL O'RADAGI ZARRA.**

Agar zarracha erkin, unga hech qanday tashqi kuchlar ta'sir etmayotgan bo'lsa, uning potensial energiyasi nol ( $U=0$ ) bo'lib, to'liq energiyasi uning kinetik energiyasidan iborat bo'ladi. Masalani soddalashtirish uchun zarracha koordinatning  $x$  o'qiga parallel holda harakatlanmoqda deb olamiz. Uni  $z, t$  koordinatalaridan olingan xususiy xosilalari nol bo'lib, Laplas operatorida bitta had qoladi:

$$\Delta\Psi = \frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2}$$

Bu holda Shredinger tenglamasi soddalashib, quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{2M}{\hbar^2} E\Psi = 0 \quad (7)$$

(7) ko'rinishdagi differentsial tenglamaning xususiy yechimi yassi to'liqin tenglama ko'rinishda bo'ladi:

$$\psi(x,t) = A \sin(\omega t - \kappa x) \quad (8)$$

Bunga ishonch xosil qilish uchun (8) ifodani va  $\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2}$  ni (7) ga qo'yib ko'ramiz.

$$-\kappa^2 A \sin(\omega t - \kappa x) + \frac{2m}{\hbar^2} E \sin(\omega t - \kappa x) = 0$$

bundan

$k = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mE}$  (9) ekanini topamiz.  $\sqrt{2mE} = P$  bo'lgani uchun

$$k = \frac{m}{\hbar} \quad (10)$$

kelib chiqadi. Ko'rinib turibdiki, hosil qilingan bu ifoda de-Broyl formulasining o'zginasi. Bu Shredinger tenglamasidan de-Broyl formulasi kelib chiqishini bildirmaydi. Aslida buni teskarisi. Shredinger o'zida de-Broyl to'liqini mujassamlashtirgan tenglamani izlab topgan.

(9) ni boshqacha ko'rinishda ham yozish mumkin

$$E = \frac{\hbar^2 \kappa^2}{2m} = \frac{p_x^2}{2m} \quad (11)$$

(11) dan ko'rinadiki, erkin zarrachaning energiyasi har qanday qiymatni olishi mumkin ekan. Ya'ni, uning energiya spektri uzuluksizdir. Bu to'liq soni  $k$  ni va zarrachaning impulsi  $P_x$  ni uzluksiz holda o'zgarishidan kelib chiqadi.

Shredinger tenglamasi erkin zarrachaning energiyasiga hech qanday chegara qo'ymaydi. Ya'ni, uning energiyasi kvantlanmaydi, u har qanday qiymatni olishi mumkin. Agar zarracha bog'langan bo'lsa, uning energiyasi kvantlanishi mumkin. Masalan, atomdagi elektron yadroga bog'langan bo'lgani uchun uning energiyasi uzlukli qiymatlarni oladi, ya'ni kvantlanadi.

### TUNNEL EFFEKTI.

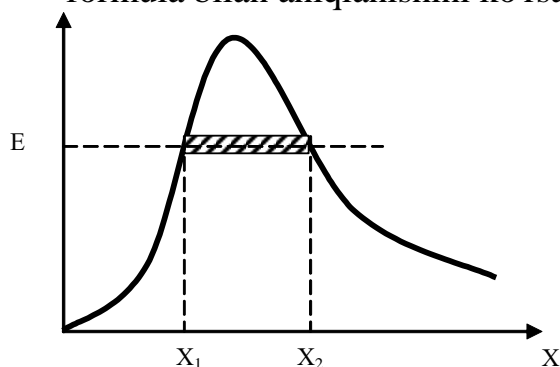
Tunnel effektini tasvirlash uchun potensial to'siqning shaffoflik koeffitsiyenti tushunchasi kiritilgan. Shaffoflik koeffitsientini topish uchun xuddi optikadagidek to'siqdan o'tayotgan de-Broyl to'liqini intensivligini, to'siqqa tushayotgan de-Broyl to'liqini intensivligiga bo'lish kerak:

$$D = \frac{I_{um}}{I_{um}} \quad (12)$$

Bu koeffitsiyentni de-Broyl to'liqini to'siqdan o'tish extimoli sifatida qabul qilish mumkin. Hisoblashlar to'g'ri burchakli potensial to'siqning shaffoflik koeffitsiyenti

$$D = D_0 e^{-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(U-E)}\ell} \quad (13)$$

formula bilan aniqlanishini ko'rsatadi.



2-rasm

(13) formuladagi  $D_0$  o'zgarmas koeffitsientning qiymati 1 ga yaqin. (13) formuladan ko'rinadiki,  $D$  zarrachaning massasi  $m$  ga, to'siqning kengligi  $\ell$  ga va energiya farqi  $(U-E)$  ga kuchli bog'liq. To'siq qancha keng bo'lsa, zarrachani undan o'tish ehtimolligi shuncha kichik bo'ladi. Quyidagi 1-jadvalda energiya farqi  $U-E=5\text{eV}$  bo'lganda  $D$  ning 1 ga bog'liq holda o'zgarishi ko'rsatilgan.

1-jadval

$\ell$ ( $\text{\AA}$ )	1	1,3	1,5	1,8	2,0	5,0	10,0
D	0,1	0,04	0,03	0,01	0,00	$5,5 \cdot 10^{-5}$	$1,4 \cdot 10^{-10}$

				6	8	-7	12
--	--	--	--	---	---	----	----

Jadvaldan kurinib turibdiki, to'siqning kengligi 1 dan 10 gacha ortganda D bir necha marta kamaymoqda. Dning jadvaldagi oxirgi qiymatlari zarrachani to'siqan umuman o'tmasligini bildiradi. Ixtiyoriy shakldagi potensial to'siqning (2-rasm) shaffoflik ko'effitsiyenti integrallash bilan topiladi:

$$D=D_0 e^{-\frac{2}{h} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(U-E)} dx}$$

bu erda  $U=U(x)$

Zarrachaning energiyasi  $E < U$  bo'lganda, uni potensial to'siqdan o'tishi klassik nuqtai nazardan energiyaning saqlanish qonuniga zid keladi. Chunki zarrachaning to'liq energiyasi potensial to'siq balandligiga mos energiyadan kichik bo'lganda ( $E < U$ ), uni kinetik energiyasi potensial to'siq sohasida manfiy bo'ladi, ya'ni  $E = E_k + U(x)$  bo'lsa,  $U(x) > E$  bo'lganda  $E_k < 0$  bo'ladi. Kvant mexanikasi nuqtai nazaridan qaraganda bunda hech qanday qarama-qarshilik yo'q. Agar zarracha to'siq tomon harakat qilayotgan bo'lsa, u malum bir energiyaga ega. Agar zarrachani to'siq bilan o'zaro ta'siri  $\Delta t$  vaqt oralig'ida sodir bo'lsa, noaniqliklar munosabatiga ko'ra uni energiyasi  $\Delta E \geq h / \Delta t$  noaniqlikka ega bo'ladi (6.5-rasm). Agar energiyaning bu noaniqligi  $\Delta E$  to'siqning balandligi bilan to'liq energiya farqidan katta bo'lsa ( $\Delta E_k > U - E$ ), zarracha to'siqdan o'tib ketadi. Bu hodisa fizikada tunnel effekt deb ataladi. "Tunnel effekt" tushunchasi o'rniga zarracha to'siqni "teshib o'tadi" deyish qam mumkin. Zarrachalarni potensial to'siq orqali o'tishi ko'p tajribalarda tasdiqlandi. Masalan, metallarda elektronlarning sovuq emissiya hodisasi kuzatiladi. Elektron metaldan vakuumga chiqishi uchun, ya'ni vakuum bilan metall chegarasidagi potensial sakrashni engishi uchun, unga juda katta elektr maydoni ta'sir etish kerak. Lekin tunnel effekti tufayli yuz barovar kichik elektr maydoni tasirida ham metallarda elektronlar emissiyasi sodir bo'laveradi. Qattiq jismlar fizikasida metall bilan yarim o'tkazgich, yarim o'tkazgich bilan yarim o'tkazgich chegarasidan elektr tokini o'tish qonuniyati ham ko'p hollarda shu tunnel effekti bilan tushintiriladi.

Atom yoki molekullarni klassik fizikada ko'rsatilganidan kichik elektr maydonlari ta'sirida ham ionlashishi tunnel effekti bilan izohlanadi. Bu hodisa fizikada avtoionizatsiya hodisasi deb yuritiladi. Radioaktivlikdagi  $\alpha$ -sochilish ham shu effekt tufayli yuz beradi.

## KVANT MEXANIKASIDA CHIZIQLI GARMONIK OSSILYATOR

Klassik va kvant nazariyalarning ko'p masalalarini echishda elastik kuchga o'xshagan kuch ta'sirida tebranma harakat qiluvchi sistemadan model sifatida foydalaniladi va uni chiziqli garmonik ostsillyator deb ataladi. Prujinali, fizik va matematik mayatniklar garmonik ostsillyatorlarga misol bo'la oladi. Garmonik ostsillyatorning potensial energiyasi

$$U = \frac{m\omega_0^2 x^2}{2} \quad (14)$$

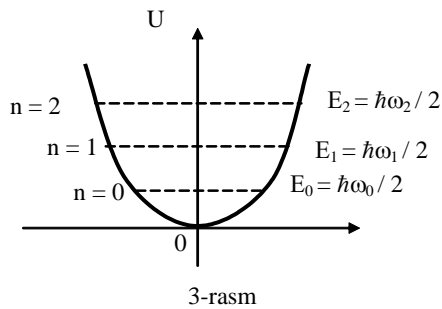
formula bilan aniqlanishi bizga ma'lum. Bu erda  $\omega_0$  - ostsillyatorning xususiy chastotasi,  $m$  - ostsillyatorning massasi. (14) bog'lanish grafigi paraboladan yoki boshqacha aytganda parabola shaklidagi "potensial o'radan" iborat bo'ladi (3-rasm).

Ossilyatorning to'liq energiyasi uni potensial va kinetik energiyalarining yig'indisiga teng va u vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi:

$$E = E_k + U = m\omega^2 A^2 / 2 \quad (15)$$

(15) formula energiyaning saqlanish qonunini ifodalaydi. Doimo potensial energiyaning maksimal qiymati, kinetik energiyaning maksimal qiymatiga va ularning har biri ossilyatorning to'plagan to'liq energiyasiga teng:

$$U_{\max} = E_{k\max} = E$$



Energiyaning saqlanish qonuniga ko'ra to'liq energiya ossilyatorga berilgan dastlabki energiyaga teng bo'ladi. Ossilyatorning to'liq energiyasi uni tebranishi davomida potensial va kinetik energiya orasida turlicha taqsimlanadi. Agar 6.6-rasmda ko'rsatilgan grafikda to'liq energiyaga mos joydan gorizontaal chiziq o'tkazsak, bu chiziqni koordinatalari  $x = \pm A$

bo'ladi, bu erda  $A$  - ossilyatorning tebranish amplitudasi. Ostsilyator  $-A$ ,  $+A$  oraliqdan chiqa olmaydi. Agar u bu oraliqdan chiqadi desak, uni potensial energiyasi to'liq energiyadan katta bo'lib, energiyaning saqlanish qonuni buziladi. Demak, klassik ossilyator chegaralangan fazo sohasida tebranadi. Yuqorida garmonik ossilyator haqida yuritgan fikrimiz klassik mexanika nuqtai nazaridan to'g'ri.

Kvant mexaniksida chiziqli garmonik ossilyator - kvant ossilyator deb ataldi. Kvant ostsilyatorga misol qilib, kristall panjara tugunida tebranma harakat qilayotgan atomni, molekulani va umuman olganda tebranma harakat qilayotgan har qanday mikrozarrachani olish mumkin.

Kvant ossilyatori uchun Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left( E - \frac{m\omega_0^2 x^2}{2} \right) \psi = 0 \quad (16)$$

Bu erda  $U = \frac{m\omega_0^2 x^2}{2}$  - ostsilyatorning potensial energiyasi.

$E$ -ossilyatorning to'liq energiyasi.

Differensial tenglamalar nazariyasidan ma'lumki, (16) ko'rinishdagi differensial tenglama energiyaning

$$E_n = (n + 1/2)\hbar\omega_0 \quad (17)$$

bo'lgan xususiy qiymatlarida yechimga ega. (6.23) formuladan ko'rinadiki, kvant ossilyator energiyasi diskret qiymatlarni olib o'zgaradi, ya'ni uning energiyasi kvantlanadi. Kvant ostsilyatorning ham eng kichik energiyasi vertikal devorli potensial o'ra ichidagi zarrachaning energiyasiga o'xshab, noldan katta bo'ladi. Ostsilyatorning bu eng kichik energiyasi (17) formuladan  $n=0$  bo'lganda

$$E_0 = \hbar\omega_0 / 2$$

bo'ladi.

Bu minimal energiya-nol tebranish energiyasi deb ham ataladi va uning bo'lishligi noaniqliklar munosabati bilan bevosita bog'liqdir.

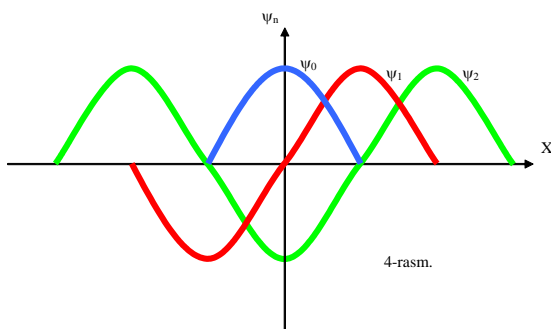
Ostsilyatorning nol tebranishini mavjudligi zarrachani potensial o'raning tubiga hech qachon tushmasligini ko'rsatadi va bu xulosa har qanday shakldagi

"potensial o'ra" uchun ham to'g'ridir. Zarrachani potensial o'raning tubiga tushishi noaniqliklar munosabatiga zid keladi. Chunki, u o'raning tubiga tushgan taqdirda, uning impulsi va impulsining noaniqligi ham nol bo'ladi, koordinatasining noaniqligi esa cheksiz katta bo'lib qoladi. Bu holda zarrachani o'raning ichida bo'lishi ham noaniq bo'lib qoladi. Kvant ossillyatorida nol tebranish energiyasini bo'lishi klassik nazariyaga butunlay zid keladi. Chunki, klassik nazariyada ossillyatorning eng kichik energiyasi uni tebranmasdan tinch turgan holatiga mos keladi. Haqiqatdan ham, bu vaqtda uning energiyasi nol bo'lishi kerak. Masalan, klassik fizikaga ko'ra temperatura  $T=0$  bo'lganda kristall pajara tugunlaridagi atomlarning tebranma harakat energiyasi ham nol bo'lishi kerak. Shuningdek atomlarning tebranishi tufayli yorug'likning moddada sochilishi ham yo'qolishi kerak. Lekin temperatura absolyut nolga yaqinlashganda ( $T \rightarrow 0$ ) ham yorug'likning moddada sochilishi nol bo'lmasdan, qandaydir o'zgarimas chegara qiymatga intiladi. Bu absolyut nol temperaturada ham atomlar tebranishdan to'xtamasligini, ya'ni nol tebranish energiyasi mavjudligini tasdiqlaydi. Absolyut nolga juda yaqin temperaturada geliyning suyuq holda qolishi ham nol tebranish energiyasi orqali izohlanadi.

(17) formuladan ko'rinadiki, ossillyatorning energiya sathi kvant soni  $n$  ga bog'liq bo'lmaydi va ular bir-biridan bir xil oralikda joylashadi (3-rasm). Vertikal devorli cheksiz chuqur o'rada bo'lsa,  $n$  ortishi bilan energiya sathlari orasidagi masofa ham ortib boradi (2-rasm). (6.23) formulada  $n \gg 1$  ( $n+1/2 \approx n$  bo'lganda ossillyatorning energiya sathlari uchun

$$E_n = n \cdot h\omega_0$$

formulani yozish mumkin. Bu formula absolyut qora jism nurlanishining kvant nazariyasini yaratishda M.Plank gipoteza tarzida keltirgan formulaning o'zi.



Kvant garmonik ossillyatorning  $n = 0, 1$  va  $2$  kvant holatlar uchun to'lqin funksiyasi grafigi 4-rasmda ko'rsatilgan.  $n$  -to'lqin funksiyaning nolga aylanadigan nuqtalari to'lqin funksiya tugunlari deb ataladi.

4-rasmdan ko'rinadiki,  $n=0$  bo'lganda to'lqin funksiya  $\psi_0(x)$  faqat  $x=\pm\infty$  bulgan nuqtalarda nol bo'ladi. Ya'ni,  $\psi_0(x)$  ni ikki chekkasida tugun yo'q.  $n=1$  bo'lganda  $\psi_1(x)$

funksiyani  $x=0$  bo'lgan nuqtada bitta tuguni bor.  $n=2$ , bo'lganda  $\psi_2(x)$  funksiyani ikkita tuguni bor. Demak, to'lqin funksiyadagi tugunlar soni kvant soniga teng bo'ladi.

Kvant ossillyator haqidagi masalaning echimidan klassik fizikaga xos bo'lmagan yangi natija kelib chiqadi. Kvant ossillyatori sifatida qaralayotgan zarracha klassik fizika nuqtai nazaridan mumkin bo'lmagan sohada ham bo'lishi mumkin. Klassik nuqtai nazardan qaraganda zarracha ( $-A$  va  $+A$ ) oraliqdan chiqa olmasligi kerak. Ammo kvant ossillyatori parabola shaklidagi potensial o'radan ham tashqariga chiqishi mumkin.

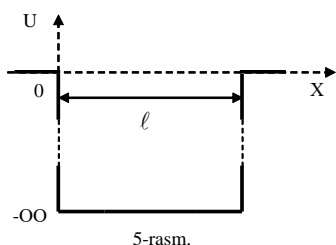
Kvant ossillyatorning koordinatalari  $x$  dan  $x+dx$  gacha bo'lgan sohada bo'lish ehtimolligi.

$$w_{kv}(x)dx = |\psi_n(x)|^2 dx \text{ ifoda bilan aniqlanadi}$$

## CHEKSIZ CHUQUR, BIR O'LCHOVLI POTENSIAL O'RADAGI ZARRACHA HARAKATI

Zarracha kengligi  $l$  bo'lgan cheksiz chuqur potensial o'rada harakatlanayotgan bo'lsin. O'raning devorlari cheksiz baland bo'lgani uchun zarracha undan tashqariga chiqa olmaydi. Uni koordinatasi  $0 \leq x \leq l$  qiymatlarni olishi mumkin. Zarracha o'raning devorlariga urilib, undan qaytishi natijasida devorlar orasida to'g'ri chiziqli traektoriya bilan harakat qilishi mumkin. Zarrachaning bu o'radagi potensial energiyasi manfiy va cheksizdir ( $u=-\infty$ ). Agar elektron o'radan chiqqan taqdirda ham, uning potensial energiyasi nol bo'lib, u erkin zarrachaga aylanadi. Shunday qilib  $l$  kenglikdagi, cheksiz chuqur potensial o'radagi zarrachaning potensial energiyasi uchun

$$U(x) = \begin{cases} -\infty & x < 0 \\ 0 & 0 \leq x \leq l \\ -\infty & x > l \end{cases}$$



shartni yozish mumkin. Bunday potensial o'raning grafigi 5-rasmda ko'rsatilgan. Agar bu o'radagi zarrachaning to'liqin xususiyatini hisobga olsak, unga de-Broyl turg'un to'liqini mos keladi. Bu de-Broyl turg'un to'liqini ikki uchi maxkamlangan torda hosil bo'luvchi to'liqinga o'xshatish mumkin. Ma'lumki, bunday tor bitta chastota bilan emas,

balki o'zini xususiy chastotasiga karrali bo'lgan bir necha chastotada tebranishi mumkin.

Ikki uchi mahkamlangan bunday torda turg'un to'liqin hosil bo'ladi. Torning uzunligiga bir necha turg'un to'liqin to'g'ri keldi. Bunda torning uzunligiga doimo butun sondagi yarim to'liqin uzunligi joylashadi:

$$l = n \frac{\lambda_n}{2}, \quad n=1,2,3,\dots \quad (18)$$

Potensial o'radagi elektron uchun tegishli bo'lgan de-Broyl to'liqini ham turg'un to'liqindan iborat bo'ladi. (18) formuladagi  $\lambda$  ni o'rniga to'liqin soni  $K$  ni qo'ysak, de-Broyl formulasini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin.

$$P = n \frac{\hbar\pi}{l}, \quad n=1,2,3,\dots \quad (19)$$

(19) formuladan ko'rinadiki, potensial o'radagi elektronning impulsi diskret qiymatlarni oladi yoki boshqacha aytganda u kvantlanadi.

Energiya bilan impuls orasidagi  $E=p^2/2m$  bog'lanishni hisobga olib elektronning energiyasi uchun

$$E = n^2 \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m l^2}, \quad n=1,2,3,\dots \quad (20)$$

formulani hosil qilamiz.

(20) formuladan ko'rinadiki, potensial o'radagi elektronning energiyasi ham kvantlanar ekan.

## **31 – MA’RUZA. ATOM VA MOLEKULA. MURAKKAB ATOMLARDA ELEKTRONLAR SATHLARINING STRUKTURASI. VODODROD MOLEKULASI.**

### **Reja:**

- 1. Atom va molekula. Sferik simmetrik maydondagi zarra.**
- 2. Vodorodsimon atomlar spektri. Sathlar kengligi.**
- 3. G’alayonlashtirish va ionlash potentsiallari.**
- 4. Atomdagi elektronlarning bog’lanish turlari.**
- 5. Kvant sonlari va ularning ma’nosi.**
- 6. Pauli prinsipi.**
- 7. D.I.Mendeleyevning elementlar davriy sistemasi.**
- 8. Ikki atomli molekularning elektron termlari.**
- 9. Kimyoviy bog’lanishning fizikaviy tabiati.**
- 10. Murakkab atomlarda elektronlar sathlarining strukturasi.**
- 11. Molekularning spektrlari.**

### **Atom va molekula. Sferik simmetrik maydondagi zarra.**

Molekula deb, bir xil yoki har xil element atomlarining kimyoviy birikishidan tashkil topgan va ma’lum bir moddaning kimyoviy va fizik xususiyatlarini o’zida mujassamlashtirgan eng kichik zarrachaga aytiladi.

Masalan, vodorod ( $N_2$ ), kislorod ( $O_2$ ), azot ( $N_2$ ) bir xil atomlardan tuzilgan molekulalardir. Osh tuzi ( $NaCl$ ) molekulasi esa har xil atomlardan tashkil topgan molekulaga misol bo’la oladi. Molekuladagi atomlar tinimsiz tebranma harakat qiladilar, gaz holatdagi modda molekulari esa aylanma, tebranma va ilgarilanma harakatda ham bo’lishlari mumkin. Molekuladagi atomlarning kimyoviy bog’lanishi ularning tashqi valent elektronlari orqali amalga oshadi.

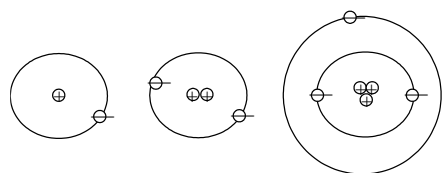
Molekula asosiy holatda elektr jixatdan neytral va ko’p zarrachali murakkab kvant sistema hisoblanadi. Kvant fizikasi Shredinger tenglamasi yordamida molekularidagi diskret energetik sathlarni aniqlash, elektronlar buluti zichligining fazoviy taqsimotini topish va molekuladagi atomlarning joylashish simmetriyasini o’rganish bilan shug’ullanadi.

Atomlardan turg’un molekula hosil bo’lishi energetik nuqtai nazardan molekula ichki energiyasi uni hosil qilgan atomlarning energiyalari yig’indisidan kichik bo’lishi bilan tushuntiriladi. Bu ikki energiyalar farqi molekulaning bog’lanish energiyasini tashkil qiladi.

Atomlarni turg’un molekula sifatida bog’lab turuvchi kuchlar asosan elektr tabiatga ega. Har qanday ikki neytral atom yoki atomlar gruppasi o’rtasida tortishish va itarish kuchlari mavjud bo’lishiga 1873 yildayoq golland fizigi I.D.Van-der-Vaals e’tibor bergan. Atomlar orasida Van-der-Vaals kuchlarini hosil bo’lishini sifat jihatidan tushuntiraylik. Aytaylik, dastlab asosiy holatda elektr dipol momenti nolga teng ikki neytral atom bir-biridan mustaqil va cheksiz uzoq masofada turgan bo’lsin. Agar bu ikki atom tashqi qobiqlaridagi elektronlar buluti bir-biri bilan sezilarli darajada tutashib ketguncha yaqinlashsa, u holda bu elektronlar xarakatidagi mustaqillik yo’qolib, o’zaro bog’lanish vujudga keladi. Elektronlar buluti yadrolarni

tutashturuvchi to'g'ri chiziq bo'yicha qutblanganda bu ikki atom sistemasining energiyasi minimum bo'ladi.

Shunday qilib, tashqi elektronlarning harakat holatlari o'zaro bog'lanib qolishi natijasida oniy elektr dipollarga aylangan ikki atom o'rtasida tortishish kuchlari vujudga keladi. Bunday kuchlar qutbsiz molekular orasida ham hosil bo'ladi.



1-rasm

Biroq Van-der-Vaals kuchlari issiqlik harakati tufayli atomlarni molekula holda tutib tura olmaydi. Bu molekulyar kuchlar hosil qiladigan bog'lanish energiyasi har bir atomga nisbatan 0,1 eV tartibida bo'ladi. Van-der-Vaals kuchlari yakka holda molekula hosil qilishga yetarli bo'lmasada, lekin real gazlar, suyuqliklar va ba'zi

kristallarning xossalarida muhim rol o'ynaydi.

Molekula hosil bo'lishiga olib keladigan ximiyaviy bog'lanish kuchlari ion (geteropolyar) va kovalent (gomepolyar) bog'lanish kuchlariga bo'linadi. Getero - grekcha turli xil, gomeo - bir xil degan so'zlarni anglatadi. Ko'pincha molekularlarda kovalent va ionli bog'lanish uchraydi.

Elektronlarning umumiy zaryadi, yadrodagi musbat zaryadlarning umumiy zaryadiga teng bo'lgani uchun atom elektr zaryadiga ega emas. 4.3-rasmda Rezerford atom yadro modeli bo'yicha vodorod, geliy, litiy atomlarining tuzilishi tasvirlangan. Rezerford tajribaga va atom yadro modeliga asoslanib atom zaryadini va o'lchamini aniqlashga muvaffaq bo'ldi (1-rasm). Yadroning zaryadi electron zaryadiga karrali bo'lib,  $Q=+Ze$  ekanligi aniqlandi. Bu yerda  $Z$  - elementning Mendeleyev davriy sistemasidagi tartib raqami.

### Vodorodsimon atomlar spektri. Sathlar kengligi

Kvant mexanikasida atomdagi elektronni bir sathdan boshqa sathga o'tishini chegaralovchi tanlash qoidasi bor. Bu qoidaga ko'ra yadroning markaziy-simmetrik maydonida elektronning ixtiyoriy o'tishlari amalga oshmaydi. Atomda orbital kvant sonlari faqatgina bir-birlikka o'zgaradigan, ya'ni  $l=1$  bo'ladigan o'tishlarga amalga oshadi.

Vodorod nurlanish spektridagi Layman seriyasi nr 1S ( $n=2,3,\dots$ ) o'tishlarga, Balmer seriyasi esa nr 2S, nS 2r, nd 2r ( $n=3,4,\dots$ ) o'tishlarga mos keladi. Elektronni asosiy holatdan qo'zg'algan holatga o'tishi atomning energiyasini ortishi bilan, ya'ni uni foton yutishi bilan bog'liq. Vodorodning yutilish spektrida faqat Layman seriyasi kuzatiladi, u atomni asosiy holatdan turli energiyali qo'zg'algan holatlarga o'tishini ko'rsatuvchi kvant o'tishlarga mos keladi.

Vodorodsimon atomlarning energetik sathi vodorod energiya sathidan  $Z^2$  marta farq qilib, ular uchun Balmer fformulasi

$$\nu = Z^2 R \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (1)$$

ko'rinishda ifodalanadi. Bunda  $Z$  Mendeleyev davriy sistemasidagi atomning tartib raqami. Yuqoridagi formuladan ko'rinadiki, vodorodsimon atomlarning spektri qisqa to'lqin uzunlik tomon siljigan bo'ladi. Masalan,  $Z > 10$  bo'lganidayoq birinchi spektral seriyaning to'lqin uzunligi rentgen nurlanishi to'lqin uzunligi oraliqida bo'ladi. Og'ir ionlarning nurlanish energiyasi esa 100 keV atrofidadir. Lekin  $n$  ning katta qiymatlarida og'ir ionlardan ham ko'zga ko'rinuvchi sohaga mos keluvchi spektral

chiziqlar ham qayd qilinadi. Ishqoriy metallarning spektri vodorod spektriga o'xshash bo'ladi. Chunki, ularning ham tashqi elektron qobig'ida bittadan elektroni bor. Lekin bu tashqi elektronning energiya sathi vodorodnikiga qaraganda ancha yuqori joylashgan, u quyiroq energetik sathlarga o'taolmaydi. Chunki, bunga Paulining taqiqlash prinsipi yo'l qo'ymadi. Masalan, Na da ( $Z=11$ ) 1S, 2S, 2R holatlar elektron bilan to'la bo'ladi, uning tashqi elektronining asosiy holati 3S energetik sathdir. Natriy atomi qo'zg'atilganda bu elektron 3R, 3d, 4S, 4R, 4d va boshqa holatlarga o'tishi mumkin. Natriyning nurlanish spektri quyidagi formulaga aniq mos tushadi.

$$\nu = R \left( \frac{1}{(n_1 - a_{1_1})^2} - \frac{1}{(n_2 - a_{1_2})^2} \right) \quad (2)$$

bu erda  $n=3,4,\dots$ ,  $n_2=n_{1+1}$ ,  $n_{1+2}$ , ... qiymatlarni oladi. Formuladagi al tuzatma S holat uchun 1,35 ga teng. Boshqa holatlarda u nolga yaqinlashadi.

Tashqi elektron qobig'ida bir nechta elektroni bo'lgan atomlarning spektri murakkab va turli xildir. Bunday atomlar valent elektronlarining energiyasi ham vodorod atomi elektron energiyasiga yaqin bo'lib, u elektroni yadrodan qanchalik masofada joylashishiga bog'liq. Turli elementlarning tashqi elektronlarining energiya sathlari bir necha eV atrofida. Shuning uchun, murakkab atomlarning nurlanish va nur yutish spektri ham ko'zga ko'rinuvchi sohasida joylashgan va elementning tartib raqami bilan bog'lanishi ancha murakkabdir.

Atomlar birikib molekulalar va kristallar hosil qilganda ularning tashqi elektron qobig'larida murakkab o'zgarishlar yuz beradi. Shuning uchun molekulalar va kristallarning spektrlari atomlarnikidan farq qiladi.

Qo'zg'algan holatdagi atom o'z-o'zidan (spontan holda) quyiroq energetik holatga o'tishi mumkin. qo'zg'algan holatdagi atomlar sonini e marta kamayishi uchun ketgan vaqt, atomning qo'zg'algan holatda yashash vaqti deyiladi. Lekin atomda, shunday metastabil holatlar bo'lishi mumkinki, bu holatda uning yashash vaqti ancha katta, sekundning o'ndan bir ulishlarida bo'lishi mumkin. Kvant mexanikasida atomning o'rtacha yashash vaqti haqida gapiriladi. Ma'lum bir atomning qo'zg'algan holatda qancha vaqt bo'lishini kvant mexanikasi aytib beraolmaydi. Atomning qo'zg'algan holatdan normal holatga o'tishi tasodifan sodir bo'ladi. Demak, atomni qo'zg'algan holatda bo'lish vaqtida  $t$  noaniqlik diomo bo'ladi. Shu vaqtning noaniqligi energiyaning noaniqligi bilan bog'langan, ya'ni

$$\Delta E \approx \frac{h}{\Delta t} \quad (3)$$

Agar atomning qo'zg'algan holatda o'rtacha yashash vaqti  $\Delta t=10^{-8}$  s ekanini xisobga olsak, energiyaning noaniqligi uchun quyidagi natijani olamiz:

$$\Delta E \approx \frac{h}{10^{-8}} \approx 10^{-7} \text{ eV} \quad (4)$$

$\Delta E$  ning bu qiymati energetik sathlar farqiga nisbatan juda kichik.

