



**FARG'ONA
POLITEXNIKA
INSTITUTI**

FIZIKA KURSI

***«TO'LQIN OPTIKASI VA KVANT FIZIKASI»
BO'LIMLARIDAN***

MA'RUZALAR MATNI

III - qism

**Farg'ona
Texnika
2008**

O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lim Vazirligi
Farg'ona politexnika instituti
Fizika kafedrası

FIZIKA KURSI

«TO'LQIN OPTIKASI VA KVANT FIZIKASI»
BO'LIMLARIDAN

MA'RUZALAR MATNI

3

Institut uslubiy kengashi
tomonidan tasdiqlangan
bayon № ____ 2008 yil

Farg'ona – 2008

Ushbu o'quv qo'llanmasi «Fizika kursi» 3 semestr davomida o'rganiladigan bakalavriatning texnika yo'nalishlari bo'yicha ta'lim olayotgan talabalar uchun mo'ljallangan. Bunda «To'lqin optikasi» va «Kvant fizikasi» bo'limlariga bag'ishlangan 18 ta ma'ruza matnlari keltirilgan.

Ushbu ma'ruzalar matni O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligining o'quv - uslubiy boshqarmasi tomonidan tasdiqlangan «Professional oily ta'lim Davlat Standarti» ga binoan oily texnika ta'lim yo'nalishlari bo'yicha bakalavrlar tayyorlash uchun ishlab chiqilgan fizikadan 3 semestrlik o'quv dasturining 3-semestriga moslab tuzilgan.

Kafedra uslubiy seminarida muhokama qilingan (7-bayonnoma, 12-aprel 2008 y.)
Fakultet uslubiy komissiyasi chop etish uchun tavsiya etgan (6-bayonnoma, 20-aprel 2008 yil).

Tuzuvchilar:

prof. Yuldashev N.X.
dots. Tadjibayev M.

Taqrizchilar:

dots. Xaydarov A. X.
dots. Xomidov T.X.

Mas'ul muharrir:

prof. Yuldashev N.X.

SO'Z BOSHI

XXI asrda ilmiy-texnikaviy inqilobning yanada shiddatli ravishda o'sishi oliy texnika o'quv yurtlarida fizika kursining mazmunini tubdan qayta ko'rib chiqishni taqozo etmoqda. Zamonaviy muhandisdan faqat klassik fizikadagina emas, balki hozirgi zamon fizikasi (kvant mexanikasi va elektronikasi, qattiq jisimlar fizikasi va boshqalar) dan ham chuqur bilimlar talab qilinmoqda. Biroq davrimizning asosiy xususiyati — axborotlar texnologiyasi va ko'lamining tez kengayib borishi, vaqt tanqisligi esa katta hajmdagi o'quv adabiyotlariga ehtiyojni kamaytirib, asosiy mahlumotlarni mujassamlashtirgan ixcham va uslubiy jihatdan yuqori did bilan tuzilgan qo'llanmalarga zaruriyat tug'dirmoqda.

Shu munosabat bilan Farg'ona politexnika instituti «Fizika» kafedrasining professor-o'qituvchilari uzoq yillar mobaynida muhandislikning turli yo'nalishlari bo'yicha tahsil olayotgan talabalarga o'qigan mahruzalari asosida ushbu 3 jildidan iborat «Fizika kursidan mahruzalar matni» ni yaratishdi. U texnika oliy o'quv yurtlarining fizika fani 3 semestr o'qitiladigan bakalavriat yo'nalishlarining talabalariga mo'ljallangan bo'lib, O'zbekiston Respublikasi Oliy va O'rta maxsus tahlim Vazirligining o'quv-uslubiy boshqarmasi tomonidan tasdiqlangan fizikadan yangi namunaviy o'quv dasturiga mos keladi. Har bir kitob bir o'quv semestriga mo'ljallangan bo'lib, jami 54 ta ma'ruzalar matnini o'z ichiga oladi:

1-kitob: «Mexanika, molekulyar fizika va termodinamika».

2-kitob: «Elektromagnetizm, tebranishlar va to'lqinlar».

3-kitob: «To'lqin optikasi va kvant fizikasi».

Qo'llanmani tayyorlashda mualliflar o'zlarining ko'p yillik tajribalariga tayanib, fizik tushunchalar va kattaliklar, hodisalar va qonunlarning fizik mohiyatlarini sodda va ravon tilda qiziqarli tarzda bayon qilishga harakat qildilar. Matematik saviya bo'yicha «Mahruzalar matni» oliy texnika o'quv yurtlari birinchi bosqich talabalarining matematik tayyorgarligiga mos keladi. Ayrim joylarda zaruriyat tug'ilganda muhim matematik ifodalar keltirib chiqarilgan yoki izoh berilgan. Har bir ma'ruza tegishli «Reja», «Tayanch so'zlar va iboralar», «Mustaxkamlash uchun savollar» va «Asosiy adabiyotlar» bilan taominlangan.

Ma'ruzalar matnining qo'lyozmasini komp'yuter grafikasiga o'tkazishdagi beminnat xizmatlari uchun fizika kafedراسi muxandislari Abdumalikova Z. va Yuldasheva S.larga mualliflar tashakkur bildiradilar. Shuningdek, mualliflar ushbu «Ma'ruzalar matni» ning mazmunini yaxshilashga qaratilgan barcha fikr-mulohazalarni chuqur minnatdorchilik bilan qabul qiladilar.

Mas'ul muharrir.

1- ma'ruza. YORUG'LIK INTERFERENTSIYASI

Reja:

1. Yorug'lik tabiati to'g'risidagi taolimotning rivojlanishi.
2. Fotometrik kattaliklar va ularining birliklari.
3. Kogerent va monoxromatik yorug'lik. Yorug'lik intenferentsiyasi va uni kuzatish usullari.
4. Yupqa pardalardagi yorug'lik intenferentsiyasi. Nyuton xalqalari.
5. Interferentsiyani qo'llanishi va interferometrlar.

Tayanch so'z va iboralar: monoxromatiklik, kogerentlik, yorug'lik interferensiyasi, Yung usuli, Frenel ko'zgulari, Frenel biprizmasi, ikki manbadan interferensiya, qo'shni maksimum (minimum)lar orasidagi masofa, yupqa qatlamlardagi interferensiya, maksimum va minimum shartlari, Nyuton halqalari, optikani ravshanlashtirish, qaytaruvchi qatlamlar, interferometrlar, Linnik interferometri. Yorug'lik difraksiyasi, Gyuygens-Frenel prinsipi, Fraungofer difraksiyasi, Frenel difraksiyasi, Frenel zonolari, bir tirqishdan difraksiya, ikki va ko'p tirqishlardan difraksiya, maksimum va minimum shartlari, difraksion panjara, Rentgen nurlari difraksiyasi, golografiya,

1. Yorug'lik tabiati to'g'risidagi taolimotning rivojlanishi.

Yorug'lik tabiatini, sochilish va tarqalish qonuniyatlarini va modda bilan o'zaro taosirini o'rganadigan fizikaning bo'limiga optika deyiladi.

Yorug'likning tabiati va uning tarqalish qonunlari xaqidagi masala Bilan qadimgi grek faylasuflari shug'ullangan. Ermizdan 300 yil oldin Evklid o'zining «Optika» risolasida yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalish va qaytish qonunini keltiradi. Nukretsiy «Jismlar tabiati» asarida yorug'lik nurlanuvchi jismlardan chiqishini bayon qiladi. Lekin grek faylasuflari yorug'likning sinish qonunini to'g'ri taqin qilaolmadilar. Ptolemey yorug'likning tushish va sinish burchaklarining nisbati o'zgarmas ($\alpha/\beta = \text{const}$) deb ko'rsatdi. Lekin bunday munosabat kata tushush burchaklarida bajarilmaydi. Keyinchalik arab olimi Algazen XI-asrda yorug'likning tushish burchagi bilan sinish burchaklari orasida proportsionallik yo'qligini, tushgan, singan nurlar va nurning tushish nuqtasiga o'tkazilgan normal bir tekislikda yotishini ko'rsatib beradi.

XVII-asrning boshida mikroskop va durbin kashf etildi va ular turmushda keng qo'llanila boshladi. Bu optik asboblarni takomilashtirishning zarurligi yorug'liknig qaytish va sinishi haqidagi taolimotning rivojlantirishni talab qiladi. 1321 yilda golland fizigi Sinellius yorug'likni bir muhitdan ikkinchi muhitga o'tganda sinishini miqdoran tekshiradi, lekin sinish qonuni $\sin\alpha / \sin\beta = \text{const}$ ko'rinishda yozilishi Dekartga tegishli. Dekart sinish qonunini korpuskulyar nazariya bilan tushuntirishga harakat qildi. XVII-asrning oxiriga kelib ko'p asrlik tajriba va yorug'lik xaqidagi tasavvurlarni rivojlanishi natijasida I.Nyuton tomonidan yorug'likning korpuskulyar nazariyasi R. Guk va X.Gyugenslar tomonidan to'liq nazariyasi yaratildi. Korpuskulyar nazariyaga ko'ra yorug'lik nurlanuvchi jismlardan chiquvchi va to'g'ri chiziqli traektoriya bo'ylab tarqaluvchi zarrachalar oqimidan iborat. Nyuton yorug'lik korpuskulalariga ham o'zi yaratgan mexanika qonunlarini tadbqiq etdi. Masalan yorug'likning qaytish qonunini huddi elastik sharlarni absolyut qattiq devordan qaytishiga qiyoslab tushuntirdi. Bunda sharcha

devorga qanday burchak ostida urilsa, shunday burchak ostida qaytadi. YAoni tushish burchagi qaytish burchagiga teng bo'ladi. Yorug'lik nurlarida ham shunday bo'ladi. Nyuton yorug'likning sinish qonuni yorug'lik korpuskulalarini sindiruvchi muhitga tortilishi natijasida tezligini bir muhitdan ikkinchi muhitga o'tganda o'zgarishi bilan tushuntirdi. Nyuton nazariyasidan tushish burchagi sinusini sinish burchagi sinusiga nisbatining o'zgarmasligi kelib chiqadi:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{g}{c} = n$$

Bu erda s yorug'likning vakuumdagi tezligi, v yorug'likning muhitdagi tarqalish tezligi, n muhitda doimo birdan katta bo'lgani uchun yorug'likning muhitdagi tezligi vakuumdagi tezligidan katta bo'lishi kelib chiqadi: $v > c$. Mexanik to'lqinlarga qiyoslab yaratilgan yorug'likning to'lqin nazariyasiga ko'ra yorug'lik efir deb ataluvchi shaffof elastik muhitda tarqaluvchi elastik to'lqindan iborat. Gyugens nazariyasiga ko'ra yorug'likning efirda katta tezlik bilan tarqalishi efirning alohida xususiyatidan kelib chiqadi.

To'lqin nazariya Gyugens printsipligiga asoslanadi. Bu printsipligiga ko'ra to'lqin etib kelgan har bir nuqtani ikkinlamchi to'lqin manbai deb olish mumkin, bu to'lqinlarning o'rovchisi keyingi vaqt lahzasidagi to'lqin frontini holatini belgilaydi. Gyugens printsipligiga asoslanib yorug'likning qaytish va sinish qonunlarini keltirib chiqarish mumkin.

Shunday qilib XVII-asrning boshiga kelib yorug'likni tabiati haqida bir-biriga qarama-qarshi bo'lgan ikki nazariyasi - Nyutonning korpuskulyar va Gyugensning to'lqin nazariyasi mavjud edi. Har ikkala nazariya ham yorug'likning qaytish va sinish qonunlarini tushuntirib berdi. XVII-asr bu ikki nazariyaning kurashi bilan o'tdi. Lekin 1851- yilda J.Fuko yorug'likning suvda tarqalish tezligini o'lchab

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{c}{g} = n$$

formulaga mos keluvchi natija olgandan keyin to'lqin nazariya tajribada o'z isbotini topdi.

XIX-asrning boshiga kelib korpuskulyar nazariya to'lig'icha inkor etilib, to'lqin nazari tan olindi. To'lqin nazariyaning rivojlanishida yorug'liklik difraktsiyasi va interferentsiyasini o'rgangan ingliz olimi T.Yungning va Gyugens printsipligiga qo'shimcha kiritgan frantsuz olimi O.Frenelning (1788-1827) xizmatlari katta bo'ldi.

Yorug'likning to'lqin nazariyasi tan olinganiga qaramay uni bir qancha kamchiliklari bor, chunonchi interferentsiya, difraktsiya va yorug'likning kutblanish hodisalarini tushuntirish uchun yorug'likni ko'ndalang to'lqin deb hisoblash kerak. Yorug'lik ko'ndalang to'lqin bo'lsa, yorug'lik tarqaluvchi muhit – efir qattiq jismlardek xossaga ega bo'lishi kerak. Lekin efir qattiq jismlarning harakatiga qarshilik ko'rsatmaydi.

Yorug'lik nuri muhitda turlicha tezlik bilan tarqalgani uchun efir ham turli muhitda turlicha xossaga ega bo'lishi kerak. 1870-yillarda yorug'likning elektromagnit to'lqin tabiati maolom bo'lgandan keyin Maksvell tomonidan yorug'likning elektromagnit nazariyasi yaratildi. Bu nazariyaga ko'ra yorug'likning muhitda tarqalish tezligi muhitning

$$g = \frac{c}{\sqrt{\mu \epsilon}} = \frac{c}{n}$$

μ magnit va ϵ dielektrik
sindiruvchanligiga bog'liq;

bu erda c va v yorug'likning vakuumdagi va muhitdagi tezligi, n - muhitning nur sindirish ko'rsatgichi. Maksvell nazariyasida μ va ϵ yorug'likning to'lqin uzunligiga bog'lik emas, shuning uchun elektromagnit nazariya yorug'lik dispersiyani tushintirmadi. XIX-asrning oxirida Lorents muhitning dielektrik sindiruvchanligini yorug'lik to'lqin uzunligiga bog'liqligini ko'rsatuvchi elektron nazariyasini yaratib, yorug'lik dispersiyasini tushuntirib berdi. Bu nazariya atomdagi elektron tebranma harakat qiladi deb, modalarning nur yutish va nur chiqarish hodisalarning ham izohlab berdi.

Maksvel nazariyasi moddalarning nur sochish va nur chiqarish jarayonlarini va Kompton effektlarini tushuntirib beraolmadi. Lorents nazariyasi ham o'z navbatida absolyut qora jismning issiqlik nurlanishida energiyaning to'lqin uzunliklari bo'yicha taqsimlanish sababini topolmadi.

XIX-asrning oxirida fizika duch kelgan bunday qiyinchiliklardan nemis olimi Plank 1900 yilda o'zining elektromagnit nurlanish moddalardan uzuluksiz holda emas, alohida kvantlar holida chiqadi degan gipotezasini ilgari surib olib chiqdi. Energiya kvanti yorug'lik chastotasiga proporsional: $\epsilon_0 = h\nu$, bu erda h Plank doimiysi. Plank bu gipotezasiga asoslanib absolyut qora jismning nurlanish nazariyasini yaratdi. Eynshteynning 1905-yilda yaratgan yorug'likning kvant nazariyasiga ko'ra nafaqat nurlanish, balki yorug'likning tarqalishi ham yorug'lik kvantlari - fotonlari ko'rinishida sodir bo'ladi. Foton energiyasi

$$m_{\phi} = \frac{E_0}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{\lambda c}$$

munosabat bilan aniqlanadi. Yuqoridagi formula yorug'likning kvant va to'lqin tabiatini bog'laydi. Hozirgi tasavvurlarga ko'ra yorug'lik ikkiyoqlama – korpuskulyar – to'lqin tabiatiga ega. Uning to'lqin xossasini interferentsiya, difraktsiya va boshqa optik hodisalar, kvant tabiatini esa fotoeffekt, Kompton effektlari tasdiqlaydi.

2. Fotometrik kattaliklar va ularining birliklari.

Biror sirt (1.1-rasm) o'tayotgan yorug'lik nurlanishini elektromagnit to'lqinning shu sirt orqali 1sekundda olib o'tgan energiya miqdori, ya'ni shu sirt orqali o'tgan nurlanish quvvati W_{λ} bilan xarakterlash mumkin. Nurlanishning bu energetik xarakteristikasi yorug'likning energiya oqimi deyiladi. Yorug'lik oqimining birligi lyumen (lm)dir.

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 bilan ifodalash mumkin:

$$I = dF/d\Omega$$

Fazaviy burchakning o'lchov birligi steradian (fazoviy radian) birlik radiusli sferada birlik yuza hosil qilgan burchakdir. Ravshanki, yorug'lik manbai atrofidagi butun fazoni qoplaydigan fazoviy burchak 4π steradian bo'ladi: $\Omega = 4\pi$. SHuning uchun izotrop manba uchun yorug'lik kuchi

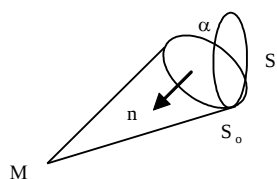
$$I = F/4\pi$$

ko'rinishda aniqlanadi. Yorug'lik kuchining birligi kandela (kd) dir.

Sirtlarni yoritishni miqdoriy baholash uchun yoritilganlik tushunchasi kiritiladi. Sirtining E yoritilganligi deb shu sirtga tushayotgan F yorug'lik oqimining sirt kattaligiga

nisbatiga aytiladi. Boshqacha aytganda, yoritilganlik sirt birligiga tushayotgan yorug'lik oqimiga tengdir:

$$E = F/S$$



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

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

formula bilan topiladi. Yoritilganlik lyuks (lk) birliklarda o'lchanadi.

Yorug'lik manbai S ning V rashanligi bu manbaning ko'rinuvchi sirtining (1.2-rasm) yuza birligidan chiqayotgan yorug'lik kuchi bilan o'lchanadi

1.2-rasm

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

Ravshanlik birligi kd/m² dir.

3. Kogerent va monoxromatik yorug'lik. Yorug'lik intenferentsiyasi va uni kuzatish usullari.

Yorug'lik elektromagnit to'lqin bo'lsa, ikkita manbadan chiqayotgan yorug'lik qo'shilganda mexanik to'lqinlarda kuzatilgandek interferentsiya hodisasi kuzatilishi kerak. Lekin interferentsiya kuzatilmaydi, yorug'lik to'lqinlarida quyidagi muammoga duch kelamiz.

Chunki, yorug'lik interferentsiyasi kuzatilishining zaruriy sharti qo'shilayotgan yorug'lik to'lqinlarini o'zaro kogerent bo'lishidir. Kogerentlik deganda tebranish yoki to'lqinlarni fazo va vaqt bo'yicha bir-biriga mos holda sodir bo'lishi tushuniladi. Bundan tashqari to'lqin amplitudasi o'zgarmas va monoxromatik bo'lishi kerak.

O'zgarmas chastotali (to'lqin uzunlikli) va o'zgarmas amplitudali to'lqin monoxromatik to'lqin deb ataladi. Kogerent to'lqinlarga boshqacha ham tarif berish ham mumkin. Ikki yoki undan ortiq to'lqinlarning tebranish chastotasi bir xil va faza farqlari doimiy bo'lsa, bunday to'lqinlar kogerent to'lqinlar deb ataladi.

Demak, ixtiyoriy yorug'lik manbaidan sochilayotgan yorug'lik monoxromatik ham, kogerent ham emas. Shuning uchun ikkita yorug'lik manbaidan, masalan ikki elektr lampochkasidan interferentsiya hosil bo'lmaydi.

Bunga sabab yorug'lik manbaining xar bir atomi bir-biriga bog'liq bo'lmagan mustaqil holda qisqa vaqt ($\tau = 10^{-8}$ s) davomida yorug'lik sochadi. Qandaydir vaqtdan so'ng atom yana qo'zg'olgan holga kelib u yana yorug'lik sochishi mumkin, lekin bu yorug'lik boshqa boshlang'ich fazada bo'ladi. Shunday qilib, ikki mustaqil yorug'lik manbaidan sochilayotgan yorug'lik to'lqining fazasi xar bir nurlanish jarayonida o'zgarib turgani uchun ular kogerent emas. Faqat atomdan $\tau = 10^{-8}$ s vaqt oralig'ida sochilgan yorug'lik to'lqini taxminan o'zgarmas faza va amplitudaga ega bo'lishi mumkin. Demak, atomlar to'xtab-to'xtab, qisqa vaqtli impulsar – to'lqin bo'laklari ko'rinishida yorug'lik chiqaradi.

Har qanday monoxromatik bo'lmagan yorug'likni bir –biri Bilan almashib turuvchi garmonik to'lqin bo'laklarining to'plamidan iborat deb qarash mumkin. Xar bir to'lqin bo'lagining uzunligi nurlanish davomiyligi τ ga bog'liq holda fazoda chekli uzunlikga ega. Masalan vakuumda OX o'qi yo'nalishida tarqalayotgan to'lqin bo'lagining uzunligi $\Delta x = s \tau$ bo'ladi, yani u 1-10 metrni tashkil qiladi. Bu masofani kogerentlik uzunligi deb ham

ataladi. To'liqinni taxminan π fazaga o'zgarishi uchun ketgan vaqt bilan aniqlanuvchi to'liqin bo'lagining davomiyligiga kogerentlik vaqti deyiladi.

Yuqoridagilardan interferentsiya kuzatilishi uchun yorug'likning optik yo'l farqi uning kogerentli uzunligidan qisqa bo'lishi kerakligi ma'lum bo'ladi. Ikki yorug'lik manbaining interferentsiyasini kuzatishga imkon beruvchi o'lchami va o'zaro joylashishiga fazofiy kogerentlik deyiladi.

Yorug'lik to'liqinini tavsiflash uchun garmonik tebranishlarning $x=A\cos(\omega t+\varphi)$ ko'rinishdagi teglamlasidan foydalanamiz. Bu erda x - deganda E , N tushiniladi. Aytaylik, ikki monoxromatik kogerent $x_1=A_1\cos(\omega t+\varphi_1)$ va $x_2=A_2\cos(\omega t+\varphi_2)$ to'liqlar bir birining ustiga tushsin. Natijaviy tebranish amplitudasi

$$A_2 = A_{21} + A_{22} + 2A_1 A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1).$$

To'liqlar kogerent bo'lganligi uchun intensivlik amplitudaning kvadratiga proporsional $I \sim A_2^2$ va

$$I = I_1 + I_2 + 2\cos(\varphi_2 - \varphi_1).$$

formula bilan aniqlanadi.

Fazoning $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) > 0$ shart bajariladigan nuqtalarida $I > I_1 + I_2$ bo'ladi. $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) < 0$ bo'lgan nuqtalarda $I < I_1 + I_2$. Spunday 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 intenferentsiyasi deb ataladi.

Kogerent bo'lmagan to'liqlar uchun $\varphi_2 - \varphi_1$ uzluksiz o'zgarib turadi va shuning uchun $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ ning vaqt bo'yicha o'rtacha qiymati nolga teng va natijali to'liqinning intensivligi hamma erda bir xil bo'ladi. va $I_1 = I_2$ bo'lganda $I = I_1$ bo'ladi (kogerent to'liqlar uchun bu holda maksimumda $I = 4 I_1$, minimumlarda $I = 0$).

Kogerent yorug'lik to'liqlari olish uchun bitta manba nurlantirayotgan to'liqinni ikkiga bo'lish usuli ishlatiladi. Bunda to'liqlar turli optik yo'lni o'tganlaridan so'ng qo'shiladilar va intenferentsion manzarani hosil qiladilar.

Aytaylik, 0 nuqtada to'liqin ikkita kogerent to'liqiga ajratilyapti. Intenferetsion manzara kuzatilayotgan M nuqtaga borguncha n_1 sindirish ko'rsatkichli muhitda birinchi to'liqin S_1 yo'l o'tdi, ikkinchi to'liqin n_2 sindirish ko'rsatkichli muhitda S_2 yo'l o'tdi. Agar 0 nuqtada tebranish fazasi ωt bo'lsa, M nuqtada birinchi to'liqin tenglamasi $A_1 \cos \omega(t - S_1/v_1)$, ikkinchi to'liqin tenglamasi $A_2 \cos \omega(t - S_2/v_2)$, bo'ladi; bu erda $v_1 = s/n_1$, $v_2 = s/n_2$ - birinchi va ikkinchi to'liqlarning fazaviy tezliklari.

Ikki kogerent to'liqlar uchun faza farqi quyidagicha aniqlanadi:

$$\delta = \omega$$

(λ_0 -vakuumdagi to'liqin uzunligi). Yo'lning geometrik uzunligi S ning muhit sindirish ko'rsatkichi n ga ko'paytmasi nS yo'lning optik uzunligi L , $\Delta = L_2 - L_1$ esa yo'lning optik farqi deyiladi.

Agar yo'lning optik farqi vakuumdagi to'liqinning butun sonlariga

$$\Delta = \pm m \lambda_0 \quad (m=0, 1, 2, \dots) \quad (1.1)$$

teng, ya'ni $\delta = \pm 2m\pi$ bo'lsa, M nuqtada qo'zg'alayotgan tebranishlar bir xil fazada bo'ladi; (1.1) interferentsion maksimum sharti deb ataladi.

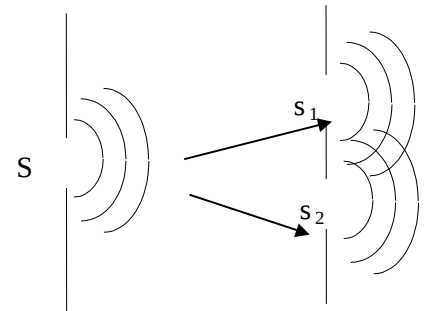
Yo'lning optik farqi

$$\Delta = \pm (2m+1) \lambda_0 \quad (m=0, 1, 2, \dots) \quad (1.2)$$

bo'lsa, $\delta = \pm(2m+1)\pi$ bo'ladi va M nuqtadagi to'liqin fazalari qarama-qarshi bo'ladi; (1.2) intenferentsion minimum sharti deyiladi.

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

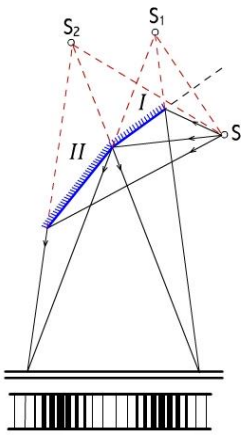
Yung usuli. Bunda ikkita kichik tirqishi bo'lgan ekran yordamida yorug'likni ikkiga ajratiladi (1.3-rasm). S yorug'lik manbai ekranning tirqishlarida yorug'likning S_1 va S_2 ikkilamchi manbalarini hosil qiladi. Asosiy S manba nurlanayotgan to'liqlarining fazalari ham shunga mos holda xuddi shunday o'zgaradi, ya'ni S_1 va S_2 manbalar nurlanayotgan to'liqlarda fazalar ayirmasi hamma vaqt o'zgarishsiz qoladi - bu manbalar kogerent bo'ladi.



1.3-rasm.

Frenel ko'zgulari. Kogerent manbalar hosil qilishning ikkinchi - usuli bir-biriga 1800 ga yaqin α burcha ostida o'rnatilgan 2 ta yassi ko'gudan yorug'likning qaytishiga asoslangan (1.4-rasm). Bu tizimda yorug'likning S asosiy manbaining S_1 va S_2 tasvirlari kogerent manbalar bo'ladi.

Frenel biprizmasi ikkita bir xil, sindirish burchaklari kichkina bo'lgan va asoslari birlashtirilgan prizmalardan iborat (1.5-rasm). S manbadan tarqalgan nur prizmalarda sinib, S_1 , S_2 manbalardan chiqayotgan kogerent nurlardek tarqaladi. Ekranda bu kogerent nurlar qo'shilib intenferentsiya hosil bo'ladi.



1.4-rasm

S_1 va S_2 kogerent (1.6-rasm) manbalar hosil qilayotgan va R nuqtada ko'shilayotgan yorug'lik to'liqlarining intenferentsiyasini ko'raylik. Agar nurlar yo'lining ayirmasi $\Delta\ell = S_1R - S_2R$ ga to'liqlarning butun soni joylashsa, ya'ni

$$\Delta\ell = n\lambda = 2n\lambda/2 \quad (n=0,1,2,3, \dots) \quad (1.3)$$

bo'lsa, R nuqtada yorug'likning maksimumi hosil bo'ladi.

Agar toq sonidagi $\lambda/2$ lar joylashsa, ya'ni

$$\Delta\ell = (2n+1)\lambda/2 \quad (1.4)$$

bo'lsa, R nuqtada yorug'likning minimumi hosil bo'ladi.

Endi monoxromatik yorug'likning S_1 va S_2 kogerent manbalarining ekranda hosil qilgan intenferentsiya manzarasi qanday bo'lishini aniqlaylik. Bu manbalar orasidagi masofa d, manbalardan ekrangacha bo'lgan masofa L bo'lsin, shu bilan birga $d \ll L$ (1.6-rasm) bo'lsin.

S_1 va S_2 lardan barobar uzoqlikdagi 0 nuqtadan intenferentsiya maksimumlari kuzatiladigan nuqtalargacha bo'lgan x masofani aniqlaylik.

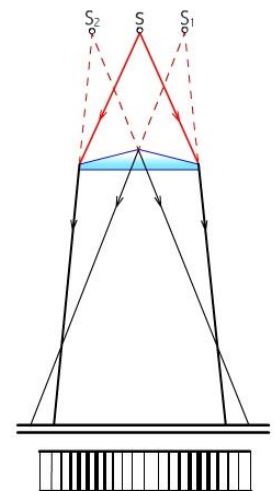
RS_1 va RS_2 to'g'ri burchakli uchburchaklardan

$$RS_{12} = L_2 + (x+d/2)^2,$$

$$RS_{22} = L_2 + (x-d/2)^2,$$

bundan $RS_{12} - RS_{22} = 2xd$.

Biroq



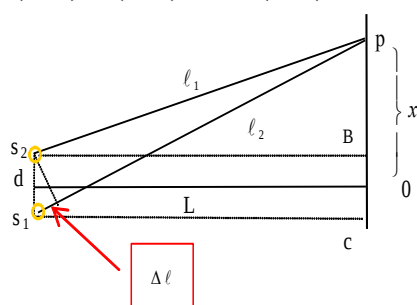
1.5-rasm

$$RS_1 - RS_2 = \Delta\ell, \quad RS_1 + RS_2 \approx 2L,$$

demak, $\Delta\ell/2L = 2xd$, bundan

$$x = L\Delta\ell/d. \quad (1.5)$$

(1.3), (1.4) va (1.5) formulalarni nazarga olib, yorug'lik maksimumlari 0 nuqtadan



1.6-rasm

$x = n\lambda L/d$ masofalarda hosil bo'lishini, minimumlari esa $x = (2n+1)\lambda L/2d$ masofada hosil bo'lishini aniqlaymiz. 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

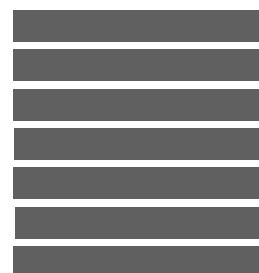
$$\Delta x = \lambda L/d \quad (1.6)$$

ga teng bo'ladi.

Shunday qilib, yorug'likning ikki kogerent manbalari ekranda hosil qilgan interferentsiya manzarasi yorug' va qorong'i yo'llarning navbatlashib joylashishidan iborat bo'ladi (1.7-rasm). Bu manzara yorug'likning nuqtaviy manbalari o'rniga parallel joylashgan tor tirqishlardan foydalanilganda ayniqsa aniq hosil bo'ladi.

(1.6) formulaga ko'ra, Δx masofa d ga teskari proportsional. S_1 va S_2 yorug'lik manbalari orasidagi masofa katta bo'lganda interferentsiya yo'llari orasidagi masofa ajratib bo'lmaydigan darajada kichik bo'lishi mumkin. Shuning uchun aniq interferentsiya manzarasi hosil qilish uchun bir-biridan mumkin qadar kichik masofada joylashgan yorug'lik manbalaridan foydalanish kerak ($d \ll L$).

(1.6) formulaga asosan yorug'lik to'lqinining uzunligi λ ni d , L va Δx kattalikning o'lchangan qiymatlariga ko'ra tajribada aniqlash mumkin.

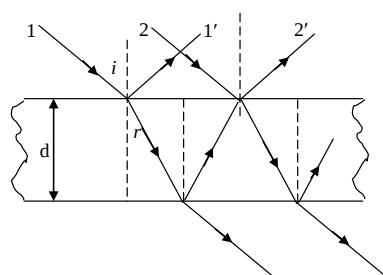


1.7-rasm

Monoxromatik bo'lmagan, masalan, oq yorug'likdan foydalanilganda interferentsiya maksimumlari (1.6) formulaga muvofiq, har bir to'lqin uzunligi uchun bir-biriga nisbatan siljigan bo'ladi. Natijada hamma yorug'lik yo'llari kamalak rangiga ega bo'lib qoladi.

4. Yupqa pardalardagi yorug'lik intenferentsiyasi. Nyuton xalqalari.

Yupqa shaffof plastinkaga 1, 2 nurlar tushayotgan bo'lsin. (1.8-rasm). Sindirish ko'rsatkichi n bo'lgan muhitda yorug'lik to'lqini vakuumdagiga nisbatan n marta kichik



1.8-rasm

tezlik bilan ($u=c/n$) tarqaladi. Shuning uchun vakuumda yorug'lik to'lqini 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'lqini optik zichligi kichikroq muhit bilan optik zichligi kattaroq muhit chegarasidan qaytganda uning fazasi π ga o'zgaradi. Plastinkaning ustki va ostki tekisliklaridan qaytgan nurlarningg interferentsiyalashishi

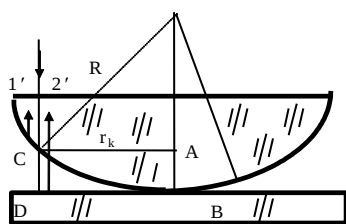
natijasida yorug'lik intensivligining maksimumi,

$$(k=0,1,2, \dots) \quad (1.7)$$

shart bajarilganda, minimumi esa

$$(k=0,1,2, \dots) \quad (1.8)$$

shart bajarilganda kuzatiladi. Maksimum sharti bajarilganda plastinka yuzining barcha qismi λ_0 to'liqin uzunlikli nurning rangiga bo'yalgandek ko'rinadi.



1.9-rasm

Nyuton xalqalari. Monoxromatik yorug'lik dastasi shaffof plastinka sirtiga qabariq tomoni bilan qo'yilgan linzaning tekis sirtiga normal tushayotgan bo'lsin (1.9-rasm). Shu nurlardan biri - birinchi nur S nuqtaga etib 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, interferentsiyalashadi. Natijada kontsentrisk xalqalar kuzatiladi bu xalqalar Nyuton xalqalari deb ataladi. Yorug' halqalarining radiuslari

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

ifoda bilan, qorong'i halqalarning radiuslari esa

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

ifoda bilan aniqlanadi.

5. Interferentsiyaning qo'llanilishi va interferometrlar.

Ma'lumki, temperatura o'zgarishb bilan jismlarni o'lchami ham o'zgaradi.

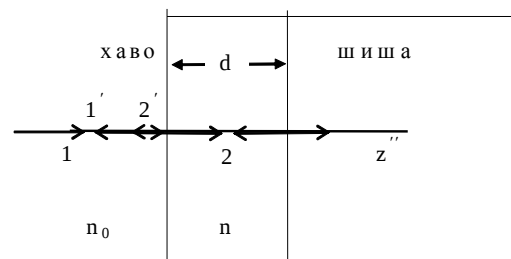
Temperaturaning kichik o'zgarishlarida jismlar o'lchamining o'zgarishi ham juda kichik bo'ladi. Bunday kichik o'zgarishlarni oddiy mikrometrlar bilan aniq o'lchab bo'lmaydi.

Bundan tashqari temperatura o'zgarishi bilan jismlarning (masalan, gaz, suyuq va qattiq holatdagi moddalarning) nur sindirish ko'rsatkichi ham o'zgaradi.

Optik asboblarning (durbin, mikroskop, fotoapparat va boshqalar) oboektivlari sirtidan yorug'likni qaytishi natijasida ularning optik kuchi kamayadi.

Yuqorida keltirilgan muammolarni xal qilishda yorug'lik interferentsiyasidan foydalaniladi.

Yorug'lik interferentsiyasi optik asboblarning sifatini yaxshilash (optikani ravshanlantirish) va qaytaruvchi qatlamlar olish uchun ham qo'llaniladi. Hozirgi oboektivlarda ko'plab linzalar bo'ladi, shuning uchun ularda yorug'likning qaytishi va demak yorug'lik oqimining isrofi ko'p bo'ladi. Bularni yo'qotish uchun linza sirtiga sindirish ko'rsatkichi linza moddasining sindirish ko'rsatkichidan kichik bo'lgan yupqa qatlam qoplanadi (1.10-rasm).



1.10-rasm

Xavo-qatlam va qatlam-shisha chegaralarida yorug'likning qaytishi tufayli 1' va 2' kogerent nurlarning interferentsiyasi ro'y beradi. Qatlam qalinligi d, sindirish ko'rsatkichi n va shishaning sindirish ko'rsatkichi n_2 ni shunday tanlab olish mumkinki, interferentsiyalanuvchi nurlar bir-birini

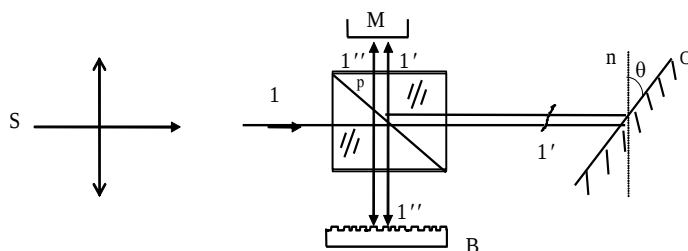
so'ndirsin. Bunning uchun ularning amplitudalari teng, optik yo'l farqi $(2m+1)\lambda_0/2$ ga teng bo'lishi kerak. Hisoblarning ko'rsatishicha $n=\sqrt{n_2 n_0}$ bo'lganda amplitudalar teng bo'lar ekan, $n_2 > n > n_0$ bo'lganligi uchun ikkala sirtida yarim to'liqin uzunligi yo'qotiladi va yorug'lik tik tushganda,

$$2nd = (2m+1)\lambda_0$$

bo'ladi. Bu erda nd - qatlamning optik qalinligi. Odatda $m=0$, $nd = \lambda_0/4$. Shunday qilib, qatlamning optik qalinligi $\lambda_0/4$ ga teng bo'lganda, interferentsiya natijasida qaytgan nurlarning so'nishi va o'tgan nurlar intensivligining ortishi kuzatiladi. Optik sistemaning ravshanlashuvi ana shundan iborat.

Interferentsiya manzarasi interferentsiyalanuvchi to'qinlarning yo'llari ayirmasiga juda sezgir bo'ladi: yo'llar ayirmasining kichik o'zgarishlaridan uzunliklar va burchaklarni aniq o'lchash uchun, shuningdek, shaffof muhitlarning sindirish ko'rastkichlarini aniqlash uchun ishlatiladigan asboblarda foydalanish mumkin. Sanoatda interferometrlar metall va boshqa silliqlangan sirtlarning sifatini (silliqligini) tekshirishda keng qo'llaniladi.

Sirtning mikroskopik notekisliklarini payqash va o'lchash uchun ishlatiladigan Linnik mikrointerferometrlarining ishi misolida interferometrlar bilan tanishaylik.



1.11-rasm

Monoxromatik yorug'lik nurlarining (to'lqin uzunligi λ) S dastasi yarim shaffof R qatlamga (shisha kub diagonal kesimiga surtilgan yupqa kumush qatlamga) tushadi (1.11-rasm).

Bu nurlardan birining yo'lini ko'raylik. Yarim shaffof qatlamda 1 nur "ikkiga ajraladi": qisman qatlam orqali

o'tadi va S ko'zguga tushadi. ($1'$ nur), qisman esa qaytadi va tekshirilayotgan V 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 interferentsiyalanadi, ularning interferentsiya manzarasi mikroskopning ko'rish maydonida ko'rinib turadi.

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR

2. Yorug'lik nurlarining monoxromatikligi va kogerentligini qanday tushunasiz
3. Yorug'lik interferentsiyasini tushuntirib bering.
4. Yorug'lik interferentsiyasini kuzatishning qanday usullarini bilasiz
5. Yupqa qatlamlardagi interferentsiya hodisasini tushuntiring.
6. Ikki kogerent manbadan kelayotgan nurlarning yo'l farqi nimalarga bog'li
7. Nyuton xalqalari qanday hosil bo'ladi
8. Qorong'u va yorug' xalqalar radiusi qanday topiladi
9. Muhitning nur sindirish ko'rsatkichi yorug'lik to'lqin uzunligiga qanday ta'sir qiladi
10. Nima maqsadda optik asboblarning oboektiv sirtiga yupqa dielektrik qoplanadi
11. Interferometrlarning ishlash printsipini tushuntiring.

ADABIYOTLAR

1. Axmadjonov O.I., Fizika kursi, 3 t. O'qituvchi 1988.
2. Trofimova T.I., Kurs fiziki, M., Vqsshaya shkola, 2000.
3. Savel'ev I.V., Kurs obshey fiziki, t. 3, M., Nauka, 2000.
4. Gribov L.A., Prokof'eva N.I. Osnovi fiziki, Gardarika. M., 1998.
5. Morozova V.A., Marenkin S.F., Koshelev O.G., Mironov A.G. Osobennosti rasprastraneniya sveta v ZnAs_2 . Vestnik MGU. Ser.3 Fizika. Astronomiya, t.39, №6, s.62-63, 1998. <http://semiconductors/hys/msu/su/ubl/list98/html>.

2- ma'ruza. YORUG'LIK DIFRAKTSIYASI

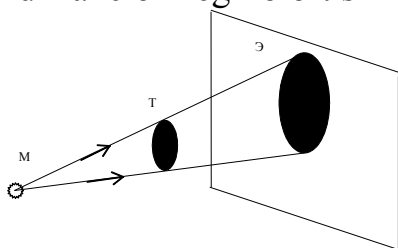
Reja:

1. Yorug'lik difraktsiyasi. Gyuygens-Frenel printsipli. Difraktsiyani Frenel zonalari usuli bilan tushuntirish.
2. Frenel va Fraungofer difraktsiyalari. Difraktsion maksimum va minimumlar. Difraktsion panjaradan difraktsiya. Difraktsion panjara – spektral asbob sifatida.
3. Kristallarning fazoviy panjarasidan rentgen nurlari difraktsiyasi. Vulf- Bregglar formulasi.
4. Golografiya haqida ma'lumot.

Tayanch so'z va iboralar: Yorug'lik difraktsiyasi, Gyuygens-Frenel prinsipi, Fraungofer difraktsiyasi, Frenel difraktsiyasi, Frenel zonalari, bir tirqishdan difraktsiya, ikki va ko'p tirqishlardan difraktsiya, maksimum va minimumlar shartlari, difraktsion panjara, Rentgen nurlari difraktsiyasi, golografiya, gologramma.

1. Yorug'lik difraktsiyasi. Gyuygens-Frenel printsipli. Difraktsiyani Frenel zonalari usuli bilan tushuntirish.

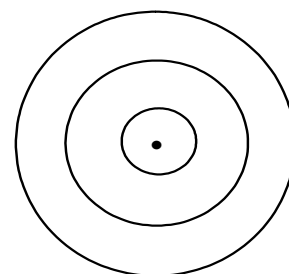
Yorug'lik difraktsiyasi deb ataladigan hodisada, yorug'lik nurlari shaffofmas to'siqlardan egilib o'tib geometrik soya sohaga kirib boradi. Difraktsiya so'zi lotincha “difrakcio” “egilib o'tish” dan olingan.



2.1-rasm

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 (2.1-rasm).

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 kontsentrik xalqachalar (2.2-rasm) kuzatiladi.



2.2-rasm

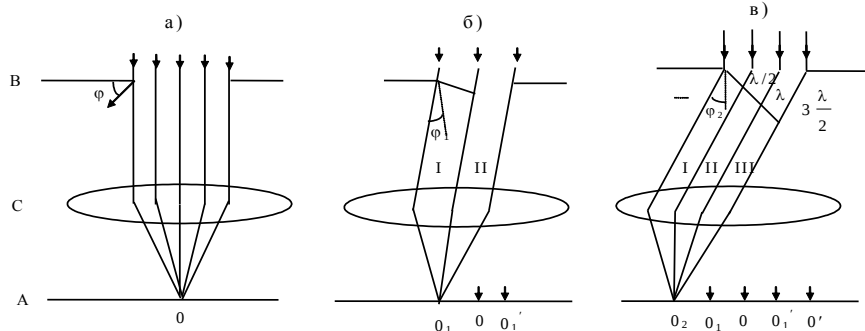
Gyuygens printsipliga assan, to'lqin frontining har bir nuqtasini ikkilamchi to'lqinlarining manbalari deb xisoblash mumkin. Frenel uni to'ldirib, bu ikkilamchi to'lqinlarning manbalarini kogerent manbalar deb va fazoning ixtiyoriy nuqtasidagi tebranish bu nuqtaga etib kelgan ikkilamchi kogerent to'lqinlar interferentsiyalanishining natijasi deb qarash lozimligini aytib o'tadi.

2. Frenel va Fraungofer difraktsiyalari. Difraktsion maksimum va minimumlar.

Difraktsion panjaradan difraktsiya. Difraktsion panjara – spektral asbob sifatida. Difraktsiya hodisalari ikki sinfga bo'linadi. To'siqqa tushayotgan nurlar parallel dastasini hosil qilgan va difraktsion manzara manbadan cheksizlikda mujassamlashgan holdagi hodisalarni Fraungofer tekshirgan. Shuning uchun bu hodisalar Fraungofer difraktsiyasi deyiladi. To'siqqa tushayotgan yorug'likning to'lqin fronti sferadan iborat bo'lgan va

kuzatish nuqtasi chekli masofada joylashgan holdagi difraktsiyani Frenel o'rgangan. Shuning uchun bu sinfga oid hodisalar Frenel difraktsiyasi deyiladi.

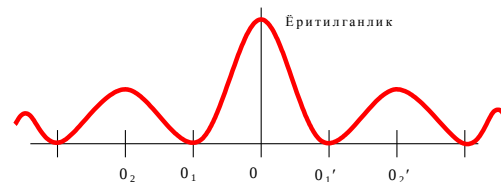
a). Bir tirqishdan bo'ladigan difraktsiya. To'g'ri to'rtburchakli tor tirqishli V ekranga parallel monoxromatik nurlar dastasi ekranga normal holda tushayotgan bo'lsin. Tirqishdan dastlabki yo'nalishda o'tayotgan barcha nurlar S linza yordamida linzaning fokal tekisligida joylashgan A ekrannning 0 nuqtasiga to'planadi. Bu barcha nurlar o'rtasidagi yo'l ayrimasi 0 ga teng bo'ladi (2.3 (a)-rasm). 0 nuqta orqali tirqishga parallel yorug' yo'l o'tadi.



2.3-rasm

difraktsiyalanuvchi nurlar dastasini ko'raylikki, dastaning chekka nurlari orasidagi yo'l ayirmasi $\Delta\ell$ yorug'lik to'lqinining uzunligiga teng bo'lsin: $\Delta\ell = 2\lambda/2$ bunda butun dastani Frenel zonalar deb ataluvchi shunday I va II zonalar ajratish mumkin, bu zonalar uchun I zonaning har bir nuri bilan II zona mos nurining yo'l ayirmasi $\lambda/2$ ga teng bo'ladi. Linza yordamida 01 nuqtadan o'tgan to'g'ri chiziqda to'plangan bu nurlar interferentsiyalanadi va bir-birini so'ndiradi. Natijada 01 orqali qorong'i yo'l - difraktsiya minimumi o'tadi (bu hol 01 ga simmetrik bo'lgan 0'1 da ham ro'y beradi) (2.3 (b)-rasm).

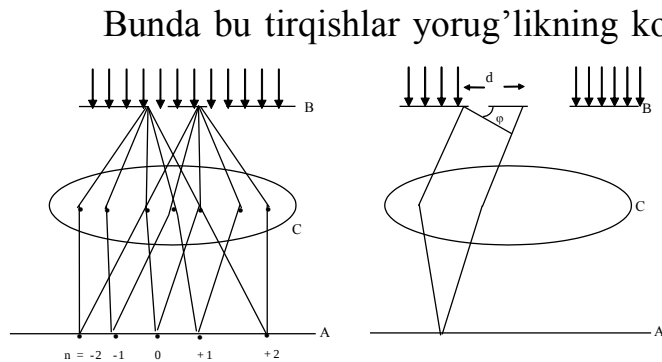
$\varphi = \varphi_2$ burchak ostida difraktsiyalanuvchi nurlar dastasinining chekka nurlar orasidagi $\Delta\ell$ yo'l ayirmasi $3\lambda/2$ ga teng bo'lsin (2.3(v)-rasm). Bu holda butun dastani uchta I, II, III Frenel zonalariga ajratish mumkin. Ikki qo'shni zonaning (I, II) bir-birini so'ndirishi tushunarli (chunki bu zonalar nurlari orasidagi yo'l ayirmasi $\lambda/2$ ga teng) III zona esa so'nmaydi va 02 nuqtadan o'tuvchi chiziqda difraktsiya maksimumini beradi. 02 nuqtaga simmetrik bo'lgan 02' nuqtadan o'tuvchi to'g'ri chiziqda ham shunday maksimum paydo bo'ladi. 02 va 02' maksimumlarning yoritilganligi 0 maksimumning yoritilganligidan ancha kam bo'ladi.



2.4-rasm

Shunday qilib, Frenel zonalarining toq soniga mos burchaklar bilan difraktsiyalanuvchi nurlar dastasi ekranda difraktsiya maksimumlarini hosil qiladi, Frenel zonalarining juft soniga mos burchaklar bilan difraktsiyalanuvchi nurlar dastasi difraktsiya minimumlar hosil qiladi. Bu maksimumlarni hosil qiluvchi nurlarning difraktsiya burchaklari ortishi bilan maksimumlarni yoritilganligi kamayadi. Natijada bir tirqishdan hosil qilinadigan difraktsiya manzarasi markazi yorug' yo'ldan har ikki tomonda simmetrik joylashgan qorong'i va yorug' yo'llarning navbatlashib joylashishidan iborat bo'ladi (2.4-rasm).

b). Ikki va ko'p parallel tirqishlardan hosil bo'lgan difraktsiya. Parallel monoxromatik nurlar dastasi bir-biridan d masofada joylashgan ikkita parallel tirqishi bo'lgan V ekranga perpendikulyar tushayotgan bo'lsin (2.5-rasm).



2.5-rasm

Bunda bu tirqishlar yorug'likning kogerent manbalari bo'lib qoladi. Agar V ekran orqasida S yig'uvchi linza qo'yilgan bo'lsa, u holda linzaning fokal tekisligida joylashgan A ekranda difraktsiya manzarasi vujudga keladi, bu difraktsiya manzarasi ikki jarayonning, ya'ni yorug'likning har bir ayrim tirqishdan interferentsiyasi natijasidir. Biroq bu manzaraning asosiy xususiyatlari ko'proq ikkinchi jarayon bilan aniqlanadi.

2.5 - rasmdagi ikki parallel nurlar yo'llarining ayirmasi $\Delta \ell = d \sin \varphi$. Agar bu ayirma $d \sin \varphi = n \lambda$ shartni qanoatlantirsa, ekranda interferentsion maksimum kuzatiladi. Agar

$$d \sin \varphi = (2n + 1) \lambda / 2$$

bo'lsa, interferentsion minimum kuzatiladi.

Maksimumlarning mumkin bo'lgan soni, $\sin \varphi \leq 1$ ligidan maksimumlar soni

$$n \leq d / \lambda$$

bo'ladi.

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

3. Kristallarning fazoviy panjarasidan rentgen nurlari difraktsiyasi.

Vulf- Breglar formulasi.

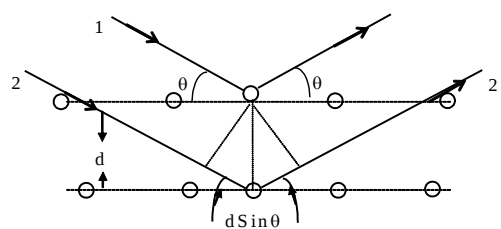
Difraktsion manzara kuzatilishi uchun panjara doimiysi va to'lqin uzunliklarining tartibi bir xil bo'lishi kerak. Kristallarning panjara doimiysi $\sim 10^{-10} \text{ m}$ va shuning uchun ko'rinadigan yorug'lik ($\lambda \approx 5 \cdot 10^{-7} \text{ m}$) uchun ularda difraktsiya kuzatilmaydi. Nemis fizigi M.Laue kristallarda difraktsiyani rentgen nurlari ($\approx 10^{-12} - 10^{-8} \text{ m}$) da kuzatish mumkinligini birinchi bo'lib ko'rsatdi.

Monoxromatik rentgen nurlari dastasi (1,2) θ - sirpanish burchagi ostida kristallga tushmoqda va 1', 2' ikkilamchi to'lqin sifatida tarqalmoqda va interferentsiyalanmoqda.(2.6-rasm).

Difraktsion maksimumlar quyidagi

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

shart bajarilganda kuzatiladi. Bu ifodadan foydalanib, kristallarning atom tekisliklari orasidagi masofa (d) ni aniqlash mumkin (rentgenostrukturaviy tahlil). Bu usul elektronlar va neytronlardan foydalanib amalga oshirilishi mumkin (elektronografiya,



2.6-rasm

neytronografiya). d , θ va m ni bilgan holda yorug'lik to'liqin uzunligi λ ni aniqlash mumkin.

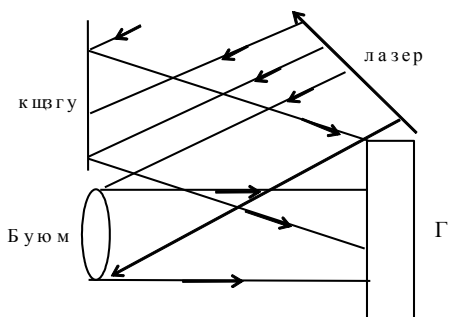
4. Golografiya faqida ma'lumot.

Golografiya grekcha “holo” “to'liq”, “grarc”, “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'liqin frontini fotoplastinkaga qayd qilish (yozib olish), so'ng buyumning tasvirini vujudga keltirish maqsadida bu frontni tiklashdan iborat.

Fotografiyada yoritilgan oboektning ayrim nuqtalaridan qaytgan nurlar fotoplastinka yoki fotoplyonka tekisligining ayrim nuqtalariga oboektiv 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 hech taosiri yo'q. Vaholanki, fazalar orasidagi munosabat buyumning ayrim nuqtalarini fotoplastinkadan uzoqliklariga bog'liqdir.

Demak, buyumdan qaytgan nurlarning faqat amplitudalarinigina emas, balki



2.7-rasm

fazalarini ham fotoplastinkada qayd qilish usulini topish lozim. Bu usul golografiyadir. Golografiya to'liqin optikasining asosiy qonunlari - interferentsiya va difraktsiya qonunlaridan foydalanish asosida vujudga keldi.

Kogerent yorug'lik dastasi ikkiga ajratilib (2.7-rasm), uning bir qismi buyum (B) dan qaytib fotoplastinka (G) ga tushadi. Bu to'liqinni signal to'liqin yoki buyum to'liqin deyiladi. Ikkinchi qismi esa qaytargich plastinka (K) dan qaytib fotoplastinkaga tushadi. Uni tayanch to'liqin deyiladi. Bu ikki guruh kogerent to'liqlar fotoplastinkada qo'shilib interferentsion manzara hosil qiladi. Fotoplastinkaga ishlov berilgandan so'ng oshkor bo'ladigan bu interferentsion manzara gologramma deyiladi. Gologrammada buyumdan qaytgan to'liqlarda, ya'ni buyum to'liqlarining amplituda hamda fazalari to'g'risidagi axborotlar qayd qilingan. Haqiqatan, buyum va tayanch to'liqlarning fazalari bir xil bo'lsa, bu to'liqlarning amplitudalari qo'shiladi. Shuning uchun pozitiv gologrammaning bunday nuqtalari shaffofroq (negativ gologrammada esa xiraroq) bo'ladi. Buyum va tayanch to'liqlar fazalari mos bo'lmagan tarzda etib kelgan gologrammada nuqtalar esa qorong'iroq bo'ladi.

Tasvirni tiklash uchun gologramma avvalgi holatiga joylashtiriladi va uni “tayanch” signal bilan yoritiladi va buyumning nusxasi tiklanadi.

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR

1. Yorug'lik difraktsiyasi hodisasini so'zlab bering.
2. Gyuygens-Frenel printsiplini qanday tushunasiz?
3. Frenel zonolari nima?
4. Difraktsion panjara qanday tayyorlanadi?
5. Difraktsion panjara doimiysi nima?
6. Difraktsion panjaradagi difraktsiyani izohlab bering.
7. Qanday shart bajarilganda difraktsion panjarada yorug'lik maksimumlari kuzatiladi?
8. Rentgen nurlari difraktsiyasini tushuntiring.
9. Vulf-Bregglar formulasidan nimalarni aniqlash mumkin?
10. Golografiya nima?

ADABIYOTLAR

1. Axmadjonov O.I., Fizika kursi, 3 t. O'qituvchi 1988.
2. Trofimova T.I., Kurs fiziki, M., Vishaya shkola, 2000.
3. Savelg'ev I.V., Kurs obsh'ey fiziki, t. 3, M., Nauka, 2000.
4. Gribov L.A., Prokof'eva N.I. Osnovi fiziki, Gardarika. M., 1998.
5. Dnerovskiy V., Zhukov E. Strong Dynamic Optical Nonlinearities of Semiconductor Quantum Wires. hys. 1998. <http://semiconductors.hys.msu.ru/ubl/list98.html>.

3 – ma'ruza. YORUG'LIKNING MUHIT BILAN O'ZARO TA'SIRI. YORUG'LIKNING QUTUBLANISHI

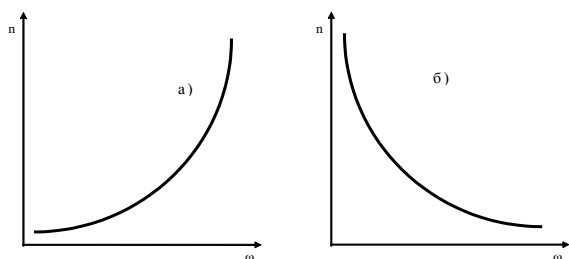
Reja:

1. Yorug'lik dispersiyasi. Normal va anomal dispersiyalar. Dispersiyaning elektron nazariyasi.
2. Yorug'likning yutilishi. Buger qonuni.
3. Vavilov - Cherenkov nurlanishi. Doppler effekti.
4. Tabiiy va qutblangan yorug'lik. Qutublovchi asboblari. Malyus qonuni.
5. Yorug'likni ikki dielektrik chegarasidan qaytishda va sinishda qutblanishi. Bryuster qonuni. Nurning ikkilanib sinishi. Kristallooptika elementlari.
6. Elektrooptik va magnitooptik hodisalar.
7. Yorug'likning sochilishi. Nochiziqli optika elementlari.

Tayanch so'z va iboralar: yorug'lik dispersiyasi, normal dispersiya, anomal dispersiya, dispersiyaning elektron nazariyasi, Buger qonuni, yutilish koeffitsienti, Vavilov-Cherenkov hodisasi, Doppler effekti, yorug'likning qutblanishi, tabiiy va qutblangan yorug'lik, qutblanish darajasi, Bryuster burchagi, ikkilanib sinish, izotrop va anizotrop muhit, oddiy va ayrioddiy nur, Malyus qonuni, qutblagichlar, sunoiiy optik anizotropiya, qutblanish tekisligining burilishi, Faradey effekti, yorug'likning sochilishi, nochiziqli optika, o'z-o'zidan fokuslanish, optik garmonikalarni generatsiyalash.

1. Yorug'lik dispersiyasi. Normal va anomal dispersiyalar. Dispersiyaning elektron nazariyasi.

Moddalar sindirish ko'rsatkichining yorug'lik to'lqin uzunligiga (chastotasiga) bog'liqligi yorug'lik dispersiyasi deb ataladi.



3.1-rasm

bunday dispersiya normal dispersiya deyiladi.

Chastota ortishi bilan moddaning sindirish ko'rsatkichi ham ortsa, ya'ni $\frac{\Delta n}{\Delta \omega} > 0$, bo'lsa bu moddadagi yorug'likning dispersiyasini normal dispersiya deyiladi (3.1(a) - rasm). Agar chastota ortishi bilan moddaning sindirish ko'rsatkichi kamaysa (3.1(b) - rasm), u holda $\frac{\Delta n}{\Delta \omega} < 0$ bo'lsa,

Ba'zi moddalarda ham normal, ham anomal dispersiyalar kuzatiladi.

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 taosirida tebranma harakatga keladi. Yorug'lik to'lqinlarning tebranishlari $\sim 10^{15}$ Gts chastotalarda sodir bo'ladi. Elektromagnit maydonning bunchalik tez o'zgarishini massalari etarlicha kichik bo'lgan elektronlarga sezishga ulguradi. Shuning uchun yorug'lik to'lqinining jismga taosirini hisoblashda yorug'likning elektronga taosirini hisoblash bilan chegaralanilsa bo'ladi.

Elektromagnit to'lqin jismdan o'tayotganda - e zaryadli har bir elektronga elektr kuchi ($\vec{F}_e = -e\vec{E}$) va Lorents kuchi ($\vec{F}_L = -e[\vec{v}\vec{B}]$) ta'sir qiladi:

$$\vec{F} = \vec{F}_e + \vec{F}_L = -e(\vec{E} + [\vec{v}\vec{B}]) \quad (3.1)$$

$$\vec{F} = -e\vec{E} = -e\vec{E}_0 \cos \omega t \quad (3.2)$$

E_0 $\vec{E}$ ning amplituda qiymati, ω - to'lqinning tsiklik chastotasi. Birinchi yaqinlashishda $\vec{F}$ kuch faqat eng tashqi elektronlarni siljitadi, deb hisoblash mumkin. Lekin bu elektron bilan atomning qolgan qismi orasida kvazielastik kuch mavjudki, u elektronni avvalgi vaziyatiga qaytarishga harakat qiladi. Bu kuch $\vec{x}$ siljishga proporsionaldir:

$$\vec{F}_{эл} = -k\vec{x} \quad (3.3)$$

U holda elektron harakati uchun Nyuton 2-qonunini quyidagicha yozsa bo'ladi:

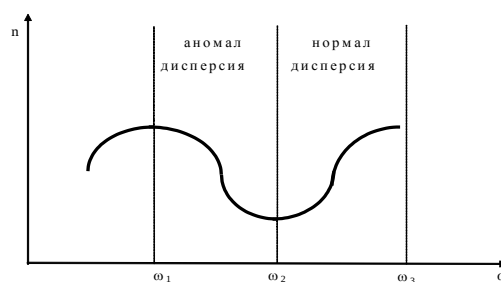
$$\cos \omega t \quad (3.4)$$

$$\cos \omega t, \quad (3.5)$$

Bu tenglamaning echimini

$$x = x_0 \cos \omega t \quad (3.6)$$

ko'rinishda olib, (3.5) va (3.6) dan



3.2-rasm

$$\begin{aligned}
x' &= -x_0 \sin \omega t \cdot \omega, \\
x'' &= -\omega_2 x_0 \cos \omega t, \\
-\omega_2 x_0 \cos \omega t &= -\omega_2 x_0 \cos \omega t - \frac{e}{m} E_0 \cos \omega t, \\
x_0 (\omega_2 - \omega_0^2) &= \frac{e}{m} E_0,
\end{aligned}$$

va nihoyat,

$$x_0 = \frac{\frac{e}{m} E_0}{\omega^2 - \omega_0^2} = -\frac{\frac{e}{m} E_0}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (3.7)$$

ni hosil qilamiz.

Ikkinchidan elektromagnit to'lqin taosirida elektronni siljishi tufayli hosil bo'lgan bunday sistemani elektr dipoli deb qarash mumkin. Bu dipolning elkasi $\vec{x}'$ siljishga teng. Agar xo maksimal siljish bo'lsa, dipol momenti $Re = -ex_0$ ga teng.

Moddaning birlik hajmidagi atomlar sonini N deb belgilasak, qutblanish vektori R ning qiymati

$$P = NR_3 = \frac{N \frac{e^2}{m} E_0}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (3.8)$$

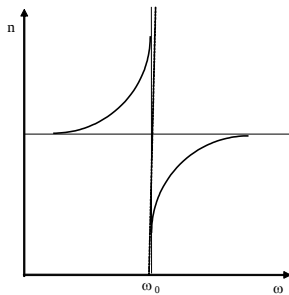
Kuchlanganligi E_0 bo'lgan maydondagi modda uchun R dielektrik singdiruvchanlik (ϵ) bilan quyidagicha bog'langan:

$$R = (\epsilon - 1) \epsilon_0 E_0,$$

U holda (3.8) dan

$$\frac{N \frac{e^2}{m} E_0}{\omega_0^2 - \omega^2} = (\epsilon - 1) \epsilon_0 E_0, \quad (3.9)$$

va 3.9 dan



3.3-rasm

kelib chiqadi.

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

$$\epsilon = 1 + \frac{N \frac{e^2}{m}}{\epsilon_0 (\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (3.10)$$

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}}. \quad (3.11)$$

Moddaning sindirish ko'rsatkichi esa $n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon \mu}$, $\mu = 1$, $n = \sqrt{\epsilon}$.

Demak,

$$n = \sqrt{1 + \frac{N}{\epsilon_0} \frac{\frac{e^2}{m}}{\omega_0^2 - \omega^2}}. \quad (3.12)$$

3.12 formula muhitning nur sindirish ko'rsatkichini yorug'likning aylanma chastotasi ω ga bog'likligini ifodalaydi. Shu formula bilan normal va anomal dispersiyalar tushuntiriladi. Agar moddaga tushayotgan yorug'lik chastotasi elektronning ω_0 xususiy

chastotasiga teng bo'lsa, muhitning nur sindirish ko'rsatkichi keskin kamayib anomal dispersiya kuzatiladi (3.5-rasm).

2. Yorug'likning yutilishi. Buger qonuni.

Moddadan o'tuvchi yorug'lik intensivligi

$$I = I_0 e^{-\chi d} \quad (3.13)$$

qonuniyat bilan kamayib boradi. Bu erda I_0 - tushuvchi yorug'lik intensivligi, d - moddaning qalinligi. Agar $d = 1/\chi$ bo'lsa, $I = I_0/e$ bo'ladi.

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

$$\chi = 1/d.$$

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

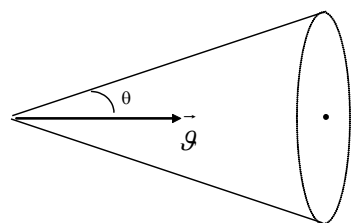
3. Vavilov - Cherenkov nurlanishi. Doppler effekti.

Gamma nurlar suyuqlik orqali o'tganda xavorang tusdagi kuchsizgina nurlanish kuzatiladi (Cherenkov). Gamma nurlar suyuqlik atomlaridan urib chiqargan tez harakatlanuvchi elektronlar bu nurlanishni vujudga keltirishi aniqlandi.

Lekin bu nurlanish elektronlarning tormozlanishi natijasida emasligi ma'lum bo'ldi. Bu nurlanishni Vavilov va Cherenkov tekshirgani uchun Vavilov-Cherenkov nurlanishi deyiladi. Vavilov-Cherenkov nurlanishi ro'y berganda elektronning tezligi yorug'likning shu muhitdagi tezligidan katta bo'ladi, ya'ni

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

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



3.4-rasm

Masalan: Suvga joylashtirilgan Co^{60} izotopidan tarqalayotgan yuqori energyali β - 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 (3.4-rasm). Nurlanish burchagi θ :

$$\cos \theta = c/n = v \quad (3.14)$$

formula bilan aniqlanadi.

Vavilov-Cherenkov nurlanishini hosil bo'lishi zaryadli zarracha muhitdan o'tganda, kuchsiz bog'langan elektronlar siljib, avvalgi holatiga qaytishda elektromagnit to'lqin sochadi. Bu to'lqin kogerent bo'lib interferentsiyalanadi va yuqoridagi 3.14 munosabat aniqlaydigan yo'nalishda tarqaladi.

Vavilov-Cherenkov nurlanishini hosil bo'lishini rus olimlari Ch.E.Tamm (1895-1971) va I.M.Frank (1908 yilda tug'ilgan) nazariy tushuntirib berdilar. Chernikov, Tamm va Franklarga 1958 yilda bu kashfiyotlari uchun Nobel mukofoti berilgan.

Ma'lumki, elektromagnit nazariyaga ko'ra tezlanish bilan harakatlanayotgan zarracha (masalan elektron) tezligi uning muxitidagi c/n faza tezligidan kichik bo'lsa ham elektromagnit nurlanish chiqaradi. Lekin ularning ko'rsatishicha zarrachaning tezligi $V > c/n$ bo'lsa, zarracha muhitda tekis harakatlansa ham elektromagnit nurlanish chiqarishi mumkin ekan.

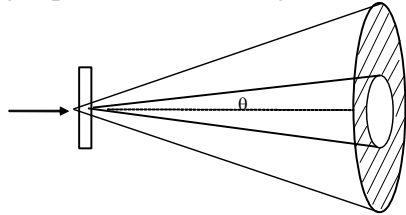
Endi Dopler effektini ko'rib o'tamiz.

Doppler effekti deb, manba yoki kuzatuvchining bir-biriga nisbatan harakati natijasida kuzatuvchi qabul qilayotgan signal chastotasining o'zgarishiga aytiladi.

Agar nurlanish chastotasi ν_0 , kuzatuvchi qabul qilayotgan signal chastotasi ν bo'lsa, nisbiylik nazariyasi Doppler effekti uchun

$$\nu = \nu_0 \frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 + \frac{v}{c} \cos \theta} \quad (3.15)$$

ifodani beradi. Bu erda θ kuzatuvchiga nisbatan manba tezligi, θ - kuzatish yo'nalishi va tezlik orasidagi burchak. θ tezlik kuzatuvchi va manba bir-biridan uzoqlashsa musbat, yaqinlashsa manfiy olinadi. $\theta=0$ uchun



3.5-rasm

$$\nu = \nu_0 \frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 + \frac{v}{c}} \quad (3.16)$$

bo'ladi. Bu kuzatuvchi manba tomonga ularni birlashtiruvchi to'g'ri chiziq yo'nalishida harakatlanganda kuzatiladigan Dopplerning bo'ylama effektidir.

$v \ll c$ bo'lganda, 3.13 munosabat soddalashib quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\nu = \nu_0 \left(1 - \frac{v}{c} \right). \quad (3.17)$$

Demak, manba va kuzatuvchi bir-biridan uzoqlashganda (nisbiy tezlik musbat) uzun to'lqinlar soxasiga siljish ro'y beradi ($v < v_0$, $\lambda > \lambda_0$). Bu qizil siljish deb ataladi. Manba va kuzatuvchi bir-biriga yaqinlashganda (nisbiy tezlik manfiy) qisqa to'lqinlar sohasiga siljish, ya'ni binafshaviy siljish ro'y beradi ($v > v_0$, $\lambda < \lambda_0$).

Agar $\theta = \pi/2$ bo'lsa,

$$\nu = \nu_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (3.18)$$

bo'ladi.

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

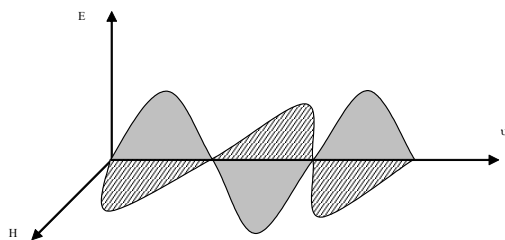
Bo'ylama Doppler effekti laboratoriya sharoitida A. Belopolskiy tomonidan kuzatildi. Bu effekt yordamida chastotalarning siljishi, kengayishiga qarab nurlanuvchi zarralar va jismlarning harakati o'rganiladi. Yulduzlarning spektrida ham Doppler effekti tufayli qizilga siljish kuzatiladi. Unga asoslanib kengayib boruvchi Koinot nazariyasi yaratilgan. Doppler effekti radiotexnika va radiolokatsiyada keng ishlatiladi.

4.Tabiiy va qutblangan yorug'lik. Qutublovchi asboblar.

Malyus qonuni.

Interferentsiya va difraktsiya hodisalari ham ko'ndalang, ham bo'ylama to'lqinlar uchun kuzatiladi. Shu bilan birga shunday hodisalar borki, ular uchun yorug'lik

to'liqlining ko'ndalang to'liqin ekanligi printsiptial ahamiyatga egadir. Bunday hodisalar qatoriga yorug'likning qutblanishi ham kiradi. Ixtiyoriy yorug'lik manbasi (quyosh, sham) dan tarqalayotgan yorug'lik nurlari deganda shu manbaning atomlaridan chiqayotgan yorug'lik to'liqlarining aralashmasi tushuniladi.



3.6-rasm

Soddalik uchun tebranayotgan elektr dipoli nurlanishini qarasak, u turli tomonga elektromagnit to'liqlar chiqarishini — bunda elektromagnit nurlanish yo'nalishi $\vec{r}$ ga perpendikulyar, dipol o'qi tekisligida $\vec{E}$ kuchlanganlik vektorining tebranishini ko'ramiz. Magnit maydon kuchlanganlik vektori $\vec{H}$ nur va $\vec{E}$ ga perpendikulyar tekislikda tebranadi. 3.6-rasmga ko'ra qutblanish hodisasini to'la yoritish

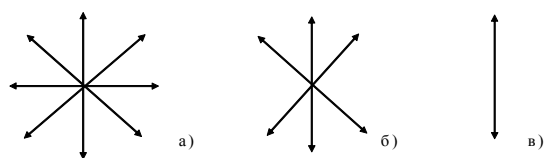
uchun $\vec{E}$ to'g'risida fikr yuritish etarlidir. Buning sababi, birinchidan, Maksvell nazariyasiga binoan $\vec{E}$ tebranayotgan tekislikka perpendikulyar tekislikda albatta $\vec{H}$ ham tebranadi, ikkinchidan moddalarga $\vec{E}$ ning taosiri $\vec{H}$ ta'siridan ko'ra ko'proq bo'lar ekan. $\vec{E}$ — yorug'lik vektori deb ataladi.

Yorug'lik manbaining o'lchamlari qanchalik kichik bo'lmasin, undagi "nurlangichlar" soni nihoyat ko'p bo'ladi. Boshqacha aytganda, har onda manbadagi milliardlab atomlar to'liqin nurlatishni tugallasa, milliardlab atomlar to'liqin chiqarishni boshlaydi.

Demak, biror jism nurlatayotgan yorug'likda yorug'lik vektori turli yo'nalishlarda bir xil ehtimollikda tebranadi $\vec{E}$ ning turli yo'nalishlarda bir xil taqsimlanganligi nurlanayotgan atomlar soning ko'pligidan, amplituda qiymatlarining tengligi har bir atom nurlanish intensivligini bir xilligidan kelib chiqadi.