Atomning har bir energetik sathni (chizig'i) o'rtacha  $\Delta E \approx E \cdot 10^{-7}$  eV oraliqda tasodifiy o'zgarishi mumkin. Bu energetik sathi enliroq bo'lishga olib keladi. Atomning qo'zg'alish energiyasi ortishi bilan uni o'rtacha yashash vaqti qisqarib boradi. Natijada yuqori energetik sathlarning kengligi  $E$  ortib boradi.  $\Delta E \approx E \cdot 10^{-7}$  eV qiymat energetik sathning tabiiy kengligi hisoblanadi.

Energetik sathni kengayib ketishi atom spektral chizig'ini ham ma'lum miqdorda yoyilishiga olib keladi. Ya'ni:  $\Delta\nu = \frac{\Delta E}{h} = 10^8 \Gamma_y$  Bundan atom sochayotgan nurlanishni Bor nazariyasi ko'rsatgandek qat'iy monoxromatik emasligi kelib chiqadi. Spektral chiziq ma'lum kenglikka ega bo'lib, spektrda ma'lum sohani egallaydi. Olingan qiymat spektral chiziqning tabiiy kengligi deb qabul qilingan. Spektroskopiyada  $\Delta\nu = 10^8$  Gts qiymat juda kichik hisoblanadi.

Ko'zga ko'rinadigan yorug'lik chastotasi  $\nu \approx 10^{14}$  Gts atrofida bo'lishini xisobga olsak, ekanligi kelib chiqadi. Spektral chiziqlarni kengayishini boshqa sabablari ham bor. Bunga misol qilib spektral chiziqning doplercha kengayishini olish mumkin. Doplercha kengayish nurlanayotgan atomlarning issiqlik tezligi bilan bog'liqdir. Nurlanayotgan atom spektrometrga yaqinlashayotgan bo'lsa, uni chastotasi (Dopler effektiga ko'ra) ortadi, agar u, spektrometrdan uzoqlashayotgan bo'lsa, chastotasi kamayadi. Natijada spektrometr qayd qilayotgan spektral chiziq ikki tomonga kengayadi. Umuman olganda harakatlanayotgan atomning nurlanish chastotasi tinch turgan atomnikidan farq qiladi. Spektral chiziqning Dopler effekti tufayli kengayishi uni biz yuqorida aytib o'tgan tabiiy kengayishidan ancha katta. Shunday qilib, kvant mexanikasi atomlar monoxromatik bo'lmagan nurlanish spektri hosil qiladi degan xulosaga keladi.

### **G'alayonlashtirish va ionlash potentsiallari.**

Kvant mexanikasida sistemaning g'alayonlangan holati aosisy holat bo'lib hisoblanadi. Sistema energiyaning ma'lum qiymatiga ega bo'lib, biroq bunda bir necha turli holatlarda (masalan, erkin zarracha uchun cheksiz g'alayonlangan energiya mavjud) zarrachaning energiyasi impulsning miqdoriy qiymati bilan aniqlanadi, impulsning yo'nalishi esa istalgancha bo'ladi.

Ionlanish – neytral atom yoki molekuladan elektronlar ajralish jarayoni - yutib olinayotgan electron bilan atomning boshqa qismi orasidagi tortishishni yengishga energiya sarflangandagina yuz berishi mumkin. Ana shu energiya  $A$  ionlanish ishi deb ataladi. Agar ionlar tez elektronning atomi bilan to'qnashuvidan keyin hosil bo'lsa, bunday ionlanish zarbiy ionlanish deyiladi.

Elektronlar kinetik energiyasining ionlanish sodir bo'ladigan eng kichik qiymati ionlanish ishi  $A_i$  dan bir oz ortiqroq:

$$A_i = \frac{mv^2}{2} \left( \frac{1}{1 + \frac{m}{M}} \right) \quad (5)$$

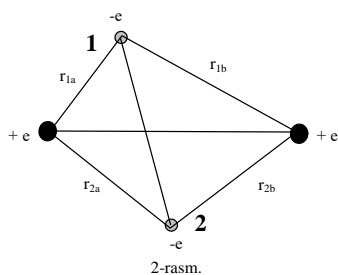
Electron va tom massalari nisbati har doim kichik miqdor, masalan, vodorod atomi uchun  $(m/M) = 5.443 \cdot 10^{-4}$ ; qavs ichidagi miqdor esa birga yaqin bo'ladi. Elektron yoki shunday zaryadli boshqa zarra potentsiallar farqidan o'tganida ionlanish ishiga teng kinetik energiyaga erishadi. Bunday potentsiallar farqi ionlanish potentsiali  $V_i$  deb ataladi:  $V_i = (A_i/e)$ . Ionlanish potentsialini aniqlashning eng aniq usuli atomlar o'tisharining chizikli spektrlarini o'rganishda ularning o'tish energiyalarini o'lchashdan iborat.

### **Atomdagi elektronlarning bog'lanish turlari.**

Ishqoriy metallardagi valent elektron yadro bilan zaif bog'langan. Gologen atomlari tashqi elektron qobig'ini to'lishiga bitta elektron etishmaydi. Shuning uchun ishqoriy metall atomi bilan gologen atomi yainlashganda ishoriy metallning bitta

elektroni gologen atomiga o'tadi. Natijada ishqoriy metall musbat, gologen atom esa manfiy ionga aylanadi. Bu musbat va manfiy ionlar o'zaro elektrostatik Kulon kuchi bilan o'zaro tortishi natijasida birikib, molekulani hosil qiladi.

Kovalent bog'lanish kuchlari qo'shni atomlarning valent elektronlarini elektron juftlar hosil qilish yo'li bilan umumlashtirishi (almashib turishi) natijasida yuzaga keladi. Bu kuchlar sof kvant xarakterdagi almashuv kuchlari bo'lib, molekulalardagi atom va elektronlarni maxsus Kulon o'zaro ta'siridan vujudga keladi. Kovalent bog'lanishli molekulalarga  $N_2$ ,  $H_2$ ,  $SO$ ,  $NO$ ,  $CH_4$  kabi molekulalar misol bo'la oladi. Ayni bir xil atomlardan turg'un molekula hosil bo'lishini ion bog'lanish yoki Van-der-Vaals kuchlari bilan tushuntirib bo'lmaydi. Vodorod molekulasini uchun kovalent bog'lanishning birinchi kvant nazariyasi V.Gaytler va F.Londonlar tomonidan 1927 yilda yaratildi. Kovalent bog'lanish tabiatini vodorod molekulasining hosil bo'lish misolida sifat jihatdan tushuntirishga harakat qilaylik.



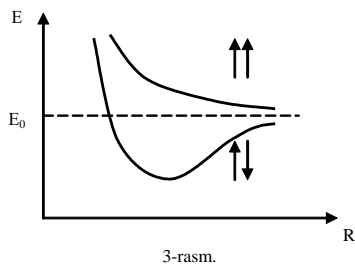
Ikki vodorod atomini fikran elektron qobiqlari o'zaro kirishib ketguncha bir-biriga yaqinlashamiz. Asosiy holatda har bir vodorod atomining 1S elektronining bog'lanish energiyasi 13,6 eV ga teng. Ma'lumki, uning 1S qobig'ida bittadan elektroni bor. Ikkita vodorod atomi o'z elektronini umumlashtirish yo'li bilan K qobiqlarni to'ldirib to'yingan valentlikka ega bo'lgan sistemaga ya'ni, vodorod molekulasiga aylanadi. Bu molekuladagi bir atomni 1S qobiqi boshqa atomni elektronini vaqtincha olish hisobiga to'ladi va geliy atomiga o'xshab qoladi. Hosil bo'lgan  $H_2$  molekulasining kvantlashgan energetik sathlarini aniqlash uchun ikki proton maydonida joylashgan ikki elektron (2-rasm) uchun Shredingerning statsionar tenglamasini echish talab etiladi.

Bunday sistema uchun Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\Delta_1^2 \psi + \Delta_2^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left[ E - e^2 \left( \frac{1}{r_{12}} + \frac{1}{R} - \frac{1}{r_{1a}} - \frac{1}{r_{2a}} - \frac{1}{r_{1b}} - \frac{1}{r_{2b}} \right) \right] \psi = 0 \quad (6)$$

bu tenglamada

$$U = -e^2 \left( \frac{1}{r_{12}} + \frac{1}{R} - \frac{1}{r_{1a}} - \frac{1}{r_{2a}} - \frac{1}{r_{1b}} - \frac{1}{r_{2b}} \right) \quad (7)$$



ifoda vodorod molekulasida ikki proton va ikki elektronning o'zaro ta'sir potensial energiyasidir.

Tenglamadagi va belgilar molekuladagi birinchi va ikkinchi elektronlarining koordinatasi qatnashgan Laplas operatorini bildiradi. Bu tenglamadan olingan energiyaning xususiy qiymatlari yadrolar orasidagi masofa  $R$  ga bog'liq. Bu bog'lanish spinlari parallel va antiparallel elektronlar uchun turlicha ko'rinishga ega (3-rasm).

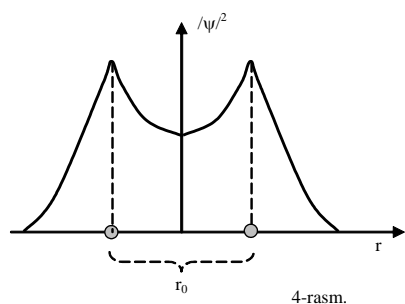
Vodorod molekulasining turlanmagan asosiy holati atomlarning 1S holatlaridan tashkil topganligi sababli faqatgina spinlari qarama-qarshi yo'nalgan ikki elektroni joylashtirishi mumkin.

Vodorod molekulasida elektron harakatlanadigan soha atomdagiga qaraganda kengroq bo'lganligidan noaniqliklar munosabatlariga muvofiq ikki atomli

sistemaning minimal energiyasi yolg'iz atomnikidan kichikroq bo'ladi. Tajriba natijalariga ko'ra H<sub>2</sub> molekulasida hosil bo'lishda 4,5 eV, ya'ni NaCl molekulasidagiga qaraganda ham ko'proq energiya ajralib chiqadi. Ammo bunday sifatli mulohazalar bilan "spinlarining yo'nalishi bir xil bo'lgan vodorod atomlari turg'un molekula hosil qilishi mumkinmi?" - degan savolga javob berish qiyin. Tajriba va qat'iy nazariy hisoblashlar shuni ko'rsatadiki, spinlari bir tomonga yo'nalgan elektronli ikki vodorod atomidan molekula hosil bo'la olmaydi.

Shunday qilib, kovalent bog'lanish sof kvant xarakterga ega bo'lib, qo'shni atom valent elektronlarining yig'indi spini nolga teng juftlarga birikishidan yuzaga keladi. Bunday elektron juftlar molekula atomlaridan hech biriga tegishli bo'lmaydi, yaxlit molekula bo'ylab umumlashgandir. Masalan, H<sub>2</sub> molekulasida qo'shni atomlarning uchtdan 2P valent elektronlari umumlashib, 3 juft kovalent bog'lanishlar hosil qilishda qatnashadilar. Metan CH<sub>4</sub> molekulasida esa uglerod atomining L qobiqidagi to'rta 2S<sup>2</sup>2P<sup>2</sup> elektronlari juft-juft holda to'rta vodorod atomlarining elektronlari bilan bog'lanadilar. Olmos, kremniy, germaniy kabi kristallar ham, kovalent bog'lanishga ega.

Turli ximiyaviy bog'lanishdan hosil bo'lgan molekular bog'lanish energiyalarini o'rganish shuni ko'rinadiki, kovalent bog'lanish kuchlari ion bog'lanish kuchlaridan kuchliroq ekan. Buni biz vodorod molekulasining o'ta turg'unligida, olmos kristallining juda qattiqligida ko'rishimiz mumkin. Ayrim kristallarda kovalent va ion bog'lanishlar birgalikda ham uchraydi.



4-rasm.

Vodorod molekulasida birinchi atom elektronini ikkinchi atom yadrosi atrofida, ikkinchi atom elektronini birinchi atom yadrosi atrofida qayd qilish ehtimolligi noldan farqli bo'ladi va bunda birinchi atomni elektroni yoki ikkinchi atom elektroni degan so'z ma'nosini yo'qotadi (4-rasm). Bunda kvant mexanikasidagi bir xil zarrachalarning farq qilmaslik prinsipi o'rinli bo'ladi.

### Kvant sonlari va ularning ma'nosi.

Kvant mexanikasida vodorod atomidagi elektronning holati uchta kvant soni bilan aniqlanadi: n-bosh kvant soni, l-orbital kvant soni, m- magnit kvant soni. Bosh kvant soni n-elektron ega bo'ladigan energiya qiymatlarini ifodalash bilan birga elektron orbitasi diametrini ham belgilaydi.

Orbital kvant soni orbita shaklini, ya'ni eliptiklik darajasini aniqlasa, magnit kvant soni elektron orbitasining fazodagi orentatsiyasini (vaziyatini) bildiradi.

Kvant mexanikasi atomning Bor nazariyasidagi elektronning impuls momentini kvantlanishiga aniqlik kiritdi. Bor nazariyasida energiyaning kvantlanishi elektronning impuls momentini kvantlanish shartidan kelib chiqqan bo'lsa, kvant mexanikasida u impuls momentini kvantlanishiga bog'liq bo'lmagan holda Shredinger tenglamasining yechimidan kelib chiqadi. Qandaydir E<sub>n</sub> energetik sathdagi elektronning energiyasiga impuls momentining n ta qiymati mos keladi. Impuls momenti ixtiyoriy qiymatlarini qabul qilmasdan, quyidagi

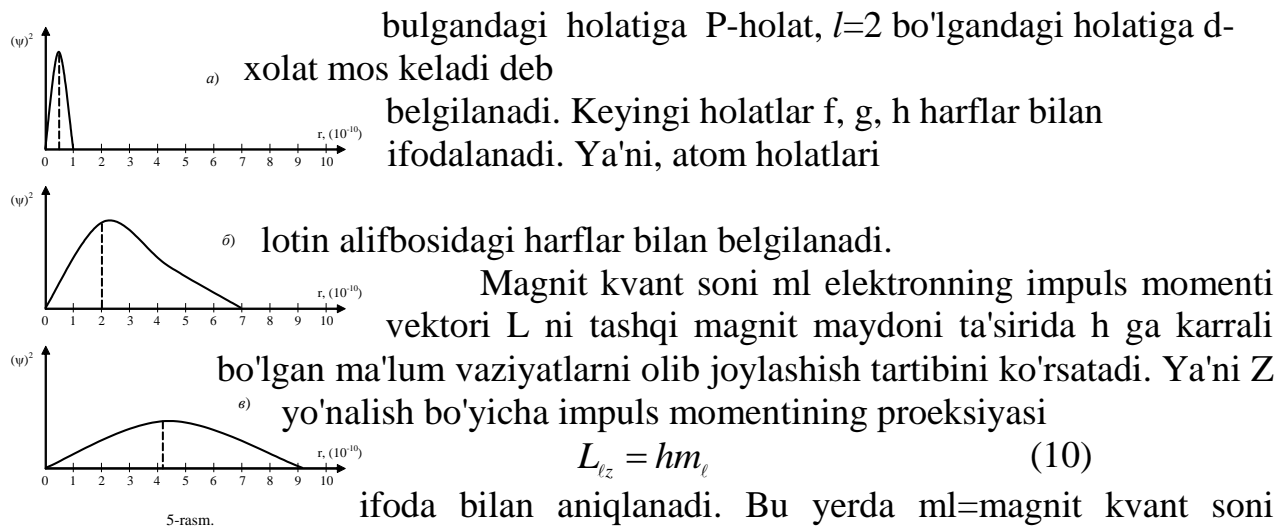
$$L = h\sqrt{\ell(\ell + 1)} \quad (8)$$

formula bilan aniqlanuvchi diskret (tayinli) qiymatlarini qabul qiladi. Bu formuladagi  $l$ - orbital kvant soni bo'lib, u 0 dan  $n-1$  gacha bo'lgan  $n$  ta qiymatlarni qabul qiladi:

$$l = 0, 1, 2, \dots, n-1 \quad (9)$$

Elektronning impuls momenti ellips shaklidagi orbitaning ekstsentrisitetiga, ya'ni orbitaning shakliga ta'sir qiladi. Bir xil energiyali, impuls momentlari har xil bo'lgan elektron katta o'qini uzunligi bir xil bo'lgan, lekin ekstsentrisitetlari bilan farqlanuvchi turli elliptik orbitalar bo'ylab aylanadi. Demak,  $l$  ning har bir qiymatiga mos orbitalar mavjud.

Kvant mexanikasida orbital kvant sonini  $l=0$  qiymatiga mos keluvchi atom holatiga S-holat,  $n=1$



bulgandagi holatiga P-holat,  $l=2$  bo'lgandagi holatiga d-

Magnit kvant soni  $m_l$  elektronning impuls momenti vektori  $L$  ni tashqi magnit maydoni ta'sirida  $h$  ga karrali bo'lgan ma'lum vaziyatlarni olib joylashish tartibini ko'rsatadi. Ya'ni Z

$$L_{lz} = hm_l \quad (10)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Bu yerda  $m_l$ =magnit kvant soni bo'lib, u  $-l$  dan  $0$  orqali  $+l$  gacha bo'lgan butun sonli qiymatlarni oladi, ya'ni  $m_l = -l, -(l-1), \dots, -1, 0, +1, \dots, (l-1), +l$  (4)

bo'lib, hammasi bo'lib  $2l + 1$  qiymatini qabul qiladi. Demak, elektronning impuls momenti vektori fazoda  $2l+1$  vaziyatlarni olib joylashishi mumkin(5-rasm).

### Pauli prinsipi

Atomlarning chiziqli spektrini o'rganish, atom ichiga "nazar solishga" imkon beradi deyish mumkin. Pauli ham atom spektrlarini o'rganib atomda ma'lum bir holatda  $n, l, m_l, m_s$  to'rtala kvant sonlari bir xil bo'lgan bittadan ortiq elektronni bo'lishi mumkin emas degan xulosaga keldi. Bu fizikada Paulining taqiqlash prinsipi deb yuritiladi. Pauli prinsipiga yana boshqacha ta'rif berish mumkin: bir xil fermionlardan ikkitasi bir vaqtning o'zida ayni bir holatda bo'lishi mumkin emas.

Tabiatda holati faqat antisimmetrik to'liqin funksiya bilan ifodalanuvchi fermionlar juftini uchratish mumkin. Bundan, agar to'rtala kvant sonlaridan hech bo'lmaganda bittasi bilan, masalan, spin kvant sonlari bilan farq qilsa, bir holatda ikkita elektron bo'lishi mumkin degan xulosaga kelib chiqadi. Paulining taqiqlash prinsipi shunday kuchli printsiptiki, u hatto fizik sistemani o'z-o'zidan eng kichik energiyali holatni olishga intilishidan ham ustun keladi.

Lekin bozonlar uchun Pauli prinsipi bajarilmaydi. Ayni bir holatda bir xil bozonlardan istagancha sonidagisi bo'lishi mumkin. Atomdagi elektronlarning energetik sathlar (holatlar) bo'yicha taqsimlanishi ham Pauli prinsipiga amal qiladi.

Pauli prinsipini atomdagi elektronlarga tadbiiq qilib, quyidagicha ta'riflash mumkin. Atomda  $n, l, m, s$  kvant sonlar to'plami bilan ifodalanuvchi ixtiyoriy

energetik sathda bittadan ortiq elektronni bo'lishi mumkin emas. Atomda bir energetik sathda ikkita elektron bo'lsa, ular qarama-qarshi spinga ega bo'lishi kerak. Atomda ayni bir  $n$  bosh kvant soni uchun bo'lishi mumkin bo'lgan energetik sathlarining umumiy sonini hisoblaylik. Agar  $n$  va  $l$  larning qiymatlari o'zgarmasdan  $m$  va  $s$  lari bilan farqlanuvchi sathlar sonini topish kerak bo'lsa, har bir  $n$  va  $m$  ning  $2l + 1$  ruxsat etilgan qiymati bor. Demak,  $n$  va  $s$  larning aynan to'plami  $(2l + 1)$  sathdan iborat. Nihoyat, ayni  $n$  uchun  $l$ ,  $m$  va  $s$  lari bilan farqlanuvchi sathlar sonini topaylik. Ayni  $n$  uchun  $l$  ning qiymatlari  $0$  dan  $n - 1$  gacha bo'lgan butun sonlarni olishi mumkin. Shuning uchun asosiy kvant soni  $n$  ning ayni bir qiymati bilan ifodalanuvchi sathlar soni (arifmetik progressiya hadlarining yig'indisi formulasiga asosan)

$$\sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1) = 2 \frac{1+[2(n-1)+1]n}{2} = 2n^2 \quad (11) \quad \text{bo'ladi.}$$

### D.I.Mendeleyev davriy sistemasi.

Ma'lumki, kimyoviy elementlar dunyosi xilma-xil. Shuning uchun olimlar ularni ma'lum bir tartibga solishga harakat qildilar. 1869 yilda rus olimi D.I.Mendeleyev elementlarni atom massalari bo'yicha ma'lum bir sistemaga solishga erishdi. Ya'ni, kimyoviy elementlar davriy sistemasini yaratdi. Agar elementlarni massalarini ortib borishi tartibda joylashtirilsa, ma'lum bir tartib raqami oralig'ida (bu oraliq davr deb ataladi), ularning ko'pgina kimyoviy va fizik xossalarini takrorlanishi ma'lum bo'ldi.

Masalan, litiy bir valentli ishqoriy metal bo'lib, tartib raqami  $Z=3$  ga teng. Yana 8 ta tartib raqamidan keyin kelgan natriy ( $Z=11$ ) ham, undan yana 8 ta raqam keyin joylashgan kaliy ( $Z=19$ ) ham litiyga o'xshab ishqoriy metall hisoblanadi. Bunday ishqoriy metall xossasi 18 tartib raqamidan keyin rubidiy ( $Z=37$ ) va seziyda ( $Z=55$ ) ham takrorlanadi.

Davriy sistema yaratilgan vaqtda 63 ta kimyoviy element borligi ma'lum edi. D.I.Mendeleyev tomonidan katakchalarga davriy sistemadagi elementlar birin-ketin qo'yib chiqilgandan keyin ayrim katakchalar bo'sh qoldirildi. Mendeleyev bu bo'sh katakchalarni to'ldirishi mumkin bo'lgan, xali topilmagan kimyoviy elementlarning xossalarini oldindan aytib berdi. Masalan, shunday yo'l bilan Frantsiyada davriy sistemada tsinkdan keyin joylashgan galliy elementi kashf etildi. Undan keyin boshqa kimyoviy elementlar ham kashf etilib, davriy sistemadagi bo'sh kataklar to'lib bordi. Davriy sistema yaratilgandan keyin ko'p savollarga javob topishga to'g'ri keldi. Masalan, "nima sababdan elementlarning xossalari ularning atomlari massasiga bog'liq, nima sababdan elementlarning xossalari ma'lum davr bilan takrorlanadi, nima uchun bu davrlar 8, 18, 32 tartib raqamiga teng?" degan savollar tug'ildi. O'sha vaqtda bunday savollarga javob topishni imkoni bo'lmadi. Keyinchalik ma'lum bo'ldiki, kimyoviy elementning davriy sistemadagi tartib raqami atom yadrosi zaryad sonini yoki yadro atrofidagi elektronlar sonini bildirar ekan. Elementning davriy sistemadagi tartib raqami ortgan sari uni massasi ham, yadro zaryadi ham ortib boradi. Birinchi savolga javob topilgandek bo'ldi, lekin yana boshqa savollar paydo bo'ldi. Masalan, yadro atrofida aylanuvchi elektronlar eng kichik energiyali holatni olishga intilishi natijasida hammasi birinchi Bor orbitasida aylanishi kerak edi. Agar birorta elektron qo'shilganda ham elementlarning xossalarini unchalik o'zgartirmasligi kerak. Ammo bizga ma'lumki, bitta elektron bilan farq qiluvchi argon ( $Z=18$ ) inert gaz, kaliy ( $Z=19$ ) ishqoriy metall. Shunday holni kripton ( $Z=36$ ) va rubidiy, ksenon ( $Z=54$ ) va tseziy ( $Z=56$ ), radon ( $Z=86$ ) va frantsiy ( $Z=87$ ) juftlarida

ham kuzatishimiz mumkin. Bu elementlar bitta elektroni bilan farq qilgani holda, birinchilari inert gaz, ikkinchilari esa ishqoriy metallardir. Buni sababini ham tushuntirib berish kerak edi.

Atomning tartib raqami ortgan sari uning o'lchami uzuluksiz kichiklashib borishi kerak, chunki elektronlar soni ortgan sayin Kulon tortishish kuchlari ham ortib boradi.

### **Ikki atomli molekullarning elektron termlari.**

Kimyoviy chidamli molekullar juft elektronlar soniga ega, va ular uchun  $S=0,1,2,\dots$ ; asosiy elektron holat uchun tipik  $S=0$ , g'alayonlangan holat uchun  $s=0$  va  $S=1$ .  $S=0$  dan boshlangan holatlar singlet,  $S=1$  dan triplet (chunki ularning multipletligi  $\chi=2S+1=3$ ). Ikki atomli va chiziqli uch atomli molekullar uchun elektron holatlar molekula o'qidagi barcha elektronlar to'liq orbital momenti proyeksiyasini aniqlovchi  $A$  kvant soni bilan xarakterlanadi.  $A=0,1,2,\dots$  holatlar mos holda  $\Sigma$ ,  $\Pi$ ,  $\Delta,\dots$ ;  $\chi$  esa chapdan yuqoridagi indeks shaklida ifodalanadi (masalan  $^3\Sigma$ ). Simmetriya markaziga ega bo'lgan molekullar uchun (mas.  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_6$ ) hamma elektron holatlar ularni tavsiflovchi to'lqin funksiyalari simmetriya markaziga aylanganda ishorasini saqlab qolish yoki qolmasligiga qarab toq va juft ga bo'linadi (va mos holda).

### **Murakkab atomlarda elektronlar sathlarining strukturasi.**

Hozirgi vaqtda davriy sistemadagi barcha elementlarning elektronlari Pauli prinsipiga bo'yinsungan holda energetik sathlar bo'yicha qanday taqsimlanishi ma'lum. Biz birinchi element vodoroddan boshlaylik. Uning bittagina elektroni bor. Bu elektron Pauli va minimal energiya prinsipiga asosan  $n=1, l=0, m=0, S=-1/2$  kvant sonlar bilan ifodalanuvchi  $1S$  energetik sathni egallaydi. Geliy atomida ikkita elektron  $1S$  holatda spinlari antiparalell bo'lgan holda joylashadi, va  $1S^2$  ko'rinishida ( $1S$  holatda 2 ta elektron) yozildi. Geliyda  $K$ -qobiq 2 ta elektron bilan to'ladi, natijada davriy sistemadagi I davr tugaydi (1-jadval).

Litiydagi ( $Z=3$ ) uchinchi elektron Pauli prinsipiga ko'ra to'lgan  $K$ -qobiqda joylashishi mumkin emas,

u  $n=2$  bo'lgan  $L$ -qobiqdagi eng kichik  $2S$  energetik sathni egallaydi. Litiyda elektronlarni qobiqlar bo'yicha taqsimlanishi  $1S^2 2S$  ko'rinishda belgilanadi. To'rtinchi element  $Ve$ -bereliyda ( $Z=4$ ) ikkinchi qobiqdagi  $2S$  qobiqcha to'ladi. Berilliydan keyingi  $V(Z=5)$  dan boshlab  $Ne$  ( $Z=10$ ) gacha bo'lgan oltita elementda  $2P$  qobiqchani to'lishi tugallanadi. (1-jadval). Sistemani II davri inert gaz neon bilan tugaydi. Neonda  $L$ -qobiq to'lgan bo'ladi. Natriydagi ( $Z=11$ ) o'n birinchi elektron  $M$ -qobiqdagi eng quyi sath  $3S$  da joylashadi. Unda elektronni qobiqlarda taqsimlanishi  $1S^2 2S^2 2P^6 3S$  ko'rinishida belgilanadi.

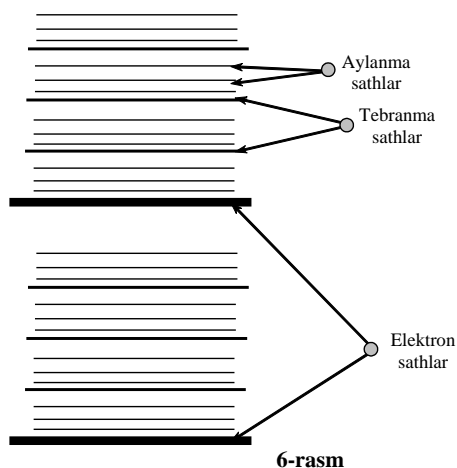
Natriydagi  $3S$  va litiydagi  $2S$ -sathlarda bittadan elektron bo'lgani uchun ularning kimyoviy va fizik xossalari o'xshash bo'lib, ishqoriy metallar guruhiga kiradi. Ugleroddan ( $Z=12$ ) boshlab  $M$ -qobiqni to'lishi boshlanadi va argonda ( $Z=18$ ) tugaydi. Argon ham  $He, Ne$  ga o'xshab inert gazdir. III-davr argon bilan tugaydi.

Kaliyning ( $Z=19$ ) optik va kimyoviy xossalari xuddi  $Li$  va  $Na$  atomlariga o'xshaydi. Bu shundan dalolat beradiki, elektronlarning o'zaro ta'siri tufayli  $n=4, l=0$  holat

$n=3, l=2$  holatga qaraganda kichik energiyaga ega bo'lib qolar ekan. Shuning uchun kaliyning 19-elektroni M-qobiqining 3d qobiqchasida joylashmasdan N qobiqning 4S qobiqchasida joylashar ekan. Natijada kaliy ham ishqoriy metall bo'lib qoladi.

### Molekulalarning spektrlari.

Atom nurlanishi kabi molekular nurlanishi ham molekulaning bir statsionar energetik sathdan quyiroq sathiga o'tishida vujudga keladi. Lekin molekula statsionar holatining energiyasi bir qator faktorlarga bog'liq. Masalan ikki atomdan tashkil topgan molekulaning energiyasi uch qismdan tashkil topadi:



- 1) Molekula electron qobig'ining energiyasi  $W_{el}$ ;
- 2) Molekula tarkibidagi atomlar yadrolarining (ularni birlashtiruvchi to'g'ri chiziq bo'ylab) tebranish energiyasi  $W_{tb}$ ;
- 3) Molekulaning biror o'q atrofida aylanish energiyasi  $W_{ayl}$ .