Bunday yorug'lik tabiiy yorug'lik deyiladi (3.7, a-rasm). Tebranish yo'nalishlari biror usul bilan tartibga keltirilgan yorug'lik qutblangan yorug'lik deyiladi.

Biror yo'nalishdagi tebranishlari boshqa yo'nalishlardagi tebranishlarga qaraganda ko'proq bo'lsa, yorug'lik qisman qutblangan yorug'lik deyiladi (3.7, b-rasm).



3.7-rasm

Qutblanish darajasi sifatida

$\vec{E}$ vektorining tebranishlari faqat bitta tekislikda sodir bo'ladigan yorug'lik yassi (chiziqli) qutblangan yorug'lik deyiladi (3.7, v-rasm). Yuqorida ko'rib o'tilgan davriy tebranayotgan dipoldan nurlanayotgan elektro magnit to'liqin yassi qutblangan yorug'likka misol bo'la oladi.

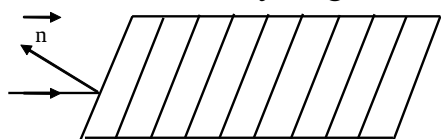
$$P = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} \quad (3.19)$$

qabul qilingan. I_1, I_2 — ikki bir-biriga perpendikulyar yo'nalishlardagi yorug'lik intensivligi. Tabiiy yorug'lik uchun $I_1 = I_2$ va $R=0$; yassi qutblangan yorug'lik uchun $I_2=0$ va $R=1$.

Yuqorida ko'rib o'tilgan nurlanayotgan atomni har doim dipolning tebranishiga keltirib bo'lmaydi. Dipol nurlanishidan tashqari kvadrupol va boshqa multipollikdagi nurlanishlar mavjud. Bu holda nurlanayotgan yorug'lik bitta tekislikda tebranayapti deb bo'lmaydi va uni endi perpendikulyar tekisliklarda qutblangan, faza jihatdan siljigan ikkita

tebranish yig'indisi sifatida qarash mumkin. Eng oddiy holda bunday nur aylana, umumiy holda esa ellips bo'ylab qutblangan bo'ladi, ya'ni $\vec{H}$ vektor aylana yoki ellips chizadi.

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



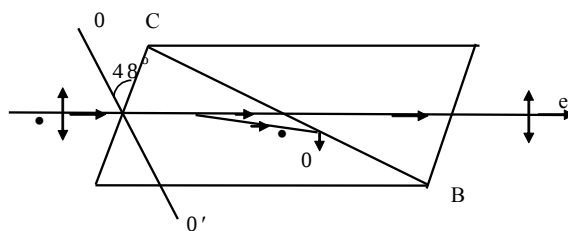
3.8-rasm

- 1) faqat yassi qutblangan nur olinadigan;
- 2) bir-biriga perpendikulyar tekisliklarda qutblangan

ikkita nur beradigan prizmalar.

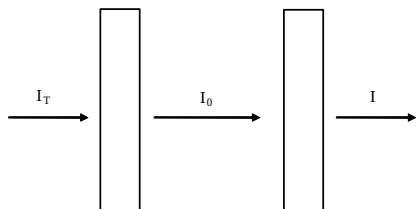
Eng avvalo Bryuster qonunidan foydalanib ko'p qavatli kristallardan foydalanib qutblagich qurish mumkinligini taqidlash kerak (3.8-rasm).

Qutblovchi prizmalar to'la ichki qaytish hodisasiga asoslanib ishlaydi. Bunday prizmalarning tipik misoli Nikol prizmasidir. Nikol prizmasi ikki island shpatidan qilingan AV chiziq bo'ylab Kanada balzami ($n=1.55$) bilan birlashtirilgan qurilmadir (3.9-rasm). Tabiiy nur kristall ichida oddiy ($n_0=1.66$) va g'ayri oddiy ($n_c=1.51$) nurlarga bo'linadi. Oddiy nur Kanada balzamidani to'la qaytadi va qoraytirilgan SV sirtida yutiladi. Kristalldan g'ayri oddiy nur chiqadi.



3.9-rasm

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 koeffitsienti g'ayri oddiynikidan bir necha marta katta. Qalinligi 1 mm bo'lgan turmalin plastinkasida oddiy nur yutilib, faqat g'ayrioddiy nur chiqadi. Bu esa dixroizimli kristallardan qutblagich sifatida foydalanish imkoniyatini beradi.



3.10-rasm

Qutblagich sifatida polyaroidlar keng qo'llaniladi. Polyaroid yupqa tselluloid plenkasidan 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 taxlilchi deyiladi (3.10-rasm). Ikkinchi kristallga tushuvchi yorug'lik intensivligini I_0 , chiquvchi yorug'lik intensivligini I deb belgilab, ular orasida

$$I = I_0 \cos^2 \alpha \quad (3.20)$$

munosabat borligini Malyus aniqlagan. Malyus qonuni quyidagicha taoriflanadi: tahlilchidan o'tgan yorug'lik intensivligi I , qutblagichdan o'tgan yorug'lik intensivligi I_0 qutblagich va tahlilchi qutblash tekisliklari orasidagi burchak kosinusi kadratiga qo'paytmasiga teng. Agar tabiiy yorug'lik intensivligi I_1 bo'lsa, $I_0 = I_1/2$ bo'ladi. α - kristallarning optik o'qlari orasidagi burchak.

5. Yorug'likni ikki dielektrik chegarasidan qaytishda va sinishda qutblanishi.

Bryuster qonuni. Nurning ikkilanib sinishi. Kristallooptika elementlari.

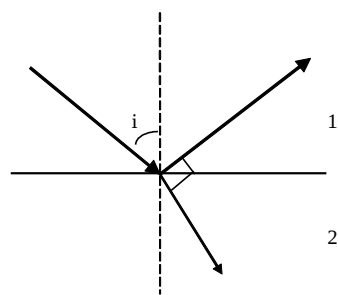
Tabiiy yorug'lik nuri ikki dielektrik chegarasiga tushayotgan bo'lsin (masalan, havodan shishaga, 3.11-rasm). Bunda nurning bir qismi qaytadi, bir qismi sinadi. Tajribalar qaytgan va singan nurlar qisman qutblanganligini ko'rsatadi. Qaytgan nurga tushish tekisligiga perpendikulyar yo'nalishdagi tebranishlar ko'proq ekanligi, singan nurga tushish tekisligiga parallel tebranishlar ko'pligi aniqlangan.

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

$$\operatorname{tg} iB = n_{21} \quad (3.21)$$

munosabatdan topiladigan iB burchaklarda qaytgan nur to'la yassi, singan nur esa qisman qutblangan bo'lar ekan.

Yorug'lik Bryuster burchagi ostida tushganda qaytgan va singan nurlar o'zaro perpendikulyar bo'ladi.



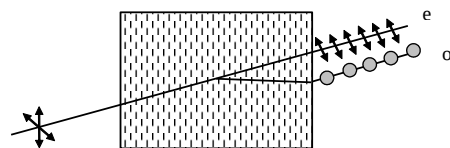
3.11-rasm

Singan nurning qutblanish darajasini har safar yorug'likni Bryuster burchagi ostida tushirib oshirish mumkin.

Fizik xususiyatlari yo'nalishlarga bog'liq bo'lmagan muhit izotrop muhit deb, yo'nalishlarga bog'liq bo'lgan muhit esa 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 perpendikulyar bo'lsa ham singan nur ikkiga bo'linadi.

Bu nurlardan birining elektr tebranishlari kristalning bosh optik tekisligiga perpendikulyar bo'ladi; bu nur oddiy nur (o) deb ataladi. Ikkinchi nurning elektr tebranishlari esa bosh tekislikda bo'ladi; bu nur g'ayri oddiy nur (e) deyiladi (3.12-rasm).

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 ϵ_x , ϵ_y dielektrik singdiruvchanliklar har xil bo'lishi mumkinligi bilan bog'liq. Demak, sindirish ko'rsatkichlari ($n_x = \sqrt{\epsilon_x}$, $n_y = \sqrt{\epsilon_y}$) ham xar-xil. Shuning uchun nur kristallga tushganda turli burchak ostida sinadi.



3.12-rasm

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 perpendikulyar yo'nalishda qirqilsa shu qirruga normal tushayotgan nur bir hil tezlik bilan tarqaladi. Tabiiy nur optik o'q bo'ylab ketganda yorug'lik qutblanmaydi.

6. Elektrooptik va magnitooptik hodisalar.

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 sunoiy anizotropik hossasini berish mumkin.

1. Zeebek va Bryuster izotrop jismlarni mexanik deformatsiyalaganda ularda optik anizotropiya hosil bo'lishi tufayli nurni ikkilatirib sinidirish hodisasini kuzatishdi (1831 yil). Optik anizotropiya o'lchovi sifatida oddiy va g'ayri oddiy nurlar sindirish ko'rsatkichlarining farqi tushuniladi.

$$n_0 - n_e = k_1 \sigma, \quad (3.22)$$

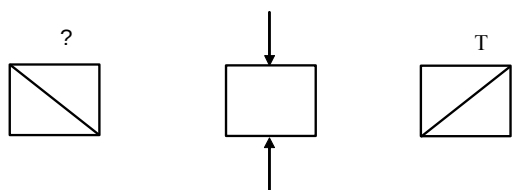
kl - shu jismini xarakterlovchi koeffitsient, $\sigma = F/S$ - ko'ndalang kesimga qo'yilgan kuchlanish.

3.13-rasmda tajriba sxemasi ko'rsatilgan. Bu hodisa shishada va kristallarda kuzatiladi. Sanoatda jismlarning ichida ichki deformatsiyalar borligi tekshirilishi mumkin.

2. 3.14 -rasmda elektr maydoni yordamida suyuqliklarda anizotropik xossasini hosil qilish qurilmasi berilgan. Bu hodisa Kerr

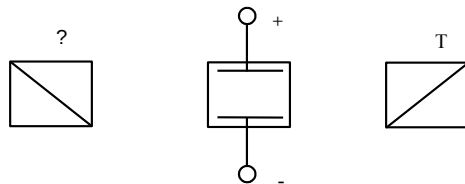
effekti deyiladi. Elektr maydon yo'qligida sistemadan yorug'lik o'tmaydi. Elektr maydon qo'yilganda suyuqlik nurni ikkilantirib sindiradi. Maydon kuchlanganligi ortishi bilan modda anizotropik darajasi va demak yorug'lik intensivligi ham ortadi. Bunda

$$n_0 - n_e = k_2 E_2. \quad (3.23)$$



3.13-rasm

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



3.14-rasm

Elektr maydoniga joylashtirilgan kristallning ham 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.

3. Magnit maydoniga joylashtirilgan suyuqlik, shishalar, kolloid eritmalar uchun

$$n_0 - n_e = k_3 N_2 \quad (3.24)$$

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

Baozi moddalar (kvarts, qand, qandning suvdagi eritmasi) qutblanish tekisligini burish xossasiga ega. Bunday moddalar optik aktiv moddalar deyiladi. Tajribalarning ko'rsatishicha qutblanish tekisligining burilish burchagi φ :

kristallar uchun

$$\varphi = \alpha d \quad (3.25)$$

suyuqliklar uchun

$$\varphi = \alpha c d \quad (3.26)$$

d - modda qalinligi, s - suyuqlikdagi qand kontsentratsiyasi. Burilish burchagi modda turiga, temperaturaga va to'lqin uzunligiga bog'liq. Moddalar qutblanish tekisligini o'ngga yoki chapga buruvchi bo'lishlari mumkin.

Agar modda suyuq holida qutblanish tekisligini bursaq, qattiq holatga o'tganda ham buradi. Kristalligida optik aktiv modda suyuq holida har doim ham aktiv bo'lavermaydi.

Magnit maydonga joylashtirilgan ba'zi suyuqliklar, shishalar qutblanish tekisligini burishi mumkin. Bu hodisa Faradey effekti deyiladi. Burilish burchagi.

$$\varphi = \rho \ell H \quad (3.27)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Bu erda ℓ - modda qalinligi, ρ - proportsionallik koeffitsienti bo'lib Verde doimiysi deb ataladi.

7. Yorug'likning sochilishi. Nochiziqiy optika elementlari.

Tiniq bo'lmagan muhitlarda, ya'ni optik jihatdan bir jinsli bo'lmagan muhitda ham yorug'lik difraktsiyasi kuzatildi. Bunday muhitlarga aerzollar (bulut, tutun, tuman), emulsiya, kolloidli eritmalar va hokozolar kiradi, ya'ni muhitda suzib yurgan mayda zarrachalar kiradi.

Yorug'lik bunday muhitdan o'tayotib tartibsiz joylashgan bir jinsli bo'lmagan joylardan, zarralardan difraktsiyalanadi va hamma yo'nalishda bir xil intensivlik beradi, bunda aniq bir difraktsion manzara hosil bo'lmaydi. Bu hodisa tiniq bo'magan (xira) muhitda yorug'likning sochilishi deb ataladi. Misol uchun quyosh nurining ingichka dastasi changli havodan o'tayotib, sochiladi va ko'rinadigan bo'lib qoladi.

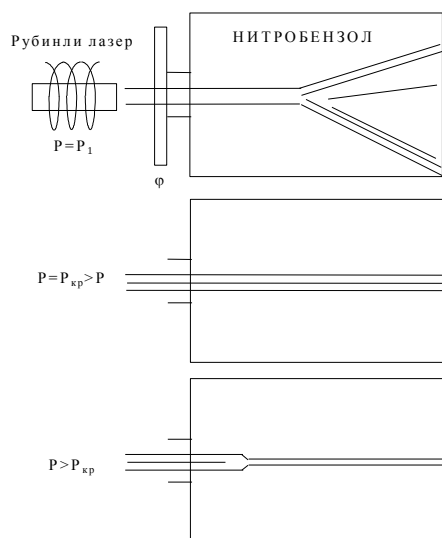
Yorug'likning sochilishi begona zarralari bo'lmagan toza muhitlarda ham kuzatilishi mumkin. L.I.Mandelshtam bu hodisani muhitning sindirish ko'rsatkichining doimiy emasligi bilan, ya'ni nuqtadan nuqtaga o'tganda o'zgarishi bilan tushuntirdi.

Keyinchalik M. Smoluxovskiy bunga molekular xaotik issiqlik harakati tufayli yuzaga keladigan zichlikning fluktuatsiyalari sabab bo'lishini ko'rsatdi. Bunday sochilishlar molekulyar sochilish deb ataladi. Osmon rangining ko'kligi molekulyar sochilishi bilan tushuntiriladi. D.Reley bo'yicha sochilgan yorug'lik intensivligi $I \sim \lambda^{-4}$, shuning uchun havo rang, ko'k nurlar, sariq va qizil nurlarga nisbatan ko'proq sochiladi va osmon xavorang (ko'k) bo'lib ko'rinadi. Zichlik va intensivlik fluktuatsiyalari temperatura ortishi bilan ortadi. Shuning uchun yozda osmon rangi qishdagidan ko'ra to'qroq bo'ladi.

Lazerlar ixtiro qilinganidan so'ng optikada bir qator yangi yo'nalishlar paydo bo'ldi. Bunday hodisalar qatoriga turli muhitlardagi optik hodisalarning yorug'lik intensivligiga bog'liqligi kiradi. Bu hodisalar nochiziqiy optikaning yaratilishiga sabab bo'ldi.

Lazer yaratilishidan oldingi optik jarayonlarda yorug'lik intensivligiga bog'liq optik hodisalar kuzatilgan emasdi. Quvvat $10^8 - 10^{10}$ vt/sm² bo'lgan yorug'lik dastalari bilan o'tkazilgan tajribalarda yorug'lik intensivligiga bog'liq bo'lgan qator yangi optik effektlar kuzatildi. Ulardan o'z-o'zidan fokuslanish va optik garmonikalarni genratsiyalanish hodisalarini ko'rib o'tamiz.

Parallel yorug'lik oqimi muhitda tarqalganda, difraktsiya hodisasi tufayli chekka sohalarga ham tarqaladi. Agar muhit suyuqlik yoki (ba'zan) kristall bo'lsa bunday bo'lmasligi ham mumkin ekan. Shunday tajribalardan birida (3.15-rasm) rubin lazeri ($\lambda = 6943$ A~qizil soha)ning qizil dastasi F filtr va dumaloq diafragmadan o'tgandan so'ng



3.15-rasm

shaffof suyuqlik, masalan, nitrobenzolga tushadi. Quvvat $R \sim 0,5 Vt$ bo'lganda odatdagi chiziqli optika qonunlariga binoan difraktsion manzara hosil bo'ladi.

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

$$n = n_0 + n_1 E_2 \quad (3.28)$$

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

Lazer nurining intensivligi maolom chegaraviy intensivlikdan katta bo'lsa, asosiy chastota (ω) ga yo'ldosh sifatida hosil bo'ladigan spektrlar-satellitlarning intensivligi ortib ketib, asosiy chastotali chiziqli intensivligiga teng bo'lib qoldi. Satellitlar soni ham ortib ketadi va $\omega \pm 2\Omega$; $\omega \pm 3\Omega$; $\omega \pm 4\Omega$ va hokazo komponentalar paydo bo'lar ekan. Ayniqsa, bu hodisa rubin lazer nurini siqilgan gaz (vodorod, azot) da sochilishida yorqin namoyon bo'ladi. Intensivlik $108 - 109 Vt/sm^2$ etganda, sochilgan nur tarkibidagi komponentalar shu darajada ko'payadiki, tushayotganda qizil bo'lgan nur, chiqishda oq yorug'likka aylanadi. Shunday qilib, muhit bilan taosirlashish natijasida yorug'likning spektral tarkibi o'zgaradi.

Intensiv lazer nuri suyuqlik va kristallarda sochilganda spektrning yo'ldosh komponentlari bilan birgalikda tushuvchi yorug'lik chastotasi ω ga karrali bo'lgan 2ω , 3ω , ... — optik garmonikalar ham generatsiyalanishi aniqlangan. Ba'zi kristallarda optik garmonikalarning intensivligi shu darajada katta bo'ladiki, ularga nurlanishning 30-50% quvvati to'g'ri keladi. Misol uchun rubin lazerining kuchli nur dastasi kvartsdan o'tganda lazer nuri to'lqin uzunligiga to'g'ri keluvchi nur ($\lambda = 6943 \text{ A}$) bilan birga $\lambda/2 = 3471 \text{ A}$ ga teng bo'lgan ultrabinafsha nur borligi aniqlangan. Xuddi shuningdek, ko'zga ko'rinmaydigan infraqizil ($\lambda = 10600 \text{ A}$) neodim lazeri yorug'lik dastasi kristallga tushirilganda, chiqishda ikkinchi garmonika ko'rinuvchi ko'k sohaga to'g'ri keladi ($\lambda_2 = 5330 \text{ A}$).

Bundan tashqari kuchli dasta taosirida muhit shaffofligi ham o'zgarar ekan. Kuchsiz intensivlikda shaffof bo'lgan muhit, kuchli intensivlikda shaffof bo'lmay qolar ekan. Boshqa muhitlarda aksi bo'lishi mumkin. Kuchli yorug'lik taosirida fotoeffektning qizil chegarasi yo'qolar ekan. Fotoeffekt ionlashtirish energiyasidan 2-3, ba'zida 6-7 marta kam energiyali fotonlar bilan amalga oshirilishi mumkin.

Shunday qilib, yorug'lik intensivligining ortishi maolom optik hodisalarning yangi qirralarini va yangi effektlarni ochish imkonini beradi. Bunda intensivlik $1 Vt / sm^2$ dan $\sim 1010 - 1011 Vt/sm^2$ gacha, ya'ni 109 - 1010 marta ortishi kerak. Bu hodisalarni birlashtiruvchi umumiy narsa: ularning tabiati intensivlikka bog'liqligidir. Bu effektlarning aksariyat ko'pida intensivlik chegarasi mavjud.

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR

1. Yorug'lik dispersiyasi hodisasini gapirib bering.
2. Dispersiyaning elektron nazariyasi mohiyatini tushuntiring.
3. Yorug'lik yutilishi nima?
4. Vavilov-Cherenkov va Doppler hodisalarini gapirib bering.
5. Yorug'likning qutblanishi qanday ro'y beradi?

6. Yorug'likning ikki dielektrik chegarasidan qaytishda, sinishda qutblanishini va Bryuster burchagini tushuntiring.
7. Qutblagichlar, Malyus qonuni xaqida so'zlab bering.
8. Sunoiy optik anizotropiya nima?
9. Yorug'likning sochilishi qanday hodisa?
10. Nochiziqli optik hodisalaridan so'zlab bering.

ADABIYOTLAR

1. Axmadjonov O.I., Fizika kursi, 3 t. O'qituvchi 1988.
2. Trofimova T.I., Kurs fiziki, M., Vishaya shkola, 2000.
3. Savelg'ev I.V., Kurs obshey fiziki, t. 3, M., Nauka, 2000.
4. Gribov L.A., Prokof'eva N.I. Osnovi fiziki, Gardarika. M., 1998.
5. Spein A.G. Vakuumnaya i gazorazryadnaya elektronika. Uchebnoe posobie. Cp.1, Volgograd, 1999. <http://www.laboratory.ru/articl/ra.htm>.

4-ma'ruza. NURLANISHNING KVANT TABIATI

Reja:

1. Muvozanatli issiqlik nurlanishi va uning tasnifi.
2. Kirxgof, Stefan-Boltsman va Vin qonunlari.
3. Nurlanishning elementar kvant nazariyasi. Plank formulasi.
4. Fotoeffekt va uning qonunlari. Eynshteyn tenglamasi. Fotonning energiyasi va impulsi. Yorug'lik bosimi.
5. Kompton effekti. Yorug'likning elektromagnit to'lqin va kvant xossalari birligi. Muvozanatli issiqlik nurlanishi va uning tasnifi.

Tayanch so'zlar va iboralar: *absolyut qora jism, absolyut oq jism, Mixelpson modeli, energetik yorqinlik, muvozanatli nurlanish, Stefan-Boltsman qonuni, Vinning siljish qonuni, Vin qonuni, Reley-Jins qonuni, Plank gipotezasi, issiqlik nurlanish uchun Plank formulasi, optik pirometriya, fotoeffekt, fotoeffektning tuurt qonuni, Eynshteyn formulasi, foton, yorulik bosimi, Kompton effekti, korpuskulyar va to'lqin xususiyatlarning birligi.*

1. Muvozanatli issiqlik nurlanishi va uning tasnifi.

Avval ta'kidlaganimizdek, elektromagnit nurlanishiga elektr zaryadlarining, xususan moddaning atomlari va molekulalari tarkibiga kiruvchi zaryadlarning tebranishi sabab bo'ladi. Masalan, molekulalar va atomlarning tebranma va aylanma harakati infraqizil nurlanishni, atomda elektronlarning muayyan ko'chishlari ko'rinadigan va infraqizil nurlanishni, erkin elektronlarning tormozlanishi esa rentgen nurlanishini vujudga keltiradi.

Tabiatda elektromagnit nurlanishning eng katta tarqalgan turi issiqlik nurlanishi bo'lib, u moddaning atomlari va molekulalarining issiqlik harakati energiyasi hisobiga bo'lib, nurlanayotgan jismning sovushiga olib keladi. Issiqlik nurlanishida energiya taqsimoti temperaturaga bog'liq: past temperaturada issiqlik nurlanishi asosan infraqizil nurlanishdan, yuqori temperaturalarda ko'rinadigan va ultrabinafsha nurlanishdan iborat.

Har qanday jism o'z nurlanishi bilan birga jismlar chiqarayotgan nur energiyasining bir qismini yutadi. Bu jarayon nur yutish deyiladi. Biror yuza orqali o'tayotgan F oqim deb vaqt birligi ichida shu yuzadan o'tayotgan nurlanish energiyasi tushuniladi.

$$\Phi = dW/dt. \quad (4.1)$$

Nurlanish oqimi Φ biror plastinkaga tushayotgan bo'lsin (4.1-rasm). Bu oqim qisman qaytadi (Φ_q) qisman jismda yutiladi (Φ_{yu}), qolgani jismdan o'tadi (Φ_o), ya'ni

$$\Phi_q + \Phi_{yu} + \Phi_o = \Phi \quad (4.2)$$

$\Phi_q/\Phi = \rho$ - jismning nur qaytarish qobiliyati; $\Phi_{yu}/\Phi = a$ - jismning nur yutish qobiliyati; $\Phi_o/\Phi = D$ - jismning nur o'tkazish qobiliyati;

$$\rho + a + D = 1 \quad (4.3)$$

Nisbatan qalinroq bo'lgan jismlar uchun $D=0$ va

$$\rho + a = 1$$

bo'ladi. Tajribalarning ko'rsatishicha ρ va a , λ va temperaturaning funktsiyasidir

$$\rho_{\lambda,T} + a_{\lambda,T} = 1$$

Umuman $\rho_{\lambda,T}$ va $a_{\lambda,T}$ larning qiymatlari 0 dan 1 gacha o'zgaradi.

1) Agar $\rho_{\lambda,T} = 1$ $a_{\lambda,T} = 0$ bo'lsa, nur to'la qaytadi (absolyut oq jism);

2) Agar $\rho_{\lambda,T} = 0$ $a_{\lambda,T} = 1$ bo'lsa, nur to'la yutiladi (absolyut qora jism).

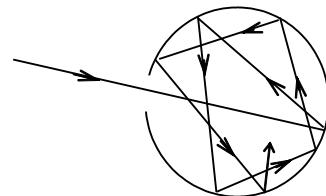
Tabiatda absolyut oq jism ham, absolyut qora jism ham bo'lmaydi. Har qanday jism tushayotgan nurlanishning bir qismini yutsa, qolgan qismini qaytaradi. Farqi shundaki, ba'zi jismlar ko'proq qismini yutib ozrog'ini qaytarsa, boshqa jismlar ko'prog'ini qaytarib ozrog'ini yutadi. Masalan,

qorakuya uchun $\lambda = 0,40 \div 0,75$ mkm sohada $a_{\lambda,T} = 0,99$.

Nur yutish qobiliyati hamma to'liq uzunliklar uchun bir xil va birdan kichik bo'lgan jism kulrang jism deb ataladi.

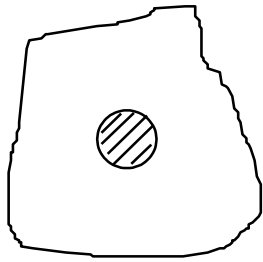
$$a_{\lambda,T} = a_t = \text{const} < 1.$$

Odatda o'zining xususiyatlari bilan absolyut qora jismdan kam farq qiladigan Mixelson taklif etgan modeldan foydalaniladi (4.2-rasm). Bu modelda nur qaytarish va nur yutish qobiliyatlaridan tashqari T temperaturadagi jismning birlik sirtidan birlik vaqtda nurlanayotgan elektromagnit to'lqinlarning energiyasini ifodalaydigan kattalik - jismning nur chiqarish qobiliyati yoki energetik yorqinligi degan tushuncha kiritiladi va u eT orqali belgilanadi va Vt/m^2 , J/m^2s bilan o'lchanadi. Bundan tashqari λ to'liq uzunlikli, T temperaturadagi jism nur chiqarish qobiliyati $e_{\lambda,t}$ dan foydalaniladi. Absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyati $E_{\lambda,t}$ bilan belgilanadi.



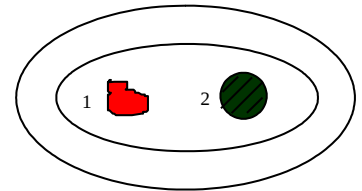
4.2-rasm

Issiqlik nurlanishi boshqa turdagi nurlanishlardan bir xususiyati bilan farq qiladi. T temperaturadagi jism issiqlik o'tkazmaydigan qobiq bilan o'ralgan deb faraz qilaylik (4.3-rasm). Jism chiqargan nurlanish qobiqqa tushib undan bir yoki bir necha marta qaytadi va yana jismga tushadi. Jism bu nurlanishni qisman yoki to'la yutadi. Qisman yutsa, qolgan qismini qaytaradi. SHuning uchun jism vaqt birligi ichida qancha energiya chiqarsa, shuncha energiya yutadi va jismning temperaturasi o'zgarmaydi. Bu holatni muvozanatli holat deyiladi. SHu sababdan issiqlik nurlanishini muvozanatli nurlanish deb yuritiladi. Qobiq ichida 2 ta (4.4-rasm) bir



4.3-rasm

xil temperaturadagi jism bo'lsin. Agar jismlardan biri ko'proq energiya yutayotgan bo'lsa, bu jismning temperaturasi ortib ketadi. Buning evaziga 2-jismning temperaturasi kamayib ketishi kerak. Lekin bu termodinamikaning 2 - qonuniga zid. Aytaylik 1 - jism oddiy, 2 - jism absolyut qora jism bo'lsin. Birinchi jismning nur chiqarish qobiliyati e_T , ikkinchi jismning nur chiqarish qobiliyati E_T bo'lsin. Birinchi jismning nur yutush qobiliyati esa a_T bo'lsin. 1- jism, 2- jism nurlantirgan energiyaning a_T qismini, ya'ni $a_T E_T$ energiyani yutadi. Demak, 1 - jism uchun $e_T = a_T E_T$. 2-jism 1-jism chiqargan e_T energiyani va bu jism qaytargan $(1 - a_T) E_T$ energiyani yutadi, ya'ni 2-jism uchun



4.4-rasm

$$E_T = e_T + (1 - a_T) E_T$$

ifodani yozish mumkin.

Bundan

$$e_T / a_T = E_T / 1 = E_T$$

bo'lishi kelib chiqadi.

2. Kirxgof, Stefan-Boltsman va Vin qonunlari.

a). Kirxgof qonuni. Kirxgof termodinamikaning 2- qonuniga tayanib va yakka jismning muvozanatli nurlanishini tekshirib, jismning nurlanish qobiliyati bilan nur yutish qobiliyati orasidagi miqdoriy bog'lanishni aniqladi. Kirxgofning integral qonuni: har qanday jismning muayyan temperaturadagi to'la nur chiqarish va nur yutish qobiliyatining nisbati jismning tabiatiga bog'liq bo'lmagan o'zgarmas kattalik bo'lib, u ayni temperaturadagi absolyut qora jismning to'la nur chiqarish qobiliyatiga teng:

$$e_T / a_T = E_T.$$

Agar ikkala jism orasiga λ dan $\lambda + d\lambda$ gacha bo'lgan to'lqin uzunlikdagi nurlanishni o'tkazib, qolganlarini qaytaradigan filtr joylashtirsak Kirxgofning differentsial qonunini olamiz

$$e_{\lambda T} / a_{\lambda T} = E_{\lambda T}. \quad (4.4)$$

Ixtiyoriy jismning nur chiqarish va nur yutish qobiliyatining nisbati bu jismning tabiatiga bog'liq bo'lmay, barcha jismlar uchun to'lqin uzunlik va temperaturaning universal funktsiyasidir va u absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyati $E_{\lambda T}$ ga tengdir.

Issiqlik nurlanish nazariyasining eng asosiy vazifasi absolyut qora jism uchun $\epsilon = \epsilon(\lambda, T)$ funktsiyaning ko'rinishini topishdir.

b). Stefan-Boltsman qonuni. Absolyut qora jismning to'la nur chiqarish qobiliyati temperaturaning 4 darajasiga proporsionaldir:

$$E_T = \sigma T^4, \quad (4.5)$$

Bu erda σ Stefan-Boltsman doymiyisi bo'lib, u $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Vt/m}^2\text{K}^4$ teng.

Bu formulani Stefan tajriba natijalarini taxlil qilish natijasida topdi, lekin ixtiyoriy jism uchun o'rinli deb xatoga yo'l qo'ydi. Boltsman bu qonunni termodinamik metod asosida topdi va uni absolyut qora jism uchun o'rinli ekanligini ko'rsatdi. Baozi ishlarda bu qonunni ixtiyoriy jism uchun o'rinli bo'ladigan ko'rinishini topishga harakatlar bo'ldi: $E_T = BT^n$, lekin V ham p ham turli xil temperaturalar uchun turlicha bo'lib chiqaverdi.

4.5-rasmda absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyatining to'liq uzunligiga bog'liqligi (spektral taqsimot) turli temperaturalar uchun keltirilgan. Unda absolyut qora jism nurlanish spektri uzluksizligi va har bir temperaturaga oid bo'lgan nurlanishning energetik taqsimotini ifodalovchi bu egri chiziqda aniq maksimum borligi va bu maksimum temperatura oshgan sari qisqa to'liq sohasiga siljishi ko'rinib turibdi.

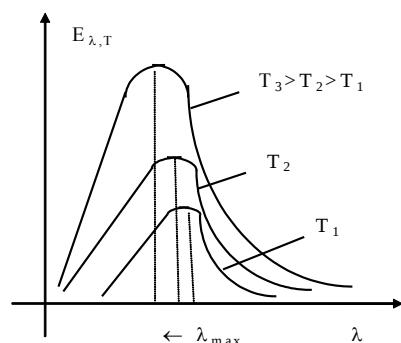
v). Vinning siljish qonuni: absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyatining maksimumiga mos keluvchi λ_m to'liq uzunligining temperaturaga ko'paytmasi o'zgarmas kattalikdir:

$$\lambda_m T = b.$$

Absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyatini temperaturaga bog'lanish grafigini tushuntirish uchun ko'p urinishlar bo'ldi. Bulardan Vin termodinamik mulohazalar asosida

$$E_{\lambda T} = \frac{\alpha}{\lambda^5} e^{-\frac{\beta}{\lambda T}} \quad (4.7)$$

formulani oldi (α , β - tajribadan olinadigan kattaliklar). Vin α va β ni shunday tanlab



4.5-rasm

oldiki, natijada tajribada olingan natija bilan formula asosida chizilgan grafik mos tushdi: faqat uzun to'liqlar sohasida kichikroq qiymatlar berdi. Reley va Jins issiqlik nurlanishiga statistik fizika usullarini tadbiq etib, absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyati uchun

$$E_{\lambda T} = \frac{2\pi ckT}{\lambda^4} \quad (4.8)$$

ifodani topdi. Bu ifoda katta to'liq uzunliklarda tajriba bilan mos keladi. Qisqa to'liq sohasida esa $E_{\lambda T}$ cheksiz katta qiymatlarni oladi tajriba natijalariga mos kelmaydi. Buni

P.Erenfest "ultrabinafshaviy halokat" deb atadi (4.6-rasm). Reley-Jins qonunidan Stefan-Boltsman qonunini chiqarish ham to'la muvaffaqiyatsizlikka uchradi:

$$E_T = \int_0^{\infty} E_{\lambda T} d\lambda = 2\pi ckT \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{\lambda^4} \rightarrow \infty. \quad (4.9)$$

3. Nurlanishning elementar kvant nazariyasi. Plank formulasi.

Ko'rinib turibdiki, absolyut qora jism nurlanishi spektral zichligini turli temperaturalarda nurlanish to'liq uzunligi bo'yicha taqsimlanishini ifodalovchi formulani klassik fizikaga asoslanib topishiga bo'lgan urinishlar behuda ketdi. V.Vin,

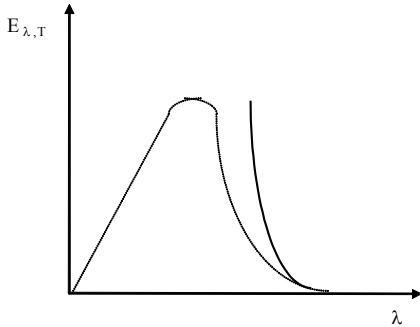
D.Reley va D.Jinslarning Kirxgof universal funktsiyasi uchun, olgan ifodalari ham natija bermadi.

Reley-Jins ifodasi klassik fizika qonunlariga qat'iy amal qilingan holda chiqarilgan bo'lsa ham, lekin tajriba natijalarini tushuntira olmadi. Shundan keyin M.Plank (1900)-klassik fizika asosida kamchilik bor degan xulosaga keldi. Jismlarning nurlanishi uzluksiz emas, balki alohida kvantlar (ulushlar) sifatida chiqaradi degan gipotezani ilgari surdi:

$$E_n = n\varepsilon, \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad (4.10)$$

bu erda ε - nurlanish kvantining energiyasi,

$$\varepsilon = h\nu = hc/\lambda. \quad (4.11)$$



4.6-rasm

Plank issiqlik nurlanishi jismlardan kvantlar holida chiqadi degan gipoteza asosida absolyut qora jism nurlanish qobiliyati uchun

$$E_{\lambda T} = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad (4.12)$$

formulani chiqardi. Bu formula tajribada olingan natijalarni to'la tushuntiradi va undan absolyut qora jism nurlanishi uchun olingan hamma qonuniyatlar kelib chiqadi.

1. Plank formulasidan Stefan-Boltsman qonunini olish uchun uni (λ) = 0 dan ∞ gacha intervalda integrallash kerak:

$$E_T \int_0^\infty E_{\lambda,T} d\lambda = 2\pi h c^2 \int_0^\infty \frac{d\lambda}{\lambda^5 \left(e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1 \right)} \quad (4.13)$$

$$x = \frac{\lambda kT}{hc}, \quad \lambda = \frac{hc}{kT} x, \quad d\lambda = \frac{hc}{kT} dx$$

$$E_T = 2\pi h c^2 \left(\frac{kT}{hc} \right)^4 \int_0^\infty \frac{dx}{x^5 \left(e^x - 1 \right)},$$

$$E_T = \frac{2\pi^5 k^4}{15 c^2 h^3} T^4 = \sigma \cdot T^4.$$

Qiymatlarni qo'sak, σ ning tajribada olingan qiymatiga mos tushadi.

2. Plank formulasidan Vinning siljish qonunini topish uchun maksimumga mos keluvchi λ_m ni topish kerak, buning uchun

$$\frac{\partial E_{\lambda,T}}{\partial \lambda} = 0.$$

$E_{\lambda,T}$ dan λ bo'yicha hosila olib, uni nolga tenglashtirib olingan tenglamani echsak,

$$\lambda_m = hc/4,97 kT \quad \text{bo'lib, bundan} \quad \lambda_m T = hc/4,97 k = b$$

bo'lishi kelib chiqadi. Bu eda $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$

3. Reley-Jins formulasini olish uchun $\frac{hc}{\lambda kT} \ll 1$, $\frac{hc}{\lambda} \ll kT$ - kvant energiyasi issiqlik energiyasidan kichik (yuqori to'lqin uzunliklar sohasida) deb hisoblab, natijada

$$E_{kT} = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \cdot \left(\frac{\lambda kT}{hc} \right) = \frac{2\pi ckT}{\lambda^4}$$

Reley-Jins formulasini olamiz.

Issiqlik nurlanish qonunlariga asoslanib yuqori temperaturalarni o'lchash usullari optik pirometriya deyiladi.

Radiatsion pirometr. Stefan - Boltsman qonuniga asoslanib absolyut qora jismning temperaturasi ($E_T = \sigma T^4 \rightarrow T = \sqrt[4]{\frac{E_T}{\sigma}}$) topsa bo'ladi. Lekin jismlar odatda absolyut qora bo'lmaydi. Agar bu ifodadagi E_T o'rniga absolyut qora bo'lmagan ixtiyoriy jismning nur chiqarish qobiliyati et qo'yilsa, jismning xaqiqiy temperaturasi emas radiatsion temperaturasi aniqlangan bo'ladi. Demak, radiatsion temperatura deganda to'la nur chiqarish qobiliyati absolyut qora bo'lmagan jismning et siga teng bo'lganda absolyut qora jism erishishi kerak bo'lgan temperatura topiladi:

$$T_{pad} = \sqrt[4]{\frac{e_T}{\sigma}} \quad \frac{T}{T_{pad}} = \sqrt[4]{\frac{E_4}{e_4}} = \frac{1}{\sqrt[4]{a_T}} \quad T = \frac{T_{pad}}{\sqrt[4]{a_T}}$$

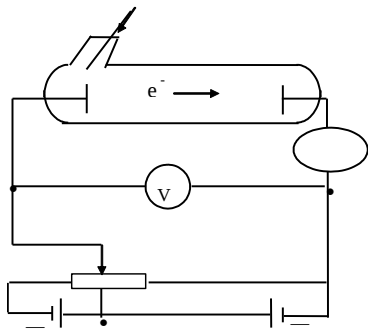
4. Fotoeffekt va uning qonunlari. Eynshteyn tenglamasi.

Fotonning energiyasi va impulsi. Yorug'lik bosimi.

Fotoeffekt - yorug'lik taosirida jismdan elektron ajralib chiqishidir. Bu hodisani birinchi bo'lib, 1887 yilda G.Gerts kuzatgan va uni tajribada A.Stoletov tekshirgan. 1898 yilda Lenard va Tomson fotoeffekt natijasida katoddan ajralib chiquvchi zarra elektron ekanligini zarralarning magnit maydonida og'ishiga asoslanib aniqladi. Fotoeffekt hodisasini o'rganish uchun xavosi so'rib olingan shisha idish, uning ichida katod va anod plastinkalari olinadi (4.7-rasm). O'tkazilgan tajribalar natijasida 4.8 – rasmda ko'rsatilgan volt - amper xarakteristika grafiklari olingan.

Fotoeffektning 4 ta asosiy qonuni bor:

1. Muayyan fotokatodga tushayotgan yorug'likning spektral tarkibi o'zgarmas bo'lsa, fototokning to'yinish qiymati yorug'lik oqimiga to'g'ri proporsional.
2. Muayyan fotokatoddan ajralib chiqayotgan fotoelektronlar boshlang'ich tezliklarining maksimal qiymati yorug'lik intensivligiga bog'liq bo'lmay, yorug'likning chastotasiga to'g'ri proporsionaldir.



4.7-rasm

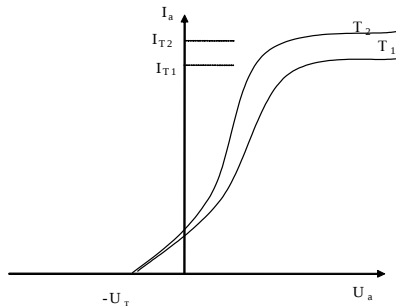
3. Har bir fotokatod uchun biror "qizil chegara" mavjud bo'lib, undan kattaroq to'lqin uzunlikli yorug'lik taosirida fotoeffekt vujudga kelmaydi. λ_q ning qiymati yorug'lik intensivligiga mutlaqo bog'liq emas, u faqat fotokatod materialining ximiyaviy tabiatiga va sirtining holatiga bog'liq.

4. Yorug'lik fotokatodga tushishi va fotoelektronlarning hosil bo'lishi orasida sezilarli vaqt o'tmaydi.

Fotoeffektning 1- qonunini to'lqin nazariyasi asosida tushuntirish mumkin. Lekin to'lqin nazariya 2- 3- va 4-qonunlarni tushuntirishga ojizlik qiladi.

Haqiqatan to'lqin nazariyaga asosan fotokatodga tushayotgan ixtiyoriy to'lqin uzunlikka ega bo'lgan yorug'likning intensivligi ortgan sari ajralib chiqayotgan fotoelektronlarning energiyasi ham ortishi lozim edi. Vaholangki, tajribalarning ko'rsatishicha, fotoelektronlarning energiyasi yorug'lik intensivligiga mutlaqo bog'liq emas.

Ikkinchidan, to'liq nazariyaga asosan, elektron metallardan ajralib chiqishi uchun kerakli energiyani har qanday yorug'likdan olishi mumkin, ya'ni yorug'lik to'liq uzunligining ahamiyati yo'q. Faqat yorug'lik intensivligi etarlicha katta bo'lishi lozim. Lekin, to'liq uzunligi "qizil chegaradan" katta bo'lgan yorug'likning har qancha katta intensivligida ham, fotoeffekt hodisasi ro'y bermaydi.



4.8-rasm

Aksincha, to'liq uzunligi "qizil chegaradan" kichik bo'lgan yorug'likning intensivligi nihoyatda zaif bo'lsa ham fotoeffekt kuzatiladi. Nihoyat, zaif intensivlikdagi yorug'lik tushayotgan taqdirda yorug'lik to'liqlar tashib kelgan energiyalar evaziga metallardagi elektron ma'lum miqdordagi energiyani jamg'ara olishi kerak. Bu energiya elektronning metallardan chiqishi uchun (Ach) etarli bo'lgan holda fotoeffekt sodir bo'lishi kerak. Xisoblarning ko'rsatishicha, intensivligi juda kam bo'lgan yorug'likdan Ach ga etarli energiyani elektron jamg'ara olishi uchun soatlab, ba'zan hattoki sutkalab vaqt o'tishi lozim. Tajribalarda esa metallga yorug'likning tushishi va fotoelektronlarning paydo bo'lishi orasida 10^{-8} s lar chamasi vaqt o'tadi, holos.

Demak, yorug'likning to'liq nazariyasi va fotoeffekt orasida yuqorida bayon qilingan mos kelmasliklar mavjud. Shuning uchun 1905 yilda A.Eynshteyn yorug'likni kvant nazariyasini taklif qildi. Eynshteyn Plank nazariyasini yorug'likka nisbatan qo'llab, yorug'lik kvantlar tariqasida nurlanibgina qolmay, balki yorug'lik energiyasining tarqalishi ham, yutilishi ham kvantlashgan bo'lishini ta'kidladi. Bunda yorug'lik fotonlar (yorug'lik zarralari) sifatida qaraladi. $h\nu$ energiyaga ega bo'lgan foton o'z energiyasini metallardagi elektronga beradi. Agar bu energiya etarlicha katta bo'lsa, metallardan elektron ajralib chiqadi. Energiyaning qolgan qismi esa metallardan tashqariga chiqib olgan elektronning maksimal kinetik energiyasi sifatida nomoyon bo'ladi. Buni

$$h\nu = A_r + m_0^2 v_{\max}^2 / 2$$

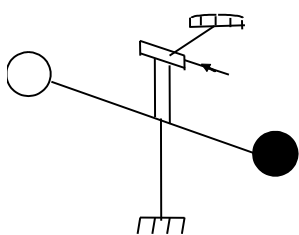
ko'rinishda ifodalash mumkin. Bu tenglama Eynshteyn tenglamasi deb ataladi. Eynshteyn tenglamasi fotoeffektning barcha qonunlarini tushuntira oladi. Xususan qizil chegara uchun $h\nu = A_r$ shart bajarilishi kerak.

Issiqlik nurlanishi, fotoeffekt hodisalari yorug'likning "elementar zarrasi" - foton to'g'risidagi tasavvur asosida tushuntirildi. Yorug'lik fotonining boshqa zarralardan farqlanuvchi maxsus xususiyati shundan iboratki, foton tinchlikdagi massaga ega bo'lmaydi. Foton faqat harakatlanish jarayonidagina mavjud bo'lib, uning tezligi yorug'lik tezligiga teng.

Har qanday harakatlanuvchi zarra kabi foton ham impulsiga ega bo'ladi:

$$P_{\Phi} = m_{\Phi} c = \frac{h\nu}{c^2} c = \frac{h\nu}{c}.$$

Shunday qilib, barcha zarralar kabi foton ham energiya $\varepsilon = h\nu$, massa $m_{\Phi} = h\nu/c^2$, impuls $P_{\Phi} = h\nu/c$ bilan xarakterlanadi.



4.9-rasm

Maksvell nazariyasiga binoan, jism sirtiga tushayotgan har qanday elektromagnit to'liq jismga bosim beradi. Bu bosim $P = w(1 + \rho)$ formula bilan aniqlanadi. Bu erda w - sirtga tushayotgan yorug'lik dastasi energiyasining hajmiy zichligi, ρ - sirtning yorug'lik qaytarish koeffitsienti. Yorug'lik bosimini birinchi bo'lib 1900 yilda P.N. Lebedev tajribada aniqladi: engil buriladigan

parrakning qanotlaridan biri qoraytirilgan, ikinchisi esa yaltiroq qilib yasalgan (4.9-rasm). Bu qanotlarni navbatma-navbat yoritish natijasida hosil bo'ladigan parakklarning buralishlari taqqoslanadi. Yaltiroq sirt uchun $\rho=1$. Shuning uchun

$$P_{ya} = (1+\rho)=2w.$$

Yorug'likni to'la yutuvchi qoraytirilgan sirt uchun $\rho=0$. Natijada

$$P_q = (1+\rho)=\omega$$

nisbati $P_{ya} / P_k = 2$,

Demak, yaltiroq sirtga yorug'lik bergan bosim, qora jismga bergan bosmdan ikki marta kata. Buning natijasida aylantiruvchi moment hosil bo'lib, qanotchalariga yorug'lik tushganda parrak aylanadi.

Yorug'lik bosimini kvant tasavvurlar asosida ham tushuntirish mumkin.

5. Kompton effekti. Yorug'likning elektromagnit to'lqin va kvant xossalari birligi.

Yorug'likning korpuskulyar xossalari Kompton effektida yorqin nomoyon bo'ladi. Amerikalik fizik Kompton 1923 yilda engil atomli moddalarda monoxromatik rentgen nurlarining sochilishini o'rganayotib, sochilgan nurlanish tarkibida birlamchi to'lqin uzunlikli nurlanish bilan birga kattaroq to'lqin uzunlikli nurlanish borligini aniqladi. Tajribalar $\Delta\lambda=\lambda'-\lambda$ farq tushuvchi nurlanishning to'lqin uzunligi λ , sochuvchi jismga bog'liq bo'lmay, faqat sochilish burchagi θ ga bog'liqligini ko'rsatdi:

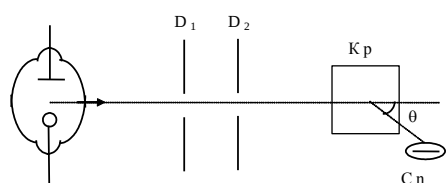
$$\Delta\lambda=\lambda' - \lambda = 2 \Lambda_c \sin^2 \theta/2,$$

bu erdagi Λ_c kompton doimiysi deb ataladi va u $\Lambda_s=2,41 \cdot 10^{-12}$ m ga teng. 4.10 -rasmda ko'rsatilgan D_1 , D_2 diafragmalardan o'tgan ingichka rentgen nurlari Kr kristallga tushadi. Sochilgan nurlanishni S_n - spektrograf yordamida tekshirish mumkin. Nurlanish to'lqin uzunligi λ , $\theta = 0$ yo'nalishda o'zgarmaydi, boshqa yo'nalishlarda

$$\Delta\lambda \sim \sin^2 \theta/2$$

ga proportsional holda o'zgaradi.

Shunday qilib, Kompton effekti deb nurlanish (rentgen, γ - nurlanish) moddaning erkin elektronlarida sochilishi natijasida to'qin uzunligining ortishiga aytiladi.



4.10-rasm

To'lqin nazariya nuqtai nazaridan bu hodisani tushintirib bo'lmaydi. Elektron yorug'lik to'lqini taosirida shu to'lqin chastotasiga teng chastota bilan tebranishi va shu chastotaga teng to'lqin nurlantirishi kerak.

Kvant nuqtai nazariga ko'ra rentgen fotonlarining kristall elektronlari bilan taosirlashganda ularning to'lqin uzunligini ortib qolishi yuqoridagi ifoda bilan topiladi. Hisob-kitoblar $\Lambda_s = h/m_0c$ uchun ifodani beradi.

Yuqoridagilardan quyidagicha xulosa chiqarish mumkin.

Absolyut qora jism nurlanish spektridagi energiya taqsimoti, fotoeffekt, Kompton effekti yorug'likning kvant tabiatini tasdiqlaydi.

Yorug'lik intenferentsiyasi, difraktsiyasi, dispersiyasi, qutblanishi kabi hodisalarda esa yorug'likning to'lqin xususiyatlari namoyon bo'ladi.

Elektromagnit nurlanish real oboekt bo'lib, u to'lqinga ham korpuskulaga ham o'xshamaydi. Baozi sharoitlarda nurlanishning tabiati, asosan, korpuskulyar xususiyatlar bilan aniqlanib, to'lqin esa tekshirilayotgan hodisaning unchalik ahamiyatga ega

bo'lmagan hislatlarini ifodalaydi. Boshqa sharoitlarda nurlanishning to'liq tabiati o'rganilayotgan hodisaning asosiy tomonlarini aniqlaydi. Yorug'likning bir vaqtda to'liq va kvant xossalari namoyon bo'lishiga korpuskulyar-to'liq dualizmi (ikki yoqlamalik) deyiladi

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR

1. Issiqlik nurlanishi to'g'risida so'zlab bering.
2. Energetik yorqinlik nima
3. Absolyut qora jism nurlanishdagi asosiy qonuniyatlarni gapirib bering.
4. Plankning kvantlar gipotezasini taoriflang.
5. Fotoeffekt hodisasi nimaq Uning nazariyasi va qo'llanilishi haqida nimalar bilasiz
6. Fotoeffekt qonuniyatlarini so'zlab bering.
7. Kompton effektining mohiyatini tushuntiring.
8. Foton energiyasi, impulsi va massasini ifodalovchi formulalarni keltiring.
9. Yorug'lik bosimi qanday hosil bo'ladi?
10. Yorug'likning korpuskulyar-to'liq dualizmi nima?

ADABIYOTLAR

1. Axmadjonov O.I., Fizika kursi, 3 t. O'qituvchi 1988.
2. Trofimova T.I., Kurs fiziki, M., Visshaya shkola, 2000.
3. Savelg'ev I.V., Kurs obshey fiziki, t. 3, M., Nauka, 2000.
4. Gribov L.A., Prokof'eva N.I. Osnovi fiziki, Gardarika. M., 1998.

5 - ma'ruza. KVANT NAZARIYASINING TAJRIBADA ASOSLANISHI.

Reja:

1. Klassik fizikaning atom hodisalarini tushuntirishdagi ziddiyatlari.
2. Kvantlanish g'oyasining tasdiqlanishi. Borning atom nazariyasi. Frank-Gerts tajribasi.
3. Vodorod atomining nurlanish spektrlari. Majburiy va spontan nurlanish.

Tayanch so'zlar va iboralar: Atom hodisalarini tushuntirishda klassik fizikaning ziddiyatlari, XXI - asr boshidagi yangi kashfiyotlar, atomning Tomson modeli, atomning yadro modeli, Rezerford tajribasi, α -zarrachalar, yadroning o'lchami, zaryadi va massasi, atomning yadro modelining kamchiligi. Vodorod atomi spektridagi qonuniyatlar, Balpmer formulasi, spektral seriyalar. Atomning Bor nazariyasi, Bor postulotlari, turun orbitalar, elektronning orbitadagi impuls momenti, bosh kvant soni, sochilgan yoki yutilgan yorulik kvanti energiyasi, Frank va Gerslar tajribasi va unda Bor nazariyasining tasdiqlanishi. Bor nazariyasiga ku'ra vodorod atomi spektri, spektral seriyalar. Ridberg doimiysi, Bor atom nazariyasining kamchiligi. Majburiy va spontan nurlanish.

1. Klassik fizikaning atom hodisalarini tushuntirishdagi ziddiyatlari

XIX asrning oxiriga kelib klassik fizika ko'pgina fizik hodisalarni tushuntirib beraolmay qoldi. Bunday hodisalar qatoriga absolyut qora jismning issiqlik nurlanishi, fotoeffekt, kompton effekti, kristallarning past temperaturalardagi issiqlik sig'imi va atom nurlanishining chiziqli spektri bilan bog'liq bo'lgan hodisalarni kiritish mumkin. Bu hodisalar atrof-muhitni o'rab olgan materiyaning ichki xususiyatlariga, bevosita kuzatib

bo'lmaydigan mikroolamdagi jarayonlarga xos bo'lib, uni hal qilish uchun o'sha paytlarda fanga yot bo'lgan tushunchalar kiritilishini talab qilar edi. Bunday tushunchalar esa hodisaning tub mohiyatidan kelib chiqishi kerak. Ana shunday yangi tushuncha - absolyut qora jismning nurlanish nazariyasini yaratishda Maks Plank (1900 y.) tomonidan taklif etilgan mikroobektlar energiyasining kvantlanishi bo'ldi.

1886 yilda Velgelm Vin absolyut qora jism nurlanishini tushuntirib, birlik hajm va birlik chastota oraligiga mos keluvchi nurlanish energiyasi ν/T nisbat ortishi bilan eksponentsial holda kamayishini ko'rsatadigan formulani topdi. Vinning bu formulasini klassik fizika nuqtai nazaridan tushuntirib bo'lmadi. Chunki, klassik fizikaga ko'ra chastota ortishi bilan nurlanish intensivligi ham ortib borishi kerak. M. Plank, Vin qonunini tushuntirish uchun absolyut qora jism turli chastotalarda nurlanuvchi cheksiz ko'p sonli zarrachalardan, yaoni nurlangichlardan (ostsillyatorlardan) iborat deb, bu nurlangichlarning energiyasi nurlanish natijasida uzluksiz holda o'zgarmasdan, balki sakragan holda va doimo $h\nu$ energiya bo'lagi miqdorida o'zgaradi deb oldi. Plankning bu farazidan keyin ν/T nisbat ortishi bilan nurlanish qobiliyatining kamayishini tushuntirish mumkin bo'ldi va u bu faraziga asoslanib absolyut qora jism nurlanishining kvant nazariyasini yaratdi. Plank nurlanish modda zarrachalaridan kvantlar ko'rinishida, diskret holda chiqadi deb xisoblagan bo'lsa, A.Eynshteyn Plank g'oyasini yanada rivojlantirib, nurlanish moddada kvantlar holida yutiladi ham deb, fotoeffektni tushuntirishda klassik fizika duch kelgan muammoni echib berdi. Eynshteynning fotoeffekt nazariyasiga ko'ra, moddaga tushgan yorug'lik kvanti energiyasi elektronning chiqish ishidan katta bo'lsa, elektronlar moddadan uchib chiqadi va fotoeffekt kuzatiladi. Uchib chiqqan elektronlarning kinetik energiyasi yorug'lik kvanti energiyasidan elektronlarning chiqish ishini ayirmasiga teng: $E_k = h\nu - A$. Bu nazariya tajriba asosida topilgan fotoeffekt qonunlarini tushuntirib berdi.

Yorug'likning moddalarda kvantlar tarzida sochilishidan va yutilishidan yorug'likning o'zini ham kvant tarzida tarqalishi kelib chiqadi.

Klassik fizika kristallarning issiqlik sig'imini temperaturaga bog'lanishini tushuntirishda ham zddiyatga duch keldi. Kristallarning issiqlik sig'imi uchun klassik nazariyaga asoslanib chiqarilgan Dyulong-Pti qonunidan issiqlik sig'imini o'zgarmasligi kelib chiqadi:

$$C = 3R = 25 \text{ J/mol}\cdot\text{K}.$$

Lekin tajribada kristallarning issiqlik sig'imi bilan temperatura orasidagi bog'lanishni o'rganish shuni ko'rsatdiki, bu qonun faqat nisbatan yuqori temperaturalarda bajarilar ekan. Temperatura absolyut nolga yaqinlashishi bilan issiqlik sig'imi ham nolga intiladi. Bunday bog'lanish sababini klassik fizika tushuntirishga ojizlik qildi. SHundan keyin 1907 yilda A.Eynshteyn kvant tasavvurlarga asoslanib, tajribaga mos keladigan issiqlik sig'imining kvant nazariyasini yaratdi.

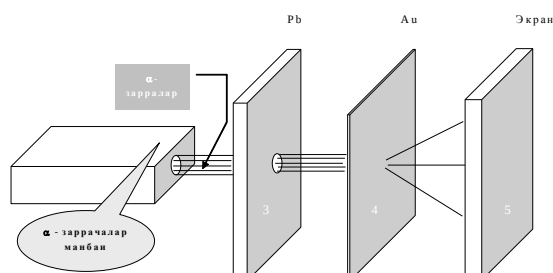
1913 yilda Eynshteyn yorug'lik kvanti energiyasi $h\nu$ ni uning impulsi $h\nu/s$ bilan bog'lashni taklif qildi. Yorug'lik kvantlarini (fotonlarini) haqiqatdan ham mavjudligi 1923 yilda Kompton tajribasida, 1926 yilda Bote tajribasida uzul-kesil tasdiqlandi.

Atom energiyasi diskret, yaoni kvantlangan holda o'zgarishi Frank-Gerts tajribasida tasdiqlangandan keyin, yana bir qancha tajribalar kvantlanish g'oyasining to'g'riligini tasdiqladi. Masalan, SHtern-Gerlax tajribalari atomlarning magnit momentlarida ham fazoviy kvantlanish mavjudligini isbotladi. Mikrozarrachaning to'lqin xossaga ega bo'lishi haqidagi de-Broyl gipotezasini Devisson va Jermerlar tajribasida tasdiqlanishi to'lqin -

korpuskula dualizmi nafaqat yorug'lik uchun, balki butun mikrozarra ko'rinishdagi moddalarga ham xos ekaniga shubha qoldirmadi.

Shunday keyin zarrachalarning to'liq xossalarini xisobga oluvchi umumiy harakat tenglamasini yaratishga kirishildi. Bunday tenglamani avstriyalik fizik E.SHredinger yaratdi. Zarrachalarning to'liq-korpuskulyar xossalarini o'rganadigan fizikaning

bo'limiga to'liq mexanikasi yoki kvant mexanikasi deyiladi. To'liq mexanikasi bilan keyingi ma'ruzalarda tanishamiz.



5.1-rasm

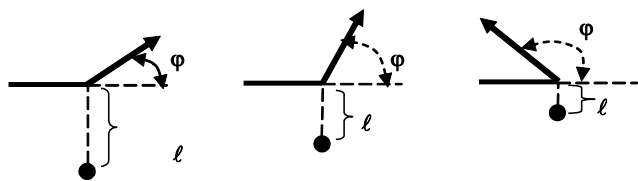
XIX-asrning oxiriga kelib klassik fizika gazlarning nurlanish, yutilish spektri va atom tuzilishini o'rganishda yana bir muammoga duch keldi. Bu vaqtda atomlarning nurlanish spektri ma'lum tartibda joylashgan spektral chiziqlardan iborat ekanligi ma'lum bo'ldi. Ya'ni, vodorod atomi

va boshqa atomlarning spektral seriyalari aniqlandi. Lekin klassik fizika quyidagi muammoga duch keldi.

Bu mammoli savollarga klassik fizika javob topa olmadi.

Klassik elektrodinamikaga ko'ra elektromagnit nurlanish zaryadlarning tebranishi yoki tezlanish bilan harakatlanishi natijasida hosil bo'ladi va uning chastotasi, zaryadlarning tebranish chastotasiga mos keladi. Bunga Gerts vibratorini misol qilib ko'rsatish mumkin. Atomning klassik elektrodinamikaga asoslangan birinchi modelini J.J.Tomson (1856-1940) 1903 yilda taklif qildi. Bu modelga binoan atom shar shaklida bo'lib, uning butun hajmida musbat zaryadlar bir tekis taqsimlangan. SHu musbat zaryadlar orasida elektronlar ham joylashgan bo'lib, ularning soni musbat zaryadlar soniga teng bo'lgani uchun atom neytral hisoblanadi. Elektron muvozanat vaziyatidan siljiganda uni muvozanat vaziyatiga qaytaruvchi elastiklik kuchiga o'xshash kuch hosil bo'ladi. SHu kuch taosirida elektron garmonik tebranma harakat qiladi. Maksvell elektromagnit to'liq nazariyasiga asosan elektron atomda tebranma harakat qilgani uchun atom monoxramatik elektromagnit to'liq sochadi. Sochilgan elektromagnit to'liq chastotasi elektronning tebranish chastotasiga mos keladi. Tomson shu atom modeli bilan atomning nurlanish spektri chiziqli bo'lishini tushuntirib berdi. G.N.Lorents, Tomsonning bu atom modeli asosida yorug'lik dispersiyasining elektron nazariyasini yaratdi. Bu nazariya normal va anomal dispersiyalarini tushuntirib berdi. O'z vaqtida atomning Tomson modeli fizikada muhim rol o'ynadi. Ammo bu model uzoq yashamadi. Ingliz olimi Rezerford radioaktiv moddalardan chiquvchi α -zarrachalarni yupqa metall qatlamidan o'tganda sochilishini o'rganib, 1911 yilda atom tuzilishining yangi modelini yaratdi. α -zarrachalar bilan taosirlashayotgan moddaning atom tuzilishini bilish uchun oldin α -zarrachaning o'zini tabiatini bilish kerak edi. SHuning uchun Rezerford α -zarrachaning zaryadini, massasini va tezligini aniqladi. Rezerford va Geyger radioaktiv moddadan chiqayotgan α -zarrachalarni Faradey tsilindriga to'plab, elektrometr yordamida uning zaryadi musbat bo'lib, ikki elektron zaryadiga ($q = 2e$) teng ekanligini aniqladilar. α -zarrachalarni magnit maydonida og'ishiga qarab, uni massasi, 4 ta vodorod atomi massasiga, ya'ni geliy atomining massasiga tengligini aniqlandi. Radioaktiv moddadan uchib chiqayotgan α -zarrachalarning tezligi 107m/s atrofida bo'lib, ular ancha katta kinetik energiyaga ega. Rezerford α -zarrachalar yo'liga kichkina yumaloq tirqishli to'siq qo'yib, tirqishdan chiqayotgan α -zarrachalar dastasini qalinligi 1 mkm ga yaqin bo'lgan

oltin qatlami (folga) tomon yo'naltirdi. ko'rsatilgan. Oltin qatlamidan

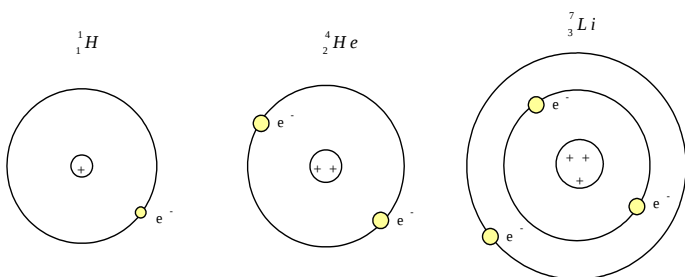


5.2-rasm

ayrim α -zarrachalarni oltin qatlamdan o'tishda 100, 150, 200 burchaklarga og'ishi kuzatiladi. Yana ham oz sonidagi α -zarrachalar (taxminan 8000 dan bittasi) 900 dan katta bo'lgan burchakka ham og'ishi aniqlandi. Hatto (taxminan 20000 dan bittasini) oltin qatlamdan orqaga qaytgani ham qayd qilindi. 5.2-rasmda yadro kichkina sharcha shaklida tasvirlangan. α -zarrachaning harakat yo'nalishi strelka bilan ko'rsatilgan, l - α -zarrachaning dastlabki yo'nalishi bilan yadro orasidagi eng yaqin masofa, φ - α -zarrachaning burilish burchagi.

Rasmdan ko'rinib turibdiki, α -zarrachaning burilish burchagi u bilan atom yadrosi orasidagi masofaga bog'liq. Rezerford bu masofani nishon masofasi deb atadi. Bu tajriba natijalaridan Rezerford quyidagi uchta xulosani chiqardi.

1. α -zarrachalarning ayrimlarini oltin qatlamidan o'tishda burilishiga oltin atomlari tarkibidagi musbat zaryadlar bilan o'zaro taosiri asosiy sababchi bo'ladi.
2. α -zarrachalarning ko'p qismini hech qanday to'sqinlikka uchramay oltin qatlamdan o'tib ketishi, atom tarkibidagi musbat zaryadlar atom markazidagi juda ham kichik hajmli yadroga to'planganligini ko'rsatadi.
3. α -zarrachalarning oltin varog'idan orqaga qaytishi musbat zaryadli atom yadrosining massasi α -zarrachalarning massasidan bir necha marta katta ekanligini va atom massasini asosan shu kichik hajmli yadro tashkil qilishini ko'rsatadi.



5.3-rasm

Yadro atrofida aylanayotgan elektron uchun Nyutonning 2-qonuni quyidagi ko'rinishda yoziladi.

$$\frac{ze \cdot e}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{m v^2}{r}$$

Bu erda v - elektronning orbitadagi tezligi, r - orbita radiusi.

Elektronlarning umumiy zaryadi, yadroning umumiy musbat zaryadiga teng bo'lgani uchun atom yaxlit holda elektr zaryadiga ega emas. 5.3-rasmda Rezerfordning atom yadro modeli bo'yicha vodorod, geliy va litiy atomlarining tuzilishi sxematik tarzda tasvirlangan.

Rezerford tajribasining sxemasi 5.1-rasmda o'tgan α -zarrachalar nurlanuvchi (lyuminesentsiyalanuvchi) ekran orqali yoki fotoqog'oz yordamida qayd qilinadi. Tajribadan shu narsa maolom bo'ldiki, α -zarrachalarning juda ko'p qismi oltin qatlamidan hech qanday to'siqqa uchramay o'tib ekranga borib tushaverar ekan. Lekin

Rezerford yuqoridagi xulosalari asosida atomning yadro modelini yaratdi. Bu modelga binoan atom markazida musbat zaryadli yadro joylashgan. Yadro bilan elektronlarning o'zaro taosirlashishi natijasida elektronlar yadro atrofida aylana shaklidagi orbitalar bo'ylab aylanadilar. Yadroga tortilish Kulon kuchlari markazga intilma kuch vazifasini bajaradi.

Rezerford tajribaga va atom yadro modeligi asoslanib yadro zaryadini va o'lchamini aniqlashga muvaffaq bo'ldi. Yadroning zaryadi elektron zaryadiga qarrali bo'lib,

$$Q=+Ze$$

ekanligi aniqlandi. Bu erda Z - elementning Mendeleev davriy sistemasidagi tartib raqami. Rezerford yana shu narsaga aniqlik kiritadiki, elementning davriy sistemadagi o'rni Mendeleev ko'rsatganidek, uning atom massasi bilan emas, balki yadro zaryadi bilan aniqlanar ekan. Rezerford ayrim elementlarning davriy sistemadagi o'rniga tuzatishlar kiritdi, yaoni ularning tartib raqamlarini o'zgartirdi.

Rezerford atom yadrosining o'lchamini qanday aniqlaganini ko'rib o'taylik. Masalan α -zarracha biror element atom yadrosiga markaziy urilsin. Aslida α -zarrachani yadro bilan to'qnashishi sodir bo'lmaydi, chunki α - zarracha yadroga qandaydir masofagacha yaqinlashib borib, so'ngra orqaga qaytadi. α -zarrachaning kinetik energiyasi qancha katta bo'lsa, u yadroga shuncha ko'proq yaqin boradi. Energiyaning saqlanish qonuniga binoan α -zarrachaning kinetik energiyasini yadro bilan Kulon o'zaro taosir potentsial energiyasiga tenglaymiz:

$$\frac{m_{\alpha} v^2}{2} = q_{\alpha} \frac{Ze}{4\pi\epsilon_0 r_0} \quad (5.1)$$

α - zarrachaning tezligi $v \approx 10^7$ m/s, massasi $m_{\alpha} = 4m_N = 4 \cdot 1,67 \cdot 10^{-27}$ kg, zaryadi $q_{\alpha} = 2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}$ Kl va oltin atomining davriy sistemadagi tartib raqami $Z=79$ ekanligini hisobga olib, (5.1) tenglikdan r_0 ni hisoblaymiz.

$$r_0 = \frac{q_{\alpha} Ze}{4\pi\epsilon_0 m_{\alpha} v^2} \approx 3 \cdot 10^{-14} \text{ m}$$

Topilgan r_0 ning bu qiymati oltin va α -zarrachalarning yadro radiuslarining yig'indisiga qariyib teng. Yadroning bu o'lchami shartli bo'lib, u α -zarrachaning tezligiga bog'liq. Hozirgi zamon usullari bilan yadroning o'lchami 10^{-15} m atrofida ekanligi aniqlangan. Yadro fizikasida 10^{-15} m uzunlik 1 Fermi deb yuritiladi. Elektronning radiusi ham 1 Fermi atrofida ekanligini hisoblab topishimiz mumkin. Elektrostatikadan ma'lumki, ϕ -potentsialgacha zaryadlangan q zaryadli o'tkazgich energiyasi

$$E_0 = \frac{1}{2} q\phi$$

formula bilan hisoblanadi.

Elektronni r_0 radiusli sharcha deb olsak, uning energiyasi uchun

$$E_0 = \frac{1}{2} e \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r_0} \quad (5.2)$$

formulani yozishimiz mumkin.

Eynshteynning maxsus nisbiylik nazariyasiga binoan tinch turgan elektronning energiyasi

$$E_0 = m_0 c^2 \quad (5.3)$$

Bu erda $m_0 c^2$ -elektronning tinchlikdagi massasi, E_0 ning yuqoridagi ifodalarini bir-biriga tenglab, kattaliklarni son qiymatlarini qo'yib, elektronning radiusini hisoblaymiz:

$$\frac{1}{2} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0} = m_0 c^2$$

$$r_0 = \frac{1}{2} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_0 c^2} = \frac{(1,6 \cdot 10^{-19})^2}{2 \cdot 4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} (3 \cdot 10^8)^2} \approx 2 \cdot 10^{-15} \text{ m}$$

Yuqoridagi natijadan ko'rinib turibdiki, elektronning klassik radiusi ham yadro radiusiga yaqin ekan.

Yadroning o'lchami va massasini bilgan holda biz yadro moddasining zichligini hisoblashimiz mumkin. Yadroning massasi o'rniga atom massasini olsa ham bo'ladi, chunki elektronning massasi eng kichik atom-vodorod massasidan ham 1836 marta kichik. Ma'lumki, $m_n = 1.67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ bo'lgani uchun yadro zichligi uchun

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{m}{\frac{4}{3}\pi r_0^3} = \frac{3 \cdot 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}}{4 \cdot 3,14 (10^{-15})^3} \approx 0,6 \cdot 10^{18} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \approx 10^9 \text{ t/cm}^3$$

natijani olviz.

Bunday zichlik hozirgacha fanda ma'lum bo'lgan eng katta zichlikdir.

Rezerfordning biz yuqorida ko'rib o'tgan atom yadro modelini ko'pincha atomning planetar modeli deb ham ataladi. Lekin bu juda qo'pol qiyoslashdir. Chunki, Quyosh va planetalar mexanik sistema bo'lsa, atom yadrosi va elektronlar elektrodinamik sistemadir. Quyosh va planetalar o'zaro gravitatsion maydon orqali tortishib tursa, elektronlar yadroga Kulon qonuni bilan aniqlanuvchi elektr maydoni kuchlari orqali tortishib turadi. Yadroga yaqin joylashgan elektronlar yadroning tortishish kuchini tashqi elektronlarga nisbatan kamaytirsa, Quyoshga yaqin planetalar Quyoshning tortishish kuchini tashqi planetalarga nisbatan kuchaytiradi. Bundan tashqari, atomdagi elektronlar bir-biriga mutlaqo o'xshash bo'lib, ular orasida o'zaro itarish kuchlari bor.

Rezerfordning atom nazariyasi ayrim element atomlari yadro zaryadini va massasini aniqlab, ularning davriy sistemadagi o'rniga aniqlik kiritgani bilan atomning ko'p xossalari tushuntirib berolmadi. Masalan, atom tashqi taosir tufayli ionlashishi, ya'ni u chetki elektronini yo'qotib musbat ionga aylanishi va yana neytral atom holiga qaytishi mumkin. Bu jaraenni tushuntirishda Rezerford yadro modeli kuyidagi muammoga duch keldi.