Molekulaning bu uchala energiyasi tufayli vujudga kelaigan energetik sathlari 6 -rasmda keltirilgan: Molekulaning

elektron sathlari juda qalin chiziqlar bilan tasvirlangan. Molekulaning tebranma energiyasi

bulut energiyasini orttiradigan qo'shimcha kattalik deb qaralishi mumkin. Rasmda tebranma sathlar o'rtacha qalinlikdagi chizizqlar bilan tasvirlangan. Molekulaning aylanishi esa har bir tebranma energetik sathni bir necha bir-biriga yaqin joylashgan sathlarga (rasmda ingichka chiziqlar shaklida tasvirlangan) ajralishiga sabab bo'ladi. Bu sathlarni aylanma sathlar deb ataladi. Molekula bir energetik holatdan ikkinchi energetik holatga o'tganda energiyaning uchala qismi ham bir vaqtning o'zida o'zgarishi mumkin. Bu o'tishda nurlangan kvant chastotasi

$$\omega = \frac{\Delta W_{el}}{h} + \frac{\Delta W_{tb}}{h} + \frac{\Delta W_{ayl}}{h} \quad (12)$$

ifoda bilan aniqlanishi lozim. Nazariya va tajribaning ko;rsatishicha (12) ifodadgi qo'shiluvchi hadlarining qiymati quyidagi:

$$\Delta W_{el} \gg \Delta W_{tb} \gg \Delta W_{ayl}$$

Tengsizlik bilan xarakterlanar ekan. (12) ifodaga asosan molekulyar spektr ayrim chiziqlardan iborat, lekin aylanma sathlar nihoyatda zich joylashganligi uchun molekulyar spektrdagi chiziqlar ham bir-biriga juda yaqin bo'ladi. Shuning uchun ajrata olish qobiliyati o'rtacha bo'lgan optic asboblarda bi chiziqlar tutashib ketganidek, yo'llar shaklida ko'rinadi.

1-jadval

Dav r	Z	Elemen t	K		L		M			N			
			1S	2S	2 P	3S	3P	3d	4 S	4P	4d	4f	
I	1	H	1										

	2	He	2								
II	3	Li	2	1							
	4	Be	2	2							
	5	B	2	2	1						
	6	C	2	2	2						
	7	N	2	2	3						
	8	O	2	2	4						
	9	F	2	2	5						
	10	Ne	2	2	6						
III	11	Na	2	2	6	1					
	12	Mg	2	2	6	2					
	13	Al	2	2	6	2	1				
	14	Si	2	2	6	2	2				
	15	P	2	2	6	2	3				
	16	S	2	2	6	2	4				
	17	Cl	2	2	6	2	5				
	18	Ar	2	2	6	2	6				
IV	19	K	2	2	6	2	6	-	1		
	20	Ca	2	2	6	2	6	-	2		
	21	Sc	2	2	6	2	6	1	2		
	22	Ti	2	2	6	2	6	2	2		
	23	V	2	2	6	2	6	3	2		
	24	Cr	2	2	6	2	6	5	1		
	25	Mn	2	2	6	2	6	5	2		
	26	Fe	2	2	6	2	6	6	2		
	27	Co	2	2	6	2	6	7	2		
	28	Ni	2	2	6	2	6	8	2		
	29	Cu	2	2	6	2	6	10	1		
	30	Zn	2	2	6	2	6	10	2		
	31	Ga	2	2	6	2	6	10	2	1	
	32	Ge	2	2	6	2	6	10	2	2	
	33	As	2	2	6	2	6	10	2	3	
	34	Se	2	2	6	2	6	10	2	4	
	35	Br	2	2	6	2	6	10	2	5	
	36	Kr	2	2	6	2	6	10	2	6	

**Uyga vazifa:** Kimyoviy bog'lanishning fizikaviy tabiati.

**32 – MA'RUZA. Qattiq jism fizikasi elementlari. Fonon haqida tushuncha. Qattiq jismlarning elektr o'tkazuvchanligi. Magnetiklar.**

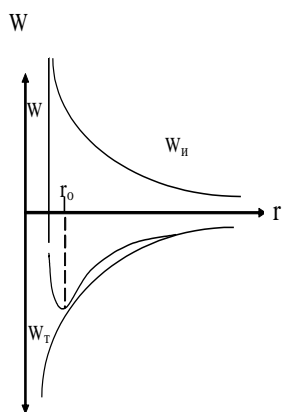
**Reja:**

- 1. Qattiq jism fizikasi elementlari.**
- 2. Kristallar strukturalarini rentgenografiya, elektronografiya va neytronografiya usullari bilan tadqiqot qilish.**

3. Kristallardagi defektlar. Dislokatsiyalar.
4. Fonon haqida tushuncha va uning xossalari.
5. Fononlarning ko'chish jarayonlari. Kristallarda elektr o'tkazuvchanligida o'lchamlik effekti.
6. Messbauer effekti va uning qo'llanilishi.
7. Qattiq jismlarning elektr o'tkazuvchanligi. Zonalar mazariyasi elementlari.
8. Metallar, dielektriklar va yarim o'tkazgichlar. Yarimo'tkazgichlarning xususiy va aralashmali o'tkazuvchanligi.
9. Yarimo'tkazgichlarda Fermi sathi. O'tkazuvchanlik hodisasi. Yuqori temperaturali o'tkazuvchanlik.
10. Magnetiklar. Ferromagnetizm nazariyasi elementlari.
11. Antiferromagnetiklar molekulyar maydoni nazariyasi. Ferritlar.

**Qattiq jism fizikasi elementlari. Kristallarning tuzilishi. Kristallar strukturalarini rentgenografiya, elektronografiya va neytronografiya usullari bilan tadqiqot qilish.**

Molekulalarning hosil bo'lish mexanizmlari muhokama etilganda, bog'lanish tabiatidan qat'iy nazar, molekula hosil qilayotgan atomlarga ikkita kuch ta'sir etishi qayd etilgan edi: katta masofalardayoq sezilarli bo'lgan (uzoqdan ta'sir etuvchi) tortishish kuchlari va kichik masofalarda paydo bo'ladigan va masofaning kamayishi bilan keskin ortib ketadigan (yaqindan ta'sir etuvchi) itarishish kuchlari.

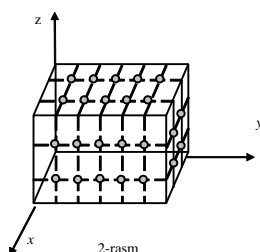


1-rasm

Itarishish va tortishish kuchlari bilan bog'liq bo'lgan  $W_i$  va  $W_t$  potensial energiyalarning atomlar orasidagi masofaga bog'lanishi, hamda sistemaning to'la energiyasi sxematik ko'rinishda 1-rasmda tasvirlangan.

Atomlar orasidagi masofa  $r_0$  bo'lganda tortishish va itarishish kuchlari tenglashadi, ya'ni ularning teng ta'sir etuvchisi nolga, sistemaning potensial energiyasi minimal qiymatga ega bo'ladi, natijada sistema mustahkam muvozanat holatga erishadi. Mazkur xulosani ko'psonli atomlar sistemasiga ham umumlashtirsak, undagi atomlar bir-biridan bir xil masofada joylashib mustahkam tuzilishga ega bo'lgan va kristall deb atalgan jismni hosil qiladi. Kristallning har bir atomi (molekulasi) potensial o'rada joylashgani uchun u muvozanat holatidan erkin siljib keta olmasdan, faqat muvozanat holati atro-fida tebranma harakat qilishi mumkin. Atomlarning issiqlik harakati energiyasi bog'lanish energiyasidan ortib ketgunga qadar bu holat saqlanadi.

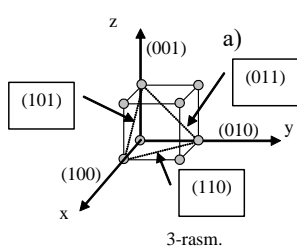
Yuqoridagi fikrlarni biz ikki atom orasidagi o'zaro ta'sir mexanizmiga asoslanib chiqardik. Uch o'lchovli kristallda har bir atomga uning atrofidagi boshqa atomlar ham ta'sir etishi tufayli natija ancha murakkab bo'ladi. Turli yo'nalishlarda atomlar orasidagi masofalar har xil bo'ladi. Ammo bayon etilgan manzara sifat jihatdan o'zgarmaydi. Kristall tarkibidagi atomlar fazoda ma'lum va har bir moddaning o'ziga xos



2-rasm

qonuniyatlar bilan joylashgan bo'ladi. qayd etish lozimki, bir xil moddaning kristallari turlicha tuzilishga ham ega bo'lishi mumkin. Bu xodisani polimorfizm deyiladi. Masalan: bor (B) elementi-ning kristallari to'rt xil ko'rinishda, temirniki uch xil ko'rinishda va x. k. uchraydi.

Kristallarning fazoviy tuzilishini tavsiflashda kristall panjara tushunchasidan foydalaniladi. Kristall panjara tugunlarida atomlar joylashgan fazoviy to'rdan iborat. Uni quyidagicha qurish mumkin: x,y,z o'qlardan tashkil topgan kordinatalar sistemasining (albatta, faqat to'qri burchakli bo'lishi shart emas) boshiga berilgan moddaning bir atomini joylashtirib, o'qlar bo'yicha o'lchamlari atomlarning muvozanat holatlariga mos, bazaviy vektorlar deb atalgan a, v, s vektorlarni joylashtiramiz. x- o'qi bo'yicha a, 2a, 3a, . . . masofalarga, y- o'qi bo'yicha v, 2v, 3v, . . . masofalarga va nig'oyat z- o'qi bo'yicha s, 2s, 3s, . . . masofalarga atomlarni joylashtirib kristall panjaraning x, y, z o'qlari bo'yicha zanjirini hosil qilamiz.



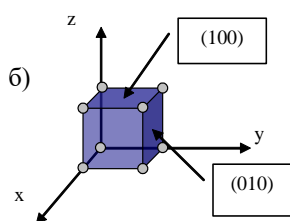
3-rasm.

Tugunlardagi atomlarni ko'chirish (translyatsiya) vektori deb atalgan vektor  $T = na + mv + ks$  yordamida (2- rasm) o'qlar bo'yicha ko'chirib kristall panjara hosil qilinadi. a, b, c vektorlariga qurilgan eng kichik uyachani Brave panjarasi yoki elementar uyacha deb ataladi. O'qlar orasidagi burchaklar ixtiyoriy bo'lishi mumkin. Faqat tugunlarida atom joylashgan elementar uyachalarni oddiy uyachalar deyiladi. Yoqlarining

yoki ichining markazida ham atomlar joylashgan bo'lsa, ularni yoqlari yoki hajmiy markazlashgan uyachalar deyiladi.

Tabiatda uchraydigan barcha kristallarni (230 fazoviy guruhlariga bo'linadi va  $10^5$  dan ortiq ko'rinishga ega) 14 xil Brave elementar uyachalari yordamida qurish mumkin.

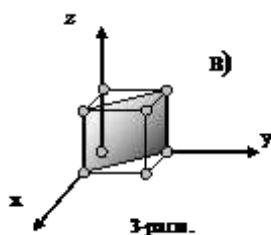
Kristallardagi tugunlarni, yo'nalishlarni va tekisliklarni belgilash uchun Miller indeksleri deb atalgan yaxlit sonlar to'plamidan foydalaniladi (3 - rasm, a,b, v, g).



3-rasm.

Koordinata o'qlarining boshi sifatida tugunlardan biri qabul qilinsa, unga nisbatan boshqa tugunlarning koordinatalari  $x = ma, y = nb, z = kc$  lar bilan aniqlanadi. Agar uzunlik birligi etib panjara doimiylari a,b,c lar qabul qilinsa tugunlarning koordinatalari m, n, k butun sonlardan iborat bo'ladi. Odatda, ular ikkita to'qri qavslar ichiga yoziladi  $[[m, n, k]]$ .

Kristallardagi yo'nalishlar koordinatalar boshidan o'tadigan to'qri chiziqlar bilan belgilanadi va ular to'qri chiziqli qavslar ichiga olib yoziladi  $[m, n, k]$  (3 - rasm,



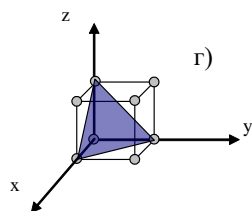
3-rasm.

a). Kristall panjaraning ixtiyoriy uch nuqtasidan o'tkazilgan tekisliklarni atom tekisliklari deyiladi. Ular 3-rasm(b, v, g) ko'rsatilgandek belgilanadi.

Kristallarning ichki tuzilishini qanday o'rganish mumkin? Kristallarning tuzilishini aniqlash usullari ularning atomlari kristall panjara hosil qilib joylashganligiga asoslangan. har qanday kristall jismni hajmiy difraksiyon panjaradan iborat

deb harash mumkin. Bunda difraksion panjaraning davri kristall panjaraning doimiysiga teng bo'ladi.

Hajmiy difraksion panjaradan elektromagnit to'lqinlarning difraktsiyalanish qonunyati bilan rentgen nurlari difraktsiyasini kuzatganda tanishgan edik.



3-rasm.

Demak, kristallning turli yo'nalishlardagi sirtiga ma'lum sirpanish burchagi ostida rentgen nurlarini, elektronlarni, neytronlarni tushirib, ularning difraktsiyasini o'rganish asosida kristall panjaraning doimiylarini Vulf-Bregglar qonuni yordamida aniqlash mumkin

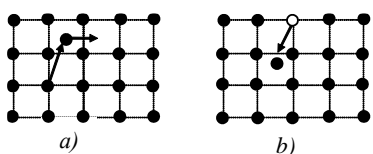
$$2d\sin \theta = m \lambda \quad (1)$$

Kristallardan rentgen nurlarining difraktsiyasini kuzatishga asoslanib, ularning tuzilishini aniqlaydigan usulni rentgenografiya deyiladi. Elektron yoki neytronlarning difraktsiyasiga asoslangan usullarni esa, mos ravishda elektronografiya yoki neytronografiya deyiladi.

### Kristallardagi nuqsonlar. Dislokatsiyalar.

Agar kristall panjarada atomlar barcha kristall yo'nalishlarida bexato davriy ravishda joylashgan bo'lsa bunday kristallni ideal kristall deyiladi. Real kristallarda turli sabablarga ko'ra nuqsonlar uchrab turishi Yuqorida qayd etilgan usullar bilan isbotlangan.

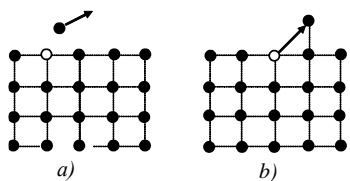
Kristall panjaraning nuqsonlari ularning mexanik, issiqlik, elektr va boshqa fizik-ximik xossalariga katta ta'sir ko'rsatadi. Shuning uchun nuqsonlarning asosiy turlari va hosil bo'lish mexanizmlari bilan qisqacha tanishib o'tamiz.



4-rasm

Kristall ichidagi to'planish joyiga harab nuqsonlar nuqtaviy, chiziqli, va hajmiy nuqsonlarga bo'linadi.

Issiqlik harakati tufayli kristall panjara tugunlaridagi atomlar o'z joylarini tark etib (4-rasm) tugunlar orasiga o'tib olsa, bunday nuqsonni nuqtaviy yoki Frenkel nuqsonlari deyiladi.

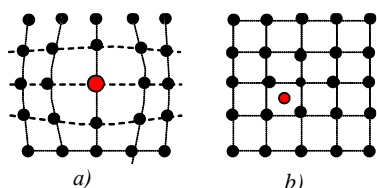


5-rasm

Atom ketib holgan joyni "vakant" joy deb ataladi.

"Vakant" joylar qo'shni tugundagi atomlar tomonidan egallanishi va natijada atomlarning (tugunlarning) kristall bo'ylab estafetali harakati sodir bo'lishi mumkin. Nuqtaviy nuqsonlar sirt qatlamidagi atomlarning birontasini butunlay bug'lanib ketishi yoki bug'langan atom kristall sirtida yangi qatlam tugunini hosil qilishi tufayli ham sodir bo'lishi mumkin

(5-rasm). Bunday nuqsonlarni Shottki nuqsonlari deyiladi.



6-rasm

O'z joyini yo'qotgan atomlar "vakant" joylarga yaqinlashganda ularda ushlanib holishi natijasida "vakant" joyini to'ldirishi mumkin. Bu hodisani nuqsonlarning rekombinatsiyasi deyiladi. Nuqsonlarning hosil bo'lishidan rekombinatsiyalanishigacha o'tgan vaqtni nuqsonlarning yashash vaqti deyiladi. Nuqtaviy

nuqsonlar kristall panjaraga begona element atomlari kirib holganda ham hosil bo'ladi. Bunda begona atom tugunlarning biriga yoki ularning oraliqiga joylashishi mumkin. Natijada kristallning shu joyi deformatsiyalanadi (6-rasm).

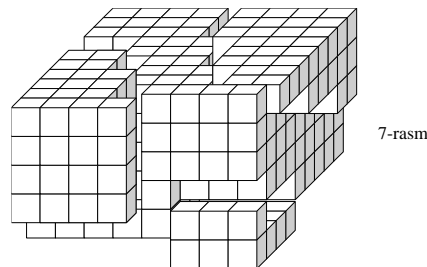
Chegaraviy yoki vintli deb atalgan dislokatsiyalarni chiziqli nuqsonlar deyiladi. Ular kristalllarda tashqi kuchlar ta'sirida noelastik siljish deformatsiyasi sodir bo'lganda kuzatiladi (7-rasm).

Sirt nuqsonlariga quyidagilarni kiritish mumkin:

a) tashqi muhit bilan ta'sirlashish natijasida kristall sirtiga begona element atomlarining o'tirib holishi hamda shu tufayli sirtida oksid qatlamlarning hosil bo'lishi;

b) kristall panjaraning ayrim joylarida fazoviy yo'nalishlarning o'zgarib holishi tufayli ichki nuqsonlar paydo bo'ladi.

Kristall ichida to'planib holgan nuqtaviy nuqsonlar, darz ketgan joylar, bo'shliqlar, stexiometriyaning buzilishi (qattiq eritmalarda) hajmiy nuqsonlarni tashkil etadi.



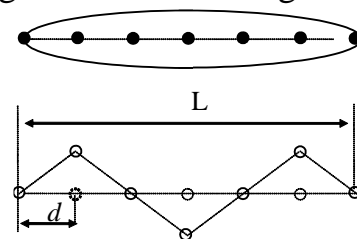
### Fonon haqida tushuncha va uning xossalari.

Yuqorida ko'rdikki, kristall jismlarning atomlari o'zaro mustahkam bog'langan holda fazoviy aniq qonuniyatlar bo'yicha joylashib kristall panjarani hosil qilgan ekan.

Undagi biron atom muvozanat holatdan chiqarilsa, uning ta'siri holgan barcha atomlarga ham uzatiladi. Ya'ni, panjaradagi biron atomning tebranishi barcha yo'nalishlar bo'yicha tarqaladi. Shuning uchun kristallning alohida atomining

harakatini kuzatish o'rniga (kristall tarkibida atomlar sonining juda ko'pligi tufayli bu o'ta murakkab masala) ularning birgalikdagi kollektiv harakatini kuzatish qulay. Atomlarning birgalikda tebranma harakati kristall bo'ylab tarqalayotgan elastik

to'lqinlarni hosil qiladi. Mazkur to'lqinlarning kristall chegarasidan qaytishi va interferentsiyalanishi esa turg'un to'lqinlarni hosil qiladi. Ularning soni kristallning erkinlik darajasi  $3N$  ga teng.



Bir xil atomlardan tuzilgan bir o'lchovli atomlar zanjirida turg'un to'lqinlarning hosil bo'lishi 8- rasmlarda ko'rsatilgan.

Ma'lumki, to'lqin jarayonlar to'lqin vektori (soni)  $k$ , tsiklik chastotasi  $\omega$ , fazaviy  $v_f = \omega / k$  va gurux tezliklar  $v_g = d\omega / dk$  bilan xarakterlanadi. Rasmdan ko'rinib turibdiki, zanjir bo'ylab sodir bo'ladigan to'lqinlar chastotasi minimal  $\omega_{\min}$  va maksimal  $\omega_{\max}$  qiymatlar orasida bo'ladi:  $\lambda_{\max} = 2L$  bo'lgani uchun,

$$\omega_{\min} = K_{\min} v_{\phi} = 2\pi \frac{v_{\phi}}{\lambda_{\max}} = \pi \frac{v_{\phi}}{L}$$

bu erda  $L$  - zanjirning uzunligi,  $\lambda_{\min} = 2d$  bo'lgani uchun,

$$\omega_{\max} = K_{\max} v_{\phi} = 2\pi \frac{v_{\phi}}{\lambda_{\min}} = \frac{\pi}{d} v_{\phi},$$

bu erda  $d$  - atomlar orasidagi masofa.

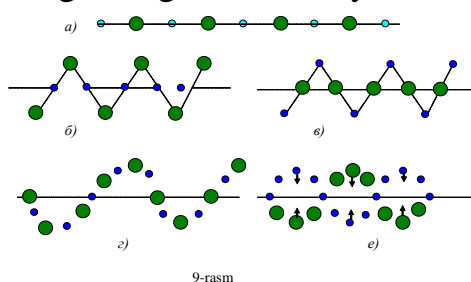
Bir turdagi atomlardan tashkil topgan atom zanjirida sodir bo'lgan tebranishlarni normal tebranishlar deyiladi va ular kristall bo'ylab tovush tezligida tarqaladi.

Turli massali ikki turdagi atomlardan tashkil topgan atom zanjirining tebranishlarini ko'rib chiqaylik.

9 - rasmda: a) - atom zanjirining muvozanat holati; b) va v) lar katta va kichik massali atomlarning qisqa to'liqlik normal tebranishlari; g) - uzun to'liqlik normal tebranishlar; e) - optik tebranishlar.

Turli massali atomlardan tashkil topgan kristallarning elementar uyachasida 2 atom bo'ladi, shuning uchun ularda ham akustik, ya'ni atom zanjiri bo'yicha normal tebranishlar, ham uyacha ichida bir birlariga qarama-qarshi yo'nalishda turli massali atomlar, molekulalarning atomlari kabi tebranib, infraqizil to'liqlarni hosil qilishadi. Demak, bunday kristallar ichida ham akustik, ham optik sohadagi to'liqlar hosil bo'ladi.

Uch o'lchovli kristall panjara bo'lganda  $\vec{k}$  vektorning berilgan har bir qiymati va yo'nalishi uchun turlicha qutblangan uchta tebranishlar to'g'ri keladi: ikkita ko'ngdalang va bitta bo'ylama.



9-rasm

Elementar uyachasida  $m$  atomi bo'lgan murakkab kristallarda uchta akustik tebranishlardan tashqari  $3(m-1)$  optik sohadagi tebranishlar ham sodir bo'ladi.

Kvant mexanikasi amalga oshirgan hisoblarga binoan kristallda sodir bo'ladigan  $3N$  tebranishlarning har birining energiyasi kvantlangan

va ruxsat etilgan energiyalarining qiymati quyidagi

$$E_n = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega \quad (2)$$

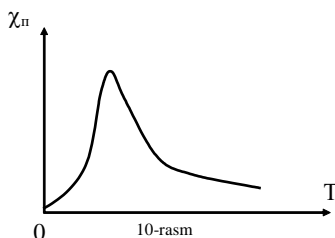
ifoda bilan aniqlanadi. Mazkur ifoda kvant ostsillyatorining energiyasiga teng.

Demak, kristallning to'la energiyasini taqriban bir-biriga bog'liq bo'lmagan  $3N$  kvant ostsillyatorlari energiyasining yig'indisiga teng va energiyaning minimal kvanti  $E = \hbar\omega$  tartibida bo'ladi deb hisoblash mumkin. Bizga ma'lumki, yorug'lik kvantini foton deb ataladi. Xuddi shunga o'xshash kristalldagi tebranma harakat energiyasining kvantini fonon deb ataladi.

Fonon  $E = \hbar\omega$  energiyaga va  $\vec{p} = \hbar\vec{k}$  impulsiga ega. Fonnolar faqat kristall ichida paydo bo'ladi va ularning soni saqlanmaydi. Shuning uchun fononlarni kvazizarrachalar deyiladi.

### **Fononlarning ko'chish jarayonlari. Kristallarda elektr o'tkazuvchanligida o'lchamlik effekti.**

Kristallning harorati ortishi bilan fononlarning na faqat konsentratsiyasi, balki ularning energiya spektri ham, shu bilan birga aksariyat hollarda sochilish mexanizmlari ham o'zgaradi.



Past haroratlarda kristallarda faqat kichik energiyali  $\varepsilon = \hbar \omega$  (ya'ni uzun to'lqinlarni hosil qiladigan tebranishlar) fononlar bo'ladi. Bunday fononlar panjaraning nuqsonlarida va mayda kristallchalarining chegaralarida sochiladi.

Kristall panjaraning issiqlik sig'imi past haroratlarda  $T^3$  qonun bo'yicha ortadi. Demak, fononlarning kontsentratsiyasi ham berilgan haroratlar oraliqida  $T^3$  bo'yicha ortadi. Fononlarning o'rtacha erkin yugirish masofasi esa haroratga bog'liq emas. Shuning uchun  $X_p$  ham  $T^3$  qonun bo'yicha ortadi.

harorat ortishi bilan fononlar kontsentratsiyasining o'sishi sekinlashadi.

harorat ortishi bilan fononlar energiyasining spektrida erkin yugirish masofasi kichik bo'lgan Yuqori chastotali (qisqa to'lqinli) fononlarning xissasi ortib boradi. Undan tashqari Yuqori haroratlarda fononlarning o'zaro ta'sirlashish jarayoni kuchayadi. harorat qancha Yuqori bo'lsa jarayon shuncha kuchayadi, ya'ni fononlarning erkin yugirish masofasi qisqaradi. Sanab o'tilgan jarayonlar tufayli Yuqori haroratlar sohasida panjaraning issiqlik o'tkazuvchanligi haroratga teskari proportsional ravishda o'zgaradi.

haroratning oraliq sohasida issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsiyentining haroratga bog'lanishi murakkab bo'ladi va kristalldagi nuqsonlarning soni va turiga harab o'zgaradi (10-rasm).

Kristall panjarada nuqsonlar bo'lmasa panjaraning tebranishi mutloqo davriy (garmonik) va ular hosil qilgan to'lqinlar bir-birlari bilan uchraganda o'zaro ta'sirlashishmasdan biri ikkinchisining orasidan o'tib ketgan bo'lur edi.

Agar mazkur kristall bo'ylab harorat gradientini hosil qilsak kristall-ning issiq uchidagi katta amplituda bilan tebranayotgan atomlar o'z energiyalarini atomlarga uzatib butun kristall bo'ylab issiqlik to'lqinlari tarqalgan bo'lur edi.

Real kristallarda qo'shni atomlarning o'zaro ta'siri Guk qonunidan farq qiladi.

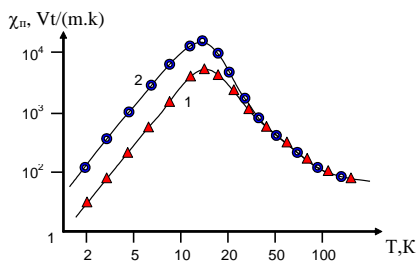
$$F = -\frac{k\Delta x}{x_0} + \gamma \left( \frac{\Delta x}{x_0} \right)^2 + \dots \quad (3)$$

bu erda  $\gamma$  - anгарmonik koeffitsiyent deyiladi. (3) ning ikkinchi hadining qiymati q ga va tebranish amplitudasiga (haroratga) bog'liq bo'ladi va quyidagi natijalarga sabab bo'ladi:

1) harorat ortishi bilan atomlar orasidagi masofaning o'zgarishi kristallning issiqlikdan kengayish koeffitsiyenti g ga proportsional bo'ladi;

2) tebranishlar garmonikligi buziladi va shu sababli hosil bo'lgan to'lqinlar bir-birlaridan mustaqil tarqalmaydi, ular bir-birlari bilan uchrashganda sochilishi, ya'ni o'z yo'nalishlarini energiya almashib o'zgartirishlari mumkin.

Ko'rsatilgan sabablarga binoan kristallarning issiqlik o'tkazuvchanligi chekli bo'ladi va uning atomlari orasidagi masofaga bog'liq.



11-rasm.

Issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti  $X$  umuman olganda modda agregat holatiga, uning atom - molekulyar tuzilishiga va kimyoviy tarkibiga, tempera-tura, bosim va boshqa parametrlarga bog'liq. Siyraklashgan gazlarda molekula-larning erkin yugurish yo'li  $\lambda$  idish devorlari orasidagi masofa  $L$  ga sezilarli yaqinlashganda gazning issiqlik o'tkazuvchanligi keskin kamayib ketadi. Bu hol Dyuar idishlarini (termoslar) tayyorlashda  $\dot{\text{no}}$ 'laniladi.

*Issiqlik hrakati energiyasining ko'chirilish jarayonini muhit o'lchamlariga bog'liq bo'lib holishi - "o'lchamli effekt" kristall qattiq jismlarda ham kuzatiladi.* Sof kristallarning past temperaturalardagi panjaraviy issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti ularning chiziqli o'lchamlariga bog'liq ( $\chi_n \sim R$ ) bo'lib holishini birinchi marta Kazimer G.V. (1939) bashorat qilgan. Payerlsning nazariy ko'rsatishicha Yuqori temperaturalarada fonon-fonon sochilish mexanizmi tufayli fononlar-ning erkin yugurish yo'li temperaturaga teskari proporsional ( $\lambda_\phi \sim 1/T$ ), past temperaturalarda esa  $f \sim \exp(\theta/T)$ , ya'ni temperatura pasayishi bilan tez ortib boradi. Suyuq geliy teperaturasida (4,2K)  $f$  kristall o'lchamidan ham oshib ketishi mumkin. Bunday hollarda fononlarni kristall bo'ylab ko'chirilish jarayoni ularning kristall sirtida va boshqa defektlarda sochilishi tufayli cheklanib holadi. Issiqlik o'tkazuvchanlikning "o'lchamli effekti" R.Birman tomonidan Li F da tajribada kuzatilgan (11-rasm, 1 - chiziq uchun sterjen ko'ndalang kesim yuzasi  $1,33 \times 0,91 \text{ m}^2$ , 2 - chiziq uchun esa  $7,55 \times 6,97 \text{ mm}^2$ ).

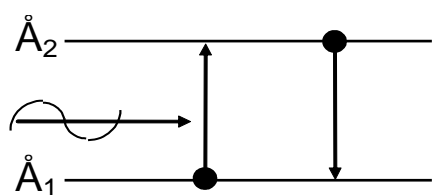
### Messbauer effekti va uning qo'llanilishi.

1904 yilda Vud natriy (Na) bug'lariga sariq to'liq uzunligidagi nur tushirganda bu bug'lar huddi shunday to'liq uzunligidagi nurlar chiqarib shu'lalana boshlashini aniqladi. Keyinchalik simob (Hg) va boshqa elementlarda ham shunday hodisalar ko'zlatildi. Bu hodisa rezonans nurlanish va rezonans yutilish deb atala boshlandi.

Bunda atomlar asosiy holatdan eng yaqin uyg'ongan holatga o'tganda chastotaga ega bo'lgan  $\Delta E = \hbar \omega$  energiyali nurni intensiv yutadi, so'ngra asosiy holatga qaytishda shunday chastotali nurlarni chiqaradi (12- rasm).

Fluorensensiyalanuvchi moddadan o'tgan yorug'lik, yutilishi tufayli, susayadi. *Shu sababli rezonans fluorensensiya o'rniga ko'pincha yorug'likning rezonans yutilishi deb aytiladi.*

Atom yadrolari atomlarning o'zi kabi diskret energiya sathlariga ega. Yadro sathlari orasidagi o'tishlarni  $\gamma$  - nurlar hosil qiladi. Atomlarga ko'rinadigan nurlar tushganda hosil bo'ladigan rezonans fluorensensiyaga o'xshash, yadrolarga  $\gamma$  - nurlari tushganda ham fluorestsentsiya bo'lyapti deb o'ylash mumkin. Lekin,  $\gamma$  - nurlarda



rezonans fluorestsentsiya hodisasini kuzatishga uzoq vaqt muvaffaq bo'linmadi.