Elektron yadro atrofida aylanar ekan, ma'lum tezlanishga ega bo'ladi, shuning uchun atomdan elektromagnit nurlanish chiqib turishi kerak. Natijada elektron orbitasining radiusi qisqara borib, u spiralsimon trektoriya bo'ylab aylanishi kerak. Atom oldin uzun to'lqin uzunlikdagi yorug'lik sochishi, spiralning radiusi qisqarib elektronning aylanish chastotasi ortishi natijasida atom sochayotgan yorug'likning to'lqin uzunligi uzluksiz qisqarib borishi kerak. Hisoblashlar shuni ko'rsatadiki, elektron qisqa vaqt ichida ($\sim 10^{-8} \text{ s}$) yadro ustiga tushib qolishi natijasida atom "buzilishi" kerak edi. Ma'lumki, bunday hol kuzatilmaydi, atom turg'unligicha qoladi. Atomdan sochilayotgan yorug'lik spektri ham uzluksiz bo'lmay, balki chiziqlidir. Masalan, gaz atomlari spektri ham chiziqlidir. Bunday chiziqli spektrga misol qilib vodorod atomi spektrini olish mumkin. Atomlar spektri nima sababdan chiziqli bo'lishini ham Rezerford atom yadro modeli tushuntirib berolmaydi. Demak, klassik mexanika va elektrodinamikaga asoslanib yaratilgan Rezerford atom nazariyasi atom ichida sodir bo'ladigan jarayonlarni tushuntirishga yaroqsiz ekan. Shundan keyin daniyalik nazariyotchi fizik Nils Bor, M. Plankning energiya kvanti haqidagi nazariyasini va tajribada kuzatilgan vodorod atomi spektral seriyalarini o'rganib, atom tuzilishining yangi nazariyasini yaratdi.

2. Kvantlanish g'oyasining tasdiqlanishi. Borning atom nazariyasi.

Frank-Gerts tajribasi

Atom tuzilishini o'rganishda 1860 yilda nemis olimlari G.Kirxgof (1824-1887) va R.Bunzen (184-1898) ochgan spektral analiz usuli muhim rol o'ynadi.

1885 yilda shveysariyalik maktab fizika o'qituvchisi Balmer ko'zga ko'rinadigan sohada vodorod atomining spektral chiziqlarining joylashish vaziyatida maolom qonuniyat borligini sezdi. Balmerning aniqlashicha to'liq uzunlikni kamayishi bilan ular orasidagi masofa ham kamayib borar ekan. Ko'p yillik izlanishlardan so'ng to'liq uzunliklari aniq bo'lgan to'rtta spektral chiziqlarini bitta umumiy formula bilan ifodalash mumkinligi aniqlandi:

$$\lambda_n = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4} \quad (5.4)$$

bu formulada $\lambda_0 = 3646 \text{ \AA}$, formuladagi n ga 3,4,5 va 6 qiymatlar berib, vodorod atomining ko'zga ko'rinadigan sohada to'rtala spektral chiziqlarining to'liq uzunligini hisoblashimiz mumkin. Quyidagi birinchi jadvalda tajribada kuzatilgan to'liq uzunlik bilan (5.4) formula yordamida hisoblab topilgan to'liq uzunlikni mos kelishi ko'rsatilgan.

(5.4) formuladagi λ_0 Balmer seriyasidagi eng kichik to'liq uzunlik ekanligi ma'lum bo'ldi. Ya'ni,

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \lambda_n = \lambda_0 = 3646 \text{ \AA}$$

5.1-jadval

Chiziqlar	n	Hisoblab topilgan to'liq uzunlik $\lambda, \text{ \AA}$	Kuzatilgan to'liq uzunlik $\lambda, \text{ \AA}$
N α - qizil	3	6562,80	6562,79
N β - yashil	4	4861,38	4861,33
N γ - ko'k	5	4340,51	4340,47
N δ - binafsha	6	4101,78	4101,74

Spektrdagi qonuniyatni to'liq uzunlik orqali emas, balki to'liq chastotasi bilan ifodalash qulayroqdir. Chastota bilan to'liq uzunlik orasidagi bog'lanishni hisobga olib, Balmer formulasini yorug'lik chastotasi uchun yozamiz

$$\nu = c \frac{4}{\lambda_0} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) = cR_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (5.5)$$

(5.5) formuladagi $R_n = (10967758,1 \pm 0,8) \text{ m}^{-1}$ bo'lib, u vodorod spektridagi barcha chiziqlar uchun tegishli bo'lib, Ridberg doimiysi deb ataladi. $R = cR_n$ ham Ridberg doimiysi deb yuritiladi va uni qiymati $R = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$. Bu erda s yorug'likni vakuumdagi tezligi.

Keyinchalik vodorod atomi spektrida ko'zga ko'rinmaydigan ultrabinafsha (UB) va infraqizil (IQ) sohalarida ham spektral chiziqlar topildi. Spektral chiziqlar to'plamiga spektral seriyalar deyiladi. Bu topilgan chiziqlar ham Balmer formulasi orqali ifodalanadi. Faqat bu formula chegaraviy to'liq uzunligi va (4.5) ifodaning qavsi ichidagi kasrlari bilan farqlanadi. Balmer formulasi umumiy holda

$$\nu_{\min} = cR_H \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (5.6)$$

ko'rinishda ifodalanadi. (4.6) formulasidagi m va n ning qiymatiga qarab, vodorod atomidagi turli spektral seriyalarini hosil qilish mumkin:

$$m = 1; n = 2, 3, 4, \dots, \nu = cR_H \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad \text{Лайман} \quad \text{серияси}$$

$$m = 2; n = 3, 4, 5, \dots, \nu = cR_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad \text{Бальмер} \quad \text{серияси}$$

$$m = 3; n = 4, 5, 6, \dots, \nu = cR_H \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad \text{Пашен} \quad \text{серияси}$$

$$m = 4; n = 5, 6, 7, \dots, \nu = cR_H \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad \text{Брэкет} \quad \text{серияси}$$

$$m = 5; n = 6, 7, 8, \dots, \nu = cR_H \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad \text{Пфунд} \quad \text{серияси}$$

Layman seriyasi spektral chiziqlari spektrning UB sohasida joylashgan. Balmer seriyasidagi chiziqlar spektrning ko'zga ko'rinadigan sohasida joylashganini bilamiz. Qolgan spektral seriyalar hammasi spektrning IQ sohasidan o'rin olgan.

N.Bor tajribada kuzatilgan vodorod atomi spektri va nurlanish kvanti tushunchalarini mohirlik bilan umumlashtirib, 1913 yilda atomning yangi nazariyasini yaratdi.

N.Bor (1885-1962) bu nazariyani yaratishda absolyut qora jismning nurlanishini tushuntirib bergan Plankning energiya kvanti haqidagi gipotezasini atomdagi elektronlarga tadbiq 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 uch postulotni asos qilib oldi:

1-postulot

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 nurlatmaydi. Atomning har bir turg'un holatiga $E_1, E_2, E_3, \dots$ energiya qiymatlari to'g'ri keladi.

2-postulot

Atomdagi elektron ixtiyoriy orbitalar bo'ylab aylanmasdan, balki impuls momenti Plank doimiysiga karrali bo'lgan orbitalar bo'ylab aylanadilar:

$$mvrn = n\hbar \quad (5.7)$$

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

$$\hbar = \frac{h}{2\pi}$$

3-postulot

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

$$h\nu = E_n - E_m \quad (5.8)$$

Bu ifodada n va m lar orbita tartib raqamlari. Ko'pincha 1 va 2-postulotlarni birlashtirib Borning ikkita postuloti bor deb ko'rsatiladi. Borning 2-postulotini yaratilishida Plank domiysi o'lchov birligini impuls momenti o'lchov birligiga mos kelishi asosiy turtki bo'ldi. Ya'ni,

$$mvr = \frac{h}{\lambda} = n \cdot \frac{h}{2\pi r} = j \cdot \frac{h}{2\pi r}$$

Kvant mexanikasini tahliliga ko'ra 2-postulotdagi n orbita uzunligiga joylashadigan de-Broyl to'liqlari soniga teng:

$$2\pi r = n\lambda_B$$

$$\lambda_B = \frac{h}{m v}$$

bo'lgan uchun

$$2\pi r = n \frac{h}{m v}$$

yoki

$$m v r = n \hbar$$

bo'lib, Borning 2-postulotining matematik ifodasi kelib chiqadi.

Elektron yuqori orbitadan quyi orbitaga tushsa, atom yorug'lik kvanti sochadi. Quyi orbitadan yuqori orbitaga chiqishi uchun esa tashqaridan yorug'lik kvanti yutadi.

Masalan, elektron energiyasi katta bo'lgan 2-holatdan, energiyasi kichik bo'lgan 1-holatga tushganda atomdan sochilgan yorug'lik kvanti energiyasi elektronni holatlardagi energiyalrining ayirmasiga teng:

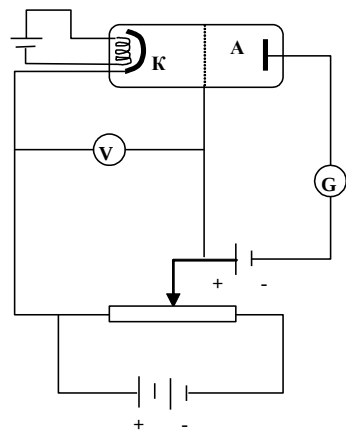
$$h\nu = E_2 - E_1$$

Sochilgan yorug'lik chastotasi

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$$

bo'ladi.

Nemis fiziklari D.Frank (1882-1964) va G.Gertsler (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 5.4-rasmda ko'rsatilgan.



5.4-rasm

Bunda havosi so'rib 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 to'rga berilgan musbat potentsial taosirida tezlatiladi va elektronlar olgan kinetik energiya $m v^2 / 2 = eU_1$ 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. Energiyasi to'xtatuvchi potentsialni eng

olgan elektronlar anodgacha etib boradi. Elektronlar anodgacha etib borishi uchun ularning energiyasi

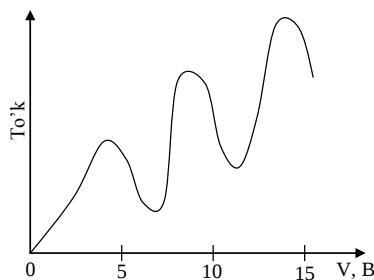
$$\frac{m v^2}{2} \geq e U_2$$

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 uzluksiz kamaymasdan, diskret holda yoki boshqacha aytganda meyorlangan, aniq bir energiya bo'lagi miqdoricha o'zgarishi kerak. Ma'lumki, eU_1 energiyali elektronning energiyasi simob atomlari bilan noelastik to'qnashishi va to'xtatuvchi potentsial taosirida kamayadi:

$$E = eU_1 - \Delta E - eU_2$$

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

Anod tokini elektronlarga tezlik beruvchi potentsialga bog'lanish grafigi 5.5-rasmda 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.



5.5-rasm

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 orttira 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 x.z. kuchlanishlarda ham sodir bo'ladi..

3. Vodorod atomining nurlanish spektrlari.

Majburiy va spontan nurlanish.

Bor atom nazariyasi vodorod va vodorodsimon atomlar uchun mos keladi. Vodorodsimon atomlar deganda bitta elektronini yo'qotgan geliy, ikkita elektronini

yo'qotgan litiy tushuniladi. Chunki, bu atomlar yadrosi atrofida vodorodga o'xshab bittadan elektron aylanadi. Bor nazariyasi bunday atomlarning nurlanish spektrlarini, elektronlarning orbita radiuslarini va energiyalarini aniqlash imkonini beradi.

Borning 2-postuloti va klasik fizika yordamida elektronning turg'un orbita radiusini hisoblab topishimiz mumkin. Ammo (4.7) tenglikning o'zidan elektron orbita radiusini hisoblab bo'lmaydi. Elektronning tezligi bilan orbita radiusi orasidagi bog'lanishni Nyutonning 2-qonunidan foydalanib topamiz. Elektron bilan yadro orasidagi Kulon kuchi elektronga markazga intilma tezlanish beradi. Ya'ni

$$ma_n = F$$

yoki

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{eZe}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (5.9)$$

(5.9) formuladagi Z - elementining davriy sistemadagi tartib nomeri. (5.8) va (5.9) tenglamalarini sistema qilib echib V va r larni topamiz. Vodorod uchun Z=1 deb olamiz.

$$\begin{cases} \frac{mv^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \\ mvr = n\hbar \end{cases}$$

yoki n - raqamli orbita uchun

$$\begin{cases} mv^2 r_n = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \\ mvr_n = n\hbar \end{cases}$$

bo'ladi.

Keyingi sistemani birinchi tenglamasini o'ng va chap tomonlarini ikkinchi tenglamaga hadma-had bo'lib, elektronning mumkin bo'lgan tezligini topamiz.

$$v = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 n\hbar}; \quad n=1, 2, 3, \dots \quad (5.10)$$

Bu formuladan elektronning n=1 bulgan orbitadagi tezligi uchun $V \approx 106$ m/s qiymatni olamiz. Ko'rinib turibdiki, elektronning bu tezligi yorug'lik tezligidan ancha kichik, shuning uchun atom fizikasida ham Nyuton mexanikasidan foydalanish mumkin. Tezlikning (5.10) ifodasini sistemaning birinchi tenglamasiga qo'yib, turg'un orbitalar radiuslari uchun quyidagi formulani hosil qilamiz.

$$r_n = n^2 \frac{\hbar^2 4\pi\epsilon_0}{me^2}; \quad n=1, 2, 3, \dots \quad (5.11)$$

Bu formuladan ko'rinib turibdiki, n ortishi bilan elektronning orbita radiusi 1: 4: 9: 13 va x.z. nisbatda ortib boradi.

Elektronning birinchi turg'un orbita radiusini hisoblaylik,

$$r_1 = a_0 = \frac{\hbar^2 4\pi\epsilon_0}{me^2} = 0,528 \cdot 10^{-10} \text{ m} = 0,528 \text{ \AA}$$

Vodorod atomidagi elektronning bu hisoblangan orbita radiusi birinchi Bor radiusi deb ham ataladi. Vodorod atomidagi elektron $r_1 = 0,588 \text{ \AA}$ dan kichik bo'lgan orbitada hech qachon aylanmaydi. (5.11) formuladan ko'rinib turibdiki, n ortgan sari orbita radiusi ham n ning kvadratiga mos holda ortib boradi. Elektron faqat (5.11) formula bilan

aniqlanuvchi orbitalar bo'ylab aylanadi. 2-postulatning yana bir xususiyati shundan iboratki, undan atom energiyasining kvantlanishi kelib chiqadi. (5.11) formuladan foydalanib, atomning to'liq energiyasini topamiz. Bu energiya elektronning kinetik va potentsial energiyalari yig'indisiga teng:

$$E = E_k + E_n = \frac{m_e v^2}{2} + (-e) \frac{ze}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (5.12)$$

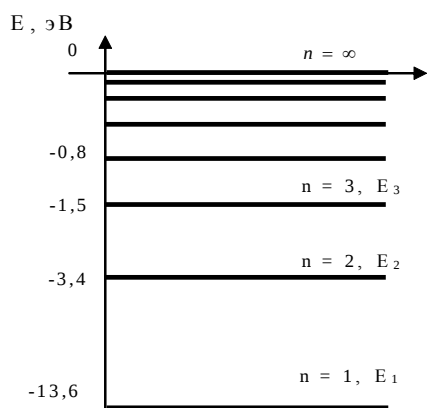
Yuqoridagi (5.10) ifodadan foydalanib elektronning kinetik energiyasi uning potentsial energiyasining yarmiga tengligini topamiz:

$$\frac{m_e v^2}{2} = \frac{1}{2} \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} = -\frac{1}{2} E_n \quad (5.13)$$

formulaga kinetik energiyaning bu ifodasini qo'yib, atomning to'liq energiyasini aniqlaymiz:

$$E = E_k + E_n = \frac{1}{2} \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} + (-e) \frac{ze}{4\pi\epsilon_0 r} = -\frac{1}{2} \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (5.14)$$

To'liq energiyaning manfiy bo'lishligi atomdagi elektronni yadroga bog'langanligini yoki boshqacha aytganda elektron yadroning elektostatik maydoni hosil qilgan potentsial o'rtasida joylashganini bildiradi. (5.14) formuladagi r ni o'rniga uni (5.11) ifodasini qo'yib, atom energiyasi faqat maolom bir tayinli qiymatlar olib o'zgarishini ko'rsatadigan formulani hosil qilamiz.



5.6-rasm

$$E_n = -\frac{1}{n^2} Z^2 \frac{m_e e^4}{8h^2 \epsilon_0^2} \quad (5.15)$$

(5.15) formuladagi n bosh kvant soni deyiladi. U elektronning energetik sathi yoki orbita tartib raqamini bildiradi. (5.15) formuladan ko'rinib turibdiki, n ortgan sari yoki boshqacha aytganda elektronning orbita radiusi ortishi bilan atom energiyasi ortib boradi. Energiyaning absolyut mikdori esa kamayib boradi. $n=\infty$ elektronning atomdan chiqib ketishiga (atomning ionlashishiga) mos keladi. (5.15) formula atomdagi elektron energiyasining kvantlanishini ifodalaydi Vodorod atomidagi elektronning birinchi Bor orbitasidagi to'liq energiyasi E_1 ni (5.15) formula bilan hisoblaylik.

$$E_1 = -\frac{1}{n^2} Z^2 \frac{m_e e^4}{8h^2 \epsilon_0^2} = -\frac{1 \cdot 1^2 \cdot 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ кг} (1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл})^4}{1^2 \cdot 8 \cdot (6,62 \cdot 10^{-34} \text{ эВ})^2 (8,85 \cdot 10^{-12} \text{ ф / м})^2} = -2,18 \cdot 10^{-18} \text{ Ж}$$

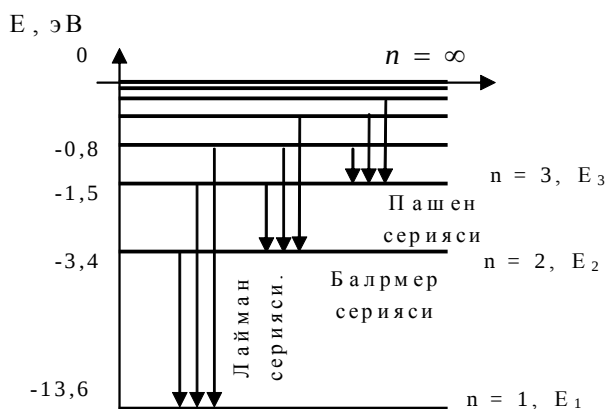
Energiyaning Joul birligini elektron - Volt(eV) birlikka o'tkazamiz.

$$1\text{J} = 6,25 \cdot 10^{18} \text{ eV} \\ E_1 = -2,18 \cdot 10^{-18} \text{ J} = 2,18 \cdot 10^{-18} \cdot 6,25 \cdot 10^{18} \text{ eV} = -13,56 \text{ eV}$$

Xuddi shuningdek, $n=2$ va $n=3$ bo'lgan hollar uchun E_2 va E_3 energiyalarni hisoblab quyidagi natijani olamiz:

$$E_2 = -3,4 \text{ eV}; E_3 = -1,5 \text{ eV}.$$

Elektron yadrodan uzoqlashgan sari, uning to'liq energiyasi ortib boradi. Elektron



5.7-rasm

yadroni tashlab chiqib erkin zarrachaga aylanganda uni yadro bilan o'zaro tasirlashuv energiyasi nol bo'ladi. Erkin elektronning to'liq energiyasi faqat uning kinetik energiyasidan iborat bo'ladi. 5.6-rasmda vodorod atomidagi elektronni turli orbitalardagi to'liq energiyasi ko'rsatilgan. Bu rasmdagi diagrammada hisob boshi sifatida elektronning yadrodan cheksiz uzoqlikdagi energiyasi olingan. SHuning uchun elektron yadroga yaqinlashgan sari uning energiyasi modul jixatdan ortib boradi.

Vodorod atomida hosil bo'luvchi spektral seriyalarni tushuntirish uchun hisob boshi sifatida birinchi Bor orbitasini olamiz. Elektronning bu orbitadagi energiyasini nol deb hisoblaymiz. Bunday olish uchun elektronning har qaysi orbitalardagi to'liq energiyasiga $+13,6 \text{ eV}$ ni qo'shib chiqamiz, natijada 5.7-rasmdagidek diagramma hosil bo'ladi.

Elektron yuqori orbitadan quyi orbitaga tushganda atom yorug'lik kvanti nurlatadi. Atomning turg'un holatiga elektronni 1-Bor orbitasida aylanishi mos keladi. Elektronni boshqa orbitalarda aylanishi atomning qo'zg'algan holatiga to'g'ri keladi. Masalan, elektron 2, 3, 4-orbitalardan 1-orbitaga tushganda UB sohada joylashgan Layman seriyasidagi yorug'lik kvantlari sochiladi. Ko'zga ko'rinuvchi Bolmer seriyasidagi yorug'lik kvantlari esa elektron $n=3, 4, 5, \dots$ orbitalardan 2-orbitaga o'tganda sochiladi. Xuddi shunga o'xshash cpektrining IQ sohasidagi Pashen, Breket va boshka seriyalarini ham tushuntirish mumkin.

5.7-rasmda Bor atom nazariyasiga binoan vodorod atomi spektral seriyalarini hosil bo'lishi tasvirlangan. (4.15) formulani atomning ikki xil energetik holati uchun yozib, so'ngra energiya farqlarini topamiz. Bor postulotiga ko'ra

$$h\nu = E_n - E_m = \frac{m_e e^4}{8 h^2 \varepsilon_0^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

bo'ladi.

Sochilgan yorug'lik chastotasi

$$\nu = \frac{m_e e^4}{8 h^3 \varepsilon_0^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) = R \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right] \quad (5.13)$$

formula bilan aniqlanadi.

(5.13) formulada

$$R = \frac{m_e e^4}{8 h^3 \varepsilon_0^2} \quad (5.17)$$

bo'lib, u Ridberg doimiysini nazariy chiqarilgan ifodasidir. (5.15) formula bilan hisoblangan Ridberg doimiysi tajribadan topilgan doimiylik bilan mos tushdi. Bu esa spektral seriyalarini ifodalovchi Bor formulasini va umuman Bor atom nazariyasini naqadar to'g'riligini isbotlaydi.

Vodorod atomini yutilish spektri ham Bor nazariyasi bilan tushuntiriladi. Vodorodning yutilish chiziqlari Layman seriyasi bilan aniqlanuvchi UB sohada joylashgan bo'ladi. Chunki erkin vodorod atomida elektron 1-turg'un orbitada joylashgan bo'ladi.

Bor nazariyasi faqat vodorod atomi uchun qo'llanilmasdan, u vodorodga o'xshab bittadan elektroni bo'lgan ionlarga (Ne^+ , Li^{++} , Be^{+++} ,...) ham mos keladi. Bu sistemalarning vodorod atomidan farqi shuki, elektron zaryadi $+Ze$ bo'lgan yadro atrofida aylanadi. Z - atom tartib raqami bo'lib, u Ne uchun ikkiga, Li uchun uchga teng. Vodorod atomi uchun yuqorida keltirilgan formulalar vodorodsimon atomlar uchun ham o'rinli, faqat e^2 ni o'rniga Ze^2 olish kerak. Vodorodsimon ionlarda elektron orbita radiusi Z marta kamaysa, elektron energiyasi E_n har bir n uchun Z^2 marta ortadi. Bunday bo'lishini tajriba natijalari ham tasdiqlaydi. Geliy Ne^+ ionini spektri vodorod spektriga juda o'xshash, bunda faqat nurlanish chastotasi 22 marta katta, to'lqin uzunligi esa 4 marta qisqa bo'ladi.

Elektronning $E=0$ energiyasi uni yadrodan cheksizlikgacha uzoqlashish holatiga to'g'ri keladi. Atom va ion uchun energiyaning $0-E=-E_1$ ($E_1<0$) farqi ionizatsiya potentsiali deb ataladi. Elektron energiyasi $E>0$ bo'lganda uning orbitasini ochiq giperboladan iborat deyish mumkin. Vodorodning ionlashish potentsiali 13,6 eV ga, bir zaryadli geliy ioniniki $-4.13,6 \text{ eV} = 54,4 \text{ eV}$.

Asosiy holatdagi vodorod atomini Bor radiusi $r_0 = 0,53 \text{ \AA}$ bo'lsa, Ne^+ ionining Bor radiusi ikki marta qisqa. Agar atom yutayotgan fotonning energiyasi, ionlashish potentsialidan kichik bo'lsa, atom qo'zg'algan holatga o'tadi. Agar atomga ionlashish potentsialidan katta energiyali foton tushsa, u atomni ionlashtiradi, ya'ni atomdan elektron uchirib chiqaradi, fotoeffekt yuz beradi.

Atomni ionlashishi yoki qo'zg'alishi faqat fotonlar taosirida emas, balki unga elektronlarni yoki atomlarni urilishi natijasida ham bo'lishi mumkin. Qo'zg'algan atom nurlanishi natijasida uning elektroni yana asosiy holatga qaytadi. Gaz razryadlari vaqtida yorug'lik sochilishi ham qo'zg'algan holatdagi atomlarning asosiy holatga qaytishi tufayli yuz beradi. Agar atom elektronlarning urilishi natijasida qo'zg'algan holatga o'tayotgan bo'lsa, elektronlar atomning energetik sathlarining faqiga mos keluvchi energiyasini yo'qotadi. Frank-Gerts tajribasida shunday bo'lishi kuzatilgan. Biz buni yuqorida ko'rib o'tdik. Borning atom nazariyasini 1915-1913 yillarda nems olimi Arnold Zomeerfeld takomillashtirdi. U kvantlanish qonidasini erkinlik darajasi ko'p bo'lgan murakkab sistemalariga qo'lladi. Elektron massasining tezlikka bog'liqligidan uning orbitasini pretsessiyalanuvchi ellipsdan iborat bo'lishini ko'rsatib, fizikaga orbital va magnit kvant sonlari tushunchasini kiritdi.

Lekin takomillashgan Bor-Zommerfeld atom modellarida ham atomda turg'un orbitalar mavjudligi, elektronlarning bir orbitadan boshqa orbitaga o'tish tartibi, atom nurlanish chiziqlari intensivligining turlicha bo'lish sababi ham tushuntirilmadi. Bu nazariyani murakkab atomlarning spektri, tuzilishi va xossalarini tushuntirishda qo'llab bo'lmadi. Chunki, ularning nazariyasi klassik mexanika bilan kvant mexanikasini sunoiy holda qo'shish natijasida yaratilgan edi.

Bor atom nazariyasi atom fizikasining va xususan kvant mexanikasining rivojlanishida muhim ahamiyatiga ega bo'ldi. Ammo Bor atom nazariyasi tugal nazariya emas edi. U ko'p elektronli atomlarning va hatto vodoroddan keyingi element-geliyning nurlanish spektrini ham tushuntirib berolmadi. Bunday savollarga o'sha vaqtda (1913) Borning o'zi ham javob topa olmadi. Bunday savollarga 1913-1920 yillarda Eynshteyn javob topdi.

Eynshteyn atomdagi kvant o'tishlarni ehtimollik xarakteridan kelib chiqib, atomning nur sochish va yutishini tushuntirib berdi. Nurlanishning ehtimollik xarakterda bo'lishi Plank tomonidan uni uzulukli jarayon sifatida qaralayotgandayoq aniq bo'lgan edi.

Eynshteyn, yorug'lik sochishi yoki yutishi mumkin bo'lgan muvozanatli atomlar to'plami bilan nurlanishning o'zaro taosiri masalasini ko'rib chiqdi. Agar soddalashtirish maqsadida atomlarda faqat ikkita energetik sath bor desak, nurlanish chastotasi $\nu_{12} = (E_2 - E_1)/h$ bo'ladi. Atomlarning nurlanish bilan o'zaro taosirining 3 xil asosiy jarayoni bor. Birinchi jarayonda atom o'z-o'zidan foton sochib, E_2 yuqori energiyali sathdan E_1 quyi energiyali sathga o'tadi, atomning bunday nurlanishiga spantan nurlanish deyiladi.

Atomning spantan nurlanishi hech qanday tashqi taosirlarga bog'liq emas va uni boshqarib ham bo'lmaydi. Bu jarayon xuddi radiaktiv elementlar yadrolarining emirilishiga o'xshaydi. Spantan nurlanish aniq ifodalangan tasodifiy xarakteriga ega, bu nurlanish vaqtini va nurlanish yo'nalishini tasodifiyligida namoyon bo'ladi. Ikkinchisi atomning majburiy (induktsiyalangan) nurlanishidir. Bu nurlanish chastotasi ν_{12} bo'lgan nurlanish taosirida sodir bo'ladi. Energiyasi $h\nu_{12}$ bo'lgan foton atomni energiyasi E_2 bo'lgan yuqori energetik sathdan energiyasi E_1 bo'lgan quyi sathga o'tishiga taosir ko'rsatadi. Bunday kvant o'tish jarayonida energiyasi $h\nu_{12}$ bo'lgan yana bir foton hosil bo'ladi. Hosil bo'lgan foton barcha parametrlari bilan tushayotgan fotonga aynan o'xshaydi. Bu jarayonning ehtimolligi tushayotgan nurlanish energiyasining spektral zichligiga proportsionaldir. Uchinchi jarayon atomlarning nur yutish jarayonidir. Bu jarayonning ehtimolligi ham tushayotgan elektromagnit nurlanishning zichligiga bog'liqdir.

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR

1. XIX-asr oxirida fizik hodisalarni tushuntirishda klassik fizika duch kelgan ziddiyatlar nimadan iborat?
4. Rezerford o'z nazariyasida atom tuzilishini qanday tushuntirdi va u bu nazariyani nimaga asoslanib yaratdi?
5. Rezerford atom yadro modelining kamchiliklari nimalarda namoyon bo'ladi?
6. Qanday dalillarga asoslanib, N.Bor atomning yarim klassik nazariyasini yaratdi?
7. Bor nazariyasi postulotlarini tushuntirib bering.
8. Vodorod atomidan hosil bo'luvchi spektral seriyalar Bor nazariyasida qanday tushuntiriladi?
9. Bor atom nazariyasining qanday kamchiliklari bor va nima sababdan bu nazariya yarim klassik nazariya deb ataladi?
8. Frank-Gerts tajribasini mohiyatini tushuntiring.
9. Vodorod atomidagi elektron energiyasi Bor nazariyasida qanday formula bilan ifodalanadi?
10. Majburiy va spantan nurlanishni tushuntiring.

ADABIYOTLAR

1. Axmadjonov O.I. "Fizika kursi, optika, atom va yadro fizikasi". Toshkent – "O'qituvchi", 1989.
2. Zisman G.A., Todes O.M. "Kurs obshey fiziki" 3-tom.M."Nauka" 1968.
3. Detlaf A.A., Yavorskiy B.M., " Kurs fiziki " M.: "Visshaya shkola ", 2000.
4. Trofimova T.I. "Kurs fiziki". M.: "Visshaya shkola", 2000.
5. Savelg'ev I.V. «Kurs obo'ey fiziki, kniga 5.», M.: Nauka. 1998.
6. Kristi R., Pitti A. Stroenie veo'estva: Vvedenie v sovremennuyu fiziku. M.: Nauka. 1969.
7. Yavorskiy B.M., Detlaf A.A. Spravochnik po fizike M.: Nauka. 1980.
8. Astaxov A.V., SHirokov YU.M. " Kurs fiziki " 3, "Kvantovaya fizika" M.: "Nauka", 1983.
9. Struchkov V.V., Yavorskiy B.M. "Voprosi sovremennoy fizika" M.: " Prosveo'enie ", 1973.
10. Kondakov V.A. "Stroenie i svoystva veo'estva" M.: "Prosveo'enie", 1970.
11. Buravixin V.A., Egorov V.A. Biografiya elektrona. M.: "Znanie", 1985.
12. Tarasov L.V. Sovremennaya fizika v srednoy shkole. M.: "Prosveo'enie". 1990.

6-ma'ruza. MIKROZARRACHALARNING TO'LQIN XOSSALARI. KVANT MEXANIKASI ELEMENTLARI

Reja:

1. De-Broyl gipotezasi va uni tajribada tasdiqlanishi. Elektronlar va neytronlar difraktsiyasi.
2. Geyzenbergning noaniqliklar munosabatlari.
3. To'lqin funktsiya va uning fizik maonosi. Kvant nazariyasida holatlar supperpozitsiya printsipi.
4. Kvant holatlar. Shredingerning vaqtga bog'liq bo'lgan tenglamasi.
5. Shredingerning turg'un holat uchun tenglamasi. Statsionar holatlar.
De-Broyl gipotezasi va uni tajribada tasdiqlanishi. Elektronlar va neytronlar difraktsiyasi.

Tayanch so'zlar va iboralar: Yorug'lik tabiatidagi ikkiyoqlamalik, yorulikning elektromagnit to'lin va kvant tabiati, de-Broyl gipotezasi, zarrachalarning tu'lyin xususiyati, Devisson va Jermerlar va boshqa olimlarning tajribalari, elektronlar va neytronlar difraktsiyasi, Geyzenberg noaniqliklar munosabatlari, zarrachaning impulpsi va koordinatasi unun noaniqliklar munosabatlarni qo'llanish chegarasi, mikrozarra va ehtimollik, to'lqin funktsiya va mikrozarra holati, to'lqin funktsiya vahegaraviyhartlar, Shredingerning vaqtga boli tenglamasi, Laplas operatori, Shredingerning turun holat uchun tenglamasi.

1. De-Broyl gipotezasi va uni tajribada tasdiqlanishi.

Elektronlar va neytronlar difraktsiyasi.

Ma'lumki, yorug'lik korpuskulyar va to'lqin xossaga ega. Yorug'likning to'lqin xossaga ega ekanligini yorug'lik interferentsiyasi, yorug'lik difraktsiyasi, yorug'lik dispersiyasi va boshqa optik hodisalar tasdiqlaydi. Yorug'likning korpuskulyar tabiatini yoki boshqacha aytganda yorug'likning kvant tabiatini esa nurlanish qonunlari, fotoeffekt hodisasi, Kompton effekti va boshqa qator optik hodisalar tasdiqlaydi.

Yorug'likning ikki xil - korpuskulyar va to'lqin tabiatga ega ekanligidan mikrozarra ham to'lqin tabiatga ega bo'lmasmikan - degan savol tug'iladi. 1924 yilda frantsuz olimi Lui de Broyl (1892-1987) korpuskulyar - to'lqin tabiat faqat yorug'lik

fotonigagina xos bo'lmasdan, bunday ikki yoqlamalik elektronga va har qanday boshqa mikrozararchalarga ham xos degan gipotezani ilgari surdi.

Uning bashoratiga ko'ra har bir mikrozararchalar bir tomondan energiya va impulsiga ega bo'lsa, ikkinchi tomondan ma'lum to'lqin uzunlik va chastotaga ham ega bo'ladi. Mikrozararchaning energiya va impulsi uchun yorug'lik fotoni uchun yozilganidek quyidagi formulalarni yozish mumkin:

$$P = \frac{E}{c}, \quad (6.1)$$

$$E = h\nu = hc = \frac{hc}{\lambda}, \quad (6.2)$$

$$P = \frac{h}{\lambda}, \quad (6.3)$$

Bu erda (6.1) formula nisbiylik nazariyasiga ko'ra zarrachaning energiyasi bilan impulsi orasidagi bog'lanishni ifodalaydi. Nisbiylik nazariyasida energiya bilan impuls orasida

$$E^2 = p^2 c^2 + m_0^2 c^4$$

bog'lanish borligi isbot qilingan. Agar fotonning tinchlikdagi massasi nol ($m_0=0$) bo'lishini hisobga olsak, yuqoridagi formuladan (6.1) formula kelib chiqadi. (6.2) formula Maks Plank gipotezasidagi (1900) kvant energiyasini bildiradi.

(6.3) formula, (6.2) formuladan kelib chikadi. Agar $E = mc^2$ ekanligini hisobga olsak, (6.3) formula hosil bo'ladi. De-Broyl yuqoridagi formulalarni, xususan (6.3) formulani har qanday zarracha uchun ham qo'lladi. Bunda foton impulsi o'rniga zarrachaning impulsi olinib, formuladagi λ harakatlanayotgan zarracha bilan bog'liq bo'lgan to'lqin uzunlikni ifodalaydi. Ya'ni impulsi p bo'lgan har qanday zarrachaga

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (6.4)$$

to'lqin uzunlik mos keladi.

Zarrachani (6.4) formula bilan topilgan to'lqin uzunligini de-Broyl to'lqini deb, λ_B - ko'rinishda belgilanadi:

$$\lambda_B = \frac{h}{p} \quad (6.4a)$$

Yuqoridagi de-Broyl formulasini to'lqin vektori K orqali ham ifodalash mumkin. To'lqin vektori k uzunligi 2π ga teng bo'lgan kesmaga joyshuvchi to'lqin uzunliklari soniga teng:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (6.5)$$

λ ni K orqali ifodalasak, (6.4) ni boshqacha yozish mumkin

$$P = \frac{h}{\lambda} = \hbar \frac{2\pi}{\lambda} = \hbar k \quad (6.6)$$

(6.6) formulada

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$$

Zarracha impulsining yo'nalishi to'lqin vektori K yo'nalishi bilan bir xil:

$$\vec{P} = \hbar \vec{k} \quad (6.6a)$$

yoki

$$\kappa = \frac{P}{\hbar}$$

De-Broyl to'liqining tebranish chastotasi

$$E = h \nu = \hbar \omega$$

munosabatdan

$$\omega = \frac{E}{\hbar}, \quad \nu = \frac{E}{h} \quad (6.7)$$

ekanligi kelib chiqadi. Bu erda E zarrachaning to'liq energiyasi. Demak, (5.7) munosabat faqat yorug'lik kvantigagina tegishli bo'lmay, u har qanday mikrozarrachaga ham tegishlidir. Misol tariqasida ayrim zarrachalar uchun de-Broyl to'liqini uzunligini hisoblaylik. Masalan, massasi $m=10^{-5}$ kg bo'lgan makroskopik chang zarrachasi $v=10$ m/s tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsin: (6.4) formula bilan λ_B ni topaylik.

$$\lambda_1 = \frac{h}{P_1} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{10^{-5} \cdot 10} \text{ m} = 6,62 \cdot 10^{-30} \text{ m} = 6,62 \cdot 10^{-20} \text{ \AA}$$

Yuqoridagi natijadan ko'rinadiki, makroskopik zarrachada to'liqin xususiyat namoyon bo'lmas ekan.

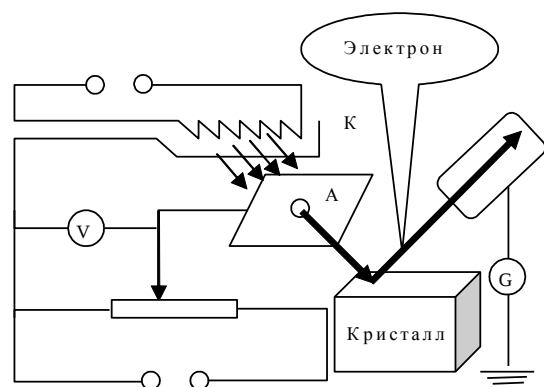
Ikkinchi misol sifatida mikrodunyoning tipik vakili bo'lgan zarracha-elektron uchun λ_B ni hisoblaylik. Elektronning tinchlikdagi massasi $m_0=9 \cdot 10^{-31}$ kg, tezligini $v=10^6$ m/s deb olaylik. U holda

$$\lambda_2 = \frac{h}{P_2} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{9 \cdot 10^{-31} \cdot 10^6} \text{ m} = 6,7 \cdot 10^{-10} \text{ m} = 6,7 \text{ \AA}$$

Topilgan bu to'liqin uzunligi qiymati rentgen nurlarinikiga mos keladi. Lekin bu erda shuni aytish kerakki, de-Broyl to'liqinini elektron bilan bog'liq bo'lgan elektromagnit to'liqin sifatida talqin qilish mumkin emas. Har qanday boshqa zarracha uchun ham de-Broyl to'liqinini elektromagnit yoki boshqa tabiatga ega bo'lgan to'liqin sifatida qarash noto'g'ri bo'ladi.

1924-yilga kelib fizikada quyidagi muammo paydo bo'ldi.

Yuqorida elektron uchun topilgan de-Broyl to'liqin uzunligini qiymati tajriba yo'li

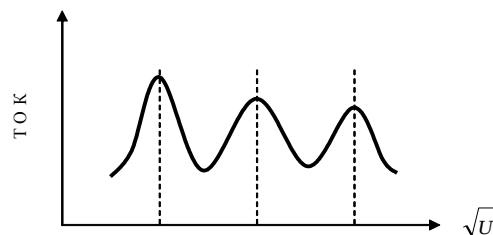


6.1-rasm

bilan tekshirib ko'rildi. 1927 yilda amerikalik fiziklar K. Devisson (1881-1958) va L.Jermerlar (1896-1971) tajribada elektronlar dastasini to'liqin xossaga ega ekanligini aniqladilar. Ular rentgen nurlarining to'liqin uzunligini aniqlash usulidan elektronlarning to'liqin xossasini tekshirish uchun foydalandilar. Tajriba sxemasi 6.1-rasmda ko'rsatilgan. Rentgen nurlari o'rniga katta energiyaga ega bo'lgan elektronlar dastasi nikel kristalli sirtiga yo'naltirildi. Katoddan uchib chiqqan elektronlarning energiyasi, katod va anod

orasiga beriladigan kuchlanishni potentsiometr bilan o'zgartirish orqali boshqariladi. Anodda kichkina yumaloq tirqish bo'lib, undan chiqqan elektronlar ma'lum burchak ostida kristall sirtiga tushadi va undan o'sha burchak ostiga qaytadi. Qaytgan elektronlar Faradey tsilindri yordamida ushlanadi.

Faradey tsilindriga ulangan galvanometr orqali o'tgan tokka qarab, kristalldan qaytgan elektronlar intensivligi haqida fikr yuritish mumkin. Elektron dastasi hosil qiluvchi qurilma elektron zambarak deb ataladi. Elektron zambarak, kristall, Faradey tsilindri hammasi vakuumda joylashgan bo'ladi. Tajriba davomida galvanometrdan o'tayotgan tok bilan elektronlarga tezlanish beruvchi kuchlanishdan chiqarilgan kvadrat ildiz orasidagi bog'lanish grafigi 6.2-rasmda ko'rsatilgan. Bu bog'lanishda bir-biridan bir xil masofada joylashgan maksimumlar kuzatilgan.



6.2-rasm

Aslini olganda elektronlarni kristalldan qaytishini hisobga olmaganda tok bilan kuchlanish orasidagi bog'lanish ikki elektrodli elektron lampaning Volt-Amper xarakteristikasi bilan bir xil bo'lishi, hech qanday maksimum-minimumlar bo'lmasligi kerak edi. Bunday maksimumlarni faqat elektronlarning to'lqin xossasini hisobga olib tushuntirish mumkin.

Elektronlarning katod va anod orasidagi elektr maydonida olgan kinetik energiyasi

$$\frac{m_{oe} g^2}{2} = eU$$

bo'lgani uchun, tezligi

$$g = \sqrt{\frac{2eU}{m_{oe}}} \quad (6.8)$$

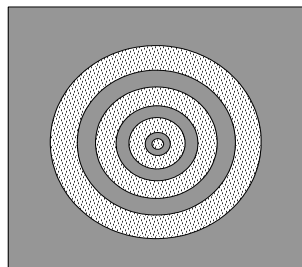
bo'ladi. Elektronning tezligini aniqlash mumkin bo'lgan (6.8) ifodani (6.4) formulaga qo'yamiz:

$$\lambda = \frac{h}{m_{oe} g} = \frac{h}{\sqrt{2em_{oe}U}} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{\sqrt{U \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 9,11 \cdot 10^{-31}}} = \frac{1,23 \cdot 10^{-9}}{\sqrt{U}}$$

yoki

$$\lambda = \frac{12,3}{\sqrt{U}} \text{ \AA} \quad (6.9)$$

Odatdagi elektron qurilmalarda katod va anod orasidagi kuchlanish $I \div 10^4$ B atrofida bo'lishini hisobga olsak, (6.9) formuladan λ ni $10 \div 0,1 \text{ \AA}$ oralig'ida bo'lishi kelib chiqadi. Ya'ni λ rentgen nurlari to'lqin uzunliklari oralig'ida bo'ladi.



6.3-rasm

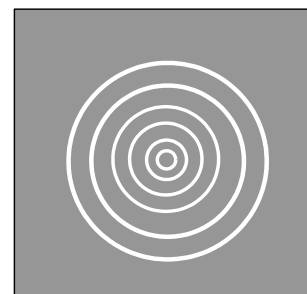
Devisson va Jermerlar tajribasida birinchi maksimum kuchlanishning 54 V qiymatida va qaytish burchagi $\theta = 50^\circ$ bo'lganda kuzatiladi. Rentgen nurlari difraktsiyasi uchun chiqarilgan Vulf-Breglarning

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (6.10)$$

formulasiga nikelning kristall panjara doimiysi d va elektronlarning kristall sirtidan qaytish burchagi θ ni qo'yib λ ni hisoblasak, $\lambda = 1,67 \text{ \AA}$ ekanligi kelib chiqadi. Kuchlanish qiymatini (6.9) formulaga qo'yib hisoblaganda ham yuqoridagi $1,67 \text{ \AA}$ natija kelib chiqadi, ya'ni:

$$\lambda = \frac{12,3}{\sqrt{54}} = 1,67 \text{ \AA}$$

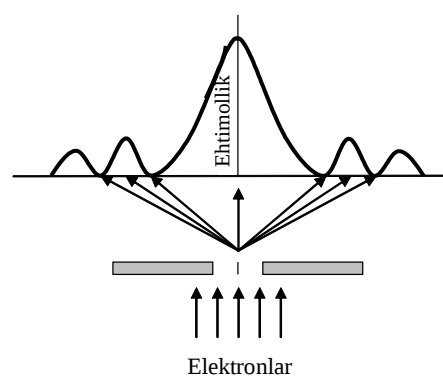
Bu natija de-Broyl formulasini naqadar to'g'riligini tasdiqladi. Keyinchalik de-Broyl formulasini to'g'riligi ko'p olimlarining tajribalarida ham tasdiqlandi. Masalan, rus olimi Tartakovskiy P.S. katta tezlikdagi elektronlarni yupqa ($d \approx 1 \text{ mkm}$) metall qatlamidan o'tkazib, elektronlar hosil qilgan difraktsiya manzarasining rasmini fotoqog'ozga tushirdi. Elektronlarning kichkina yumaloq teshikdan chiqishda fotoplastinkada hosil qilgan difraktsiya manzarasi (6.3-rasm) ham xuddi monoxromatik yorug'likning yakka tirqishdan o'tganda yoki rentgen nurlarini kristall panjaradan qaytganda hosil qilgan difraktsiyasiga o'xshab, navbatlashib joylashgan yorug'-qorong'i xalqalardan iborat bo'lar ekan (6.4-rasm). Agar elektronlar chiqayotgan teshikchaning qarshisiga ekran qo'yilsa, elektronlar ko'proq ekranni o'rtasiga tushadi. So'ngra navatlashib joylashgan difraktsiya xalqalari bo'yicha taqsimlanadi. Xalqalar orasiga bitta ham elektron tushmaydi. Boshqacha aytganda elektronlarni ekranning maolom nuqtalariga tushish ehtimolligi aniq bir taqsimot funktsiyasiga ega. Bu funktsiya grafigi yorug'lik intensivligini difraktsiya xalqalari bo'yicha taqsimlanishiga o'xshaydi. Uni ekran markaziga nisbatan taqsimlanish grafigi 6.5-rasmda ko'rsatilgan. Rasmdan ko'rinib turibdiki, markazdan uzoqlashgan sari elektronlarning tushish ehtimolligi kamayib, minimumda nol bo'ladi. Keyingi maksimumlar markaziy maksimumga qaraganda bir necha marta kichikdir. Demak, bu nuqtalarga elektronlarning tushish ehtimolligi ancha kichikdir. Minimumlar esa bu nuqtalarga elektronlarning umuman tushmasligini bildirdi.



6.4-rasm

G.Tomson (1928) elektronlarning difraktsiya manzarasiga magnit maydoni taosir qilishini tajribada aniqladi. Bu tajriba difraktsiyani elektron bilan kristallni taosirlanishida hosil bo'lgan rentgen nurlari hosil qilmasdan, balki elektronlarning o'zi hosil qilishini ko'rsatadi.

K. Devisson, L. Jermer, G. Tomson va P. S. Tartakovskiylar elektronlarning difraktsiyasini kuzatgandan keyin quyidagi muammoni ham hal qilishga to'g'ri keldi.



6.5-rasm

1948 yilda V.Fabrikant, L.Biberman va N.Sushkinlar elektronlarni yupqa metall qatlamidan bittalab o'tkazganda ham elektronlar difraktsiyasini kuzatdilar. Bu tajribadan to'lqin xususiyat faqat elektronlar oqimiga tegishli bo'lmasdan, balki har bir elektronning o'ziga ham xos ekanligi kelib chiqadi.

Keyinchalik boshqa zarrachalarning ham, masalan neytronlarni, proton va geliy atomlarini ham to'lqin xossaga ega ekanligi aniqlandi. Mikrozararlarda to'lqin xususiyatni ochilishi moddalar tuzilishini o'rganishning yangi usullari-elektronografiya va neytronografiyani yaratilishiga olib

keldi.

Hozirgi zamon elektron mikroskoplarining ajrata olish qobiliyatini baholashda elektronlarining to'lqin xususiyatini amalda hisobga olishga to'g'ri keladi. Optik mikroskoplarning ajarta olish qobiliyati yorug'likning to'lqin uzunligiga bog'liq bo'lgani kabi elektron mikroskoplarning ham ajarta olish qobiliyati elektronning de-Broyl to'lqin uzunligiga bog'liq.

Yuqorida ko'rib o'tganlarimizni umumlashtirib shuni aytamizki, har qanday mikrozarrahaga bir tomondan to'liq, ikkinchi tomondan zarracha deb qarashimiz kerak. Ya'ni ularga ikki yoqlamalik hosdir. Yorug'lik uchun ham shunday ikki yoqlamalik (dualizm) o'rinli ekanligini ko'rgan edik.

2. Geyzenbergning noaniqliklar munosabatlari

Elektronning to'liq xossasini ochilishi unga oddiy zarracha sifatida emas, balki to'liq xossasiga ega bo'lgan murakkab bir borliq sifatida qarash kerakligini ko'rsatadi. Uni o'lchami, aniq traektoriyasi haqida gapirib bo'lmaydi. Elektron yorug'lik fotonidan farqli elektr zaryadiga ega bo'lib, uni fazodagi vaziyati va taqsimlanishi boshqa zarrachalar bilan, masalan, atomda yadro bilan o'zaro taosirlashiga bog'liq bo'ladi.

Ma'lumki, klassik mexanikada m massali moddiy nuqta x o'qi bo'ylab V tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsa, u aniq x koordinata va $R_x = mV_x$ impulsiga ega bo'ladi. Maolom vaqtdan keyin uni koordinatasi x', impulsi R'x bo'ladi. Shu bilan birga nuqta aniq harakat traektoriyasiga ham ega bo'ladi. Agar moddiy nuqtaga taosir qilayotgan Fx kuch maolom bo'lsa, uni maolom vaqtdan keyingi koordinata va impulsni hisoblash mumkin.

Moddiy nuqtaning tezligi va tezlanishi

$$g_x = \frac{dx}{dt}; \quad a_x = \frac{d g_x}{dt} = \frac{d^2 x}{dt^2}$$

formular bilan aniqlanar edi. Nyutonning II qonuni

$$F_x = m \frac{d^2 x}{dt^2} \quad (6.11)$$

formula bilan ifodalanadi. (6.11) formulani yana ikki ko'rinishda yozish mumkin:

$$F_x = \frac{dP_x}{dt} \quad \text{va} \quad \frac{dx}{dt} = \frac{P_x}{m} \quad (6.12)$$

Bu formulalar klassik mexanikadagi sababiyat printsipini matematik ifodasi bo'lib, agar moddiy nuqtaga taosir etayotgan kuch ma'lum bo'lsa, ular yordamida moddiy nuqtaning dt vaqtdan keyingi koordinata va impulsining o'zgarishi dx va dr larni topish mumkin.

Demak, harakatdagi moddiy nuqta bir vaqtning o'zida aniq koordinata, impuls va traektoriyaga ega bo'ladi. Uning keyingi vaziyati harakat tenglamasi yordamida topiladi.

Mikrozarra to'liq xossasiga ega bo'lgani uchun u klassik mexanikadagi zarrachadan farq qiladi. Asosiy farq shundaki, mikrozarrahani aniq traektoriyasi, koordinatasi va impulsi haqida gapirish mumkin emas. Masalan, mikrozarrahani impulsini to'liq uzunligi orqali ifodalashimiz mumkin. Ammo mikrozarraha tulqin xossaga ega bo'lgani uchun u fazoda ancha katta oraliqni egallaydi va koordinatasining noaniqligi katta bo'ladi. Demak, zarrachaning impulsi aniq bo'lsa, uning koordinatasi noaniq qoladi. Aksincha mikrozarraaning koordinatasini aniq xisoblasak, uning impulsini noaniqligi Δr ortadi. Ya'ni $\Delta x=0$ bo'lganda $\Delta r=\infty$ bo'ladi.

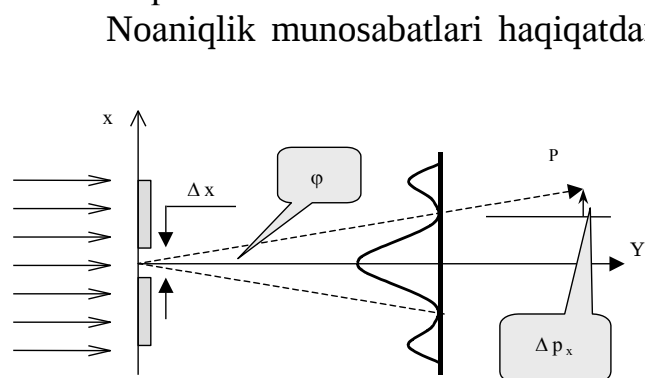
1927 yilda nemis olimi Verner Geyzenberg (1901-1976) mikrozarralarning to'liq xossasini xisobga olib, ularning impuls va koordinatalarini bir xil aniqlik bilan xisoblab bo'lmaydi degan xulosaga keldi va o'zining noaniqliklar munosabati qonunini yaratdi.

Mikrozarrachaning impuls va koordinatasini aniq o'lchab bo'lmasligi o'lchov asboblari aniqlik darajasiga bog'liq bo'lmasdan mikrozarraaning to'liq xossasidan kelib chiqadi.

Agar mikrozarrachaning fazodagi koordinatalarini x , u , z va impulsining o'qlardagi proektsiyalarini R_x , R_u , R_z desak, Geyzenberg noaniqlik munosabatlariga ko'ra koordinata noaniqligini, impuls noaniqligiga ko'paytmasi Plank doimiysidan kichik bo'lmaydi. Ya'ni,

$$\left. \begin{aligned} \Delta x \Delta p_x &\geq h \\ \Delta y \Delta p_y &\geq h \\ \Delta z \Delta p_z &\geq h \end{aligned} \right\} \quad (6.13)$$

Demak, koordinata noaniqligining impuls noaniqligiga ko'paytmasi doimo h dan katta bo'ladi. Impuls va koordinatalar juda katta aniqlikda o'lchanganda ularning ko'paytmasi h ga teng bo'lishi mumkin. (6.13) munosabatlardan ko'rinadiki, koordinatalarni juda katta aniqlikda o'lchab, uni noaniqligi x ni juda kichik bo'lishiga ($\Delta x=0$) erishish mumkin. Ammo bu vaqtda mikrozarra impulsining noaniqligi ΔR ortib ketadi ($\Delta R = \infty$). Doimo Δx ni ΔR ga ko'paytmasi Plank doimiysi h dan katta bo'ladi. Bundan zarrachaning impuls va koordinatasini bir xil katta aniqlikda o'lchab bo'lmasligi kelib chiqadi.



6.6-rasm

Noaniqlik munosabatlari haqiqatdan ham mikrozarrachalarning to'lqin xossasidan kelib chiqishini ko'raylik. Elektronlar chiqayotgan tirqishning kengligi Δx bo'lsin. Agar Δx de-Broyl to'lqin uzunligiga yaqin bo'lsa, ekranda elektronlar difraktsiyasi kuzatiladi (6.5-rasm). 6.5-rasmda U o'qiga simmetrik joylashgan bosh va ikkilamchi maksimumlar ko'rsatilgan. Elektron tirqishdan chiqqandan keyin difraktsiya tufayli φ burchakka buriladi. Natijada impulsning x o'qi yo'nalishida ΔR_x

noaniqligi vujudga keladi. Tirqishdan o'tishdan oldin elektronlar U o'qi yo'nalishida harakatlangani uchun impulsning X o'qi yo'nalishidagi tashkil etuvchisi R_x ham, noaniqligi ΔR_x ham nolga teng bo'lib, koordinatasi butunlay noaniq bo'ladi. Elektronlar tirqishdan chiqayotgan paytda ularning x koordinatasi tirqishning kengligiga teng bo'lib, Δx aniqlikda bo'ladi. Elektronlarning tirqishdan chiqqandan keyin difraktsiyasi tufayli 2φ burchak oralig'ida harakatlanadilar. (Bu erda φ - difraktsiya maksimumiga mos kelgan burchak). Natijada elektronlar impulsini x o'qi yo'nalishidagi ΔR_x noaniqligi hosil bo'ladi.

(6.13) formulaga asosan 6.6-rasmdan ΔR_x ni topamiz:

$$\Delta R_x = r \sin\varphi = \sin\varphi \quad (6.14)$$

Difraktsiya nazariyasiga ko'ra birinchi minimum

$$\Delta x \sin\varphi = \lambda \quad (6.15)$$

shartni qanoatlantiruvchi φ burchakka mos keladi. (5.14) va (5.15) formulalardan

$$\Delta x \cdot \Delta R_x = h$$

ekanligini topamiz. Agar bosh maksimumning tashqarisiga ham tushayotgan elektronlarni ham xisobga olsak, $\Delta R_x \geq r \sin\varphi$ bo'lib,

$$\Delta x \cdot \Delta R_x \geq h$$

ekanligi kelib chiqadi.

Noaniqlik munosabatini

$$\Delta x \cdot \Delta v_x \geq \frac{h}{m} \quad (6.16)$$

ko'rinishda ham yozish mumkin. (6.13) formuladan ko'rindiki, zarrachaning massasi m qancha katta bo'lsa, tezlik va koordinataning noaniqligi shuncha kamayadi.

Geyzenberg tomonidan noaniqliklar munosabatlari yaratilgandan keyin quyidagi muammoni hal qilish kerak bo'lib qoldi.

Geyzenberg munosabatlarini makro- va mikroduyo zarrachalarga qo'llash qanday natija berishini ko'raylik.

Misol sifatida massasi $m=1 \text{ mg} = 10^{-6} \text{ kg}$, chiziqli o'lchami $l=1 \text{ mkm} = 10^{-6} \text{ m}$ bo'lgan chang zarrachasini olaylik. uning koordinatasini noaniqligini $\Delta x=0,01 \text{ mkm} = 10^{-8} \text{ m}$ bo'lsin deylik. Mexanikadagi $r=mv$ impuls formulasini qo'llab, (6.6) formuladan tezlikning noaniqligi Δv_x ni topamiz:

$$\Delta v_x \geq \frac{h}{\Delta x \cdot m} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{10^{-8} \cdot 10^{-6}} \cong 10^{-19} \frac{\text{M}}{\text{c}}$$

Tezlikning bunday juda kichik noaniqligini chang zarrachasining har qanday tezligida ham xisobga olmasa bo'ladi. Demak, makroskopik jismlarning to'qin xossasini xisobga olish kerak emas, ularning koordinata va impulsini katta aniqlikda o'lchash mumkin.

Elektron-nurli trubkadagi elektron uchun noaniqlik munosabatini qo'llaylik Trubkadagi elektronning tezligi $v=10^8 \text{ m/s}$ bo'lsin, uni noaniqligi $0,01 \%$ ni, ya'ni 10^4 m/c bo'lsin. U holda Geyzenberg munosabatidan koordinataning noaniqligi uchun

$$\Delta x = \frac{h}{m \cdot \Delta v} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{9,11 \cdot 10^{-31} \cdot 10^4} = 7,27 \cdot 10^{-6} \text{ M}$$

kelib chiqadi. Δx ning bu qiymatidan ko'rinish turibdiki, u elektronlarni ekranda hosil qilgan yorug' dog'ining o'lchamidan bir necha marta kichik. Bundan elektron-nurli trubkadagi elektron uchun Geyzenberg munosabatlarini qo'llash zarur emas, degan xulosa kelib chiqadi. Elektron aniq traektoriyaga ega bo'lib, uni tezlik va koordinatasini klassik mexanika qonunlaridan foydalanib topish mumkin.

Noaniqliklar munosabatini vodorod atomidagi elektron uchun tadbiq etaylik, koordinatani noaniqligi atomning o'lchamiga yaqin bo'lsin. Masalan, $\Delta x = 10^{-10} \text{ m}$. U holda

$$\Delta v_x = \frac{h}{m_{oe} \cdot \Delta x} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 10^{-10}} = 7,27 \cdot 10^6 \frac{\text{M}}{\text{c}}$$

kelib chiqadi.

Klassik mexanika qonunlarini qo'llab, elektronning yadro atrofidagi xaqiqiy tezligi uchun $v=2,3 \cdot 10^6 \text{ /s}$ ekanini topamiz. Ko'rinish turibdiki, tezlikning noaniqligi uni o'zining qiymatidan ham katta bo'lib qolmoqda, demak, atomdagi elektron uchun aniq koordinata va traektoriya to'g'risida fikr yuritib bo'lmaydi.

Kvant nazariyasida energiya va vaqt uchun ham noaniqliklar munosabati o'rinli ekanligi xisobga olinadi. Ularning qiymatlaridagi noaniqlik quyidagi shartni qanoatlantirishi kerak.

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq h \quad (6.17)$$

Bu ifodadan yashash vaqti Δt bo'lgan zarrachaning energiyasi aniq bir E qiymatga ega bo'lmasligi kelib chiqadi. Zarrachaning yashash vaqti kamayishi bilan uni energiyasining noaniqligi ortadi: $\Delta E = h/\Delta t$. Yuqoridagi ifodadan nurlangan foton chastotasining noaniqligi $\Delta \nu = \Delta E/h$ ham kelib chiqadi, ya'ni spektr chizig'i

$$\nu \pm \Delta E/h$$

ko'rinishda ifodalanishi kerak. Xaqiqatdan ham tajriba spektral chiziqning yoyilganroq bo'lishini ko'rsatadi, uni kengligini o'lchab, atomning uyg'ongan holatda qancha vaqt bo'lishini hisoblash mumkin.

3. To'lqin funktsiya va uning fizik maonosi. Kvant nazariyasida holatlar superpozitsiya printsiipi

De-Broyl gipotezasini tajribada tasdiqlanishi, mikrozarrachalarning impuls va koordinatalarini aniqlashda noaniqlik munosabatlarini bajarilishi va boshqa qator tajribalar kvant mexanikasini yaratilishiga olib keldi.

Kvant mexanikasining yaratilish davri 1900 yilda M.Plank tomonidan yorug'lik kvanti haqidagi gipotezani yaratilish davridan boshlab, 1920 yillarni oxirigacha bo'lgan vaqtni o'z ichiga oladi. Kvant mexanikasini yaratishga avstriyalik fizik E.SHredinger (1887-1961), nemis fizigi V.Geyzenberg (1901-1976) va angliyalik fizik P.Diraklar (1902) katta hissa qo'shgan. De-Broyl to'lqinning fizik maonosini tushunib olishga yorug'likning to'lqin va korpuskulyar xossalari orasidagi bog'lanishni ko'rib chiqish yordam beradi. Malumki, yorug'likning to'lqin nazariyasiga ko'ra difraktsiya manzarasining intensivligi yorug'lik to'lqini amplitudasi kvadratiga proporsional. Yorug'likning kvant nazariyasiga ko'ra difraktsiya manzarasining intensivligi, o'sha joyga tushayotgan kvantlar soni bilan aniqlanadi.

Shunday qilib, difraktsiya manzarasining maolom nuqtasiga mos kelgan kvantlar soni yorug'lik to'lqini amplitudasining kvadrati E_m^2 bilan aniqlanadi. Bitta kvant uchun to'lqin amplitudasining kvadrati, uni fazoning u , yoki bu nuqtaga tushish ehtimolligini bildiradi.

Mikrozarrachalardan kuzatiladigan difraktsiya manzarasi ham maolom yo'nalishlar bo'yicha zarrachalar oqimini bir xilda taqsimlanganligiga bog'liq. Maolom yo'nalishga ko'p sondagi zarrachalar to'g'ri kelsa, boshqa yo'nalishga kam sonli zarrachalar to'g'ri keladi. To'lqin nazariyaga ko'ra difraktsiya maksimumga de-Broyl to'lqinning eng katta intensivligi mos keladi. Fazoning qayeriga ko'p sonli zarrachalar tushayotgan bo'lsa, o'sha joyda de-Broyl to'lqinining intensivligi ham katta bo'ladi. Boshqacha qilib aytganda mikrozarrachalardan hosil bo'ladigan difraktsiya manzarasi zarrachalarning fazoning o'sha joyiga tushish ehtimolligiga bog'liq.

Kvant nazariyasining o'ziga xos tomoni shundaki, mikrozarrachalarning xossalarini o'rganishda ehtimolliklar qonuniyatlaridan foydalaniladi.

De-Broyl to'lqini ehtimolliklar to'lqinidan iborat deb qarash, ya'ni zarrachani fazoda topilish ehtimolligi to'lqin qonuniyat bilan o'zgaradi deyish xato bo'lar edi. Chunki, bunday bo'lganda zarrachani fazoda topilish ehtimolligi manfiy qiymat ham oladi. Ehtimollikning manfiy bo'lishi maonoga ega emas.

1926 yilda M.Bornning (1882-1970) ko'rsatishicha to'lqin qonuniyat bilan ehtimollik o'zgarasdan, balki ehtimollikning amplitudasi o'zgaradi. Ehtimollikning amplitudasi fazoning koordinatalari va vaqtga bog'liq bo'lgan (x, y, z, t) to'lqin funktsiya orqali ifodalanadi. Ehtimollik amplitudasi mavhum bo'lishi mumkin. SHuning uchun ehtimollik, uning modulining kvadratiga proporsional:

$$W \sim |\psi(x, y, z, t)|^2 \quad (6.18)$$

Demak, De-Broyl tulqini amplitudasining kvadrati fazoning ayni nuqtasida mikrozararni qayd qilish ehtimolligini ifodalaydi.

Shunday qilib, mikrozarachaning holatini to'lqin funktsiya bilan ifodalash statistik yoki boshqacha aytganda ehtimollik xarakteriga ega. To'lqin funktsiya qiymatining kvadrati zarrachani t vaqt momentida fazoning koordinatalari x va $x+dx$, y va $y+dy$, z va $z+dz$ sohasida topilish ehtimolligini ko'rsatadi.

Demak, kvant mexanikasida zarrachaning holati butunlay yangicha, yaoni zarrachaning ham to'lqin, ham korpuskulyar xususiyatini o'zida mujassamlashtirgan to'lqin funktsiya orqali ifodalanadi. Zarrachani hajmning dV bo'lakchasida bo'lish ehtimolligi

$$dW = |\psi|^2 dV \quad (6.19)$$

ko'rinishda ifodalanadi. Bunda ψ - funktsiya qiymatining kvadrati

$$|\psi|^2 = \frac{dW}{dV}$$

ehtimollik zichligini bildiradi. Bu erda shuni nazarda tutish keraki, ψ - funktsiyaning o'zi fizik maonoga ega bo'lmasdan, uning qiymatining kvadrati fizik maonoga ega bo'lib, $|\psi|^2$ ni xaqiqiy ψ va mavhum ψ^* funktsiyalarining ko'paytmasi tarzda ifodalanadi:

$$|\psi|^2 = \psi \cdot \psi^*$$

Zarrachani V hajm bo'lagida t vaqtda topilish ehtimolligini hisoblash uchun ehtimolliklarni qo'shish teoremasiga asosan V -hajm bo'yicha integrallash kerak:

$$W = \int_V dW = \int_V |\psi|^2 dV$$

Agarda zarracha haqiqatdan ham mavjud bo'lsa, uni butun V hajmda bo'lish ehtimolligi 1ga teng bo'ladi. SHu holda ψ - funktsiya normirovkalash deb ataluvchi shartni qanoatlantiradi. Ya'ni

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi|^2 dV = 1 \quad (6.20)$$

bo'ladi. Ko'pincha ifodani, biror zarrachani dV hajmning qaerga joylashishini bildiradi deb talqin qilinadi. Bunchalik sodda tushunish unchalik tug'ri emas. Chunki, zarracha, masalan elektron, moddiy nuqta emaski, u cheksiz kichik dV hajmda joylashsa. Agar uni taosiri bu hajmda sezilgan tag'dirda ham, uni shu hajmda joylashgan deb bo'lmaydi. SHuning uchun uning taosir sohasi bilan joylashish sohasi orasidagi farq bor. Misol uchun elektron atomga urilib, uni ionlashtirdi deylik. Ammo bu urilishni elastik sharlarning urilishiga o'xshatib bo'lmaydi. Chunki, elektronning taosir sohasida turgan atomning o'lchami elektronga tegishli bo'lgan de-Broyl to'lqini (ψ - funktsiya) egallagan sohadan ancha kichikdir. Shuning uchun elektronni yoki boshqa har qanday zarrachaning topilish sohasi deganda biz ularning taosiri sezilgan sohani tushunishimiz lozim. Demak, zarrachani joylashish sohasi bilan taosir sohasi bir-biridan farq qiladi.

ψ -to'liq funktsiya zarrachaning holatini to'liq ifodalashi uchun u qator chegara shartlarini qanoatlantirishi kerak:

a) ψ - funktsiya chekli bo'lishi kerak, chunki mikrozarrachani fazoning biror nuqtasida qayd qilish ehtimolligining qiymati birdan katta bo'lishi mumkin emas;

b) ψ - funktsiya bir qiymatli bo'lishi kerak, chunki mikrozarrachani fazoning biror nuqtasida qayd qilish ehtimolligining qiymati bir nechta bo'lishi mumkin emas;

v) ψ - funktsiya uzuluksiz bo'lishi kerak, chunki mikrozarrachani qayd qilish ehtimolligi sakrashsimon xarakterda o'zgarmaydi.

ψ -funktsiya superpozitsiya printsiptini qanoatlantiradi. Masalan, sistema $\psi_1, \psi_2, \psi_3, \dots, \psi_n$ to'liq funktsiyalar bilan ifodalanuvchi turli holatlarda bo'lsa, bu funktsiyalarning chiziqli kombinatsiyasidan iborat bo'lgan ψ holatda bo'lishi ham mumkin:

$$\psi = \sum C_n \psi_n$$

bu erda C_n ($n=1,2,3,\dots$) qandaydir kompleks son. Kvant mexanikasida sistema holatini ifodalovchi to'liq funktsiyalarning bunday qo'shilishiga holatlar superpozitsiya printsipti deyiladi. Kvant mexanikasida to'liq funktsiyalarning superpozitsiyasi klassik statistik nazariyadagi ehtimolliklarni qo'shishdan tubdan farq qiladi. Kvant mexanikasida ψ funktsiyani bilgan holda mikroobektning ifodalovchi fizik kattalikni o'rtacha qiymati hisoblanadi. Masalan, elektrondan yadrogacha bo'lgan o'rtacha masofa $\langle r \rangle$ quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$\langle r \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} r |\psi|^2 dV$$

Mikrozarrachaning to'liq xususiyatini tajribada tasdiqlanishi, uning bu to'liq xususiyatini ($\psi(x,y,z,t)$ - to'liq funktsiyani) va kuchlar maydonidagi harakatini ifodalovchi tenglama yaratish zaruriyatini tugdirdi. Ma'lumki, to'liq funktsiyaning kvadrati zarrachani t -vaqtda dv hajm bo'lagida bo'lish ehtimolligini ifodalaydi. Demak, zarrachaning harakat tenglamasi uning to'liq xususiyatini hisobga olgan elektromagnit to'liqlar tenglamasiga o'xshagan tenglama bo'lishi kerak. Kvant mexanikasining bunday tenglamasini 1926 yilda E.Shredinger yaratdi.

4.Kvant holatlar. Shredingerning vaqtga bog'liq bo'lgan tenglamasi

Shredinger tenglamasi Nyuton va Maksvell tenglamalariga o'xshab, tayyor holda isbotsiz qabul qilinadi:

$$-\frac{\hbar^2}{m} \Delta \psi + U(x, y, z, t) \psi = i \hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (6.21)$$

bu erda $\hbar = \frac{h}{2\pi}$; $\hbar$ - Plank doimiysi. m -zarrachaning massasi. $\Delta\psi$ - quyidagi ifodaga teng:

$$\Delta\psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}$$

Δ -belgi Laplas operatori yoki laplasiyan deyilib, koordinatalardan olingan ikkinchi tartibli hususiy hosilani bildiradi:

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2},$$

i - kompleks son, $U(x,y,z,t)$ -zarrachaning potentsial energiyasi.

(6.21) tenglama Shredingerning umumiy tenglamasi yoki vaqtga bog'liq tenglamasi deb yuritiladi. Shredinger tenglamasidan olingan natijalarni tajribada tasdiqlanishi, uni tabiatning muhim qonunlaridan biri ekanligini isbotlaydi. (6.21) tenglama yorug'lik tezligiga nisbatan kichik tezlik bilan harakatlanuvchi har qanday mikrozarracha uchun to'g'ridir. (6.21) tenglama yuqorida to'lqin funktsiyasiga qo'yilgan chegara shartlarni (tugal, bir qiymatli va uzluksiz) qanoatlantirish bilan birga to'lqin funktsiyadan olingan xususiy hosila uzluksiz, to'lqin funktsiyaning kvadrati - integralanuvchi bo'lishi kerak.

5. Shredingerning turg'un holat uchun tenglamasi. Statsionar holatlar

Ko'pincha Shredinger tenglamasi sodda ko'rinishga keltiriladi. ψ va U ni vaqtga bog'liqligi xisobga olinmaydi. Haqiqatdan ham zarracha doimiy maydonda harakat qilayotgan bo'lsa, $U(x, y, z, t)$ funktsiya vaqtga bog'liq bo'lmasdan, potentsial energiyaning o'zini ifodalaydi. Bu holda Shredinger tenglamasining echimini ikkita funktsiyaning ko'paytmasi tarzida ifodalash mumkin. Birinchi funktsiya faqat koordinatga bog'liq bo'lsa, ikkinchi funktsiya faqat vaqtga bog'liq bo'ladi, ya'ni:

$$\psi(x, y, z, t) = \Psi(x, y, z) e^{-i\left(\frac{E}{\hbar}\right)t} \quad (6.22)$$

bu erda E - zarrachaning to'liq energiyasi bo'lib, u turg'un maydonda doimiydir.