Noaniqlik munosabatlariga asosan yadroning barcha uyg'ongan energetik sathlarining kengligi quyidagi energiya qiymatlariga ega bo'ladi:

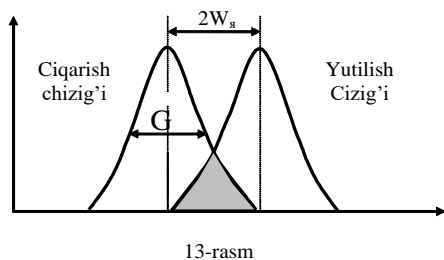
12-rasm

$$\Delta E \approx \frac{\hbar}{\Delta t}$$

$\Delta t$  - yadroni uyg'ongan holatda bo'lish vaqti:

$\Delta t \Rightarrow \infty$  da  $\Delta W = 0$ , bu asosiy holatga mos keladi. Yadro uyg'ongan holatdan asosiy holatga o'tish uchun ketgan vaqtda monoxromatik bo'lmagan  $\gamma$  - nurlarini chiqaradi. Bu nomonoxromatiklikni  $\gamma$  - nurlanish chiziqning tabiiy kengligi deb, bunga mos keluvchi  $\Delta E$  energiyani esa yadro sathlarining tabiiy ( $G$ ) kengligi deb ataladi (13-rasm).

Yadrolar tomonidan  $\gamma$  - nurlarining rezonans yutilishi deb shunday  $\gamma$  - nurlariga aytiladiki, bu nurlarning  $\omega$  chastotasi, asosiy holat bilan uyg'ongan holatlardan biri orasidagi energiya  $\hbar \omega$  ga teng bo'ladi.



Ya'ni, bu rezonansning ma'nosi shuki, u huddi shunday chastotali  $\gamma$  - fotonlar chiziqida bo'ladi, bu  $\gamma$  fotonlar yadro uyg'ongan holatlardan normal holatga o'tganda sodir bo'ladi.  $\gamma$  - nurlarini nurlanish va yutilish jarayonida yadro olgan tepki energiya hisobga olinadi.

Yadro  $W$  uyg'ongan holatdan asosiy holatga o'tganda

$$\hbar \omega_{\text{hyp}} = W_f = W - W_{\text{ya}} < W,$$

energiyali nurlar nurlanadi, bu erda  $W_{\text{я}}$  - yadro olgan tepki energiya.

Aksincha, yutilishda esa

$$W_{\text{ф}} = \hbar \omega_{\text{ютил}} = W + W_{\text{ya}} > W$$

energiyali nurlar yutiladi.

Yutilish va nurlanish chiziqlarida chastotalar bir-biriga nisbatan

$\omega_{\text{yutilish}} - \omega_{\text{nurlanish}} = \Delta \omega$  ga siljigan bo'ladi. Demak,  $\gamma$  kvantning yutilish va nurlanish jarayonida yadro olgan umumiy tepki energiya:  $\hbar \Delta \omega = 2W_{\text{ya}}$ .

Yadroga beriladigan  $W_{\text{ya}}$  tepki energiya foton impulsi  $R_f$  bilan aniqlanadi, bunda yutilish va nurlanish vaqtida yadro  $P_{\text{ya}} = P_f$  tepki impulsni oladi:

$$W_{\text{я}} = \frac{P_{\text{я}}^2}{2M_{\text{я}}} = \frac{P_{\text{ф}}^2}{2M_{\text{я}}} = \left( \frac{\hbar \omega}{c} \right)^2 \frac{1}{2M_{\text{я}}}$$

bu erda  $M_{\text{ya}}$  - yadro massasi. Masalan iridiy yadrosining  $W=129$  keV holati uchun  $W_{\text{ya}} = 0,05$  eV,  $\Delta h = 0,1$  eV bo'lib, sathning tabiiy kengligidan ancha katta. Shu sababdan alohida yadro uchun rezonans yutilish hodisasi kuzatilmaydi.

Yadro kristall panjarada turganda  $\gamma$  - nurlarining yutilishi yoki nurlanishida unga beriladigan tepki energiya keskin kamayadi, chunki bu holda yadro olgan impuls va tepki energiya bitta yadroga emas butun kristall panjaraga beriladi. Kristallning massasi yadro massasidan katta, yutilishda va nurlanishda yo'holuvchi energiya  $W_{\text{ya}}$  juda kichik bo'ladi. Bunday holda  $\gamma$  - fotonlarining rezonans yutilishi va nurlanishi kuzatiladi, bu rezonans ma'lum chastotaga mos keladi va uning kengligi tabiiy kenglik tartibida bo'ladi.

$\gamma$  - nurlarini (teпки) energiya yo'qotmasdan rezonans nurlanishiga (yutilishiga) Messbauer effekti deyiladi.

## Zonalar nazariyasining elementlari.

Elektron nazariyani rivojlanishi natijasida qattiq jismlarning zonalar nazariyasi ishlab chiqildi. Bu nazariyada qattiq jism kristall tuzilishiga ega deb haralib, shu kristall panjaralar orasida harakatlanuvchi elektronlarning holatlari o'rganiladi. Kristall panjaradagi elektron ham erkin elektronlar kabi panjaraning davriy potentsial maydonida harakat qiladi.

Pauli prinsipiga asosan kristallardagi elektronlar ma'lum energetik holatlarda turaoladi. Bu energetik holatlar energetik zonalarga birikadi. Energetik zonalar esa bir - birlaridan man qilingan zonalar bilan ajralgan bo'ladi. (14(a)- rasm).

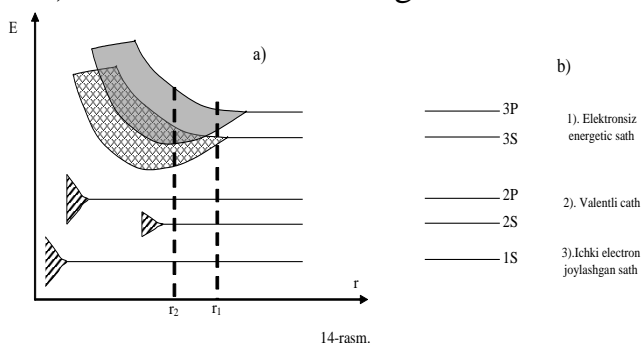
Atomlarning birlashishi natijasida vujudga keladigan kristallda hosil bo'ladigan zonalar kelib chi'ishini aniqlaylik.

Buning uchun dastlab N dona izolatsiyalangan atomdan iborat jismni ko'raylik. Izolatsiyalangan atomdagi elektronlarning holati 4 ta kvant soni  $n, l, m_l, m_s$  bilan xarakterlanishi bizga ma'lum, ya'ni ular ixtiyoriy energiyaga ega bo'lmasdan diskret qiymatli energiyaga ega bo'ladilar. Bu atomda xar bir holat energetik diagrammada bitta energetik sathni tashkil qiladi. (14(b) -rasm).

Agar atomlar bir-birlariga yaqinlashsa, ular orasidagi o'zaro ta'sir orta boradi, ular orasidagi masofa juda yaqin bo'lsa, xar bir atom qo'shni atom hosil qilgan juda kuchli elektr maydonda turib u bilan o'z maydoni orqali ta'sirla-shadi. Natijada, elektronlarning energetik sathlari parchalanadi, ya'ni N ta bir xil energetik sathlar o'rniga N ta bir-biriga yaqin, lekin mos kelmaydigan sathlar hosil bo'ladi. Shunday qilib, izolyatsiyalangan atomdagi har bir energetik sath, kristallarda Nta zich joylashgan zonalardan iborat bo'lgan energetik sathlar to'plamini hosil qiladi. Demak, qattiq jismda izolyatsiyalangan aloxida energetik sathlar o'rniga energetik zonalar hosil bo'lar ekan.

Parchalanish darajasi barcha sathlar uchun bir xil emas. Atomdagi tashqi elektronlar (valentli) joylashgan sathlar kuchli ta'sirga uchrab, ichki elektronlar joylashgan sathlar esa kuchsiz o'zgaradi.

- 1) elektronsiz energetik sathlar zonasi.
- 2) valent elektronli energetik sathlar zonasi.



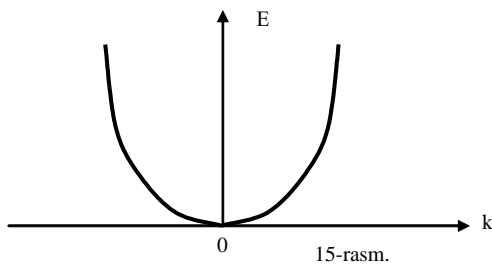
- 3) ichki elektronlar joylashgan energetik sathlar zonasi.

Energetik zonalardagi energetik sathlar orasidagi energiya farqi  $10^{-22}$  eV bo'ladi, demak energetik zonalar amalda uzluksiz spektrni beradi. Bu esa, o'z navbatida elektronni bitta zona bilan chegaralangan energetik sathlarda harakat qila olishini ko'rsatadi, ya'ni berilgan zonadagi

elektronlar bir atomdan ikkinchi atomga o'ta olib, xamma atomlar uchun umumiy bo'lib holadi.

*Energetik zonadagi xamma sathlar elektronlar bilan band bo'lsa, bunday zonani to'ldirilgan zona deb ataladi.*

Elektronlar turishi mumkin bo'lgan zonalar ruxsat etilgan zonalar deb ataladi.



Kristallardagi atomlarning xossalari harab muvozanatli holatda ikkita atom orasidagi masofa  $r_1$  ko'rinishda yoki  $r_2$  ko'rinishda bo'ladi,  $r_1$  ko'rinishda holatlar o'rtasida man qilingan zona hosil bo'ladi,  $r_2$  masofada esa qo'shni zonalar bir-birini berkitadi.

Kristallardagi energetik zonalar, Shredinger tenglamasini echish bilan aniqlanadi.

Kristalldagi elektronlar deyarli erkin elektronlar bo'lib, ular potensial maydonda harakatlanadi deb haraymiz. Bu maydonni kristall panjara hosil qiladi.

Bu maydonda harakatlanyotgan elektronning holati Shredinger tenglamasi bilan ifodalanadi,

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi + U\psi = E\psi \quad (4)$$

bu yerda U - elektronning potensial energiyasi.

Davriy potensial maydon uchun (4) tenglamaning yechimi

$$\psi_k = u_k(r) e^{-ikr} \quad (5)$$

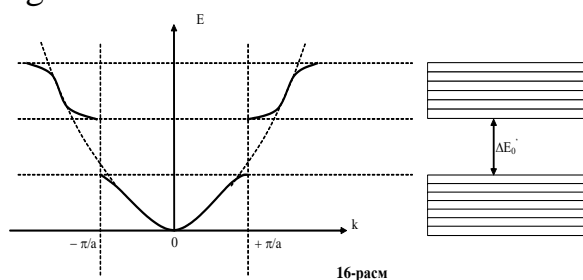
ko'rinishda bo'lishini Blox isbotlagan. (5) funktsiyani *Blox funktsiyasi deyiladi*, bu yerda  $u_k(r)$  - panjara davri bilan o'zgaradigan davriy funktsiya.

Erkin elektronlar energiyasining to'lqin soniga bog'liqlik grafigi

$$E = \frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (6)$$

15 - rasmdagidek, lekin energiyaning qiymati uzluksiz bo'lib ko'ringani bilan E(k) diskret nuqtalar to'plamidan iborat, ammo bu nuqtalar shunday qalin joylashganki ular tekis chiziq bo'lib ko'rinadi.

Davriy o'zgaruvchi maydon uchun esa E (k) bog'lanish 16 -rasmdagidek ko'rinishga ega.



16 - rasmda bir o'lchovli kistall uchun Brilliyen zonasi keltirilgan.  $k = \frac{\pi}{a}n$

bunda ( $n = \pm 1, \pm 2, \dots$ ) qtalarda  $Y_e(k)$  uziladi va  $E'_0, E''_0, \dots$  man qilingan zonalar vujudga keladi.

Agar  $k = 2\pi/\lambda$  to'lqin uzunligi orqali ifodalasak, E(k) uzilib, man qilingan zonani

hosil bo'lish sharti

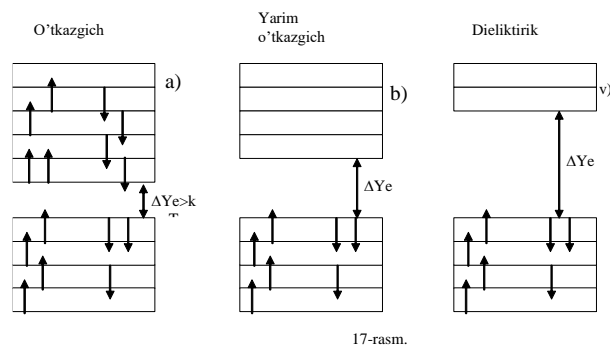
$$n = 2a$$

(7)  $2a \sin\alpha = n\lambda$  - bu esa Vulf - Bregg tenglamasi, ya'ni atomlar joylashgan tekislikdan qaytayotgan to'lqinning to'lqin uzunligi  $\lambda$  ni ifodalaydi.

Haqiqatan ham elektronlar to'liq xossasiga ega bo'lib, ularni kristaldagi harakatini elektronlar to'liqining tarqalishi deb qarash mumkin.

Shunday qilib, kristallarda elektronlar energetik zonalar bo'ylab taqsimlangan bo'ladi. Elektronlar kristalda past energetik zonadan boshlab yuqori zonalarga qarab to'lib boradi.

Zonalardagi elektronlarning taqsimlanishi va man qilingan zonalarning kengligiga harab qattiq jismlar o'tkazgich, yarim o'tkazgich va izolyatorlik xossalriga ega bo'ladi (17 - rasm).

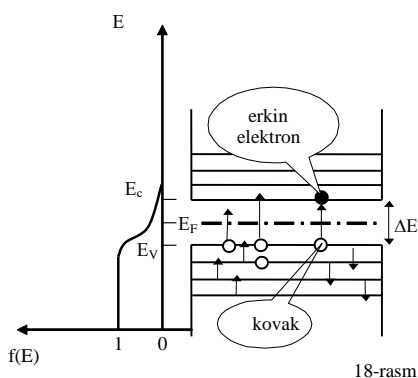


### Yarimo'tkazgichlarning xususiy va aralashmali o'tkazuvchanligi.

#### Yarim o'tkazgichlarda xususiy elektr o'tkazuvchanlik.

Yarimo'tkazgichlar elektr o'tkazuvchanligi bo'yicha metallar bilan dielektriklar oraliqidagi moddalar guruhiga kiradi va T=0 da ularning valent zonasi to'lasicha elektronlar bilan band bo'lib taqiqlangan zonasining kengligi katta emas (~1eB ).

Yarimo'tkazgichlar xususiy va aralashmali yarimo'tkazgichlarga bo'linadi.



T=0 K da xususiy yarim o'tkazgichlarning valent zonasi elektronlar bilan butunlay to'lgan bo'ladi, bu holda yarim o'tkazgich sof dielektrik bo'ladi. Agar temperatura T ≠ 0 K bo'lsa, valent zonaning Yuqori sathlardagi bir qism elektronlar o'tkazuvchanlik zonasining pastki sathlariga o'tadi (18-rasm). Bu holda elektr maydoni ta'sirida o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlarning holati o'zgaradi. Bundan tashhari valent zonada hosil bo'lgan bo'sh joylar hisobiga ham elektronlar o'z tezligini o'zgartiradi. Natijada yarimo'tkazgichning elektr o'tkazuvchanligi noldan farqli

bo'ladi, ya'ni sof yarim o'tkazgichda erkin elektron va teshik vujudga keladi.

Elektr maydoni ta'sirida butun kristall bo'ylab elektronlar maydonga teskari yo'nalishida, teshiklar esa maydon yo'nalishida harakatga keladi. Bunday elektr o'tkazuvchanlik faqat sof yarim o'tkazgichlar uchun xos bo'lib, uni xususiy elektr o'tkazuvchanlik deyiladi.

O'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlar va valent zonasidagi kovaklar, ya'ni elektronini yo'qotgan bo'sh joylar, Fermi-Dirak taqsimotiga bo'y sunadi:

$$f_3(E) = \frac{1}{e^{(E-E_f)/kT} + 1} \quad (8)$$

$$f_k(E) = 1 - f_3(E) = \frac{1}{e^{-(E-E_f)/kT} + 1} \quad (9)$$

Xususiy yarimo'tkazgichlar uchun o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlarning konsentratsiyasi valent zonadagi kovaklarning konsentratsiyasiga teng: n = p. Konsentratsiyalarni hisoblash uchun E energiyani o'tkazuvchanlik zonasining tubiga nisbatan o'lchaymiz (Es = 0).

O'tkazuvchanlik zonasi tubidan  $dE$  energiya intervalini ajrataylik ( $E, E+dE$ ). Bu sohada joylashgan elektronlar Fermi-Dirak statistikasiga bo'ysunadi va ularni energiya bo'yicha taqsimlanishi quyidagi ko'rinishda yoziladi,

$$dn = 4\pi \frac{(2m^*)^{3/2}}{(2\pi\hbar)^3} E^{1/2} \cdot \frac{1}{e^{E-E_F/kT} + 1} dE \quad (10)$$

Odatda xususiy yarim o'tkazgichlar uchun  $\Delta E$  va  $10$  ning maxrajidagi  $1$  ni hisobga olmasa ham bo'ladi. U holda

$$dn = 4\pi \frac{(2m^*)^{3/2}}{(2\pi\hbar)^3} E^{1/2} e^{-(E-E_F)/kT} dE \quad (11)$$

Bu ifodani integrallab quyidagi hosil qilamiz

$$n = \frac{2(2\pi m_3^* kT)^{3/2}}{(2\pi\hbar)^3} e^{-(\Delta E - E_F)/kT} \quad (12)$$

Xuddi shunga o'xshash amallarni bajarib valent zonasidagi kovaklarning kontsentratsiyasi uchun

$$p = \frac{2(2\pi m_k^* kT)^{3/2}}{(2\pi\hbar)^3} e^{-E_v/kT} \quad (13)$$

ifodani hosil qilish mumkin.

(12) va (13) lardan,  $n = p$  ni inobatga olib, Fermi sathi energiyasining qiymatini topamiz:

$$E_F = \frac{\Delta E}{2} + \frac{3}{4} kT \ln\left(\frac{m_k^*}{m_3^*}\right) \quad (14)$$

(14) ning ikkinchi hadi, birinchisiga nisbatan juda kichik bo'lgani uchun  $E_F = \frac{\Delta E}{2}$  deb olish mumkin.

Demak, xususiy yarim o'tkazgichlarda Fermi sathi ( $E_F$ ) taqiqlangan zonaning o'rtasida joylashadi.

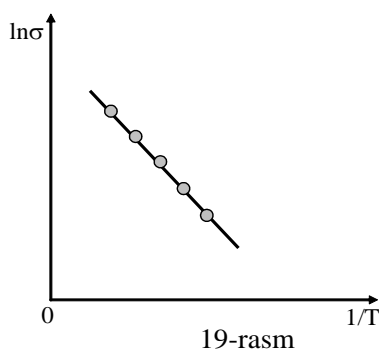
*Yarim o'tkazgichning o'tkazuvchi va valent zonalaridagi elektron va kovaklar zaryad tashuvchilardir. Ma'lumki, o'tkazuvchanlik zaryad tashuvchilarning kontsentratsiyasiga proporsional bo'ladi, u holda xususiy yarimo'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi  $\sigma$  temperatura ortishi bilan ortadi va quyidagi qonuniyat bo'yicha o'zgaradi (19-rasm):*

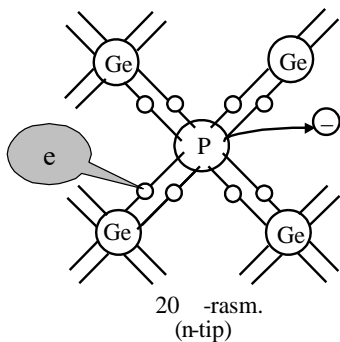
$$\sigma = \sigma_3 + \sigma_k \quad \text{yoki} \quad \sigma = \sigma_0 \exp(-\Delta E/2kT) \quad (15)$$

### Yarim o'tkazgichlarning aralashmali elektr o'tkazuvchanligi.

Tabiatda sof yarimo'tkazgich bo'lmaydi, ya'ni oz miqdorda bo'lsa, ham begona element atomlari aralashgan bo'ladi.

Bu aralashmalar yarimo'tkazgichlarda qanday o'zgarishlarni vujudga keltirishi mumkin:





To'rt valentli Si (kremniy) da yoki Ge (germaniy) dan tuzilgan kristall panjara-ning bazi tugunlarida besh valentli atomlar, masalan P (fosfor) yoki As (mishyak) joylashgan bo'lsin (20-rasm). Bu holda aralashma atomlardan to'rtta elektron Si (kremniy) yoki Ge (germaniy) atomlari bilan kovalent bog'lanishda bo'ladi, beshinchi elektron esa atom bilan juda zaif bog'langan, shuning uchun issiqlik harakat energiyasi ham bu elektronni atomdan ajratib ozod elektron bo'lishiga etarlidir. Bu elektronlar tok tashuvchilik vazifasini bajaradi.

*Bunday yarimo'tkazgich elektronli yarim o'tkazgich, P va As atomlarini esa donorlar yoki n - tip aralashma deyiladi.*

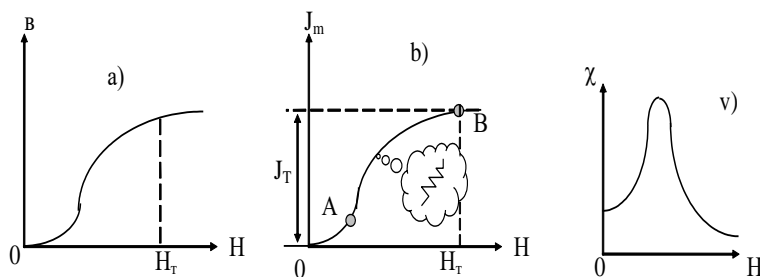
### **Magnetiklar. Ferromagnetizm nazariyasi elementlari.**

Kuchsiz magnitlanuvchi moddalar sinfiga kiruvchi dia- va paramagnitliklardan tashqari bir gurux moddalar o'zlarining kuchli magnitlanuvchanlik xossa-lari bilan ulardan ajralib turadi. Bu moddalarni ferromagnitliklar deyiladi. Ferromagnetiklarda tashqi magnet maydon bo'lmaganda ham spontan magnitlangan sohalar mavjud bo'ladi. Bu sohalar tashqi ta'sirlar: magnet maydoni, deformatsiya va temperaturaning o'zgarishi natijasida keskin o'zgaradi.

Bunday moddalarga temir, kobalt, nikel, gadoliniiy va ularni qotishmalari kiradi. Ferromagnetiklarda  $\vec{j}_m$  va  $\vec{H}$  lar orasidagi bog'lanish chiziqli bo'lmaydi. Ferromagnitliklarni magnitlanish qonunlari A.T. Stoletov tomonidan tajribada chu'ur o'rganilgan.

21-rasmda magnet induksiyasi  $\vec{B}$ , magnitlanish vektori  $\vec{j}_m$  va magnet qabul qiluvchanlik  $\chi_m$  larning magnet maydon kuchlanganligi  $\vec{H}$  ga bog'liq grafigi keltirilgan.

$\vec{H}$  ning ortishi bilan  $\vec{B}$  va  $\vec{j}_m$  lar tez o'saboshlaydi, so'ngra  $H_T$  da  $\vec{j}_T$  to'yinish darajasiga erishadi.  $\vec{B}$  esa  $\vec{H}$  hisobiga sekinlik bilan o'sishni davom ettiradi. Bu holatni ferromagnitlikning to'yinishi deyiladi.



Magnitlanish egri chiziqini sinchiklab o'rganish, tashqi magnet maydon  $\vec{H}$  ning ortishi bilan magnitlanish vektori  $\vec{j}_m$  ning ortishi tekis bo'lmasdan sakrashesimon bo'lishini ko'rsatadi Ayniqsa, sakrashesimon

ko'rinish rasmdagi egri chiziqning burilish sohasida (AB soha) yaxshi seziladi.

Magnitlanish darajasini sakrashesimon o'zgarishini tajribada birinchi marta Barkgauzen kuzatdi va bu xodisani Barkgauzen effekti deyiladi.

Magnit qabul qiluvchanlik  $\chi_m$  dastlab  $H$  ortishi bilan tez ortadi, u maksimumga erishgach,  $H$  ning yanada ortishi bilan  $\chi_m$  ning kamayishi kuzatiladi. Tashqi magnit maydonning nixoyatda katta qiymatlarida esa  $\chi_m$  nolga intiladi.

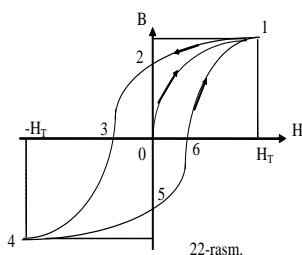
Magnit maydoni to'yinishga erishgandan so'ng magnit induksiyasi

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \chi_m \vec{H} \quad (16)$$

faqat  $\vec{H}$  ning o'sishi hisobiga o'sib, formuladagi ikkinchi hadning hissasi bo'lmaydi, ya'ni bu had nolga aylanadi. Bundan shunday xulosaga kelamizki, katta kuchlanishga ega bo'lgan magnit maydonlarida ferromagnit o'zaklardan foydalanish maqsadga muvofiq emas.

Ferromagnetikdagi  $\vec{B}$  ning tashqi  $\vec{H}$  bog'liq holda o'zgarish 14.5-rasmda keltirilgan.  $B=B(H)$  ning grafigi  $0 \rightarrow 1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 5 \rightarrow 6 \rightarrow 1$  ko'rinishdagi berk egri chizikdan iborat bo'ladi.

$\vec{B}$  ning  $\vec{H}$  ga bog'liq holda o'zgarishi magnit gisterezisi deyiladi. Rasmdagi  $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 5 \rightarrow 6 \rightarrow 1$  yopiq chiziqni gisterezis sirtmoqi deyiladi. Gisterezis sirtmoqi bo'yicha kuzatsak,  $H=0$  da  $V=V_k$  ga (2 nuqta) teng qoldiq induksiya hosil bo'lganini ko'ramiz.  $V_k=0$  bo'lishi uchun  $H=-H_k$  (3 nuqta) teskari maydon berish kerak.  $H_k$  ni koertsitiv kuch deyiladi.



Ko'rinib turibdiki, ferromagnetikdagi magnit maydon induksiyasi  $\vec{B}$  ning qiymati magnitlovchi tashqi maydon  $\vec{H}$  ning o'zgarishiga monand ravishda o'zgarmaydi. (22-rasm).

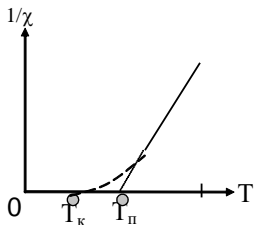
Gisterezis sirtmoqi yuzasi ferromagnetikning magnitlash uchun sarflangan ishga proporsional bo'lib bu ish to'lasicha bitta tsikldagi magnitlashda ferromagnetikning birlik hajmida ajralgan issiqlikka teng bo'ladi. Shuning uchun ferromagnetiklarni ko'p marta magnitlaganda qiziydi va gisterezis sirtmoqi qancha katta bo'lsa shuncha ko'p issiqlik ajralib chiqadi.

Koertsitiv kuchning darajasiga bog'liq holda ferromagnetiklar yumshoq va qattiq magnitlarga farqlanadi.

Agar  $H_k \sim 0,8 \div 8$  A/m bo'lsa, yumshoq magnit xisoblanadi va magnitlash uchun oz energiya sarflanadi. Bunday materiallardan transformatorlar va elektr mashinalari uchun o'zaklar tayyorlanadi.

Qattiq magnitlarda esa  $H_k \sim 10^4 \div 10^5$  A/m, bunda qoldiq induksiya  $B_k > 1$  Tl bo'ladi va ulardan doimiy magnitlar tayyorlanadi. Shunday qilib, ferromagnit moddalar gisterezis sirtmoqining shakli va yuzasiga harab "qattiq" va "yumshoq" magnitlarga bo'linadi.

Yumshoq magnitlar tor gisterezis sirtmoqiga, kichik koertsitiv kuchga va Yuqori magnit qabul qiluvchanlikka ega, qattiq magnitlar aksincha, keng sirtmoqqa va katta koertsitiv kuchga ega bo'ladi.



23-rasm.

Ferromagnitlarda qoldi magnitlanish tashqi zarbalarga juda sezgir bo'lib u o'zini ferromagnetiklik xususiyatini yo'qotadi. Shuning uchun doimiy magnitlarni turli zarbalardan saqlash kerak.

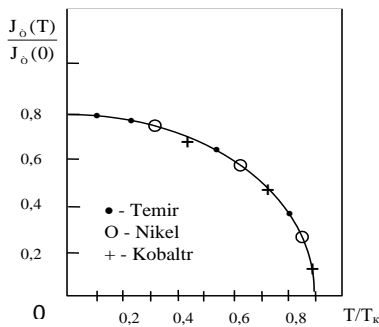
Xuddi shuningdek xodisa ferromagnitlarni qizdirganda ham paydo bo'ladi. Temperatura Kyuri nuqtasi ( $T_k$ ) deb atalgan teperaturadan o'tishi bilan ferromagnit o'zini xossasini yo'qotadi va  $T_k$  dan Yuqorida u o'zini paramagnit modda kabi tutadi.  $1/\chi$  ni  $T$  ga bog'liq holda o'zgarishi chiziqli bo'ladi (23-rasm).

Bu bog'lanish Kyuri-Veyss qonuni bo'yicha aniqlanadi, ya'ni

$$\chi = \frac{C}{T - T_k} \quad (17)$$

bunda  $C$  - Kyuri doimiysi,  $T_k$  - Kyuri nuqtasi.

23-rasmdan ko'rinadiki  $T_k$  - Kyuri nuqtasi,  $T_p$  paramagnit nuqtadan ancha pastda. 24- rasmda temir, nikel va kobaltning magnit vektorini temperaturaga bog'liq holda o'zgarish grafiqi keltirilgan. Rasmdan ko'rinadiki, nisbiy koordinatalarda uchala ferromagnit moddalar uchun magnitlanish vektorini tempera-turaga bog'liq holda o'zgarishi bir xil egri chiziqdan iborat.

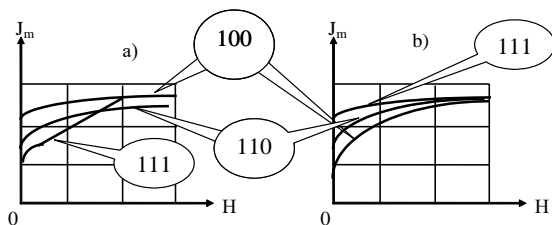


24-rasm.

Temperaturaning ortishi bilan magnitlanish vektori kamayadi va Kyuri nuqtasida nolga teng bo'ladi. Kyuri nuqtasidan Yuqori temperaturada jismlar ferromagnit xossasini yo'qotishgina emas, balki uni issiqlik sig'imi, elektr o'tkazuvchanligi va boshqa ba'zi fizik xossalari ham o'zgaradi. Jismlarni ferromagnit holatdan paramagnit holatga o'tishida issiqlik yutilmaydi yoki aj-ralmaydi. Bu xulosa II tur fazoviy o'tishga misol bo'ladi.

Temir uchun Kyuri nuqtasi  $T_k = 1043$  K, kobalt uchun  $T_k = 1043$  K, nikel uchun  $T_k = 631$  K ga teng. Monokristall ferromagnit moddalarda magnitlanish vektori anizotrop xossaga ega bo'ladi. 25-rasmda temir va nikel monokristallarda magnitlanish vektori [111], [110] va [100] yo'nalishlarga bog'liq holda o'zgarishi keltirilgan.

Monokristallarda shunday yo'nalishlar mavjudki, magnitlanish bu yo'nalishlar bo'yicha oson va to'yinishga kichik larda erishiladi. Bu yo'nalishlarni engil magnitlanuvchi yo'nalishlar deyiladi.



25-rasm.

Temirda shunday yo'nalish [100], nikelda esa [111]. holgan yo'nalishlarda magnitlanish qiyin bo'ladi, bu yo'nalishlar temir uchun [110] va [111], nikelda [110] va [100]. Shuning uchun bu yo'nalishlarni qiyin magnitlanuvchi yo'nalishlar deyiladi.

$$U_m = \int_0^B H dB \quad (18)$$

integral berilgan yo'nalishda jismni magnitlash uchun sarflangan ishni ifoda-laaydi.

Bu ish magnitlangan kristallning erkin energiyasiga aylanadi.

### Ferromagnitizmning tabiati.

Jismlar magnitlanganda magnit momentlari vujudga keladi,

$$P_m = j_m V, \quad (19)$$

bunda  $j_m$  magnitlanish intensivligi,  $V$  jism hajmi.  $P_m$  magnit momenti maydonga joylashtirilgan alohida atomlar magnit momentlarini yig'indisidan hosil bo'ladi,

$$\vec{P}_m = \sum_{i=1}^n \vec{P}_{ai} \dots$$

$\vec{H}$  maydonida tartibli joylashgan  $P_m$ , mexanik moment  $L$  ni tartibli joylashti-radi. Chunki, jism magnitlanguncha  $L$  mexanik moment nolga teng, ammo magnit momenti  $P_m$  hosil bo'lishi bilan unga teskari yo'nalgan mexanik moment  $L$  paydo bo'ladi.

Bu momentlar nisbati

$$\frac{\vec{P}_{m,o}}{\vec{L}_0} = -\frac{e}{2m} \quad (20)$$

ifodalanadi. Ferromagnit jismlar magnitlashganda, ularda mexanik momen-ting paydo bo'lishini Eynshteyn va de-Gaaz, hamda Ioffe va Kapitsa tomonidan o'tkazilgan tajribalarda kuzatildi. Bu hadisa magnitomexanik effekt deyiladi.

Tajribalar asosida aniqlangan quyidagi munosabat

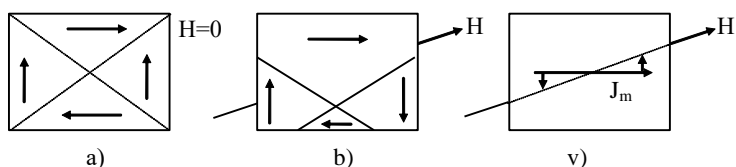
$$\frac{\vec{P}_{m,c}}{\vec{L}_c} = -\frac{e}{m} \quad (21)$$

(20) dagiga nisbatan ikki marta katta bo'lib chiqdi. Bundan, ferromagnetiklarning magnit xususiyatlari ular tarkibidagi elektronlarning orbital magnit momenti bilan emas, balki spin magnit momentlari bilan bog'liq, degan xulosaga kelamiz.

Bu xulosa ferromagnitik xossasiga ega bo'lgan kimyoviy elementlarning elektron strukturasi bilan ham muvofiq keladi.

Ferromagnit kristallning panjarasidagi atomlar o'zaro bir-biri bilan juda kuchli ta'sirlashadi. Bu ta'sirlashuv, asosan, chetki qobiqdagi elektronlar orqali sodir bo'ladi. Kristalldagi qo'shni atomlarning elektron qobiqlari bir-birining ichiga kirib boradi, natijada atomlar bir-birliri bilan elektron-lar almashish imkoniyatiga ega bo'ladi. Bu ta'sirlashuv tufayli elektronlar-ning spin magnit momentlari o'zaro parallel joylashadi. Natijada ferro-magnit ichida shunday sohachalar vujudga keladiki, bu sohachalardagi spin mag-nit momentlari o'z-o'zidan bir tomonga yo'nalgan bo'ladi. Bu sohachalarni domen-lar deb ataladi. Tashqi magnit maydon bo'lmaganda domenlarning magnit mo-mentlari turlicha yo'nalgan bo'ladi va domenlarning magnit momentlarining yig'indisi nolga teng bo'ladi (26 (a)-rasm).

Agar tashqi magnit maydoni bo'lsa, domenlarda siljish sodir bo'ladi. Bun-da magnit momentlarining yo'nalishlari tashqi maydon yo'nalishiga yaqin bo'lgan domenlar boshqa domenlar hisobiga kattalashadi (26 (b)-rasm). Tashqi maydon orttirilsa, domenlar shunday buriladiki, natijada ularning magnit momentlari tashqi maydon bo'ylab yo'naladi (26 (v)-rasm). har bir domenlardagi barcha spin magnit momentlarining mutloq bir tomonga yo'nalishi, ya'ni domendagi spontan magnitlanishning maksimal qiymatga erishishi, faqat  $T=0K$  dagina sodir bo'ladi.



haqiqatan,  $T=0K$  dan farqli temperaturalarda issiqlik harakat energiyasi nolga teng bo'lmaydi.

Shuning uchun issiqlik harakat energiyasining ta'siri tufayli domenlar ichidagi ba'zi spin magnet momentlari tashqi magnet maydon yo'nalishiga qarama-qarshi (antiparallel) joylashib holadi. Temperatura ortgan sari domenlarning joylashuvida tartibsizlik kuchayib  $T=T_k$  (Kyuri nuqtasi) da domenlarning spontan magnetlanishi butunlay yo'holadi, ya'ni har bir domen ichidagi parallel va antiparallel spinlar soni tenglashadi.

*Magnetlanish jarayonida moddalarning shakli va o'lchamlari o'zgaradi. Bu hodisa magnetostriksiya deyiladi.* Ferromagnetiklarda magnetostriksiya boshqa magnetiklarga haraganda sezilarli darajada bo'ladi. Jismning nisbiy uzayishi  $\sigma = \frac{\Delta \ell}{\ell}$  magnetostriksiya doimiysi deyiladi. Masalan, nikel uchun  $\sigma = 3 \cdot 10^{-5}$  ga teng bo'lib, uning qiymati uncha katta emas.

### **Antiferromagnetiklar molekulyar maydoni nazariyasi.**

Ferromagnet xossasiga ega bo'lgan jismlar ichki elektron qovatlari to'ldirilmagan (o'tuvchan va nodir yer) metallar hisoblanadi. Bu guruh metallarga temir, kobalt va nikel (3d-qavat to'lmagan) kiradi (o'tuvchan metallar), shuningdek (nodir er) metallar guruxiga godolinii, disproziiy va erbiy kiradi (4f-qavat to'lmagan).

*Ferromagnetizm - qo'shni atomlarda to'ldirilmagan qavatlardagi elektronlarni o'zaro ta'sir almashuvi tufayli sodir bo'ladi. O'zaro ta'sir sistemaning energiyasini o'zgarishiga olib keladi.* Bu xodisa vodorod atomlarining yaqinlashishi misolida ya'hol ko'rinadi. Bunday sistemani o'zaro ta'sir energiyasi

$$U = 2E_0 + \frac{K \pm A}{1 \pm S^2} \quad (22)$$

ko'rinishda yoziladi. Bunda

$2E_0$  - o'zaro ta'sirlashmaydigan ikkita vodorod atomining energiyasi,

$K$  - zaryadlarning elektrostatik o'zaro ta'sir energiyasi,  $0 \leq S \leq 1$  oraliqdagi qiymatlarni qabul qilib, noortoganallik integrali deyiladi,

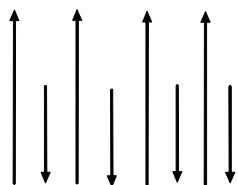
$A$  - almashinuv energiyasi yoki almashinuv integrali deyiladi.

(22) formula  $K$  ning ishorasiga harab ( $|K| < |A|$ ) elektron almashinuvchi atomlardagi elektronlar spinlarining parallel (minus ishora) yo'nalganligiga mos kelsa, antiparallel hol (5.8) formulada plus ishora uchun mos keladi. Formuladan ko'rinadiki,  $A < 0$  (manfiy) da elektronlarning spinlari antiparallel joylashadi, bunda sistemaning energiyasi kamayadi.  $A > 0$  (musbat) da spinlar parallel joylashadi, bunda sistemaning energiyasi ortadi.  $A < 0$  da valent bog'lanish hosil bo'lib, antiferromagnet xossasi namoyon bo'ladi,  $A > 0$  da ferromagnet xossasi nomoyon bo'ladi va spontan magnetlanishga olib keladi.

$A < 0$  da ham elektron spinlarining joylashishi tartibli bo'ladi, lekin spotan magnetlanish hosil bo'lmaydi, chunki qo'shni panjara tugunlaridagi ionlarning spin magnet momentlari qarama-qarshi yo'nalgan bo'lib bir-birlarini kompensatsiyalaydi.

Tashqi maydon ta'sirida bir qism spinlar yo'nalishini o'zgartirishi na-tijasida atiferromagnetikning magnetlanishi sodir bo'ladi. Antiferromagnetiklarning xususiyati biror temperaturadan Yuqori temperaturada yo'holadi va u paramagnetga aylanadi. **Bu temperaturani antiferromagnetikning Kyuri nuqtasi yoki Neel nuqtasi deyiladi.**

## Ferritlar.



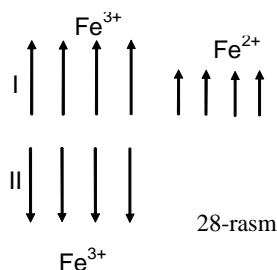
27-rasm.

Antiferromagnitlarni kristall panjarasini bir-birining orasiga kirgan ikkita panjaraning yig'indisi deb harash mumkin. Panjaralarning magnet momentlari miqdori bo'yicha teng, yo'nalishi esa qarama-qarshi. Shuning uchun ular bir-birini kompensatsiyalaydi. Lekin, shunday hollar ham uchraydiki, bir-birining orasiga kirgan birinchi va ikkinchi panjaralarning magnet momentlari nolga teng bo'lmaydi, chunki bu panjaralardagi atomlarni soni yoki tabiati turlicha bo'lishi mumkin (27-rasm).

*Bu holda kristalda spontan magnetlanish hosil bo'ladi. Shunday ferromagnitlarni ferrimagnetiklar deyiladi.* Ferrimagnetiklar o'zlarini xuddi ferromagnitlarga o'xshab tutadi, lekin ularning ichki tuzilishlarining farqlanishiga harab, spontan magnetlanishining temperaturaga bog'lanishi turlicha bo'ladi.

Ferromagnetiklarda temperatura ortishi bilan magnetlanish jmi bir tekis kamaymasdan, Kyuri nuqtasiga etguncha nol orqali o'tadi. Ferrimagnet jismlarga misol qilib, temir magnetonini ( $\text{FeO}\cdot\text{Fe}_2\text{O}_3$ ) olish mumkin. Bunday moddalarni ferritlar deyiladi. Bunda manfiy kislorod ioni tomonlari markazlangan kub panjara hosil qiladi. har bir  $\text{FeO}\cdot\text{Fe}_2\text{O}_3$  molekulaga bitta ikki valentli ( $\text{Fe}^{2+}$ ) va ikkita uch valentli ( $\text{Fe}^{3+}$ ) temir ionlari to'g'ri keladi.

Ikki valentli temir ionlarini boshqa ikki valentli ionlar almashtirishi mumkin, ya'ni Mg, Ni, Co, Mn, Cu, Zn va boshqalar. Ferritning murakkab strukturasi bitta panjarasida uch valentli temirning yarimi, ikkinchisida esa ikkinchi yarmi bilan ikki valentli temir ioni yoki uni o'rnini oluvchi boshqa metall ioni joylashadi.



28-rasm

Ularni magnet momentlari qarama-qarshi joylashgan. Bunda uch valentli temir ionlarining magnet momentlari kompensatsiyalashsa, spontan magnetlanishni ikki valentli temir ioni vujudga keltiradi (28-rasm). Ferritlarning ajoyib xususiyatlari bor. Ular yaxshi magnet xossalarga va katta elektr qarshilikka ega. Ferritlarning bunday xossalardan foydalanib doimiy magnetlar va EHM larning xotira uyachalari yasaladi.

**Uyga vazifa: Qattiq jismlarning elektr o'tkazuvchanligi. Metallar, dielektriklar va yarim o'tkazgichlar.**

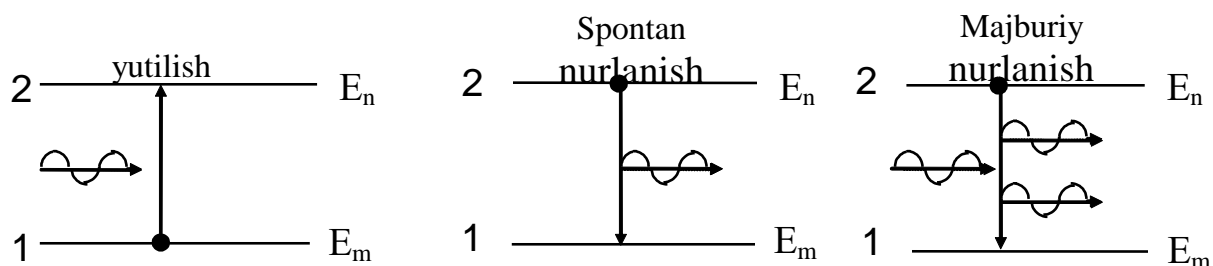
### 33 – MA'RUZA. Kvant elektronikasi elementlari. Kvant elektronikasi.

#### Reja:

1. Kvant elektronikasi elementlari. Galogen holat uchun Shredinger ehtimolligi.
2. Ikki sathli tizimdagi induksiyalangan nurlanish uchun Eynshteyn koeffitsiyenti.
3. Kvant elektronikasi rivojlanishining asosiy bosqichlari.
4. Radiospektroskopiya. Lazer. Uch sath sistemasi.
5. Ochiq rezonator.

**Kvant elektronikasi elementlari. Galogen holat uchun Shredinger ehtimolligi.**

Elektromagnit nurlanishlarning kvant tabiati uning korpuskulyar xossalari namoyon bo'ladi. Nurlanishning mayda porsiyasi "kvant-foton" hisoblanadi. Fotonning spini birga teng bo'lib, u bozonlar sinfiga kiradi va Pauli prinsipiga bo'ysunmaydi. Shuning uchun har bir kvant holatda istalgancha miqdorda fotonlar bo'lishi mumkin, ya'ni bitta energetik holatda bir xil im-pulsli  $\vec{P} = \hbar\vec{k}$  va bir xil  $\omega = E/\hbar$  chastotali fotonlar istalgancha bo'laoladi. Shuning hisobiga bir xil chastotali



1-rasm

elektromagnit nurlanishning intensivligi istalgancha katta qiymatlarga erishishi mumkin.

Bizga ma'lumki, impulsi  $\vec{P} = \hbar\vec{k}$  va chastotasi  $\omega = E/\hbar$  bo'lgan yorug'lik fotonlarini faqat uyg'ongan atomlar chiqaradi (nurlantiradi), holos. Atom foton nurlantirishi bilan energiyasini yo'qotadi. O'tgan ma'ruzalarimizda ham ta'kidladikki, atom faqat ma'lum  $E_1, E_2, E_3, \dots$  energiyali diskret kvant holatlarida bo'lishi mumkin.

Nurlanishni tushuntirish uchun faqat  $E_n$  va  $E_m$  energiyali kvant holatlarini (1 va 2) ko'rib chiqaylik (rasm-1).

Agar atom 1 ( $E_m$ ) asosiy holatda bo'lsa tashqi nurlanish ta'sirida 2 ( $E_n$ ) holatga majburan o'tishi mumkin. Bunda tashqi nurlanish atom tomonidan yutiladi. Agar atom uyg'ongan holatda bo'lsa ( $E_n$ ), u bir qancha vaqtdan so'ng xech qanday tashqi ta'sirsiz o'z-o'zidan, spontan ravishda past energiyali ( $E_m$ ) 1 chi holatga o'tishi mumkin, bu holda atom ortiqcha energiyasini elektromagnit nurlanish ko'rinishda chiqaradi, bunda atom nurlantirgan foton energiyasi ga teng.

Uyg'ongan (g'alayonlangan) atomni tashqi ta'sirsiz foton nurlantirish jarayoni spontan nurlanish deyiladi.

1916 yilda Eynshteyn termodinamik muvozanatga doir tajribalarni naza-riy tushuntirishda Bor postulotlariga asosan nur yutayotgan va nurlantirayotgan jism bilan nurlanish orasida yutilish va spontan nurlanish bilan bir qatorda uchinchi bir o'zaro ta'sir ham bo'lishi kerakligini ko'rsatadi. Bu nurlanish majburiy nurlanish yoki induktsiyalangan nurlanish deb ataladi. Atom 2 ( $E_n$ ) g'alayonlangan (uyg'ongan, qo'zholgan) holatda bo'lsa va unga tashqi nurlanish ta'sir etsa, (ya'ni  $\hbar\omega = E_n - E_m$  shartni qanoatlantiradigan nurlanish ta'sir etsa) u holda atom majburan  $\hbar\omega = E_n - E_m$  energiyali fotonni nurlantirib 1 ( $E_m$ ) asosiy holatga o'tadi. Bunday o'tshda atom tomonidan shu o'tishni vujudga keltiruvchi foton bilan bir xil parametrlri foton nurlantiriladi.

*Bunday o'tish natijasida hosil bo'ladigan nurlanishni majburiy nurlanish yoki induktsiyalangan nurlanish deyiladi. Muvozanatli jarayonlarda yutilish bilan nurlanish (spontan va majburiy) ehtimolligi bir xil bo'ladi.*

m massaga ega bo'lgan zarrachaning E energiyali maydondagi holati Shredinger tenglamasi bilan xarakterlanadi:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{d^2\psi}{dy^2} + \frac{d^2\psi}{dz^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (W - U)\psi = 0$$

Bu tenglamaning yechini quyidagi funksiya ko'rinishiga ega bo'ladi:

$$\phi(x, y, z) = e^{-(i/\hbar)} \varepsilon^t \phi(x, y, z)$$

Muvozanat statistik xarakterga ega bo'lganligidan yuqori va pastki holatlardagi atomlar soni nisbati  $N_1/N_2$  ni kvant statistikasi bilan Bolsman taqsimoti yordamida ifodalanishi mumkin.

Shredinger yechimi asosida vaqt birligi ichida o'tishlar ehtimolligini aniqlaymiz. O'tishlar ehtimolligi  $\rho_v$  ni aniqlaymiz.

$$\rho_v = \frac{A_{21g2}}{B_{12g2}^{(E_2-E_1)kT} - B_{21g2}}, \quad A_{21} = \frac{8\pi h^3}{c^3} B_{21}, \quad A_{21} = \frac{8\pi h}{\lambda^3} B_{21}, \quad B_{12} = B_{21}$$

### **Ikki sathli tizimdagi induktsiyalangan nurlanish uchun Eynshteyn ko'effitsiyenti.**

Spontan va majburiy nurlanish - yorug'lik yutilishiga teskari bo'lgan jarayonlardir. Muvozanatli jarayonlarda (termodinamik muvozanat) bu ikkala xodisaning bo'lish ehtimolligi bir xil, shuning uchun "jism - nurlanish" orasida muvozanat saqlanadi, ya'ni jismning temperaturasi ( $T=\text{const}$ ) o'zgarmaydi.

Bu xulosaga 1916 yilda Eynshteyn nurlanishga doir tajriba natijalarini nazariy tushuntirish orqali keladi.

Ikkita statsionar holatni qaraylik. Bu kvant holatlarining energiyasi mos holda  $E_n$  va  $E_m$  bo'lsin ( $E_n > E_m$ ).  $E_n$  sathdan  $E_m$  sathga o'tish spontan va majburiy bo'lishi mumkin, aksincha  $E_m \rightarrow E_n$  o'tish esa faqat majburiy ro'y beradi. Atomning  $E_n$  holatdan  $E_m$  holatga birlik vaqt ichida spontan o'tish ehtimolligi  $A_{nm}$  bo'lib, bu o'tishda atom o'zidan  $\hbar\omega = E_n - E_m$  energiya kvantini nurlantiradi.

Agar  $E_n$  energiyali sathda  $N_n$  dona atom bo'lsa, vaqt birligi ichida spontan ko'rinishida  $E_m$  energiyali quyi sathga dona atom o'tadi, ya'ni

$$N_{nm}^{(c)} = A_{nm} N_n. \quad (1)$$

Majburiy o'tish ehtimolligi  $P_{nm} - E_n \rightarrow E_m$ . Yem o'tishda qatnashadigan atomning vaqt birligidagi majburiy o'tish ehtimolligi shu o'tishga mos keladigan, chastotasi

$$\omega = \frac{E_n - E_m}{\hbar} \text{ bo'lgan, majbur qiluvchi elektromagnit to'lqinlar energiyasining}$$

spektral zichligi  $f(\omega, T)$  ga proporsional bo'ladi, ya'ni

$$P_{nm} = B_{nm} f(\omega, T), \quad (2)$$

$$P_{mn} = B_{mn} f(\omega, T), \quad (3)$$

bunda  $B_{nm} = B_{mn}$ , vaqt birligida va  $f(\omega, T) = 1$  ga teng bo'lgandagi majburiy nurlanish (yutilish) ehtimolligi.

Vaqt birligida  $E_n \rightarrow E_m$  o'tish sodir qilayotgan atomlar soni

$$N_{nm}^{(M)} = P_{nm} N_n = B_{nm} N_n f(\omega, T) \quad (4)$$

va  $E_m \rightarrow E_n$  majburiy o'tishda qatnashayotgan atomlar soni esa

$$N_n^{(M)} = P_{mn} N_m = B_{mn} N_m f(\omega, T). \quad (5)$$

(1)-(5), formulalardagi  $B_{nm}$ ,  $B_{mn}$ ,  $A_{nm}$  - kattaliklar Eynshteyn koeffitsiyentlari deyiladi.

Muvozanat vaziyatida vaqt birligidagi  $E_n \rightarrow E_m$  o'tishlar soni bilan  $E_m \rightarrow E_n$  o'tishlar soni bir xil.

Bu hodisaga asoslanib Eynshteyn absalyut qora jism nurlanishi uchun Plank formulasini juda sodda qilib keltirib chiqarish usulini ko'rsatdi. Faraz qilaylik,  $E_n > E_m$ , u holda  $E_m \rightarrow E_n$  o'tish faqat tashqi nurlanish ta'sirida majburiy amalga oshiriladi.  $E_m \rightarrow E_n$  o'tish esa, majburiy ravishda ham, spontan ravishda ham bo'lishi mumkin.

Muvozanat paytida

$$N_{mn}^{(M)} = N_{mn}^{(M)} + N_{mn}^{(C)} \quad (6)$$

(1), (4), (5) ga asosan

$$B_{mn} N_m f(\omega, T) = B_{nm} N_n f(\omega, T) + A_{nm} N_n. \quad (7)$$

Bundan muvozanat paytida  $B_{nm} = B_{mn}$  bo'lishini hisobga olsak,

$$f(\omega, T) = \frac{A_{nm} N_n}{B_{mn} N_m - B_{nm} N_n} = \frac{A_{nm}}{B_{nm}} \cdot \frac{N_n}{N_m - N_n} = \frac{A_{nm}}{B_{nm}} \cdot \frac{1}{N_m / N_n - 1} \quad (8)$$

bo'ladi.

Muvozanat paytida holatidagi sistemada atomlarning energetik sathlari bo'yicha taqsimlanishi Boltsman qonuni asosida topiladi, ya'ni

$$\frac{N_m}{N_n} = e^{\frac{E_n - E_m}{kT}} = e^{\hbar\omega/kT} \quad (9)$$

bunga asosan (8) ni

$$f(\omega, T) = \frac{A_{nm}}{B_{nm}} - \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} \quad (10) \text{ ko'rinishda yozamiz.}$$

$\hbar\omega \ll kT$  da (10) dan  $e^{\hbar\omega/kT} \approx 1 + \hbar\omega/kT$  deyish mumkin. U holda (6.10) formuladan Reley - Djens formulasi kelib chiqadi, ya'ni

$$f(\omega, T) = \frac{A_{nm}}{B_{nm}} \frac{kT}{\hbar\omega} \quad (11)$$

Reley - Djens formulasini  $f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{(2\pi c)^2} kT$  (12)

ga solishtirsak,

$$\frac{A_{nm}}{B_{nm}} = \frac{\hbar\omega^3}{(2\pi c)^2}$$

ekanligini ko'rish mumkin, bu ifodani (10) ga qo'ysak

$$f(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{(2\pi c)^2} \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} \quad (6.13)$$

Plank formulasini hosil qilamiz.

$$\text{Agar } \frac{A_{nm}}{B_{nm}} = \frac{(2\pi c)^2 \hbar}{\lambda^5}$$

ekanligini hisobga olsak, (13) formulani

$$f(\lambda, T) = \frac{(2\pi c)^2 \hbar}{\lambda^5} \frac{1}{e^{2\pi h / \lambda k T} - 1}$$

ko'rinishda ham ifodalash mumkin, chunki,

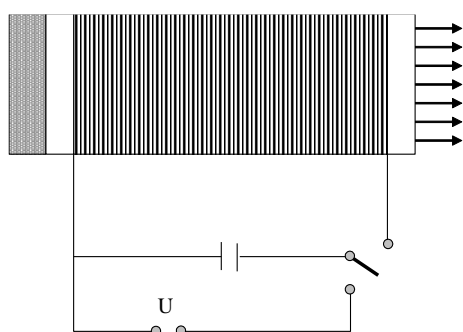
$$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$$

Shunday qilib, muvozanatli nurlanishda energetik sathlar orasidagi o'tish jarayonlari ehtimolliklarining bir xilligi nurlanish qonunlarini bu g'oyaga asoslanib sodda ko'rinishda keltirib chiqarish mumkinligini ko'rsatadi.

### **Radiospektroskopiya. Lazer. Uch sath sistemasi. Ochiq rezonator.**

1939 yilda V.A.Fabrikant birinchi marta yorug'likni kuchaytiradigan muhit hosil qilish mumkinligini va shu muhitda nur majburiy nurlanish xisobiga kuchaytirilishi g'oyasini olg'a surdi. 1953 yilda I.G.Basov bilan A.M.Proxorovlar, AQSh dan Ch.Tauns bilan Veberlar tomonidan santimetr to'lqin uzunligidagi elektromagnit to'lqinlarni kuchaytiradigan molekulyar generatorlar yasaldi, bu generatorlar lazerlar deb ataladi. 1960 yilda esa T. Neyman tomonidan qattiq jisimli, optik diapazonda ( $\lambda = 6943 \text{ \AA}$ ) ishlaydigan optik generator yasaldi. Bunday generatorlarni lazerlar deb ataladi. Nurni kuchaytiradigan aktiv muhitning tipiga qarab lazerlar - qattiq jisimli, gazli, yarim o'tkazgichli va suyuqlikli lazerlarga bo'linadi.

Yanada aniqroq aytganda lazerlarning turlarini sinflashda majburiy yig'ish (optik nakachka) usuli ham muhim rol o'ynaydi. Majburiy yig'ish usullari - optik, issiqlik, kimyoviy, elektroionizatsion va boshqa usullardan iborat bo'ladi.



2-rasm

Bundan tashhari generatsiyalash turi uzluksiz yoki impulsli bo'lishi mumkin.

Lazerlar uchta asosiy qismdan iborat bo'ladi:

- 1) Aktiv muhit - metastabil holatga ega bo'lgan modda.
- 2) Majburiy yig'ish (optik nakachka) sistemasi - aktiv muhitda inversiyali joylashish holatini hosil qiladigan qurilmalar. Inversiyali joylashish holati deb asosiy holatdagi atomlar soniga nisbatan uyg'ongan holatdagi atomlar sonining ko'p bo'lishiga aytiladi.
- 3) Ochiq rezonator - lazer nurlanishini shakllantiruvchi qurilma.

Biz ko'rdikki, muhitga tushgan  $\omega$  chastotali nur, modda atomlaridan birining  $\omega = (E_n - E_m) / \hbar$  chastotasiga mos kelsa, bu holda atom  $E_m \rightarrow E_n$  holatga o'tsa, bu majburiy o'tishda u nurni yutadi. ( $E_m > E_n$ ), agar  $E_m \rightarrow E_n$  o'tish sodir bo'lsa, u holda tushayotgan nurning intensivligi muhitdan o'tishda kuchayadi.

Muhit orqali o'tgan nurning intensivligi Buger qonuniga asosan aniqlanadi:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (14)$$

bunda,  $\mu > 0$  bo'lsa, nur muhitda yutiladi,  $\mu < 0$  bo'lsa, nur muhitdan o'tishda kuchayadi. Kvant generatorida  $\mu < 0$  holat vujudga keltiriladi.

T.Meyman yasagan birinchi qattiq jisimli muhitga ega bo'lgan lazer bilan tanishaylik. Kuchaytirgich sifatida alyuminiy oksidi  $Al_2O_3$  olingan bo'lib (rubin yoki qizil Yoqut) kristall panjarasining ba'zi tugunlarida uch valentli  $Cr^{3+}$  (0,005%-xrom) joylashgan.

Bu qizil yoqutning uzunligi 5 sm, diametri esa 1 sm bo'lgan sterjen ko'rinishidadir. Uning asoslari o'zaro parallel va juda yaxshi silliqlangan.

Sterjenning bir tomoni nur o'tkazmaydigan kumush qatlami bilan qoplangan, ikkinchi tomoni ham xuddi shunday kumush bilan qoplangan bo'lib, bu tomon faqat 8 % nurni o'tkazadi, xolos. Asbobning sxemasi 2 -rasmda keltirilgan. O'tish jarayoni esa quyidagicha: nurlanish Yoqut tarkibidagi xrom ionlarini  $E_0$  asosiy energetik sathdan  $E_1$  va  $E_2$  uyg'ongan energetik sathlarga ko'taradi (3 - rasm). Bu uyg'ongan sathlarning yashash davomiyligi ancha kichik ( $\tau \sim 10^{-7}c$ ). Ulardan nurlanishsiz  $E_1$  va  $E_2$  sathlarga o'tish sodir bo'ladi. Bir-biriga yaqin joylashgan bu sathlarning yashash davomiyligi anchagina katta  $\tau = 5 \cdot 10^{-3} s$ . *Bunday sathlarni metastabil sathlar deyiladi.* Metastabil sathlardagi ionlarning biroz spontan nurlanishi ham sodir bo'ladi. Kristall o'qi bo'ylab harakatlanayotgan fotonlar qaytaruvchi asoslardan ko'p marta qaytadi, bu harakat davomida ko'p sonli majburiy nurlanishlar vujudga keladi. Natijada fotonlarning kuchli oqimi kristallning shaffof tomonidagi asosi orqali tashqariga chiqadi. Shundan so'ng tashqi manбайдan yana energiya olinadi va jarayonlar bayon qilingan ketma-ketlikda takrorlanaveradi.

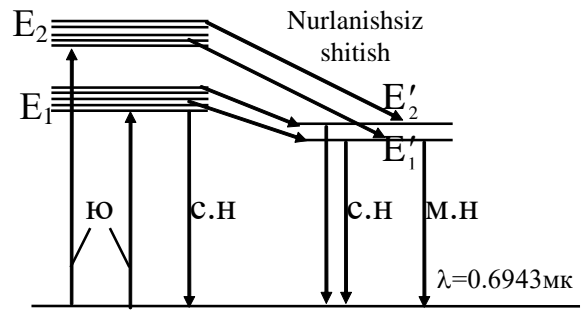
*Metastabil sathda yiqilgan energiya shu jismning o'zida spontan nurlanish sifatida ajralib chiqadi, ya'ni lazer generatorlik vazifasini bajaradi. Shuning uchun lazerni kvant generatori deb ataladi.*

Agar metastabil sathdagi majburiy nurlanish tashqi ta'sir tufayli vujudga kelsa, lazer kirish signalini kuchaytirgan bo'ladi. *Bunday lazerni kvant kuchaytirgich deyiladi.*

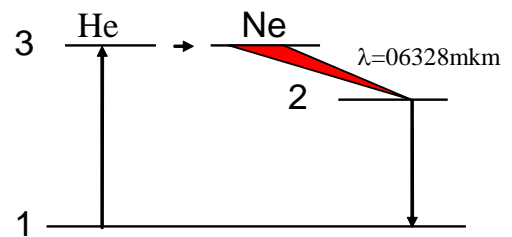
Birinchi gazli lazer 1961 yilda neon va geliy gazi aralashmasi asosida yaratildi.