(6.22) ni (6.21) ga qo'yib, quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} e^{-i\left(\frac{E}{\hbar}\right)t} \Delta \Psi + U \Psi e^{-i\left(\frac{E}{\hbar}\right)t} = i\hbar \left(\frac{E}{\hbar}\right) \Psi e^{-i\left(\frac{E}{\hbar}\right)t}$$

Yuqoridagi tenglamani $e^{-i\left(\frac{E}{\hbar}\right)t}$ ifodaga bo'lib, maolom o'zgartirishlar qilib, Ψ funktsiyani aniqlovchi tenglama hosil qilamiz:

$$\Delta \Psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \Psi = 0 \quad (6.23)$$

(6.23) ko'rinishdagi tenglama Shredingerning turg'un holat uchun tenglamasi deyiladi. Kvant mexanikasining ko'p masalalarini echishda shu (6.23) tenglamadan foydalaniladi. Biz ham ayrim masalalarni echishdagi shu tenglamaning tadbiqlarini ko'rib chiqamiz. Differentsial tenglamalar nazariyasidan maolomki, Shredinger tenglamasiga o'xshash tenglamalar har doim ham echimga ega bo'lavermaydi. U faqat energiyaning maolom bir aniq qiymatidagina xususiy echimga ega bo'ladi. Topilgan E energiyaning qiymati uzluksiz yoki diskret bo'lishi mumkin.

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR

1. De-Broyl gipotezasining mohiyati nimadan iboratq
2. Devison va Jermerlar qanday tajriba o'tkazdilar va tajribada nimani isbotladilarq
3. Qanday zarachalarda to'lqin xususiyat namoyon bo'ladiq
4. To'lqin funktsiyaning fizik maonosini tushunturingq
5. To'lqin funktsiya qanday chegara shartlariga jacob berishi kerakq
6. Holatlar superpozitsiya printsipi deganda nimani tushunasizq
7. Kvant mexanikasida Shredinger tenglamasi qanday vazifani bajaradi va qanday ko'rinishlarda yoziladiq
8. Geyzenbergning noaniqliklar munosabatlarini tushuntiring.
9. Geyzenberg noaniqliklar munosabatlari qanday zarrachalar uchun bajariladiq

10. Spektral chiziqlarning kengligi noaniqliklar munosabatlari orqali qanday tushuntiriladi

ADABIYOTLAR

1. Axmadjonov O.I. "Fizika kursi, optika, atom va yadro fizikasi". Toshkent - "O'qituvchi", 1989.
2. Detlaf A.A., Yavorskiy B.M., " Kurs fiziki " M.: "Visshaya shkola ", 2000.
3. Trofimova T.I. "Kurs fiziki". M.: "Visshaya shkola", 2000.
4. Savelg'ev I.V. «Kurs obo'ey fiziki, kniga 5.», M.: Nauka. 1998.
5. Kristi R., Pitti A. Stroenie veo'estva: Vvedenie v sovremennuyu fiziku. M.: Nauka. 1969.
6. Struchkov V.V., Yavorskiy B.M. "Voprosi sovremennoy fiziki" M .:" Prosveoenie ", 1973.
7. Kondakov V.A. "Stroenie i svoystva veoestva" M.: "Prosveoenie", 1970.
8. Buravixin V.A., Egorov V.A. Biografiya elektrona. M.: "Znanie", 1985.
9. Geyzenberg V. «Fizika, Chastg' i tseloe», Moskva. 1999.
http://www.ilt.kharkov.ua/bvi/resources/menu_r.htm.
10. Matveev A.N. «Atomnaya fizika», M., 1989.
http://www.ilt.kharkov.ua/bvi/resources/menu_r.htm.

7-ma'ruza. SHREDINGER TENGLAMASINING TADBIQLARI

Reja:

1. Mikrozarachaning erkin harakati.
2. Cheksiz chuqur, bir o'lchovli potentsial o'radagi zarracha harakati.
3. Zarrachalarni eni cheklangan potentsial to'siqdan o'tishi. Tunel effekti.
4. Kvant mexanikasida chiziqli garmonik ostsillyator.

Tayanch so'zlar va iboralar: Shredinger tenglamasini cheksiz chuqur potentsial o'radagi va potentsial to'siq yaqinidagi zarrachalariga tadbiqlari, chegaraviy shartlar, zarracha impulsi va energiyasining kvantlanishi, o'radagi zarracha uchun Shredinger tenglamasi va uning yechimi, grafigi, energetik sat'lari, Tunnelp effekt, garmonik ossillyator va uning energiyasi, shaffoflik koeffisienti, energiya uchun noaniqliklar munosabati, energetik sat'lar, absolyut nolp temperatura va minimal energiya.

1. Mikrozarachaning erkin harakati.

Agar zarracha erkin, unga hech qanday tashqi kuchlar taosir etmayotgan bo'lsa, uning potentsial 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 y, z koordinatalaridan olingan xususiy hosilalari nol bo'lib, Laplas operatorida bitta had qoladi:

$$\Delta\psi = \Delta\psi = \frac{d^2\psi}{dx^2}$$

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

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi = 0 \quad (7.1)$$

(7.1) ko'rinishdagi differentsial tenglamaning xususiy echimi yassi to'lqin tenglama ko'rinishda bo'ladi:

$$\psi(x,t)=A\sin(\omega t-kx) \quad (7.2)$$

Bunga ishonch hosil qilish uchun (7.2) ifodani va $\frac{d^2\psi}{dx^2}$ ni (7.1) ga qo'yib ko'ramiz.

$$-k^2 A \sin(\omega t - kx) + \frac{2m}{\hbar^2} E \sin(\omega t - kx) = 0$$

bundan

$$k = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mE} \quad (7.3)$$

ekanini topamiz. $\sqrt{2mE} = p$ bo'lgani uchun

$$k = \frac{p}{\hbar} \quad (7.4)$$

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.

(7.4) ni boshqacha ko'rinishda ham yozish mumkin

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{p^2}{2m} \quad (7.5)$$

(7.5) 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 R_x ni uzluksiz holda o'zgarishidan kelib chiqadi.

SHunday qilib, erkin zarracha harakati kvant mexanikasida yassi monoxromatik de-Broyl to'liqini (7.2) bilan ifodalanadi. Bunday zarrachani fazoning har qanday nuqtasida topilish ehtimolligi bir xil va vaqtga bog'liq bo'lmay, amplitudaning kvadratiga teng:

$$|\psi|^2 = \psi \cdot \psi^* = A^2$$

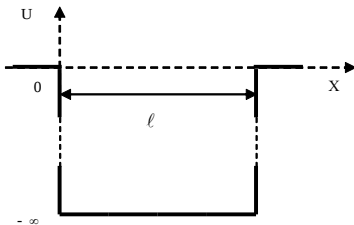
Shredinger tenglamasi erkin zarrachaning energiyasiga hech qanday chegara qo'ymaydi. Ya'ni, uning energiyasi kvantlanmaydi, u har qanday qiymatni olishi mumkin. Agar zarracha bog'langan bo'lsa, uning energiyasi kvantlanishi mumkin. Masalan, atomdagi elektron yadroga bog'langan bo'lgani uchun uning energiyasi uzlukli qiymatlarni oladi, ya'ni kvantlanadi.

2. Cheksiz chuqur, bir o'lchovli potentsial o'radagi zarracha harakati

Zarracha kengligi ℓ bo'lgan cheksiz chuqur potentsial o'rada harakatlanayotgan bo'lsin. O'raning devorlari cheksiz baland bo'lgani uchun zarracha undan tashqariga chiqa olmaydi. Uni koordinatasi $0 \leq x \leq \ell$ 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 potentsial energiyasi manfiy va cheksizdir ($u=-\infty$). Agar elektron o'radan chiqqan tag'dirda ham, uning potentsial energiyasi nol bo'lib, u erkin zarrachaga aylanadi. Shunday qilib ℓ kenglikdagi, cheksiz chuqur potentsial o'radagi zarrachaning potentsial energiyasi uchun

$$U(x) = \begin{cases} 0 & x < 0 \\ -\infty & 0 \leq x \leq \ell \\ 0 & x > \ell \end{cases}$$

shartni yozish mumkin. Bunday potentsial o'raning grafigi 7.1-rasmda ko'rsatilgan. Agar bu o'radagi zarrachaning to'lqin xususiyatini xisobga olsak, unga de-Broyl turg'un to'lqini mos keladi. Bu de-Broyl turg'un to'lqinini ikki uchi mahkamlangan torda hosil bo'luvchi to'lqinga o'xshatish mumkin. Maolunki, bunday tor bitta chastota bilan emas, balki o'zini xususiy chastotasiga karrali bo'lgan bir necha chastotada tebranishi mumkin.



7.1-rasm

Ikki uchi mahkamlangan bunday torda turg'un to'lqin hosil bo'ladi. Torning uzunligiga bir necha turg'un to'lqin to'g'ri keldi. Bunda torning uzunligiga doimo butun sondagi yarim to'lqin uzunligi joylashadi:

$$\ell = n \frac{\lambda_n}{2}, \quad n=1, 2, 3, \dots \quad (7.6)$$

Potentsial o'radagi elektron uchun tegishli bo'lgan de-Broyl to'lqini ham turg'un to'lqindan iborat bo'ladi. (7.6) formuladagi λ ning o'rniga to'lqin soni k ni qo'ysak, de-Broyl formulasini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin.

$$p = n \frac{\hbar \pi}{\ell}, \quad n=1, 2, 3, \dots \quad (7.7)$$

(7.7) formuladan ko'rinadiki, potentsial 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

$$E = n^2 \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m \ell^2}, \quad n=1, 2, 3, \dots \quad (7.8)$$

formulani hosil qilamiz.

(7.8) formuladan ko'rinadiki, potentsial o'radagi elektronning energiyasi ham kvantlanar ekan. Biz (7.8) formulani Shredinger formulasidan foydalanmay, o'radagi elektronga tegishli bo'lgan de-Broyl to'lqinini ikki uchi mahkamlangan torda hosil bo'luvchi turg'un to'lqinga o'xshatib keltirib chiqardik. (7.8) formulani Shredinger tenglamasi yordamida ham keltirib chiqarish mumkin.

Potentsial o'rada elektron X o'qi yo'nalishida gorizontaal chiziq bo'ylab harakatlanadi deb olganimiz uchun Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0 \quad (7.9)$$

O'rani devorlari cheksiz baland bo'lgani uchun zarracha o'radan tashqariga chiqa olmaydi. Shuning uchun zarrachani o'radan tashqarida bo'lish ehtimolligi nolga teng.

O'rani chetlarida $x=0$ va $x=\ell$ bo'lganda to'lqin funktsiya ham nolga aylanadi. Ya'ni chegaraviy shart

$$\psi(x)=\psi(\ell)=0 \quad (7.10)$$

ko'rinishda bo'ladi.

O'rani ichidagi zarracha uchun Shredinger tenglamasi

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi = 0$$

yoki

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + k^2 \psi = 0 \quad (7.11)$$

kurinishda buladi. Bu erda

$$K^2 = \frac{2mE'}{\hbar^2}, \quad E' = E - U \quad (7.12)$$

(7.11) ko'rinishdagi differentsial tenglamaning umumiy echimi

$$\psi(x) = A \sin kx + V \cos kx$$

tenglamadan iborat bo'ladi. Agar (7.10) chegaraviy shartdan $\psi(0)=0$ bo'lganda $V=0$ bo'lishini hisobga olsak, (7.12) tenglamaning echimi

$$\psi(x) = A \sin kx \quad (7.13)$$

bo'ladi. $x=\ell$ ekanligini xisobga olsak, (7.13) formula

$$\psi(\ell) = A \sin k\ell$$

ko'rinishni oladi. Yuqoridagi (7.10) chegara shart, yaoni $\psi(\ell) = A \sin k\ell = 0$ bo'lishi faqat $k\ell = n\pi$ bo'lganda bajariladi. Demak,

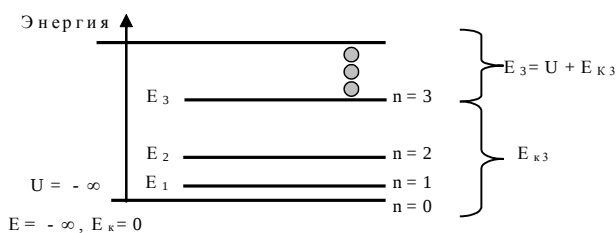
$$k = \frac{n\pi}{\ell} \quad (7.14)$$

ekan.

(7.14) ni (7.12) ga qo'yib, zarrachaning energiyasi uchun

$$E = \frac{n^2 \hbar^2 \pi^2}{2m\ell^2} \quad (7.15)$$

ifodani topamiz. Bu ifoda yuqorida boshqacha yo'l bilan topilgan (7.15) ifodaning o'zginasi. (7.15) formuladagi n , $n=1,2,3,\dots$ bo'lgan butun sonlar qatorini qabul qiladi va uni kvant soni deb ataladi. Energiyaning kvantlangan qiymatini energiya sathi deb yuritiladi. Energetik sathni tartibini kvant soni n belgilaydi. Shunday qilib, potentsial o'radagi zarracha faqat aniq bir energetik sathda, yoki boshqacha aytganda aniq bir n kvant holatida bo'lar ekan.



7.2-rasm

Energiyaning kvantlanishini grafik usulda tasvirlash qulay. Energiya kvantini qiymati yoki boshqacha aytganda (7.15)

formula bilan topilgan energetik sathlar X o'qiga parallel bo'lgan gorizontallardan iborat bo'ladi (7.2-rasm). 7.2-rasmdagi grafikdankorinadiki potentsial o'radagi zarrachaning potentsial energiyasi manfiy diskret qiymatlarni oladi.

Zarrachaning to'liq energiyasi E potentsial va kinetik energiyaning yig'indisiga teng bo'ladi ($E=U+Ek$). Yuqorida aytib o'tganimizdek cheksiz chuqur o'radagi zarrachaning potentsial energiyasi $U = -\infty$ bo'ladi. Yuqoridagi energiyaning kvantlanish formulasi (7.15) zarrachaning kinetik energiyasiga tegishli. Ma'lumki, kinetik energiya doimo musbat. Ammo o'radagi zarrachaning to'liq energiyasi manfiy bo'ladi. Chunki,

$$E = -\infty + Ek < 0$$

Bunday bo'lishi bog'langan zarracha uchun o'z-o'zidan tushunarli. Faqat $n=\infty$ bo'lganda zarrachaning kinetik energiyasi cheksiz katta bo'lib, to'liq energiyasi nol bo'lishi mumkin. Bu holda zarracha potentsial o'radan chiqadi va erkin zarrachaga aylanadi. (7.13) formulaga K ning (7.14) ifodasini qo'yamiz:

$$\psi(x) = A \sin \frac{n\pi}{\ell} x$$

Bu tenglamadagi A ni ehtimollikning normirovkalash shartidan topamiz. Ya'ni,

$$A^2 \int_0^{\ell} \sin^2 \frac{n\pi}{\ell} x dx = 1$$

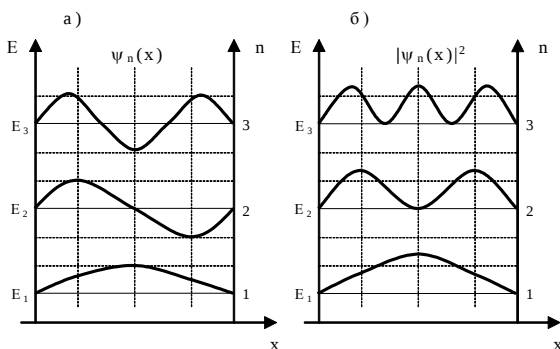
Yuqoridagi ifodani integrallab, undan $A = \sqrt{\frac{2}{\ell}}$ ekanligini topamiz va $\psi_n(x)$ funktsiya

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{\ell}} \sin \frac{n\pi}{\ell} x \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad (7.13)$$

ko'rinishda bo'ladi. Bu funktsiyaning $n=1, 2, 3$ bo'lgandagi grafigi va unga mos energetik sathlar 7.3(a)-rasmida ko'rsatilgan. 7.3(b)-rasmida zarrachani o'ranning qayerida topilish ehtimolligining zichligi $|\psi_n(x)|^2$, $n=1, 2, 3$ kvant holatlar uchun tasvirlangan. 7.3(b)-rasmidan ko'rinadiki, $n=2$ kvant holat uchun zarracha o'raning o'rtasida bo'lishi mumkin emas, ammo uni chap va o'ng tomonlarida bo'lish ehtimolligi bir xil. Zarrachalarning bunday xususiyati kvant mexanikasida zarrachaning traektoriyasi degan tushunchaning maonosi yo'qligini bildiradi. (7.15) formulaga ko'ra ikki ko'shni energetik sathlar orasidagi energiya oralig'i quyidagicha aniqlanadi:

$$\Delta E_n = E_{n+1} - E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m\ell^2} (2n+1) \quad (7.17)$$

Agar o'raning kengligi katta bo'lsa, ΔE juda kichik bo'ladi. Masalan, o'raning kengligi $\ell=10^{-10}$ m bo'lganda (metaldagi erkin elektronlar uchun) $\Delta E \approx 1,2 \cdot 10^{-35}$ nJ $= 0,74 \cdot 10^{-13}$ eV bo'ladi. Eni bunday kichik



7.3-rasm

qiymati metaldagi erkin elektronlar energiya sathlari juda zich joylashganligi, yani energiya spektri uzluksiz ekanligini ko'rsatadi. Agar o'raning kengligi atom o'lchamiga yaqin bo'lsa ($\ell=10^{-10}$ m), ΔE_n uchun $E_n=1,2 \cdot 10^{-17}$ nJ $= 0,74 \cdot 10^{-2}$ eV qiymat kelib chiqadi. Bu miqdor turli kvant holatda bo'lgan elektronlarning energiyalari bir-biridan farq qilishini ko'rsatadi.

Shunday qilib, Shredinger tenglamasini chuqur potentsial o'radagi zarrachaga tadbqiqi zarracha energiyasining kvantlanishini ko'rsatadi. Klassik mexanikada esa zarracha energiyasiga hech qanday chegara qo'yilmaydi.

Bundan tashqari (7.15) formuladan potentsial o'radagi zarrachaning eng kichik energiyasi $n=1$ bo'lgandagi

$$E_{\min} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m\ell^2}$$

formula bilan aniqlanuvchi energiyadan kichik bo'la olmaydi. Zarrachaning eng kichik energiyasini noldan katta bo'lishi noaniqliklar munosabatidan kelib chiqadi.

Ma'lumki, kengligi ℓ bo'lgan o'rada koordinatani noaniqligi $\Delta x = \ell$ bo'ladi. Bunda noaniqliklar munosabati (6.13) ga binoan zarrachalarning impulsi nol bo'la olmaydi. Impulsning noaniqligi $\Delta p \sim h/\ell$ bo'ladi. Impulsning bunday o'zgarishiga Emin $\sim (\Delta p)^2/(2m) \sim \hbar^2/2m\ell^2$ kinetik energiya mos keladi. Boshqa qolgan sathlarning ($n > 1$) energiyasi eng kichik energiyadan doimo katta bo'ladi.

(7.15) va (7.17) formulalardan 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

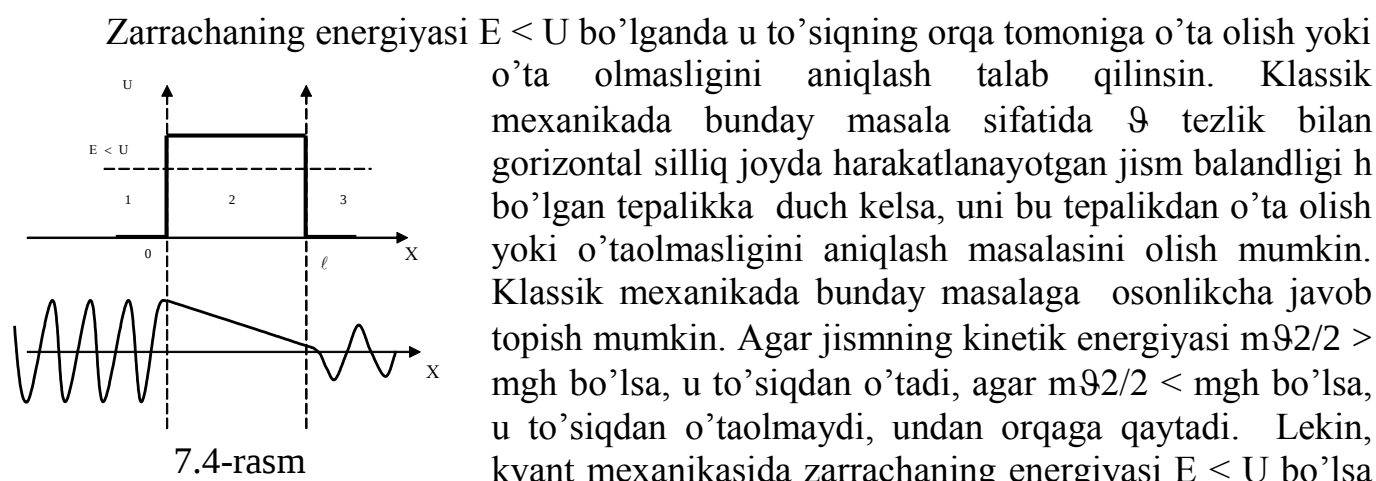
natija Borning moslik printsiplining (1923) xususiy holi bo'lib, yuqori kvant sonlarida kvant mexanikasi qonunlari klassik fizika qonunlariga aylanishini ko'rsatadi. Xozirgi zamon fizikasida muhim rol o'ynaetgan moslik printsiptiga quyidagi taorifni berish mumkin: Klassik fizikani rivojlantirish natijasida yaratilgan har qanday yangi nazariya klassik nazariyani to'liq inkor etmaydi, balki uni ham o'z ichiga olib, qo'llanish chegarasini ko'rsatib, maolom chegaraviy hollarda u eskisiga aylanadi.

Maolomki, maxsus nisbiylik nazariyasining kinematikasi va dinamikasi formulalari $v \ll c$ bo'lganda Nyuton mexanikasi formulasiga aylanadi. Yana boshqa misol sifatida de-Broyl gipotezasini olish mumkin. Bu gipotezaga ko'ra maolom impulsga ega bo'lgan har qanday jismda ham to'lqin xususiyat bor. Ammo makroskopik jismlarda bu to'lqin xususiyatni xisobga olmasa ham bo'laveradi. Ya'ni, bu holda Nyutonning klassik mexanikasi o'rinli bo'ladi.

3. Zarrachalarning eni cheklangan potentsial to'siqdan o'tishi. Tunnel effekti

Energiyasi E bo'lgan x o'qi yo'nalishida harakatlanayotgan zarrachaning yo'lida to'g'ri burchakli, kengligi ℓ va balandligi U bo'lgan potentsial to'siq turgan bo'lsin (7.4-rasm). Bunday potentsial to'siq uchun quyidagi shart o'rinli bo'ladi,

$$U(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ U, & 0 \leq x \leq \ell \\ 0, & x > \ell \end{cases}$$



kvant mexanikasida zarrachaning energiyasi $E < U$ bo'lsa ham uni potentsial to'siqdan o'tish ehtimolligi noldan farqli bo'lar ekan. Hatto uning energiyasi $E > U$ bo'lgan taqdirda ham u to'siqdan orqaga qaytishi mumkin ekan. Bunday bo'lishi birinchi qarashda g'alati ko'rinadi. Lekin Shredinger tenglamasining echimidan shunday natija kelib chiqadi, tajriba ham shunday bo'lishini tasdiqlaydi.

7.4-rasmdagi 1,2,3 sohalar uchun (5.23) ko'rinishdagi Shredingaer teglamalarini echish natijasida olingan funktsiyalarning grafiklari ko'rsatilgan.

Rasmdan ko'rinadiki, to'liq funktsiya to'siqning ichki qismida ham nolga teng emas. To'siqning kengligi uncha katta bo'lmaganda to'siqdan keyingi 3 sohada ham u o'shanday impuls va chastotadagi de-Broyl to'liqidan iborat bo'ladi, faqat amplitudasi kichiklashadi. Demak, zarrachaning energiyasi $E < U$ bo'lsa ham, uni to'siqdan o'tish ehtimolligi noldan katta ekan. Shunday qilib, kvant mexanikasi butunlay yangi, o'ziga xos hodisaga duch keldi. Kvant mexanikasida zarrachalarni potentsial to'siq orqali o'tishiga tunnel effekti deyiladi.

Tunnel effektini tasvirlash uchun potentsial to'siqning shaffoflik koeffitsienti 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:

$$D = \frac{I_{um}}{I_{tush}} \quad (7.18)$$

Bu koeffitsientni de-Broyl to'liqini to'siqdan o'tish ehtimoli sifatida qabul qilish mumkin. Hisoblashlar to'g'ri burchakli potentsial to'siqning shaffoflik koeffitsienti

$$D = D_0 e^{-\frac{2}{h} \sqrt{2m(U-E)}\ell} \quad (7.19)$$

formula bilan aniqlanishini ko'rsatadi.

(7.19) formuladagi D_0 o'zgarmas koeffitsientning qiymati 1 ga yaqin. (7.19) formuladan ko'rinadiki, D zarrachaning massasi m ga, to'siqning kengligi ℓ ga va energiya farqi $(U-E)$ ga kuchli bog'lik. To'siq qancha keng bo'lsa, zarrachaning undan o'tish ehtimolligi shuncha kichik bo'ladi. Quyidagi 7.1-jadvalda energiya farqi $U - E = 5 \text{ eV}$ bo'lganda D ning ℓ ga bog'liq holda o'zgarishi ko'rsatilgan.

7.1-jadval

$\ell (\text{\AA})$	1	1,3	1,5	1,8	2,0	5,0	10,0
D	0,1	0,04	0,03	0,013	0,008	$5,5 \cdot 10^{-7}$	$1,4 \cdot 10^{-12}$

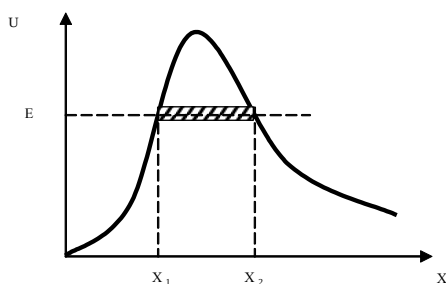
Jadvaldan ko'rinib turibdiki, to'siqning kengligi $1 \text{\AA}$ dan $10 \text{\AA}$ gacha ortganda D bir necha marta kamaymoqda. Dning jadvaldagi oxirgi qiymatlari zarrachani to'siqdan umuman o'tmasligini bildiradi. Ixtiyoriy shakldagi potentsial to'siqning (7.5-rasm) shaffoflik koeffitsienti integrallash 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 potentsial to'siqdan o'tishi klassik nuqtai nazardan energiyaning saqlanish qonuniga zid keladi. Ya'ni, kvant mexanikasi quyidagi muammoga duch keldi.

Chunki, zarrachaning to'liq energiyasi potentsial to'siq balandligiga mos energiyadan kichik bo'lganda ($E < U$), uni kinetik energiyasi potentsial 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



7.5-rasm

bilan o'zaro tahsiri Δt vaqt oralig'ida sodir bo'lsa, noaniqliklar munosabatiga ko'ra uning energiyasi $\Delta E \geq h / \Delta t$ noaniqlikka ega bo'ladi (7.5-rasm). Agar energiyaning bu noaniqligi ΔE 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 ham mumkin. Zarrachalarni potentsial to'siq orqali o'tishi ko'p tajribalarda tasdiqlandi.

Masalan, metallarda elektronlarning sovuq emissiya hodisasi kuzatiladi. Elektron metallardan vakuumga chiqishi uchun, ya'ni vakuum bilan metall chegarasidagi potentsial sakrashni engishi uchun, unga juda katta elektr maydoni taosir 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 tokining o'tish jarayoni ham ko'p hollarda shu tunnel effekti bilan tushuntiriladi.

Atom yoki molekulalarni klassik fizikada ko'rsatilganidan kichik elektr maydonlari taosirida ionlashishi ham tunnel effekti bilan izohlanadi. Bu hodisa fizikada avtoionizatsiya hodisasi deb yuritiladi. Radioaktivlikdagi α -nurlanish ham shu effekt tufayli yuz beradi.

4. Kvant mexanikasida chiziqli garmonik ostsillyator

Klassik va kvant nazariyalarning ko'p masalalarini echishda elastik kuchga o'xshagan kuch taosirida 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 potentsial energiyasi

$$U = \frac{m \omega_0^2 x^2}{2} \quad (7.20)$$

formula bilan aniqlanishi bizga ma'lum. Bu erda ω_0 - ostsillyatorning xususiy chastotasi, m - ostsillyatorning massasi. (7.20) bog'lanish grafigi paraboladan yoki boshqacha aytganda parabola shaklidagi "potentsial o'radan" iborat bo'ladi (7.6-rasm).

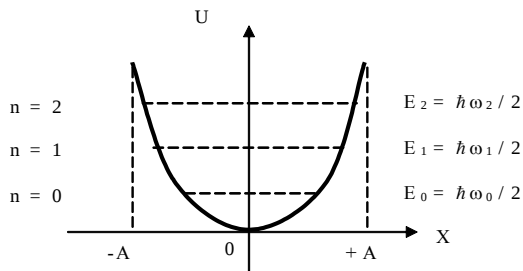
Ostsillyatorning to'liq energiyasi uni potentsial va kinetik energiyalarining yig'indisiga teng va u vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi:

$$E = E_k + U = m\omega_0^2 A^2 / 2 \quad (7.21)$$

(7.21) formula energiyaning saqlanish qonunini ifodalaydi. Doimo potentsial energiyaning maksimal qiymati, kinetik energiyaning maksimal qiymatiga va ularning har biri ostsillyatorning to'plagan to'liq energiyasiga teng:

$$U_{\max} = E_{k\max} = E$$

Energiyaning saqlanish qonuniga ko'ra to'liq energiya ostsillyatorga berilgan dastlabki energiyaga teng bo'ladi. Ostsillyatorning to'liq energiyasi uni tebranishi davomida potentsial va kinetik energiya orasida turlicha taqsimlanadi. Agar 6.6-rasmga ko'rsatilgan grafikda to'liq energiyaga mos joydan gorizontall chiziq o'tkazsak, bu chiziqni koordinatalari $x = \pm A$ bo'ladi, bu erda A – ostsillyatorning tebranish amplitudasi. Ostsillyator $-A$, $+A$ oraliqdan chiqa olmaydi. Agar u bu oraliqdan chiqadi desak, uning potentsial energiyasi to'liq energiyadan katta bo'lib,



7.6-rasm

energiyaning saqlanish qonuni buziladi. Demak, klassik ostsillyator chegaralangan fazo sohasida tebranadi. Yuqorida garmonik ostsillyator haqida yuritgan fikrimiz klassik mexanika nuqtai nazaridan to'g'ri.

Kvant mexaniksida chiziqli garmonik ostsillyator - kvant ostsilyator deb ataldi. Kvant ostsillyatorga misol qilib, kristall panjara tugunida tebranma harakat kilayotgan atomni, molekulani va umuman olganda tebranma harakat qilayotgan har qanday mikrozarrachani olish mumkin.

Kvant ostsillyatori uchun Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - \frac{m \omega_0^2 x^2}{2} \right) \psi = 0 \quad (7.22)$$

E-ostsillyatorning to'liq energiyasi.

Differentsial tenglamalar nazariyasidan ma'lumki, (7.22) ko'rinishdagi differentsial tenglama energiyaning

$$E_n = (n + 1/2) \hbar \omega_0 \quad (7.23)$$

bo'lgan xususiy qiymatlarida echimga ega. (7.23) formuladan ko'rinadiki, kvant ostsillyator energiyasi diskret qiymatlarni olib o'zgaradi, ya'ni uning energiyasi kvantlanadi. Kvant ostsillyatorning ham eng kichik energiyasi vertikal devorli potentsial o'ra ichidagi zarrachaning energiyasiga o'xshab, noldan katta bo'ladi. Ostsillyatorning bu eng kichik energiyasi (7.23) formuladan $n=0$ bo'lganda

$$E_0 = \hbar \omega_0 / 2$$

bo'lishi kelib chiqadi.

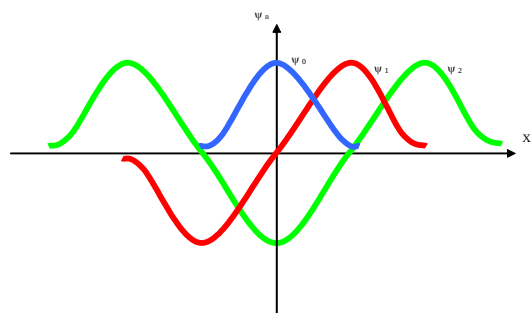
Bu minimal energiya-nol tebranish energiyasi deb ham ataladi va uning bo'lishligi noaniqliklar munosabati bilan bevosita bog'liqdir.

Ostsillyatorning nol tebranish energiyasining mavjudligi zarrachani potentsial o'raning tubiga hech qachon tushmasligini ko'rsatadi va bu xulosa har qanday shakldagi "potentsial o'ra" uchun ham to'g'ridir. Zarrachani potentsial o'raning tubiga tushishi noaniqliklar munosabatiga zid keladi. Chunki u o'raning tubiga tushgan tag'dirda, 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 ostsillyatorida «nolinchi» tebranish energiyasining bo'lishi klassik nazariyaga butunlay zid keladi.

Klassik nazariyada ostsillyatorning 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 sochilish koeffitsienti nol bo'lmasdan, qandaydir o'zgarmas chegara qiymatga intiladi. Bu absolyut nol temperaturada ham atomlar tebranishdan to'xtamasligini, ya'ni «nolinchi» tebranish energiyasi mavjudligini tasdiqlaydi. Absolyut nolga juda yaqin temperaturada geliyning suyuq holda qolishi ham «nolinchi» tebranish energiyasi orqali izohlanadi.

(7.23) formuladan ko'rinadiki, ostsillyatorning energiya sathlari zichligi kvant soni n ga bog'liq bo'lmaydi va ular bir-biridan bir xil oralikda joylashadi (7.6-rasm). Vertikal



7.7-rasm

devorli cheksiz chuqur o'rada bo'lsa, n ortishi bilan energiya sathlari orasidagi masofa ham ortib boradi (7.2-rasm). (7.23) formulada $n \gg 1$ ($n+1/2 \approx n$) bo'lganda ostsillyatorning energiya sathlari uchun

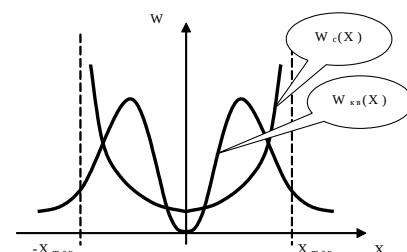
$$E_n = n \cdot \hbar \omega_0$$

formulani yozish mumkin. Bu formula absolyut qora jism nurlanishining kvant nazariyasini yaratishda M.Plank gipoteza tarzida keltirgan formulaning o'zi.

Kvant garmonik ostsillyatorning $n = 0, 1$ va 2 kvant holatlar uchun to'liq funktsiyasi grafigi 7.7-rasmda ko'rsatilgan. ψ_n -to'liq funktsiyaning nolga aylanadigan nuqtalari to'liq funktsiya tugunlari deb ataladi.

7.7-rasmdan ko'rinadiki, $n=0$ bo'lganda to'liq funktsiya $\psi_0(x)$ faqat $x = \pm\infty$ bo'lgan nuqtalarda nol bo'ladi. Ya'ni, $\psi_0(x)$ ni ikki chekkasida tugun yo'q. $n=1$ bo'lganda $\psi_1(x)$ funktsiyani $x=0$ bo'lgan nuqtada bitta tuguni bor. $n=2$ bo'lganda $\psi_2(x)$ funktsiyani ikkita tuguni bor. Demak, to'liq funktsiyadagi tugunlar soni, kvant soniga teng bo'ladi.

Kvant ostsillyator haqidagi masalaning echimidan klassik fizikaga xos bo'lmagan yangi natija kelib chiqadi. Kvant ostsillyatori sifatida qaralayotgan zarracha klassik fizika nuqtai nazaridan mumkin bo'lmagan sohada ham mavjud bo'lishi mumkin. Klassik nuqtai nazardan qaraganda zarracha ($-A$ va $+A$) oraliqdan chiqa olmasligi kerak. Ammo kvant ostsillyatori parabola shaklidagi potentsial o'radan ham tashqariga chiqishi mumkin. Kvant ostsillyatorning koordinatalari x dan $x+dx$ gacha bo'lgan sohada bo'lish ehtimolligi



7.8-rasm

$$wkv(x)dx = |\psi_n(x)|^2 dx$$

ifoda bilan aniqlanadi.

7.8-rasmda $n=1$ kvant holati uchun kvant mexanikadagi ehtimollik zichliklari solishtirilgan. Grafikdan ko'rinib turibdiki, kvant ostsillyatori klassik fizika ruhsat etmagan sohada ham bo'lishi mumkin. Bu zarrachaning to'liq xususiyatidan, bevosita

Shredinger tenglamasining echimidan kelib chiqadi. Bu echim murakkab bo'lgani uchun biz unga to'xtalmaymiz.

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR

1. Shredinger tenglamasini erkin zarra uchun tadbiq etilganda qanday natija olinadi?
2. Cheksiz chuqur potentsial o'radagi zarrachaning energiyasi qanday o'zgaradi?
3. Tunnel effektini tushuntirib bering.
4. Shaffoflik koeffitsienti o'raning kenligiga qanday bog'li?

5. Shredinger tenglamasini chiziqli garmonik ostsillyatorga tadbig'ini tushuntirib bering.
6. Kvant ostsillyatorini mexanikadagi ostsillyatordan nima farqi bor?
7. Kvant ostsilyatorning klassik fizika ruxsat etmagan sohalarda ham mavjud bo'lishi qanday izohlanadi?
8. Yassi to'lqin tenglama qanday ifodalanadi?
9. Erkin zarrachaning energiyasi qanday o'zgaradi?
- 10.«Nolinchi» tebranish energiyasi deganda nimani tushunasiz?

ADABIYOTLAR

1. Axmadjonov O.I. "Fizika kursi, optika, atom va yadro fizikasi". Toshkent – "O'qituvchi", 1989.
2. Hoshimov G'.H., Rasulov R.YA., Yuldashev N.X. "Kvant mexanikasi asoslari". Toshkent - "O'qituvchi", 1995.
3. Detlaf A.A., Yavorskiy B.M., " Kurs fiziki " M.: "Vqsshaya shkola ", 2000.
4. Trofimova T.I. "Kurs fiziki". M.: "Visshaya shkola", 2000.
5. Savelg'ev I.V. «Kurs obo'ey fiziki, kniga 5.», M.: Nauka. 1998.
6. Kristi R., Pitti A. Stroenie veo'estva: Vvedenie v sovremennuyu fiziku. M.: Nauka. 1969.
7. Struchkov V.V., Yavorskiy B.M. "Voprosi sovremennoy fiziki" M.: " Prosvenie ", 973.
8. Kondakov V.A. "Stroenie i svoystva veo'estva" M.: "Prosveo'enie", 1970.
9. Buravixin V.A., Egorov V.A. Biografiya elektrona. M.: "Znanie", 1985.
10. Geyzenberg V. «Fizika, Chast i tseloe», Moskva. 1999.
http://www.ilt.kharkov.ua/bvi/resources/menu_r.htm.
11. Matveev A.N. «Atomnaya fizika», M., 1989.
http://www.ilt.kharkov.ua/bvi/resources/menu_r.htm.

8 - ma'ruza. VODOROD ATOMI

Reja:

1. Sferik simmetrik potentsial maydondagi mikrozarra harakati uchun Shredinger tenglamasi.
2. Vodorod atomi: kvant sonlari, energetik spektri, orbital impuls momenti va uning fazoviy kvantlanishi.
3. Kvant o'tishlar uchun tanlash qoidasi. Vodorodsimon atomlar nurlanish spektri. Sathlar kengligi.

Tayanch so'zlar va iboralar: Vodorod atomining asosiy turun holati uchun Shredingaer tenglamasi, yadroga bolangan elektronning potentsial energiyasi va uning grafigi, vodorod atomi uchun Shredinger tenglamasining yechimi va energetik sathlar, ionlashish energiyasi, orbital, bosh va magnit kvant sonlari, ularning oladigan qiymatlari, atom holatlarining belgilanishi, vodorod atomining spektrini kvant mexanikasi asosida tushuntirish, tanlash qoidasi, elektronning mexanik va magnit momenti, giromagnit nisbat, Bor magnetoni.

1. Sferik simmetrik potentsial maydondagi mikrozarra harakati uchun Shredinger tenglamasi

Bor atom nazariyasining kamchiliklari aniq bo'lib qolgandan keyin atom jarayonlarni to'laligicha tushuntirib beruvchi umumiy atom nazariyasini yaratishga

kirishildi. Atomning bunday nazariyasini kvant mexanikasi asosida yaratishga harakat qilindi. Natijada atomning Bor nazariyasida postulot tarzida qabul qilingan elektron energiyasining kvantlanishi Shredinger tenglamasi echimidan o'z-o'zidan kelib chiqishi maolom bo'ldi. Bor atom nazariyasini postulotga tayanib yaratgan bo'lsa, atomning yangi nazariyasida bunga hojat bo'lmadi.

Kvant mexanikasida zarrachaning harakati, holat funktsiyasi va energiyasi uni qanday maydonda harakat qilayotganligiga bog'liq. Biz oldingi ma'ruzalarda zarrachalarning bir o'lchovli potentsial maydondagi harakatlari bilan tanishdik. Ko'pincha potentsial maydonlar markaziy simmetrik yoki boshqacha aytganda sferik simmetrik bo'ladi, bunday maydonga misol qilib atom yadrosining Kulon maydonini olish mumkin. Zarrachaning markaziy sferik potentsial maydondagi harakatini o'rganish, atom tuzilishini, undagi elektronlarning holat funktsiyasini va energiyasini aniqlash uchun xizmat qiladi. Atom yadrosining massasi atomdagi barcha elektronlarning massasidan ham bir necha marta katta. Masalan, vodorod atom yadrosi massasi elektron massasidan 1836 marta katta. Atom yadrosi atrofidagi markaziy simmetrik maydonda elektronlar harakat qiladi. Elektronlarning bu harakatini o'rganish uchun sanoq sistemasining boshi sifatida atom yadrosini olamiz. Bunday sistemada atom yadrosi elektronlar harakatlanayotgan maydon kuchlarining manbai xisoblanadi. Yadro bilan elektronlar orasidagi Kulon o'zaro taosir kuchlari, atom zarrachalarining magnit momentlarining o'zaro taosir kuchidan bir necha marta katta bo'lgani uchun asosiy xisoblanadi.

Vodorod atomining asosiy turg'un holati uchun Shredinger tenglamasi qanday ko'rinishda bo'lishini ko'raylik. Elektronning holati faqat yadrodan elektrongacha bo'lgan r masofaga bog'liq bo'lgan sferik to'lqin funktsiya ψ ni o'z ichiga olgan Shredingerning turg'un holat tenglamasi bilan ifodalanadi.

$$\Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left[E + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right] \psi = 0 \quad (8.1)$$

Bu formulada E atomdagi elektronning to'liq energiyasi. (8.1) tenglamadagi qavs ichidagi ikkinchi ifoda vodorod atomi yadrosi bilan elektron orasidagi masofa r ga bog'lik bo'lib, u yadro maydonidagi elektronning potentsial energiyasini ifodalaydi va

$$U(r) = - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (8.2)$$

ko'rinishda yoziladi.

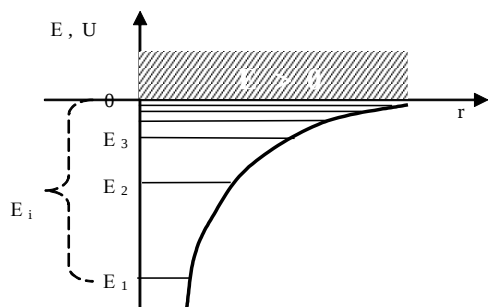
$U(r)$ funktsiyaning grafigi 8.1-rasmda yo'g'on egri chiziq bilan tasvirlangan. Rasmdan ko'rinib turibdiki, elektron yadroga yaqinlashgan sari $U(r)$ cheksiz kamayib (moduli cheksiz ortib) boradi.

(8.1) ko'rinishdagi differentsial tenglamani echish anchagina murakkab matematik amallarni talab qiladi. Shuning uchun tenglamani qanday echish yo'llariga to'xtalmay, uni tayyor echimini muhokama qilamiz.

(8.1) ko'rinishdagi tenglama ikki holda, ya'ni elektron energiyasi $E > 0$ bo'lgandagi E ning har qanday qiymatida va E ning

$$E = - \frac{1}{n^2} \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^2}, \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad (8.3)$$

shartni qanoatlantiruvchi manfiy diskret qiymatlarida echimga ega bo'lar ekan. $E > 0$ bo'lgan hol yadro yaqinidan o'tib, undan cheksizlikka uzoqlashayotgan elektronga, $E < 0$ bo'lgan hol esa yadroga bog'langan elektronga mos keladi. Demak, Shredinger tenglamasining $E > 0$ qiymatlaridagi echimlari vodorod atomini emas, balki atom bo'lib birikmagan yadro va fazodagi erkin elektronni aks ettiradi. $E < 0$ bo'lgan ikkinchi holdagi echimlari vodorod atomidagi elektronni aks ettiradi. Vodorod atomidagi elektronning



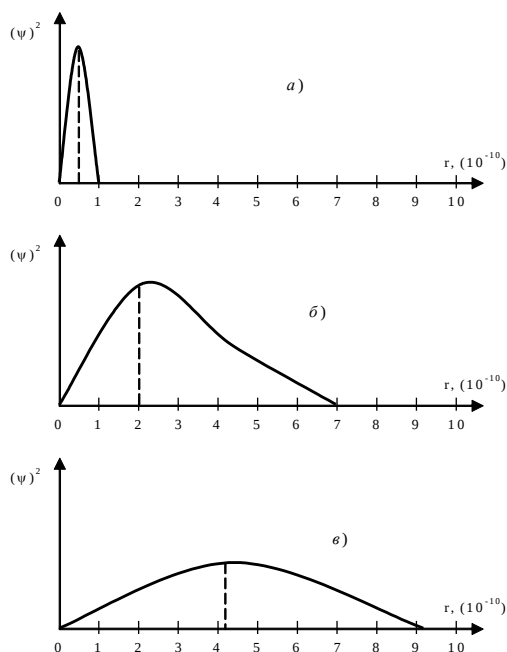
8.1-rasm

$E_1, E_2, E_3, \dots$ energiyalar uchun 8.1-rasmda sxematik ko'rsatilgan.

Energiyasi eng kichik bo'lgan E_1 sath elektronning asosiy turg'un holatini ifodalaydi. Bu minimal energiyadan katta bo'lgan energiya sathlari ($E_n > E_1, n=2,3, \dots$) atomning uygongan holatiga mos keladi.

Elektron energiyasini $E < 0$ bo'lishi uni bog'langan ekanini va giperbolik potentsial o'rada joylashganini ko'rsatadi. Rasmdan ko'rinadiki, bosh kvant sonlari n ortishi bilan energetik sathlar zichroq joylashib boradi va $n \rightarrow \infty$ bo'lganda $E = 0$ bo'ladi. Energiyasi $E > 0$ bo'lganda elektron erkin elektronga aylanadi va uni energiyasi uzluksiz o'zgaradi (shtrixlangan soha, 8.1-rasm). (8.3) formuladan turg'un holatda bo'lgan vodorod atomi uchun ionlashish energiyasini hisoblash mumkin:

$$E_i = -E_1 = \frac{m e^4}{8 h^2 \epsilon_0^2} = 13,55 \text{ eV}.$$



8.2-rasm

Demak, asosiy holatda bo'lgan vodorod atomidan elektronni urib chiqarish uchun 13,55 eV energiya kerak. Bu atomni ionlashish energiyasidir. Atomni ionlashish energiyasi tushunchasi bilan birga ionlashish potentsiali tushunchasi ham ishlatiladi. Atomning ionlashish potentsiali deb, atomdan elektronni urib chiqarish uchun kerak bo'lgan energiyani elektronning zaryadiga nisbatiga aytiladi. Ionlashish potentsialini Frank va Gerts tajribalaridagi qurilma yordamida o'lchash mumkin. Bunda simob bug'larini vodorod bilan almashtiriladi. To'rga

berilgan kuchlanish 13,6 V ga etkuncha zanjirda tok hosil bo'lmaydi. Kuchlanish 13,6 V ga borganda tok hosil bo'lib, kuchlanishning keyingi ortishida u tez ortib boradi. Zanjirda tokning hosil bo'lishi vodorod atomlarini energiyasi 13,6 eV ga etgan elektronlar bilan to'qnashishi natijasida ionlashishi bilan tushuntiriladi. Bundan ko'rinadiki, vodorod

atomining tajribada topilgan ionlashish energiyasi nazariy xisoblangan qiymatga mos keladi.

2. Vodorod atomi: kvant sonlari, energetik spektri, orbital impuls momenti va uning fazoviy kvantlanishi

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 echimidan kelib chiqadi. Qandaydir En energetik sathdagi elektronning energiyasiga impuls momentining n ta qiymati mos keladi. Impuls momenti ixtiyoriy qiymatlarini qabul qilmasdan, quyidagi

$$L = \hbar \sqrt{\ell(\ell + 1)} \quad (8.4)$$

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:

$$\ell = 0, 1, 2, \dots, n-1. \quad (8.5)$$

Elektronning impuls momenti ellips shaklidagi orbitaning ekstsentrisitetiga, ya'ni orbitaning shakliga taosir 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 $\ell = 0$ qiymatiga mos keluvchi atom holatiga s-holat, $n=1$ bulgandagi holatiga r-holat, $\ell = 2$ bo'lgandagi holatiga d-holat mos keladi deb belgilanadi. Keyingi holatlar f, g, h harflar bilan ifodalanadi. Ya'ni, atom holatlari lotin alifbosidagi harflar bilan belgilanadi.

Magnit kvant soni m_ℓ , elektronning impuls momenti vektori L ni, tashqi magnit maydoni taosirida $\hbar$ ga karrali bo'lgan ma'lum vaziyatlarni olib joylashish tartibini ko'rsatadi. Ya'ni Z yo'nalish bo'yicha impuls momentining proektsiyasi

$$L_{\ell z} = \hbar m_\ell \quad (8.6)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Bu erda m_ℓ =magnit kvant soni bo'lib, u $-\ell$ dan 0 orqali $+\ell$ gacha bo'lgan butun sonli qiymatlarni oladi, ya'ni

$$m_\ell = -\ell, -(\ell - 1), \dots, -1, 0, +1, \dots, (\ell - 1), +\ell \quad (8.7)$$

bo'lib, hammasi bo'lib $2\ell + 1$ qiymatini qabul qiladi. Demak, elektronning impuls momenti vektori fazoda $2\ell + 1$ vaziyatlarni olib joylashishi mumkin.

Atom nazariyasida atomdagi elektronlar ma'lum diskret orbitalar bo'ylab aylanadilar. kvant mexanikasida esa orbita tushunchasi umuman yo'q bo'lib, faqat elektronni yadro atrofida qayd kilinish ehtimolligi tushunchasi bor.

Vodorod atomidagi elektron energiyasining (8.3) formula bilan aniqlanuvchi har bir qiymatiga bir necha to'liq funktsiya mos keladi, ular bir-biridan ℓ va m kvant sonlari bilan farqlanadi.

Misol tariqasida $n=2$ ga teng bo'lgan holni muhokama qilaylik. Orbital kvant soni ℓ , (8.5) shartga asosan, 0 yoki 1 qiymatga ega bo'la oladi. $\ell = 0$ (S-holat) bo'lganda magnit kvant soni m_ℓ , (8.6) shartga asosan faqat 0 qiymatini oladi. Bunda elektronning mexanik impuls momenti ham nolga teng bo'ladi. Bu holatda elektron mavjud bo'ladigan fazodagi soha, sferik simmetriyaga ega buladi. Ya'ni, yadro maolom qalinlikdagi dumaloq elektron buluti bilan o'ralgan deyish mumkin.

Elektron bulutini zich joylari elektron orbitasining birinchi Bor radiusiga ($r_1=0,53 \cdot 10^{-10}m$) mos keladi 8.2(a)-rasm. Kvant mexanikasida elektronning "orbita" tushunchasi o'z ma'nosini yo'qotadi. Lekin kvant mexanikasi elektronning fazoning qaysi nuqtasida qayd qilinishi ehtimolligi haqida axborot bera oladi. 8.2 (a,b,v)-rasmlarda 1s, 2r, 3d holatlardagi elektronlarni yadrodan r masofadagi nuqtalarda qayd qilish ehtimolligining zichligini tasvirlovchi grafiklar keltirilgan.

Rasmlardan ko'rinishicha elektronni eng katta ehtimolik bilan qayd qilinishi mumkin bo'lgan nuqtalarning geometrik o'rinlari 1,2,3-Bor orbitalariga mos keladi. Orbital kvant soni $\ell = 1$ (r - holat) bo'lganda magnit kvant sonini uchta $m=-1$; $m=0$; $m=1$ qiymatlariga impuls momentini uch yo'nalishi to'g'ri keladi

(8.3(a)-rasm). Bunda L vektorini qiymati

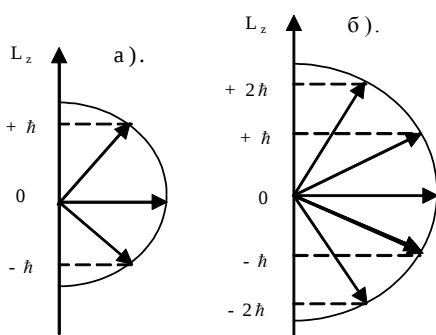
$$L = \hbar \sqrt{\ell(\ell+1)} = \hbar \sqrt{2}$$

bo'ladi.

Agar $\ell = 2$ (d-holat 7.3 b-rasm) bo'lsa, $m=-2$; $m=-1$; $m=0$; $m=1$; $m=2$ qiymatlariga mos holda L vektorining besh vaziyati kuzatilishi mumkin.

$\ell = 3$ (f -holat) bo'lganda L ning ettita vaziyati mavjud bo'ladi va hokazo.

Atomda bir energetik sathga bittadan ko'p holatlar to'g'ri kelishiga sathning turlanishi (aynishi) deyiladi.



8.3-rasm

Bir xil energiyali holatlar soniga turlanish karraligi deyiladi. Vodorod va vodorodga o'xshagan atomlarda $n=1$ bo'lgan asosiy turg'un holati turlanmagan sath xisoblanadi. Lekin elektronning spinini hisobga olsak, vodorod atomidagi $n=1$ holat ham ikki karra turlangan bo'lishligi kelib chiqadi. Bunga keyin to'xtalamiz. Kvant soni $n=2$ bo'lgan sath to'rt karra turlangan bo'ladi, bunda orbital kvant soni $\ell = 0$ ($m_\ell = 0$) bo'lgan bir holat va $\ell = 1$ ($m_\ell = 0, \pm 1$) bo'lgan uch holat. Keyingi $n=3$ va $n=4$ bo'lgan sathlar mos holda 9 va 13 karra turlangan bo'ladi

(8.1-jadval). Atomdagi umumiy holatlar sonini aniqlash uchun elektronning spinini hisobga olib turlanish karraligini ikkiga ko'paytirish kerak. Bunday bo'lishi Paulining taqiqlash printsipidan kelib chiqishini keyingi ma'ruzada ko'rib chiqamiz.

8.1-Jadval

Bosh kvant soni, n	Orbital kvant soni, ℓ	Magnit kvant soni, ℓ	Holatning belgilanishi	Turlanish karraligi (orbital impuls momenti bo'yicha).
1	0	0	1S	1
2	0	0	2S	$\left. \begin{matrix} 1 \\ 3 \end{matrix} \right\} 4$
2	1	0, ± 1	2R	
3	0	0	3S	$\left. \begin{matrix} 1 \\ 3 \\ 5 \end{matrix} \right\} 9$
3	1	0, ± 1	3R	
3	2	0, ± 1 , ± 2	3d	
4	0	0	4S	$\left. \begin{matrix} 1 \\ 3 \\ 5 \\ 7 \end{matrix} \right\} 16$
4	1	0, ± 1	4R	
4	2	0, ± 1 , ± 2	4d	
4	3	0, ± 1 , ± 2 , ± 3	4f	

Elektronni orbital mexanik momenti bilan magnit momenti orasida quyidagicha bog'lanish bor:

$$R_m = \gamma L \quad (8.8)$$

Bu erda γ - giromagnit nisbat deyilib, u $\gamma = e/2m$ formula bilan aniqlanishi bizga elektromagnetizm kursidan ma'lum. γ ning yuqoridagi ifodasini va L ning (8.4) formulasini (8.8) ga qo'ysak

$$p_m = \frac{e}{2m} \hbar \sqrt{\ell(\ell+1)} = \mu_B \sqrt{\ell(\ell+1)} \quad (8.9)$$

ifoda hosil bo'ladi. Bunda

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m} = 0,927 \cdot 10^{-23} \frac{\text{JK}}{\text{K}}$$

kattalik Bor magnetoni deb ataladi.

Yuqoridagi (8.9) ifoda mexanik momenti L ning kvantlanishidan magnit momenti R_m ni ham kvantlanishi kelib chiqishini ko'rsatadi.

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 erda m_ℓ - magnit kvant soni. Mexanik moment bilan magnit moment elektronni zaryadi manfiy bo'lgani uchun antiparalel, ya'ni qarama-qarshi yo'nalgan va ularning fazodagi vaziyati kvantlanadi. Masalan S-holatda ($\ell = 0$, $m = 0$) har ikkala moment ham nolga teng. Elektronning mexanik va magnit momentlarini fazoda kvantlanishi tajribada tasdiqlanishi kerak edi. Bunday tajribani 1922 yilda nemis fiziklari Otto Stern 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.

3. Kvant o'tishlar uchun tanlash qoidasi. Vodorodsimon atomlar nurlanish 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, yaoni $\Delta\ell = \pm 1$ bo'ladigan o'tishlarga amalga oshadi. 8.4-rasmda vodorod atomi spektral seriyalarining kvant mexanikasi nuqtai nazaridan hosil bo'lishi tasvirlangan.

Vodorod nurlanish spektridagi Layman seriyasi $n \rightarrow 1S$ ($n=2,3,\dots$) o'tishlarga, Balmer seriyasi esa $n \rightarrow 2S$, $nS \rightarrow 2r$, $nd \rightarrow 2r$ ($n=3,4,\dots$) o'tishlarga mos keladi. Elektronni asosiy holatdan qo'zg'algan holatga o'tishi atomning energiyasini ortishi bilan, yaoni 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 formulasi

$$\nu = Z^2 R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

ko'rinishda ifodalanadi. Bunda Z Mendeleev 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 oralig'ida bo'ladi. Og'ir ionlarning nurlanish energiyasi esa 100 keV atrofidadir. Lekin n ning katta qiymatlarida og'ir ionlardan ham ko'zga ko'rinuvchi va IQ 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 printsipi yo'l qo'ymaydi. 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.

$$\nu = R \left(\frac{1}{(n_1 - a_{1_1})^2} - \frac{1}{(n_2 - a_{1_2})^2} \right),$$

bu erda $n_1=3,4,\dots$, $n_2=n_1+1, n_1+2, \dots$ qymatlarni oladi. Formuladagi a_{ℓ} tuzatma s holat uchun 1,35 ga teng. Boshqa holatlarda u nolga yaqinlashadi.

Tashqi elektron qobiqida 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 elektronni 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 IQ yoki 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 qobiqlarida murakkab o'zgarishlar yuz beradi. Shuning uchun molekulalar va kristallarning spektrlari atomlarnikidan farq qiladi, ularga keyingi ma'ruzalarda to'xtalamiz.

Kvant mexanikasi atomdagi elektronning orbitasi haqidagi tasavvurni inkor etgani bilan atomning energetik sathi haqidagi klassik tasavvurni saqlab qoldi. Kvant mexanikasi ham vodorod va vodorodga o'xshagan ionlar uchun energetik sathlarning kvantlanishida Bor nazariyasidagidek bir xil natijaga keladi. Lekin kvant mexanikasi bu masalaga maolom aniqliklar kiritdi. Kvant mexanikasidagi noaniqliklar munosabatlari faqat zarrachani koordinatasi bilan impulsining koordinat o'qlaridagi proektsiyasini bog'lab qolmasdan, u zarrachaning energiyasi bilan uning shu energiyali holatda bo'lish vaqtini ham bir-biriga bog'laydi. Buni biz oldingi ma'ruzada ko'rib o'tgan edik. Zarrachaning maolom holatda bo'lish vaqtining noaniqligi Δt , uni energiyasining noaniqligi ΔE bilan quyidagicha bog'langan:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{h}{2}$$

Bu munosabatni atomdagi elektronga qo'llaylik. Bizga maolomki, atomning asosiy turg'un va qo'zg'algan holatlari mavjud. Tabiiyki, atom asosiy turg'un holatda istagancha uzoq vaqt bo'lishi mumkin. Lekin "Qo'zg'algan holda atom qancha vaqt bo'lishi

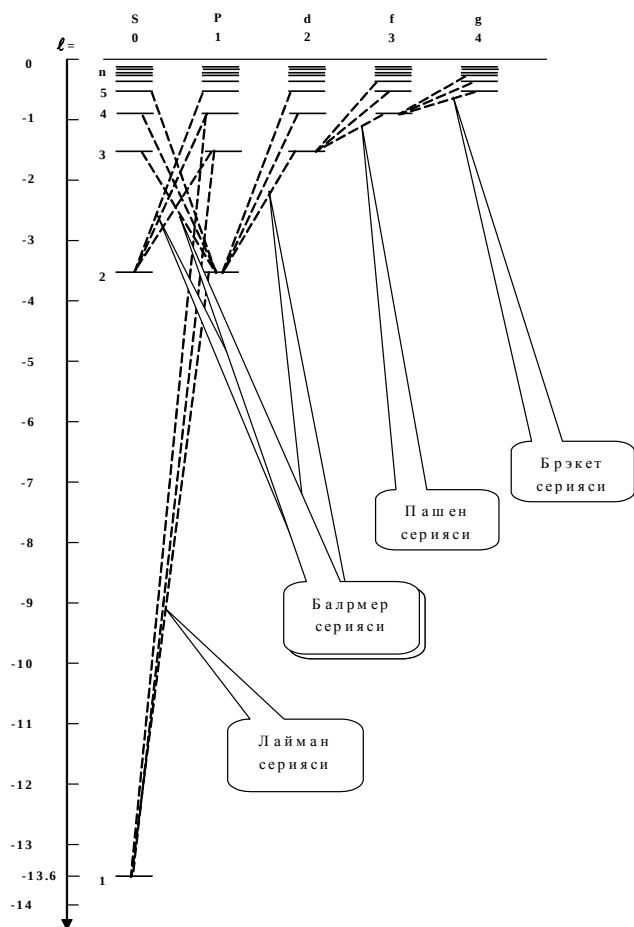
mumkin" degan muammoga duch kelamiz.

Atomning qo'zg'algan holatda bo'lish vaqti juda qisqa ($10^{-8} \div 10^{-9}$ s). Atomning turli energetik sathlariga mos keluvchi har xil qo'zg'algan holatlarda bo'lish vaqti ham bir-biridan 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.

Demak, atomni qo'zg'algan holatda bo'lish vaqtida Δt noaniqlik doimo bo'ladi. SHu vaqtning noaniqligi energiyaning noaniqligi bilan bog'langan, yaoni

$$\Delta E \approx \frac{h}{\Delta t}$$



8.4-rasm

Agar atomning qo'zg'algan holatda o'rtacha yashash vaqti $\Delta t=10^{-8}$ s ekanini xisobga olsak, energiyaning noaniqligi uchun quyidagi natijani olamiz:

$$\Delta E \approx \frac{h}{10^{-8}} \approx 10^{-7} \text{ eV}$$

ΔE ning bu qiymati energetik sathlar farqiga nisbatan juda kichik.

Atomning har bir energetik sathni (chizig'i) o'rtacha $\Delta E \approx 10^{-7}$ eV oraliqda tasodifiy o'zgarishi mumkin. Bu energetik sathni enliroq bo'lishga olib keladi. Atomning qo'zg'alish energiyasi ortishi bilan uni o'rtacha yashash vaqti qisqarib boradi. Natijada yuqori energetik sathlarning kengligi ΔE ortib boradi (8.5-rasm). $\Delta E \approx 10^{-7}$ eV qiymat energetik sathning tabiiy kengligi hisoblanadi.

Energetik sathni kengayib ketishi atom spektral chizig'ini ham maolom miqdorda yoyilishga olib keladi. Ya'ni:

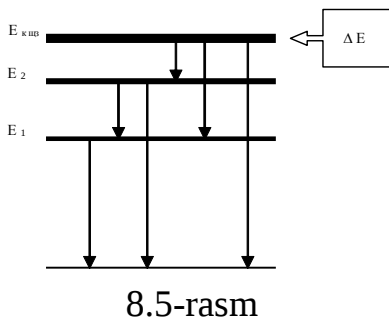
$$\Delta \nu = \frac{\Delta E}{h} = 10^8 \text{ Гц}$$

Bundan atom sochayotgan nurlanishni Bor nazariyasi ko'rsatgandek qat'iy monoxromatik emasligi kelib chiqadi. Spektral chiziq maolom kenglikka ega bo'lib, spektrda maolom sohani egallaydi. Olingan $\Delta \nu$ 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,

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} \approx 10^{-6}$$

ekanligi kelib chiqadi. Spektral chiziqlarni kengayishini boshqa sabablari ham bor. Bunga misol qilib spektral chiziqning Dopler kengayishini olish mumkin. Dopler kengayish nurlanayotgan atomlarning issiqlik tezligi bilan bog'liqdir. Nurlanayotgan atom



8.5-rasm

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.

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR

1. Vodorod atomi uchun SHredinger tenglamasini yozing va uning echimidan kelib chiqadigan natijalarni tushuntirib bering.
2. Vodorod atomida elektronning energiyasi qanday qonuniyat bilan o'zgaradi?
3. Elektronning atomdagi holati qanday kvant sonlari bilan aniqlanadi?
4. Sathning turlanishi va turlanish karraligi deganda nimani tushunasiz?
5. Vodorod atomi spektri kvant mexanikasida qanday tushuntiriladi va tanlash qoidasi nima?
6. Atomning qo'zg'algan holatda yashash vaqti bilan spektral chiziqlikning kengligi orasida qanday bog'lanish bor?
7. Molekulalarning nurlanish spektri qanday formula bilan ifodalanadi?
8. Murakkab atomlar va natriyning nurlanish spektri qanday tushuntiriladi?

9. Giromagnetik nisbat va Bor magnetoni nimani ifodalaydi?
10. Orbital impuls momentining fazoviy kvantlanishini tushuntirib bering.

ADABIYOTLAR

1. Axmadjonov O.I. "Fizika kursi, optika, atom va yadro fizikasi". Toshkent - "O'qituvchi", 1989.
2. Hoshimov G'.H., Rasulov R.YA., Yuldashev N.X. "Kvant mexanikasi asoslari". Toshkent - "O'qituvchi", 1995.
3. Detlaf A.A., Yavorskiy B.M., " Kurs fiziki " M.: "Visshaya shkola ", 2000.
4. Trofimova T.I. "Kurs fiziki". M.: "Vishaya shkola", 2000.
5. Savelg'ev I.V. «Kurs obshey fiziki, kniga 5.», M.: Nauka. 1998.
6. Kristi R., Pitti A. Stroenie veo'estva: Vvedenie v sovremennuyu fiziku. M.: Nauka. 1969.
7. Struchkov V.V., Yavorskiy B.M. "Voprosi sovremennoy fiziki" M.:"Prosveoenie", 1973.
8. Kondakov V.A. "Stroenie i svoystva veo'estva" M.: "Prosveo'enie", 1970.
9. Buravixin V.A., Egorov V.A. Biografiya elektrona. M.:"Znanie", 1985.
10. Geyzenberg V. «Fizika, Chastg' i tseloe», Moskva. 1999.
http://www.ilt.kharkov.ua/bvi/resources/menu_r.htm.
11. Matveev A.N. «Atomnaya fizika», M.,1989.
http://www.ilt.kharkov.ua/bvi/resources/menu_r.htm.

9-ma'ruza. MURAKKAB ATOMLAR. D.I.MENDELEEVNING DAVRIY SISTEMASI

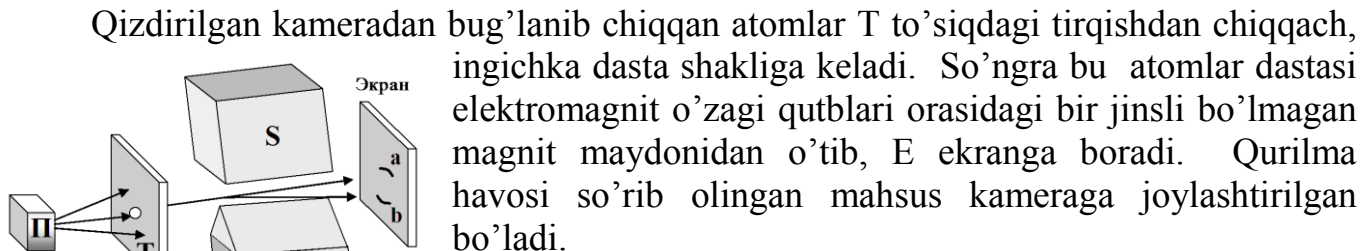
Reja:

1. Shtern va Gerlax tajribasi. Elektronning spini.
2. Pauli printsipi va elektronlarni murakab atomlarda holatlar bo'yicha taqsimlanishi. Kvant sonlari.
3. D.I.Mendeleev elementlar davriy sistemasi.
4. Rentgen nurlanishi. Mozli qonuni.

Tayanch so'zlar va iboralar: Shtern va Gerlax, Eynshteyn va de-Gaaz, Ioffe va Kapisa tajribalari, elektronning spini, spin momenti va uning kvantlanishi, spin magnit momenti, fermion va bozonlar, o'xshash zarachalarning farqlanmaslik prinsipi, Pauli prinsipi, elektronlarni atomda holatlar bo'yicha taqsimlanishi, elektron qobiqlar va qobiqchalar, elementlar davriy sistemasi va Pauli prinsipi, elementlarning xosalarini tashvi qobiqdagi elektronlar soni bilan tushuntirish, ishqoriy metallar va inert gazlar, rentgen nurlari spektri va ularning 'osil bo'lishi, tutash rentgen nuri spektrini anod kuchlanishiga bolliqligi, Plank doimiysini aniqlash, xarakteristik rentgen nuri, spektral seriyalari, Mozli qonuni, ekranlash doimiysi, rentgen nurlarining qo'llanilishi.

1. Shtern va Gerlax tajribasi. Elektronning spini

O.Shtern va V.Gerlaxlar tajribada tashqi magnit maydoni taosirida atom magnit momentlari fazoda ixtiyoriy yo'nalishlarda emas, balki ruhsat etilgan, tayinli yo'nalishlardagina joylashishini isbotladilar. Ular atomlar dastasi nihoyat darajada bir jinsli bo'lmagan magnit maydonidan o'tganda magnit momentining fazodagi yo'nalishiga qarab ekranning turli joylariga tushishlarini kuzatdilar. Ularning tajriba sxemasi 9.1-rasmda ko'rsatilgan. Kuchli bir jinsli bo'lmagan magnit maydoni elektromagnit o'zagining qutblariga maxsus shakl berish bilan hosil qilinadi.



9.1-rasm

Klassik fizika nuqtai nazaridan qaraganda atomlar dastasi ekranni bir joyiga tushishi kerak, chunki atomlarning magnit momentlari har qanday qiymatni olishi

mumkin.

Kvant nazariyasiga ko'ra atomlar dastasi umuman bo'laklarga ajramasligi yoki kamida uchta bo'lakka ajralishi kerak. Vodorod atomi dastasi esa magnit momenti nol bo'lgani uchun umuman bo'laklarga ajramasligi kerak edi. Lekin vodorod atomlari dastasi bir jinsli bo'lmagan magnit maydonidan o'tishda ikkiga ajralib, ekranning a va b nuqtalarida qayd qilindi. Bir valentli Na, K, Ag va boshqa atomlar dastasini ham vodorodga o'xshab ikki bo'lakka ajralishi kuzatildi. Umuman SHtern va Gerlax tajribasi atom magnit momentlarini fazoviy kvantlanishini isbotladi. Agar bir jinsli bo'lmagan magnit maydondan R - holatdagi ($\ell = 1$) atomlar dastasi o'tkazilsa, ular uch bo'lakka ($2\ell + 1 = 3$) bo'linishi qayd qilindi. Buni sababi keyinchalik ma'lum bo'ldi.

Bu vaqtda giromagnit nisbatni aniqlash bo'yicha A.Eynshteyn va de Gaazlar o'tkazgan tajriba natijasini tushuntirish ham muammo bo'lib turgan edi, chunki tajribadan giromagnit nisbat uchun nazariya ko'rsatganidan ikki marta katta qiymat olingan edi.

Bu nisbatni tajribada aniqlash uchun A.Eynshteyn va de Gaazlar po'lat sterjenni o'ramli g'altak ichiga kiritib, ikki uchini ip bilan mahkamlashgan (9.2-rasm).

G'altakdan tok o'tkazilganda sterjen magnitlanishi natijasida elektronlarning orbital magnit momentlari tashqi magnit maydoni yo'nalishida tartibli joylashadi. Natijali mexanik moment noldan farqli bo'lib qoladi. Ma'lumki, sistemaning natijali mexanik momenti nol bo'lishi kerak. SHuning uchun sterjen magnitlanish vaqtida teskari yo'nalishda moment olib buriladi. Magnit maydoni yo'nalishi o'zgarsa, sterjen ham teskari tomonga buriladi.

Sterjen osilgan ipni burilishi juda kichik bo'lgani uchun unga mahkamlangan kichkina ko'zgudan qaytgan yorug'lik nurini burilishiga qarab, sterjen burilganini sezish mumkin.

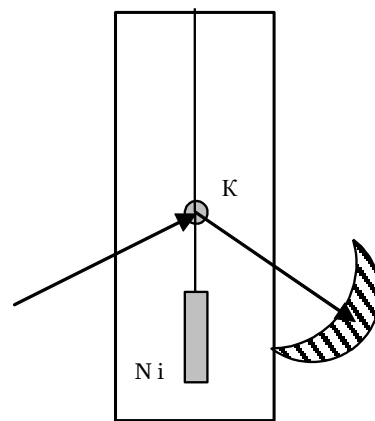
A.Eynshteyn va de Gaaz tajribalarini 1920 yilda rus fiziklari A.F.Ioffe va P.L.Kapitsa boshqacha ko'rinishda takrorladilar. Ular ipga osilgan nikel sterjenni Kyuri nuqtasidan (3600S) katta temperaturagacha isitilganda magnitsizlanish vaqtida uning burilishini anikladilar. A.Eynshteyn va de Gaaz tajribasida po'lat sterjen magnitlanish natijasida burilsa, A.F.Ioffe va P.L. Kapitsa tajribasida nikel sterjen magnitsizlanishi vaqtida elektronlarning impuls momentlarining vaziyati o'zgarishi tufayli buriladi. Impuls momentining saqlanish qonuniga ko'ra sistema impuls momenti o'zgarimasdan qolishi kerak. SHuning uchun elektronlarning impuls momentining o'zgarishini to'ldirish uchun sistema, ya'ni nikel sterjen vertikal o'q atrofida buriladi (9.3-rasm). Nikel sterjen osilgan ipga mahkamlangan ko'zgudan qaytgan nurning burilish burchagini o'lchab va ipning

elastiklik koeffitsientini aniqlab, sterjen olgan mexanik momentni va sterjenni tashkil qilgan atomlarining yig'indi magnit momentlarini ham o'lchash mumkin. Lekin giromagnet nisbat bitta elektron uchun hisoblanadi.

A.F.Ioffe va P.L.Kapitsa tajribasida ham A.Eynshteyn va de -Gaaz tajribasidagidek natija olindi, yaoni giromagnetik nisbat nazariy natijadan ikki marta katta bo'lib chiqdi.

Bulardan tashqari ko'plab murakkab atomlarning spektrini tushuntirishda ham muammoga duch kelindi.

Atomlarning spektral chiziqlarini sinchiklab tekshirish natijasida ayrim chiziqlar yonma-yon joylashgan ikkita chiziqdan iborat ekanligi ayon bo'ldi. Bunga misol qilib natriyning sariq chizig'ini olish mumkin. Oddiy spektral asbobda ham bu sariq chiziq bir-biriga yaqin joylashgan, to'liq uzunliklari $\lambda_1=5896^{\circ}$ va $\lambda_2=5890^{\circ}$ bo'lgan ikkita chiziqdan iborat ekanini ko'rish mumkin.



9.3-rasm

Bu muammoni Bor atom nazariyasi ham, o'sha vaqtdagi kvant mexanikasi ham tushuntirib berolmadi.

1925 yili amerikalik fiziklar Jorj Ulenbek (1900) va Semyuel Gaudsmit (1902-1979) agar elektron xususiy mexanik va magnit momentlarga ega deb faraz qilinsa, Shtern va Gerlax, A.Eynshteyn va de Gaaz tajribalarini ham, atomlarining spektral chiziqlarining bo'linishini ham tushuntirish mumkinligini isbotladilar. Klassik fizika nuqtai nazaridan qaraganda elektron o'z o'qi atrofida aylangandagina xususiy impuls va magnit momentiga ega bo'ladi. Elektron zaryadga ega bo'lishi natijasida magnit momenti vujudga keladi. Elektronning xususiy impuls momentini spin, xususiy magnit momentini spin magnit momenti deb ataladi.

"Spin" inglizcha so'z bo'lib "aylanmoq" degan maononi anglatadi. Bu terminni ishlatilishiga sabab o'sha vaqtda elektronni o'z o'qi atrofida aylanuvchi zaryadli sharcha sifatida tasavvur qilingan. Lekin bunday tasavvur noto'g'ri ekanligi keyinchalik ma'lum bo'ldi. Chunki, elektron uchun odatdagi impuls va magnit moment qiymatini olish uchun u yorug'lik tezligidan yuz martadan ham katta chiziqli tezlikda aylanishi kerak ekan. Bu esa Eynshteyn nisbiylik nazariyasiga zid keladi. Bunday bo'lishini hisoblab ko'rish mumkin. Elektronning mexanik impuls momenti

$$L = I\omega = \frac{2}{5}mr^2 \cdot \omega = \frac{2}{5} m\vartheta_0 r$$

formula bilan aniqlanadi. Bu formulada ϑ_0 elektronning "ekvatoridagi" chiziqli tezligi.

Agar elektronni spin momenti $L_s = \frac{1}{2}\hbar$ ekanligini hisobga olsak ϑ_0 uchun

$$\vartheta_0 = \frac{5}{2} \frac{\hbar}{mr} = \frac{5}{2} \frac{1,05 \cdot 10^{-34}}{9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 2 \cdot 10^{-15}} = 600 \cdot 10^8 \frac{M}{c} = 200 \text{ c} !$$

qiymat kelib chiqadi.

Hozirgi vaqtda elektron spini, uning aylanishini bildirmaydi, spin huddi zaryad va massa kabi elektronning impuls momentini bildiruvchi kattalik hisoblanadi.

Elektron spini uning aylanishi bilan bog'lash noto'g'ri ekanini zaryadsiz zarracha-neytron ham mexanik momentdan tashqari spin magnit momentiga ega bo'lishida ko'rishimiz mumkin.

Elektronning spin mexanik momenti ham orbital mexanik momentga o'xshab kvantlanadi, yaoni

$$L_s = \hbar \sqrt{S(S+1)} = \sqrt{3} \frac{\hbar}{2}$$

Bu formulada $S=1/2$ ga teng bo'lib, spin kvant soni deb ataladi. Spin magnit momentining qiymati

$$P_{m_s} = \frac{e}{m} L_s = \frac{e}{m} \frac{\hbar}{2} \sqrt{3} = \mu_B \sqrt{3}$$

ifoda bilan aniqlanadi. Elektronning spin mexanik momentida ham fazoviy kvantlanish mavjud, ya'ni u fazodagi ixtiyoriy Z yo'nalishda ikkita proektsiyaga ega,

$$L_{sz} = m_s \hbar = \pm \frac{1}{2} \hbar$$

Bu ifodada $m_s = \pm$ ga teng bo'lib, magnit spin kvant soni deb ataladi. Bundan ko'rinadiki, elektron Plank doimiysi birligida yarimta spinga ega ekan. Odatda $m_s = +$ ni "spin-tepaga ($\uparrow$); $m_s = -1/2$ ni "spin-pastga ($\downarrow$) ko'rinishida belgilanadi. Spin magnit momentining ham tashqi magnit maydon yo'nalishidagi proektsiyasi faqat ikkita qiymatga ega bo'laoladi.

$$P_{msz} = \frac{e}{m} L_{sz} = \frac{e}{m} m_s \hbar = \pm \frac{e\hbar}{2m} = \pm \mu_s$$

Ko'rinib turibdiki, spin magnit momentining fazodagi tashkil etuvchisining qiymati Bor magnetoni μ_B ga teng ekan.

Elektronning spin kvant sonini xisobga olsak, uning atomdagi holati, to'rtta kvant soni orqali aniqlanadi (9.1-jadval).

9.1- jadval

Kvant sonlari	Olishi mumkin bo'lgan qiymati	Umumiy qiymati
Bosh kvant soni, n	1, 2, 3, ...	
Orbital kvant soni, ℓ	0, 1, 2,, (n-1)	n
Magnit kvant soni, m_ℓ	0, ± 1 , ± 2 , ... $\pm \ell$	$2\ell + 1$
Spin magnit kvant soni, m_s	-1/2, +1/2	$2S + 1$

Elektronlar atom yadrosi atrofidagi elektron qobiqlarda Pauli taqiqlash printsipli bo'yicha taqsimlanadi. Bu haqida keyinroq to'liq ma'lumot beramiz. Elektron qobiqlarda elektronlar doimo qarama-qarshi spin bilan juft-juft bo'lib joylashadi.

Shuning uchun to'lgan qobiqning natijali spin momenti nolga teng bo'ladi. Bir valentli kimeviy elementlarda tashqi qobiqida S holatda faqat bittadan elektron bo'lgani uchun yuqorida aytganimizdek, bu elektronning orbital magnit momenti nolga teng, lekin spin magnit momenti nolga teng bo'lmasdan u atomning magnit momentini belgilaydi. Bunday atomlar magnit maydonidan o'tishda spinlari $m_s = +$ ga teng bo'lganlari bir tomonga, $m_s = -$ ga teng bo'lganlari esa boshqa tomonga og'adilar. Natijada tashqi qobiqda S - holatda bittadan elektroni bo'lgan barcha atomlar Shtern-Gerlax tajribasida ekranda bir-biridan aniq ajralgan chiziqliq hosil qiladi.

Buning sababini spin orqali, xususan spin-orbital o'zaro taosir orqali tushuntirish mumkin. Elektronning spin magnit momenti orbital magnit momentiga parallel yoki antiparallel bo'lishi mumkin. Elektron spinini elektron orbitasiga nisbatan bunday ikki xil vaziyati energetik sathni bo'linishiga, ya'ni yonma-yon qo'sh chiziqliq hosil bo'lishiga olib keladi. Natriy spektridagi qo'sh sariqliq chiziqliq ham spin-orbital o'zaro taosir tufayli hosil

bo'ladi. Elektron spini haqidagi faraz Eynshteyn - de-Gaaz tajribasi natijasiga ham oydinlik kiritdi. Ya'ni ferromagnetiklarning magnit xossalari elektronlarning orbital magnit momentlari orqali emas, spin magnit momentlar orqali belgilanishi aniqlandi. Natijada giromagnit nisbatni tajribada nima sababdan ikki marta katta chiqqani aniq bo'ldi.

Shunday qilib, ko'rib o'tilgan tajriba natijalari spin haqidagi tushuncha kiritilishi bilan tushuntirildi. Lekin bu tushuncha o'sha vaqtdagi kvant nazariyasidan kelib chiqmagan edi. Shuning uchun olimlar elektron spinini ham o'z ichiga olgan nazariya yaratishga harakat qildilar. Bunday nazriyani 1928 yilda ingliz fizik-nazariyotchisi Pol Dirak yaratdi. U yaratgan tenglama elektronning nafaqat to'liq xossasini, balki Eynshteyn nisbiylik nazariyasi talablarini ham xisobga oldi. Nisbiylik nazariyasiga mos keladigan kvant mexanikasini, relyativistik kvant mexanikasi deb ataladi.

Relyativistik kvant mexanikasi asoschisi P.Dirak yaratgan to'liq tenglama, yorug'lik tezligiga yaqin tezlikda harakatlanayotgan zarrachalarning to'liq xossalarini hisobga olgan tenglamadir. Biz relyativistik kvant mexanikasiga, xususan Dirak tenglamasiga to'xtalmaymiz, u maxsus kurslarda ko'rib o'tiladi. P.Dirak tenglamasidan elektronni xususiy magnit momentga, ya'ni spin magnit momentga ega bo'lishligi va massasi elektron massasiga, zaryadi elektron zaryadiga teng, lekin ishorasi musbat bo'lgan zarracha - antielektronni mavjud bo'lishligi nazariy kelib chiqdi.

1932 yilda bunday antizarracha amerikalik fizik K.Anderson tomonidan Vilson kamerasida kosmik nurlar tarkibida qayd qilindi va unga pozitron deb nom berildi. Pozitron topilgandan keyin boshqa elementar zarrachalarning ham antizarrachalari kashf qilina boshladi. Agar bitta zarrachaning harakatini tekshirishdan (masalan bir elektronni) ko'p elektronli sistemaga o'tsak, ularning klassik fizikada o'xshashi yo'q xususiyati namoyon bo'ladi. Aytaylik kvant mexanikasida tekshirilayotgan sistema bir xil zarrachalardan, masalan elektronlardan iborat bo'lsin. Hamma elektronlar bir xil massa, zaryad, spin va kvant soniga ega bo'lgani uchun ularni aynan o'xshash zarrachalar deyiladi. Bir xil o'xshash zarrachalardan tashkil topgan sistemani o'ziga xos xususiyati shundaki, tajriba yordamida ham ularni bir-biridan farqlab bo'lmaydi. Buni kvant mexanikasida o'xshash zarrachalarning farqlanmaslik printsipli deb ataladi.

Klassik fizikada esa o'xshash zarrachalarni fazodagi o'rni va impulsiga qarab farqlash mumkin. Masalan, biror sistema tarkibiga kirgan zarrachalarni boshlang'ich momentda "xuddi nomerlagandek" belgilab olaylik. U holda zarrachalarni traektoriya bo'yicha harakatini kuzatish natijasida vaqtning turli onlarida u yoki bu zarrachaning vaziyati to'g'risida ma'lumotga ega bo'lamiz. Kvant mexanikasida zarrachani fazoning u yoki bu sohasida qayd qilish ehtimolliigi aniqlanadi. Bunday holda bir xil zarrachalarni "nomeri bo'yicha" ajratish imkoniyati bo'lmaydi. Zarrachalarni bir-biridan farq qilib bo'lmagani uchun ham ularni o'rni almashib qolgani bilan ehtimollik o'zgarmaydi. SHunday qilib, kvant mexanikasida o'xshash zarrachalar o'zining individualligini (ya'ni alohidaligini) yo'qotib, bir-biridan farqlanmasdan qoladi.

Kvant mexanikasida zarrachalarning farqlanmaslik printsipli ularning to'liq funksiyalari simmetriyasining alohida bir xususiyatga ega bo'lishiga olib keladi. Agar zarrachalarning o'rni almasha to'liq funktsiya ishorasini o'zgartirmasa, u simmetrik, ishorasini o'zgartirsa, antisimmetrik to'liq funktsiya deb ataladi. To'liq funktsiyani simmetriyasi vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi.

Shveytsariyalik nazariyotchi fizik Volfrang Pauli (1900-1958) 1940 yilda spini $\hbar$ birligida nol yoki butun songa ega bo'lgan barcha zarrachalar Boze-Eynshteyn statistikasiga, yarimta spinga ega bo'lgan zarrachalar esa Fermi-Dirak statistikasiga bo'yin so'nishini ko'rsatib berdi. Butun sonli spinga ega bo'lgan zarrachalarga π -mezonlar va fotonlar kiradi, ular bozonlar deb ataladi va simmetrik to'lqin funktsiya bilan ifodalanadi. Yarimta spinli zarrachalarga elektron, proton va neytron kiradi va ularga fermionlar deb nom berilgan. Fermionlarning to'lqin funktsiyasi antisimmetrik hisoblanadi.

2. Pauli printsipi va elektronlarni murakkab atomlarda holatlar bo'yicha taqsimlanishi. Kvant sonlari

Atomlarning chiziqli spektrini o'rganish, atom ichiga "nazar solishga" imkon beradi deyish mumkin. Pauli ham atom spektrlarini o'rganib, atomda maolom 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 printsipi deb yuritiladi. Pauli printsipiga 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'lqin funktsiya bilan ifodalanuvchi fermionlar juftini uchratish mumkin. Bundan, agar to'rtala kvant sonlaridan hech bo'lmaganda bittasi bilan, masalan, spin kvant sonlari bilan farq qilsa, ayni bir holatda n , ℓ , m_ℓ kvant sonlari bir xil bo'lgan ikkita elektron bo'lishi mumkin degan xulosa kelib chiqadi. Paulining taqiqlash printsipi shunday kuchli printsipki, u hatto fizik sistemani o'z-o'zidan eng kichik energiyali holatni olishga intilishidan ham ustun keladi.

Lekin bozonlar uchun Pauli printsipi bajarilmaydi. Ayni bir holatda bir xil bozonlardan istagancha sonidagisi bo'lishi mumkin. Atomdagi elektronlarning energetik sathlar (holatlar) bo'yicha taqsimlanishi ham Pauli printsipiga amal qiladi.

9.2-jadval.

n	ℓ	m_ℓ	m_s
1	0(1S)	0	$\pm 1/2$
2	1(2p)	+1	$\pm 1/2$
		0	$\pm 1/2$
		-1	$\pm 1/2$
	0(2S)	0	$\pm 1/2$
3	2(3d)	+2	$\pm 1/2$
		+1	$\pm 1/2$
		0	$\pm 1/2$
		-1	$\pm 1/2$
		-2	$\pm 1/2$
	1(3p)	+1	$\pm 1/2$
		0	$\pm 1/2$
		-1	$\pm 1/2$
	0(3S)	0	$\pm 1/2$

Pauli printsipini atomdagi elektronlarga tadbqiq qilib, uni 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 xisoblaylik. 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 $2\ell + 1$ ruxsat etilgan qiymati bor. Demak, n va s larning aynan to'plami $(2\ell + 1)$ 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)

$$\sum_{\ell=0}^{n-1} 2(2\ell + 1) = 2 \frac{1 + [2(n-1) + 1]n}{2} = 2n^2$$

bo'ladi.

Sathlar soni ham elektronlar soniga teng bo'ladi. 9.2-jadvalda $n=1$; $n=2$ va $n=3$ bo'lgan hol uchun energetik sathlar ko'rsatilgan. $n=1$ bo'lgan sathlar soni 2 ta, $n=2$

9.3-jadval.

Bosh vant soni, n	1	2		3			4				5				
Qobiq belgisi	K	L		M			N				O				
Qobiqdagi elektronlarning maksimal soni,	2	8		18			32				50				
Orbital kvant soni, ℓ	0	0	1	0	1	2	0	1	2	3	0	1	2	3	4
Qobiqchani belgisi	1s	2s	2r	3s	3r	3d	4s	4r	4d	4f	5s	5r	5d	5f	5g
Qobiqchadagi elektronlarning maksimal soni	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	14	18

bo'lgandagi sathlar soni 8 ta, $n=3$ bo'lsa, sathlar soni 18 ga teng. Masalan; vodorod atomida $n=1$ bo'lgan ikkala sath bir xil energiyaga ega yoki $n=2$ bo'lgan sakkizta sathning hammasi aynan bir xil energiyaga ega bo'ladi. Lekin ko'p elektronli atomlarda o'zaro taosir tufayli atomdagi energetik sathlarning energiyalari boshqa kvant sonlariga ham bog'liq bo'lib qoladi.

Ko'p elektronli atomlarda ayni bir bosh kvant soni n ga to'g'ri kelgan elektronlar to'plami elektron qobiqni hosil qiladi. Har bir qobiq ℓ kvant soniga mos holda qobiqchalarga bo'linadi. Ma'lumki, orbital kvant soni ℓ , 0 dan $n - 1$ gacha bo'lgan qiymatni qabul qilgani uchun qobiqdagi qobiqchalarni soni n tartibida bo'ladi. Qobiqlarni belgilanishi va elektronlarni qobiq va qobiqchalarda taqsimlanishi 9.3-jadvalda ko'rsatilgan.

3. D.I.Mendeleev elementlar 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.Mendeleev elementlarni atom massalari bo'yicha ma'lum bir sistemaga solishga erishdi. Ya'ni, kimyoviy elementlar davriy sistemasini yaratdi. Agar elementlarni massalarining ortib

borishi tartibda joylashtirilsa, maolom 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 tseziyda ($Z=55$) ham takrorlanadi.

Davriy sistema yaratilgan vaqtda 63 ta kimyoviy element borligi maolom edi. D.I.Mendeleev tomonidan katakchalarga davriy sistemadagi elementlar birin-ketin qo'yib chiqilgandan keyin ayrim katakchalar bo'sh qoldirildi. Mendeleev 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 ruxdan 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.

O'sha vaqtda bunday savollarga javob topishni imkoni bo'lmadi. Keyinchalik maolom bo'ldiki, kimyoviy elementning davriy sistemadagi tartib raqami atom yadrosi zaryad sonini yoki yadro atrofida 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 maolomki, 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. Buning 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.

Lekin amalda esa atomlarni o'lchami bir davr elemenlaridan boshqa davr elemenlariga o'tganda uzluksiz holda emas, aniq bir qiymatni olgan holda keskin ortib ketadi (9.4-jadval).

9.4-jadval.

Element II davr	Li	Be	B	C	N	O	F
Diametr $\overset{0}{A}$	3,10	2,26	1,82	1,54	1,42	1,32	1,28
Element III davr	Na	Mg	Al	Si	O	S	Cl
Diametr $\overset{0}{A}$	3,78	3,29	2,89	2,68	2,60	2,08	1,98

Masalan, bunga misol qilib ikkinchi davr oxiridagi fluor bilan uchinchi davr boshidagi natriyni olishimiz mumkin. Atom o'lchamini bir davrdan boshqa davrga o'tganda keskin o'zgarib ketishini nima bilan izohlashni Pauli tomonidan taqiqlash printsipli yaratilguncha bilishmadi.

Hozirgi vaqtda davriy sistemadagi barcha elementlarning elektronlari Pauli printsiptiga bo'yin so'ngan holda energetik sathlar bo'yicha qanday taqsimlanishi ma'lum.

9.5-Jadval.

Davr	Z	Element	K	L		M			N			
			1S	2S	2R	3S	3R	3d	4S	4R	4d	4f
I	1	N	1									
	2	Ne	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		

Biz birinchi element vodoroddan boshlaylik. Uning bittagina elektroni bor. Bu elektron Pauli va minimal energiya printsiptiga asosan $n=1$, $\ell=0$, $m=0$, $S=-1/2$ kvant sonlar bilan ifodalanuvchi 9.2-jadvalda keltirilgan 1s energetik sathni egallaydi. Geliy atomida ikkita elektron 1s holatda spinlari antiparalell bo'lgan holda joylashadi, va 1s² ko'rinishida (1s holatda 2 ta elektron) yoziladi. Geliyda K-qobiq 2 ta elektron bilan to'ladi, natijada davriy sistemadagi I davr tugaydi (9.5-jadval).

Litiydagi ($Z=3$) uchinchi elektron Pauli printsiptiga 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 $1s^2 2s^1$ ko'rinishda belgilanadi. To'rtinchi element Ve-berilliyda ($Z=4$) ikkinchi qobiqdagi 2s qobiqcha to'ladi. Berilliydan keyingi V($Z=5$) dan boshlab Ne ($Z=10$) gacha bo'lgan oltita elementda 2r qobiqchani to'lishi tugallanadi. (9.5-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 $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$ 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. Uglerodan ($Z=12$) 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 taosiri tufayli $n=4$, $\ell=0$ holat $n=3$, $\ell=2$ 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.

Kaltsiyning ($z=20$) spektroskopik va kimyoviy xossalari ham uni 20-elektronini 4s sathda joylashganini ko'rsatadi. Keyingi 21-element Ss-skandiydan boshlab M-qobiqni 3d qobiqchasi ham to'la boshlaydi va uni to'lishi Zn-ruxda ($Z=30$) tugaydi. Keyingi N - qobiqni to'lishi Kr-kriptonda ($Z=36$) tugaydi. Ne va Ar ga o'xshab, kriptonni ham tashqi S va R qobiqchalari to'lgan bo'ladi. IV davr shu kripton-inert gazi bilan tugaydi.

Shunday mulohazalar Mendeleev jadvalidagi boshqa elementlarga ham tegishli. Yana shu narsani aytib o'tish kerakki, elementlarning keyingi davrlari ham ishqoriy metallardan boshlanib, inert gazlarda tugaydi. Keyingi inert gazlarning ham oxirgi tashqi S va R-qobiqchalari to'lgan bo'ladi.

Davriy sistemadagi lantanidlar deb ataluvchi bir guruh elementlarni lantandan ($Z=57$) boshlab lyuteytsiygacha ($Z=71$) xossalari bir xil bo'lgani uchun bir katakka, yana aktinidlar nomini olgan bir guruh elementlarni (aktiniydan ($Z=89$) boshlab louredsiyigacha ($Z=103$) yana bir boshqa katakka joylashga to'g'ri keldi. Chunki, aktinidlarning ham xossalari bir-biriga juda o'xshash.

Lantanidlarning xossalari o'xshash bo'lishiga tashqi R va Q qobiqlarda bir xil, ya'ni 6s va 7s sathlarda ikkitadan elektron bo'lishi sabab bo'ladi.

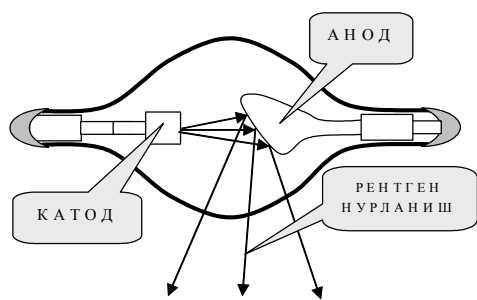
SHunday qilib davriy sistemadagi elementlarning xossalarini bir-biriga yaqin bo'lishiga ularning tashqi elektron qobiqini o'xshashligi sabab bo'lar ekan. Masalan, inert gazlarning hammasining tashqi qobig'ida 8 tadan elektron bo'ladi. Ya'ni doimo S va R-qobiqcha elektron bilan to'lgan bo'ladi. Ishqoriy metallarning (Li, Na, K, Rb, Cs, Fr) S-qobiqchasida doimo 1 tadan elektron, ishqoriy-er metallarida (Be, Mg, Ca, Sr, Ba, Ra) s-sathda 2 tadan elektron, gologenlarining (F, Cl, Br, J, At) tashqi qobiqini to'lishiga bittadan elektron etishmaydi.

4. Rentgen nurlanishi. Mozli qonuni

Yuqorida biz atomning elektron qobiqini tuzilishini o'rganish ularning chiziqli spektrini tekshirishga asoslanganligini aytib o'tgan edik. Atomning ko'zga ko'rinadigan, ultrabinafsha va infraqizil sohalaridagi spektri uning tashqi elektron qobiqi haqida

maolumat bersa, atomdan chiqadigan rentgen nurlari, uning ichki elektron qobiqi tuzilishi haqida maolumat beradi.

Rentgen nurlarini 1895 yilda nemis fizigi Vilgelm Rentgen (1845-1923) kashf etgan. U bu kashfiyoti uchun 1901 yilda birinchi bo'lib Nobel mukofotini olishga sazavor bo'lgan. V.Rentgen o'zi kashf etgan nurlarni dastlab X-nurlar deb atagan, keyinchalik bu nurlar uni nomi bilan ataladigan bo'ldi. V.Rentgen bu kashfiyotini katod nurlarini o'rganish vaqtida tasodifan topdi. U tajribalaridan birida katod nayini qora kardon qog'oz bilan yaxshilab o'radi. Xonani qorong'i qilib, katod nayida razryad hosil qilganda xonani boshqa tomonida u qandaydir nurlanishni ko'rdi. Maolumki, katod nurlari (elektronlar oqimi) havoda bir necha santimetr masofagacha tarqalishi mumkin holos. Tajribani takrorlaganda ham, yana bu hol takrorlandi. Xonani yoritib qarasa, nurlanayotgan narsa, qurilma yaqinidagi flyuorestsialanuvchi ekran ekan. SHunda Rentgen yangi nurlanish turiga duch kelganini tushundi.



9.4-rasm

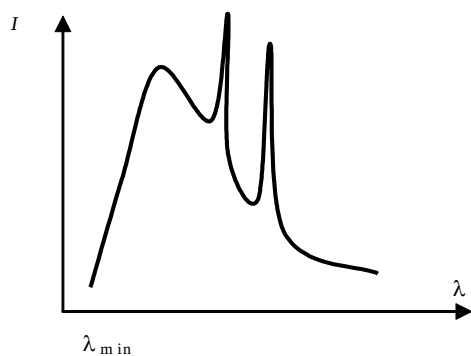
Keyinchalik maolum bo'ldiki, rentgen nurlanishi katta tezlikdagi elektronlarni keskin tormozlanishi natijasida hosil bo'lar ekan.

Rentgen nurlari 9.4-rasmda sxemasi tasvirlangan rentgen trubkasida hosil qilinadi. Maxsus transformatorga ulanadigan volfram sim katod (K) vazifasini o'taydi. Katod va anod (A) orasida hosil qilinadigan elektr maydon katoddan uchib chiqayotgan termoelektronlarni tezligini ortiradi. Etarlicha katta

kinetik energiyaga erishgan elektronlar volfram yoki platinadan qilingan anod mishenni ichiga kirib borish vaqtida keskin tormozlanishi natijasida rentgen nurlari hosil bo'ladi. Bu nurlar to'liq uzunligi 10^{-12} - 10^{-8} m oralig'ida bo'lgan elektromagnit to'liqlardan iborat. Rentgen nurlarining elektromagnit to'liq tabiati ularning kristallardan o'tishdagi difraktsiyasi orqali isbotlangan. Buni biz optika bo'limida ko'rib o'tgan edik.

Rentgen nurlarining spektral tarkibi murakkab bo'lib, elektronlar energiyasiga va anod materiallarining turiga bog'liq.

9.5-rasmda rentgen nurlari spektrining tipik shakli tasvirlangan. Rentgen nuri spektri



9.5-rasm

qisqa to'liq uzunlik tomondan chegaralangan λ_{min} tutash va tutash spektr sohasida joylashgan katta intensivlikdagi bir necha chiziqli ($\lambda_1, \lambda_2, \dots$) spektrlar yig'indisidan iborat.

Tajribani ko'rsatishicha tutash spektr anod materialiga bog'liq bo'lmay, u faqat anodga urilayotgan elektronning energiyasiga bog'liq bo'lib, elektronlarning anodga urilishi natijasida tormozlanishi tufayli hosil bo'lar ekan. Shuning uchun ham rentgen nurining tutash spektri tormozlanish spektri deb ham ataladi. Bunday xulosa nurlanishning klassik

nazariyasiga ham mos keladi, yaoni bu nazariyaga ko'ra zaryadli zarrachalar tormozlanganda tutash spektrli nurlanish hosil bo'lishi kerak.

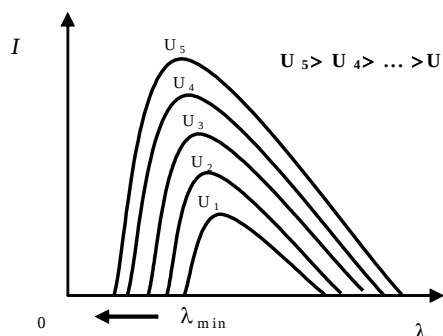
Agar anod va katod orasidagi kuchlanishni ortirib borsak, tutash rentgen nurini qisqa to'liq uzunlik tomondagi chegarasi ham qisqa to'liq uzunlik tomonga siljib boradi (9.6-rasm).

Rentgen nuri tutash spektrini qisqa to'liqin uzunliklar sohasidagi keskin chegarasini faqat kvant nazariya asosida tushuntirish mumkin. Agar elektronning kinetik energiyasi to'lig'icha nurlanishga sarflansa, nurlanish chastotasi eng katta yoki nurlanish to'liqin uzunligi eng kichik bo'ladi, ya'ni

$$eU = \frac{ev^2}{2} - h\nu_{\max} = \frac{hc}{\lambda_{\min}} \quad (9.1)$$

Bu ifoda tajriba natijasiga mos keladi. Katod va anod orasidagi patentsiallar farqi qancha katta bo'lsa, shuncha qisqa uzunlikdagi rentgen nuri hosil bo'ladi.

"Spektrning katta to'liqin uzunliklar sohasi qanday tushuntiriladi?" degan savol tug'ilishi mumkin. Tormozlanish vaqtida hamma elektronlarning ham energiyasi to'lig'icha nurlanishga aylanmaydi, ularning energiyasining bir qismi issiqlikka



9.6-rasm

aylanishi mumkin. SHuning uchun energiyaning issiqlikka aylanishi ortgan sari kvantlar soni kamayadi, to'liqin uzunligi esa ortadi. Tutash rentgen spektrini qisqa to'liqin uzunliklar sohasidagi chegaraviy to'liqin uzunlikni o'lchab (9.1) formula bilan Plank doimiysini katta aniqlikda hisoblash mumkin.

Rentgen qurilmasini anodiga kelayotgan elektronlarning energiyasi oshishi bilan tutash rentgen nuri spektri ichida anod materialiga bog'liq bo'lgan katta intesivlikdagi bir necha chiziqli spektrga ega

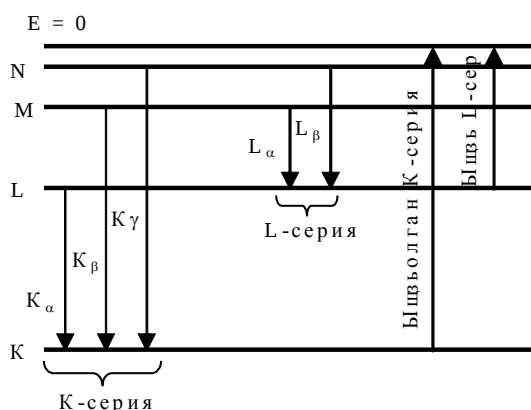
bo'lgan xarakteristik rentgen nurlanishi paydo bo'ladi. Bu nurlanishni hosil bo'lish jarayoniga to'xtalaylik. Atomning tashqi elektron qobig'idagi elektronlarni qo'zgalan holatga keltirish uchun 0,1-10 eV atrofida energiya kerak. Bunda atom turgun holatga qaytayotganda IQ, UB yoki ko'zga ko'rinadigan sohadagi chiziqli spektrli yorug'lik chiqaradi.

Atomning yadroga yaqin joylashgan elektron qobiqini ko'zg'algan holatga keltirish uchun 103 - 105 eV atrofida energiya kerak bo'ladi. SHuning uchun rentgen qurilmasi anodiga bir necha ming volt (40-80 kV) kuchlanish berilganda unda xarakteristik rentgen

nurlanishi chiqishi kuzatiladi. Bunda anodda tormozlanayotgan elektronlarning bir qismi anod materiali atomlarining ichiga kirib, bu atomlarning K, M,... qobiqlardagi biror elektronni urib chiqarishi mumkin. Masalan, K- qobiqdagi biror elektron atomni tashlab chiqib ketganligi tufayli, uning bo'sh o'rniga L yoki M qbiqidagi elektron kelishi mumkin. Natijada xarakteristik rentgen nurlanishning K- seriyalari hosil bo'ladi. Maolunki K- qobiqdagi elektron atom bilan mustahkam bog'langan, L - qobiqdagi elektron esa zaifroq, M - qobiqdagisi undan ham zaifroq bog'langan.

SHuning uchun L→K o'tishda vujudga keladigan

xarakteristik rentgen nurlanishi kvantining energiyasi K va L qobiqlardagi elektronlarning bog'lanish energiyalari farqiga teng bo'ladi. Xarakteristik rentgen spektrning K, L, M va N seriyalarining vujudga kelish sxemasi 9.7- rasmda tasvirlangan.



9.7-rasm

Ma’um bir seriyaga kirgan chiziqli spektrning tartibi ortgan sayin to’lqin uzunligi kamayib boradi. Agar anod materiali atom massasi og’irroq metal bilan almashtirilsa, xarakteristik rentgen nurlarini tarkibi o’zgarmaydi, ammo butun spektr qisqa to’lqin uzunlik tomonga siljiydi.

Ma’lum bir bosh kvant soniga mos kelgan xarakteristik rentgen nurlari ham orbital va magnit kvant sonlarini qiymatiga qarab bir necha spektral chiziqlarga bo’linib ketishi mumkin.

Ingliz fizigi G.Mozli (1887-1915) 1913 yilda turli elementlarning xarakteristik rentgen nurlari spektrini o’rganib, uni nomi bilan ataluvchi va quyidagi formula bilan ifodalanuvchi qonunni aniqladi:

$$\nu = R(z - \sigma)^2 \quad (9.2)$$

bunda ν - ma’lum bir xarakteristik rentgen nurining chastotasi, R -Ridberg doimiysi, σ - ekranlash doimiysi, $m=1,2,3\dots$, qiymatlarni, n esa $n=m+1$ qiymatlarni qabul qiladi.

Mozli qonunining (9.2) ifodasi vodorod atomi spektral seriyalarni ifodalovchi Balmerning umumiy formulasi (5.3) ga o’xshaydi.

Ekranlash doimiysi σ ning maonosi shundan iboratki, u ichki qobiqdagi "bo'sh" o'ringa tashqi qobiqlardan kelayotgan elektronga yadroning Z e hamma zaryadi taosir etmay, elektronlarning ekranlash taosiri tufayli kuchsizlangan $(Z - \sigma)$. e zaryad taosir etishini ko'rsatadi. Masalan, K seriyaning $K\alpha$ chizig'i uchun faqat bitta elektron ekranlovchi taosir ko'rsatgani uchun $\sigma=1$ bo'lib Mozli qonuni

$$\nu = R(z - 1)$$

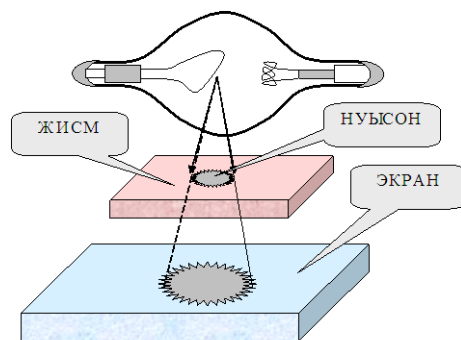
ko'rinishda yoziladi.

Mozli qonunining yana bir muhim tomoni shundan iboratki, u xarakteristik rentgen nuri chastotasi bilan elementning yadro zaryadi Z ni, yaoni davriy sistemadagi o'rnini bog'laydi. Bundan elementning davriy sistemasidagi o'rnini aniqlashning yangi usuli kelib chiqadi. Shunday yo'l bilan sistemadagi elementlarning o'rniga aniqlik kritildi. Bu qonun yordamida argon bilan kaliy, kobalt bilan nikel o'rinlari almashtirildi.

Endi rentgen nurlarini ko'llanilishiga to'xtalib o'taylik. Rentgen nurlari yordamida kristall moddalardagi atomlarning joylashishini, kristallarning sofligini va joylashish vaziyatini, qotishmalarga termik va plastik ishlov berganda, ularda bo'ladigan o'zgarishlarni, qotishmalar olishda texnologik jarayonlarni, qattiq jismlardagi va tirik organizmlarda nuqsonlarni va boshqa narsalarni tekshirish mumkin.

Rentgen nurlarining ajoyib xususiyatlaridan biri shundaki, ular yorug'lik nurlari uchun shaffof bo'lmagan jismlardan o'ta oladi. Aniqrog'i, rentgen nurlarining bir qismi jismda yutiladi, qolgan qismi esa jismdan o'tib ketadi. Jismning zichligi, qalinligi qanchalik kam bo'lsa, u shuncha rentgen nurlarini kam yutadi. Demak, zichligi kamroq jismlar rentgen nurlari uchun shaffofroq hisoblanadi. Uning bu xususiyatidan meditsina, metallurgiya, mashinasozlik va texnikaning boshqa sohalarida keng foydalaniladi.

Masalan, 9.8-rasmda jism ichidagi nuqsonlarni aniqlash uchun ishlatiladigan qurilma sxemasi ko'rsatilgan. Agar jismdagi nuqsonni zichligi jismning boshqa sohalarining zichligidan kichikroq bo'lsa, rentgen nurlari bu nuqsondan o'tishda kamroq yutiladi, natijada ekranda uni shakli yorug'roq bo'ladi. Aksincha, nuqsonning zichligi



9.8-rasm

kattaroq bo'lsa, ekranda uning shakli xiraroq bo'ladi. Kerak bo'lgan hollarda ekran o'rniga fotoplastika qo'yib, nuqson rasmini olish ham mumkin. Bayon qilgan bu usul rentgenodefektoskopiya deb ataladi.

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR

1. Shtern va Gerlax, Eynshteyn va de-Gaaz, Ioffe va Kapitsa tajribalari nima maqsadda o'tkazilgan va ularning tajribalari elektron spini orqali qanday tushuntiriladi?
2. Elektronning spin mexanik va spin magnit momentlari orasida qanday bog'lanish bor?
3. Fazoviy kvantlanish deganda nimani tushinasiz?
4. Kvant mexanikasidagi farqlanmaslik printsiplari nimadan iborat?
5. Atomdagi elektronlar Pauli printsiplari bo'yicha qobiqlarda qanday taqsimlanadi?
6. Elementlarning xossalari bilan tashqi qobiqdagi elektronlar soni orasida qanday bog'liqlik bor?
7. Rentgen nurlari spektri va ularning hosil bo'lishini tushuntiring.
8. Mozli qonuni nima xaqida va u nimalarga aniqlik kiritdi?
9. Rentgen nurlanishi spektridan Plank doimiysi qanday aniqlanadi?
10. Rentgen nurlari qaerlarda va nima maqsadlarda qo'llaniladi?

ADABIYOTLAR

1. Axmadjonov O.I. "Fizika kursi, optika, atom va yadro fizikasi". Toshkent – "O'qituvchi", 1989.
2. Hoshimov G'.H., Rasulov R.Ya., Yuldashev N.X. "Kvant mexanikasi asoslari". Toshkent - "O'qituvchi", 1995.
3. Detlaf A.A., Yavorskiy B.M., " Kurs fiziki " M.: "Visshaya shkola ", 2000.
4. Trofimova T.I. "Kurs fiziki". M.: "Visshaya shkola", 2000.
5. Savelg'ev I.V. «Kurs obshey fiziki, kniga 5.», M.: Nauka. 1998.
6. Kristi R., Pitti A. Stroenie veo'estva: Vvedenie v sovremennuyu fiziku. M.: Nauka. 1969.
7. Struchkov V.V., Yavorskiy B.M. "Voprosi sovremennoy fiziki" M.: " Prosveo'enie ", 1973.
8. Kondakov V.A. "Stroenie i svoystva veo'estva" M.: "Prosveo'enie", 1970.
9. Buravixin V.A., Egorov V.A. Biografiya elektrona. M.: "Znanie", 1985.

10-ma'ruza. VODOROD MOLEKULASI

Reja:

1. Molekulalarda kimyoviy bog'lanishlar va ularning fizik tabiati. Vodorod molekulasini.
2. Ikki atomli molekulalarining elektron, tebranma va aylanma harakati energiyasi. Molekulalarning nurlanish spektrlari.
2. Yorug'likning kombinatsion sochilishi.

Tayanch so'zlar va iboralar: Molekula, molekulaning bolanish energiyasi, Van-der-Vaalps kuchlari, ionli va kovalent bolanish, vodorod va osh tuzi molekulalarini 'osil bo'lishi, vodorod molekulasini uchun Shredinger tenglamasi, vodorod molekulasining potentsial energiyasi, molekulaning tebranma va aylanma harakat energiyasi, ularga mos keluvchi energetik sah'lar, molekulalarning spektri, yorulikning kombinatsion sochilishi, binafsha va qizil yul'dosh spektrlari, yorulikning kombinatsion sochilishini kvant nazariyasi bilan tushuntirish.

1. Molekulalarda kimyoviy bog'lanishlar va ularning fizik tabiati.

Vodorod molekulasini

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 (H_2), kislorod (O_2), azot (N_2) bir xil atomlardan tuzilgan molekulalardir. Osh tuzi ($NaCl$) molekulasini esa har xil atomlardan tashkil topgan molekulaga misol bo'la oladi. Molekuladagi atomlar tinimsiz tebranma harakat qiladilar, gaz holatdagi modda molekulalari 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 jihatdan neytral va ko'p zarrachali murakkab kvant sistema hisoblanadi. Kvant fizikasi SHredinger tenglamasi yordamida molekulalardagi 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 eotibor 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 harakatidagi 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.

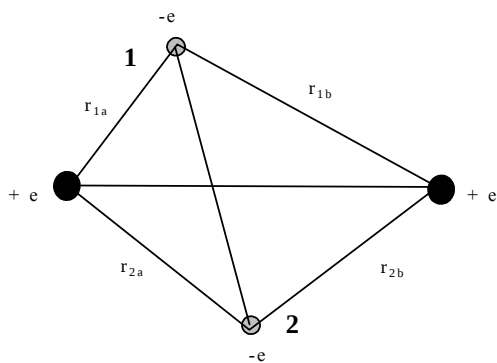
SHunday qilib, tashqi elektronlarning harakat holatlari o'zaro bog'lanib qolishi natijasida oniy elektr dipollarga aylangan ikki atom o'rtasida tortishish kuchlari vujudga keladi. Bunday kuchlar qutbsiz molekulalar orasida ham hosil bo'ladi.

Biroq, Van-der-Vaals kuchlari issiqlik harakati tufayli atomlarni molekula holida tutib tura olmaydi. Bu molekulyar kuchlar hosil qiladigan bog'lanish energiyasi har bir atomga nisbatan $\sim 0,1$ eV tartibida bo'ladi. Van-der-Vaals kuchlari yakka holda molekula hosil qilishga etarli bo'lmasada, lekin real gazlar, suyuqliklar va ba'zi kristallarning xossalari muhim rol o'ynaydi.

Molekula hosil bo'lishiga olib keladigan ximyaviy 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 molekulalarda kovalent va ionli bog'lanish uchraydi.

1. Ionli (geteropolyar) bog'lanishni hosil bo'lishi bilan tanishaylik. Ishqoriy metallardagi valent elektron yadro bilan zaif bog'langan. Gologen atomlari tashqi elektron qobiqini to'lishiga bitta elektron etishmaydi. Shuning uchun ishqoriy metall atomi bilan gologen atomi yaqinlashganda ishqoriy 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.

Osh tuzi NaCl molekulasini hosil bo'lish jarayonini sifat jihatdan tahlil qilaylik. Ishqoriy metall Na va gologenlar guruhiga kiruvchi Cl atomlarining elektron qobiqlar bo'yicha taqsimlanishi mos holda $1S^2 2S^2 2P^6 3S^1$ va $1S^2 2S^2 2P^6 3S^2 3P^5$ ko'rinishda bo'lib, ular tashqi elektron qobiqlarini tuzilishi bilan farqlanadi. Ularda ichki K va L elektron qobiqlar elektronlar bilan to'lgan. Natriy atomining M qobig'ida yadro bilan kuchsiz bog'langan yagona elektroni bor. Bu 3s qobiqchada elektronning bog'lanish energiyasi 5,1 eV. Xlor atomining M qobig'i batamom to'lishi uchun esa 3p qobiqchada bitta elektron etishmaydi. Agar elektron bo'lganda edi, xlor atomi uni nisbatan katta (3,7 eV) energiya bilan tutib turar edi. Demak, bir-biridan etarlicha uzoq masofada bo'lgan natriy atomidan elektronni xlor atomiga olib berish uchun $5,1 - 3,7 = 1,4$ eV energiya sarflash kerak. Hosil bo'lgan ionlar bir-biriga tortiladi va birikish jarayonida 1,4 eV dan katta energiya ajralib chiqsa ular molekula bo'lib birikadilar. Tajriba va hisoblashlarning ko'rsatishicha natriy va xlor atomlari NaCl molekulasiga birikayotganda 4,1 eV energiya ajralib chiqadi.



10.1-rasm

Demak, Na^+ va Cl^- ionlarining turg'un molekuladagi elektrostatik tortishish energiyasi $1,4 + 4,1 = 5,5$ eV ni tashkil etadi. Agar bu energiyadan

foydalanib, molekulaning chiziqli o'lchamini hisoblasak, $R = 2,5 \cdot 10^{-8}$ sm bo'lgan xaqiqatga yaqin natija kelib chiqadi.

2. 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 taosiridan vujudga keladi. Kovalent bog'lanishli molekulalarga N_2 , O_2 , SO , NO , SiH_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 yaqinlashtiramiz. Asosiy holatda har bir vodorod atomining 1S elektronnining 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 qobig'i boshqa atomni elektronini vaqtincha olish hisobiga to'ladi va geliy atomiga o'xshab qoladi. Hosil bo'lgan H₂ molekulasining kvantlashgan energetik sathlarini aniqlash uchun ikki proton maydonida joylashgan ikki elektron (10.1-rasm) uchun SHredingerning statsionar tenglamasini echish talab etiladi.

Bunday sistema uchun Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

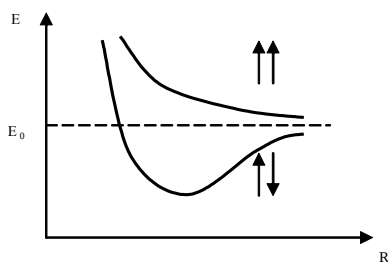
$$\Delta_1^2 \psi + \Delta_2^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left[E - e^2 \left(\frac{1}{r_{12}} + \frac{1}{R} - \frac{1}{r_{1a}} - \frac{1}{r_{2a}} - \frac{1}{r_{1b}} - \frac{1}{r_{2b}} \right) \right] \psi = 0 \quad (10.1)$$

bu tenglamada

$$U = -e^2 \left(\frac{1}{r_{12}} + \frac{1}{R} - \frac{1}{r_{1a}} - \frac{1}{r_{2a}} - \frac{1}{r_{1b}} - \frac{1}{r_{2b}} \right) \quad (10.2)$$

ifoda vodorod molekulasida ikki proton va ikki elektronning o'zaro taosir potentsial 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 (10.2.-rasm).



10.2-rasm

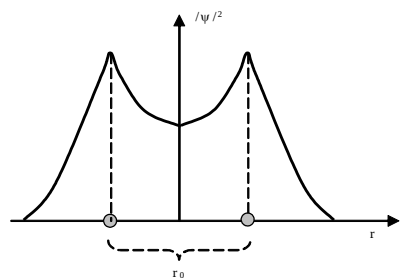
Vodorod molekulasining turlanmagan asosiy holati atomlarning 1S holatlaridan tashkil topganligi sababli faqatgina spinlari qarama-qarshi yo'nalgan ikki elektronni joylashtirishi mumkin.

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 N₂ molekulasini hosil bo'lishda 4,5 eV, ya'ni NaCl molekulasidagiga qaraganda ham ko'proq energiya ajralib chiqadi. Ammo bunday sifatli mulohazalar yuritish natijasida quyidagi muammoga duch kelamiz

Tajriba va qat'iy nazariy xisoblashlar 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, yahlit molekula bo'ylab umumlashgandir. Masalan, N₂ molekulasida qo'shni atomlarning uchtadan 2R valent elektronlari umumlashib, 3 juft kovalent bog'lanishlar hosil qilishda qatnashadilar. Metan SN₄ molekulasida esa uglerod atomining L qobig'idagi to'rta 2S²2P²

elektronlari juft-juft holda to'rtta vodorod atomlarining elektronlari bilan bog'lanadilar. Olmos, kremniy, germaniy kabi kristallar ham, kovalent bog'lanishga ega.



10.3-rasm

Turli ximiyaviy bog'lanishdan hosil bo'lgan molekulalar bog'lanish energiyalarini o'rganish shuni ko'rsatadiki, 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 kristalllarda kovalent va ion bog'lanishlar birgalikda ham uchraydi.

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 maonosini yo'qotadi (10.3-rasm). Bunda kvant mexanikasidagi bir xil zarrachalarning farq qilmaslik printsipli o'rinli bo'ladi.

2. Ikki atomli molekulalarining elektron, tebranma va aylanma harakati energiyasi.

Molekulalarning nurlanish spektrlari

Molekula murakkab kvant sistema bo'lib, u molekuladagi elektronlarning harakatini, atomlarining tebranma va molekulaning aylanma harakatini hisobga oluvchi Shredinger tenglamasi bilan ifodalanadi. Bu tenglamani echimi juda murakkab bo'lgani uchun odatda uni elektron va yadrolar uchun alohida echiladi.

Molekulaning energiyasini o'zgarishi asosan uni tashqi qobiqidagi elektronlarning holatini o'zgarishi bilan bog'liqdir. Lekin molekuladagi elektronlarning maolom bir turg'un holatida ham molekula yadrolari umumiy inertsia markazi atrofida tebranma va aylanma harakat qilishi mumkin. Molekulaning energiyasi asosan uch harakatga mos energiyalarning yig'indisiga teng:

$$E \approx E_{el} + E_{teb} + E_{ayl} , \quad (10.3)$$

bunda E_{el} - elektronlarining yadroga nisbatan harakat energiyasi; E_{teb} - yadroning tebranma harakat energiyasi; E_{ayl} - yadroning aylanma harakat energiyasi bo'lib, u molekulaning fazodagi vaziyatini davriy ravishda o'zgarishiga bog'liq bo'lgan energiya.

Tajribadan aniqlanishicha $E_{el} = 1 \div 10$ eV,

$$E_{teb} \approx 10^{-2} \div 10^{-1} \text{ eV}; \quad E_{ayl} \approx 10^{-5} \div 10^{-3} \text{ eV} \text{ ga teng.}$$

Ya'ni $E_{el} \gg E_{teb} \gg E_{ayl}$ tengsizlik o'rinli buladi.

Bu energiyalar o'zaro quyidagi nisbatda taqsimlangan:

$$E_{el} : E_{teb} : E_{ayl} = 1 : \sqrt{\frac{m}{M}} : \frac{m}{M} ,$$

bu erda m - elektron massasi, M -molekuladagi yadro massasi, $m/M = 10^{-5} \div 10^{-3}$.

Molekulaning chiziqli o'lchami valent elektronlarning harakat amplitudasi tartibidagi kattalik bo'lib, odatda $a \approx 10^{-8}$ sm. Bundan elektronlar harakati bilan bog'liq bo'lgan molekulaning elektron energiyasi E_{el} ham atom energiyasi tartibidagi kattalik ekanligi kelib chiqadi. Masalan, vodorod atomining asosiy holati uchun

$$E_1 = -\frac{e^4 m_0}{2 \hbar^2} = -\frac{\hbar^2}{2 m_0 a_0^2} = -13.6 \text{ eV}$$

bo'lishini va unda

$$a_0 = \frac{\hbar}{m_0 e_0^2} = 0.529 \text{ \AA}$$

Bor radiusiga teng ekanligini yuqorida ko'rib o'tganmiz. Molekula uchun Eel absolyut qiymat bo'yicha

$$E_{el} \sim \frac{\hbar^2}{m_0 a^2} \quad (10.4)$$

tartibda bo'ladi.

(9.4) dan ko'rinib turibdiki, molekulaning energiyasi har bir atomdagi elektron energiyalarining yig'indisiga teng.

Ikki atomli molekulaning yadrolarining aylanma harakat energiyalarini baholash uchun uni qo'pol holda inertsia momenti mr^2 bo'lgan rotatorga o'xshatish mumkin.

Ratator deb, o'zaro bog'langan va biri ikkinchisi atofida aylanma harakat qiluvchi zarrachalar sistemasiga aytiladi.

Molekulaning aylanma harakat energiyasi

$$E_{ayl.} = L^2/2I_0 \quad (10.5)$$

formula bilan ifodalanadi. Bunda $I_0 = mr^2$ bo'lib molekulaning inertsia markazidan o'tgan o'qqa nisbatan inertsia momenti, L - molekulaning impuls momenti bo'lib, kvantlangan qiymatlarni oladi:

$$L = \sqrt{\ell(\ell+1)}\hbar \quad (10.6)$$

bu formulada ℓ - orbital kvant soni, u $\ell = 0, 1, 2, 3, \dots$ qiymatlarni oladi. (10.6) ni xisobga olsak, (10.5) quyidagi ko'rinishni oladi.

$$E_{ayl.} = \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2I_0}. \quad (10.7)$$

(10.7) formulada $V = \frac{\hbar^2}{2I_0}$ belgilashni kiritsak, u ancha sodda ko'rinishni oladi.

$$(E_{ayl.})_\ell = V \ell(\ell+1), \quad (10.8)$$

V - molekulaning aylanish doimiysi.

Kvant mexanikasidagi tanlash qoidasiga ko'ra qo'shni aylanma sathlar orasida faqat $\Delta\ell = \pm 1$ bo'lgan o'tishlarigina bo'lishi mumkin. $\Delta\ell = +1$ shart yorug'lik yutilishiga, $\Delta\ell = -1$ shart yorug'lik sochilishiga mos keladi.

Ikki atomli molekulaning yadrolari muvozanat vaziyati atrofida tebranma harakat qiladilar. Molekuladagi yadro tebranishlariga garmonik tebranishlar deb qarab, uni m massali chiziqli garmonik ostsilyatorning tebranishlariga o'xshatish mumkin. Biz oldingi 5-ma'ruzamizda garmonik ostsilyatorning energiyasi

$$E_{teb.} = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_0 \quad (10.9)$$

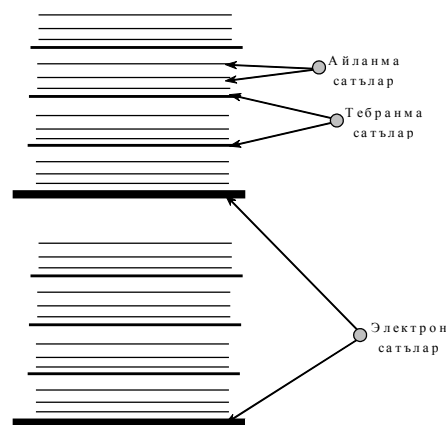
ifoda bilan aniqlanishini ko'rgan edik. Tebranma kvant soni n uchun ham tanlash qoidasi bajariladi: $\Delta n = \pm 1$. Shunday qilib, yuqoridagi (10.8) va (10.9) ifodalarni hisobga olsak, molekulaning to'liq energiyasi (9.3) ga asosan

$$E = E_{el} + \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_0 + B\ell(\ell+1) + V\ell(\ell+1) \quad (10.10)$$

ko'rinishni oladi.

Agar molekulaga biror yorug'lik kvanti tushsa, uning energiyasining bir qismi optik elektronlarni qo'zg'atishga, qolgan qismi esa atomlarning tebranma va aylanma harakatlarini oshirishga sarf bo'ladi.

(10.10) formuladan ko'rinadiki, n va ℓ kvant sonlarining turli qiymatlari bilan aniqlanadigan molekulalar energiya spektri tebranma va aylanma energetik sathlarning sistemasidan iborat. Vodorod molekulasida uchun $\hbar\omega_0 = 0,547$ eV, $V = 0,07$ eV, ya'ni molekulaning tebranma energiyasi, aylanma energiyasidan kattadir. Bunday hol barcha ikki atomli molekulalar uchun hosidir. Demak, tebranma sathlar bir-biridan bir xil va nisbatan katta oraliqda yotsa, aylanma sathlar esa juda zich joylashgan va u ℓ ortishi bilan siyraklashib boradi. Molekuladagi atomlar (yadrolar) harakatining kvantlanishi molekulaning nurlanish (yutilish) spektrida yaqqol namoyon bo'ladi.



10.4-rasm

(10.10) ifodaga kiruvchi har bir energiya kvantlangani uchun ular energetik sathlar to'plamidan iborat. Tajriba va nazariyadan aylanma energetik sathlar orasidagi oraliq, tebranma harakatga mos keluvchi energetik sathlar orasidagi masofadan kichik. O'z navbatida tebranma harakatga mos keluvchi sathlar orasidagi masofa bosh kvant soni bilan aniqlanuvchi elektron sathlar orasidagi masofadan kichik. Bu hol 10.4-rasmda yo'g'on, o'rtacha yo'g'onlikdagi va ingichka chiziqlar bilan ikkita elektron sath uchun tasvirlangan.

Biz vodorod atom va boshqa murakkab atomlar spektri bir-biridan ajralgan alohida joylashgan energiyasi 1-10 eV oralig'ida bo'lgan chiziklardan iborat ekanini va atomning tuzilishi xaqida malumot berishini ko'rgan edik. Molekulalarning spektrini o'rganish ham quyidagi muammolarni hal qiladi.

Molekulalarning tuzilishi va ularning energiya satxlarining xususiyatlari kvant o'tishlarda sochilgan nurlanish (yutilish) spektrida, ya'ni molekula spektrida nomoyon bo'ladi. Molekulaning nurlanish spektri kvant mexanikasidagi tanlash qoidasiga mos holda (masalan, aylanma yoki tebranma harakatga mos kvant sonining o'zgarishi - ± 1 ga teng bo'lishi kerak) energetik sathlar tarkibi bilan aniqlanadi.

Shunday qilib, sathlar orasidagi turli xil o'tishlardan turli xil spektrlar hosil bo'ladi. Molekulaning spektral chizig'i chastotasi bir elektron sathdan boshqasiga o'tishga mos keluvchi (elektron spektrlarga) yoki biror tebranma harakatga mos kelgan energetik sathdan ikkinchisiga o'tishiga mos kelishi mumkin. Molekulalar spektri ham chiziqli bo'lib, ular spektrning UB, IQ va ko'zga ko'rinuvchi sohasida joylashishi mumkin. Aylanma sathlar bir-biriga juda yaqin joylashgani uchun ularga mos keluvchi spektral chiziqlar ham bir-biriga juda yaqin bo'lib, ular xatto tutashib ketadi.

Shuning uchun ajrata olish qobiliyati o'rtacha bo'lgan spektral optik asboblarda bu chiziqlar tutashib ketgandek, yo'l-yo'l bo'lib ko'rinadi. Lekin ajrata olish qobiliyati katta bo'lgan optik asboblarda ularni bir-biriga juda yaqin joylashgan, alohida chiziqlardan iborat ekanini qo'rish mumkin va bu yo'llarning kichik chastotalar tomonidagi chegarasi keskin, chastotaning katta qiymatlari tomonidagi chegarasi esa suvashgan ekanini ko'rish mumkin. Molekuladagi atomlar soni ortishi bilan molekula spektri murakkablashib, faqat keng yo'llar ko'rinisha boshlaydi.

Molekulalarning aylanma sathlarini mikroto'liqlik radiospektroskopiya usuli bilan o'rganiladi. Bu usulda tekshiriluvchi gaz qamalgan metall naydan (volnovod) chastotasi $\sim 10^{10}$ Gts bo'lgan elektromagnit to'liqlik o'tkaziladi. Agar elektromagnit to'liqini chastotasi gaz molekulalarining aylanma harakat chastotasiga mos kelsa, qabul qiluvchi qurilma elektromagnit to'liqlik intensivligini keskin kamayganini qayd qiladi.

Molekulaning tebranma spektri IQ ($1/\lambda \cong 10^3 \text{ sm}^{-1}$) sohada joylashgan va uni infraqizil spektrofotometrlar yordamida o'rganiladi. Molekulaning tebranma harakatida sochilgan yoki yutilgan fotonning energiyasi $h\nu \approx 0,04 \text{ eV}$, unga mos kelgan to'liqlik uzunligi $\lambda = c/\nu = 3 \cdot 10^{-3} \text{ sm} = 30 \text{ mkm}$.

Molekulalarning aylanma va tebranma energetik sathlarini modda faqat gaz holatda bo'lganda o'rganish mumkin. Moddaning suyuq va qattiq holatida molekulalarning o'zaro taosiri tufayli ularning tebranma va aylanma energetik sathlarini o'rganish qiyinlashadi.

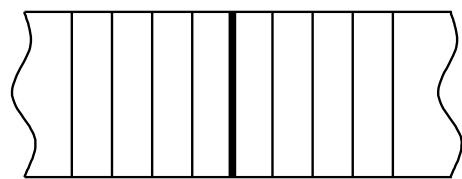
Molekulyar spektroskopiyada molekulaning juft orbital kvant sonli ℓ ga mos kelgan energetik sathlar juft termlar va toq ℓ li sathlar toq termlar deb nomlanadi. H_2 molekulasida uchun molekulyar termlarning juftligi protonlar spinlarining orientatsiyasi bilan uzviy bog'liq bo'lgan quyidagi kvant holatlarni vujudga keltiradi:

a) ortovodorod - yadrolarining spinlari parallel bo'lgan H_2 molekulasida. Bu holda spin funktsiyasi simmetrik va koordinat funktsiyasi antisimmetrik. SHuning uchun ortovodorodda orbital kvant soni ℓ toq bo'lgan termlarda mavjud bo'la oladi holos. Uning eng quyi energetik holatiga $\ell=1$ mos keladi;

b) paravodorod - yadrolarining spinlari antiparallel H_2 molekulasida. Bu molekula ℓ juft bo'lgan holatlardagina uchraydi. Paravodorodning eng quyi energetik holatida $\ell = 0$, ya'ni yadrolarning orbital harakati "muzlab qoladi".

3. Yorug'likning kombinatsion sochilishi

Molekulalar spektrini o'rganishda 1929 yilda rus olimlari T.S. Landsberg (1890-1957) va L.I. Mandelshtam va ular bilan bir vaqtda hind olimlari Ch.Raman (1888-1970) va K.Krishnan (1911 yilda tug'ilgan) kashf etgan yorug'likning kombinatsion sochilish hodisasi muhim ahamiyatga ega.



10.5-rasm

Bu effekt shundan iboratki, biror moddaga (gaz, suyuqlik, shaffof kristall) va chastotali monoxromatik yorug'lik tushsa, bu moddada sochilgan yorug'lik spektrida va chastotali chiziqdan tashqari uning ikki yonida simmetrik joylashgan qo'shimcha spektral chiziqlar ham hosil bo'ladi (10.5-rasm).

Bu qo'shimcha spektral chiziqlarga mos kelgan chastota tushayotgan monoxromatik yorug'lik chastotasi bilan yorug'likni sochayotgan molekulalarning tebranma yoki aylanma o'tishlarida hosil bo'ladigan nurlanishlar chastotalarining ayirmasiga yoki yig'indisiga teng bo'ladi, ya'ni

$$\nu_i = \nu_0 \pm \nu'_i. \quad (10.11)$$

Kombinatsion sochilish spektridagi chastotasi moddaga tushayotgan yorug'likning chastotasidan kichik bo'lgan chiziqlar qizil yo'ldosh spektrlar, chastotasi ν_0 dan kattalari esa binafsha yo'ldosh spektrlar deb ataladi.

Hosil bo'lgan bu yo'ldosh spektr chastotasi, joylashishi va soni tushayotgan yorug'lik chastotasiga bog'liq bo'lmay, faqat yorug'lik sochilayotgan modda tabiatiga bog'liq bo'lib, uning tarkibini va tuzilishini ifodalaydi.

Yorug'likning kombinatsion sochilishidagi qonuniyatlarni kvant nazariya bilan tushuntirish mumkin. Bu nazariyaga ko'ra yorug'likni sochilish jarayoni molekula tomonidan fotonni yutib yana qayta chiqarishdan iborat. Agar bu fotonlarning energiyalari bir xil bo'lsa, sochilgan yorug'lik spektrida tushayotgan yorug'lik chastotasi ν_0 bilan bir xil bo'lgan asosiy chiziqli hosil bo'ladi. Lekin sochilish jarayonida yutilgan va chiqarilgan fotonlarning energiyasi teng bo'lmasligi mumkin. Fotonlar energiyasining har xil bo'lishi molekulani turg'un holatdan uyg'ongan holatga yoki uyg'ongan holatdan turg'un holatga o'tishiga bog'liq. Agar molekula turg'un holatdan uyg'ongan holatga o'tsa, qizil yo'ldosh chiziqli, aksincha uyg'ongan holatdan turg'un holatga o'tsa, binafsha yo'ldosh chiziqli hosil bo'ladi. Agar uyg'ongan molekulalarning soni, uyg'onmagan molekulalar sonidan ancha kam bo'lsa, binafsha yo'ldosh chiziqlarning intensivligi, qizil yo'ldosh chiziqlaridan kichik bo'ladi. Temperatura ortishi bilan uyg'ongan molekulalarning soni ortadi, natijada binafsha yo'ldosh chiziqlar intensivligi ham kuchayadi.

Kombinatsion sochilish hodisasi ko'p atomli murakkab molekulalardagi tebranma va aylanma energetik sathlarni, molekulalarning tuzilishini o'rganishda keng qo'llaniladi. Masalan, neft mahsulotlarining (benzin, yog'lar) tarkibi ana shunday aniqlanadi.

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR

1. Molekulalardagi kimyoviy bog'lanishlarning fizik tabiati qanday?
2. Ionli va kovalent bog'lanishlarni misollar orqali tushuntiring.
3. Vodorod molekulasini hosil bo'lishini kvant nazariyasi nuqtai nazaridan tushuntiring.
4. Vodorod molekulasini uchun SHredinger tenglamasi qanday ko'rinishda yoziladi va undan molekula energiyasi uchun qanday natija olingan?
5. Molekulalarning harakat energiyalari va ularga mos spektrlarni tushuntiring.
6. Yorug'likning kombinatsion sochilishi nimadan iborat?
7. Yo'ldosh spektrlar deganda nimani tushunasiz?
8. Vodorod molekulasini hosil bo'lishda elektron spinlarining roli qanday?
9. Vodorod molekulasini uchun kovalent bog'lanishning kvant nazariyasini tushuntiring.
10. Yo'ldosh spektral chiziqlarning intensivligi nimaga bog'liq?

ADABIYOTLAR

1. Axmadjonov O.I. "Fizika kursi, optika, atom va yadro fizikasi". Toshkent – "O'qituvchi", 1989.
2. Hoshimov G'.H., Rasulov R.Ya., Yuldashev N.X. "Kvant mexanikasi asoslari". Toshkent - "O'qituvchi", 1995.
3. Zisman G.A., Todes O.M. "Kurs obo'ey fiziki" 3-tom.M."Nauka" 1968.
4. Detlaf A.A., Yavorskiy B.M., " Kurs fiziki " M.: "Visshaya shkola ", 2000.
5. Trofimova T.I. "Kurs fiziki". M.: "Visshaya shkola", 2000.
6. Savelg'ev I.V. «Kurs obshey fiziki, kniga 5.», M.: Nauka. 1998.
7. Kristi R., Pitti A. Stroenie veo'estva: Vvedenie v sovremennuyu fiziku. M.: Nauka. 1969.
8. Yavorskiy B.M., Detlaf A.A. Spravochnik po fizike M.: Nauka. 1980.
9. Astaxov A.V., SHirokov YU.M. " Kurs fiziki " 3, "Kvantovaya fizika" M.: "Nauka", 1983.
10. Struchkov V.V., Yavorskiy B.M. "Voprosi sovremenoy fiziki" M .:" Prosveo'enie ", 1973.

11. Kondakov V.A. "Stroenie i svoystva veo'estva" M.: "Prosveo'enie", 1970.
12. Buravixin V.A., Egorov V.A. Biografiya elektrona. M.: "Znanie", 1985.
13. Tarasov L.V. Sovremennaya fizika v srednoy shkole. M.: "Prosveo'enie". 1990.
14. Geyzenberg V. «Fizika, Chastg' i tseloe», Moskva. 1999.
http://www.ilt.kharkov.ua/bvi/resources/menu_r.htm.
15. Matveev A.N. «Atomnaya fizika», M., 1989.
http://www.ilt.kharkov.ua/bvi/resources/menu_r.htm.

11-ma'ruza. YADRO FIZIKASI ELEMENTLARI

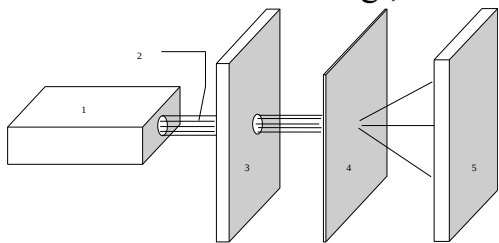
Reja:

1. Atom yadrosining tuzilishi va asosiy xarakteristikalar.
2. Yadroviy kuchlar. Yadroning fenomenologik modellari.
3. Yadro massasi va bog'lanish energiyasi.
4. Radioaktiv emirilish.
5. Myossbauer effekti.

Tayanch so'zlar va iboralar: atom yadrosi, proton, neytron, α -zarralar, Rezerford tajribasi, nuklon, nuklonning massasi, spini va magnit momenti, yadroning zaryad soni va massa soni, izotoplar, izobarlar, izotonlar, yadroning impul momenti, magnit momenti, yadro o'lchamlari, yadroviy kuchlar, π -mezonlar, yadro kuchlarining tuyinish va almashinish harakterlari, yadro modellari, mass-spektrometr, yadro massasi va bolanish energiyasi, radioaktivlik, α -emirilish, β -emirilish. Spontan bo'linish, yadroning asosiy va uyotilgan holatlari, rezonans yutilish, Myossbauer effekti.

1. Atom yadrosining tuzilishi va asosiy xarakteristikalar.

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 qandayq – bu savol XX-asr boshlarigacha echilmay 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, holos.



11.1-rasm

1911 yilda Ernest Rezerford azot yadrolarini α -zarralar bilan bombardimon qilganda ulardan vodorod yadrolarini ajralib chiqishini kuzatdi. α -zarralar – elektronini yo'qotgan geliy elementining ionlaridir.

Ular radiy va shu kabi elementlarning parchalanishida ham hosil bo'ladi. α -zarralarning massasi elektron massasidan 8000 marta katta bo'lib, zaryadi musbat va absolyut qiymati elektron zaryadidan 2 marta ortiq ($2e=3,2 \cdot 10^{-19}$ Kl).

Rezerford tajribasi quyidagi 11.1 - rasmda keltirilgan. α -zarralar qo'rg'oshin quticha ichida joylashgan 1 manbadan chiqib, 2 tuynukchadan o'tadi va oltin plastinka tomon yo'naladi. α -nurlari maxsus 5 ekranda yorug'lik chaqnashi orqali qayd qilinadi. Tajribaning ko'rsatishicha, ko'pchilik α -zarralar plastinkadan bimalol o'tgan. Baozilari esa ma'lum burchakka burilgan. Ammo shunday α -zarralar ham uchraganki, ular

dastlabki yo'nalishidan 135–1500 ga teng burchakka burilgan. Folga–plastinkadan α - zarraning o'z yo'nalishini o'zgartirmay o'tishi oltin atomlarining ichida bo'shliq fazo mavjud ekanligini tasdiqlaydi. Xaqiqatdan ham, zaryadli zarralar atom ichida bir tekis taqsimlanganda edi, Kulon qonuniga ko'ra barcha α -zarralar ma'lum burchakka burilgan bo'lar edi.

Tajriba natijasiga asoslangan holda Rezerford atom yadrosi haqidagi g'oyani ilgari surdi. Bu g'oyaga ko'ra, atomning deyarli hamma 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 harakat 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 yarmiga 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) proektsiyasi

$$\frac{1}{2} \hbar = \frac{1}{2} \cdot 1,05459 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot c = 0,5273 \cdot 10^{-34} \text{ Ж} \cdot c$$

ga teng ekanligini tushunishimiz lozim.

Proton va neytronlar xususiy magnit momentlarga ham ega, ularning qiymatlari quyidagicha:

$$\mu_p = + 2,79 \mu_{ya},$$

$$\mu_n = - 1,91 \mu_{ya}.$$

Bu ifodadagi μ_{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 me o'rniga proton massasi m_p qo'ysak, yadroviy magnetonning ifodasi hosil bo'ladi:

$$\mu_n = \frac{e \hbar}{2 m_p} = 5,0508 \cdot 10^{-27} \frac{A}{M^2}$$

D.I.Mendeleev 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

$$Z + N = A$$

yadroning massa soni deyiladi.

Yadrolarni belgilashda elementning ximiyaviy simvolidan foydalanib, simvolning yuqoridagi o'ng tomonida yadroning massa soni yoziladi. Masalan: Li 7, Au 197 va hokazo. Ba'zan simvolning pastki chap tomonida elementning tartib nomeri (protonlar soni) ham qayd qilinadi:

$${}_8\text{O}^{13}, {}_{20}\text{Ca}^{40}, {}_{26}\text{Fe}^{54}, {}_{75}\text{Re}^{182}, {}_{92}\text{U}^{235}.$$

Ba'zi hollarda esa yadrodagi protonlar va neytronlar sonini aks ettirish uchun ximiyaviy simvolning pastki o'ng tomoniga neytronlar soni ham yozib qo'yiladi:

$${}_{83}\text{Bi}_{126}^{209}, {}_{92}\text{U}_{146}^{238}.$$

Demak, yadroni xarakterlash uchun Z , N va A sonlar qo'llaniladi. Bu sonlardan birontasi o'zgarmas bo'lgan yadrolarni umumlashtiruvchi quyidagi nomlardan foydalaniladi:

Z lari bir xil bo'lgan yadrolar **IZOTOPLAR** deyiladi.