Bizga ma'lumki gazlar ingichka yutilish chiziqlariga ega bo'lgani uchun gazli lazerlarda majburiy yig'ish (optik nakachka) elektr razryadi orqali amalga oshiriladi.

Geliy - neonli lazerda majburiy yig'ish ikki bosqichda amalga oshiriladi: geliy energiya tashuvchi vazifasini bajarsa, neon nurlanish



3-rasm



4-rasm

hosil qiladi; gaz razryadida hosil bo'lgan elektronlar to'qnashishi natijasida geliy atomini uyg'otadi va 3 - holatga o'tadi (4-rasm).

Uyg'ongan geliy atomi neon atomlari bilan to'qnashib, ularni uyg'otadi va ular geliy satxiga yaqin bo'lgan neonning Yuqori sathlaridan biriga o'tadi. Neon atomlarini 3-sathdan quyi sathlardan biriga o'tishi  $\lambda = 0,6328$  mkm. li to'lqin uzunlikdagi lazer nurlanishini vujudga keltiradi.

Lazer nurlari quyidagi xossalarga ega:

- 1) Ular Yuqori darajada kogerent va dastasi esa nihoyatda ingichka.
- 2) O'ta monoxromatik ( $\Delta\lambda < 10^{-11}$  mkm).
- 3) Katta quvvatli: masalan,  $W=20$  J energiya bilan majburiy yig'ish (optik nakachka) va  $10^{-3}$  s nurlantirilsa, nurlanish oqimi  $\Phi=2 \cdot 10^{-4}$  j/s  $R=2 \cdot 10^{10}$  BТ/M<sup>2</sup>.
- 4) tarqalish burchagi (ingichka) juda kchik.

hozirgi paytda f.i.k. 0,01 % - 75 % bo'lgan lazerlar mavjud. Lekin ko'pchilik lazerlarning f.i.k. i 0,1 - 1% oraliqda bo'ladi. Uy temperaturasida uzluksiz ishlaydigan quvvatli SO<sub>2</sub> lazer yaratildi. Bu lazer to'lqin uzunligi  $\lambda = 10,6$  mkm bo'lgan infraqizil elektromagnit to'lqinlarni ishlab chiqaradi. Uning f.i.k. 30% dan Yuqoridir. Lazer nurlardan metallarni kesishda, payvandlashda, buyumlardagi nuqsonlarni aniqlashda, meditsinada nozik operatsiyalarni bajarishda, nihoyatda toza materiallar olishda, o'lchash texnikasida, alohida ham keng foydalaniladi.

### Uch sath sxemasi.

Uch sathli sistema kvant elektronikasida birinchi bo'lib yoqut lazerida ishlatiladi. Yoqut Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ning kristalli, lekin unda 0.005 % xrom aralashma sifatida qatnashadi.

Kuchli impulsi yorug'lik bilan rubin intensiv yoritilsa, xrom atomlari bir past darajadan keyin polosali uch darajaga o'tadi. Qo'zg'atilgan holatda xrom atomlarining yashash davri kichik ( $10^{-7}$  s kichik) bo'lganidan e 361 o'z-o'zidan o'tishlik (juda ham oz) yoki 2 darajaga nurlanishsiz o'tish ehtimolligi katta bo'lgan hol. Bunda rubin kristalla panjarasining ortiqcha energiyasi beriladi. 2 o'tishlik tanlash qoidasi bo'yicha taqiqlangan, shuning uchun ikki qo'zg'atilgan holatning davomiyligi  $10^{-3}$ s tartibda bo'ladi, ya'ni uch holatga qaraganda taxminan to'rt tartibda katta bo'ladi. Bu esa, ikki darajada xrom atomining "to'planishiga" olib keladi. Damlash quvvati yetarli bo'lganda ikki darajada uning konsentratsiyasi bir darajaga qaraganda ancha katta bo'ladi, ya'ni ikki darajani invers joylanish holatli muhiti hosil bo'ladi.

**Uyga vazifa: Kvant elektronikasi rivojlanishining asosiy bosqichlari.**

### 34 – MA'RUZA. YADRO FIZIKASI ELEMENTLARI

#### Reja:

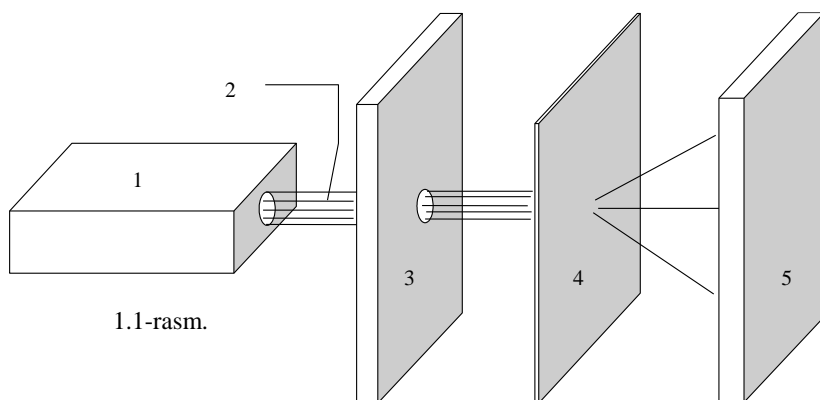
1. Atom yadrosining tuzilishi va asosiy xarakteristikalar.
2. Yadroviy kuchlar. Yadroning fenomenologik modellari.
3. Yadro massasi va bog'lanish energiyasi.
4. Radioaktiv yemirilish.

## 5. Messbauer effekti.

**Tayanch so'zlar va iboralar:** atom yadrosi, proton, neytron,  $\alpha$  -zarralar, Rezerford tajribasi, nuklon, nuklonning massasi, spini va magnit momenti, yadroning zaryad soni va massa soni, izotoplar, izobarlar, izotonlar, yadroning impuls momenti, magnit momenti, yadro o'lchamlari, yadroviy kuchlar,  $\pi$  -mezonlar, yadro kuchlarining to'yinish va almashinish qaracterlari, yadro modellari, mass-spektrometr, yadro massasi va bog'lanish energiyasi, radioaktivlik,  $\alpha$ -yemirilish,  $\beta$ -yemirilish. Spontan bo'linish, yadroning asosiy va o'yqotilgan holatlari, rezonans utilish, Messbauer effekti.

### 1. Atom yadrosining tuzilishi va asosiy xarakteristikalari.

Atom markazida yadro joylashgan va uning atrofida turli orbitalar bo'yicha elektronlar tinimsiz harakat qiladi. Atom yadrosi atomning markaziy qismida



joylashgan bo'lib, proton va neytronlardan tashkil topgan. Atomning ichki tuzilishi qanday? - bu savol XX asr boshlarigacha yechilmay keldi. Shu davrga qadar faqat atomning o'lchami  $10^{-8}$  sm atrofida ekanligi, musbat va manfiy zarralar esa atom ichida muallaq harakatda ekanligi,

hamda elektron massasi atom massasiga nisbatan bir necha ming marta kichik bo'lishligi ma'lum edi, xolos.

1911 yilda Ernest Rezerford azot yadrolarini  $\alpha$ -zarralar bilan bombardimon qilganda ulardan vodorod yadrolarini ajralib chiqishini kuzatdi.  $\alpha$ -zarralar elektronini yo'qotgan geliy elementining ionlaridir. Ular radiy va shu kabi elementlarning parchalanishida hosil bo'ladi.  $\alpha$ -zarralarning massasi elektron massasidan 8000 marta katta bo'lib, zaryadi musbat va absolyut qiymati elektron zaryadidan 2 marta ortiq ( $2e=3,2 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$ ).

Rezerford tajribasi quyidagi 2.1 - rasmda keltirilgan.  $\alpha$  -zarralar qo'rg'oshin quticha ichida joylashgan 1 manbadan chiqib, 2 tuynukchadan o'tadi va oltin plastinka tomon yo'naladi.  $\alpha$  -nurlari maxsus 5 ekranda yorug'lik chaqnashi orqali qayd qilinadi. Tajribaning ko'rsatishicha, ko'pchilik  $\alpha$ -zarralar plastinkadan bemalol o'tgan. Ba'zilar esa ma'lum burchakka burilgan. Ammo shunday  $\alpha$  -zarralar ham uchraganki, ular dastlabki yo'nalishidan  $135-150^\circ$  ga teng burchakka burilgan. Folga-plastinkadan  $\alpha$  - zarraning o'z yo'nalishini o'zgartirmay o'tishi oltin atomlarining ichida bo'shliq fazo mavjud ekanligini tasdiqlaydi. Haqiqatdan ham, zaryadli zarralar atom ichida bir tekis taqsimlanganda edi, Kulon qonuniga ko'ra barcha  $\alpha$  -zarralar ma'lum burchakka burilgan bo'lar edi.

Tajriba natijasiga asoslangan holda Rezerford atom yadrosi haqidagi g'oyani ilgari surdi. Bu qoyaga ko'ra, atomning deyarli qamma massasi va uning musbat zaryadi o'lchami atom o'lchamidan juda kichik bo'lgan yadroda joylashgan. Bu fikrlar atomning planetar modeli, ya'ni atom markazida massasi atom massasiga yaqin musbat ishorali yadro va yadro atrofida turli orbitalar bo'yicha qarakat qiluvchi elektronlar to'plamidan iborat sistemadir, deb uqtiruvchi modelga asos bo'ldi. Rezerfordning hisoblashicha, yadroning o'lchami, diametri  $10^{-12} \div 10^{-13}$  sm atrofida bo'lar ekan.

Yana bir elementar zarra - neytronni 1932 yil Chedvik aniqladi. Shundan so'ng fizik D.D.Ivanenko va nemis olimi V.Geyzenberg bir-biridan mustaqil ravishda atom yadrosi proton va neytronlardan tashkil topgan, degan fikrni ilgari surdilar. Shu tariqa atom yadrosining proton-neytron modeli yaratildi. Proton va neytronning birgalikdagi nomi nuklon deb ataladi. Bu nom lotincha NUCLEUS yadro degan so'zdan olingan bo'lib, u proton va neytron yadroviy zarralar ekanligini anglatadi.

Proton musbat elementar elektr zaryadga ega bo'lgan zarradir, ya'ni  $q = +e = +1,60219 \cdot 10^{-19}$  Kl. Uning tinchlikdagi massasi  $m_p = 1,67265 \cdot 10^{-27}$  kg. Neytron esa elektroneytral zarra bo'lib, uning tinchlikdagi massasi  $m_n = 1,67495 \cdot 10^{-27}$  kg. Bundan tashqari energiya va massaning ekvivalent qonuniga ( $W = m \cdot c^2$ ) asoslanib, massa Joul larda yoxud elektron Voltlarda ( $1J = 6,2419 \cdot 10^{18}$  eV) ham ifodalanadi. Demak,

$$m_p = 1,5033 \cdot 10^{-10} \text{ J} = 938,28 \text{ MeV}$$

$$m_n = 1,5054 \cdot 10^{-10} \text{ J} = 939,57 \text{ MeV}$$

Har qanday fermionlar (Fermi-Dirak statistikasiga tegishli zarralar) kabi nuklonlarning ham spinlari (Spin - ingliz so'zidan olingan bo'lib burilib aylanish deganidir) yarimga teng, ya'ni  $S = 1/2$ . Elementar zarralar spinlarini kvant sonlari yordamida ana shunday yozish mumkin. Proton yoxud neytronning spini  $1/2$  ga teng deyilganda, nuklon spinining ixtiyoriy yo'nalishga (masalan tashqi magnit maydon yo'nalishiga) proyeksiyasi

$$\frac{1}{2} \hbar = \frac{1}{2} \cdot 1,054559 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} = 0,5273 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$$

ga teng ekanligini tushunishimiz lozim.

Proton va neytronlar xususiy magnit momentlarga ham ega, ularning qiymatlari quyidagicha:

$$\mu_p = + 2,79 \mu_{\text{я}}$$

$$\mu_n = - 1,91 \mu_{\text{я}}$$

Bu ifodadagi ya yadrolar va zarralarning magnit momentlarini o'lchash uchun qo'llaniladigan va yadroviy magneton deb ataluvchi kattalik. Bu tushuncha Bor magnetoniga qiyoslan kiritilgan. Agar Bor magnetoni ifodasining maxrajidagi elektron massasi  $m_e$  o'rniga proton massasi  $m_p$  qo'ysak, yadroviy magnetonning ifodasi hosil bo'ladi:

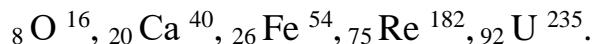
$$\mu_{\text{я}} = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,0508 \cdot 10^{-27} \frac{\text{A}}{\text{M}^2}$$

D.I.Mendeleyev davriy jadvalidagi elementlarning tartib nomeri  $Z$  shu element atomi yadrosining zaryadini aniqlaydi. Yadrodagi nuklonlar soni, ya'ni yadro tarkibidagi barcha protonlar soni  $Z$  va barcha neytronlar soni  $N$  ning yig'indisi

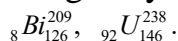
$$\underline{Z + N = A}$$

yadroning massa soni deyiladi.

Yadrolarni belgilashda elementning ximiyaviy simvolidan foydalanib, simvolning yuqoridagi o'ng tomonida yadroning massa soni yoziladi. Masalan:  $\text{Li}^7$ ,  $\text{Au}^{197}$  va hokazo. Ba'zan simvolning pastki chap tomonida elementning tartib nomeri (protonlar soni) ham qayd qilinadi:



Ba'zi hollarda esa yadrodagi protonlar va neytronlar sonini aks ettirish uchun ximiyaviy simvolning pastki o'ng tomoniga neytronlar soni ham yozib qo'yiladi:



Demak, yadroni xarakterlash uchun Z, N va A sonlar qo'llaniladi. Bu sonlardan birontasi o'zgaras bo'lgan yadrolarni umumlashiruvchi quyidagi nomlardan foydalaniladi:

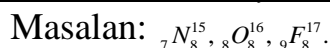
1.Z lari bir xil bo'lgan yadrolar IZOTOPLAR deyiladi.

Masalan vodorodning uchta izotopi mavjud bo'lib,

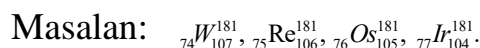


Demak, izotoplar deganda neytronlar soni bilan farqlanuvchi ayni element atomlarining yadrolarini tushunish lozim.

2.N lari bir xil bo'lgan yadrolar IZOTONLAR deyiladi.



3.Z va N lari qar xil, lekin A=Z+N lari bir xil bo'lgan yadrolar IZOBARLAR deyiladi.



Yadrolarning impuls momentlari (yoki oddiygina spinlari) yadro tarkibiga kiruvchi nuklonlarning orbital va xususiy momentlarining vektor yig'indisi shaklida aniqlanadi. Yadrolar spinlarining qiymatlari Z va N larning toq va juftligiga bog'liq:

- Z va N lari juft sonlar bilan ifodalangan barcha yadrolar (bunday yadrolar juft-juft yadrolar deb ataladi) ning spinlari nolga teng.
- Z va N lari toq sonlar bilan ifodalangan yadrolar (bunday yadrolar toq-toq yadrolar deb yuritiladi) ning spinlari butun sonli qiymatlarga ( masalan 0,1,2,...) ega bo'ladi.
- Nuklonlarning umumiy soni A=Z+N toq sonli qiymatlar bilan aniqlanadigan yadrolar (Z-toq, N-juft, yoki aksincha, bo'lishi lozim) ning spinlari 1/2, 3/2, 5/2 va hokazo qiymatlarga teng bo'ladi.

Yadroning magnit momentini yadro tarkibidagi nuklonlar xususiy magnit momentlarining vektor yig'indisi tarzida ifodalash mumkin emas. Bu fikrimizning isboti tariqasida  $\text{H}^2$  (deyteriy) yadrosi ustida mulohaza yuritaylik.  $\text{H}^2$  yadrosi bitta proton va bitta neytrondan tashkil topgan. Uning spini 1 ga teng. Bundan proton va neytronning spinlari bir xil yo'nalishga ega (chunki  $1/2+1/2=1$ ), degan xulosaga kelamiz. U holda deyteriyning magnit momenti

$$\mu_{\text{H}} = \mu_{\text{p}} + \mu_{\text{n}} = (2,79 - 1,91\mu_{\text{ya}}) = 0,88\mu_{\text{ya}}$$

bo'lishi lozim edi. Tajribalarda esa deyteriyning magnit momenti  $0,86\mu_{\text{ya}}$  ga tengligi topiladi. Demak, yadroning magnit momentida nuklonlarning xususiy magnit momentlaridan tashqari protonlarning orbital magnit momentlarining qissasi ham mavjud.

Yadro o'lchamlarini aniqlash uchun bir qator tajribalar o'tkazilgan. Bu tajribalarda yadrolarning shakli sferaga yaqinligini va bu sferalarning radiuslari yadroning massa sonini 1/3 darajasiga proporsional ekanligi aniqlanadi:

$$R_y \approx 1,3 \cdot 10^{-15} A^{1/3} \text{ m.}$$

Yadro moddasining zichligini esa taqribiy ravishda quyidagicha aniqlash mumkin:

$$\rho_y = \frac{m_y}{V_y} = \frac{A \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}}{\frac{4}{3} \pi R_y^3} \approx 1,8 \cdot 10^{17} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}. \quad (2.1)$$

Demak, yadro moddasining zichligi yadro tarkibidagi nuklonlar soniga bog'liq emas. Uning qiymati shu qadar kattaki, yadroviy modda zichligidek zichlikka ega bo'lgan jismdan yasalgan, radiusi 200 m chamasidagi sharning massasi Yerning massasiga teng bo'lar edi.

$$F_k = \frac{e^* e}{4\pi\epsilon_0 r^2} \approx 34 H$$

## 2. Yadroviy kuchlar. Yadroning fenomenologik modellari.

Yadro o'lchamlari bilan tanishgandan so'ng quyidagicha mulohaza yuritishimiz mumkin. Yadro tarkibidagi ikki proton orasida, Kulon qonuniga asosan, miqdori bo'lgan o'zaro itarishish kuchi ta'sir qilishi lozim. Og'ir yadrolarda (bu yadrolarda bir necha o'nlab protonlar mavjud) esa, kulon kuchining miqdori bir necha ming nyutonga etadi. Bunday kuchlar ta'sirida yadrodagi protonlar tarqab ketishi lozim edi. Vaholanki, barqaror yadrolar mavjud. Balki yadrolar barqarorligining sababini nuklonlar orasidagi o'zaro tortishish gravitatsion kuchlarining ta'siri bilan tushuntirish mumkindir. Biroq ikki proton orasidagi gravitatsion kuchning miqdori

$$F_{zp} = \gamma \frac{m_p * m_p}{r^2} \approx 28 * 10^{-36} H$$

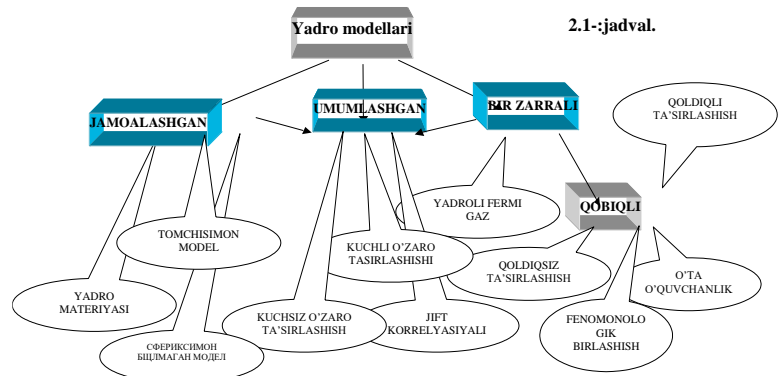
ga teng, ya'ni gravitatsion kuch kulon kuchidan taxminan  $10^{36}$  marta kichik. Shuning uchun barqaror yadrolarning mavjudligini yadro ichida tortishish xarakteriga ega bo'lgan qudratli yadroviy kuchlar bilan tushuntiriladi.

Yadroviy kuchlarning xususiyatlari tajribada yaxshigina o'rganilgan. Bu xususiyatlarning asosiylari quyidagidan iborat:

1) nuklonlar orasidagi masofa  $r = (1 \div 2) \cdot 10^{-15} \text{ m}$  bo'lganda yadroviy kuchlar tortishish xarakteriga,  $r < 1 \cdot 10^{-15} \text{ m}$  masofalarda esa itarishish xarakteriga ega bo'ladi.  $r > 2 \cdot 10^{-15} \text{ m}$  masofalarda yadroviy kuchlarning ta'siri deyarli sezilmaydi;

2) yadroviy kuchlarning miqdori o'zaro ta'sirlashayotgan nuklonlarning zaryadli yoxud zaryadsiz bo'lishiga bog'liq emas, ya'ni ikki proton, ikki neytron yoki proton va neytron orasidagi o'zaro ta'sirning kattaligi bir xil bo'ladi;

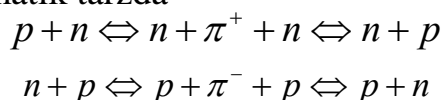
3) yadroviy kuchlar o'zaro ta'sirlashadigan nuklonlar spinlarining yo'nalishiga bog'liq. Bunga ikkita nuklondan tashkil topgan sistema misol bo'la oladi. Neytron va



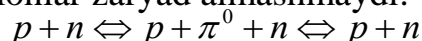
protonning spinlari faqat parallel bo'lgan taqdirdagina sistema bog'liq bo'ladi, ya'ni deuteriy ( $H^2$ ) hosil bo'ladi. Spinlari antiparalell bo'lgan neytron va proton  $H^2$  hosil qilmaydi;

4) yadroviy kuchlar to'yinish xususiyatiga ega, ya'ni xar bir nuklon yadrosidagi barcha nuklonlar bilan emas, balki o'zining atrofidagi chekli sonli nuklonlar bilan bir vaqtning o'zida ta'sirlasha oladi. Yadroviy kuchlarning bu xususiyati molekuladagi atomlarning valent bog'lanishini eslatadi. Masalan, vodorod atomi faqat yana bitta atom bilan birikishi, uglerod esa bir vaqtning o'zida boshqa 4-ta atom bilan bog'lanishi mumkin. Ma'lumki, valent bog'lanish molekuladagi atomlarning bir-biri bilan doimo valent elektronlar almashib turishi tufayli vujudga keladi. Vodorod atomining bitta valent elektroni bo'lganligi uchun u bittadan ortiq atom bilan elektron almasha olmaydi. Uglerodning esa, 4 ta valent elektroni bor. Shuning uchun u ikki, uch yoki 4 ta atom bilan elektronlar almashib turishi mumkin. Boshqacha qilib aytganda, valent kuchlarning to'yinish sababi ularning almashinuvchi kuchlar ekanligida edi. Xuddi shuningdek yadroviy kuchlarning to'yinishi ularning almashinuvchi kuchlar ekanligidan dalolat beradi. Umuman almashinuvchi kuchlar kvantomexanik tushunchadir. Bunda ikki zarra bir biri bilan uchunchi xil zarrani doimo almashib turish vositasida boqlangan bo'ladi.

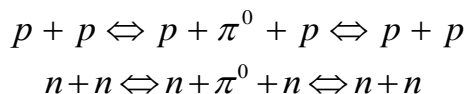
Haqiqatdan, zamonaviy tasavvurlarga asosan, yadrodagi nuklonlar bir biri bilan  $\pi$ - mezonlar almashib turadi.  $\pi$ - mezonlar uch xil bo'ladi: musbat  $\pi^+$ , manfiy  $\pi^-$  va neytral  $\pi^0$ . Proton va neytronning o'zaro ta'sirlashishi quyidagicha amalga oshadi: proton  $\pi^+$  chiqarib o'zi neytronga aylanadi,  $\pi^+$  -ni neytron yutadi va u protonga aylanadi. Bu jarayonni sxematik tarzda



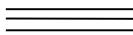
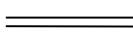
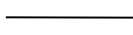

shaklida yozish mumkin. Bunda proton va neytron orasida zaryad almashinishi ro'y beryapti. Proton va neytron orasidagi o'zaro ta'siri  $\pi^0$  vositasida qam ro'y berishi mumkin, lekin bu holda nuklonlar zaryad almashmaydi:



Proton va proton yoki neytron va neytron orasidagi o'zaro ta'sir ham  $\pi^0$  vositachiligida o'tadi.

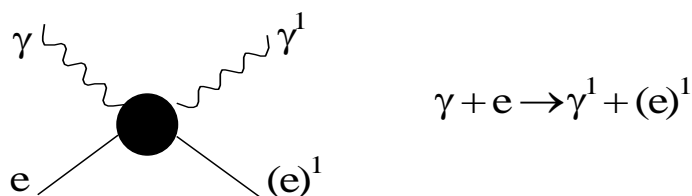


Shunday qilib, nuklonlar doimo mezon chiqarib va yutib turadi, ya'ni ular mezonlar buluti bilan qoplangan bo'ladi. Xususan, neytron o'z umrining ma'lum qismini  $p + \pi^-$  holatda (bunday holat virtual holat deyiladi) o'tkaziladi.  $\pi^-$  ning orbital

	→	Barionlar – o'lehami to'g'ri chizig'i.	harakati tufayli
	→	Pion i kaonlar – ikki chiziq.	neytron manfiy
	→	$e^-, \mu, \pi, \nu$ – ingichka to'g'ri chiziq.	magnit momentga
	→	Foton – ingichka to'lqin chiziq.	( $\mu_\pi = -1,91 \mu_\pi$ ekanligini eslang)

ega bo'ladi. Xuddi

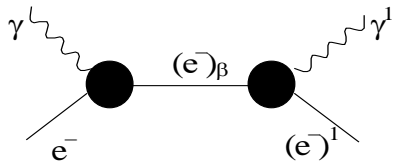
shuningdek proton ma'lum muddat  $n + \pi^+$  virtualholatda bo'ladi. Bu vaqt ichida  $\pi^+$  orbital harakatda qatnashadi.



Shuning uchun protonning magnit momenti  $\mu_{ya}$  ga emas, balki kattaroq qiymatga yani  $2,79 \mu_{ya}$  ga teng.

Hozirgi zamon tasavvurida yadroning tuzilishini tushunturish uchun juda ko'p sonli modellar mavjud. Ulardan: tomchi yoki gidrodinamik model, umumlashtirilgan model, qobiqsimon model, juft korrelyatsiya modeli, statistik model va hokazo.

Elementar zarralar o'zaro ta'sirini grafik usulda tasvirlash Feynman

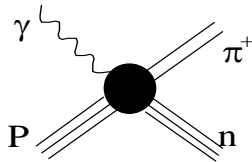


$$\gamma + e \rightarrow (e^-)_B \rightarrow \gamma' + (e^-)^I$$

diagramalari yordamida olib borilishi mumkin. Ushbu diagrammalar yordamida zarralarni o'zaro ta'sirlashishlari va yangi

zarralarni paydo bo'lishini kuzatish mumkin. Zarralarni bir-biridan farq qilishi uchun belgilar qabul qilingan. Tanlab olingan chiziqlar va belgilar aynan shu holda bo'lishi bejiz emas, balki zarralarni kvark tuzilishini ham hisobga olgan. Diagrammadagi xar qanday chiziq zarra va uning holatiga mos ravishda to'g'ri keladi. Feynman taklifiga binoan diagramma chapdan-o'ngga yoki pastdan yuqoriga qarab o'zgartirilib boradi.

Tushunarli bo'lishligi uchun chiziq yoniga zarraning belgisi ham qo'shib yoziladi.

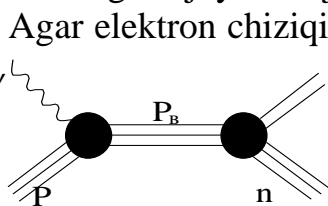


$$\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$$

Chap va o'ng tomondan chiziqlarni boshi va oxiri zarra hayoti mavjud ekanligini ko'rsatadi.

Zarralarni to'qnashgan qismi tugun orqali belgilanadi. Tugun (yoki nuqta) bu kiruvchi va chiquvchi chiziqlarga ega bo'lgan diarammaning joyiga aytiladi. Tugun orqali butun jarayonni yoki uning bir qismini belgilash mumkin. Masalan, Kompton effekt.

Umumiy ko'rinish uchun yuqorida keltirilgan diagramma haqlidir, lekin asosiy jarayonni tushunush uchun virtual fotonni yutulishi va nurlanishini hisobga olish zarur. Ya'ni, tugunni diagramma uchi deb qam ataladi. Doira bilan murakkab jarayon belgilanadi. Ushbu holda jarayon borishi uchun alohida vaqt va masofalar o'zgarishi kerak. Nuqta bilan esa, elementar jarayon, lokal sodir bo'luvchi, ya'ni bir zum, bir onda fazoning bir joyida siljishsiz sodir qilinadigan jarayonni begilanadi.

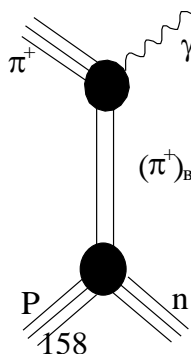


$$\gamma + p \rightarrow p_B \rightarrow n + \pi^+$$

deb ataladi va ko'pincha virtual zarralarga mos keladi. Diagramma tuzish yo'llari bilan tanishib chiqamiz. Misol uchun

protonlarda zaryadlangan pionlarni fototugulish yo'li bilan paydo bo'lishini olamiz. Bu jarayonni ehtimolligi bor deb hisoblab, virtual fotonni yutilishi va virtual nuklondan pionni paydo bulishi bilan izohlash mumkin.

Fototug'ulishning mexanizmi quyidagicha: oldin nuklon virtual



$$P \rightarrow (\pi^+)_B + n$$

$$\gamma + (\pi^+)_B \rightarrow \pi^+$$

pionni chiqaradi keyin esa virtual pion fotonni yutib oladi

Shunday qilib, Feynman diagrammalari orqali bo'lib o'tayotgan jarayonlarni kuzatibgina qolmasdan, balki oraliqda sodir bo'layotgan fizik jarayonlarni ham, jarayonlarni bir-biriga bog'lanishlarini ham juda sodda yo'l bilan kuzatish mumkin. Shuni ta'kidlash lozimki, Feynman diagrammasidagi tugunlarda barcha saqlanish qonunlari o'z kuchini yo'qotmaydi: zaryadni saqlanish qonuni, izospin, juftlik va ajablik son qiymatlari va h.k.