Masalan vodorodning uchta izotopi mavjud bo'lib,

$${}_1\text{H}_0^1 (\text{npomuï}), {}_1\text{H}_1^2 (\text{deïmepuï}), {}_1\text{H}_1^3 (\text{mpumuï}).$$

Demak, izotoplar deganda neytronlar soni bilan farqlanuvchi ayni element atomlarining yadrolarini tushunish lozim.

N lari bir xil bo'lgan yadrolar **IZOTONLAR** deyiladi.

Masalan:

$${}_7\text{N}_8^{15}, {}_8\text{O}_8^{16}, {}_9\text{F}_8^{17}.$$

Z va N lari har xil, lekin $A=Z+N$ lari bir xil bo'lgan yadrolar **IZOBARLAR** deyiladi.

Masalan:

$${}_{74}\text{W}_{107}^{181}, {}_{75}\text{Re}_{106}^{181}, {}_{76}\text{Os}_{105}^{181}, {}_{77}\text{Ir}_{104}^{181}.$$

Yadrolarning impulc 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 aniklanadigan 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 N_2 (deyteriy) yadrosi ustida mulohaza yuritaylik. N_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

$$\mu_n = \mu_p + \mu_n = (2,79 - 1,91\mu_{ya}) = 0,88\mu_{ya}$$

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 hissasi 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:

$$R_{\text{ya}} \approx 1,3 \cdot 10^{-15} A^{1/3} \text{ m.}$$

Yadro moddasining zichligini esa taqribiy ravishda quyidagicha aniqlash mumkin:

$$\rho_{\text{я}} = \frac{m_{\text{я}}}{V_{\text{я}}} = \frac{A \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}}{\frac{4}{3} \pi R_{\text{я}}^3} \approx 1,8 \cdot 10^{17} \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}. \quad (11.1)$$

Demak, yadro moddasining zichligi yadro tarkibidagi nuklonlar soniga bog'liq emas. Uning qiymati shu qadar kattaki, yadroviiy modda zichligidek zichlikka ega bo'lgan jismdan yasalgan, radiusi 200 m chamasidagi sharning massasi Erning massasiga teng bo'lar edi.

2. Yadroviiy kuchlar. Yadroning fenomenologik modellari.

Yadro o'lchamlari bilan tanishgandan so'ng quyidagicha mulohaza yuritishimiz mumkin. Yadro tarkibidagi ikki proton orasida, Kulon qonuniga asosan, miqdori

$$F_k = \frac{e * e}{4 \pi \epsilon_0 r^2} \approx 34 \text{ Н}$$

bo'lgan o'zaro itarishish kuchi taosir qilishi lozim. Og'ir yadrolarda (bu yadrolarda bir necha o'nlab protonlar mavjud) esa, Kulon kuchining miqdori bir necha ming nyutonga

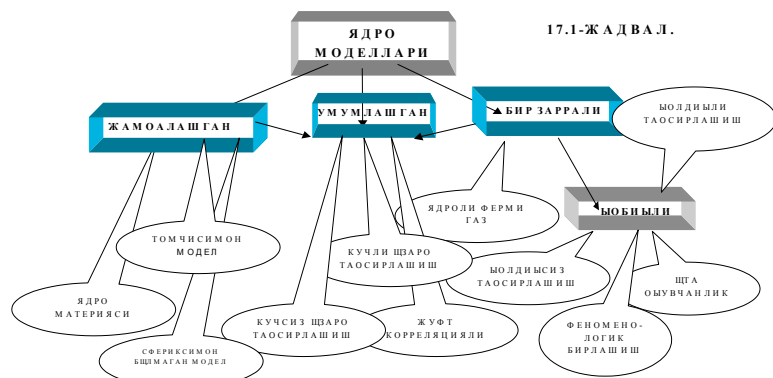
etadi. Bunday kuchlar taosirida yadroda protonlar tarqab ketishi lozim edi. Vaholanki, barqaror yadrolar mavjud. Balki yadrolar barqarorligining sababini nuklonlar orasidagi o'zaro tortishish gravitatsion kuchlarining taosiri bilan tushuntirish mumkindir. Biroq ikki proton orasidagi gravitatsion kuchning miqdori

$$F_{\text{гп}} = \gamma \frac{m_p * m_p}{r^2} \approx 28 * 10^{-36} \text{ Н}$$

ga teng, ya'ni gravitatsion kuch kulon kuchidan taxminan 1036 marta kichik. Shuning uchun barqaror yadrolarning mavjudligini yadro ichida tortishish xarakteriga ega bo'lgan qudratli yadroviiy kuchlar bilan tushuntiriladi.

Demak nuklonlar orasidagi gravitatsion kuch ham juda kichik bo'lgani uchun nuklonlarni yadroda ushlab turishga qodir emas. 1930 yilga kelib atom fizikasida quyidagi muammo paydo bo'ldi.

Bu muammoni echish uchun butunlay yangicha fikrlashga to'g'ri keldi. Ya'ni, yadroning ichida elektr va gravitatsion tabiatga ega bo'lmagan o'ziga hos aloxida tabiatli yadroviiy tortishish kuchlari mavjud bo'lib, bu kuchlar yadroni barqaror holatda ushlab turadi deb tushuntirildi. SHuning uchun barqaror yadrolarning mavjudligini yadro ichida tortishish xarakteriga ega bo'lgan qudratli yadroviiy kuchlar bilan tushuntiriladi.



Yadroviy kuchlarning xususiyatlari tajrba da yaxshigina o'rganilgan. Bu xususiyatlarning asosiylari quyidagidan iborat:

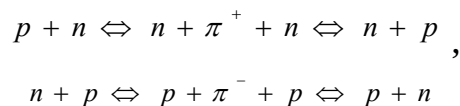
1) nuklonlar orasidagi masofa $r=(1\div 2)\cdot 10^{-15}$ m bo'lganda yadroviy kuchlar tortishish xarakteriga, $r < 1\cdot 10^{-15}$ m masofalarda esa itarishish xarakteriga ega buladi. $r > 2\cdot 10^{-15}$ m masofalarda yadroviy kuchlarning taosiri deyarli sezilmaydi;

2) yadroviy kuchlarning mikdori o'zaro taosirlashayotgan nuklonlarning zaryadli yoxud zaryadsiz bo'lishiga bog'lik emas, yaoni ikki proton, ikki neytron yoki proton va neytron orasidagi o'zaro taosirning kattaligi bir xil bo'ladi;

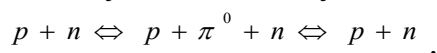
3) yadroviy kuchlar o'zaro taosirlashadigan nuklonlar spinlarining yo'nalishiga bog'liq. Bunga ikkita nuklondan tashkil topgan sistema misol bo'la oladi. Neytron va protonning spinlari faqat parallel bo'lgan taqdirdagina sistema bog'liq bo'ladi, yaoni deyteriy (N_2) hosil bo'ladi. Spinlari antiparalell bo'lgan neytron va proton N_2 hosil qilmaydi;

4) yadroviy kuchlar to'yinish xususiyatiga ega, yaoni har bir nuklon yadrosidagi barcha nuklonlar bilan emas, balki o'zining atrofidagi chekli sonli nuklonlar bilan bir vaqtning o'zida taosirlasha 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. Uglerodni 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 bog'langan bo'ladi.

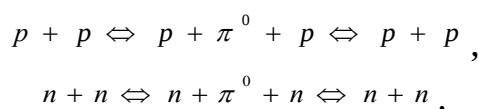
Haqiqatdan, zamonaviy tasavvurlarga asosan, yadrodagi nuklonlar bir – biri bilan π - mezonlar almashib turadi. π - mezonlar uch xil bo'ladi: musbat π^+ , manfiy π^- va neytral π^0 . Proton va neytronning o'zaro ta'sirlashishi quyidagicha amalga oshadi: proton π^+ chiqarib o'zi neytronga aylanadi, π^+ -ni neytron yutadi va u protonga aylanadi. Bu jarayonni sxematik tarzda

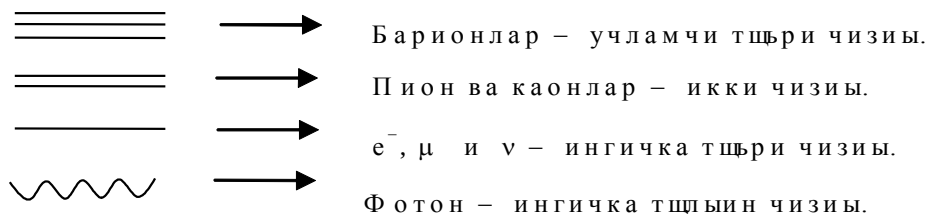


shaklida yozish mumkin. Bunda proton va neytron orasida zaryad almashinishi ro'y beryapti. Proton va neytron orasidagi o'zaro taosiri π^0 vositasida ham ro'y berishi mumkin, lekin bu holda nuklonlar zaryad almashmaydi:

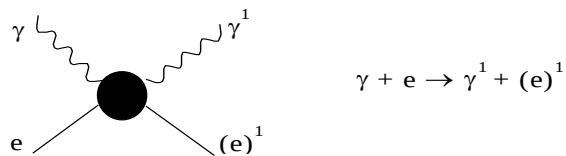


Proton va proton yoki neytron va neytron orasidagi o'zaro taosir ham π^0 vositachiligida o'tadi.



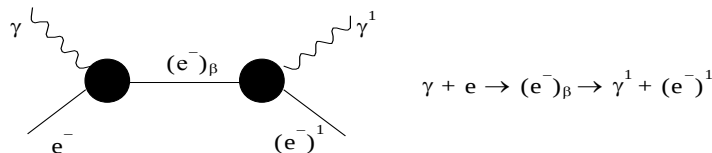


Shunday qilib, nuklonlar doimo mezon chiqarib va yutib turadi, yaoni ular mezonlar buluti bilan qoplangan bo'ladi. Xususan, neytron o'z umrining maolul qismini $n + \pi^-$ holatda (bunday holat virtual holat deyiladi) o'tkaziladi. π^- ning orbital harakati tufayli neytron manfiy magnit momentga ($\mu_p = -1,91 \mu_y$ ekanligini eslang) ega bo'ladi. Xuddi shuningdek proton ma'lum muddat $n + \pi^+$ virtual



holatda bo'ladi. Bu vaqt ichida π^+ orbital harakatda qatnashadi. Shuning uchun protonning magnit momenti μ_y ga emas, balki kattaroq qiymatga yani 2,79 μ_y 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.



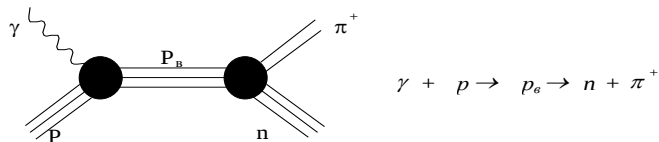
Elementar zarralar o'zaro taosirini grafik usulda tasvirlash Feynman diagrammalari yordamida olib borilishi mumkin. Ushbu diagrammalar yordamida zarralarni o'zaro taosirlashishlari va yangi zarralarni paydo bo'lishini kuzatish mumkin. Zarralarni bir –



biridan farq qilishi uchun belgilar qabul qilingan. Tanlab olingan chiziqlar va belgilar aynan shu holda bo'lishi bejiz emas, balki zarralarni kvark tuzilishini ham xisobga olgan.

Diagrammadagi har qanday chiziq zarra va uning holatiga mos ravishda to'g'ri keladi. Feynman taklifiga binoan diagramma chapdan - o'nga yoki pastdan yuqoriga qarab o'zgartirilib boriladi.

Tushunarli bo'lishligi uchun chiziq yoniga zarraning belgisi ham qo'shib yoziladi. CHap va o'ng tomondan chiziqlarni boshi va oxiri zarra xayoti mavjud ekanligini ko'rsatadi.



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 xaqlidir, lekin asosiy jarayonni tushunish uchun virtual fotonni yutulishi va nurlanishini hisobga olish zarur. Ya'ni, tugunni diagramma uchi deb ham ataladi. Doira bilan murakkab jarayon belgilanadi. Ushbu holda jarayon borishi uchun aloxida 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 jarayon begilanadi.

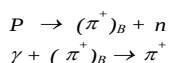
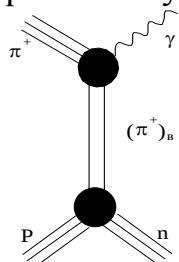
Agar elektron chizig'ining bo'sh uchi bo'lmasa, bunday chiziqlar ichki chiziqlar deb ataladi va ko'pincha virtual zarralarga mos keladi. Diagramma tuzish yo'llari bilan tanishib chiqamiz. Misol uchun protonlarda zaryadlangan pionlarni fototug'ulish yo'li bilan paydo bo'lishini olamiz. Bu jarayonni ehtimolligi bor deb xisoblab, virtual fotonni yutilishi va virtual nuklondan pionni paydo bulishi bilan izohlash mumkin.

Fototug'ulishning mexanizmi quyidagicha: oldin nuklon virtual pionni chiqaradi keyin esa virtual pion fotonni yutib oladi

SHunday qilib, Feynman diagrammalari orqali bo'lib o'tayotgan jarayonnlarni kuzatibgina qolmasdan, balki oraliqda sodir bo'layotgan fizik jarayonlarni ham, jarayonlarni bir-biriga bog'lanishlarini ham juda sodda yo'l bilan kuzatish mumkin. SHuni takidlash lozimki, Feynman diagrammasidagi tugunlarda barcha saqlanish qonunlari o'z kuchini yo'qotmaydi: zaryadni saqlanish qonuni, izospin, juftlik va ajiblik son qiymatlari va h.k.

3. Yadro massasi va bog'lanish energiyasi

Turli kimyoviy elementlar izotoplarining massalari mass-spektrometr deb ataluvchi qurilmalar yordamida etarlicha aniqlik bilan o'lchanadi. Mass-spektrometrlarning tuzilishi



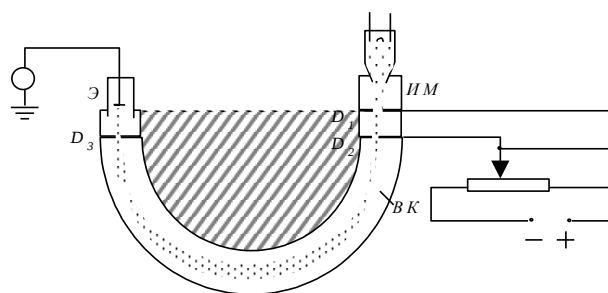
11.2-rasmda tasvirlangan. Ion manbaida (IM) jism atomlari musbat zaryadlangan ionlarga aylantiriladi. So'ngra D1 va D2 tirqishli to'siqlar oralig'ida q zaryadli ionlar qU energiyagacha tezlatiladi, ya'ni vakuum kameraga (VK) kirayotgan ionlar uchun

$$\frac{mV^2}{2} = qU \quad (11.2)$$

munosabat o'rinli bo'ladi. Bunda m - ionning massasi, V - uning tezligi. Vakuum kamerada ionlarga perpendikulyar yo'nalishdagi bir jinsli magnit maydon taosir etadi. Bu maydon taosirida ion aylanma tarektoriya bo'yicha harakatlanadi. R radiusli aylana bo'ylab harakatlanayotgan ionga taosir etuvchi markazdan qochma kuch induktsiyasi V bo'lgan magnit maydon tomonidan taosir etuvchi Lorents kuchiga teng, ya'ni

$$\frac{mV^2}{R} = qVB \quad (11.3)$$

(11.2) va (11.3) tenglamalarni birga echsak, ifodani hosil qilamiz. Demak, m massa va q zaryad bilan xarakterlanuvchi ionning induktsiyasi V bo'lgan bir jinsli maydondagi aylanma traektoriyasining radiusi U tezlatuvchi potentsial bilan aniqlanadi. Shuning uchun tezlatuvchi potentsialni asta-sekin o'zgartirib, ion orbitasining radiusini kamera radusiga moslashtirish mumkin. Natijada ionlar D3 to'siqdagi tirqishdan o'tib E elektrometr tushadi, bu esa o'z navbatida elektrometr tokining qiymatini keskin oshishiga sabab bo'ladi. (11.4) ifodadan foydalanib ion massasi aniqlanadi. Yadro massasi haqida axborot olish uchun ion massasidan uning



11.2-rasm

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, Ne4 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, Ne4 yadrosining massasi uning tarkibidagi nuklonlarning umumiy massasidan $\Delta m = (2m_p + 2m_n) - m_{\text{Ne4}} = (4,031882 - 4,001523) \text{ m.a.b.} = 0,030359 \text{ m.a.b.}$ qadar kichik.

Biz quyidagi muammoga duch kelamiz:

Bu muammoni qanday tushunmoq kerakq Mazkur muammoni echish uchun nisbiylik nazariyasining asosiy xulosalaridan biri bo'lgan energiya va massaning ekvivalentligi haqidagi printsiptga murojaat qilamiz. Bu printsiptning ta'kidlashicha, agar sistema biror ΔW energiya yo'qotsa yoki qo'shib olsa, uning massasi

$$\Delta m = \frac{\Delta W}{c^2} \quad (11.5)$$

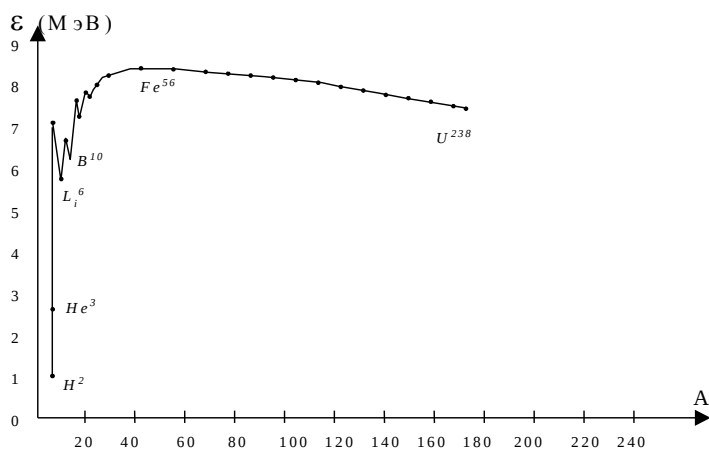
qadar kamayadi yoki ortadi. Shu printsiptga asoslanib yuqoridagi misolni muhokama qilaylik. Ikki proton va ikki neytrondan iborat sistema mavjud. Nuklonlar bir-biri bilan taosirlashmaydigan darajadagi uzoqlikda joylashgan (ya'ni izolyatsiyalashgan) xayoliy holni sistemaning bir holati desak, to'rtala nuklon yadro bo'lib bog'langan real holni sistemaning ikkinchi holati deb hisoblash lozim. Sistemaning bu ikki holatdagi massalarining o'zgarishi Δm ga teng bo'lyapti.

Demak, (11.5) munosabatga asosan, nuklonlar bir-biri bilan bog'langanda (yadro tarzida) ularning energiyasi

$$\Delta W = \Delta m \cdot c^2$$

ga o'zgaradi. Boshqacha aytganda, Δm - nuklonlarning bog'lanish energiyasini fodalovchi kattalik.

Umuman, fizikada (kimyoda ham) bog'lanish energiyasi deganda shu bog'lanishni butunlay buzish uchun bajarilishi lozim bo'ladigan ish tushuniladi. Xususan, yadrodag i nuklonlarning bog'lanish energiyasi - yadroni tashkil etuvchi nuklonlarga butunlay ajratish uchun sarflanadigan energiyadir. Uning qiymati



11.3-rasm

quyidagicha aniqlanadi:

$$W_b = (Zm_p + Nm_n - m_{\text{ya}})c^2. \quad (11.6)$$

Yadro bog'lanish energiyasining nuklonlar soniga nisbati, ya'ni

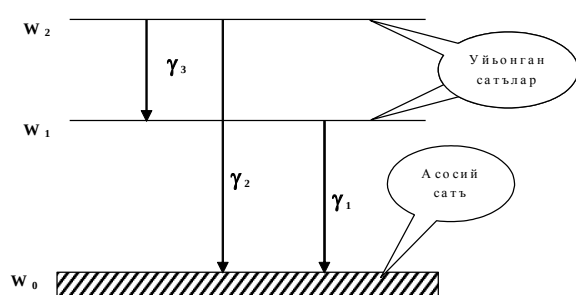
$$\varepsilon = \frac{W_b}{A} \quad (11.7)$$

kattalik yadrodag i nuklon bog'lanishining o'rtacha energiyasi deb ataladi. ε 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.

ε ning turli yadrolar uchun qiymatlari 11.3-rasmda tasvirlangan. Abstsissa o'qi bo'ylab yadrolarning massa soni A joylashtirilgan.

Rasmdan ko'rinishicha, $A = 50 \div 60$ da ε ning qiymati maksimumga ($\sim 8,8 \text{ MeV}$) erishadi. Eng kichik qiymat esa N_2 misolida ($\sim 1 \text{ MeV}$) kuzatiladi. Massa soni 3 ga teng bo'lgan N_3 va Ne_3 yadrolari uchun $\varepsilon \approx 2,5 \text{ MeV}$. Lekin Ne_4 yadrosida ε ning qiymati 7 MeV ga etadi. SHuning uchun ham Ne_4 juda mustahkam yadro sifatida namoyon bo'ladi. Umuman, Mendelev 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 ε ning qiymati kamayib boradi. Masalan, uran uchun ε ning qiymati 7,6 MeV ga teng.

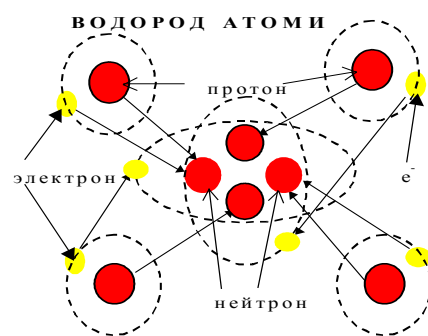
ε ning A ga bog'liqlik grafigidagi $40 < A < 120$ sohani deyarli gorizontall bo'lishini yadroviy kuchlarning to'yinish xususiyati bilan tushuntiriladi, ya'ni yarodagi har bir nuklon qolgan barcha nuklonlar bilan emas, balki faqat o'zining atrofidagi nuklonlar bilan



1.4-rasm

yadroviy kuchlar vositasida taosirlashadi. $A < 40$ sohada esa yadrolardagi nuklonlar soni unchalik ko'p emas. SHuning uchun har bir nuklon yadrodagi barcha nuklonlar bilan taosirlashadi. Bu esa o'z navbatida ε ning qiymatini yadrodagi nuklonlar soniga deyarli proporsional o'zgarishiga sabab bo'ladi. Grafikning og'ir yadrolariga mos sohada pasayishini yadrodagi protonlar orasidagi Kulon itarishish 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 ε ning qiymatini kamayishiga olib keladi. Z ta proton va N ta neytrondan tashkil topgan yadro bog'lanish energiyasining qiymatlari bir necha xil 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. 11.4-rasmda yadroning asosiy va uyg'ongan energetik sathlari tasvirlangan. Yadro bir uyg'ongan holatdan quyiroq uyg'ongan holatga yoki asosiy holatga o'tganda elektromagnit nurlanish chiqaradi. Bu nurlanish gamma-kvant yoki gamma-nur (γ) deb ataladi. Chiqariladigan γ -nurlarning energiyasi yadroning boshlang'ich va oxirgi holatlarini xarakterlovchi energetik sathlar farqiga teng.



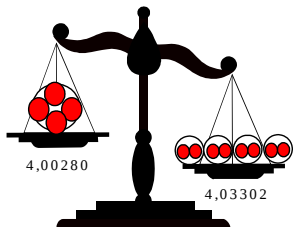
Masalan, 11.4-rasmda tasvirlangan γ_1 -kvant energiyasi $W_1 - W_0$ ga, γ_2 - kvant energiyasi esa $W_2 - W_0$ ga teng. Lekin yuqoriroq sathdan quyiroq sathga o'tishlarning barchasi ham amalga oshavermaydi. Umuman, o'tishlar intensivligi (ya'ni ehtimolligi) sathlarning kvant xarakteristikalariga bog'liq. O'tishlar intensivligining tafsiloti ancha murakkab bo'lib, ular ustida to'xtalmaymiz.

4. Radioaktiv emirilish.

Radioaktivlikni tushunish va u xaqida tasavvurga ega bo'lish uchun geliy atomini – vodorod atomini biriktirish natijasida hosil qilish yo'li bilan ko'rib chiqamiz. Bizga ma'lumki vodorod atomi bitta planetar elektron va yadroga proton va neytronlardan tashkil topgan. Geliy atomida esa, ikkita planetar elektron va uning yadrosida ikkita proton, ikkita neytronlar mavjuddir. Hulas kalam, geliy atomi to'rtta vodorod atomiga ekvivalentdir yoki to'rt atom birliklariga egadir.

Yuqorida qilingan hisob-kitoblari shuni ko'rsatadiki, geliy yadrosi paydo bo'lish jarayonida 0,030359 m.a.b. massa energiyaga aylanadi. Shu tarzda Quyosh o'z energiyasini qaydan olayotganini tushinish mumkin bo'ladi.

1896 yilda frantsuz olimi Bekkerel uran elementidan fotografiya plastinkasiga taosir etuvchi noma'lum nurlar chiqishini aniqladi. Keyinchalik bunday nurlarni boshqa elementlar (toriy, radiy, poloniy) ham chiqarishi Per 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 taosiri kabi qator xossalari tekshirish keng avj oldi. Jumladan, bu nurlar magnit maydon taosirida, 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 zaryadga ega bo'lishi kerak. Uchinchi nurlarning xususiyati rentgen nurlariga o'xshab ketadi, chunki rentgen nurlariga ham magnit maydon taosir qilmas edi. Radioaktivlikni har tomonlama tekshirish natijasida musbat elektr zaryadga ega bo'lgan radioaktiv nurlar α - zarralar ekanligi aniqlandi. α - zarralar – o'z elektronlarini yo'qotgan geliy atomlaridir. Manfiy zaryadga ega bo'lgan zarralar elektronlar oqimi ekan, ular β - zarralar deb nom oldi. Magnit maydon taosiriga uchramagan nurlar chastotasi yuqori bo'lgan γ - nurlardir.

α – zarralar faqat atom yadrosi tarkibi o'zgarishi tufayli chiqishi mumkin. SHuningdek, β - nurlarning chiqishi ham element xususiyatining o'zgarishi, uning boshqa elementga aylanishi bilan bog'langan. γ - nurlarning manbai ham yadroga 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 emirilish 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.

$$N = N_0 e^{-\frac{t}{T}} \quad (11.8)$$

Bunda T – yarim emirilish davri.

Radioaktiv yadrolarning vaqt mobaynida kamayishi

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (11.9)$$

formula yordamida ifodalanishi ham mumkin. Bunda λ - emirilish doimiysi bo'lib, u vaqt birligi ichida umumiy yadrolarning qancha qismi emirilishini ko'rsatadi. Emirilish doimiysi λ bilan yarim emirilish davri T o'rtasida quyidagi bog'lanish mavjud:

$$T = \frac{0,693}{\lambda} \quad (11.10)$$

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 α -zarralar va boshqa engil 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 sunoiy turlariga bo'linadi.

Tabiiy radioaktivlik deb, tabiatda uchraydigan turg'un bo'lmagan izotoplardagi nurlanishlarga aytiladi. Sunoiy radioaktivlik deb esa, yadro reaksiyalari paytida tashkil topgan izotoplardagi nurlanishlarga aytiladi.

Quyidagi jadvalda radioaktivlikning asosiy usullari keltirilgan. 11.1-jadvaldan ko'rinib turibdiki, sochilish usullari o'ziga xos imkoniyatlariga ega.

11.1-jadval.

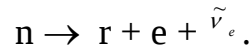
Radioaktivlik turlari	Yadro zaryadi o'zgarishi	A sonini o'zgarishi	jarayon xarakteri
Alfa-emirilish	$Z - 2$	$A - 4$	α – zarrani chiqishi – ikki proton va ikki neytron sistemasi, ularni o'zaro birikishi
Beta- emirilish	$Z \pm 1$	A	Neytron (1_0n) va protonni (1_1p) yadroda o'zaro o'zgarishi
β^- emirilish	$Z + 1$	A	${}^1_0n \rightarrow {}^1_1p + ({}^0_{-1}e + {}^0_0\bar{\nu}_e)$
β^+ emirilish	$Z - 1$	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 ${}^0_0\bar{\nu}_e$ - elektronli neytrino va antineytrono.
(L yoki K – tutish)			Qavs ichida yadrodan uchib chiqayotgan zarralar keltirilgan.
Spontan bo'linish	$Z - 1/2Z$	$A -$	Yadro, massasi va zaryadi taxminan teng bo'lgan ikkita qismga bo'linishi.

Barcha radioaktivlik turlari qattiq, qisqa to'liqinli elektromagnit gamma-nurlanish orqali sodir etiladi. Gamma-nurlanish radiaktiv o'zgarishni tashkil etuvchi va energiyani kamayish sabachilaridan biri. Radioaktiv emirilishni sodir etayotgan yadro «ONA» yadro

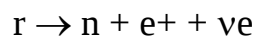
deb, hosil bo'lgan yadro esa «BOLA» yadro deb ataladi. Bu jarayon o'tayotgan vaqtda foton paydo bo'ladi.

Radioaktiv izotopning yarim emirilish davri T shunday vaqt intervaliki, bu vaqt ichida mavjud radioaktiv yadrolarning yarmi emiriladi. Bu kattalik o'zgarishi juda katta bo'lib, 10 18 yildan 10 –10 sekundan ham kichik bo'lishi mumkin.

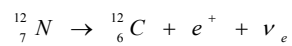
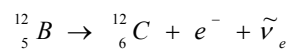
Elektron e^- yoki pozitron e^+ orqali yadroni emirilishi β^- emirilish deb ataladi (elektronli – β^- – emirilish, pozitronli – β^+ – emirilish). β^- emirilishning uch turi mavjud: β^- - emirilish, β^+ - emirilish, elektron yutish. Elektronli β^- – emirilish deb yadroning neytronlaridan birini proton, elektron va antineytrinoga parchalanishiga aytiladi.



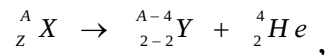
pozitronli β^+ – emirilish esa, quyidagi sxema bo'yicha boradi



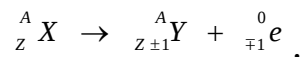
Masalan:



α – emirilish uchun siljish qoidasi:



β – emirilish uchun siljish qoidasi:



5. Myossbauer effekti.

Yadro uyg'otilgan W_1 holatdan asosiy W_0 ga o'tganda energiyasi

$$h\nu = W_1 - W_0$$

bo'lgan γ – kvant chiqaradi. Agar yadro xuddi shu energiyali γ – kvantni yutsa u asosiy holatdan W_1 energiyali o'yg'ongan holatga o'tadi. γ – nurlanishning bunday yutilishi rezonans yutilish deyiladi.

Endi, yadro γ – kvant chiqarayotgan vaqtda sodir bo'ladigan quyidagi hodisaga eotibor beraylik. Yadro va γ - kvant bitta sistemani tashkil etadi. Buni miltiq va undan chiqib ketayotgan o'qdan iborat sistemaga o'xshatish mumkin. SHuning uchun chiqarilgan γ – kvantning impulsiga miqdoran teng, lekin teskari yo'nalishdagi impulsqa 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 $W_1 = 129 \text{ keV}$ faqat γ – kvant energiyasi tarzida nurlantirilmaydi. Aksincha, mazkur energiya γ – kvant massalariga teskari proporsional ravishda sodir bo'ladi. Unchalik murakkab bo'lmagan hisoblar muhokama qilinayotgan misolda yadro «tepki» tufayli $T_{ya} \approx 0,05 \text{ eV}$ kinetik energiyaga erishishini ko'rsatadi. Bu unchalik katta energiya emas, lekin nurlanish chizig'ining tabiiy kengligidan $\approx 10^4$ marta katta. Demak, chiqarilayotgan γ - nurlanishning energiyasi yadroning o'yg'onish energiyasidan T_{ya} qadar kichik, ya'ni $W_\gamma = W_1 - T_{ya}$. Bu γ – kvant nishonga tushganda energiyaning T_{ya} ga teng qismi nishon yadrosiga impuls berishga sarflanadi. Natijada nishon yadrosini uyg'otish uchun qolgan energiyaning qiymati $W_1 - 2T_{ya}$ ga teng bo'ladi. Bu esa W_1 energiya bilan xarakterlanuvchi holatni o'yg'otishga etarli emas. SHuning uchun oddiy tajribada γ – nurlanishining rezonans yutilishi kuzatilmaydi.

1958 yilda yosh fizik R.Myossbauer (u 29 yoshda edi) bayon etilgan muammoni hal qilish yo'lini ishlab chiqdi. γ – 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, holos. Bunday kristall tarkibidagi biror yadro γ – 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 γ – kvant chiqarilish jarayonida kristallga «tepki» sifatida beriladigan energiyani amalda nolga teng deb hisoblash mumkin. SHuning uchun bunday «muzlatilgan» kristall tarkibidagi yadrolar chiqarayotgan γ – nurlanishlarni deyarli monoxromatik deb hisoblasa bo'ladi. Deyarli so'zini ishlatishimizning sababi shundaki, bu nurlanishning energetik tarqoqligi mavjud. Lekin bu tarqoqlik γ – nurlanish chiqarish chizig'ining tabiiy kengligidan ortmaydi. U nihoyat kichik $G/W = 4 \cdot 10^{-11}$. Natijada nishonga tushayotgan γ – nurlanish energiyasi yadroni uyg'otishga etarli bo'ladi. Shuning uchun Myossbauer amalga oshirgan tajribalarda γ – nurlanishning rezonans yutilishi kuzatildi va u Myossbauer 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 nimaq 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 emirilish qonunini yozing, emirilish doimiysining fizik manosini aytib bering.
8. Radioaktiv emirilishning qanday turlarini bilasiz?
9. Myossbauer effektining mohiyati nimadan iborat?
10. Myossbauer effektining amaliy qo'llanishi haqida nimalarni bilasiz?

ADABIYOTLAR

1. Savelg'ev I.V. Kus obo'ey fiziki TT 3 M., Nauka. 1998 gg.
2. Detlaf A.A., YAvoskiy B.M. Kus fiziki M.. Visshaya shkola.2000
3. Tofimova T.I. Kus fiziki M.. Visshaya shkola. 2000 g.
4. Sivuxin D.V. Obo'iy kus fiziki. TT 5, M.,Nauka 1990 gg.
5. Matveev A.N. Optika 1985g. Atomnaya fizika 1990g.
6. Axmadjonov O.I. Fizika kursi 3k. T. O'qituvchi. 1989 y
7. Geyzenberg V. «Fizika, CHastg' i tseloe», Moskva. 1999.
http://www.ilt.kharkov.ua/bvi/resources/menu_r.htm.
8. Matveev A.N. «Atomnaya fizika», M.,1989.
http://www.ilt.kharkov.ua/bvi/resources/menu_r.htm.

12-ma'ruza. YADROVIY REAKTSIYALAR

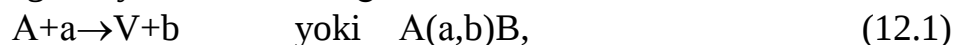
Reja:

1. Yadroviy reaksiyalar va ularning asosiy qonuniyatlari.
2. Yadrolarning bo'linish reaksiyalari.
3. Zanjir reaksiya. Yadroviy reaktor.
4. Termoyadroviy reaksiyalar, yulduzlar energiyasi.
5. Boshqariladigan termoyadro reaksiyalari. Yadroviy energetika istiqbollari.
6. Yadroviy reaksiyalar va ularning asosiy qonuniyatlari.

Tayanch so'zlar va iboralar: yadroviy reaksiyalar, zaryadli zarralar, neytronlar va γ -kvantlar taosiridagi yadroviy reaksiyalar, oraliq yadro, reaksiya energiyasi, effektiv kesim, tez va sekin neytronlar, oir yadrolarning bo'linish reaksiyasi, tomchi modeli, zanjiriy reaksiya, kupayish koeffisienti, kritik massa, yadro reaktori, yadroviy energiya, termoyadro reaksiyalari, vodorod bomba, neytron bomba, Quyosh energiyasi, «Tokomak», yadroviy energetika, yadroviy yoqililar.

1.Yadroviy reaksiyalar va ularning asosiy qonuniyatlari.

Ikki zarra (ikki yadro yoki yadro va zarra) bir-biri bilan 10-15 m lar chamasiga yaqinlashganda yadroviy kuchlarning taosiri tufayli uzaro intensiv taosirlashadi, natijada yadroviy o'zgarishlar vujudga keladi. Bu jarayonni yadroviy reaksiyalar deb ataladi. Yadroviy reaksiyani quyidagicha yozish odat bo'lgan:



bunda A – boshlang'ich yadro, a – reaksiyaga kirishuvchi zarra, b –yadroviy reaksiyada ajralib chiquvchi zarra, V – yadroviy reaksiyada vujudga kelgan yadro, a va b zarralar – neytron, proton, α - zarra, γ - kvant, engil yadrolar yoki boshqa elementar zarralar bo'lishi mumkin.

Birinchi yadroviy reaksiyani 1919 yilda Rezerford amalga oshirgan. Bunda azotni α - zarralar bilan bombardimon qilish natijasida kislorod va proton hosil bo'lgan. Yuqorida bayon etilgan yadroviy reaksiyalarni yozish usuliga asoslanib mazkur reaksiyani



yoki ixchamroq quyidagi



ko'rinishda ifodalash mumkin.

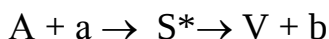
Reaksiyalarning turlari ko'p. Lekin reaksiyaga kirishuvchi zarralarning tabiatiga asoslanib uch sinfga: zaryadli zarralar; neytronlar;

γ - kvantlar taosirida amalga oshadigan reaksiyalarga ajratish mumkin.

Reaksiyalarni amalga oshish mexanizmi buyicha ularni ikki sinfga shartli ravishda ajratsa bo'ladi:

1.Yadroviy reaksiyalarni oraliq yadro orqali amalga oshishi. Bunda reaksiya ikki bosqichda o'tadi. Birinchi bosqichda zarra yadro tomonidan yutiladi. Vujudga kelgan

sistemani oraliq yadro yoki kompaund yadro deb ataladi. Ikkinchi bosqichda esa oraliq yadro emiriladi. Demak, reaksiya



sxema buyicha amalga oshadi. S^* yadroning (bundagi yulduzcha yadroning uyg'ongan holatini ifodalaydi) yashash davomiyligi ancha katta taxminan (10^{-14} dan 10^{-15}) s bo'ladi.

Yadro fizikasida yadroviy vaqt tushunchasidan foydalanish odat bulgan. Yadroviy vaqt deganda energiyasi 1 MeV bo'lgan nuklon ($v \sim 10^7$ m/s ga moc keladi) yadroning diametriga ($\sim 10^{-14}$ m) teng masofani bosib o'tishi uchun ketgan vaqt

$$\tau_{ya} = 10^{-14} \text{ m} / 10^7 \text{ m/s} = 10^{-21} \text{ s}$$

tushuniladi. Demak, oraliq yadroning yashash davomiyligi yadroviy vaqtdan 106 dan 107 martagacha katta.

2. Zarrani yadro bilan bevosita o'zaro taosirlashuvi tufayli amalga oshadigan reaksiyalar. Misol tariqasida deyton (N_2) ni yadro bilan o'zaro taosirlashuvini bayon qilaylik. YAdroga yaqinlashgan deytonning protonini yadro itarib yuboradi (ikkalasining ham zaryadi musbat bo'lganligi uchun). Deytonning neytroni esa yadroga kirishi mumkin. Natijada deyton bo'linib ketadi, yaoni uning neytronini yadro yutadi, protoni esa yadroga kirmasdan o'tib ketadi. Buni baosan, «uzib olish» reaksiyasi deb ham ataladi.

Yadroviy reaksiyalarni tajribalarda o'rganish tufayli reaksiyalarda saqlanish qonunlarining bajarilishi aniqlandi:

1. Yadroviy reaksiyaga kirishuvchi zarralarning umumiy zaryadi reaksiyada vujudga kelgan zarralarning umumiy zaryadiga teng.

Yadroviy reaksiya	Elektr zaryadi	Nuklonlar soni
$N^{14} + \alpha \rightarrow O^{17} + p$	$7+2=8+1$	$14+4=17+1$
$H^2 + H^2 \rightarrow He^4 + n$	$1+1=2+0$	$2+2=3+1$
$Li^7 + p \rightarrow Be^8 + n$	$3+1=4+0$	$7+1=7+1$
$S^{32} + n \rightarrow P^{32} + p$	$13+0=15+1$	$32+1=32+1$
$Be^9 + \gamma \rightarrow 2He^4 + n$	$4+0=2*2+0$	$9+0=2*4+1$

2. Yadroviy reaksiyaga kirishayotgan zarralardagi nuklonlarning tuliq soni reaksiyadan keyin ham saqlanadi, yaoni reaksiyada hosil bo'lgan zarralar nuklonlarining to'liq soniga teng bo'ladi. Bu ikki qonunning bajarilishini quyidagi jadvalda keltirilgan yadroviy reaksiyalar misolida tekshirib ko'rish mumkin.

3. Yadroviy reaksiyalarda massaning saqlanish qonuni (va energiyaning saqlanish qonuni ham) bajariladi. Bu ikki qonunni birgalikda bayon qilmoqchiligimizning sababi massa va energiya o'zaro $E=mc^2$ munosabat bilan bog'langanligidadir. Yadroviy reaksiyani (12.1) belgilanishiga amal qilaylik. U holda yadroviy reaksiyaga kirishayotgan zarralarning tinchlikdagi massalarini mA va ma deb, reaksiyada vujudga kelgan zarralarnikini esa mV va mb deb belgilaymiz. Ularning kinetik energiyalarini mos

ravishda T_A , T_a , T_B , T_b deb belgilaylik. Natijada reaksiyaga kirishayotgan zarralar to'liq energiyalarining yig'indisi reaksiyada vujudga kelgan zarralar to'liq energiyalarining yig'indisiga tengligini quyidagicha ifodalaymiz:

$$m_A s^2 + T_A + m_a s^2 + T_a = m_V s^2 + T_V + m_b s^2 + T_b$$

Mos hadlarni gruppalasak, bu ifoda quyidagi

$$[(m_A + m_a) - (m_B + m_b)]c^2 = (T_V + T_b) - (T_A + T_a).$$

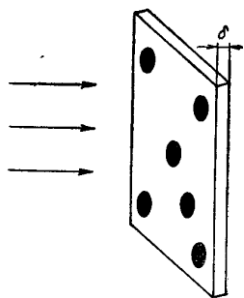
ko'rinishga keladi. Bu tenglikning o'ng tomoni reaksiya natijasida vujudga keladigan energiya o'zgarishini ifodalaydi. Yadroviy reaksiyada ajralib chiqadigan yoki yutiladigan energiyani reaksiya energiyasi deb ataladi va odatda, Q harfi bilan belgilanadi. U holda

$$Q = [(m_A + m_a) - (m_B + m_b)]c^2 = (T_V + T_b) - (T_A + T_a). \quad (12.3)$$

Agar $Q > 0$ bo'lsa, zarralar tinchlikdagi massasining kamayuvi hisobiga zarralar kinetik energiyasining ortishi kuzatiladi. Bu holda ekzoenergetik, reaksiya amalga oshayotgan bo'ladi. Ekzoenergetik reaksiya ($T_A + T_a$) ning har qanday qiymatida ham amalga oshadi. Faqat zarra zaryadli bo'lgan holda uning energiyasi yadro elektr maydonining qarshiligini (odatda, uni Kulon to'sig'i deyiladi) engishga etarli bo'lishi kerak, albatta.

Agar $Q < 0$ bo'lsa, endoenergetik reaksiya sodir buladi. Bunda zarralar kinetik energiyasining kamayuvi hisobiga ularning tinchlikdagi massalari ortadi. Shuning uchun reaksiyaga kirishayotgan zarralar kinetik energiyalari etarlicha katta bo'lishi, yaoni $(T_A + T_a) = |Q| + (T_B + T_b)$ shart bajarilishi kerak.

Endi yadroviy o'zaro taosir ehtimolligini xarakterlash uchun qo'llaniladigan effektiv kesim tushunchasi bilan tanishaylik. Buning uchun quyidagi xayoliy tajriba ustida mulohaza yuritaylik. Nishon sifatida qo'llanilayotgan bir jinsli jism tarkibidagi yadrolar kontsentratsiyasi, yaoni birlik hajmdagi yadrolar soni p bo'lsin. Nishonning qalinligi δ



12.1-rasm

shunday bo'lsinki, (12.1-rasm), undagi yadrolar bir-birini to'smasin. Bu nishonga tushayotgan zarralarning zichligi (yaoni nishonning birlik yuzidan birlik vaqtda o'tadigan zarralar soni) N bo'lsin. Bu zarralarning hammasi ham nishondagi yadrolar bilan to'qnashmaydi, albatta. Chunki to'qnashish sodir bo'lishi uchun zarra nishondan uchib o'tayotganda uning yo'lida yadro mavjud bo'lishi kerak. Agar yadroni radiusi r_{ya} bo'lgan sharcha deb tasavvur qilsak, uning ko'ndalang kesimi $\sigma' = \pi r_{ya}^2$ yuzli doira bo'ladi. Nishonning birlik yuziga mos kelgan hajmdagi yadrolar soni $p \delta$ ga, bu yadrolar kesimlarining umumiy yuzi esa $\sigma' p \delta$ ga teng bo'ladi. Bu yuzning qiymati kanchalik katta bo'lsa, nishonga tushayotgan zarrani yadrodan birortasi bilan to'qnashishining ehtimolligi shunchalik katta bo'ladi. U holda nishondagi yadrolar bilan to'qnashadigan zarralar soni

$$\Delta N = N \sigma' p \delta$$

ifoda bilan aniqlanadi. Agar $N = 1$ (yaoni nishonning birlik yuziga birlik vaqtda bitta zarra tushmoqda) va $p \delta = 1$ (yaoni nishonning birlik yuziga mos keluvchi hajmda bittagina yadro mavjud) bo'lsa, $\Delta N = \sigma'$ bo'lib qoladi. Demak, yuzi bir birlikka teng nishon hajmida bittagina yadro mavjud bo'lgan holda bu nishonga birlik vaqtda bitta zarra tushadigan bo'lsa, uning yadro bilan to'qnashish ehtimolligi miqdoran yadroning ko'ndalang kesim yuziga teng ekan. Lekin zarra yadro bilan to'qnashganda hamma vaqt

ham biz qiziqayotgan yadroviy reaksiya sodir bo'lavermaydi. Umuman, yadroviy reaksiyani sodir bo'lish ehtimolligi zarra va nishonning parametrlariga, ayniqsa, zarraning energiyasiga bog'lik. Bundan tashqari yadroviy reaksiyani qattik zarra bilan sferik shakldagi qattiq yadroning to'qnashishi kabi tasavvur qilish ham haqiqatga unchalik mos kelmaydi. Natijada yadroviy reaksiyani sodir bo'lish ehtimolligi zarrani yadro bilan to'qnashish ehtimolligidan miqdoran farq qiladi. Boshqacha qilib aytganda, biror yadroviy reaksiyani sodir bo'lish ehtimolligi aslida σ' ga emas, balki undan farqlanuvchi σ qiymatga ega bo'ladi. Bu qiymat yadroning ko'ndalang kesimiga emas, balki qandaydir effektiv kesimga mos keladi. Shuning uchun yadroviy reaksiyaning sodir bo'lish ehtimolligini effektiv kesim orqali xarakterlash odat bo'lgan. Effektiv kesim m² larda o'lchanadi.

1932 yilda D.Chedvik α -zarralar taosirida vujudga keladigan «berilliy nurlanishi» massasi proton massasiga yaqin bo'lgan elektroneytral zarralardan iborat, degan fikrni ilgari surdi.

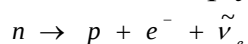
Bu fikrga asoslanib Chedvik mavjud tajriba natijalarini miqdoriy jixatdan ham izohlab berdi. Neytronlar deb nomlangan zarralar shu tarzda kashf etildi. SHunday qilib, neytronlar kuzatilgan birinchi yadroviy reaksiyani



shaklda yozamiz. Bu reaksiyadan hanuzgacha neytronlarning ixchamgina manbai sifatida foydalaniladi. Bunday manbalarni berilliy metalliga α - nurlanish chiqaradigan preparat aralashtirib hosil qilinadi. Masalan, 1g radiyga bir necha gramm berilliy aralashtirilsa, sekundiga taxminan 10^7 neytron chiqaradigan manba hosil bo'ladi. 1 g poloniy aralashtirilgan (Ro - Be) manbadan sekundiga chiqariladigan neytronlar soni $3 \cdot 10^6$ ga etadi. Bu ikkala manba chiqaradigan neytronlar energiyasi keng intervaldagi qiymatlarga ega. Agar monoenergetik neytronlar lozim bo'lsa, boshqa reaksiyalardan foydalaniladi. Masalan, Bi^{214} ning 1,78 MeV energiyali γ -kvantlari ta'sirida



reaksiya tufayli energiyasi ~ 110 keV bo'lgan monoenergetik neytronlar hosil bo'ladi. Erkin holatdagi (yaoni, yadro tarkibiga kirmagan) neytron β -radioaktiv emirilishga moyil. Uning yarim emirilish davri ~ 12 minut. Emirilish quyidagi



sxema bo'yicha sodir bo'ladi.

Neytronlar biror muhitdan o'tayotganda, muhit atom va molekulalarining elektron qobiklari bilan deyarli taosirlashmaydi. Sababi — neytronlarning elektr zaryadga ega emasligidir. Neytronlar faqatgina muhit atomlarining yadrolari bilan taosirlashadi, holos. Bu taosirlashuv neytronning tezligiga (yaoni, energiyasiga) bog'liq. Neytronlarning tezligi bo'yicha shartli ravishda tez va sekin neytronlarga ajratiladi:

1) de-Broyl to'liq uzunliklari ($\lambda = h/mn$) yadro radiusi r dan kichik bulgan neytronlar [bunga (0,1 4 50) MeV energiyalar mos keladi] tez neytronlar deb ataladi;

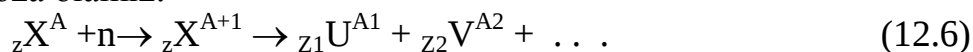
2) neytronlarning de-Broyl to'liq uzunliklari yadro radiusidan katta bo'lgak hollarda (bunga 0,1 MeV dan kichik energiyalar mos keladi) ularni sekin neytronlar deb nomlanadi.

2. Yadrolarning bo'linish reaksiyalari

E. Fermi (Italiya), I. Jolio - Kyuri va P. Savich (Frantsiya), O. Gan va F. SHtrassman (Germaniya), O. Frish va L.Maytner (Avstriya) lar ning tajribalari va nazariy

izlanishlari tufayli neytronlar bilan bombardimon kilingan og'ir yadrolar (masalan, uran) ni ikki qismga bo'linishi aniqlandi. Bundan tashkari neytronlar, elektronlar va γ -nurlanishlarning ham vujudga kelishi kuzatildi. Bu hodisa yadro bo'linishi deb nom oldi. Bo'linish jarayonida vujudga kelgan (Mendelev davriy jadvalining o'rtarog'idagi elementlariga taalluqli) yadrolarni esa bo'linish parchalari deb ataldi.

Bu hodisa ni yadro fizikasiga oid bilimlarimiz asosida talqin qilib ko'raylik. Neytron ${}_0^1\text{X}^A$ yadroga kirgach, uning nuklonlari orasida o'ralashib qoladi. Natijada yangi ${}_Z^AX^{A+1}$ yadro hosil bo'ladi, u esa ikki yadroga, ya'ni ${}_{Z_1}U^{A_1}$ va ${}_{Z_2}V^{A_2}$ yadrolarga bo'linadi. Bo'linish natijasida vujudga kelishi mumkin bo'lgan boshqa zarralar bilan qiziqmasak, mazkur reaksiyani quyidagicha yoza olamiz:



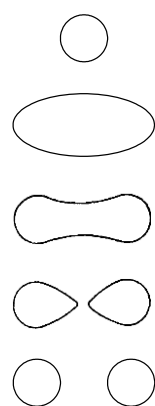
X yadroni U va V yadrolarga ajralish imkoniyati energetik nuqtai nazardan

$$Q = (\varepsilon_1 A_1 + \varepsilon_2 A_2) - \varepsilon A \quad (12.7)$$

ifodaning ishorasiga bog'liq. (12.7) da ε_1 , ε_2 , ε lar mos ravishda bo'linish parchalari - U va V hamda X yadrolardagi bitta nuklonga to'g'ri keluvchi bog'lanish energiyalarining qiymatlari. Davriy jadvalning o'rta qismidagi elementlar yadrolari uchun nuklonning yadroga bog'lanish energiyasi (ya'ni, ε_1 va ε_2 lar) ning qiymatlari jadval oxiridagi og'ir yadrolarniki (ya'ni ε) ga nisbatan $\sim 0,8$ MeV katta. Shuning uchun Q ning ishorasi musbat bo'ladi. Bundan tashqari X yadroning nuklonlari U va V yadrolar orasida taqsimlanganligi uchun

$$Z_1 + Z_2 = Z \quad \text{va} \quad A_1 + A_2 = A + 1 \approx A \quad (12.8)$$

deb xisoblash mumkin. Natijada og'ir yadro (masalan, U235) ikki o'rtacharoq yadroga ajralganda $Q \approx A \cdot 0,8$ MeV energiya ajralishi lozim, degan xulosaga kelimiz. Qizig'i



12.2-rasm

- a). shundaki, (12.7) ifoda asosida xisoblashlar massa soni 100 dan katta bo'lgan barcha yadrolar uchun Q ning ishorasi musbat ekanligini ko'rsatdi. Demak, nazariy jihatdan $A > 100$ bo'lgan yadrolar o'z-o'zidan, ya'ni spontan bo'linishi mumkin. U holda nima uchun spontan bo'linish faqat og'ir yadrolarda kuzatiladiq U xolda quyidagi muammoga duch kelamiz:

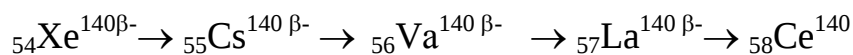
- Xaqiqatan, spontan ravishda og'ir yadroni ikki o'rtacharoq yadroga ajralishi elementlar davriy jadvalining oxiridagi ba'zi yadrolarda sobiq sovet fiziklari G. N. Flerov va K. A. Petrjaklar tomonidan kuzatildi. Lekin spontan bo'linishning tajribada aniqlangan ehtimolligi juda kichik, ya'ni yarim emirilish davri nihoyat katta.

Masalan, uran uchun $0,8 \cdot 10^{13}$ yilga teng. Demak, yukoridagi savolni quyidagicha ifodalasa ham bo'ladi: nima uchun ikkiga ajralishga nisbatan $Q > 0$ bo'lgan yadrolarning bo'linishini amalga oshirish uchun tashqaridan biror taosir berilishi kerakq Bu savolga javob berish uchun yadroning tomchi modelidan foydalaniladi. Mazkur modelda atom yadrosi suyuqlik tomchisiga o'xshatiladi. SHuning uchun yadroning bo'linish jarayonini bayon qilishdan oldin suyuqlik tomchisi ustidagi muloxazalarga to'xtab o'taylik. Agar sharsimon suyuqlik tomchisni astagina turtsak, u deformatsiyalanib, «nafas olayotgandek» tebranadi. Bunda tomchining shakli sharsimondan ellipsoidsimonga, undan yana sharsimonga o'tadi. Shu tarzda ma'lum vaqt

tebrangach, tomchi yana sharsimon shaklini oladi, chunki bu shakl tomchi uchun asosiydir. Agar tomchiga berilgan turtki echarlicha katta bo'lsa, tomchi tebranish jarayonida elastik deformatsiyaning kritik nuqtasidan o'tib ketadi. Natijada tomchining boshlanrich sferasimon shaklga qaytish imkoniyati yo'qoladi. Shuning uchun tomchi bir necha bosqichlardan (12.2-rasm) o'tib, ikkiga ajraladi. Yadroning bo'linishi ham tomchinikiga o'xshash bo'ladi. Neytron yadro ichiga kirib nuklonlarga aralashib ketadi va yadroviy kuchlar tufayli yadro bilan bog'lanib qoladi. Bunda neytron yadrodagi nuklonlar «kollektivi»ga o'zining kinetik va bog'lanish energiyalarining yig'indisiga teng miqdordagi energiya beradi. Yadroga berilgan bu energiya suyuqlik tomchisini deformatiyalash jarayonida berilgan energiyaga o'xshaydi. Neytron olib kirgan energiya taosirida yadro bo'linadigan darajada deformatsiyalanmasa, bir qator tebranishlardan so'ng yadro boshlang'ich holatga qaytadi. Tebranish energiyasi esa γ -kvant tarzida nurlantiriladi. Agar neytronning energiyasi yadroga 12.2-v rasmda tasvirlangandek gantelsimon shaklni berishga etarli bo'lsa, endi yadro sferasimon shaklini tiklay olmaydi. Haqiqatan, gantelsimon shaklga kelgan yadroning chekkalarida joylashgan protonlarning o'zaro itarishish kuchlarini yadroviy kuchlar muvozanatlashtirmaydi, chunki yadroviy kuchlar faqat qisqa masofalardagina tortishuv xarakteriga ega. Natijada gantelsimon shakldagi yadro ikki yadroga – bo'linish parchalariga ajraladi. Yadroning bo'linishi uchun etarli darajada deformatsiyalay oladigan energiyaning kiymati bo'linishning kritik energiyasi W_{kr} (yoki aktivlash energiyasi) deb ataladi. Yadro bo'linish hodisasining nazariyasini 1939 yilda N. Bor, J. Uiller va Rossiyalik fizik Ya. I. Frenkel yaratdi. SHu nazariyaga asoslangan yadroning bo'linish mexanizmini soddalashtirilgan tarzda yuqorida bayon qildik. Endi, yadroning bo'linish jarayonini o'rganishda quyidagi muammoga duch kelamiz.

Bu muammoni echish uchun yadrolar tuzilishidagi quyidagi qonuniyatga eotibor beraylik. Elementlar davriy jadvalidagi turli stabil (yaoni, barqaror) yadrolardagi neytronlar soni N ning protonlar soni Z ga nisbati entil yadrolar uchun taxminan 1 ga teng bo'lsa, og'ir yadrolar soxasiga siljiganimiz sari bu nisbatning qiymati kattalashib boradi. Masalan, O^{13} , Ag^{108} , Va^{137} , U^{238} yadrolari uchun N/Z ning qiymatlari mos ravishda 1,0; 1,3; 1,46; 1,6 larga teng, Demak, og'ir yadro (masalan, uran) bo'linishi tufayli hosil bo'lgan bo'linish parchalarida ham neytronlar protonlardan anchagina ko'p bo'ladi (chunki $N/Z = 1,6$ edi). Bundan tashqari bo'linish parchalari yangigina vujudga kelgan vaqtda nihoyat darajada deformatsiyalangan bo'ladi. Bunday deformatsiyalarga ega bo'lgan yadrolarni o'ta uyg'ongan yadrolar deb ataladi. O'ta uyg'ongan yadroning potentsial energiyasi juda katta. Shuning uchun o'ta uyg'ongan yadro (bo'linish parchasi) «silkinib» o'zidan bir-ikkita neytron chiqarib yuboradi. Neytron chiqarish bo'linish vaqti boshlangandan so'ng 10-14 s lar chamasi vaqt ichida sodir bo'ladi. SHu sababli mazkur neytronlar oniy neytronlar deb ataladi. Oniy neytronlar chiqarilgandan keyin ham bo'linish parchalarning tarkibida ortiqcha neytronlar mavjud bo'ladi. SHuning uchun bo'linish parchalari β - emirilishga moyil bo'ladi, ya'ni elektron va antineytron chiqarib neytron protonga aylanadi. Natijada parcha-yadroning zaryadi 1 ga ortadi, neytronlarning soni esa 1ga kamayadi. Lekin bu yadroda ham neytronlar ortiqcha bo'lishi mumkin. U holda bu yadroda yana β - emirilish sodir bo'ladi. Faqat oxirgi yadrodagi N/Z nisbat barqarorlik (stabillik) shartiga javob beradigan shartni qanoatlantirgandagina β - emirilishlar zanjiri to'xtaydi. Masalan, uranning bo'linishi tufayli hosil bo'lgan bo'linish parchalaridan biri —

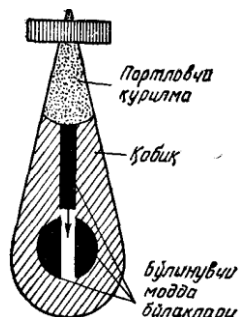
Xe^{140} ning β - emirilish zanjiri quyidagicha:



Yuqorida Xe^{140} yadrosini uran yadrosining bo'linishi tufayli vujudga keladigan parchalardan biri deb atadik. Bunday deyishimizning sababi shundaki, uranning 60 ga yaqin bo'linishi kuzatiladi. Ular ichida bo'linish parchalarining massa sonlari nisbati A_1/A_2 ning $2/3$ ga yaqin bo'lganlari esa katta ehtimollik bilan amalga oshadi.

3. Zanjir reaksiya. Yadroviy reaktor

U^{230} yadrosi bo'linishi tufayli ajraladigan energiyaning taxminan $82\div 84\%$ i bo'linish parchalarining energiyasi tarzida, qolgan qismi esa neytronlar ($2\div 3\%$), γ -nurlanish ($5\div 6\%$), elektronlar ($3\div 4\%$) va neytrinolar ($5\text{—}6\%$) ning energiyasi sifatida namoyon bo'ladi. Har bir yadro bo'linganda, taxminan 200 MeV energiya ajraladi. Solishtirish maqsadida oddiy ximiyaviy reaksiyalarda (masalan, yonish protsessida) ajraladigan energiyaning har bir atomga to'g'ri keladigan ulushi atigi bir necha eV ekanligini eslaylik. Demak, yadro bo'linishida ximiyaviy reaksiyadagidan millionlab marta ko'p energiya ajraladi. Shuning uchun og'ir yadrolarning bo'linish hodisasi kashf qilinishi bilanoq, bu reaksiyada ajraladigan energiyadan foydalanish yo'llari izlana boshlandi. Bo'linish energiyasidan foydalanish imkoniyati amalga oshishi uchun shunday sharoit yaratish lozimki, bu sharoitda reaksiya bir boshlangandan so'ng o'z-o'zidan davom eta bo'lsin, ya'ni reaksiya zanjir xarakterga ega bo'lsin. Bunday reaksiyani amalga oshirishga og'ir yadroning bo'linishida vujudga keladigan 2-3 dona neytron yordam beradi. Masalan, birinchi yadro bulinganda ajralib chiqqan 2-3 neytronning har biri o'z navbatida yangi yadrolarning bo'linishiga sababchi bo'ladi. Natijada 6 - 9 yangi neytronlar

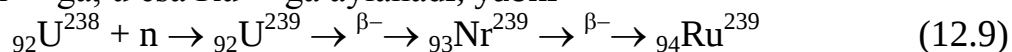


vujudga keladi. Bu neytronlar yana boshqa yadrolarni bo'linishiga imkoniyat yaratadi va xokazo. Shu tariqa bo'linayotgan yadrolar va buning natijasida vujudga keladigan neytronlar soni nixoyatda tez ortib boradi. Bayon etilgan tarzda rivojlanadigan protsess - zanjir reaksiyadir. Xisoblarning ko'rsatishicha, birinchi yadro bo'lingandan keyin $7,5 \cdot 10^{-7}$ s vaqt o'tgach $10^{24} \div 10^{25}$ yadro (shuncha yadro taxminan 1 kg uran tarkibida bo'ladi) reaksiyada qatnashgan bo'ladi. Reaksiyani bunday o'ta shiddatli tusda o'tishi – portlash demakdir.

12.3-rasm Lekin bu mulohazalarda barcha neytronlar yangi yadrolarning bo'linishiga sabab bo'ladi, degan farazdan foydalanildi. Aslida neytronlar boshqa yadrolar tomonidan yutilishi, lekin bu yadro bo'linmasligi mumkin. Yoxud neytronlar bo'linuvchi yadrolar bilan to'qnashmasdan reaksiya sodir bo'ladigan hajm (ya'ni aktiv zona) dan chiqib ketishi mumkin. Natijada zanjir reaksiya rivojlanmaydi. Demak, zanjir reaksiya rivojlanishi uchun yadroning bo'linishi tufayli hosil bo'lgan neytronlarning o'rta hisobda bittadan ortig'i yangi bo'linishni vujudga keltirishi shart.

Umuman, zanjir reaksiyaning rivojlanish tezligi kupayish ko'effitsienti K_k ning qiymati bilan xarakterlanadi. Ko'payish ko'effitsienti – biror avlod bo'linishlarida vujudga kelgan neytronlar sonini undan oldingi avlod bo'linishlarda hosil bo'lgan neytronlar soniga nisbatidir. Agar $K_k > 1$ bo'lsa zanjir reaksiya rivojlanadi. $K_k < 1$ da reaksiya so'nadi. $K_k = 1$ bo'lganda reaksiya bir meoyorda davom etadi. Shuning uchun ko'payish ko'effitsientining qiymatiga taosir etuvchi faktorlarni o'zgartirish yo'li bilan zanjir reaksiya tezligini boshqarish mumkin. Zanjir reaksiyalarda uran yoki plutoniyning izotoplaridan

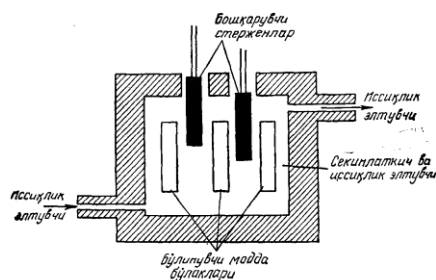
foydalaniladi. Masalan, tabiiy uran tarkibida 99,282% U^{238} izotop, 0,712% U^{235} izotop va 0,006% U^{234} izotop bor. Tez neytronlar taosirida bu izotoplarning barchasi bo'linadi, sekin neytronlar esa faqat U^{235} izotopning bo'linishiga sabab bo'la oladi. Energiyasi 1 MeV dan kichik neytronlar U^{238} yadrosi tomonidan tutiladi va U^{239} hosil bo'ladi. Lekin U^{239} izotop β^- – emirilish natijasida Nr^{239} ga, u esa Ru^{239} ga aylanadi, ya'ni



Ru^{239} ham, xuddi U^{235} kabi sekin neytronlar taosirida bo'linadi. Bundan tashqari U^{235} va Ru^{239} yadrolarning bo'linishida hosil bo'ladigan neytronlar sonining o'rtacha qiymatlari (ν) mos ravishda 2,46 va 2,90 ga teng. Demak, U^{235} yoki Ru^{239} yadrolaridan foydalanib zanjir reaksiyani amalga oshirish uchun imkoniyatlar mavjud. Faqat neytronlarni reaksiyada qatnashmay aktiv zonadan chiqib ketishini kamaytirish lozim. O'z-o'zidan ravshanki, aktiv zonaning hajmi (bo'linuvchi moddaning massasi shu hajmga proporsional) kanchalik kichik bo'lsa, undan chiqib ketadigan neytronlar soni shunchalik ko'p bo'ladi. Shuning uchun aktiv zona hajmini kattalashtirib borilsa, uning biror qiymatida zanjir reaksiyani amalga oshishi uchun etarli sharoit yaratilgan bo'ladi. Bunday hajmdagi bo'linuvchi moddaning massasini kritik massa (m_{kr}) deb ataladi. Masalan, sof U^{235} dan tashkil topgan bo'linuvchi modda uchun $m_{kr} \sim 9$ kg.

Shunday qilib, bo'linuvchi modda massasining qiymati $m < m_{kr}$ bo'lgan holda neytronlarning ko'payish koeffitsienti $K_{eff} < 1$ bo'ladi, Shuning uchun zanjir reaksiya amalga oshmaydi. Aksincha, $t > t_{kr}$ shart bajarilganda $K_{eff} > 1$ bo'ladi (lekin $K_{eff} \leq \nu$), natijada zanjir reaksiya rivojlanadi. Zanjir reaksiya boshkarilmaydigan tarzda amalga oshishi atom bombaning portlash jarayonida sodir bo'ladi. Atom bombaning tuzilishi sxematik tarzda 12.3-rasmda tasvirlangan. Unda bo'linuvchi modda ikki yoki kuproq bo'laklar tarzida tayyorlanadi. Bu bo'laklarning umumiy massasi kritik massadan katta, lekin har bo'lakning massasi kritik massadan kichik. Shuning uchun har bir bo'lakning o'zida bo'linish zanjir reaksiyasi rivojlanmaydi. Bombaga joylashtirilgan oddiy portlovchi qurilma portlaganida mazkur bo'laklar qo'shilib, zanjir reaksiyani amalga oshishiga sharoit yaratiladi. Bo'linish reaksiyasini boshlab berish uchun kerak bo'ladigan birinchi neytronlar esa bo'linuvchi modda ichida doimo «adashib» yurgan bo'ladi. Masalan, massasi 1 kg bo'lgan uranda spontan bo'linish tufayli sekunda taxminan 20 neytron vujudga keladi. Bundan tashqari kosmik nurlar taosirida ham doimo turli zarralar qatori neytronlar ham vujudga kelib turadi. Atom Bomba portlaganda juda qisqa vaqt ichida nihoyatda katta energiya ajralib chiqqanligi uchun portlash zonasida issiqlik bir necha million gradusga etadi. Bunday issiqlik taosirida portlash zonasidagi modda bug'ga aylanadi. O'ta qizigan sharsimon gaz tez kengayishi natijasida juda kuchli zarb to'liqini vujudga kelib, o'z yo'lidagi obyektlarni emiradi va kuydirib tashlaydi. Kezi kelganda shuni qayd qilmoq lozimki, mazkur qurolni yadroviy bomba deb atash to'g'riroq bo'lardi, chunki uning portlashida yadroviy energiya ajraladi- da! Boshqariladigan bo'linish zanjir reaksiyalarini amalga oshirish uchun qo'llaniladigan qurilmani yadroviy reaktor deb ataladi. Bunday qurilmalarda neytronlar ko'payish koeffitsienti K_{eff} ning 1 dan ozgina katta qiymatlarida zanjir reaksiyani boshlash imkoniyati mavjud bo'lishi kerak. U holda aktiv zonadagi neytronlar konsentratsiyasi va reaktorning quvvati orta boshlaydi. Kerakli quvvatga erishilganda K_{eff} ning qiymatini aynan 1 ga teng qilib turish imkoniyati bo'lishi kerak. Bu holda zanjir reaksiya o'zgarmas tezlik bilan davom etadi, natijada reaktor statsionar rejimda ishlay boshlaydi. Bo'linish zanjir reaksiyasining anchagina variantlari

mavjud. Biz hozirgi zamon energetikasida keng foydalanilayotgan issiklik neytronlar taosirida ishlaydigan reaktorlar bilan tanishamiz. Reaktorning asosiy elementi — bo'linuvchi moddadr. Zamonaviy reaktorlarda bo'linuvchi modda sifatida U^{235} izotop bilan boyitilgan tabiiy urandan foydalaniladi. Issiklik neytronlar U^{235} ni effektiv ravishda bo'linishiga sababchi bo'ladi. Shuning uchun bo'linish reaksiyasida vujudga kelgan tez neytronlarni sekinlatish yo'li bilan issiklik neytronlarga aylantiriladi. Odatda, sekinlatkichlar sifatida grafit yoki og'ir suv (D_2O) dan, ba'zan esa oddiy suv (H_2O) dan ham foydalaniladi. 12.4-rasmda reaktor aktiv zonasining soddalashtirilgan sxemasi tasvirlangan.

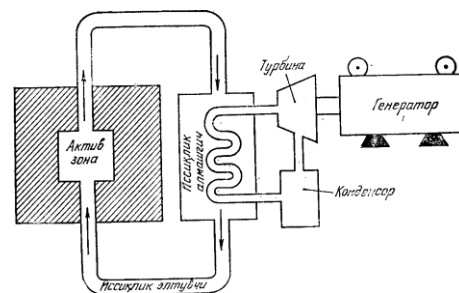


12.4-rasm

Reaktorning aktiv zonasi sekinlatkich modda bilan tuldirilgan. Sekinlatkich ichiga sterjen yoki plastinka shaklida bo'linuvchi modda bo'laklari joylashtiriladi. Zanjir reaksiya tezligini boshqaruvchi sterjenlar yordamida o'zgartirish mumkin. Bu sterjenlar neytronlarni intensiv ravishda yutadigan materiallar (masalan, bor yoki kadmiy) dan tayyorlanadi. Boshqaruvchi sterjenlarning ko'proq yoki kamroq qismini aktiv zona ichiga kiritish yo'li bilan K_k ning qiymatini o'zgartirishga erishiladi. Statsionar rejimda ishlayotgan reaktorning aktiv zonasidagi neytronlar soni normadan

ozgina chetga chiqishi (yaoni K_k ning qiymati 1 dan ozgina farqlanishi) bilanoq, maxsus avtomatik qurilma boshqaruvchi sterjenlarni kerakli tomonga siljitadi.

Yadroviy zenergiyadan foydalanishga asoslangan qurilmalarning asosiy qismi yadroviy reaktordir. Misol tariqasida atom elektr stantsiya (AES) ning ishlash printsipli bilan tanishaylik. Zanjir bo'linish reaksiyasida ajralayotgan energiya aktiv zonani aylanib yuradigan (12.5-rasm) issiqlik eltuvchiga o'tadi. Issiqlik eltuvchi bu energiyani issiqlik almashgichdagi suvga beradi, natijada suv bug'ga aylanadi. Bug' esa o'z navbatida generatorning tarkibiy qismi bo'lgai turbinani harakatga keltiradi. Turbinadan o'tgach bug' kondensorda suvga aylanib, yana issiqlik almashgichga boradi. SHu tarzda yadroviy energiya zlekr energiyaga aylantiriladi.



12.5-rasm

4. Termoyadroviy reaksiyalar

Yadro bog'lanish energiyasining bir nuklonga mos keluvchi qiymati ε ning massa soni A ga bog'liqligini xarakterlovchi grafik (11.3-rasm) ga nazar tashlasak, faqat og'ir yadrolarning bo'linish tufayligina emas, balki juda engil yadrolarpi biriktirish (yadrolar sintezi) usuli bilan ham yadroviy energiyadan foydalanish mumkin, degan fikrga kelamiz. Masalan, deyteriy va tritiyning sintezida α -zarra va neytron hosil bo'ladi, yaoni



Mazkur reaksiyaning energiyasini (12.3) munosabatga asoslanib hisoblaylik:

$$Q = [(m_{H2} + m_{H3}) - (m_{He4} + m_n)] c^2 \sim 17,6 \text{ MeV} \quad (12.11)$$

Demak, reaksiya ekzotermik va unda qatnashayotgan har bir nuklonga tug'ri keluvchi energiya $\sim 3,5 \text{ MeV}$ ga teng. Taqqoslash maqsadida U^{238} ning bo'linishida ajraladigan energiyaning bitta nuklonga mos keluvchi ulushi $\sim 0,85 \text{ MeV}$ ligini eslaylik.