### 3. Yadro massasi va bog'lanish energiyasi

Turli kimyoviy elementlar izotoplarining massalari mass-spektrometr deb ataluvchi qurilmalar yordamida yetarlicha aniqlik bilan o'lchanadi. Mass-spektrometrlarning tuzilishi 2.2-rasmda tasvirlangan. Ion manbaida (IM) jism atomlari musbat zaryadlangan ionlarga aylantiriladi. So'ngra  $D_1$  va  $D_2$  tirqishli to'siqlar oraliqida  $q$  zaryadli ionlar  $qU$  energiyagacha tezlatiladi, ya'ni vakuum kameraga (VK) kirayotgan ionlar uchun

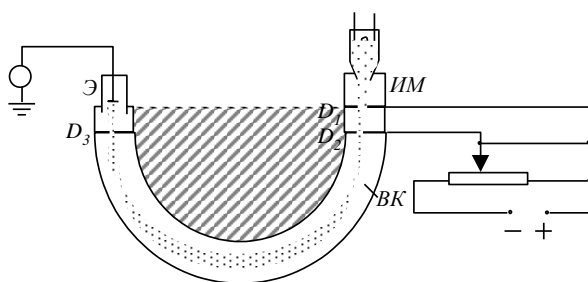
$$\frac{mV^2}{2} = qU \quad (2.2)$$

munosabat o'rinli bo'ladi. Bunda  $m$  - ionning massasi,  $V$  - uning tezligi. Vakuum kamerada ionlarga perpendikulyar yo'nalishdagi bir jinsli magnit maydon ta'sir etadi. Bu maydon ta'cirida ion aylanma taryektoriya bo'yicha harakatlanadi.  $R$  radiusli aylana bo'ylab qarakatlanayotgan ionga ta'sir etuvchi markazdan qochma kuch induksiyasi  $B$  bo'lgan magnit maydon tomonidan ta'sir etuvchi Lorens kuchiga teng, ya'ni

$$\frac{mV^2}{R} = qVB \quad (2.3)$$

(2.2) va (2.3) tenglamalarni birga yechsak,

$$m = \frac{qR^2B^2}{2U} \quad (2.4)$$



17.2-рasm.

ifodani hosil qilamiz. Demak,  $m$  massa va  $q$  zaryad bilan xarakterlanuvchi ionning induksiyasi  $B$  bo'lgan bir jinsli maydondagi aylanma trayektoriyasining radiusi  $U$  tezlatuvchi potensial bilan aniqlanadi. Shuning uchun tezlatuvchi potensialni asta-sekin o'zgartirib, ion orbitasining radiusini kamera radiusiga moslashtirish mumkin. Natijada ionlar  $D_3$  to'siqdagi tirqishdan o'tib  $E$

elektrometrga tushadi, bu esa o'z navbatida elektrometr tokining qiymatini keskin oshishiga sabab bo'ladi. (2.4) ifodadan foydalanib ion massasi aniqlanadi. Yadro massasi haqida axborot olish uchun ion massasidan uning tarkibidagi barcha elektronlar massalarini ayirish kerak, albatta. Mass-spektrometrlar yordamida olingan ma'lumotlar shuni ko'rsatadiki, yadroning massasi uning tarkibidagi nuklonlar massalarining yig'indisidan kichik. Masalan,  $\text{He}^4$  yadrosining massasi 4,001523

m.a.b. ga teng. Bu yadro ikki proton va ikki neytrondan tashkil topgan. Bu nuklonlarning umumiy massasi  $2 m_p + 2 m_n = (2 * 1,007276 + 2 * 1,008665) \text{ m.a.b.} = 4,031882 \text{ m.a.b.}$  ga teng. Demak,  $\text{He}^4$  yadrosining massasi uning tarkibidagi nuklonlarning umumiy massasidan  $\Delta m = (2m_p + 2m_n) - m_{\text{He}^4} = (4,031882 - 4,001523) \text{ m.a.b.} = 0,030359 \text{ m.a.b.}$  qadar kichik. Bu muammoni qanday tushunmoq kerakq Mazkur savolga javob berish uchun nisbiylik nazariyasining asosiy xulosalaridan biri bo'lgan energiya va massaning ekvivalentligi haqidagi prinsipga murojaat qilamiz. Bu printsipning ta'kidlashicha, agar sistema biror  $\Delta W$  energiya yo'qotsa yoki qo'shib olsa, uning massasi

$$\Delta m = \frac{\Delta W}{c^2} \quad (2.5)$$

qadar kamayadi yoki ortadi. Shu prinsipga asoslanib yuqoridagi misolni muhokama qilaylik. Ikki proton va ikki neytrondan iborat sistema mavjud. Nuklonlar bir-biri bilan ta'sirlashmaydigan darajadagi uzoqlikda joylashgan (ya'ni izolyatsiyalashgan) xayoliy holni sistemaning bir holati desak, to'rtala nuklon yadro bo'lib boqlangan real holni sistemaning ikkinchi holati deb hisoblash lozim. Sistemaning bu ikki holatdagi massalarining o'zgarishi  $m$  ga teng bo'lyapti.

Demak, (2.5) munosabatga asosan, nuklonlar bir-biri bilan bog'langanda (yadro tarzida) ularning energiyasi

$$\Delta W = \Delta m \cdot c^2$$

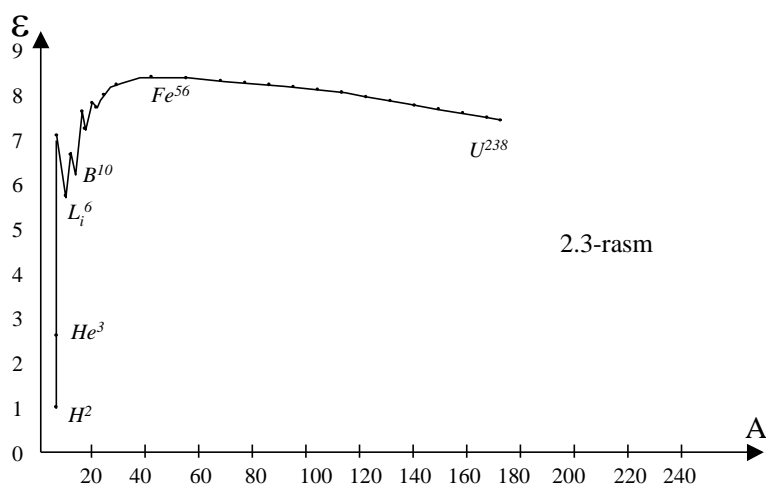
ga o'zgaradi. Boshqacha aytganda,  $\Delta m$  - nuklonlarning bog'lanish energiyasini ifodalovchi kattalik.

Umuman, fizikada (kimyoda ham) bog'lanish energiyasi deganda shu bog'lanishni butunlay buzish uchun bajarilishi lozim bo'ladigan ish tushuniladi. Xususan, yadrodagi nuklonlarning bog'lanish energiyasi - yadroni tashkil etuvchi nuklonlarga butunlay ajratish uchun sarflanadigan energiyadir. Uning qiymati quyidagicha aniqlanadi:

$$W_b = (Zm_p + Nm_n - m_{ya})c^2. \quad (2.6)$$

Yadro bog'lanish energiyasining nuklonlar soniga nisbati, ya'ni

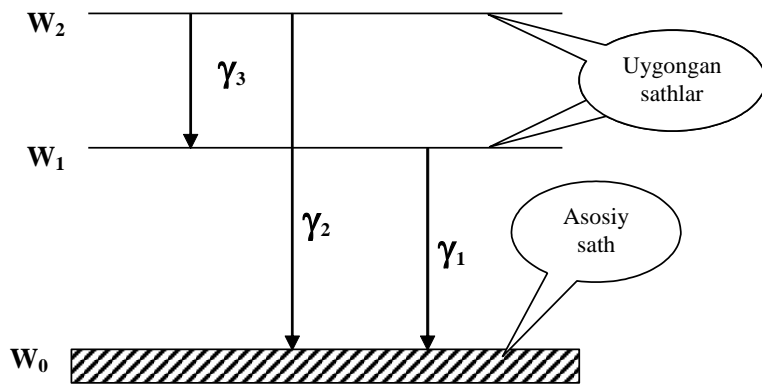
$$\varepsilon = \frac{W_b}{A} \quad (2.7)$$



2.3-rasm

kattalik yadrodagi nuklon bog'lanishining o'rtacha energiyasi deb ataladi.  $\varepsilon$  ning qiymati qanchalik katta bo'lsa, nuklonni yadrodan ajratish uchun shunchalik ko'proq energiya sarflash kerak bo'ladi. Bu esa o'z navbatida yadroning mustahkamroq ekanligini bildiradi.  $\varepsilon$  ing turli yadrolar uchun qiymatlari 17.3-rasmda tasvirlangan. Absissa o'qi bo'ylab

yadrolarning massa soni  $A$  joylashtirilgan.



17.4-rasm

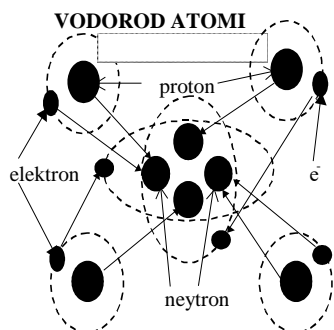
Rasmdan ko'rinishicha,  $A = 50 \div 60$  da  $\epsilon$  ning qiymati maksimumga ( $\sim 8,8 \text{ MeV}$ ) erishadi. Eng kichik qiymat esa  $H^2$  misolida ( $\sim 1 \text{ MeV}$ ) kuzatiladi. Massa soni 3 ga teng bo'lgan  $H^3$  va  $He^3$  yadrolari uchun  $\epsilon \approx 2,5 \text{ MeV}$ . Lekin  $He^4$  yadrosida ning qiymati  $7 \text{ MeV}$  ga etadi. Shuning uchun ham  $He^4$  juda mustahkam

yadro sifatida namoyon bo'ladi. Umuman, Mendeleev davriy jadvalining o'rta qismidagi elementlar yadrolari, ya'ni  $40 < A < 120$  bilan xarakterlanuvchi yadrolarda nuklonlar yadro bilan mustahkam bog'langan. Nuklonlar soni yanada oshgan sari  $\epsilon$  ning qiymati kamayib boradi. Masalan, uran uchun  $\epsilon$  ning qiymati  $7,6 \text{ MeV}$  ga teng.  $\epsilon$  ning  $A$  ga bog'liqlik grafigidagi  $40 < A < 120$  sohani deyarli gorizontaal bo'lishini yadroviy kuchlarning to'yinish xususiyati bilan tushuntiriladi, ya'ni yarodagi har bir nuklon qolgan barcha nuklonlar bilan emas, balki faqat o'zining atrofidagi nuklonlar bilan yadroviy kuchlar vositasida ta'sirlashadi.  $A < 40$  sohada esa yadrolardagi nuklonlar soni unchalik ko'p emas. Shuning uchun har bir nuklon yadrodagi barcha nuklonlar bilan ta'sirlashadi. Bu esa o'z navbatida  $\epsilon$  ning qiymatini yadrodagi nuklonlar soniga deyarli proporsional o'zgarishiga sabab bo'ladi. Grafikning oqir yadrolariga mos sohada pasayishini yadrodagi protonlar orasidagi kulon itaraishish kuchlarining roli bilan tushuntiriladi. Haqiqatan, og'ir yadrolarda yadroviy kuchlar to'yingan. Kulon kuchlari esa yadro o'lchamidan katta masofalarda ham namoyon bo'la oladi. Shuning uchun bu kuchlar yadrodagi protonlar soniga monand ravishda ortib boradi va yadroviy kuchlarga qarshilik ko'rsatadi. Bu esa og'ir yadrolarda  $\epsilon$  ning qiymatini kamayishiga olib keladi.  $Z$  proton va  $N$  neytrondan tashkil topgan yadro bog'lanish energiyasining qiymatlari bir necha bo'lishi mumkin. Bu qiymatlar yadroning turli holatlarini ifodalaydi. Xususan, yadroning asosiy holatiga bog'lanish energiyasining eng kichik qiymati  $W_0$  mos keladi. Bog'lanish energiyasining kattaroq qiymatlari esa yadroning uyg'ongan holatlarini xarakterlaydi. Shuning uchun yadro bog'lanish energiyasining mumkin bo'lgan  $W_i > W_0$  qiymatlari ayni yadroning energetik sathlarini ifodalaydi. 17.4-rasmda yadroning asosiy va uyg'ongan energetik sathlari tasvirlangan. Yadro bir uyg'ongan holatdan quyiroyq uyg'ongan holatga yoki asosiy holatga o'tganda elektromagnit nurlanish chiqaradi. Bu nurlanish gamma-kvant yoki gamma-nur ( $\gamma$ ) deb ataladi. Chiqariladigan  $\gamma$  -nurlarning energiyasi yadroning boshlang'ich va oxirgi holatlarini xarakterlovchi energetik sathlar farqiga teng.

Masalan, 17.4-rasmda tasvirlangan  $\gamma_1$ -kvant energiyasi  $W_1 - W_0$  ga,  $\gamma_2$  - kvant energiyasi esa  $W_2 - W_0$  ga teng. Lekin yuqoriroq sathdan quyiroyq sathga o'tishlarning barchasi ham amalga oshavermaydi. Umuman, o'tishlar intensivligi (ya'ni ehtimolligi) sathlarning kvant xarakteristikalariga bog'liq. O'tishlar intensivligining tafsiloti ancha murakkab bo'lib, ular ustida to'xtalmaymiz.

#### 4. Radioaktiv yemirilish.

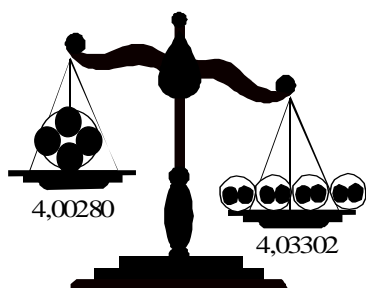
Radioaktivlikni tushunish va u haqida tasavvurga ega bo'lish uchun geliy atomini vodorod atomini birlashtirish natijasida hosil qilish yo'li bilan ko'rib chiqamiz. Bizga ma'lumki vodorod atomi bitta planetar elektron va yadrodagi protondan tashkil topgan. Geliy atomida esa, ikkita planetar elektron va uning yadrosida ikkita proton, ikkita neytronlar mavjuddir. Xullas, geliy atomi to'rtta vodorod atomiga ekvivalentdir yoki to'rt atom birliklariga egadir.



Yuqorida qilingan hisob-kitoblar shuni ko'rsatadiki, geliy yadrosi paydo bo'lish jarayonida 0,030359 m.a.b. energiyaga aylanadi. Shu tarzda quyosh o'z energiyasini qayerdan olayotganini tushinish mumkin bo'ladi.

1896 yilda fransuz olimi Bekkerel uran elementidan fotografiya plastinkasiga ta'sir etuvchi noma'lum nurlar chiqishini aniqladi. Keyinchalik bunday nurlarni boshqa elementlar (toriy, radiy, poloniy) ham chiqarishi Pyer Kyuri va Mariya Kyuri-Sklodovskayalar tomonidan aniqlandi. Bu hodisa radioaktivlik deb ataldi. Nurlarning o'zi radioaktiv nur nomini oldi.

Radioaktiv nurlarning kelib chiqishi, tabiati, ularning boshqa moddalarga ta'siri kabi qator xossalari tekshirish keng rivojlandi. Jumladan, bu nurlar magnit maydon ta'sirida, uch yo'nalishda tarqalar ekan. Birinchi toifa nurlar dastlabki yo'nalishidan o'ng tarafga, ikkinchi toifa nurlar esa chap tarafga burilar, uchinchi xil nurlar esa burilmay o'z yo'nalishida davom etar ekan. O'z - o'zidan ravshanki, magnit maydonda qarama - qarshi tomonga burilgan nurlar turli ishorali elektr zaryadiga ega bo'lishi kerak. Uchinchi nurlarning xususiyati rentgen nurlariga o'xshab ketadi, chunki rentgen nurlariga ham magnit maydon ta'sir qilmay edi.



Radioaktivlikni qar tomonlama tekshirish natijasida musbat elektr zaryadiga ega bo'lgan radioaktiv nurlar  $\alpha$  - zarralar ekanligi aniqlandi.  $\alpha$  - zarralar o'z elektronlarini yo'qotgan geliy atomlaridir. Manfiy zaryadga ega bo'lgan zarralar elektronlar oqimi ekan, ular  $\beta$ - zarralar deb nom oldi. Magnit maydon ta'siriga uchramagan nurlar chastotasi yuqori bo'lgan  $\gamma$  - nurlardir.

$\alpha$ -zarralar faqat atom yadrosi tarkibi o'zgarishi tufayli chiqishi mumkin. Shuningdek,  $\beta$  - nurlarning chiqishi ham element xususiyatining o'zgarishi, uning boshqa elementga aylanishi bilan boqlangan.  $\gamma$  - nurlarning manbai ham yadrodagi o'zgarishlardir. Demak, chiqayotgan hamma radioaktiv nurlar atom yadrosidagi o'zgarishlar tufayli vujudga keladi.

Turli radioaktiv elementlar turli tezlik bilan nur chiqarib, boshqa elementga aylanar ekan. Har bir radioaktiv modda uchun aniq vaqt intervali mavjud bo'lib, shu vaqt davomida aktivlik ikki marta kamayadi. Bu vaqt yarim yemirilish davri deb ataladi. Agar boshlang'ich  $t = 0$  vaqtda mavjud bo'lgan atomlar soni  $N_0$  ga teng bo'lsa,  $t$  vaqt o'tgandan keyin qolgan yadrolar soni  $N$  quyidagicha aniqlanadi.

$$N = N_0 e^{-\frac{t}{T}} \quad (2.8)$$

Bunda  $T$  yarim yemirilish davri.

## Radioaktiv yadrolarning vaqt mobaynida kamayishi

$$N = N_0 e^{-\lambda T} \quad (2.9)$$

formula yordamida ifodalanishi qam mumkin. Bunda  $\lambda$  - yemirilish doimiysi bo'lib, u vaqt birligi ichida umumiy yadrolarning qancha qismi emirilishini ko'rsatadi. Yemirilish doimiysi bilan yarim emirilish davri  $T$  o'rtasida quyidagi bog'lanish mavjud:

$$T = \frac{0,693}{\lambda} \quad (2.10)$$

Hozirgi vaqtda yarim emirilish davri qiymati juda katta intervalda o'zgarishi aniqlangan. Masalan, uran uchun  $T = 4,5 \cdot 10^9$  yil bo'lsa, ba'zi elementlar uchun  $T = 10^{-6}$  c ga teng.

Atom yadrosi ikki turga bo'linadi stabil va nostabil. Stabil yadrolarni parchalash uchun tashqaridan katta kuch sarflanishi zarur. Nostabil yadrolar esa, vaqt o'tishi bilan o'z-o'zidan elementar zarralar  $\alpha$  -zarralar va boshqa yengil yadrolar chiqarib boshqa element yadrolariga spontan holda o'zgarib o'tib qoladi. Yadrolarning bunday xususiyati radioaktivlik va nostabil yadrolarning o'zlari esa, radioaktiv yadrolar deb ataladi.

Radioaktivlik tabiiy va sun'iy turlariga bo'linadi.

Tabiiy radioaktivlik deb, tabiatda uchraydigan turqun bo'lmagan izotoplardagi nurlanishlarga aytiladi.

Sun'iy radioaktivlik deb esa, yadro reaksiyalari paytida tashkil topgan izotoplardagi nurlanishlarga aytiladi.

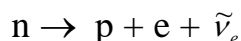
Quyidagi jadvalda radioaktivlikning asosiy usullari keltirilgan. Jadvaldan ko'rinib turibdiki, sochilish usullari o'ziga xos imkoniyatlariga ega.

Radioaktivlik turlari	Yadro zaryadi o'zgarishi	A sonining o'zgarishi	JARAYoN XARAKTeRI
Alfa-yemirilish	$Z - 2$	$A - 4$	$\alpha$ -zarrani chiqishi - ikki proton va ikki neytron sistemasi, ularni o'zaro birikishi
Beta- emirilish	$Z \pm 1$	A	Neytron ( ${}^1_0n$ ) va protonni ( ${}^1_1p$ ) yadroda o'zaro o'zgarishi
$\beta^-$ yemirilish	$Z + 1$	A	${}^1_0n \rightarrow {}^1_1p + ({}^0_{-1}e + {}^0_0\tilde{\nu}_e)$
$\beta^+$ yemirilish	$Z - 1$	A	${}^1_1p \rightarrow {}^1_0n + ({}^0_{+1}e + {}^0_0\nu_e)$
			${}^1_1p + {}^0_{+1}e \rightarrow {}^1_0n + ({}^0_0\nu_e)$
Elektron tutush	$Z - 1$	A	${}^0_0\nu_e$ va ${}^0_0\tilde{\nu}_e$ - elektronli neytrino va antineytrono
(e - yoki K - tutish)			Qavs ichida yadrodan uchib chiqayotgan zarralar keltirilgan.
Spontan bo'linish	$Z - \frac{1}{2}Z$	A -	Yadro, massasi va zaryadi taxminan teng bo'lgan ikkita

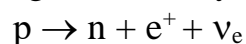
Barcha radioaktivlik turlari qattiq, qiskato'lqinli elektromagnit gamma-nurlanish orqali sodir etiladi. Gamma-nurlanish radioaktiv o'zgarishni tashkil etuvchi va energiyani kamayish sabachilaridan biri. Radioaktiv yemirilishni sodir etayotgan yadro "ONA" yadro deb, hosil bo'lgan yadro esa "BOLA" yadro deb ataladi. Bu jarayon o'tayotgan vaqtda foton paydo bo'ladi.

Radioaktiv izotopning yarim emirilish davri T shunday vaqt intervaliki, bu vaqt ichida mavjud radioaktiv yadrolarning yarmi yemiriladi. Bu kattalik o'zgarishi juda katta bo'lib,  $10^{18}$  yildan  $10^{-10}$  sekundan ham kichik bo'lishi mumkin.

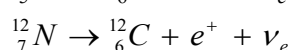
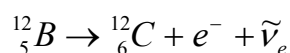
Elektron  $e^-$  yoki pozitron  $e^+$  orqali yadroni yemirilishi  $\beta$ -yemirilish deb ataladi (elektronli  $-\beta^-$  yemirilish, pozitronli  $-\beta^+$  yemirilish).  $\beta$  - yemirilishning uch turi mavjud:  $\beta^-$  yemirilish,  $\beta^+$  yemirilish, elektron yutish. Elektronli emirilish deb yadroning neytronlaridan birini proton, elektron va antineytrinoga parchalanishiga aytiladi.



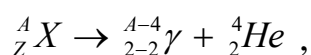
pozitronli  $\beta^-$ -yemirilish esa, quyidagi sxema bo'yicha boradi



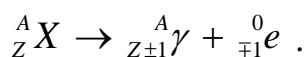
Masalan:



$\alpha$  -yemirilish



$\beta^-$  - yemirilish



### 5. Messbauer effekti.

Yadro uyqotilgan  $W_1$  holatdan asosiy  $W_0$  ga o'tganda energiyasi

$$h\nu = W_1 - W_0$$

bo'lgan  $\gamma$ -kvant chiqaradi. Agar yadro xuddi shu energiyali  $\gamma$ -kvantni yutsa u asosiy holatdan  $W_1$  energiyali uyg'ongan holatga o'tadi.  $\gamma$ -nurlanishning bunday yutilishi rezonans yutilish deyiladi.

Endi, yadro  $\gamma$ -kvant chiqarayotgan vaqtda sodir bo'ladigan quyidagi hodisaga e'tibor beraylik.  $\gamma$ - kvant bitta sistemani tashkil etadi. Buni miltiq va undan chiqib ketayotgan o'qdan iborat sistemaga o'xshatish mumkin. Shuning uchun chiqarilgan  $\gamma$ -kvantning impulsiga miqdoran teng, lekin teskari yo'nalishdagi impulsga yadro ham ega bo'lishi, ya'ni u "TEPKI" olish mumkin. Bu "tepki" natijasida yadro ma'lum kinetik energiyaga erishadi. Boshqacha aytganda, yadroning uyg'onish energiyasi, ya'ni  $W_1=129$  keV faqat  $\gamma$ -kvant energiyasi tarzida nurlantirilmaydi. Aksincha, mazkur energiya  $\gamma$ -kvant massalariga teskari proporsional ravishda sodir bo'ladi. Unchalik murakkab bo'lmagan hisoblar muhokama qilinayotgan misolda yadro "tepki" tufayli  $T_{ya}\approx 0,05$  eV kinetik energiyaga erishishini ko'rsatadi. Bu unchalik katta energiya emas, lekin nurlanish chiziqining tabiiy kengligidan  $\approx 10^4$  marta katta.

Demak, chiqarilayotgan  $\gamma$ - nurlanishning energiyasi yadroning o'yqonish energiyasidan  $T_{ya}$  qadar kichik, ya'ni  $W=W_1 - T_{ya}$ . Bu  $\gamma$ - kvant nishonga tushganda energiyaning  $T_{ya}$  ga teng qismi nishon yadrosiga impuls berishga sarflanadi. Natijada nishon yadrosini uyqotish uchun qolgan energiyaning qiymati  $W_1 - 2T_{ya}$  ga teng bo'ladi. Bu esa  $W_1$  energiya bilan xarakterlanuvchi holatni uyg'otishga yetarli emas. Shuning uchun oddiy tajribada  $\gamma$ - nurlanishining rezonans yutilishi kuzatilmaydi.

1958 yilda yosh fizik R.Messbauer (u 29 yoshda edi) bayon etilgan muammoni hal qilish yo'lini ishlab chiqdi.  $\gamma$ -nurlanish chiqarayotgan yadroning "tepki"sini kamaytirish uchun nihoyat past temperaturadan foydalandi. Manba va nishon 88 K temperaturagacha sovitiladi. Bunday past temperaturalarda kristalldagi yadrolarning issiqlik tebranishlari shu qadar kamayib ketadiki, kristall parchasi faqat mustahkam yagona sistemadek harakatlanishi mumkin, xolos. Bunday kristall tarkibidagi biror yadro  $\gamma$ -nurlanish chiqarganda "tepki" ni shu yadroning o'zi emas, balki yaxlit kristall parchasi oladi. Kristall parchasining massasi yadro massasiga nisbatan juda katta ( $\approx 10^8$  marta) bo'lgani uchun yadrodan kvant chiqarilish jarayonida kristallga "tepki" sifatida beriladigan energiyani amalda nolga teng deb qisoblash mumkin. Shuning uchun bunday "muzlatilgan" kristall tarkibidagi yadrolar chiqarayotgan  $\gamma$ -nurlanishlarni deyarli monoxromatik deb hisoblasa bo'ladi. Deyarli so'zini ishlatishimizning sababi shundaki, bu nurlanishning energetik tarqoqligi mavjud. Lekin bu tarqoqlik  $\gamma$ -nurlanish chiqarish chiziqining tabiiy kengligidan ortmaydi. U nihoyat kichik  $G/W = 4 \cdot 10^{11}$ . Natijada nishonga tushayotgan  $\gamma$ -nurlanish energiyasi yadroni uyg'otishga yetarli bo'ladi. Shuning uchun Messbauer amalga oshirgan tajribalarda  $\gamma$ -nurlanishning rezonans yutilishi kuzatildi va u Messbauer effekti nomini oldi.

### **MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR:**

1. Atom yadrosi nima va yadroning proton-neytronli modeli deganda nimani tushunasiz?
2. Proton va neytronning asosiy fizik parametrlarini sanab bering.
3. Yadroning asosiy fizik xarakteristikalarini qisqacha bayon qiling.
4. Yadroviy o'zaro tasir nima? Yadroviy kuchlarning qanday xarekterli xususiyatlarini bilasiz?
5. Yadroning tomchi, fermi-gaz, qobiqli, umumlashgan modellari haqida tushuncha bering.
6. Yadrodagi nuklonlar bog'lanishining o'rtacha energiyasi va uning massa soniga bog'lanishini tushuntiring.
7. Radioaktiv yemirilish qonunini yozing, yemirilish doimiysining fizik manosini aytib bering.
8. Radioaktiv yemirilishning qanday turlarini bilasiz?
9. Messbauer effektining moqiyati nimadan iborat?
10. Messbauer effektining amaliy qo'llanishi haqida nimalarni bilasiz?

**35 – MA'RUZA. Ekstremal sharoitdagi modda. Olamning hozirgi zamon fizik tasavvuri.**

## Reja:

1. Ekstremal holatdagi modda.
2. O'ta yuqori temperatura va o'ta yuqori zichlikdagi modda.
3. Metallsimon vodorod.
4. Katta zichlikdagi moddaning holat tenglamasi.
5. Mitti oq yulduzlar.
6. Moddaning neytral holati. Pulsarlar.
7. O'ta yuqori elektromagnit maydonda modda.
8. Olamning hozirgi zamon fizik tasavvuri.
9. Modda va maydon. Moddaning atom-molekulyar tuzilishi.
10. Kvarklar.
11. Elementar zarralar: leptonlar, adronlar, zarralarning bir-biriga aylanishi.
12. Kuchli, elektromagnit, kuchsiz va gravitatsion o'zaro ta'sir.
13. Bosqichma-bosqich o'zaro ta'sirlashish. Materiyaning yagoza nazariyalari haqida.
14. Olamning fizik tasavvuri filosofik kategoriya sifatida.

Oddiy shariotda barcha jismlar gaz, suyuq va qattiq jismlarga bo'linadilar. O'z navbatida bu jismlar molekullardan tashkil topib, ularning zichligi erish temperaturasi va boshqa parametrlari chekli qiymatlar bilan aniqlanadi. Masalan, gaz molekulasining zichligi  $0.1 \text{ kg/m}^3$  atrofida va hokazolar. Ammo jismni o'rab turgan muhitdagi sharoitni keskin o'zgartirsak, ya'ni temperaturani nihoyat darajada pasaytirsak yoki kuchaytirsak, bosimni keskin ravishda oshirsak yuqorida aytilgan moddalar o'z xususiyatlarini tubdan o'zgartiradi. Bunday sharoitlarda moddaning xususiyatiga ekstremal sharoitdagi moddaning holati deb aytiladi. Ekstremal sharoitda moddaning zichligi keskin o'zgaradi va bu moddani tashkil etgan atom va molekullarning tezligi nihoyat darajada o'zgaradi. Bunday holda ko'pincha portlashlar, detonatsiyalar va moddaning tovush tezligidan yuqori tezlikka ega bo'lishligi vaqtida vujudga keladi. Ekstremal holat yuqori elektr razryadi hosil bo'lish vaqtida kuchli elektr maydonida va magnit maydonida ham vujudga kelishi mumkin. Ekstremal holat misolida porshen ostidagi gazning siqilish jarayonini ko'rib chiqamiz. Agar porshen gazni juda sekin siqib borsa, gaz bosimining oshishi vujudga keladi. Bu vaqtda gazni tashkil etgan molekullar orasidagi masofa asta-sekin kamayib boradi va bu hol ekstremal holat bo'la olmaydi. Agar porshen keskin ravishda gazni siqsak, ekstremal holat vujudga keladi, bu vaqtda gaz molekullarining harakat tezligi porshenning harakat tezligidan nihoyat darajada ko'p bo'ladi. Bu holat molekullari uyg'ongan holatda bo'lishi mumkin. Uyg'onish holatda bo'lgan molekullar tezligi asosiy holatda bo'lgan molekullar tezligidan nihoyat darajada ko'p bo'ladi. Shuning uchun modda zichligining keskin oshishi kuzatiladi.

O'ta yuqori temperatura va o'ta yuqori zichlikdagi modda. Katta zichlikdagi moddaning holat tenglamasi.

Ekstremal holatlardan biri o'ta yuqori temperature va past temperaturadagi moddalarning holati bo'lib hisoblanadi. O'ta yuqori temperaturalarda moddaning holati o'zgarib boradi. Masalan, qattiq holatdagi jism suyuq holatga yoki gaz holatiga o'tishi mumkin. Bunga misol qilib muz parchasini olish mumkin. Muz parchasi

manfiy temperaturada kristallik holatida bo'lsa 0<sup>0</sup>c temperaturada suyuq va kristal holatda mavjud bo'lsa, undan yuqori temperaturalarda suyuq holatda bo'ladi. Ammo 100<sup>0</sup>c temperaturada oddiy sharoitda suyuq va gaz holatda bo'ladi. 100<sup>0</sup>c yuqori temperaturalarda bug' shaklida bo'ladi. 120 va undan yuqori temperaturalarda esa qizdirilgan bug' ko'rinishida bo'ladi. Bunday temperaturalarda molekulalarning kinetic energiyasi juda yuqori bo'lib, ular uyg'ongan holatda bo'ladi. Bunday sharoitda bosimning keskin ravishda oshishi vujudga keladi. Ekstremal sharoitdagi yuqori temperaturadagi gazlar portlash xususiyatiga ega bo'ladi va bosimning keskin oshishiga sabab bo'ladi. Temperaturani yuqori va past holatga keskin o'zgarishi moddaning parametrlari (hajmi, zichligi) chiziqli bo'lmagan holatda keskin ravishda o'zgaradi. Moddaning holatini xarakterlovchi PV diagrammasida qisqa oblastda keskin o'zgarish sodir bo'ladi. Ekstremal vaqtdagi moddaning holat tenglamasini chiqarish uchun massa, impul's va energiyaning saqlanish qonunidan foydalanamiz.

$$\begin{aligned} \rho_1 v_1^2 &= \rho_0 v_0^2, & p_1 + \rho_1 v_1^2 &= p_0 + \rho_0 v_0^2, \\ \epsilon_1 + p_1 / \rho_1 + v_1^2 / 2 &= \epsilon_0 + p_0 / \rho_0 + v_0^2 / 2, \end{aligned} \quad (1)$$

Bu erda ekstremal sharoitdagi parametrlar  $p_1$ -bosim,  $\rho_1$ -moddaning zichligi,  $\epsilon_1$ -solishtirma ichki energiya,  $v_1$ -molekulalarning tezligi,  $p_0, \rho_0, \epsilon_0, v_0$  -oddiy sharoitda moddaning holatini xarakterlovchi parametrlar.