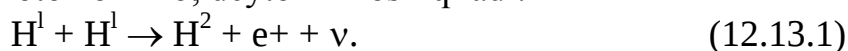
Yadrolar sintezi amalga oshishi uchun ular bir-biri bilan yadroviy kuchlarning ta'siri seziladigan masofa ($r \sim 10^{-15}$ m) gacha yaqinlashishi kerak. Lekin yadrolarning bu darajada yaqinlashishiga kulon itarishish kuchlari tufayli ular orasida vujudga keladigan potensial to'siq qarshilik ko'rsatadi. Bu to'siqni engish uchun H^2 va H^3 ning sintez reaksiyasida yadrolar

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{(1.16 \cdot 10^{-19})^2}{4 \cdot 3.14 \cdot 8.85 \cdot 10^{-12} \cdot 10^{-15}} \lambda K \approx 0,7 \text{ MeV} \quad (12.12)$$

energiyaga ega bo'lishi kerak. Demak, to'qnashayotgan yadrolarning har birini kinetik energiyasi $\sim 0,35$ MeV bo'lsa, yadroviy sintez reaksiyasi amalga oshadi. Bu holda quyidagi muammo paydo bo'ladi.

Hisoblardan ko'rinishicha bu temperatura $2 \cdot 10^9$ K bo'lishi kerak. Mazkur temperaturani amalda hosil qilib bo'lmaydi. Lekin bunchalik yuqori temperaturaga xojat ham bo'lmasa kerak. Bu fikr quyidagi ikki sababga asoslanadi:

ixtiyoriy T temperaturadagi gaz molekulalari tezliklarining qiymati Maksvell taqsimotiga bo'ysunadn. Shu sababli Maksvell taqsimotini xarakterlovchi grafikning «dumi» ga mos keluvchi tezliklar bilan xarakterlanadigan yadrolar issiqlik harakat energiyasining qiymatlari $3kT/2$ dan ancha katta bo'ladi; tunnel effekt tufayli yadrolar birikishi uchun lozim bo'ladigan kinetik energiyaning qiymati kulon to'sig'i balandligidan kichik ham bo'lishi mumkin. Shuning uchun N^2 va N^3 yadrolarining $\sim 10^7$ K temperaturada ham etarlicha intensiv birikishi kuzatiladi. Yadrolar sintezi yuqori temperaturalarda sodir bulganligi uchun uni termoyadroviy reaksiya deb ham ataladi. Bu qadar yuqori temperatura yulduzlarda jumladan, Quyoshda mavjud. Quyosh nurlanishining spektrini o'rganish asosida yulduzlar tarkibi, asosan vodorod va geliydan hamda ozgina miqdordagi (~ 1 % cha) uglerod azot va kisloroddan iborat, degan xulosaga kelingan. Quyosh energiyasi uning tarkibidagi yadrolarnng sintezi, yaoni termoyadroviy reaksiyalar tufayli ajraladi. Bu reaksiyalarning variantlaridan biri proton–proton (rr) tsiklidir. Mazkur tsikldagi birinchi reaksiyada ikki proton birikib, deytonni hosil qiladi:



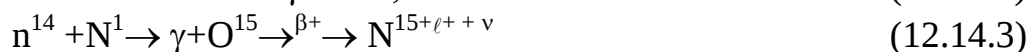
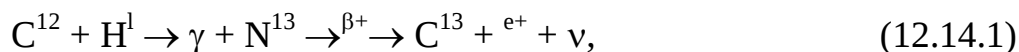
Ikkinchi bosqichda



reaksiya amalga oshadi. Shundan so'ng

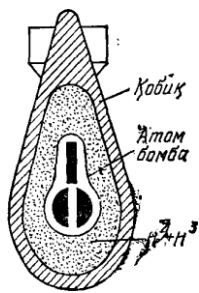


reaksiyada geliy yadrosi va ikki proton hosil bo'ladi. Bundan tashqari Bete tomonidan taklif etilgan uglerod tsikli amalga oshishi mumkin. Mazkur tsikl quyidagi to'rt bosqichda o'tadi:



Bu tsiklda ham geliy yadrosi hosil bo'ladi. Bundan tashqari tsiklning birinchi bosqichidagi S^{12} yadrosi ham vujudga keladi. U yana yangi tsiklni boshlaydi. Boshqacha aytganda, S^{12} yadrosi uglerod tsiklida «yadroviy katalizator» vazifasini o'taydi. Shuni ham qayd qilmoq lozimki, uglerod tsikli rr—tsiklga nisbatan yuqoriroq temperaturalarda o'tadi. Zamonaviy tasavvurlarga asosan, Quyosh energiyasining manbai asosan rr —tsikldir.

Olimlar sunoiiy ravishda termoyadroviy reaksiyani amalga oshirish usulini topdilar. Buning uchun termoyadroviy reaksiyada qatnashishi lozim bo'lgan modda (masalan, N^2 va N^3 aralashmasi) ichida atom bomba (18.6 -rasm) portlatilsa bas. Atom bomba portlaganda g'oyat qisqa vaqt ichida temperatura $\sim 10^7$ K ga etib, deyteriy va tritiy birikadi, bunda energiya ajralib chiqishi yanada kuchliroq portlash tarzida namoyon bo'ladi. Portlashda vodorod izotoplari qatnashganligidan bayon etilgan printsiptda ishlaydigan qurolga vodorod bomba deb nom berilgan. Agar vodorod bombaning devorlariga U^{238} izotop (yaoni tabiiy uran, chunki uning 99% i U^{238} edi) qoplangan, termoyadroviy reaksiyada ajralib chiqadigan tez neytronlar U^{238} yadrolarining bo'linishiga sababchi bo'ladi. Buning natijasida bombaning portlash quvvati yanada ortadi.



12.6-rasm

Neytron bomba deb ataluvchi qurolga esa yadroviy sintez reaksiyasi amalga oshishi uchun talab qilinadigan sharoit detonatorlik vazifasini bajaruvchi atom bombani portlatish yuli bilan emas, balki boshqa usullar yordamida vujudga keltiriladi. Neytron bombani xarakterlovchi kriteriy sifatida termoyadroviylik koeffitsienti KT dan foydalaniladi. KT - yadroviy sintez reaksiyasida ajraladigan energiyannng portlash vaqtida ajraladigan umumiy energiyaga nisbatidir. Neytron bombada $KG \sim 0,90 \div 0,95$. YAdroviy sintez reaksiyasida ajralib chiqadigan energiyaning asosiy qismi ($\sim 80\%$) neytronlarning energiyasi sifatida namoyon bo'ladi (mazkur qurolni neytron bomba deb atalishining sababi ham shunda). Shuning uchun neytron bomba portlaganda vujudga keladigan zarb to'lqin anchagina kuchsiz, lekin nurlanish dozasi nihoyat kuchli bo'ladi. Neytronlar muhit atomlarining elektron qobiqlari bilan bevosita taosirlashmaydi. Lekin muhit atomlarining yadrolari bilan taosirlashuvi tufayli zaryadli zarralar, γ - kvantlar va radioaktiv yadrolar hosil bo'ladi. Bular esa, o'z navbatida boshqa atomlarni ionlashtiradi. Shuning uchun odam organizmiga neytronlarning ta'siri tirik to'qimalarning atom va molekulalarini ionlashtirishdan iborat bo'ladi. Ionlarning aktivligi o'zgacha bo'lganligi uchun sog' organizmda salbiy taosir ko'rsatuvchi ximiyaviy birikmalar vujudga keladi. Yadroviy nurlanish, xususan, neytronlar ta'sirida baozi murakkab molekulalar, birinchi navbatda iliq, so'ngra qon hosil bo'lish jarayoni, ayniqsa, markaziy nerv sistemasining to'qimalari zararlanadi. Ovqat xazm qilish yo'li va jinsiy aozolarning xujayralari ham shikastlanadi. Nurlanishlarning tirik organizmga ta'siri haqida quyidagi tajriba etarlicha tasavvur beradi: maymunlar uzoq vaqt davomida kuniga olti soatdan chambarak aylantirishga, o'n minut aylantirgandan keyin besh minut dam olishga o'rgatilgan. Bunday mehnatdan ular mutlaqo charchamagan. So'ngra maymunlarga neytron - gamma nurlanish bilan taosir etilgan. Nurlanishning ekvivalent dozasi 46 zivert ($1Zv=1$ J/kg) bo'lgan. Nurlangandan besh sekund o'tgach, maymunlar yana chambarak aylantirishga undalgan. Lekin ularnnng 80% i 8 minut ichida ish qobiliyatini butunlay yo'qotgan. Nurlangandan so'ng 7 - 132 soat ichida barcha maymunlar xalok bo'lgan.

Shuni alohida qayd qilmoq lozimki, quvvati o'n kilo tonna bo'lgan neytron bomba (bunday bombadagi deyteriy - tritiy aralashmasining massasi 130 grammga teng) portlatilganda portlash markazidan bir kilometrcha masofadagi ochiq erda joylashgan odamlarga xuddi yuqorida bayon etilgan tajribadagidek nurlanish ekvivalent dozasi taosir etadi.

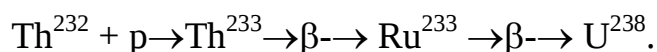
5. Boshqariladigan termoyadro reaksiyalari. Yadroviy energetika istiqbollari

Yadroviy sintez reaksiyasi, hozircha, boshqarilmaydigan tarzda amalga oshirilishi mumkin. Boshqariladigan termoyadroviy reaksiyani amalga oshirish uchun, asosan ikki qiyinchilikni engish kerak. Birinchidan «termoyadroviy yoqilg'i» ning temperaturasini ~ 108 K gacha qizdirish, ya'ni Quyosh temperaturasidan taxminai 10 marta yuqori temperaturalarni olish usulini topish lozim. Bunchalik yuqori temperaturalar zarurligining sababi nimadaq Masala shundaki, sunoiy ravishda termoyadroviy reaksiya sodir bo'ladigan qurilmaning hajmi chegaralangan, natijada undan issiqlik yo'qolishi ham Quyoshdagidan ancha katta bo'ladi, albatta. Shuning uchun sunoiy ravishda hosil qilinadigan «mitti quyosh» temperaturasi Quyoshnikidan ancha yuqori bo'lishi lozim. «Termoyadroviy yoqilg'i» bunday yuqori temperaturalarda termoyadroviy plazmaga aylanadi. Berk hajmdagi plazma kamera devorlari bilan kontaktga kiradi va unga issiqlik berib soviydi yoki xuddi vodorod bomba misolidagidek kamerani eritib yuboradi. Shuning uchun quyidagi muammoni hal qilish kerak.

Bu boshqariladigan termoyadro reaksiyasini amalga oshirishning ikkinchi qiyinchilikdir.

Olimlar plazmaning magnit maydon yordamida izolyatsiyalash mumkin, degan fikrni ilgari surdilar. Bu fikrga asoslanib turli qurilmalar yasalgan. Ular ichida sobiq sovet olimlari yasagan va «Tokamak» nomi bilan yurgiziladigan qurilmalar eotiborga loyiqdir. «Tokamak» lar yordamida Xalqaro hamkorlik asosida boshqariladigan termoyadroviy reaksiyani amalga oshirish bo'yicha izlanishlar ham olib borilmokda.

Hozirgi vaqtda dunyoning 13 mamlakatida 100 dan ortiq atom elektrostansiya (AES) lar ishlab turibdi. Ularning umumiy elektr quvvati 4. 107 kVt dan ortiq. Bundan buyon energetik balansda yadroviy energetikaning ulushi ortib boradi. Buning sababi shundaki, dunyoda ishlatilayotgan energiyaning taxminan 70% i neft va gazni yoqish xisobiga olinmoqda. Borgan sari oshib borayotgan energiya ehtiyojlarini hisobga olsak, neft va tabiiy gaz zapaslari uzog'i bilan 50 yilga etadi. Ko'mirni yoqish hisobiga esa energiya ehtiyojlarini uzog'i bilan 500 yil davomida qondirib turish mumkin. Bu raqamlar insoniyatning energiya taominotida vujudga kelgan muammoni xarakterlaydi. Bu muammoni xal qilishda yadroviy energetikaga muxim rol ajratilgan. Hozirgi vaqtda AES larning reaktorlarida, asosan, U^{235} dan foydalanilmokda. Lekin U^{238} dan tez neytronlar ta'sirida Ru^{239} hosil qilish (18.9 ga k.) mumkin. Bu protsess ko'paytirgich reaktorlarda amalga oshadi. Natijada bunday reaktorlarda ikki protsess, ya'ni yadroviy bo'linish va yangi «yoqilg'i» — plutoniy hosil bo'ladi. Ko'paytirgich reaktorlardan foydalanib yana bir «yoqilg'i» ni hosil qilish mumkin:



U^{233} va Ru^{239} larda xuddi U^{235} ga o'xshash, issiqlik neytronlar ta'sirida bo'linish reaksiyasi amalga oshadi. Mutaxassislarning fikricha, boshqariladigan bo'linish reaksiyalari uchun kerak bo'ladigan «yoqilg'i» lardan shu tarzda foydalanilsa, ular insoniyat energiyaviy ehtiyojlarini bir necha yuz yil davomida qondira olar ekan.

Termoyadroviy reaksiyani boshqarish muammosi xal bo'lgan taqdirda insoniyat uchun energiya tanqisligi xavfi butunlay yo'qolgan bo'ladi, chunki okean suvlaridagi «Termoyadroviy yoqilg'i» ning zapaslari juda katta.

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR

1. Yadroviy reaksiya deb nimaga aytiladi?
2. Qanday turdagi yadro reaksiyalarini bilasiz?
3. Yadro reaksiyalari qanday saqlanish qonunlariga bo'ysunadi?
4. Yadroviy reaksiyaning effektiv kesimini tushuntirib bering.
5. Neytronlar ta'siridagi yadro reaksiyasining o'ziga hos tomonlarini bayon qiling.
6. Og'ir yadrolarning bo'linish reaksiyasi qanday kechadi?
7. Zanjiriy reaksiya va uning ko'payish koeffitsienti, kritik massa tushunchalarining mohiyatlarini tushuntiring.
8. Yadro reaktorining asosiy qisimlarini aytib bering.
9. Termoyadro reaksiyasining o'ziga hos tomonlari nimalardan iborat?
10. Boshqariladigan termoyadro reaksiyasini amalga oshirish muammolari va istiqbollari aytib bering.

ADABIYOTLAR

1. Savelg'ev I.V. Kus obsh'ey fiziki TT 3 M., Nauka. 1998 gg.
2. Detlaf A.A., Yavoskiy B.M. Kus fiziki M.. Visshaya shkola. 2000
3. Tofimova T.I. Kus fiziki M.. Visshaya shkola. 2000 g.
4. Sivuxin D.V. Obo'iy kus fiziki. TT 5, M., Nauka 1990 gg.
5. Matveev A.N. Optika 1985g. Atomnaya fizika 1990g.
6. Axmadjonov O.I. Fizika kursi 3k. T. O'qituvchi 1989 y
7. Geyzenberg V. «Fizika, CHastg' i tseloe», Moskva. 1999.
http://www.ilt.kharkov.ua/bvi/resources/menu_r.htm.
8. Matveev A.N. «Atomnaya fizika», M., 1989.
http://www.ilt.kharkov.ua/bvi/resources/menu_r.htm.

13 - MA'RUZA. KVANT STATISTIKASI ELEMENTLARI

Reja:

1. Kvant tizimini statistik tavsiflash.
2. Kvant xossali ideal gaz.
3. Elektron gazning alayonlanishi.

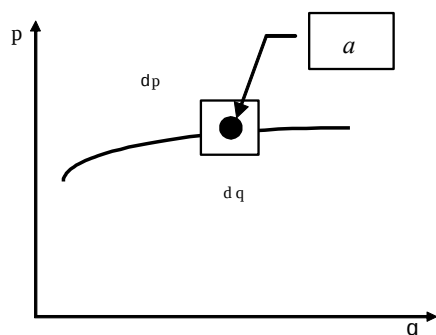
Tayanch so'z va iboralar: ko'p zarrachali sistemalar, birxil ko'p zarrachalar to'lqin funksiyalarining simmetriyasi, N-o'lchovli tasviriy fazo, umumlashgan koordinatalar, hajm elementi, sistemaning mikroholatlari, mikroholatlarning ehtimolligi, klassik va kvant statistik ehtimolliklar orasidagi farq, koordinata va impulslar fazosida hajm elementlari, fizik kattaliklarning o'rtacha qiymati, turli mikrozarxachalarning taqsimot funksiyalari, kimyoviy potensial; Boze-Eynshteyn, Fermi-Dirak, Maksvell taqsimotlari; Muvozanatdagi issiqlik nurlanishi energiyasining zichligi, fotonlar, mikrozarxachalarning ichki erkinlik darajasi, chastotalari ν va $\nu + d\nu$ bo'lgan zarrachalar soni, energiyasi. Metallarning erkin elektronlari, energiyalari y va $y + dE$ oraliida bo'lgan valent elektronlarining soni, Fermi sat'i, elektronlarning alayonlanishi,

1. Kvant tizimining statistik tavsifi

Ma'lumki moddalar tinimsiz va tartibsiz harakat qiluvchi atom va molekulalardan tashkil topgan. Ularning atom va molekulalari haqidagi maolomotlarga asoslanib, makroxossalarini o'rganuvchi fizikaning bo'limiga statistik fizika deyiladi. Ko'psonli

zarrachalardan tashkil topgan sistemaning xossalari statistik qonunlarga bo'ysunadi. Statistik qonunlarni o'rganish natijasida sistema makroxossalari hisoblash mumkin. Mazkur hisoblar sistema tarkibiga kirgan zarrachalarning ichki xossalari, ularning harakatiga, o'zaro va tashqi muxit (jism) bilan taosirlashishlariga bo'liq bo'ladi.

Sharaitga qarab sistemaning zarrachalari klassik yoki kvant mexanikasi qonunlariga bo'ysunadi. Npyuton mexanikasiga bo'ysunuvchi ko'psonli zarrachalardan



13.1-rasm

tashkil topgan sistemalarning makroxossalari (masalan: gazning energiyasini, uning idish devorlariga bosimini, maolul termodinamik jarayonlarda issiqlik, ish va energiya orasidagi bolanishlarni) klassik statistika o'rganadi. Kvant mexanikasi qonunlariga bo'ysunuvchi ko'p sonli mikrozzrachalardan tashkil topgan sistemalarning makroxossalari (masalan: kristall panjaraning issiqlik siimi, qattiq jismlarning issiqlik va elektr o'tkazuvchanligi, issiqlik nurlanishi energiyasi va h.k.larni) kvant statistikasi o'rganadi.

Har ikki holda ham statistik qonuniyatlarni miqdor ji'atdan tavsiflash uchun ko'p o'lchovli tasviriy fazodan foydalaniladi. Tasviriy fazoni odatda fazaviy fazo deyiladi. Fazaviy fazoning koordinata o'qlari sifatida sistemaga kirgan zarrachalarning q_i koordinata va r_i impulslari qabul qilinadi ($i = 1, 2, 3, \dots, N$). Berilgan sistema N zarrachadan tashkil topgan bo'lsa fazaviy fazo $6N$ o'lchovli bo'ladi. O'qlardan $3N$ tasi sistemadagi barcha zarrachalar koordinatalarining uchtdan proeksiyasiga, qolgan $3N$ o'qlar esa, mos ravishda impulsning proeksiyalariga tegishli bo'ladi. Sistema bitta erkinlik darajasi bilan xarakterlansa fazaviy fazo ikki o'lchovli, erkinlik darajasi f bo'lsa - $2f$ o'lchovli bo'ladi.

Tasviriy fazodagi q va r larning qiymatiga mos kelgan "a" nuqta (13.1-rasm) berilgan vaqtdagi makro'olatga mos sistemaning mikro'olatini aniqlaydi yoki berilgan vaqtda sistemaning barcha zarrachalarining q_i koordinatalari va r_i impulslarining majmuini belgilaydi va uni tasviriy yoki fazaviy nuqta deyiladi. Zarrachalarning o'zaro yoki sistemani o'rab olgan mu'it bilan taosirlashishi tufayli vaqt o'tishi bilan sistemaning makro'olati o'zgaradi. Bu hodisani fazaviy fazoda nuqtaning siljishi bilan ifodalash mumkin. yetarlicha ko'p vaqt o'tishi bilan ($T \rightarrow \infty$) fazoda nuqtalar buluti hosil bo'ladi. Bu nuqtalar sistemaning berilgan makro'olatiga mos mumkin bo'lgan mikro'olatlaridan birini belgilaydi. Vaqt o'tishi bilan fazaviy nuqta tasviriy fazoning ixtiyoriy joyiga borib qolishi mumkin. Demak yetarlicha ko'p vaqt oraliida sistema, berilgan makro'olatga mos, mumkin bo'lgan barcha mikro'olatlardan o'tadi.

Yuqorida tasvirlangan fazaviy fazodagi manzara sistema xossalari statistik bayon etish uchun mu'im kattalikni kiritishga imkon beradi. SHu maqsadda fazaviy fazoning quyidagi kichik bir hajm elementini ajratib olamiz:

$$dV = dq_1 dq_2 dq_3 \dots dq_{3N} dr_1 dr_2 \dots dr_{3N}. \quad (13.1)$$

Mazkur hajm zarrachalarning koordinata va impulslari q_i , $q_i + dq_i$ va r_i , $r_i + dr_i$ oraliqlarida bo'lgan qiymatlariga mos keladi.

Etarlicha ko'p vaqt o'tganda fazaviy fazoning istalgan dqdr qismidan o'ta chalkash fazaviy traektoriya ko'p marotaba o'tadi deb aytish mumkin.

Faraz qilaylik dt vaqt davomida sistemaning mikro'olatlari dqdr hajm elementi ichidagi fazaviy nuqtalar bilan ifodalansin, u holda

$$dw = \lim \frac{dt}{T} \quad (13.2)$$

ifodani hodisalarning sodir bo'lish chastotasi yoki aniqroi, agar sistema kuzatilsa u istalgan vaqt la'zasida koordinata va impulsarlari $q, q+dq$ va $r, r+dr$ bo'lgan mikro'olatlarning birida bo'lish e'timolligi deb qarash mumkin.

Demak (13.1) dan ko'rinib turibdiki, hajm elementi qancha katta bo'lsa fazaviy nuqtaning uning ichida bo'lish e'timolligi shuncha ko'p bo'ladi, yaoni

$$dw \sim dqdr$$

Bu ifodaga $f(q,r)$ ko'rinishida proporsionallik koeffisientini kiritib quyidagini hosil qilamiz:

$$dw = f(q,r)dqdr \quad (13.3)$$

bu yerda $f(q,r)$ - e'timollik zichligi vazifasini o'taydi va uni sta-tistik taqsimot funksiyasi yoki oddiygina taqsimot funksiyasi deb ataymiz. Taqsimot funksiyasi shunday bo'lishi kerakki, u quyidagi shartni bajarilishini taominlashi lozim:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dw(q, p) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(q, p)dqdp = 1 \quad (13.4)$$

(13.4) ifodani normallash sharti deyiladi. Uning maonosi shundan iboratki, agar zarracha mavjud bo'lsa, butun fazo bo'yicha topilishi muqarrar hodisadir.

Koordinata va impulsarlari $q, q+dq$ va $r, r+dr$ oraliida bo'lgan mikro'olatlarning e'timolligi $dw(q,r)$ yoki taqsimot funksiyasining aniq analitik ko'rinishi maolom bo'lsa sistemaning har qanday o'rtacha xossasi $\langle x \rangle$ ni hisoblash mumkin. haqiqatdan ham e'timollar nazariyasiga binoan x xossaning o'rtacha qiymati quyidagiga teng:

$$\langle x \rangle = \int x(q, p)dw(q, p) = \int x(q, p)f(q, p)dqdp, \quad (13.5)$$

bu yerda $\langle x \rangle$ -ixtiyoriy fizik kattalikning o'rtacha qiymati.

Taqsimot funksiyasini topishga erishish o'ta mu'im a'amiyatga ega, chunki u sistema makroxossasi x ning (dS) dan hisoblangan va tajribada aniqlangan (haqiqiy) qiymalarti bir xil bo'lishini taominlashga xizmat qiladi.

Quyida taqsimot funksiyasiga yana qaytamiz. hozir esa kvant va klassik statistikalari orasidagi umumiylik va farqni oydinlashtirib olamiz.

Yuqorida bayon etilgan fikrlar ham klassik, ham kvant mexanikasi qonunlariga bo'ysunuvchi ko'p sonli zarrachalardan tashkil topgan sistemalarning xossalarini o'rganish uchun umumiydir. Ular orasidagi farq esa klassik va kvant zarrachalarning xossalari bilan belgilanadi:

- ❖ kvant zarrachalarning holatlari diskret o'zgaradi, klassik zarrachalarniki esa uzliksiz o'zgaradi;
- ❖ berilgan holatdagi bir xil kvant zarrachalari (masalan: elektronlar, protonlar) mutlaqo bir-birlaridan farqlanmaydilar, chunki ularning holatlari to'lqin funksiyalari modulining kvadrati bilan aniqlanganligi uchun funksiyaning ishorasiga boliq emas:

$$|\psi(x_1, x_2)|^2 = |\psi(x_2, x_1)|^2$$

bu yerda x_1 va x_2 lar ikkita birxil kvant zarrachalarining koordinatalari.

- ❖ kvant zarralari xususiy mexanik momentga, yaoni spinga ega;

❖ kvant zarrachalari korpuskulyar - to'liqin xususiyatiga ega bo'lganliklari tufayli, noaniqliklar prinsipiga binoan, fazaviy fazodagi hajm elementi $dqdr \geq h^3$ dan kichik bo'la olmaydi. Demak berilgan hajm elementiga kirgan holatlar soni cheklangan va quyidagi ifoda

$$dg = \frac{dV}{h^3} = \frac{dV_q dV_p}{h^3}$$

-koordinatalari $q, q+dq$ va impulslari $r, r+dr$ oraliida bo'lgan holatlarning sonini bildiradi. Bu yerda - $dV_q = dq_1 dq_2 dq_3 \dots dq_{3N}$ va $dV_r = dr_1 dr_2 dr_3 \dots dr_{3N}$.

Koordinatalar fazosi bo'yicha (13.3) integrallansa dV_q larning yiindisi sistema egallagan to'la hajm V ni beradi.

Impulslar fazosidagi hajm elementi esa quyidagicha aniqlanadi (13.2-rasm):

$$dV_r = 4\pi r^2 dr. \quad (13.6)$$

(13.6) ni inobatga olsak, impulslari r va $r+dr$ oraliida bo'lgan kvant holatlarning soni

$$dg = \frac{4\pi V}{h^3} p^2 dp. \quad (13.7)$$

Zarrachaning impulsi bilan kinetik energiyasi orasidagi bolanish $E = \frac{p^2}{2m}$ ni inobatga olsak, energiyalari E va $E+dE$ oraliida bo'lgan kvant holatlarning soni

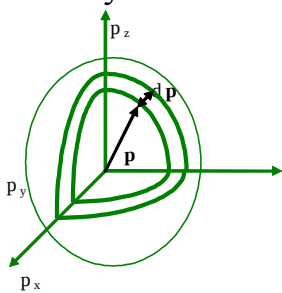
$$dg = \frac{2\pi V (2m)^{\frac{3}{2}}}{h^3} E^{\frac{1}{2}} dE \quad (13.8)$$

ko'rinishini oladi.

E'timollar nazariyasiga binoan, agar sistema tarkibidagi zarrachalar soni $N \gg 1$ bo'lsa berilgan holatdagi zarrachalar soni

$$f(E_i) = \frac{\Delta N(E_i)}{\Delta g_i} \quad (13.9)$$

bo'ladi, bu yerda $\Delta N(E_i)$ - energiyasi E_i va $E_i+\Delta E_i$ oraliida bo'lgan zarrachalar soni; Δg_i - energiyalari E_i va $E_i+\Delta E_i$ oraliida bo'lgan holatlar soni, $f(E)$ - zarrachalarning taqsimot funksiyasi va u har bir holatdagi zarrachalarning o'rtacha soniga teng.



13.2-rasm

Mazkur funksiyaning analitik ko'rinishini e'timollar nazariyasi qonun va qoidalaridan foydalanib xususiy xollar uchun Maksvell, Bolpsman, Fermi - Diraklar va umumiy hol uchun esa Gibbs aniqlagan. Uni quyidagi umumiy ko'rinishda yozish mumkin:

$$f(E_i) = \frac{1}{e^{(E_i - \mu)/kT} + \delta} \quad (13.13)$$

bunda y_{e_i} - i holatdagi zarrachalar energiyasi, μ - sistemaning kimyoviy potentsiali, yaoni sistemadagi zarrachalar sonini bittaga oshirish uchun kerak bo'lgan energiya. k - Bolpsman doimiysi, T - absolyut temperatura, δ - doimiy son bo'lib zarrachalarning turiga bo'liq. Masalan: bozonlar uchun $\delta = -1$; fermionlar uchun $\delta = +1$, klassik zarrachalar uchun esa $\delta = 0$.

Demak spinlari nolga va $\pm \frac{\hbar}{2}$ ga juft son marta karrali bo'lgan zarrachalar, yaoni bozonlar uchun, taqsimot funksiyasi quyidagi ko'rinishga ega va uni Boze-Eynshteyn taqsimoti deyiladi

$$f_s = \frac{1}{e^{(E_i - \mu)/kT} - 1}; \quad (13.13)$$

Spinlari $\pm \frac{\hbar}{2}$ ga toq son marta karrali bo'lgan zarrachalar, yaoni fermionlar uchun esa taqsimot funksiyasini Fermi - Dirak taqsimoti deyiladi

$$f_\phi = \frac{1}{e^{(E_i - \mu)/kT} + 1} \quad (13.13)$$

(13.13) va (13.13) taqsimot funksiyalardan foydalanib tarkibida $N \gg 1$ zarrachalari bo'lgan har qanday berk sistemadagi energiyasi ye va $ye + dE$ oraliida bo'lgan zarrachalarning dN sonini quyidagi ifoda bilan hisoblash mumkin

$$dN = v f dg \quad (13.13)$$

Bunda v - zarrachalarning ichki xolatini (erkinlik darajasini) hisobga oladigan son. Masalan: fermionlar va fotonlar uchun $v = 2$.

2. Kvant xossali ideal gaz

Bizga maolunki, yorulik elektromagnit to'lqinlaridan iborat bo'lib ham to'lqin, ham kopuskulyar xossalariga ega. Absolyut qora jism modeli vazifasini o'tovchi yopiq bo'sh kovakning ichida mujassamlashgan issiqlik nurlanishini fotonlardan tashkil topgan gaz deb qarash mumkin. SHu bilan birga fotonlar bir-birlari bilan o'zaro taosirlashmaganliklari uchun foton gazni ideal gaz deyish mumkin. Fotonning spini ?, yaoni butun songa teng bo'lgani sababli foton Boze-Eynshteyn statistikasiga bo'ysunadi. U holda (13.7), (13.13) ifodalarni inobatga olib hamda $v = 2$ deb (chunki har bir yo'nalishda o'zaro perpendikulyar tekisliklarda qutblangan ikkita to'lqin-foton tarqala oladi) kvant statistikasi yordamida absolyut qora jismning muvozanatdagi nurlanish energiyasi zichligini hisoblash uchun, (13.13) ifodani quyidagicha yozamiz:

$$dN = 2V \frac{4\pi p^2 dp}{h^3 e^{E/kT} - 1} \quad (13.13)$$

bunda $\mu = 0$ deb olindi, chunki fotonlar soni saqlanmaydi. (13.13) dagi r va dr larni quyidagilar bilan almashtirsak $p = \frac{E}{c} = \frac{\hbar \omega}{c}$ $dp = \frac{\hbar}{c} d\omega$, chastotalari ω va $\omega + d\omega$ bo'lgan

fotonlarning soni: $dN = \frac{V}{\pi^2 c^3} \frac{\omega^2 d\omega}{e^{\hbar \omega / kT} - 1}$ bo'ladi.

U holda chastotalari ω , va $\omega + d\omega$ oraliida bo'lgan fotonlar energiyasining zichligi:

$$u(\omega, T) d\omega = \frac{\hbar \omega dN}{V} = \frac{\hbar}{\pi^2 c^3} \frac{\omega^3 d\omega}{e^{\hbar \omega / kT} - 1}$$

yoki chastotalari ω bo'lgan muvozanatdagi issiqlik nurlanishi energiyasining zichligi

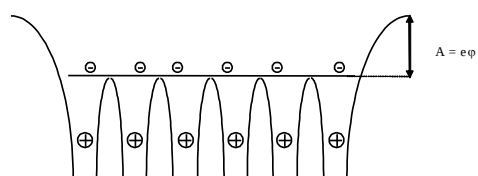
$$u(\omega, T) = \frac{\hbar}{\pi^2 c^3} \frac{\omega^3}{e^{\hbar \omega / kT} - 1} \quad (13.13)$$

Bu ifoda absolyut qora jism uchun yozilgan Plank formulasining aynan o'zidir.

3. Elektron gazning alayonlanishi

Metallardagi erkin valent elektronlarni yassi tubli potensial o'radagi ideal elektron gaz deb qarash mumkin (13.3-rasm). Elektronlar, spini $\pm \frac{\hbar}{2}$ ga teng bo'lgani uchun, Fermi - Dirak taqsimotiga bo'ysunadilar.

harorat $T = 0$ K bo'lganda valent elektronlarining metall ichida qabul qilishi mumkin bo'lgan energiyalarining diskret qiymatlarini, ya'ni energetik sat'larlarni va ularda elektronning joylashish tartibini ko'rib chiqaylik. Buning uchun Fermi-Dirak



13.3-rasm

taqsimot funksiyasi (13.13) ning grafigini chizamiz (13.4-rasm):

$T = 0$ K da agar $y_e < \mu(0)$ bo'lsa, taqsimot funksiyasidagi e ning darajasi manfiy bo'lib qoladi va

$$e^{(E - \mu_+) / kT} = e^{-\infty} \rightarrow 0$$

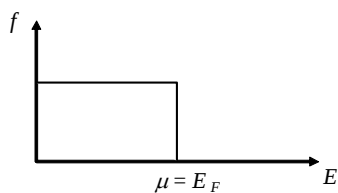
bo'lgani uchun energiyaning 0 dan $\mu(0) = E_F(0)$ gacha bo'lgan qiymatlarida taqsimot funksiyasi o'zgarmas va

$$f[E(0)] = 1. \quad (13.13)$$

Buning maonosi shundan iboratki, metallning valent elektronlari 0 dan y_{eF} gacha bo'lgan diskret energiyalarga ega bo'lishlari mumkin yoki shu oraliqdagi energetik sat'larning barchasi elektronlar bilan band.

Agar $y_e > \mu(0)$ bo'lsa, $e^{(E - \mu_+) / kT} = e^{\infty} \rightarrow \infty$ ga intiladi natijada

$$f(E) = 0. \quad (13.17)$$



13.4-rasm

bo'ladi, ya'ni $T=0$ K da metallning erkin elektronlari y_{eF} dan katta energiyalarga ega bo'la olmaydi yoki y_{eF} dan keyingi energetik sat'lar bo'sh bo'ladi. y_{eF} ni Fermi energiyasi yoki sat'i deyiladi.

Demak, Fermi sat'i $T=0$ K da valent elektronlari ega bo'lishi mumkin bo'lgan energiyaning maksimal qiymatini ko'rsatadi deb xulosa qilish mumkin va uning qiymatini kvant statistikasi yordamida hisoblash mumkin.

Buning uchun dastlab energiyasi E va $E+dE$ bo'lgan valent elektronlarining sonini (13.13) yordamida aniqlaymiz.

Elektronning spini $\pm \frac{\hbar}{2}$ bo'lgani uchun mazkur ifodadagi $v = 2$. U holda

$$dN = v f d\epsilon = 2 \cdot \frac{4\pi V (2m)^{3/2} E^{1/2} dE}{h^3 (e^{(E - \mu(0)) / kT} + 1)} = \frac{4\pi V}{h^3} (2m)^{3/2} E^{1/2} dE$$

yoki

$$\frac{dN}{V} = dn = \frac{4\pi (2m)^{3/2}}{h^3} E^{1/2} dE.$$

Oxirgi ifodani integrallasak metalldagi valent elektronlarining konsentrasiyasi uchun

$$n = \frac{8\pi (2m)^{3/2}}{3h^3} E_F^{3/2}(0) \quad (13.18)$$

ifodani hosil qilish mumkin.

(13.18) ni $2/3$ darajaga ko'tarib esa, $T = 0$ K dagi Fermi energiyasining quyidagi ifodasini topamiz:

$$E_F(0) = \left[\frac{3n\pi^2\hbar^3}{(2m)^{3/2}} \right]^{2/3} = \frac{\hbar^2}{2m} [3\pi^2n]^{2/3} \quad (13.19)$$

Turli tajribalarning ko'rsatishicha metallardagi erkin elektronlarning konsentratsiyasi $n \sim (13^{28}-13^{29}) \text{ m}^{-3} \approx 5 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}$ tartibida bo'ladi. U holda (13.19) formulaga asosan

$$E_F(0) = 8 \cdot 10^{-19} \text{ Ж} = 5 \text{ эВ}$$

yoki

metallardagi valent elektronlarining o'rtacha energiyasi

$$\langle E \rangle = \frac{3}{5} E_F(0) = 3 \text{ эВ}$$

ni tashkil etadi.

Shuning uchun ham metallarning issiqlik siimiga elektronlar o'z xissalarini amalda qo'shmaydilar, chunki ularning xolati harorat o'zgarishi bilan sezilarli o'zgarmaydi. Masalan, metallning harorati 1300 K ga ortganda elektronlarning energiyasi atiga

$$\langle E \rangle = \frac{3}{2} kT = \frac{3}{2} 0,86 \cdot 10^{-4} \cdot 1000 = 0,129 \text{ eV}$$

ga o'zgaradi.

Elektronning haroratga boliq bo'lmagan holatlarini aynigan holatlar deyiladi. Bu xolatlardagi elektronlarni esa alayonlangan deyiladi. Demak, $T=0 \text{ K}$ da metallning erkin elektronlari alayonlangan va aynigan holatlarda bo'ladi.

Yuqoridagilardan, kvant mexanikasi qonunlariga bo'ysunadigan, ko'p sonli zarrachalardan tashkil topgan sistemalarning makroxossalarini kvant statistikasi yordamida aniqlash zarur degan xulosa kelib chiqadi.

MUSTA'KAMLASH UCHUN SAVOLLAR

1. Ko'p sonli zarrachalardan tashkil topgan sistemalarning xossalarini qanday o'rganish mumkin ?
2. Fazaviy fazo nima ?
3. Kvant va klassik statistikalari orasida qanday umumiylik va farqlar mavjud ?
4. Holat va holat zichligini tushintiring.
5. Kvant xossali ideal gaz nima ?
6. Kimyoviy potensialning maonosi nima?
7. Metalldagi erkin valent elektronlarining holatlarini tushintiring.
8. Fermi sat'ining ma'nosi nima?
9. Nima uchun metallarning issiqlik siimiga elektronlar o'z hissalarini qo'ymaydilar ?
13. Qachon elektronlar alayonlangan deyiladi?

ADABIYOTLAR

1. A.A.Detlaf. Yavorskiy B.M. Kurs fiziki, M.1989. §§ 41.1-41.6.
2. O.Axmadjonov. Fizika kursi, 3 k. T. 1989. 9 bob §§ 1-4.
3. T.I.Trofimova. Kurs fiziki, M. 1985. §§ 234-237.
4. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki, 3. t. M.1998.

14 – ma’ruza. QATTIQ JISMLAR FIZIKASI ELEMENTLARI. PANJARAVIY ISSIQLIK O’TKAZUVCHANLIGI

Reja:

1. Kristallarning tuzilishi.
2. Kristallardagi nuqsonlar.
3. Fononlar.
4. Kristallarning issiqlik siimi.
5. Kristallarda issiqlik o’tkazuvchanlik.
6. Messbauer effekti.
7. Fononlarning ko’chish jarayoni

Tayanch so’z va iboralar: kristall jismlar, bolanish energiyasi, kristall panjara, kristall panjaradagi yo’nalish va tekisliklar, kristalldagi nuqsonlar, nuqsonlarning turlari; nuqtaviy, chiziqli, sirt va xajmiy nuqsonlar, dislokasiya, kristall atomlarining tebranishi; akustik va optik chastotali tebranishlar, fonon, ichki energiya, kristall panjraning issiqlik siimi, Debayning xarakteristik temperaturasi, past va yuqori temperaturalarda kristall panjaraning issiqlik siimi, issiqlik o’tkazuvchanlik, gazlarda solishtirma issiqlik oqim va issiqlik o’tkazuvchanlik, metallar, dielektriklar va yarimo’tkazgichlarda issiqlik o’tkazuvchanlik, elektronlar bilan boliq issiqlik o’tkazuvchanlik, fononlar va ular bilan boliq issiqlik o’tkazuvchanlik, panjaraviy issiqlik o’tkazuvchanlikning haroratga bolliqligi, o’lchamlik effekti.

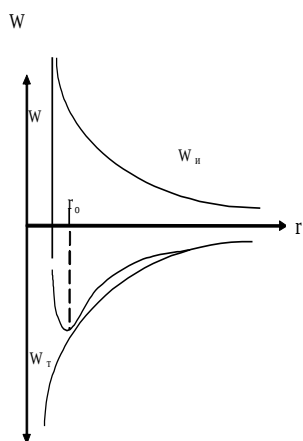
1. Kristallarning tuzilishi

Molekulalarning hosil bo’lish mexanizmlari mu’okama etilganda, bolanish tabiatidan qat’iy nazar, molekula hosil qilayotgan atomlarga ikkita kuch taosir etishi qayd etilgan edi: katta masofalardayoq sezilarli bo’lgan (uzoqdan taosir etuvchi) tortishish kuchlari va kichik masofalarda paydo bo’ladigan va masofaning kamayishi bilan keskin ortib ketadigan (yaqindan taosir etuvchi) itarishish kuchlari.

Itarishish va tortishish kuchlari bilan boliq bo’lgan W_i va W_t potensial energiyalarning atomlar orasidagi masofaga bolanishi, hamda sistemaning to’la energiyasi sxematik ko’rinishda 13.1-rasmda tasvirlangan.

Atomlar orasidagi masofa r_0 bo’lganda tortishish va itarishish kuchlari tenglashadi, ya’ni ularning teng taosir etuvchisi nolga, sistemaning potensial energiyasi minimal qiymatga ega bo’ladi, natijada sistema musta’kam muvozanat holatga erishadi. Mazkur xulosani ko’psonli atomlar sistemasiga ham umumlashtirsak, undagi atomlar bir-biridan bir xil masofada joylashib musta’kam 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 atrofida tebranma harakat qilishi

mumkin. Atomlarning issiqlik harakati energiyasi bolanish energiyasidan ortib ketgunga qadar bu holat saqlanadi.

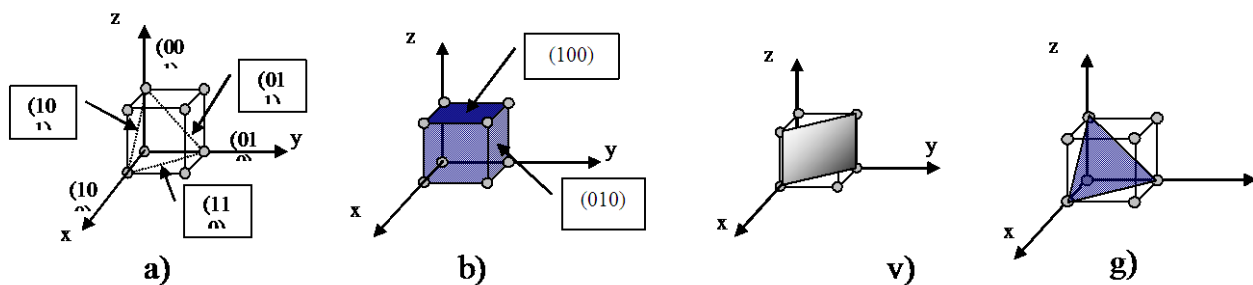


14.1-rasm

Yuqoridagi fikrlarni biz ikki atom orasidagi o'zaro taosir mexanizmiga asoslanib chiqardik. Uch o'lchovli kristalda 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 ji'atdan o'zgarmaydi. Kristall tarkibidagi atomlar fazoda ma'lum va har bir moddaning o'ziga xos 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 (V) elementining 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



14.3-rasm

(albatta, faqat to'ri 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 $\mathbf{a}$, $\mathbf{v}$, $\mathbf{s}$ vektorlarni joylashtiramiz. x- o'qi bo'yicha $a, 2a, 3a, \dots$ masofalarga, y- o'qi bo'yicha $v, 2v, 3v, \dots$ masofalarga va ni'oyat z- o'qi bo'yicha $s, 2s, 3s, \dots$ masofalarga atomlarni joylashtirib kristall panjaraning x, y, z o'qlari bo'yicha zanjirini hosil qilamiz.

Tugunlardagi atomlarni ko'chirish (translyasiya) vektori deb atalgan vektor $\mathbf{T} = n\mathbf{a} + m\mathbf{v} + k\mathbf{s}$ yordamida (14.2- rasm) o'qlar bo'yicha ko'chirib kristall panjara xosil qilinadi. $\mathbf{a}$, $\mathbf{b}$, $\mathbf{c}$ vektorlariga qurilgan eng kichik uyachani Bragg panjarasi yoki elementar uyacha deb ataladi. O'qlar orasidagi α, β, γ 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 gurux-larga bo'linadi va 13^5 dan ortiq ko'rinishga ega) 13 xil Bragg elementar uyachalari yordamida qurish mumkin.

Kristallardagi tugunlarni, yo'nalishlarni va tekisliklarni belgilash uchun Miller indeklari deb atalgan yaxlit sonlar to'plamidan foydalaniladi (13.3 - rasm, a, b, v, g).

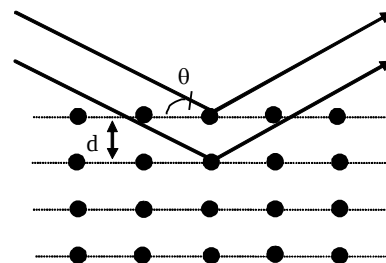
Koordinata o'qlarining boshi sifatida tugunlardan biri qabul qilinsa, unga nisbatan boshqa tugunlarning koordinatalari $x = ma, y = nb, z = kc$ lar bilan aniqlanadi. Agar uzunlik birligi etib panjara doimiylari a, b, c lar qabul qilinsa tugunlarning koordinatalari m, n, k butun sonlardan iborat bo'ladi. Odatda, ular ikkita to'ri qavslar ichiga yoziladi $[[m, n, k]]$.

Kristallardagi yo'nalishlar koordinatalar boshidan o'tadigan to'ri chiziqlar bilan belgilanadi va ular to'ri chiziqli qavslar ichiga olib yoziladi $[m, n, k]$ (13.3 - rasm, a). Kristall panjaraning ixtiyoriy uch nuqtasidan o'tkazilgan tekisliklarni atom tekisliklari deyiladi. Ular 14.3-rasmda(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 difraksion panjaradan iborat deb qarash mumkin. Bunda difraksion panjaraning davri kristall panjaraning doimiysiga teng bo'ladi.

hajmiy difraksion panjaradan elektromagnit to'lqinlarning difraksiyalanish qonunyati bilan rentgen nurlari difraksiyasini kuzatganda tanishgan edik.

Demak, kristallning turli yo'nalishlardagi sirtiga maolom θ sirpanish burchagi ostida rentgen nurlarini, elektronlarni, neytronlarni tushirib, ularning difraksiyasini o'rganish asosida kristall panjaraning doimiylarini Vulpf-Bregglar qonuni yordamida aniqlash mumkin (13.4-rasm)



14.4-rasm

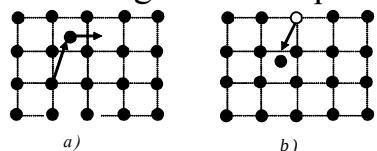
$$2d\sin\theta = m\lambda.$$

(14.1)

Kristallardan rentgen nurlarining difraksiyasini kuzatishga asoslanib, ularning tuzilishini aniqlaydigan usulni rentgenografiya deyiladi. Elektron yoki neytronlarning difraksiyasiga asoslangan usullarni esa, mos ravishda elektronografiya yoki neytronografiya deyiladi.

2. Kristallardagi nuqsonlar

Agar kristall panjarada atomlar barcha kristall yo'nalishlarida bexato davriy ravishda joylashgan bo'lsa bunday kristallni ideal kristall deyiladi. Real kristalllarda turli sabablarga ko'ra nuqsonlar uchrab turishi yuqorida qayd etilgan usullar bilan isbotlangan.



14.5-rasm

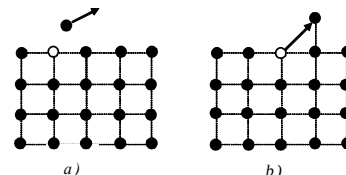
Kristall panjaraning nuqsonlari ularning mexanik, issiqlik, elektr va boshqa fizik-ximik xossalariga katta taosir ko'rsatadi. Shuning uchun nuqsonlarning asosiy turlari va hosil bo'lish mexanizimlari bilan qisqacha tanishib o'tamiz.

Kristall ichidagi to'planish joyiga qarab nuqsonlar nuqtaviy, chiziqli, va hajmiy nuqsonlarga bo'linadi.

Issiqlik harakati tufayli kristall panjara tugunlaridagi atomlar o'z joylarini tark etib (13.5-rasm) tugunlar orasiga o'tib olsa, bunday nuqsonni nuqtaviy yoki Frenkelp nuqsonlari deyiladi.

Atom ketib qolgan joyni "vakant" joy deb ataladi.

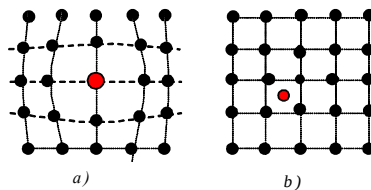
"Vakant" joylar qo'shni tugundagi atomlar tomonidan egallanishi va natijada atomlarning (tugunlarning) kristall bo'ylab estafetali harakati sodir bo'lishi mumkin. Nuqtaviy nuqsonlar sirt qatlamidagi atomlarning birontasini butunlay bulanib ketishi yoki bulangan atom kristall sirtida yangi qatlam tugunini hosil qilishi tufayli ham sodir bo'lishi mumkin (14.6-rasm). Bunday nuqsonlarni SHottki nuqsonlari deyiladi.



14.6-rasm

O'z joyini yo'qotgan atomlar "vakant" joylarga yaqinlashganda ularda ushlanib qolishi natijasida "vakant" joyni to'ldirishi mumkin. Bu hodisani nuqsonlarning

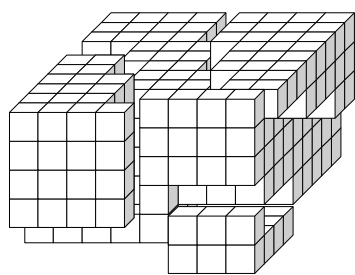
rekombinasiyasi deyiladi. Nuqsonlarning hosil bo'lishidan rekombinasiyalanishigacha o'tgan vaqtni nuqsonlarning yashash vaqti deyiladi. Nuqtaviy nuqsonlar kristall panjaraga begona element atomlari kirib qolganda ham hosil bo'ladi. Bunda begona atom tugunlarning biriga yoki ularning oraliiga joylashishi mumkin. Natijada kristallning shu joyi deformasiyalanadi (13.7-rasm).



14.7-rasm

Chegaraviy yoki vintli deb atalgan dislokasiyalarni chiziqli nuqsonlar deyiladi. Ular kristallarda tashqi kuchlar taosirida noelastik siljish deformasiyasi sodir bo'lganda kuzatiladi (13.8-rasm).

Sirt nuqsonlariga quyidagilarni kiritish mumkin:



14.8-rasm

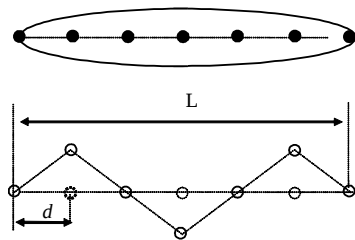
a) tashqi mu'it bilan taosirlashish natijasida kristall sirtiga begona element atomlarining o'tirib qolishi hamda shu tufayli sirtida oksid qatlamlarning hosil bo'lishi;

b) kristall panjaraning ayrim joylarida fazoviy yo'nalishlarning o'zgarib qolishi tufayli ichki nuqsonlar paydo bo'ladi.

Kristall ichida to'planib qolgan nuqtaviy nuqsonlar, darz ketgan joylar, bo'shliqlar, stexiometriyaning buzilishi (qattiq eritmalarda) hajmiy nuqsonlarni tashkil etadi.

3. Fononlar

Yuqorida ko'rdikki, kristall jismlarning atomlari o'zaro musta'kam bolangan xolda fazoviy aniq qonuniyatlar bo'yicha joylashib kristall panjarani hosil qilar ekan. Undagi biron atom muvozanat xolatdan chiqarilsa, uning taosiri qolgan barcha atomlarga ham uzatiladi. Yaoni, panjaradagi biron atomning tebranishi barcha yo'nalishlar bo'yicha tarqaladi. Shuning uchun kristallning alo'ida 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 interferensiya qilishi esa turun to'lqinlarni hosil qiladi.



14.9-rasm

Ular soni kristallning erkinlik darajasi $3N$ ga teng.

Bir xil atomlardan tuzilgan bir o'lchovli atomlar zanjirida turun to'lqinlarning hosil bo'lishi 13.9- rasmlarda ko'rsatilgan.

Ma'lumki, to'lqin jarayonlar to'lqin vektori (soni) $\vec{k}$, siklik chastotasi ω , fazoviy $v_f = \omega/k$ 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 yerda L - zanjirning uzunligi,

$\lambda_{\min} = 2d$ bo'lgani uchun,

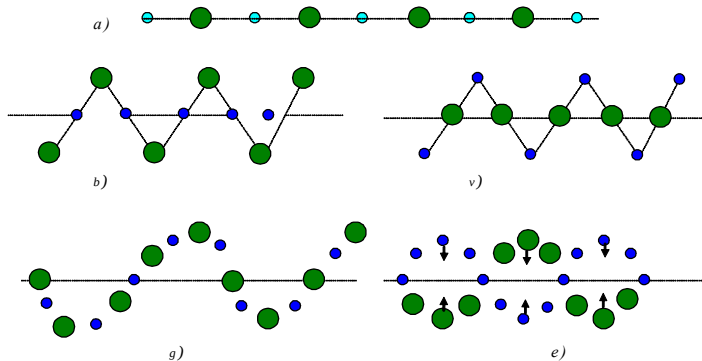
$$\omega_{\max} = K_{\max} v_F = 2\pi \frac{v_{\phi}}{\lambda_{\min}} = \frac{\pi}{d} v_{\phi},$$

bu yerda 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.

14.13 - 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; ye) - optik tebranishlar.



14.10-rasm

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 so'adagi to'liqlar hosil bo'ladi.

Uch o'lchovli kristall panjara bo'lganda $\vec{k}$ vektorining berilgan har bir qiymati va yo'nalishi uchun turlicha qutblangan uchta tebranishlar to'ri keladi: ikkita ko'ngdalang va bitta bo'ylama.

Elementar uyachasida m atomi bo'lgan murakkab kristallarda uchta akustik tebranishlardan tashqari $3(m-1)$ optik soxadagi 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

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega \quad (14.2)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Mazkur ifoda kvant ossillyatorining energiyasiga teng.

Demak, kristallning to'la energiyasini taqriban bir-biriga bolik bo'lmagan $3N$ kvant ossillyatorlari energiyasining yiindisiga teng va energiyaning minimal kvanti $\epsilon = \hbar \omega$ tartibida bo'ladi deb hisoblash mumkin. Bizga maolomki, yorulik kvantini foton deb ataladi. Xuddi shunga o'xshash kristalldagi tebranma harakat energiyasining kvantini fonon deb ataladi.

Fonon $\epsilon = \hbar \omega$ energiyaga va $\vec{p} = \hbar \vec{k}$ impulpsiga ega. Fonnolar faqat kristall ichida paydo bo'ladi va ularning soni saqlanmaydi. Shuning uchun fononlarni kvazizarrachalar deyiladi.

4. Kristallarning issiqlik sig'mi

Kristall panjaraning ichki energiyasi uni tashkil qilgan atom va molekulalar energiyalarining yiindisidan iborat. Madomiki, kristall atomlari tebranma harakatda bo'lib, fononlar hosil qilib turar ekan, u holda kristallning to'la energiyasi undagi fononlar energiyasining yiindisiga teng.

Kristall panjarasining issiqlik siimi uning xaroratini 1 gradusga orttirish uchun kerak bo'lgan issiqlik miqdorini bildiradi

$$C = \frac{dQ}{dT}$$

Jismga yoki ular sistemasiga issiqlik berilsa, termodinamikaning 1 - qonuniga ko'ra $dQ=dU+rdV=dU$, chunki kristallning xajmi sezilarli o'zgaraydi. U xolda

$$C = \frac{dU}{dT}, \quad (14.4)$$

bu yerda dU - kristall ichki energiyasining o'zgarishi. Buni eotiborga olsak, kristallning issiqlik siimi uning xarorati 1 gradusga ortganda kristallning ichki energiyasi qanchaga o'zgarishini bildiradi.

Demak, kristall issiqlik siimini aniqlash uchun uning ichki energiyasining xaroratga bolanishini bilish kerak. Kristall kvant sistema bo'lgani uchun uning ichki energiyasini kvant statistikasi yordamida aniqlaymiz.

$$dU = \hbar \omega dN \quad (14.5)$$

bu yerda dN chastotalari ω va $\omega+d\omega$ oraliida bo'lgan kristalldagi fononlarning soni

$$dN = v \cdot f \cdot dg \quad (13.6)$$

bundagi $v=3$, chunki bir xil chastotali 3 xil fononlar bir yo'nalishda tarqalishi: (ikkita ko'ndalang va bitta bo'ylama fononlar mavjud bo'lishi) mumkin; $dg = \frac{4\pi V p^2 dp}{h^3}$ -

ipulpslari r va $r+dr$ intervalda bo'lgan kvant holatlar zichligi; $f = \frac{1}{e^{E/kT} - 1}$ Boze - Eynshteyn taqsimot funksiyasi, chunki fononlarning spini butun son yoki 0 ga teng va ular uchun $\mu=0$.

Endi fononning energiya va impulslari bilan chastotasi orasidagi maolom bolanishlarni $E = \hbar \omega$ va $r = \hbar \omega / v$ (v - fononning tezligi) inobatga olib, (14.6) ni quyidagicha yozamiz

$$dN = \frac{3V}{2\pi^2 v^3} \frac{\omega^2 d\omega}{e^{\hbar \omega / kT} - 1} \quad (14.7)$$

U holda kristalldagi chastotalari ω va $\omega+d\omega$ bo'lgan fononlarning energiyasi

$$dU = \frac{3V\hbar}{2\pi^2 v^3} \frac{\omega^3 d\omega}{e^{\hbar \omega / kT} - 1}.$$

Bundan

$$U = U_0 + \frac{3V\hbar}{2\pi^2 v^3} \int_0^{\omega_m} \frac{\omega^3 d\omega}{e^{\hbar \omega / kT} - 1}, \quad (13.8)$$

bu yerda $\omega_m = \omega_m = v \left(\frac{6\pi^2 N}{V} \right)^{\frac{1}{3}}$ - fononlarning maksimal chastotasi.

(14.8) dan T bo'yicha xosila olib, kristall panjara issiqlik siimining umumiy ifodasini topish mumkin. Soddalik uchun past va yuqori temperaturalardagi issiqlik siimini aniqlaymiz:

1-xol. Yuqori temperaturalar so'asida $\hbar \omega \ll kT$ bo'lgani uchun

$$e^{\hbar \omega / kT} = 1 + \frac{\hbar \omega}{kT} + \left(\frac{\hbar \omega}{kT} \right)^2 + \dots \cong 1 + \frac{\hbar \omega}{kT}$$

deb olish mumkin.

U xolda

$$U = U_0 + \frac{3V\hbar}{2\pi^2 v^3} \int_0^{\omega_m} \frac{\omega^3 d\omega}{\hbar\omega} = U_0 + \frac{3V}{2\pi^2 v^3} \int_0^{\omega_m} \omega^2 d\omega = U_0 + 3kTN$$

yaoni

$$U = U_0 + 3kTN \quad (14.9)$$

bu yerda U_0 – kristall panjaraning $T = 0$ dagi ichki energiyasi.

Bir molp kristallda $N = N_A$ bo'lgani uchun $U_\mu = 3N_A kT$.

U xolda yuqori temperaturalarda kristallning molyar issiqlik siimi

$$S = dU/dT = 3kN_A = 3R \quad (14.13)$$

(14.13) xaqiqatdan xam Dyulong va Ptilar tajribada aniqlagan natijaning aynan o'zidir.

2 -xol. Past temperaturalar so'asi $\hbar\omega \gg kT$.

(14.8) da o'zgaruvchilarni quyidagicha almashtiramiz:

$$x = \hbar\omega/kT, \quad x_m = \hbar\omega_m/kT \text{ va } \hbar\omega_m = k\theta \quad (14.13)$$

bu yerda θ ni - *Debaying xarakteristik xarorati deyiladi*. Uning maonosi quyidagicha: xarorat 0 dan θ gacha o'zgarganda kristallda chastotalari 0 dan ω_m gacha mumkin bo'lgan fononlar hosil bo'ladi. θ dan boshlab kristallda ω_m dan katta chastotali fononlar hosil bo'lmaydi.

(14.13) dan

$$\omega = \frac{kT}{\hbar} \cdot x, \quad d\omega = \frac{kT}{\hbar} dx, \quad \omega = \frac{k}{\hbar} \theta \quad (14.13)$$

(14.13) ni (13.8) ga qo'yamiz

$$U = \frac{3V k^4 T^4}{2\pi^2 v^3 \hbar^3} \int_0^{x_m} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{3\hbar V}{2\pi^2 v^3} \left(\frac{kT}{\hbar} \right)^4 \cdot \frac{\pi^4}{15}$$

bundagi

$$\omega_m^3 = v^3 \frac{6\pi^2 N}{V}$$

ekanini inobatga olsak,

$$U = \frac{3}{5} \frac{\pi^4 kN}{\theta^3} T^4$$

yoki

$$U_\mu = \frac{3}{5} \pi^4 kN_A \frac{T^4}{\theta^3}$$

U xolda issiqlik siimi

$$C = \frac{dU}{dT} = \frac{12}{5} \pi^4 kN \left(\frac{T}{\theta} \right)^3$$

yoki

$$C_\mu = \frac{12}{5} \pi^4 kN_A \frac{T^3}{\theta^3} = \frac{12}{5} \pi^4 R \left(\frac{T}{\theta} \right)^3$$

Demak, past temperaturalarda issiqlik siimi temperaturaning kubiga proporsional ekan

$$S \sim T^3$$

Buning sababi shuki, xaroratning ortishi bilan fononlarning konsentrasiyasi T^3 bo'yicha ortadi.

Xaroratning oraliq so'asida ichki energiya va issiqlik siimi murakkabroq o'zgaradi. Umumiy holda (14.8) dan T bo'yicha hosila olib S ni topish mumkin. harorat θ ga yaqinlashgani sari fononlar konsentrasiyasining ortishi ham sekinlashadi.

5. Kristallarda issiqlik o'tkazuvchanlik

Qattiq jismlarning tebranishi bilan boliq hodisalardan biri issiqlik o'tkazuvchanlikdir. Jismning ko'proq qizigan qismidan uning kamroq qizigan qismiga issiqlikning ko'chish jarayoniga jismning issiqlik o'tkazuvchanligi deyiladi. Mazkur hodisani tushunib olish uchun gazlarning issiqlik o'tkazuvchanligini eslab olamiz.

A va V plastinkalarni bir-biridan, gaz molekulalarining erkin chopish yo'li λ_α dan ancha katta masofaga joylashtiramiz. A ning harorati T_2 , V niki T_1 va $T_2 > T_1$ bo'lsin. U holda A plastinka yaqinidagi gaz molekulalarining tezligi V plastinka yaqinidagi-lardan yuqori bo'ladi. Ular o'zaro to'qnashganda bir-birlariga impuls uzatadilar va maolom vaqt o'tishi bilan A va V plastinkalarining haroratlari tenglashgunga qadar, bu jarayon davom etadi. haroratlar farqi saqlanib turilsa birlik vaqt ichida birlik sirt orqali A plastinkadan V plastinka yo'nalishida quyidagi issiqlik miqdori o'tadi.

$$q = -\chi \frac{dT}{dx} \quad (14.1)$$

q - solishtirma issiqlik oqimi, χ - solishtirma issiqlik o'tkazuvchanlik koeffisienti, dT/dx - harorat gradienti.

Molekulyar kinetik nazariya nuqtai nazaridan gazlarning solish-tirma issiqlik koeffisienti uning parametrlari bilan quyidagicha bolangan:

$$\chi = \frac{1}{3} \rho < v > \lambda > c_v \quad (14.2)$$

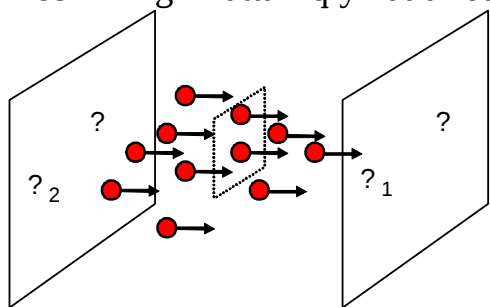
bu yerda

ρ - gazning zichligi;

$< v >$ va $< \lambda >$, mos ravishda gaz atomlarining o'rtacha issiqlik harkat tezligi va erkin yugurish yo'li,

s_v - o'zgaras hajmdagi gazning solishtirma issiqlik siimi.

Ma'lumki ρ gaz bosimiga to'ri proporsional ravishda ortadi, λ - esa kamayadi. Bosimning katta qiymatlarida ($\lambda \ll l$) $\rho\lambda = \text{sonst}$ bo'lishi, yaoni gazlarda issiqlik



14.11-rasm

o'tkazuvchanlik bosimga boliq bo'lmay qolishi mumkin. Bosimning kamayishi bilan esa λ ortib boradi. Bosim maolom qiymatga yetganda, $\lambda = 1$ dan boshlab λ ortmay qoladi. Bu hodisa odatda bosimning $0.1 \div 50$ Pa oraliidagi qiymatlarida kuzatiladi. Bosimning kamayishi bilan χ ham kamayadi, chunki ρ kamayadi. Bosim yanada kamaysa $A \rightarrow V$ ga va $V \rightarrow A$ ga atomlar o'zaro to'qnashmasdan uchib o'ta boshlaydi. Bu hollarda issiqlik oqimi $A \rightarrow V$ ga va $V \rightarrow A$ ga yo'nalgan oqimlar

farqiga teng bo'lib qoladi:

$$q = \frac{1}{2} kn < v > (T_2 - T_1) \quad (14.3)$$

bu yerda - k - Bolsman doimiysi, n-plastinkalar orasidagi gazning konsentrasiyasi.

O'rtacha tezlik va konsentrasiyaning molekulyar kinetik nazariya aniqlagan quyidagi ifodalarini

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} \quad n = \frac{p}{kT}$$

inobatga olsak, solishtirma issiqlik oqimi (14.3)

$$q = \sqrt{\frac{2R}{\pi M}} \frac{(T_2 - T_1)}{\sqrt{T}} p \quad (14.4)$$

ko'rinishni oladi. Bu yerda T -plastinkalar orasidagi o'rtacha harorat, M-gazning molyar massasi, R- universal gaz doimiysi.

Demak, past haroratlarda issiqlik oqimi gaz bosimiga proporsional ravishda ortadi.

Odatda gazlarda neytral molekulalardan tashqari zaryadlangan musbat va manfiy ionlar va erkin elektronlar ham bo'ladi. Ularning konsentrasiyalari neytral atomlarinikidan 2 - 3 tartibga kichik bo'ladi. Shuning uchun ular issiqlik o'tkazuvchanlikka sezilarli taosir ko'rsatmaydilar.

Qattiq jismlarda esa aksincha, masalan metallarning erkin elektronlari, kristall panjaraning tebranishi tufayli paydo bo'ladigan va kristalning barcha yo'nalishlarida tarqaladigan elastik to'lqinlar bilan birgalikda issiqlik o'tkazuvchanlikka katta hissa qo'shadi. Shuning uchun umumiy holda qattiq jismlarning issiqlik o'tkazuvchanligi ikkita tashkil etuvchilardan iborat bo'ladi:

$$\chi = \chi_p + \chi_{el} \quad (14.5)$$

bu yerda: χ_p - kristall panjaraning tebranishlari, yaoni fononlari bilan bolik issiqlik o'tkazuvchanligi; χ_{el} - kristalldagi mavjud erkin elektronlar bilan bolik issiqlik o'tkazuvchanlik.

Metallarda erkin elektronlarning konsentrasiyasi metall atomlarining konsentrasiyasi bilan bir tartibda bo'ladi, Shuning uchun metallarning issiqlik o'tkazuvchanligi katta va asosan χ_{el} dan iborat bo'ladi.

Dielektriklarda esa erkin elektronlar amalda bo'lmaydi va ularda $\chi = \chi_p$, hamda issiqlik o'tkazuvchanligi past bo'ladi.

Yarim o'tkazgichlarning issiqlik o'tkazuvchanligi ham asosan panjaraning issiqlik o'tkazuvchanligidan iborat, harorat yoki aralashmalarning konsentrasiyasi ortishi bilan χ_{el} ortib χ_p ga yaqinlashadi va umumiy issiqlik o'tkazuvchanlik ham sezilarli ortib ketadi.

Qattiq jism tarkibidagi erkin elektronlar o'zini huddi ideal gaz atom va molekulalari kabi o'tadi. Shuning uchun qattiq jismning elektronlar bilan bolik issiqlik o'tkazuvchanligini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\chi = \frac{1}{3} n \langle v \rangle \lambda > c_{eV} \quad (14.6)$$

bunda s_{eV} - elektron gazning birlik hajmining issiqlik siimi. Kristallarning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi ham, issiqlik o'tkazuvchanligi ham erkin elektronlarning konsentrasiyasi va o'rtacha erkin yugurish yo'lga proporsional bo'lgani uchun

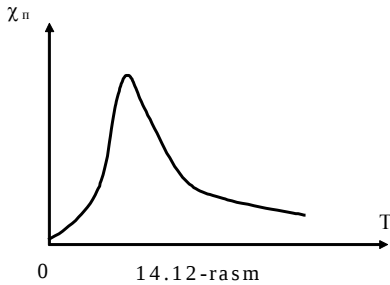
$$\frac{\chi}{\sigma} = \frac{k}{e^2} m \langle v \rangle^2 = \frac{2k}{e^2} \frac{m \langle v \rangle^2}{2} = 3 \left(\frac{k}{e} \right)^2 T$$

yaoni T ga chiziqli bolik bo'ladi. Bu ifodani Videman-Frans qonuni deyiladi.

6. Fanonlarning ko'chish jarayoni.

Energiyani uzatuvchi zarrachalar sifatida fononlar olinsa va tenglamaga fononlarning konsentrasiyasi va o'rtacha yugirish yo'li kiritilsa, kristall panjaraning issiqlik o'tkazuvchanligini ham (13.2) ifoda bilan tavsiflash mumkin. Mazkur masala yechimiga to'xtalmasdan, hodisaning ayrim tafsilotlarini ta'lil qilamiz.

O'tgan maoruzada qayd etilganidek, kristallning harorati ortishi bilan fononlarning na faqat konsentrasiyasi, balki ularning energiya spektri ham, shu bilan birga aksariyat xollarda sochilish mexanizmlari ham o'zgaradi.



Past haroratlarda kristalllarda faqat kichik energiyali $\varepsilon = \hbar \omega$ (yaoni uzun to'lqinlarni hosil qiladigan tebranishlar) fononlar bo'ladi. Bunday fononlar panjaraning nuqsonlarida va mayda kristallchalarining chegaralarida sochiladi.

Kristall panjaraning issiqlik siimi past haroratlarda T^3 qonun bo'yicha ortadi. Demak, fononlarning konsentrasiyasi ham berilgan haroratlar oraliida T^3 bo'yicha ortadi. Fononlarning o'rtacha erkin yugirish masofasi esa haroratga boliq emas. Shuning uchun χ_p ham T^3 qonun bo'yicha ortadi.

harorat ortishi bilan fononlar konsentrasiyasining 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 taosirlashish jarayoni kuchayadi. harorat qancha yuqori bo'lsa jarayon shuncha kuchayadi, yaoni fononlarning erkin yugirish masofasi qisqaradi. Sanab o'tilgan jarayonlar tufayli yuqori haroratlar so'asida panjaraning issiqlik o'tkazuvchanligi haroratga teskari proporsional ravishda o'zgaradi.

Haroratning oraliq so'asida issiqlik o'tkazuvchanlik koeffisientining haroratga bolanishi murakkab bo'ladi va kristalldagi nuqsonlarning soni va turiga qarab o'zgaradi (14.4-rasm).

Kristall panjarada nuqsonlar bo'lmasa panjaraning tebranishi mutloqo davriy (garmonik) va ular hosil qilgan to'lqinlar bir-birlari bilan uchraganda o'zaro taosirlashishmasdan biri ikkinchisining orasidan o'tib ketgan bo'lur edi.

Agar mazkur kristall bo'ylab harorat gradientini hosil qilsak kristallning 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 taosiri Guk qonunidan farq qiladi.

$$F = - \frac{k \Delta x}{x_0} + \gamma \left(\frac{\Delta x}{x_0} \right)^2 + \dots \quad (14.7)$$

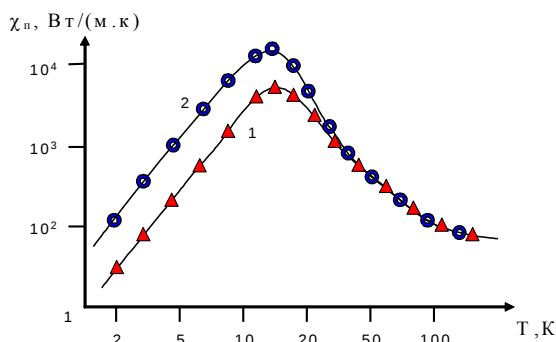
bu yerda γ - angarmonik koeffisient deyiladi. (13.7) ning ikkinchi hadining qiymati q ga va tebranish amplitudasiga (haroratga) boliq bo'ladi va quyidagi natijalarga sabab bo'ladi:

1) harorat ortishi bilan atomlar orasidagi masofaning o'zgarishi kristallning issiqlikdan kengayish koeffisienti g ga proporsional bo'ladi;

2) tebranishlar garmonikligi buziladi va shu sababli hosil bo'lgan to'lqinlar bir-birlaridan mustaqil tarqalmaydi, ular bir-birlari bilan uchrashganda sochilishi, yaoni 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 boliq.