Birinchi tenglamani tezlikga nisbatan echsak, modda holatini xarakterlovchi adiabataga quyidagi ko'rinishda bo'ladi.

$$\begin{aligned} \epsilon_1 - \epsilon_0 &= 1/2(p_1 + p_0)(v_0 - v_1), \\ \omega_1 - \omega_0 &= 1/2(p_1 - p_0)(V_0 + V_1) \end{aligned} \quad (2)$$

Bu yerda  $V=1/\rho$  solishtirma hajm,  $\omega = \epsilon + p/\rho$  solishtirma entalpiya. Agar moddaning termodinamik xossalari xarakterlovchi funksiya  $\epsilon(p, \rho)$  yoki  $\omega(p, \rho)$  ma'lum bo'lsa, yuqorida keltirilgan adiabataga asosan moddaning proses oxiridagi bosimi va hajmini aniqlash mumkin. Ya'ni

$$P_1 = H(V_1, P_0, V_0)$$

Bu erda  $H$  – entalpiya o'zgarishi, bu vaqtda modda holatini xarakterlovchi entropiya keskin ravishda  $S_0$  dan  $S_1$  ga keskin ravishda o'zgaradi, bu o'zgarish vaqtda 1-tenglamada keltirilgan qonunlar o'rinli bo'lishi lozim. Zichlikning keskin ravishdagi o'zgarishi quyidagi 2 xil amalgam oshishi mumkin.

1. Keskin qisilish ( $\rho_1 > \rho_0, p_1 > p_0$ ),
2. Keskin zichlikning kamayishi ( $\rho_1 < \rho_0, p_1 > p_0$ ).

Ammo, termodinamikaning 2 qonuniga asosan proses faqatgina entropiyaning oshishi tomon o'zgarishi mumkin. Entropiyaning keskin oshishi hisobidan keskin ravishda zichlikning kamayishi yoki oshishi qo'yilayotgan tajribaning xususiy holiga bog'liq. Ekstremal holatda

Holat tenglamasi quyidagi ko'rinishga ega:

$$\epsilon = p / \rho(\chi - 1), \quad p = R\rho T / \mu$$

bu erda  $\chi$  q  $C_p/C_v$  solishtirma issiqlik nisbati,  $\mu$  – molekulyar massa. Bu tenglamalarni hisobga olsak, ekstremal holatdagi adiabataga quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{(\chi + 1)V_0 - (\chi - 1)V_1}{(\chi + 1)V_0}$$

Moddani holatini xarakterlovchi parametrlar orasidagi bog'lanish esa (4) tenglama bilan xarakterlanadi:

$$\frac{V_0}{V_1} = \frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{v_0}{v_1} = \frac{(\chi + 1)M^2}{(\chi - 1)M^2 + 2} \quad \frac{p_1}{p_0} = \frac{2\chi}{\chi + 1} M^2 - \frac{\chi - 1}{\chi + 1},$$

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{[2\chi M^2 - (\chi - 1)](\chi - 1)M^2 + 2}{(\chi + 1)^2 M^2}$$

$M \rightarrow \infty, p_1/p_0 \rightarrow \infty$ , intilgandagi ekstremal holat uchun holat tenglamasi quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{\chi + 1}{\chi - 1}, \quad P_1 = \frac{2}{\chi + 1} \rho_0 v_0^2,$$

$$v_1 = \frac{2v_0}{\chi + 1}, \quad T_1 = \frac{2(\chi - 1)v_0^2}{(\chi + 1)^2} B \frac{\mu}{R}$$

Keltirilgan tenglamalar asosida moddalarning atomlari soniga nisbatan qisilish darajasini aniqlash mumkin. Masalan, 1 atomli gazlar uchun  $\chi \approx 5F3$  maksimal qisilish tenglamasi 4 ga teng bo'ladi. 2 atomli gazlar uchun  $\chi = 7/5$  qisilish darajasi 6 ga teng bo'ladi va hokazo. Shunday qilib modda ekstremal holatda keskin ravishda zichlikning kamayishi yoki o'sishini ko'rish mumkin.

Metalsimon vodorod.

Vodorod  ${}^1H^1$  massasi 1,0794 atomlar birliklar sistemasida rangsiz, hidsiz gaz holatidagi modda bo'lib hisoblanadi. Oddiy sharoitda (275,3 K, 1 atm.) zichlik 0,0899 kg/m<sup>3</sup> ga ega. Gaz temperaturasi pasayishi va bosim oshishi vaqtida gaz holatidagi vodorod ekstremal holatga tushadi. Buning natijasida u suyuq holatga o'tadi. Vodorodning suyuq holatga o'tish temperaturasi 55 K, bosimi esa 1000 MPa bo'lib hisoblanadi. Suyuq vodorodning issiqlik va elektr o'tkazuvchanligi oddiy sharoitdagi vodorodga nisbatan bir necha ming marta katta bo'ladi. Uning zichligi  $\rho = 71,08$  kg/m<sup>3</sup> bo'ladi. Temperaturaning keyingi pasayishi va bosimning oshishi vodorod suyuq holatdan kristal holatga o'tadi. Kristall panjaraning tugunlarida vodorod ionlari joylashadi. Ionlar orasidagi masofa 0,378 nm ni tashkil etadi. Elektronlar esa erkin holatda kristallik panjara bo'yicha harakatlanadi va tashqi elektr maydon ta'sirida uning elektr o'tkazuvchanligi vujudga keladi. Kristall holatga vodorodning o'tish temperaturasi 13 K va bosimi  $R_q = 1000$  MPa. Metalsimon vodorod o'ta o'tkazuvchanlik holatiga ega bo'lishi mumkin va uning zichligi  $\rho = 86,67$  kg FM<sup>3</sup> tashkil qiladi. Metalsimon vodorod komp'yuter texnikasida, elektronikada va texnikaning boshqa sohalarda keng qo'llaniladi.

Mitti oq yulduzlar. Moddaning neytral holati. Pul'sarlar.

Yulduzlar oddiy sharoitda, ya'ni stasionar holatda yuqori temperaturali gaz holatida bo'lib, uning geometric shakli shar ko'rinishida bo'ladi. Yulduzlar bu holatda gidrodinamik muvozanat tortishish kuchining ichki bosim kuchiga tengligidan vujudga keladi. Bunday kuchlar yulduzning har bir elementiga ta'sir etadi. Yulduzlarning energetik muvozanati yoki temperaturali muvozanati yulduzdan

chiqayotgan energiya bilan termoyadro reaksiyasida qatnashuvchi zarrachalar soni o'zgarmas bo'lishligi hisobidan vujudga keladi. Yulduzlarning asosiy yashash vaqtida muvozanat holat saqlanib turadi. Masalan, Quyoshda muvozanatli holat bir necha milliard yillar davom etayapti. Bunday yulduzlarda termoyadro reaksiyasi vaqtida vujudga keladigan zarrachalar soni bilan reaksiyaga kiradigan zarrachalar soni o'zaro teng bo'ladi. Muvozanatli holat ma'lum vaqtdan keyin yo'qoladi. Bu vaqtda yulduzlarning ichki bosimi kamayib, moddalarning qisilishiga olib keladi, bu vaqtda gravitasion energiyaning bir qismi issiqlik energisiga aylanadi. Bu vaqtda o'z-o'zini boshqaradigan jarayonlar vujudga keladi. Yulduzlardagi temperaturali muvozanat buzilganda, yulduzlar sferasidan chaqnash (miltillash, uchqun) ko'rinishidagi nurlanish vujudga keladi. Bunday chaqnashlarga pul'sasiyalar va bunday yulduzlarga pul'sarlar deb aytiladi. Shunday qilib, yulduzlarda quyidagi umumiy evolyusiya jarayoni vujudga keladi. Yulduzda yulduzlararo zarrachalar changlarning kondensasiyasi sifatida vujudga keladilar. Bu chang zarrachalar vodorodga nihoyatda boy bo'ladi. Chang zarrachalarining o'tirishi va ma'lum massani vujudga qilish jarayoni nihoyatda uzoq davom etadigan jarayon bo'lib hisoblanadi. Bu jarayon vaqtida yulduzlarning zichligi nihoyat darajada oshadi va termoyadro reaksiyasining hosil bo'lishi va davom etishiga zamin tayyorlaydi. Ikkinchi evolyusion jarayon nihoyat darajada uzoq davom etadigan stasionar jarayon bo'lib, vodorodning termoyadro reaksiyasi natijasida geliy hosil bo'lish jarayoni bo'lib hisoblanadi, bu vaqtda yulduzlar uzoq muddat stasionar holatdagi elektromagnit to'lqinlar tarqatuvchi nurlanishni vujudga keltiradi. Uchinchi bosqichda vodorod atomlari to'liq geliyga aylanib bo'lgan holati, bu vaqtda yadroning yanada qisilishi va temperaturaning oshishi vujudga keladi. Yadro qobig'I esa kengayadi. Bu holatda nurlanishning oshishiga qaramasdan yulduzlarning sirtiy temperaturasi kamayadi va bunday yulduzlar qizil gigant ko'rinishda bo'ladi. Bundan keyingi etapda termoyadro reaksiyasida geliy va boshqa og'ir elementlar uchraydi bunday vaqtlarda ko'pincha yulduz atmosferasida vodorod qobiqlari va planetar tumanliklar tarqatiladi. Yulduzning qolgan qismi 9 temperaturasi nihoyat darajada pasayadi va mitti oq yulduzlar ko'rinishida bo'ladi. Evolyusuyaning oxirida juda katta portlash vujudga kelishi mumkin va yulduz neytron holatdagi yulduzga o'tadi yoki qldiqsiz materiyaga aylanadi. Eynshteynning nisbiylik nazariyasiga asosan yulduzlarning massasi nihoyat darajada katta bo'lsa va evolyusuyaning oxirgi ma'lum miqdordagi massaga ega bo'lib qolsa yadroning keyingi qisilishi vujudga keladi va termoyadrobiy yoqilg'ining to'la tugashiga olib keladi va yulduz qora teshik ko'rinishiga o'tadi. Qora teshik kosmik ob'ekt bo'lib, yuqori darajada moddaning siqilishi natijasida vujudga keladi. Bu vaqtda gravitasion kuchlar nihoyat darajada kamayib, gravitasion radiusdan kichik bo'lgan geometric shaklga ega bo'ladi. Gravitasion radius quyidagicha aniqlanadi  $r_g = 2GM/c^2$ . Bu erda  $M$  – kosmik jismning massasi,  $G$  – gravitasion doimiysi va  $c$  – yorug'lik tezligi. qora teshikning hosil bo'lishi nisbiyat nazarisidan kelib chiqadi. Umumiy nisbiylik nazariyasiga asosan kosmik jismning geometric kattaligi gravitasion radiusdan kichik bo'lgan holatida tortishish kuchining kattaligi cheksizlikka intiladi. Ammo bu kuchni eng oluvchi elastic siqilish kuchi eng katta zichliklarda ham chekli qiymatga ega bo'ladi. Buning natijasida modda to'xtatish qiyyin bo'lgan qisilishga keladi va barcha

zarrachalar yadroning markaziga qarab intiladi. Qora teshiklar massasi katta bo'lgan yulduzlarda kuzatiladi va ularning massasi kritik massadan 1,5-3 baravar katta bo'lgan vaqtda sodir bo'ladi.

Olamning hozirgi zamon Fizik tasavvuri. Modda va maydon.

Moddaning atom-molekulyar tuzilishi, atom yadrosi

Hozirgi zamon tasavvuriga asosan, olam galaktik to'plamlardan iborat bo'lib, har bir galaktika yulduzlar to'plamidan iborat bo'ladi. Galaktikani tashkil etgan yulduzlar galaktika markazi atrofida ma'lum tezlik bilan aylanadilar. Galaktikalar esa o'zaro bir-biriga nisbatan harakatda bo'lib hisoblanadi. Yulduzlar vodorodga boy bo'lgan zarrachalarning katta bosim ta'siri ostida vujudga keladilar va ularda vujudga keladigan termoyadroviy reaksiyalar natijasida yorug'lik va yuqori temperature vujudga keladi. Termoyadroviy reaksiyalarning boshlang'ich qismida engil yadrolar reaksiyaga kiradilar va bu vaqtda yulduzlarning stabil nurlanishi vujudga keladi. Bu stabil nurlanish bir necha milliard yillar davom etishi mumkin. Engil yadrolar reaksiyaga kirishgach zarrachalarning o'zaro bir-biriga aylanishi vujudga keladi va bu reaksiyalarning oxirida engil yadrolar to'liq og'ir yadrolarga o'ta oladi. Ikkinchi bosqichda og'ir yadrolarning yadroviy reaksiyalari vujudga keladi va yulduzlarda portlash vujudga kelishi mumkin. Bu portlash natijasida yulduzning bir qismi ajralib, yulduz sifatida yashashni to'xtatadi. Yulduzlarning massasi juda katta bo'lsa, portlash natijasida uning massasi o'zgarmay qoladi va yulduzda katta bosim va temperature ta'sirida moddalarning zichligi oshib boradi. Bu vaqtda zichligi oshgan moddalar yulduzning markaziga qarab harakatlanadi va natijada "qora teshik" paydo bo'ladi. Shunday qilib, olamni tashkil etgan galaktik yulduzlar, planetalar va boshqa kosmik mavjudodlarning barchasi moddalardan tuzilgan. Bu moddalar o'z navbatida molekulalardan va molekulalar esa atomlardan iborat. Molekulalar berilgan jismning to'liq xossalarini xarakterlay oladigan moddaning eng kichik bo'lagi hisoblanadi. Atomlar esa berilgan molekulaning to'liq xossalarini qamrab olgan eng mayday zarracha bo'lib hisoblanadi. O'z navbatida atomlar yadrodan iborat va bu yadro atrofida ma'lum orbitalar bo'ylab elektronlar aylanadilar. atom elektroneytral bo'lib hisoblanadi, ya'ni yadroda mavjud bo'lgan protonlar soni yadro bilan atrofida aylanuvchi elektronlar atrofida aylanuvchi elektronlar soni o'zaro teng bo'ladi. Bundan tashqari Ivanenko nazariyasiga ko'ra yadroda neytronlar ham mavjud. Yadrodagi neytron va protonlarning yig'indisi nuklonlarni tashkil etadi. Nuklon soni bilan berilgan elementning Mendeleyev davriy sistemasining massa soniga teng bo'ladi. Peoton soni esa elementning Mendeleyev davriy sistemasidagitartib nomeriga teng. shunday qilib olamni tashkil etuvchisi materiya bo'lib hisoblanadi. Materiyaga zarrachalardan tashqari maydon ham kiradi. Maydonning mavjudligi shu maydon vujudga keltiradigan ta'sir etuvchi kuch asosida aniqlanishi mumkin. Maydonlar quyidagi tiplarga bo'linadilar: elektron magnit maydon va gravitatsion maydon.

Kuchli, elektromagnit, kuchsiz va gravitatsion o'zaro ta'sir.

Moddani tashkil etgan barcha zarrachalar ma'lum kuch bilan o'zaro ta'sirlashadilar. Bu ta'sirlanishlar: kuchli ta'sirlanish, kuchsiz ta'sirlanish, elektromagnit ta'sirlanish va gravitatsion ta'sirlanishga bo'linadilar.

Kuchli ta'sirlanish og'ir zarrachalarga xos ta'sirlanish bo'lib, ular "Pion" larda boshlab vujudga keladilar. Kuchli ta'sirlanishlarga yadro kuchi misol bo'la oladi. Yadro kuchi yadroni tashkil etgan zarrachalar orasida vujudga keladigan kuch bo'lib zarrachalarning zaryadiga bog'liq bo'lmasdan faqatgina ularning massasidan ular orasidagi masofaga bog'liq bo'ladi. Yadro kuchlari mustahkam atom vujudga kelishiga sabab bo'ladi. Kuchli ta'sirlanishlarga birinchi misol bo'lib, "Antiproton" vujudga kelish reaksiyasi bo'lib hisoblanadi. Antiproton massasi proton massasiga teng bo'lib uning zaryadi manfiy.

Kuchsiz ta'sirlanish fotondan boshqa barcha zarrachalar orasida vujudga keladi. Kuchsiz ta'sirlanishga b – zarrachalarning hosil bo'lish jarayoni misol bo'la oladi. Kuchsiz ta'sirlanish ko'pgina elenemtar zarrachalarning stable bo'lmagan holatini vujudga keltiradi. Masalan: quyidagi reaksiyalar kuchsiz ta'sirlanishga misol bo'la oladi

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_{\mu}, \mu^- \rightarrow e^- + \nu_e + \nu_{\mu}, K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$$

Elektromagnit ta'sirlanish bunday ta'sirlanishga zaryadlangan zarrachalar va fotonlar qatnashadi. Elektromagnit ta'sirlanishga misol bo'lib, Kulon kuchi kiradi. Kulon kuchi mustahkam atom vujudga kelishiga sabab bo'ladigan kuchlardan bo'lib hisoblanadi. Elektromagnit ta'sirlanish materianing barcha xossalarni vujudga keltiradi. Bunday ta'sirlanish elektron-pozitron juftini vujudga kelishi va uning anigilyasiyasini boshqaradi. Elektromagnit ta'sirlanish elektronlarning yadrodan va protondan elastik sochilish prosesini vujudga keltiradi.

Gravitatsion ta'sirlanish, olamni tashkil etgan barcha jismlar orasida vujudga keladi va butun olam tortishish kuchi unga misol bo'la oladi. Bu kuch yulduz va planetalar sistemasining vujudga kelishiga sabab. Massasi kichik bo'lgan jismlar uchun bu kuch nihoyat darajada kichik bo'lib, elementar zarrachalar uchun hisobga olinmasa ham bo'ladi.

Yuqorda keltirilgan ta'sirlanishda quyidagi xarakteristikalariga ega:

Ta'sirlanish	O'zaro almashish mexanizmi	Intensivlik	Radius M	Vaqt, C
Kuchli	Glyuon	1	~10-15	~10-23
Elektromagnit	Foton	1/137	∞	~10-20
Kuchsiz	Oraliq	~10-10	~10-18	~10-13
	Bozon	~10-38	∞	?
Gravitatsion	Graviton			

Elementar zarralar: Leptonlar, adronlar, zarralarning bir – biriga aylanishi kvarklar.

Zamonaviy tezlatgichlarda zarralarni yuqori energiyagacha tezlatish imkoniyati elementar zarralarni o'rganishga keng sharoitlar yaratib berdi. Xususan, antiproton va antinetronlarni kashf etilishi sinxrofozotronlar yuqori energiyali protonlar oqimini hosil qilish bilan bog'liq. 1932 yilda elektronning anti zarrasi pozitron kuzatilgandan so'ng, barcha elementar zarralarning antizarralari ham bo'lishi lozim, degan fikr fizikada mustahkam o'rin oldi. Lekin antiproton 23 yildan so'ng, ya'ni 1955 yilda

Chemberlen, Segre, Uigand va Ipsilants amalgam oshirgan tajribada qayd qilindi. Ular 6 GeV gacha tezlatilgan protonlar bilan mis nishonini nurladilar. Bunda yuqori energiyali proton mis yadrosining tarkibidagi biror nuklon bilan ta'sirlashadi va quyidagi reaksiyalardan biri amalgam oshadi:



Antiprotonning elektr zaryadi manfiy, xususiy magnit momenti mexanikmomentga teskari yo'nalgan. Xuddi elektron va positron kabi proton antiproton o'zaro anigilyasiyalanadi. Antiproton neytron bilan to'qnashganda ham anigilyasiyalanishi mumkin.

Bir yildan so'ng, ya'ni 1956 yil antineytron kashf qilindi. Antineytronning xususiy magnit momentining yo'nalishi mexanikmomentning yo'nalishi bilan bir xil. U nuklon bilan (ya'ni proton yoki neytron bilan) to'qnashganda annigilyasiyalanishi mumkin.

Keyinchalik (1965-1966 y.) eng oddiy yadrolar-deyteriy va tritiylarning antiyadrolari antideyteriy va antitritiylar kuzatiladi.

Hozirgi vaqtda deyarli barcha zarralarning (foton, pi-nol'-mezon va eta-mezondan tashqari) antizarralari mavjudligi aniqlangan. Antizarrani belgilash uchun zarraning belgisidan foydalaniladi, faqat belgi tepasiga chiziqcha qo'yiladi. 2-jadvalda zarralar va ularning antizarralari keltirilgan. Jadvaldan ko'rinishicha, barcha zarralar to'rt gurupa shaklida joylashtirilgan. 1 chi guruppaga o'zining xususiyatlari bilan boshqa zarralardan ajralib turadigan elektromagnit maydon kvanti-foton kiradi, xolos. Leptonlar gruppasi masalari 207 elektron massasidan kichik bo'lgan engil zarralardan tashkil topgan. Mezonlar gruppasiga kirgan zarralarning massalari esa leptonlardan og'irroq lekin barionlar gruppasidagi zarralardan engilroq. Shuning uchun ularni o'rta massali zarralar gruppasi desa ham bo'ladi.

Zarralarni gruppalariga ajratishda ularning faqat massalari emas, balki boshqa xususiyatlari ham e'tiborga olingan. Masalan, leptonlar va barionlarning spinlari  $1/2$  ga (omega-giperonning spini  $3/2$  ga teng), mezonlarniki 0 ga, fotonniki esa 1 ga teng. Zarralar yana bir xususiyati bilan bir-biridan farqlanadi. Bu xususiyat- zarralar orasidagi o'zaro ta'sir xarakteridir. O'zaro ta'sirning to'rt turi mavjud:

Zarraning	Belgisi		Tinchlikdagi massa, MeV	Yashash davomiyligi, s
	Zarra	antizarra		
Foton	G		0	Barqaror
Elektron	Leptonlar		0.511	Barqaror
Myu-mezon	$e^-$	$E^+$	106	$2 \cdot 10^{-6}$
Neytrino	$\mu^-$	$\mu^+$	0	barqaror
	$\nu$	$\bar{\nu}$		
Pi-mezon	Mezonlar		140	$2 \cdot 10^{-6}$
Pi-nol-			135	$0,8 \cdot 10^{-16}$

mezon	$\pi$	$\pi$	494	$1,2 \cdot 10^{-8}$
Ka-mezon	$\pi^0$	$\pi^0$	498	$10^{-10}$
Ka-nol- mezon	$K^+$	$K$	549	$2,4 \cdot 10^{-19}$
eta - mezon	$K^0$	$K^0$		
	$\eta$	$H$		
	barionlar			
proton			938,2	Barqaror
neytron			939,6	$0,9 \cdot 10^3$
lyambda- giperon			1116	$2,5 \cdot 10^{-10}$
sigma-plyus- giperon			1189	$0,8 \cdot 10^{-10}$
sigma-nol- giperon			1192	$< 10^{-11}$
sigma- minus- giperon			1197	$1,5 \cdot 10^{-10}$
ksi-nol- giperon			1315	$3 \cdot 10^{-10}$
ksi-minus- giperon			1321	$1,7 \cdot 10^{-10}$
omega- minus- giperon			1672	$1,3 \cdot 10^{-10}$
	P	P		
	n	n		
	$\lambda$	$\lambda$		
	$\Sigma$	$\Sigma^+$		
	$\Sigma$	$\Sigma^0$		
	$\Sigma$	$\Sigma^-$		
	$\Xi$	$\Xi^0$		
	$\Xi$	$\Xi^-$		
	$\Omega$	$\Omega^-$		

Barionlar va mezonlar gruppalariga oid zarralarda kuchli o'zaro ta'sir namoyon bo'ladi. Ba'zi zarralar bir vaqtning o'zida bir necha o'zaro ta'sirda qatnashish qobiliyatiga ega. Masalan, proton boshqa zarralar bilan kuchli, elektromagnit, kuchsiz o'zaro ta'sirlarda bo'la oladi. Keyingi yillarda kuchli o'zaro ta'sirda qatnashadigan zarralarning oilasi rezonanslar deb ataladigan zarralarning katta gruppasi bilan to'ldi. Rezonanslarning yashash davomiyligi  $(10^{-22} + 10^{-23})$  s chamasida. Birinchi marta rezonanslarni 1952 yilda E. Fermi pi-mezonlarning protonlarda sochilishini tekshirish jarayonida kuzatgan. Mazkur tajribada pi-mezonlarning sochilish ehtimolligini ularning energiyasiga bog'liqligini ifodalovchi grafikda keskin maksimum kuzatiladi. Bu maksimum xudi mayatnikning majburiy tebranishida yuz beradigan rezonans hodisasidagi maksimumga o'xshaydi. Kashf etilgan zarrani deb atalishi ana shunday kelib chiqqan. Umuman, rezonansni zarra yoki pi-mezonning nuklonga "yopishgan" holati deb talqin qilish hozircha hal bo'lmagan muammodir. Balki, nihoyat qisqa vaqtlar davomiyligida (rezonans uchun  $t=10^{-22}+10^{-23}$ s) zarra va pi-mezonning nuklonga "yopishgan" holati tushunchalarning farqi yo'qdir.

Biroq kashf qilingan rezonanslar soni anchagina bo'lib qoldi va ularni qo'shib hisoblaganda elementlar zarralar soni yuzdan oshib ketdi. Hozirgi zamon tasavvurlariga asosan, ma'lum bo'lgan boshqa zarralardan tashkil topmagan zarrani elementar deb atash mumkin xolos. Masalan, vodorod atomi proton va elektrondan iborat. Shuning uchun uni elementar zarra deb bo'lmaydi. Balki vodorod atomi elementar zarralardan tashkil topgan sistemasidir. Neytronchi? Neytron  $n \rightarrow p + e^- + \nu$  sxema bo'yicha emiriladi, lekin u proton, elektron va neytrinodan iborat sistema emas, bu zarralar neytron emirilayotgan lahzada vujudga keladi (xuddi yadroning uyg'ongan holatidan asosiy holatga o'tishda foton hosil bo'lganidek). Shuning uchun hozirgi tasavvurlarga asosan neytron elementar zarradir. Biroq, shunga qaramay, olimlar ma'lum elementar zarralardan ham elementaroq zarralar mavjud emasmikan? -degan savolga javob qidirmoqdalar. Ba'zi nazaruyotchi fiziklarning fikricha, tabiatda hali kashf qilinmagan zarralar mavjudki, bu zarralardan hozircha elementar deb atalayotgan zarralar tashkil topgandir. Bu sohada 1964 yilda Gell-M tomonidan taklif etilgan gipoteza e'tiborga loyiq. Bu gipotezaga asosan barcha mezonlarni, barionlarni va rezonanslarni kvarklar deb nomlangan uch zarra va antikvarklar deb atalgan uch antizarraning turli kombinasiyalardagi bog'lanishi tarzida vujudga keltirish mumkin. Agar mazkur gipoteza qabul qilinsa, hozirgacha ma'lum bo'lgan elementar zarralar tartibli sistemaga keltiriladi. Lekin taklif etilayotgan kvarklarning xususiyatlari hozirgi tasavvurimizda g'alatiroq. Xususan, kvarklardan birining elektr zaryadi  $+2e/3$ , qolgan ikkitasining elektr zaryadlari esa  $-e/3$  dan bo'lishi lozim. Buning g'alatili shundaki, hozircha  $e$  dan kichik bo'lgan elektr zaryad tabiatda kuzatilgan emas.

Agar atom yadrosi yaqinidan manfiy zaryadlangan mezon uchib o'tsa, u holda yadro mezonni o'z orbitalaridan biriga tortib olishi mumkin bo'lib, keyin bu mezon atom yadrosi atrofida elektron kabi harakatlana boshlaydi. Natijada atomsimon sistema hosil bo'ladi, uni mezoatom deb ataladi. Masalan, agar vodorod atomi yadrosi o'z orbitasiga p-va m-mezonni qabul qilib olsa, u holda mezovodorod atomi hosil bo'ladi. Mezoatomlarda kvant orbitalarining radiuslari va energiyalari orbitalarida elektron bo'lgan odatdagi holdagidan  $\frac{m_\mu}{m_e}$  marta kichi bo'lar ekan

(bunda  $m_\mu$  - mezonning massasi,  $m_e$  - elektronning massasi). Mezon atom yadrosiga yaqin qobiqda bo'lganda (K-qobiq), u atom yadrosiga juda yaqin joylashganligi tufayli yadroning mezon tutish imkoniyati juda ortib ketadi. Bunday og'ir yadrolar mezonlarni tezroq tutadi, chunki ularning o'lchamlari va zaryadi engil yadrolarnikiga qaraganda ancha katta, buning natijasida mezoatomning hamma orbitalari atom yadrosiga yanada yaqinroq keladi. Mezoatomning yashash vaqti engil yadrolar holida esa yadroning mezonni tutish vaqti bilan belgilanadi;  $u10^{-6}$  sek dan kam bo'lar ekan.

Adrionlarga kuchli ta'sirlanishda qatnashadigan barcha elementar zarralar kiradi. Adrionlar metastabil va stabillarga bo'linadi. Metostabil adrionlar yashash vaqti  $10^{-23}$  sek  $-10^{-20}$  sek oralig'ida bo'ladi. Stabil adrionlar elektromagnit va kuchsiz ta'sirlanish natijasida boshqa zarrachalarga o'tishi mumkin. Stabil adrionlar butun spin soniga ega bo'lib, ularga bozonlar va mezonlar kiradi. Yarim spinga teng bo'lgan adrionlarga fermionlar va barionlar kiradi.

Hozirgi elementar zarralar nazariyasiga ko'ra , barcha adrionlar kvarklardan iborat. Masalan, har bir mezon bitta kvarkdan va bitta antikvarkdan iborat. Har bir barion uchta kvarkdan iborat. Adrionlar tarkibida esa mavjud bo'lgan kvarklar bir yoki bir nechta bo'lishi mumkin. Hozirgi zamon nazariyasiga ko'ra kvarklar erkin yashashi mumkin bo'lmagan va adrionlar tarkibiga kiruvchi zarralar bo'lib hiosoblanadi. Kvarklarning spektral analiz asosida mavjudligini asoslash mumkin. Bo'lar yutilish va nurlanish spektrlarida ko'rinadilar.

#### **Asosiy adabiyotlar**

1. O.Axmadjonov. Fizika kursi, I-tom. Toshkent, "O'qituvchi". 1991.
2. **I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki. T.1,M., Nauka,2000g.**
3. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M., "Visshaya shkola".2000g.
4. T.I.Trofimova Kurs fiziki, M., «Visshaya shkola». 2000 g, 380c.
5. G.A.Zisman, O.M.Godess. Kurs obshey fiziki. M, izd. "Visshaya shkola", 1991 g
6. D.V.Sivuxin «Obshiy kurs fiziki». Tom 1. M.Nauka.1977-90 g
7. O'.Q.Nazarov, H.Z.Ikromova va K.A.Tursunmetov. Umumiy fizika kursi. Mexanika va molekulyar fizika. Toshkent, "O'zbekiston", 1992, 279 bet.
8. No'monxo'jaev A.S. Fizika kursi. 1-qism. Mexanika, statistik fizika, termodinamika. Toshkent:«O'qituvchi»,1992,208 b.