Issiqlik o'tkazuvchanlik koeffisienti χ umuman olganda modda agregat holatiga, uning atom - molekulyar tuzilishiga va kimyoviy tarkibiga, temperatura, bosim va boshqa parametrlarga boliq. Siyraklashgan gazlarda molekulalarning erkin yugurish yo'li λ idish



14.13-rasm

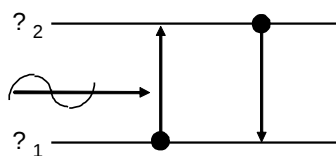
devorlari orasidagi masofa L ga sezilarli yaqinlashganda gazning issiqlik o'tkazuvchanligi keskin kamayib ketadi. Bu hol Dyuar idishlarini (termoslar) tayyorlashda qo'laniladi. Issiqlik hrakati energiyasining ko'chirilish jarayonini mu'it o'lchamlariga boliq bo'lib qolishi - "o'lchamli effekt" kristall qattiq jismlarda ham kuzatiladi. Sof kristallarning past temperaturalaridagi panjaraviy issiqlik o'tkazuvchanlik koeffisienti ularning chiziqli o'lchamlariga boliq ($\chi_n \sim R$) bo'lib qolishini birinchi marta Kazimer G.V. (1939) bashorat qilgan. Payerlsning nazariy ko'rsatishicha yuqori temperaturalarada fonon-fonon sochilish mexanizmi tufayli fononlarning erkin yugurish yo'li temperaturaga teskari proporsional ($\lambda_f \sim 1/T$), past temperaturalarda esa $\lambda_f \sim yexr$ (θ/T), ya'ni temperatura pasayishi bilan tez ortib boradi. Suyuq geliy teperaturasida (4,2K) λ_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 qoladi. Issiqlik o'tkazuvchanlikning "o'lchamli effekti" R.Birman tomonidan Li F da tajribada kuzatilgan (14.5-rasm, 1 - chiziqli uchun sterjen ko'ndalang kesim yuzasi $1,33 \times 0,91 \text{ m}^2$, 2 - chiziqli uchun esa $7,55 \times 6,97 \text{ mm}^2$).

7. Myossbauer effekti

1904 yilda Vud natriy (Na) bulariga sariq to'lqin uzunligidagi nur tushirganda bu bular huddi shunday to'lqin uzunligidagi nurlar chiqarib shuolalana boshlashini aniqladi. Keyinchalik simob (Ng) va boshqa elementlarda ham shunday hodisalar ko'zatildi. Bu hodisa rezonans nurlanish va rezonans yutilish deb atala boshlandi.

Bunda atomlar asosiy xolatdan eng yaqin uyongan holatga o'tganda ω chastotaga ega bo'lgan $\Delta E = \hbar \omega$ energiyali nurni intensiv yutadi, so'ngra asosiy holatga qaytishda shunday ω chastotali nurlarni chiqaradi (14.13- rasm).

Fluoressensiyalanuvchi moddadan o'tgan yorulik, yutilishi tufayli, susayadi. SHu sababli rezonans fluoressensiya o'rniga ko'pincha yorulikning rezonans yutilishi deb aytiladi.



14.14-rasm

Atom yadrolari atomlarning o'zi kabi diskret energiya sat'lariga ega. Yadro sat'lari orasidagi o'tishlarni γ - nurlar hosil qiladi. Atomlarga ko'rinadigan nurlar tushganda hosil bo'ladigan rezonans fluoressensiyaga o'xshash, yadrolarga γ - nurlari tushganda ham fluoressensiya bo'liyapti deb o'ylash mumkin. Lekin, γ - nurlarda rezonans fluoressensiya hodisasini kuzatishga uzoq vaqt muvaffaq bo'linmadi.

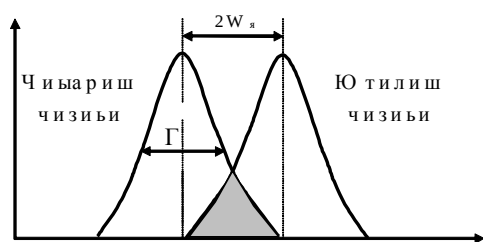
Noaniqlik munosabatlariga asosan yadroning barcha uyongan energetik sat'larining kengligi quyidagi energiya qiymatlariga ega bo'ladi:

$$\Delta E \approx \frac{\hbar}{\Delta t}$$

Δt - yadroni uyongan holatda bo'lish vaqti:

$\Delta t \Rightarrow \infty$ da $\Delta W = 0$, bu asosiy holatga mos keladi. Yadro uyongan xolatdan asosiy holatga o'tish uchun ketgan vaqtda monoxromatik bo'lmagan γ - nurlarini chiqaradi. Bu monoxromatiklikni γ - nurlanish chizining tabiiy kengligi deb, bunga mos keluvchi ΔE energiyani esa yadro sat'larining tabiiy (G) kengligi deb ataladi (14.13-rasm).

Yadrolar tomonidan γ - nurlarining rezonans yutilishi deb shunday γ - nurlariga aytiladiki, bu nurlarning ω chastotasi, asosiy holat bilan uyongan holatlardan biri orasidagi energiya $\hbar \omega$ ga teng bo'ladi.



14.15-rasm

Ya'ni, bu rezonansning maonosi shuki, u huddi shunday chastotali γ - fotonlar chiziida bo'ladi, bu γ fotonlar yadro uyongan holatlardan normal holatga o'tganda sodir bo'ladi. γ - nurlarini nurlanish va yutilish jarayonida yadro olgan tepki energiya hisobga olinadi.

Yadro W uyongan holatdan asosiy holatga o'tganda

$$\hbar \omega_{\text{nur}} = W_f = W - W_{ya} < W,$$

energiyali γ nurlar nurlanadi, bu yerda W_{ya} - yadro olgan

tepki energiya.

Aksincha, yutilishda esa

$$W_f = \hbar \omega_{\text{util}} = W + W_{ya} > W$$

energiyali γ nurlar yutiladi.

Yutilish va nurlanish chiziqlarida chastotalar bir-biriga nisbatan

$\omega_{\text{yutish}} - \omega_{\text{nur}} = \Delta\omega$ ga siljigan bo'ladi. Demak, γ kvantning yutilish va nurlanish jarayonida yadro olgan umumiy tepki energiya: $\hbar \Delta\omega = 2W_{ya}$.

Yadroga beriladigan W_{ya} tepki energiya foton impulsi R_f bilan aniqlanadi, bunda yutilish va nurlanish vaqtida yadro $R_{ya} = R_f$ tepki impulsni oladi:

$$W_{ya} = \frac{P_{\gamma}^2}{2M_{ya}} = \frac{P_{\phi}^2}{2M_{ya}} = \left(\frac{\hbar \omega}{c} \right)^2 \frac{1}{2M_{ya}}$$

bu yerda M_{ya} – yadro massasi. Masalan $^{191}_{77}\text{Ir}$ iridiy yadrosining $W=139$ keV holati uchun $W_{ya} = 0,05$ eV, $\hbar \Delta\omega = 0,1$ eV bo'lib, sat'ning tabiiy kengligidan ancha katta. SHu sababdan alo'ida yadro uchun rezonans yutilish hodisasi kuzatilmaydi.

Yadro kristall panjarada turganda γ - 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'qoluvchi energiya W_{ya} juda kichik bo'ladi. Bunday holda γ - fotonlarining rezonans yutilishi va nurlanishi kuzatiladi, bu rezonans maolom ω chastotaga mos keladi va uning kengligi tabiiy kenglik tartibida bo'ladi.

γ - nurlarini (tepki) energiya yo'qotmasdan rezonans nurlanishiga (yutilishiga) Myossbauer effekti deyiladi.

MUSTA’KAMLASH UCHUN SAVOLLAR

1. Issiqlik o'tkazuvchanlik deb nimaga aytiladi?
2. Solishtirma issiqlik siimi nimani bildiradi?
3. Molekulyar kinetik nazariya asosida issiqlik o'tkazuvchanlik qanday tushintiriladi?
4. Gazlarning issiqlik o'tkazuvchanligi nimalarga boliq?
5. Qattiq jismlarda issiqlik o'tkazuvchanlik qanday sodir bo'ladi?
6. Kristallarda fononlar qanday hosil bo'ladi?
7. Angarmonizmning mohiyati nima?
8. Metal va dielektriklarning issiqlik o'tkazuvchanliklarida qanday farq bor?
9. O'lchamlik effekti nima?
10. Myossbauer effektining mohiyati nima?
13. Kristall jismlar qanday tuzilishga ega ?
12. Translyasiya vektori nima?
13. Kristaldagi atomlarning koordinatalari va yo'nalishlar qanday ifodalanadi?
14. Kristallarning tuzilishini qanday o'rganish mumkin ?
15. Kristallarda qanday nuqsonlar uchraydi ?
16. Normal va optik tebranishlar nima?
17. Kristallarning issiqlik siimi nimani bildiradi?
18. Past va yuqori haroratlarda kristallarning issiqlik siimi qanday bo'ladi ?
19. Fononlar qanday xususiyatlarga ega ?
20. Debay haroratining maonosi nimadan iborat ?

ADABIYOTLAR

1. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M.,1989, §§ 41.8.
2. T.I.Trofimova. Kurs fiziki. M.,2000, str. 237.
3. G.N.Epifanov. Fizika tverdogo tela. M. 1985. G. II, III.
4. I.V.Savelev. Kurs obshey fiziki 5kn.M. 1998.
5. I.V.Savelpev. Kurs obshey fiziki. 5 kn. M.1998. §6.1-6.6.
6. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M.,1989, § 45.8.
7. O.A'madjonov. Fizika kursi. III k. T. 1989, IX - bob, § 6.
8. T.I.Trofimova. Kurs fiziki. M,2000, str. 259.

15-Ma'ruza: QATTIQ JISMLARNING ELEKTR O'TKAZUVCHANLIGI. O'TA O'TKAZUVCHANLIK HODISASI. MAGNETIKLAR

Reja:

1. Zonalar nazariyasining elementlari.
2. Kristall panjaradagi elektronning harakati.
Effektiv massa.
3. Metallarda elektr o'tkazuvchanlik.
4. Yarim o'tkazgichlarda elektr o'tkazuvchanlik.
5. O'tao'tkazuvchanlik hodisasi.
6. Ferromagnetizm nazariyasi elementlari.
7. Antiferromagnetiklar.
8. Ferritlar.

Tayanch so'z va iboralar: energetik satx, energetik zona, o'tkazgich, yarim o'tkazgich, dielektrik, taqiqlangan zona, Fermi satxi, Blox funksiyasi, to'lqin soni, noaniqlik munosabati, effektiv massa, ideal kristall, nuqsonlar, xususiy yarim o'tkazgich, aralashmali yarim o'tkazgich, elektr o'tkazuvchanlik, metallarda elektr o'tkazuvchanlik, o'tao'tkazuvchanlik, kritik temperatura, Meyssner effekti, makraskopik kvant effekti, Kupper juftlari, diamagnit, paramagnit, ferromagnit, ferrit, qoldiq induksiya, qoldiq magnitlanish, koersitiv kuch, magnit gisterezis, gisterezis sirtmoi, Kyuri nuqtasi, domenlar, magnitostriksiya, Neel effekti, antiferromagnetiklar, almashinuv energiyasi, elektron spini, Eynshteyn va de-Gaaz tajribasi, magnitlanish vektori, magnit induksiyasi, magnit maydon kuchlanganligi, Kyuri-Vayss qonuni, Bargauzen effekti, ferromagnetikning to'yinishi, monokristall, yengil magnitlanish yo'nalishi, qiyin magnitlanish yo'nalishi.

1. Zonalar nazariyasining elementlari.

Elektron nazariyani rivojlanishi natijasida qattiq jismlarning zonalar nazariyasi ishlab chiqildi. Bu nazariyada qattiq jism kristall tuzilishiga ega deb qaralib, shu kristall panjaralar orasida harakatlanuvchi elektronlarning xolatlari o'rganiladi. Kristall panjaradagi elektron ham erkin elektronlar kabi panjaraning davriy potensial maydonida harakat qiladi.

Pauli prinsipiga asosan kristallardagi elektronlar ma'lum energetik holatlarda turaoladi. Bu energetik holatlar energetik zonalariga birikadi. Energetik zonalar esa bir-birlaridan man qilingan zonalar bilan ajralgan bo'ladi. (15.1(a)- rasm).

Atomlarning birlashishi natijasida vujudga keladigan kristallda hosil bo'ladigan zonalarini kelib chiqishini aniqlaylik.

Buning uchun dastlab N dona izolasiolangan atomdan iborat jismni ko'raylik. Izolasiyalangan atomdagi elektronlarning xolati 4 ta kvant soni n , ℓ , m_ℓ , m_s bilan xarakterlanishi bizga ma'lum, ya'ni ular i'tiyoriy energiyaga ega bo'lmasdan diskret qiymatli energiyaga ega bo'ladilar. Bu atomda xar bir xolat energetik diagrammada bitta energetik sat'ni tashkil qiladi. (15.1(b) -rasm).

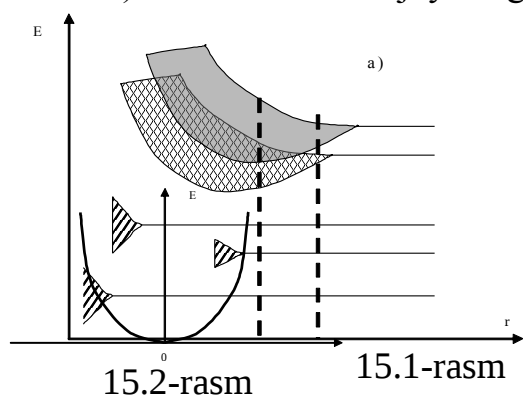
Agar atomlar bir-birlariga yaqinlashsa, ular orasidagi o'zaro taosir orta boradi, ular orasidagi masofa juda yaqin bo'lsa, xar bir atom qo'shni atom hosil qilgan juda kuchli

elektr maydonda turib u bilan o'z maydoni orqali taosirlashadi. Natijada, elektronlarning energetik sat'leri parchalanadi, yaoni N ta bir xil energetik sat'lar o'rniga N ta bir-biriga yaqin, lekin mos kelmaydigan sat'lar xosil bo'ladi. SHunday qilib, izolyasiolangan atomdagi xar bir energetik sat', kristallarda Nta zich joylashgan zonalar iborat bo'lgan energetik sat'lar to'plamini xosil qiladi.

Demak, qattiq jismda izolyasiolangan aloxida energetik sat'lar o'rniga energetik zonalar xosil bo'lar ekan.

Parchalanish darajasi barcha sat'lar uchun bir xil emas. Atomdagi tashqi elektronlar (valentli) joylashgan sat'lar kuchli taosirga uchrab, ichki elektronlar joylashgan sat'lar esa kuchsiz o'zgaradi.

- 1) elektronsiz energetik sat'lar zonasi.
- 2) valent elektronli energetik sat'lar zonasi.
- 3) ichki elektronlar joylashgan energetik sat'lar zonasi.



Energetik zonalaridagi energetik sat'lar orasidagi energiya farqi $\sim 10^{-22}$ eV bo'ladi, demak energetik zonalar amalda uzluksiz spektrni beradi. Bu esa, o'z navbatida elektronni bitta zona bilan chegaralangan energetik sat'larda harakat qila olishini ko'rsatadi, yaoni

berilgan zonadagi elektronlar bir atomdan ikkinchi atomga o'ta olib, xamma atomlar uchun umumiy bo'lib qoladi.

Energetik zonadagi xamma sat'lar elektronlar bilan band bo'lsa, bunday zonani to'ldirilgan zona deb ataladi.

Elektronlar turishi mumkin bo'lgan zonalar ru'sat etilgan zonalar deb ataladi.

Kristallardagi atomlarning xossalriga qarab muvozanatli xolatda ikkita atom orasidagi masofa r_1 ko'rinishda yoki r_2 ko'rinishda bo'ladi, r_1 ko'rinishda xolatlar o'rtasida man qilingan zona hosil bo'ladi, r_2 masofada esa qo'shni zonalar bir-birini berkitadi.

Kristallardagi energetik zonalar, SHredinger tenglamasini yechish bilan aniqlanadi.

Kristalldagi elektronlar deyarli erkin elektronlar bo'lib, ular potensial maydonda harakatlanadi deb qaraymiz. Bu maydonni kristall panjara hosil qiladi.

Bu maydonda xarakatlanyotgan elektronning holati SHredinger tenglamasi bilan ifodalanadi,

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + U \psi = E \psi \quad (15.1)$$

bu yerda U - elektronning potensial energiyasi.

Davriy potensial maydon uchun (15.1) tenglamaning yechimi

$$\psi_k = u_k(r) e^{-ikr} \quad (15.2)$$

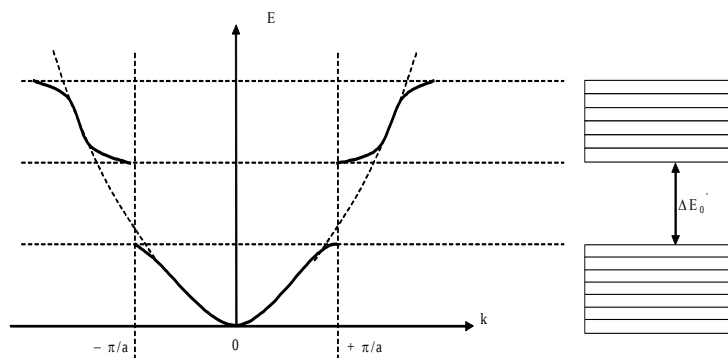
ko'rinishda bo'lishini Blox isbotlagan. (15.2) funksiyani Blox funksiyasi deyiladi, bu yerda $u_k(r)$ – panjara davri bilan o'zgaradigan davriy funksiya.

Erkin elektronlar energiyasining to'lqin soniga bolqlik grafigi

$$E = \frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (15.3)$$

15.2 - rasmdagidek, lekin energiyaning qiymati uzluksiz bo'lib ko'ringani bilan $y_e(k)$ diskret nuqtalar to'plamidan iborat, ammo bu nuqtalar shunday qalin joylashganki ular tekis chiziq bo'lib ko'rinadi.

Davriy o'zgaruvchi maydon uchun esa $y_e(k)$ bolanish 15.3 -rasmdagidek ko'rinishga ega.



15.3-rasm

15.3 - rasmda bir o'lchovli kristall uchun Brillyuen zonasi keltirilgan. $k = \frac{\pi}{a}n$

,bunda $(n=\pm 1, \pm 2, \dots)$ nuqtalarda $y_e(k)$ uziladi va $\Delta E_0, \Delta E_0'', \dots$ man qilingan zonalar vujudga keladi.

Agar $k = 2\pi/\lambda$ - to'lqin uzunligi orqali ifodalasak, $y_e(k)$ uzilib, man qilingan zonani xosil bo'lish sharti

$$n\lambda = 2a \quad (15.4)$$

$2a \sin \alpha = n\lambda$ - bu esa Vulpf - Bregg tenglamasi, yaoni atomlar joylashgan tekislikdan qaytayotgan to'lqinning to'lqin uzunligi λ ni ifodalaydi.

Xaqiqatan xam elektronlar to'lqin xossasiga ega bo'lib, ularni kristalldagi harakatini elektronlar to'lqinining tarqalishi deb qarash mumkin.

Shunday qilib, kristallarda elektronlar energetik zonalar bo'ylab taqsimlangan bo'ladi.

Elektronlar kristallda past energetik zonadan boshlab yuqori zonalarga qarab to'lib boradi.

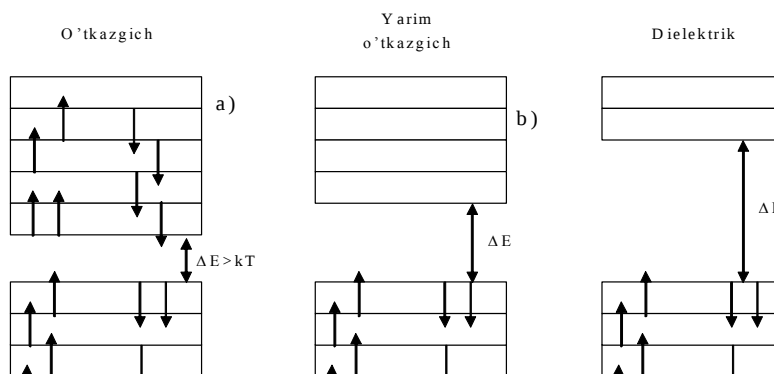
Zonalardagi elektronlarning taqsimlanishi va man qilingan zonalarning kengligiga qarab qattiq jismlar o'tkazgich, yarim o'tkazgich va izolyatorlik xossalariga ega bo'ladi (15.4 - rasm).

2. Kristall panjaradagi elektronning harakati.Effektiv massa.

To'lqin soni $\vec{k}$ elektronning impulsi $\vec{p}$ bilan

$$\vec{p} = \hbar \vec{k} \quad (15.5)$$

formula orqali bolangan. Noaniqlik munosabatiga asosan $\Delta x \cdot \Delta R \sim \hbar$ u holda



15.4-rasm

$$\Delta x \cdot \Delta k \sim 1 \quad (15.6)$$

k - aniq bo'lganda ($\Delta k = 0$) elektronning kristalldagi vaziyati aniq bo'lmaydi. Faraz qilaylik ($\Delta k \neq 0$) bo'lsin, u xolda elektron $\Delta x = 1/\Delta k$ so'ada joylashgan bo'ladi.

Superpozisiya prinsipiga asosan elektronni holatini ifodalovchi $\psi_K = u_K e^{-ikr}$ funksiya y_e

$i k r$ ko'rinishdagi yassi to'lqinlarning yiindisidan iborat bo'ladi, bu to'lqinlar esa Δk oraliqdadir.

Agar Δk juda katta bo'lmasa, u xolda yassi to'lqinlar superpozitsiyasi to'lqin paketi xosil qiladi.

Natijali to'lqin amplitudasi

$$v_{rp} = \frac{d\omega}{dk} \quad (15.7)$$

guru' tezligi bilan ko'chadi.

Elektron shu to'lqin to'plamining markazida deb faraz qilinsa, v_{ep} elektronning kristaldagi tezligini ifodalaydi.

$\varepsilon = \hbar \omega$ dan foydalanib,

$$v_{ep} = \frac{1}{\hbar} \frac{d\varepsilon}{dk} \quad (15.8)$$

Endi ye elektr maydoni taosirida kristalldagi elektron o'zini qanday tutishni aniqlaylik. Bu holda panjara hosil qilgan F_{kris} kuchdan tashqari elektronga $F=eE$ kuch xam taosir qiladi.

dt vaqtda bu kuchlar elektron ustida

$$dA = F v_{rp} dt \quad (15.9)$$

ish bajaradi. (15.8) ga asosan:

$$dA = F \frac{1}{\hbar} \frac{d\varepsilon}{dk} dt \quad (15.15)$$

Bu ish elektron energiyasini orttirishga ketadi, yaoni $dA=d\varepsilon$.

$$\frac{d\varepsilon}{dk} dk = d\varepsilon$$

desak,

$$\frac{d\varepsilon}{dk} dk = \frac{F}{\hbar} \frac{d\varepsilon}{dk} dt$$

bundan

$$\frac{dk}{dt} = \frac{F}{\hbar} \quad (15.15)$$

(15.8) ni differensiallab

$$\frac{dv_{rp}}{dt} = \frac{1}{\hbar} \frac{d}{dt} \left(\frac{d\varepsilon}{dk} \right) = \frac{1}{\hbar} \frac{d^2\varepsilon}{dk^2} \cdot \frac{dk}{dt}$$

(15.15) ga asosan

$$\frac{dv_{rp}}{dt} = \frac{1}{\hbar} \cdot \frac{d^2\varepsilon}{dk^2} \cdot \frac{F}{\hbar}$$

yoki

$$F = \frac{\hbar^2}{d^2\varepsilon / dk^2} \frac{dv_{rp}}{dt} \quad (15.15)$$

(15.15) ni Npyutonning II qonuni $F = m \frac{dv}{dt}$ bilan taqqoslasak,

$$m^* = \frac{\hbar^2}{d^2\varepsilon / dk^2} \quad (15.15)$$

buni elektronning effektiv massa deyiladi.

Erkin elektronlar uchun $\varepsilon = \frac{\hbar^2}{2m} k^2$ dagi m ni m^* ga almashtirib bu ifodani kristall uchun xam to'riligini isbotlash mumkin.

$$\frac{d^2 \varepsilon}{dk^2} = \frac{\hbar^2}{m^*}$$

Demak, harakat tenglamasi $m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F} + \vec{F}_{krucm}$ dan elektronni kristall panjaradagi harakatini aniqlashda faqat $\vec{F} = e\vec{E}$ kuchni va m massa o'rniga effektiv m^* massani olish kerak.

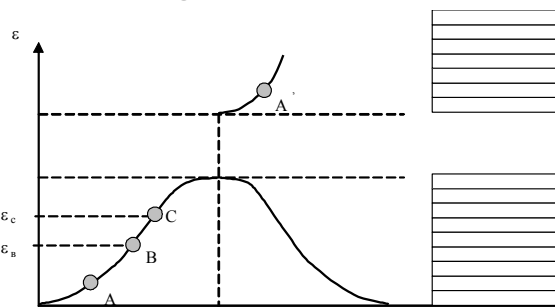
Endi effektiv massa m^* ni elektronning ruxsat etilgan zonadagi joylashgan joyiga qanday boligligini ko'raylik (15.5-rasm).

Zonaning pastki qismida (A va A¹) $\varepsilon(k)$ erkin elektronlarnikidan deyarli farq qilmaydi, ya'ni $m^* \approx m$. Burilish nuqtasida (V da) $d^2\varepsilon/dk^2=0$, ya'ni $m^* \rightarrow \infty$. Bu xol elektronning harakatiga (ε_V energiyali xolatida turgan) tashqi maydon xech qanday taosir qilmasligini ko'rsatadi.

Ruxsat etilgan zonaning S nuqta yaqinida $d^2\varepsilon/dk^2 < 0$, ya'ni k ortishi bilan d^2E/dk^2 kamayadi. Bunga mos holda elektronning effektiv massasi m^* ruxsat etilagn zonaning yuqorisida manfiy bo'ladi. Xaqiqatan bu shuni ko'rsatadiki, $\vec{F} = \vec{F}_{kruc}$ kuch taosiri ostida ε_s energiyali holatdagi elektron $\vec{F} = e\vec{E}$ tashqi kuch yo'nalishiga teskari yo'nalgan tezlanish oladi.

3. Metallarda elektr o'tkazuvchanlik.

Kvant mexanikasi nuqtai nazaridan qaraganimizda ideal kristall panjaradagi elektronlar hech qanday to'siqqa uchramasdan harakat qiladi, buning natijasida metallardagi elektr o'tkazuvchanlik cheksiz katta bo'lishi kerak, lekin kristall panjara hech vaqt ideal sof bo'lmaydi, chunki panjarada doimo ma'lum darajada nuqsonlar (aralashma va vakansiya) bo'ladi. Bu nuqsonlar elektronlarning sochilishiga, ya'ni ularning tartibli harakatiga qarshilik ko'rsatadi. Bundan tashqari panjaraning atomlari ham doimo muvozanat vaziyati atrofida tebranib (issiqlik tebranishi) turadi.



15.5-rasm

Bular metallarda elektr qarshiligini vujudga keltiradi. Agar metall qancha toza va temperaturasi qancha past bo'lsa, elektr qarshilik shuncha kam bo'ladi.

Metallarning solishtirma elektr qarshiligini

$$\rho = \rho_{teb} + \rho_{aralashma} + \dots \quad (15.15)$$

ko'rinishda ifodalash mumkin.

ρ_{teb} - panjaraning issiqlik tebranishi natijasida hosil bo'ladigan qarshiligi; $\rho_{aralashma}$ - begona atomlarda elektronlarning sochilishi natijasida vujudga kelgan qarshilik.

Agar $T = 0$ K bo'lsa, $\rho_{teb} = 0$;

Metalning hajm birligida n dona erkin elektronlar bo'lsin. Bu elektronlarning o'rtacha tezligi $\langle \vec{v} \rangle$ quyidagicha aniqlanadi

$$\langle \vec{v} \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \vec{v}_i \quad (15.15)$$

Agar $\vec{E}$ tashqi elektr maydoni yo'q bo'lsa, ya'ni $\vec{E} = 0$, $\langle \vec{v} \rangle = 0$ bo'ladi. Agar $\vec{E} \neq 0$, bo'lsa $\langle \vec{v} \rangle \neq 0$ bo'ladi va tok vujudga keladi. Elektronga

$$\vec{F} = -e\vec{E} \quad (15.15)$$

elektr kuchi va

$$\vec{F}_{\text{karshi}} = -\vec{r} < \vec{V} > \quad (15.17)$$

qarshilik kuchi taosir qiladi.

Bunday holda elektronning kristalldagi harakat tenglamasi quyidagicha ifodalanadi:

$$m^* \frac{d < \vec{V} >}{dt} = -e\vec{E} - \vec{r} < \vec{V} > \quad (15.18)$$

bunda m^* - elektronning effektiv massasi $m^* = \frac{\hbar^2}{d^2 E / dK^2}$. Bu tenglamani yechish bilan elektronlarning o'rtacha tezligini $< \vec{V} >$ topish mumkin. Muvozanat vaziyati tiklangandan keyin, $< \vec{V} > = \text{const}$ bo'ladi. Agar tashqi maydonni ($\vec{E}=0$) yo'qotsak, $< \vec{V} >$ tezlik kamayaboshlaydi va elektronlar bilan panjara orasida muvozanat tiklangandan keyin $< \vec{V} > = 0$ ga aylanadi. $< \vec{V} >$ kamayish qonuniyati (15.18) tenglamadan kelib chiqadi, yaoni $\vec{E}=0$ da,

$$m^* \frac{d < \vec{V} >}{dt} + \vec{r} < \vec{V} > = 0 \quad (15.19)$$

$$\frac{d < \vec{V} >}{dt} + \frac{\vec{r}}{m^*} < \vec{V} > = 0 \quad \text{ni}$$

echib

$$< V(t) > = < V(0) > \exp\left(-\frac{\vec{r}}{m^*} \cdot t\right) \quad (15.20)$$

ni topamiz. Bundan ko'rinadiki,

$$\tau = \frac{m^*}{r} \quad (15.21)$$

vaqtda $< \vec{V} >$ tezlik e marta kamayadi.

τ - vaqtni relaksasiya vaqti deyiladi va tezlikning ye marta kamayishi uchun ketgan vaqtni ifodalaydi.

$$\vec{F}_{\text{karshi}} = -\frac{m^*}{\tau} < \vec{V} > \quad (15.22)$$

Muovzanat hol ro'y bergandan so'ng tashqi maydonni uzib elektronning $< \vec{V} >$ tezligini (15.18) ning chap tomonini nolga tenglab topish mumkin,

$$\begin{aligned} -e\vec{E} - \frac{m^*}{\tau} < \vec{V} > &= 0 \\ < \vec{V} > &= -\frac{e\tau}{m^*} \vec{E} \end{aligned} \quad (15.23)$$

Bunday paytdagi tok zichligi

$$\vec{j} = -en < \vec{V} > = -en - \frac{e\tau}{m^*} \vec{E} = \frac{ne^2\tau}{m^*} \vec{E} \quad (15.24)$$

Om qonunining differensial ko'rinishi $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ ga asosan

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m^*} \quad (15.25)$$

koefitsient elektr o'tkazuvchanlikni ifodalaydi.

Klassik mexanika nuqtai nazaridan

$$\sigma = \frac{ne^2\tau'}{2m} \quad (15.26)$$

(15.26) formuladagi $\tau' = \frac{\langle \lambda \rangle}{\langle v \rangle}$ - erkin chopish vaqti.

(15.25) bilan (15.26) ni solishtirsak, τ ni $\tau'/2$ bilan mos kelishini ko'ramiz.

(15.25) dagi σ tajriba natijasiga yaxshi mos keladi, chunki, $\sigma \approx 1/T$, klassik elektron nazariya bo'yicha esa $\sigma_{\text{klas}} \sim \frac{1}{\sqrt{T}}$ edi.

Klassik nuqtai nazardan $\bar{E}$ elektr maydoni, barcha elektronlarni harakatga keltiradi.

Kvant mexanikasi nuqtai nazardan qaraganda elektr maydoni faqat Fermi sat'i yaqinidagi elektronlarning harakatini o'zgartira oladi xolos. Pastroq sat'dagi (valent) elektronlarining harakatini o'zgartirmaydi va ularni (15.25) formulada xissasi bo'lmaydi. Undan tashqari (15.25) formulada m^* effektiv massa turibdi.

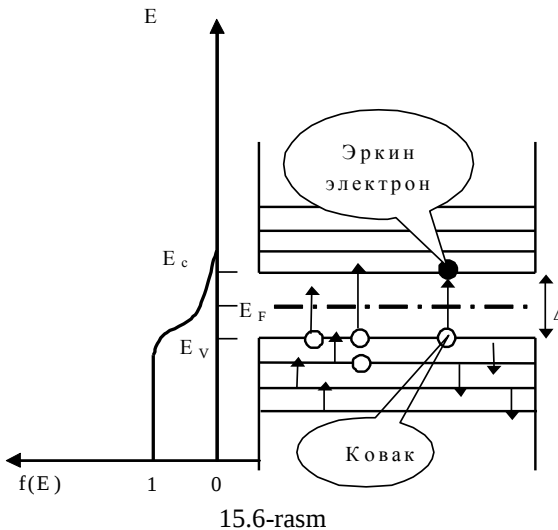
4. Yarim o'tkazgichlarda elektr o'tkazuvchanlik

Yarim o'tkazgichlarda xususiy elektr o'tkazuvchanlik.

Yarim o'tkazgichlar elektr o'tkazuvchanligi bo'yicha metallar bilan dielektriklar oraliidagi moddalar guru'iga kiradi va $T=0$ da ularning valent zonasi to'lasicha elektronlar bilan band bo'lib taqiqlangan zonasining kengligi katta emas ($\sim 1\text{eV}$).

Yarim o'tkazgichlar xususiy va aralashmali yarim o'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 $T \neq 0$ K bo'lsa, valent zonaning yuqori sat'lardagi bir qism elektronlar o'tkazuvchanlik zonasining pastki sat'lariga o'tadi (15.6-rasm). Bu holda elektr maydoni taosirida o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlarning xolati o'zgaradi. Bundan tashqari valent zonada hosil



15.6-rasm

bo'lgan bo'sh joylar xisobiga ham elektronlar o'z tezligini o'zgartiradi. Natijada yarim o'tkazgichning elektr o'tkazuvchanligi noldan farqli bo'ladi, yaoni sof yarim o'tkazgichda erkin elektron va teshik vujudga keladi.

Elektr maydoni taosirida 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, yaoni elektronini yo'qotgan bo'sh joylar, Fermi-Dirak taqsimotiga bo'y sunadi:

$$f_n(E) = \frac{1}{e^{(E - E_F)/kT} + 1} \quad (15.27)$$

$$f_k(E) = 1 - f_n(E) = \frac{1}{e^{-(E - E_F)/kT} + 1} \quad (15.28)$$

Xususiy yarim o'tkazgichlar uchun o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlarning konsentratsiyasi valent zonadagi kovaklarning konsentratsiyasiga teng: $n = p$.

Konsentrasiyalarni xisoblash uchun ye energiyani o'tkazuvchanlik zonasining tubiga nisbatan o'lchaymiz ($E_s = 0$).

O'tkazuvchanlik zonasi tubidan dE energiya intervalini ajrataylik ($E, ye+dE$). Bu so'ada joylashgan elektronlar Fermi-Dirak statistikasi bo'ysunadi va ularni energiya bo'yicha taqsimlanishi quyidagi ko'rinishda yoziladi,

$$dn = 4\pi \frac{(2m^*)^{3/2}}{(2\pi\hbar)^3} E^{1/2} \cdot \frac{1}{e^{(E-E_F)/kT} + 1} dE \quad (15.29)$$

Odatda xususiy yarim o'tkazgichlar uchun $e^{(E-E_F)/kT} \gg 1$ va 15.29 ning maxrajidagi 1 ni hisobga olmasa ham bo'ladi. U holda

$$dn = 4\pi \frac{(2m^*)^{3/2}}{(2\pi\hbar)^3} E^{1/2} e^{-(E-E_F)/kT} dE \quad (15.30)$$

Bu ifodani $0 \div \infty$ oraliida integrallab quyidagi hosil qilamiz

$$n = \frac{2(2\pi m^* kT)^{3/2}}{(2\pi\hbar)^3} e^{-(\Delta E - E_F)/kT} \quad (15.31)$$

Xuddi shunga o'xshash amallarni bajarib valent zonasidagi kovaklarning konsentrasiyasi uchun

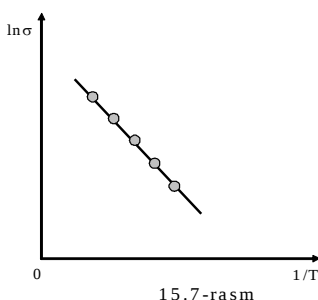
$$p = \frac{2(2\pi m^* kT)^{3/2}}{(2\pi\hbar)^3} e^{-E_F/kT} \quad (15.32)$$

ifodani hosil qilish mumkin.

(15.31) va (15.32) lardan, $n = r$ ni inobatga olib, Fermi sat'i energiyasining qiymatini topamiz:

$$E_F = \frac{\Delta E}{2} + \frac{3}{4} kT \ln\left(\frac{m^*}{m_0}\right) \quad (15.33)$$

(15.33) ning ikkinchi hadi, birinchisiga nisbatan juda kichik bo'lgani uchun $E_F = \frac{\Delta E}{2}$ deb



15.7-rasm

olish mumkin.

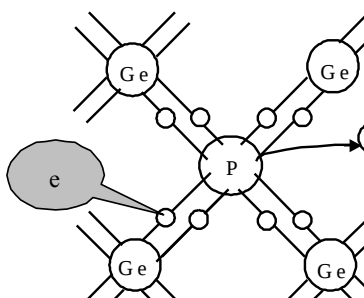
Demak, xususiy yarim o'tkazgichlarda Fermi sat'i (E) taqiqlangan zonaning o'rtasida joylashadi.

Yarim o'tkazgichning o'tkazuvchi va valent zonalaridagi elektron va kovaklar zaryad tashuvchilardir. Maolumi, o'tkazuvchanlik zaryad tashuvchilarning konsentrasiyasiga proporsional bo'ladi, u xolda xususiy yarimo'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi σ temperatura ortishi bilan ortadi va

quyidagi qonuniyat bo'yicha o'zgaradi (15.7-rasm):

$$\sigma = \sigma_e + \sigma_k \text{ yoki } \sigma = \sigma_0 \exp(-\Delta E/2kT). \quad (15.34)$$

Yarim o'tkazgichlarning aralashmali elektr o'tkazuvchanligi.



15.8-rasm

Tabiatda sof yarimo'tkazgich bo'lmaydi, yaoni 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 panjaraning bazi tugunlarida besh valentli atomlar, masalan R (fosfor) yoki As (mishpyak) joylashgan bo'lsin (15.8-

rasm). Bu holda aralashma atomlardan to'rtta elektron Si (kremniy) yoki Ge (germaniy) atomlari bilan kovalent bolanishda bo'ladi, beshinchi elektron esa atom bilan juda zaif bolangan, Shuning uchun issiqlik harakat energiyasi ham bu elektronni atomdan ajratib ozod elektron bo'lishiga yetarlidir. Bu elektronlar tok tashuvchilik vazifasini bajaradi.

Bunday yarimo'tkazgich elektronli yarim o'tkazgich, R va As atomlarini esa donorlar yoki n - tip aralashma deyiladi.

Absolyut nolga yaqin temperaturalarda bir qator metall va qotishmalarning elektr qarshiliklari birdaniga sakrab nolga aylanadi, yaoni modda o'tao'tkazuvchanlik holatiga o'tadi.

Bunday temperatura kritik temperatura deyiladi va T_k bilan belgilanadi.

O'tkazgich solishtirma qarshiligining temperaturaga bolikligi quyidagi formula bilan ifodalanadi (15.1-rasm):

$$\rho = \rho_0 (1 + \alpha t) \quad (15.1)$$

bunda ρ_0 – $T=0$ gradusdagi o'tkazgichning solishtirma qarshiligi; α - qarshilikning temperatura koefitsienti.

Turli metallar uchun T_k turlicha. Masalan, simob uchun $T_k = 4,1$ K, qo'roshin uchun $T_k = 7,3$ K. Umuman T_k o'tao'tkazuvchanlik kuzatiladigan o'tkazgichlarda 20 K yuqori emas. Lekin, o'tao'tkazuvchan moddalarni yuqori temperaturalarda ham hosil qilish bo'yicha ilmiy izlanishlar davom etib kelmoqda.

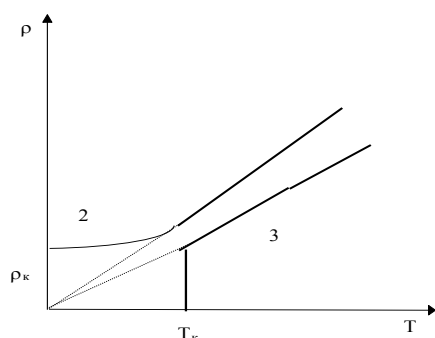
1986 yilda SHvesariyalik olimlar Dj.Bednors va K. Myullerlar $T=30$ K dan yuqori temperaturalarda keramika-lantan-bariy-mis-kislorod aralashmasidan iborat moddada o'tao'tkazuvchanlik hodisasini ochdilar. O'sha yilning o'zida Yaponiya, AQSH va Xitoyda ham keramika-lantan-stronsiy-mis-kisloroddan iborat qotishmada ($T=40\div 50$ K) o'tao'tkazuvchan moddani hosil qildilar. Xuddi Shuningdek, Rossiya fanlar akademiyasining fizika institutida A.Golovashkin ra'barligidagi laboratoriyada yuqori temperaturali o'tao'tkazuvchan modda hosil qilindi. Uning temperaturasi $T=90\div 150$ K ga teng.

Hozirgi paytda AQSH va Rossiya fanlar akademiyasida keramik materiallardan tayyorlangan yangi o'tao'tkazuvchan moddalar hosil qilingan bo'lib, ularda o'tao'tkazuvchanlik hodisasi $T=250$ K dan boshlab (-23^0 S) kuzatiladi. Lekin bu holat turun bo'lmay, baozan o'zining xossasini yo'qotadi. hozirgi paytda bunday moddalarning o'tao'tkazuvchanlik holatiga o'tishlarining tabiatini o'rganish va yangi o'tao'tkazuvchan moddalarni aniqlash so'asida katta ilmiy tadqiqot ishlari davom etmoqda.

Tajribada o'tao'tkazuvchanlik holatini ikki usulda kuzatish mumkin:

1. Tok o'tayotgan umumiy elektr zanjirga o'tao'tkazgichdan iborat qismni qo'shish(ulash) yo'li bilan, bunda o'tao'tkazuvchanlik holatga o'tayotganda qismning uchlaridagi potentsiallar ayrimasi ($U=\phi_2-\phi_1=0$) nolga aylanadi.

2. O'tao'tkazuvchan moddadan yasalgan xalqani unga perpendikulyar bo'lgan magnit maydoniga joylashtirgandan so'ng, xalqa T_k dan past temperaturaga sovuganda magnit maydonini uzish usuli bilan, bunda magnit maydon induksiyalagan tok xalqada chekiz uzoq aylanib turaveradi.



15.9-rasm

Xuddi shunday tajribani 1915 yilda golland fizigi G.Kamerling - Onnes amalga oshirib o'tao'tkazuvchanlik hodisasini kashf etdi.

1959 yilda Kollinz 2,5 yil davomida ham halqadagi tokning kamaymaganligini aniqladi. O'tao'tkazuvchi moddalarda elektr qarshilikning yo'qolishdan tashqari, ularga magnit maydoni ham kiraolmasligi aniqlandi, yaoni ular magnit maydonini to'lasicha siqib chiqaradi. Bu hodisa Mayssner effekti deyiladi. Demak, o'ta o'tkazuvchan moddada $\mu=0$, maolunki $\mu<1$ moddalarni diamagnitiklar deyiladi. Demak, o'tao'tkazgichlar ham ideal diamagnitiklardir.



15.10-rasm

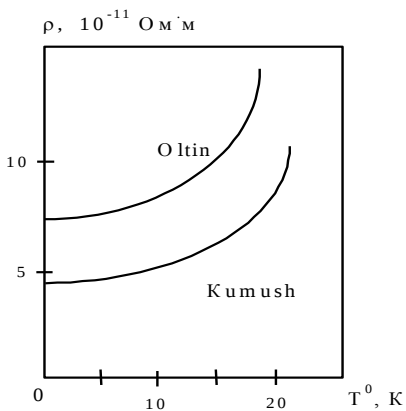
Bu hodisa kvant xossalarning katta o'lchamli, yaoni makroskopik masshtablarda ham kuzatilishidan dalolat beradi.

Metallar o'tao'tkazuvchan holatga o'tganda ularni boshqa xossalari o'zgaradi (elektronlarning o'tkazuvchanlik zonasida harakati natijasida). Bu xossalarga ularning issiqlik siimi, issiqlik o'tkazuvchanligi, termo EDS lar kiradi.

Demak, metallarning normal va o'tkazuvchanlik xolatlari ularning elektron strukturasi sifat ji'atidan farqlanishi bilan xarakterlanadi. SHu ikki faza chegarasida temperatura tashqi magnit maydoniga taosir ko'rsatadi. Bu bolanish $V=V_0(1-T^2/T_k^2)$ 15.2-rasmda keltirilgan.

Aytish joizki, oddiy sharoitlarda yaxshi o'tkazgich xisoblangan (kumush, mis va oltin) jismlar o'tao'tkazuvchanlik xossasiga ega emas (15.3-rasm), chunki, quyida ko'ramiz, o'tkazuvchan moddalar uchun elektron - fonon o'zaro taosir asosiy rol o'ynaydi.

O'tao'tkazuvchanlik nazariyasi 1957 yilda Bardin, Kuper va SHrifferlar tomonidan ishlab chiqilgan (BKSH). Mazkur nazariyaga binoan metalldagi elektronlar bir-birlaridan kulon kuchlari bilan o'zaro itarishishdan tashqari, ular, tortishishning maxsus turi bilan, bir-birlariga tortishadilar ham. O'zaro tortishish itarishishdan ustun bo'lganda o'tao'tkazuvchanlik hodisasi sodir bo'ladi. O'zaro tortishish natijasida o'tkazuvchanlik elektronlari birlashib kuper juftlarni hosil qiladilar. Bunday juftlikka kirgan elektronlar qarama-qarshi yo'nalgan spinga ega bo'ladilar. Shuning uchun juftliklarning spini nolga teng va ular bozonga aylanadilar. Bozonlar asosiy energetik holatda to'planishga moyil



3-rasm

bo'ladilar va ularni uyongan holatga o'tkazish nisbatan qiyin. Agar kuper juftlar muvofiqlashgan harakatga keltirilsa shu holatda ular cheksiz uzoq vaqt qolishlari mumkin. Bunday juftlarning muvofiqlashgan harakati o'tao'tkazuvchanlik tokini hosil qiladi.

Aytilgan gplarni kengroq tushuntiramiz. T_k dan past temperaturalarda metalda harakatlanayotgan elektronlar, musbat ionlardan tashkil topgan metalning kristall panjarasini diformasiyalaydi (qutublaydi). Deformasiya natijasida elektron, panjara bo'ylab elektron bilan ko'chadigan, musbat zaryadli bulut bilan chor atrofidan o'ralib qoladi. Elektron va uni o'rab olgan

bulut, boshqa elektronlarni o'ziga tortadigan, musbat zaryadlangan sistemaga aylanadi. SHunday qilib kristall panjara, elektronlar orasida tortishishni yuzaga keltiruvchi, oraliq mu'rid vazifasini o'taydi.

Kvant mexanikasi tili bilan aytganda bu hodisa elektronlar orasida fanon bilan almashishning natijasidir. Metalda harakatlanayotgan elektron panjaraning tebranish tartibini o'zgartirib fanon hosil qiladi (o'yotadi). Panjaraning uyonish energiyasi boshqa elektronga uzatiladi, u esa o'z navbatida fanonni yutadi. Bu tarzda fanon almashinish oqibatida elektronlar orasida, tortishish xarakteriga ega bo'lgan qo'shimcha o'zaro tasirlashish paydo bo'ladi. Past temperaturalarda o'tao'tkazgich moddalarda bu tortishish kulon tortishishdan ustin bo'ladi. Fanon almashinish bilan boliq bo'lgan o'zaro tasirlashish, impuls va spinlari qarama-qarshi bo'lgan elektronlar orasida kuchliroq namoyon bo'ladi. Natijada bunday ikkita elektron kuper juftliklarga birlashadi. hamma o'tkazuvchanlik elektronlari kuper juftliklarni hosil qilishmaydi. Temperatura absolyut noldan farqli bo'lganda juftlarning buzilishining ma'lum e'timolligi mavjud. Shuning uchun xar doim juftliklar bilan bir qatorda kristall bo'ylab oddiy tarzda harakatlanadigan «normal» elektronlar bo'ladi. Temperatura T_k ga yaqinlashgan sari normal elektronlarning hisasi ortib boradi va T_k da 1ga teng bo'ladi. Demak, T_k dan yuqori temperaturalarda o'tao'tkazuvchanlik holati bo'lishi mumkin emas.

Elektronlar jufti (kuper juftlari) ning hosil bo'lishi metallning energetik spektrini o'zgarishga olib keladi.

Elektron sistemani uyotish uchun (o'tao'tkazuvchanlik xolatida) xech bo'lmasa, bitta elektronlar jufti orasidagi bolanishni buzish kerak, buning uchun $y_{e_{bo}}$ energiyasiga teng energiya berish kerak. Demak, o'tao'tkazuvchan xolatda energetik spektrda $y_{e_{bo}}$ ga teng bo'lgan energetik tirqish paydo bo'ladi, bu tirqish Fermi sat'i so'asida joylashgan. Demak, o'tao'tkazuvchan xolatda, elektron sistemaning uyongan xolati asosiy xolatdan $y_{e_{bo}}$ energetik tirqish bilan ajralgan bo'ladi. Shuning uchun ular orasidagi kvant o'tishlar doimo bo'lavermaydi. Kichik tezliklarda elektron sistema uyonmaydi, bu esa harakatni qarshiliksiz bo'lishiga, yaoni elektr qarshilikning yo'qolishini ko'rsatadi. Temperaturaning ortishi bilan $y_{e_{bo}}$ kengligi kichrayadi va T_k da $y_{e_{bo}}=0$ ga aylanadi. O'z navbatida barcha elektron juftlari buziladi va jism normal holatga o'tadi.

Kuchsiz magnitlanuvchi moddalar sinfiga kiruvchi dia- va paramagnitliklardan tashqari bir gurux moddalar o'zlarining kuchli magnitlanuvchanlik xossalari bilan ulardan ajralib turadi. Bu moddalarni ferromagnitliklar deyiladi. Ferromagnetiklarda tashqi magnit maydon bo'lmaganda ham spontan magnitlangan so'alar mavjud bo'ladi. Bu so'alar tashqi taosirlar: magnit maydoni, deformasiya va temperaturaning o'zgarishi natijasida keskin o'zgaradi.

Bunday moddalarga temir, kobalpt, nikelp, gadolinii va ularni qotishmalari kiradi. Ferromagnetiklarda $\vec{j}_m$ va $\vec{H}$ lar orasidagi bolanish chiziqli bo'lmaydi. Ferromagnitliklarni magnitlanish qonunlari A.T. Stoletov tomonidan tajribada chuqur o'rganilgan.

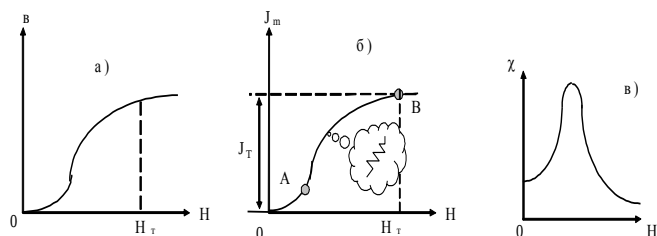
15.4-rasmda magnit induksiyasi $\vec{B}$, magnitlanish vektori $\vec{j}_m$ va magnit qabul qiluvchanlik χ_m larning magnit maydon kuchlanganligi $\vec{H}$ ga boliq grafigi keltirilgan.

$\vec{H}$ ning ortishi bilan $\vec{B}$ va $\vec{j}_m$ lar tez o'saboshlaydi, so'ngra N_t da $\vec{j}_t$ to'yinish darajasiga erishadi. $\vec{B}$ esa $\vec{H}$ hisobiga sekinlik bilan o'sishni davom ettiradi. Bu xolatni ferromagnitlikning to'yinishi deyiladi.

Magnitlanish egri chiziini sinchiklab o'rganish, tashqi magnit maydon $\vec{H}$ ning ortishi bilan magnitlanish vektori $\vec{j}_m$ ning ortishi tekis bo'lmasdan sakrashsimon bo'lishini ko'rsatadi (15.4-rasm). Ayniqsa, sakrashsimon ko'rinish rasmdagi egri chiziqning burilish so'asida (AV so'a) yaxshi seziladi.

Magnitlanish darajasini sakrashsimon o'zgarishini tajribada birinchi marta Barkgauzen kuzatdi va bu xodisani Barkgauzen effekti deyiladi.

Magnit qabul qiluvchanlik χ_m dastlab N ortishi bilan tez ortadi, u maksimumga



15.11-rasm

erishgach, N ning yanada ortishi bilan χ_m ning kamayishi kuzatiladi. Tashqi magnit maydonning nixoyatda katta qiymatlarida esa χ_m nolga intiladi.

Magnit maydoni to'yinishga erishgandan so'ng magnit induksiya

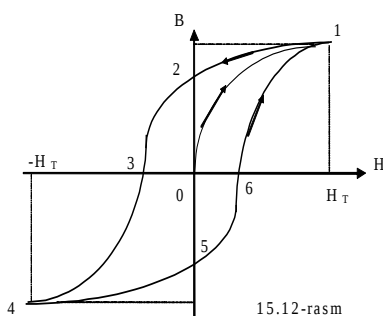
$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \chi_m \vec{H}$$

(15.2)

faqat $\vec{H}$ ning o'sishi hisobiga o'sib, formuladagi ikkinchi hadning hissasi bo'lmaydi, ya'ni bu xad 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 $\vec{H}$ boliq holda o'zgarish 15.5-rasmda keltirilgan. $V=V(N)$ 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 boliq xolda o'zgarishi magnit gisterezisi deyiladi. Rasmdagi $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 5 \rightarrow 6 \rightarrow 1$ yopiq chiziqni gisterezis sirtmoi deyiladi. Gisterezis sirtmoi bo'yicha kuzatsak, $N=0$ da $V=V_k$ ga (2 nuqta) teng qoldiq induksiya hosil bo'lganini ko'ramiz. $V_k=0$ bo'lishi uchun $N=-N_k$ (3 nuqta) teskari maydon berish kerak. N_k ni koersitiv kuch deyiladi.



15.12-rasm

Ko'rinib turibdiki, ferromagnetikdagi magnit maydon induksiya $\vec{B}$ ning qiymati magnitlovchi tashqi maydon $\vec{H}$ ning o'zgarishiga monand ravishda o'zgarmaydi.

Gisterezis sirtmoi yuzasi ferromagnetikning magnitlash uchun sarflangan ishga proporsional bo'lib bu ish to'lasicha bitta sikldagi magnitlashda ferromagnetikning birlik xajmida ajralgan issiqlikka teng bo'ladi. Shuning uchun ferromagnetiklarni ko'p marta magnitlaganda qiziydi va gisterezis sirtmoi qancha katta bo'lsa shuncha ko'p issiqlik

ajralib chiqadi.

Koersitiv kuchning darajasiga boliq xolda ferromagnetiklar yumshoq va qattiq magnitlarga farqlanadi.

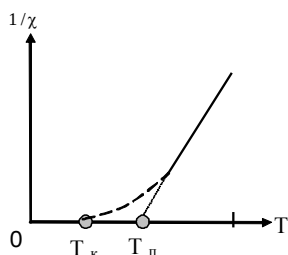
Agar $N_k \sim 0,8 \div 8$ A/m bo'lsa, yumshoq magnit xisoblanadi va magnitlash uchun oz energiya sarflanadi. Bunday materiallardan transformatorlar va elektr mashinalari uchun o'zaklar tayyorlanadi.

Qattiq magnitlarda esa $N_k \sim 15^4 \div 155$ A/m, bunda qoldiq induksiya $V_k > 1$ Tl bo'ladi va ulardan doimiy magnitlar tayyorlanadi. SHunday qilib, ferromagnit moddalar gisterezis sirtmoining shakli va yuzasiga qarab "qattiq" va "yumshoq" magnitlarga bo'linadi.

Yumshoq magnitlar tor gisterezis sirtmoiga, kichik koersitiv kuchga va yuqori magnit qabul qiluvchanlikka ega, qattiq magnitlar aksincha, keng sirtmoqqa va katta koersitiv kuchga ega bo'ladi.

Ferromagnitlarda qoldiq 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 bolik xolda o'zgarishi chiziqli bo'ladi (15.6-rasm).



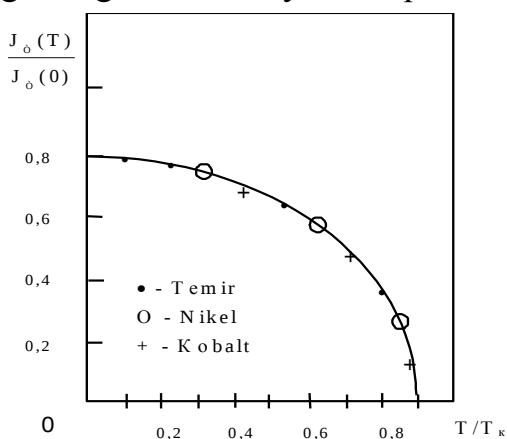
15.13-rasm

Bu bolanish Kyuri-Veyss qonuni bo'yicha aniqlanadi, ya'ni

$$\chi = \frac{C}{T - T_k} \quad (15.3)$$

bunda S - Kyuri doimiysi, T_k - Kyuri nuqtasi.

(15.6) rasmdan ko'rinadiki T_k - Kyuri nuqtasi, T_p paramagnit nuqtadan ancha pastda. 15.7 - rasmda temir, nikel va kobalptning magnit vektorini temperaturaga bolik holda o'zgarish grafigi keltirilgan. Rasmdan ko'rinadiki, nisbiy koordinatalarda uchala ferromagnit moddalar uchun magnitlanish vektorini temperaturaga bolik xolda o'zgarishi bir xil egri chiziqdan iborat.



15.14-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 siimi, elektr o'tkazuvchanligi va boshqa ba'zi fizik xossalari ham o'zgaradi. Jismlarni ferromagnit xolatdan paramagnit holatga o'tishida issiqlik yutilmaydi yoki ajralmaydi. Bu xulosa II tur fazoviy o'tishga misol bo'ladi.

Temir uchun Kyuri nuqtasi $T_k = 1543$ K, kobalpt uchun $T_k = 1543$ K, nikelp uchun $T_k = 631$ K ga teng. Monokristall ferromagnit moddalarda magnitlanish vektori anizotrop xossaga ega bo'ladi. 15.8-rasmda temir va nikel monokristallarda magnitlanish vektori $[151]$, $[153]$ va $[150]$

yo'nalishlarga bolik holda o'zgarishi keltirilgan.

Monokristallarda shunday yo'nalishlar mavjudki, magnitlanish bu yo'nalishlar bo'yicha oson va to'yinishga kichik $\vec{H}$ larda erishiladi. Bu yo'nalishlarni yengil magnitlanuvchi yo'nalishlar deyiladi.

Temirda shunday yo'nalish $[150]$, nikelda esa $[151]$. Qolgan yo'nalishlarda magnitlanish qiyin bo'ladi, bu yo'nalishlar temir uchun $[153]$ va $[151]$, nikelda $[153]$ va $[150]$. Shuning uchun bu yo'nalishlarni qiyin magnitlanuvchi yo'nalishlar deyiladi.

$$U_m = \int_0^B H dB \quad (15.4)$$

integral berilgan yo'nalishda jismni magnitlash uchun sarflangan ishni ifodalaydi.

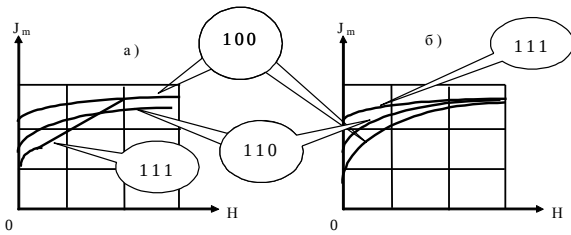
Bu ish magnitlangan kristallning erkin energiyasiga aylanadi.

Jismlar magnitlanganda magnet momentlari vujudga keladi,

$$\mathbf{R}_m = \mathbf{j}_m V, \quad (15.5)$$

bunda $\mathbf{j}_m$ – magnitlanish intensivligi, V – jism hajmi. $\mathbf{R}_m$ – magnet momenti $\vec{H}$ maydonga joylashtirilgan alo'ida atomlar magnet momentlarini yiindisidan hosil bo'ladi,

$$\vec{P}_m = \sum_{i=1}^n \vec{P}_{ai} \dots$$



15.15-rasm

$\vec{H}$ maydonida tartibli joylashgan $\mathbf{R}_m$, mexanik moment L ni tartibli joylashtiradi. Chunki, jism magnitlanguncha L mexanik moment nolga teng, ammo magnet momenti $\mathbf{R}_m$ xosil bo'lishi bilan unga teskari yo'nalgan mexanik moment L paydo bo'ladi.

Bu momentlar nisbati

$$\frac{\vec{P}_{m,o}}{L_0} = - \frac{e}{2m} \quad (15.6)$$

ifodalanadi. Ferromagnet jismlar magnitlashganda, ularda mexanik momentning paydo bo'lishini Eynshteyn va de-Gaaz, hamda Ioffe va Kapisa tomonidan o'tkazilgan tajribalarda kuzatildi. Bu hadisa magnetomexanik effekt deyiladi.

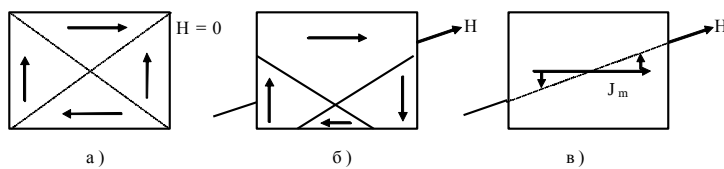
Tajribalar asosida aniqlangan quyidagi munosabat

$$\frac{\vec{P}_{m,c}}{L_c} = - \frac{e}{m} \quad (15.7)$$

(15.6) dagiga nisbatan ikki marta katta bo'lib chiqdi. Bundan, ferromagnetiklarning magnet xususiyatlari ular tarkibidagi elektronlarning orbital magnet momenti bilan emas, balki spin magnet momentlari bilan boliq, degan xulosaga kelamiz.

Bu xulosa ferromagnetik xossasiga ega bo'lgan kimyoviy elementlarning elektron strukturasi bilan ham muvofiq keladi.

Ferromagnet kristallning panjarasidagi atomlar o'zaro bir-biri bilan juda kuchli taosirlashadi. Bu taosirlashuv, asosan, chetki qobiqdagi elektronlar orqali sodir bo'ladi.



15.16-rasm

Kristalldagi qo'shni atomlarning elektron qobiqlari bir-birining ichiga kirib boradi, natijada atomlar bir-birliri bilan elektronlar almashish imkoniyatiga ega bo'ladi. Bu taosirlashuv tufayli elektronlarning spin magnet momentlari o'zaro

parallel joylashadi. Natijada ferromagnet ichida shunday so'achalar vujudga keladiki, bu so'achalardagi spin magnet momentlari o'z-o'zidan bir tomonga yo'nalgan bo'ladi. Bu so'achalarni domenlar deb ataladi. Tashqi magnet maydon bo'lmaganda domenlarning magnet momentlari turlicha yo'nalgan bo'ladi va domenlarning magnet momentlarining yiindisi nolga teng bo'ladi (15.9(a)-rasm).

Agar tashqi magnet maydoni bo'lsa, domenlarda siljish sodir bo'ladi. Bunda magnet momentlarining yo'nalishlari tashqi maydon yo'nalishiga yaqin bo'lgan domenlar boshqa

domenlar hisobiga kattalashadi (15.9(b)-rasm). Tashqi maydon orttirilsa, domenlar shunday buriladiki, natijada ularning magnit momentlari tashqi maydon bo'ylab yo'naladi (15.9(v)-rasm). har bir domenlardagi barcha spin magnit momentlarining mutloq bir tomonga yo'nalishi, ya'ni domendagi spontan magnitlanishning maksimal qiymatga erishishi, faqat $T=OK$ dagina sodir bo'ladi. haqiqatan, $T=OK$ dan farqli temperaturalarda issiqlik harakat energiyasi nolga teng bo'lmaydi. Shuning uchun issiqlik harakat energiyasining taosiri tufayli domenlar ichidagi ba'zi spin magnit momentlari tashqi magnit maydon yo'nalishiga qarama-qarshi (antiparallel) joylashib qoladi. Temperatura ortgan sari domenlarning joylashuvida tartibsizlik kuchayib $T=T_k$ (Kyuri nuqtasi) da domenlarning spontan magnitlanishi butunlay yo'qoladi, ya'ni har bir domen ichidagi parallel va antiparallel spinlar soni tenglashadi.

Magnitlanish jarayonida moddalarning shakli va o'lchamlari o'zgaradi. Bu hodisa magnitostriksiya deyiladi. Ferromagnitliklarda magnitostriksiya boshqa magnitliklarga qaraganda sezilarli darajada bo'ladi. Jismning nisbiy uzayishi $\sigma = \frac{\Delta \ell}{\ell}$ magnitostriksiya doimiysi deyiladi. Masalan, nikel uchun $\sigma = 3 \cdot 10^{-5}$ ga teng bo'lib, uning qiymati uncha katta emas.

Ferromagnit xossasiga ega bo'lgan jismlar ichki elektron qovatlari to'ldirilmagan (o'tuvchan va nodir yer) metallar hisoblanadi. Bu gurux metallarga temir, kobalt va nikel (3d-qavat to'lmagan) kiradi (o'tuvchan metallar), Shuningdek (nodir yer) metallar guruxiga godoliniy, disproziy va erbiy kiradi (4f-qavat to'lmagan). Ferromagnitizm - qo'shni atomlarda to'ldirilmagan qavatlardagi elektronlarni o'zaro taosir almashuvi tufayli sodir bo'ladi. O'zaro taosir sistemaning energiyasini o'zgarishiga olib keladi. Bu xodisa vodorod atomlarining yaqinlashishi misolida yaqqol ko'rinadi. Bunday sistemani o'zaro taosir energiyasi

$$U = 2E_0 + \frac{K \pm A}{1 \pm S^2} \quad (15.8)$$

ko'rinishda yoziladi. Bunda

$2E_0$ - o'zaro taosirlashmaydigan ikkita vodorod atomining energiyasi,

K - zaryadlarning elektrostatik o'zaro taosir energiyasi, $0 \leq S \leq 1$ oraliqdagi qiymatlarni qabul qilib, noortoganallik integrali deyiladi,

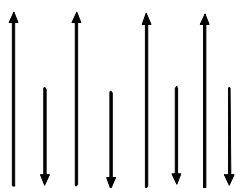
A - almashinuv energiyasi yoki almashinuv integrali deyiladi.

(15.8) formula K ning ishorasiga qarab ($|K| < |A|$) elektron almashinuvchi atomlardagi elektronlar spinlarining parallel (minus ishora) yo'nalganligiga mos kelsa, antiparallel xol (15.8) 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 bolanish hosil bo'lib, antiferromagnit xossasi namoyon bo'ladi, $A > 0$ da ferromagnit xossasi namoyon bo'ladi va spontan magnitlanishga olib keladi.

$A < 0$ da ham elektron spinlarining joylashishi tartibli bo'ladi, lekin spontan magnitlanish xosil bo'lmaydi, chunki qo'shni panjara tugunlaridagi ionlarning spin magnit momentlari qarama-qarshi yo'nalgan bo'lib bir-birlarini kompensasiyalaydi.

Tashqi maydon taosirida bir qism spinlar yo'nalishini o'zgartirishi natijasida antiferromagnetikning magnitlanishi sodir bo'ladi. Antiferromagnetiklarning xususiyati

biror temperaturadan yuqori temperaturada yo'qoladi va u paramagnitga aylanadi. Bu temperaturani antiferromagnetikning Kyuri nuqtasi yoki Neel nuqtasi deyiladi.



15.16-rasm

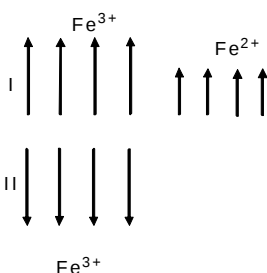
Antiferromagnetiklarni kristall panjarasini bir-birining orasiga kirgan ikkita panjaraning yiindisi deb qarash mumkin. Panjaralarning magnit momentlari miqdori bo'yicha teng, yo'nalishi esa qarama-qarshi. Shuning uchun ular bir-birini kompensasiyalaydi. Lekin, shunday xollar ham uchraydiki, bir-birining orasiga kirgan birinchi va ikkinchi panjaralarning magnit momentlari nolga teng bo'lmaydi, chunki bu panjaralardagi

atomlarni soni yoki tabiati turlicha bo'lishi mumkin (15.15-rasm).

Bu holda kristallda spontan magnitlanish hosil bo'ladi. SHunday ferromagnetiklarni ferrimagnetiklar deyiladi. Ferrimagnetiklar o'zlarini xuddi ferromagnetiklarga o'xshab tutadi, lekin ularning ichki tuzilishlarining farqlanishiga qarab, spontan magnitlanishining temperaturaga bolanishi turlicha bo'ladi.

Ferromagnetiklarda temperatura ortishi bilan magnitlanish j_m bir tekis kamaymasdan, Kyuri nuqtasiga yetguncha nol orqali o'tadi. Ferrimagnet jismlarga misol qilib, temir magnitonini ($e_0e_2O_3$) olish mumkin. Bunday moddalarni ferritlar deyiladi. Bunda manfiy kislorod ioni tomonlari markazlangan kub panjara hosil qiladi. har bir $e_0e_2O_3$ molekulaga bitta ikki valentli (e^{2+}) va ikkita uch valentli (e^{3+}) temir ionlari to'ri keladi.

Ikki valentli temir ionlarini boshqa ikki valentli ionlar almashtirishi mumkin, yaoni Mg, Ni, Co, Mu, Cu, Zu va boshqalar. Ferritning murakkab strukturasi bitta panjarasida uch valentli temirning yarmi, ikkinchisida esa ikkinchi yarmi bilan ikki valentli temir ioni yoki uni o'rnini oluvchi boshqa metall ioni joylashadi.



15.17-rasm

Ularni magnit momentlari qarama-qarshi joylashgan. Bunda uch valentli temir ionlarining magnit momentlari kompensasiyalashsa, spontan magnitlanishni ikki valentli temir ioni vujudga keltiradi (15.17-rasm). Ferritlarning ajoyib xususiyatlari bor. Ular yaxshi magnit xossalarga va katta elektr qarshilikka ega. Ferritlarning bunday xossalridan foydalanib

doimiy magnitlar va EXM larning xotira uyachalari yasaladi.

MUSTA'KAMLASH UCHUN SAVOLLAR.

1. Kristall qattiq jismlarning energetik zonalarini qanday tuzilgan ?
2. Metall, yarim o'tkazgich va dielektriklarning energetik zonalarini qanday farqlanadi
3. Elektron effektiv massasining fizik maonosi nima?
4. Metallarning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi temperaturaga qanday boliq bo'ladi?
5. Relaksasiya vaqti nimani ifodalaydi?
6. Qanday jismlarga yarim o'tkazgichlar deyiladi?
7. Xususiy va aralashmali yarim o'tkazgichlar bir-birlaridan qanday farqlanadi?
8. Xususiy yarim o'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi temperaturaga qanday bolangan?
9. Fermi sat'ining maonosi nima?
15. Aralashmali yarim o'tkazgichlarda elektr o'tkazuvchanlik qanday sodir bo'ladi?

- 11.O'tkazuvchanlik hodisasi nima?
- 12.O'tkazuvchanlik holatni qanday sodir etish mumkin?
- 13.Kuper juftlari qanday hosil bo'ladi?
- 14.O'tkazgichlardagi energetik tirqishning maonosi nima?
- 15.Diamagnit, paramagnit va ferromagnitlar bir-biridan qanday farqlanadi ?
- 16.Gisterezis sirtmoi nima sababdan sodir bo'ladi?
- 17.Qattiq va yumshoq magnetiklar nima?
- 18.Kyuri-Vayss qonuni nimadan iborat?
- 19.Magnetomexanik effekt nima?
- 20.Antiferromagnitizmning tabiati qanday?

ADABIYOTLAR.

1. I.V.Savelpev. Kurs obshchey fiziki. 5 kn. M.2000.
2. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M.,1989, §§ 43.1-43.5
3. O.A'madjonov. Fizika kursi. III k. T. 1989, X - bob, §§ 1-2.
4. T.I.Trofimova. Kurs fiziki. M,2000, str. 240-241.
5. A.A.Gribov, N.I.Prokofpeva. Osnovq fiziki. M. 1998, §§ 9-15.
6. I.V.Savelev. Kurs obo'ey fiziki. 5 kn. M. 1998. § 8.5 -8.6
7. A.A.Detlaf, B.A.Yavorskiy. Kurs fiziki. M. 1989.§42.3-42.8, §43.4-43.5.
8. Axmadjonov O. Fizika kursi. II k. T. 1989. 71-154 betlar.
15. M.A. Azizov. Yarim o'tkazgichlar fizikasi. T. 1974. VIII bob.
15. G.I. yepifanov. Fizika tverdogo tela. M.1977. glava III.

16 – Ma'ruza. KVANT ELEKTRONIKASI ELEMENTLARI

Reja:

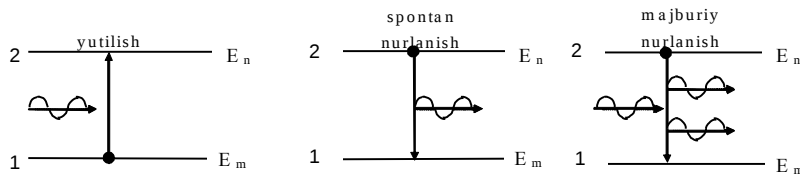
- 1. Uyg'ongan holat uchun o'tish ehtimolligi.**
- 2. Muvozanatli nurlanish. Eynshteyn koeffisientlari.**
- 3. Optik-kvant generatorinlar (Lazerlar).**

Tayanch so'zlar va iboralar: spontan nurlanish, induksiyalangan nurlanish, yorulikning yutilishi, extimollik usuli, Eynshteyn koeffisienti, yorulik kvanti, energetik satx, Plank gipotezasi, bir sat'dan ikkinchi sat'ga o'tish, chastota, davr, faza , kvant generatori, kvant kuchaytirgich, qutblanish, rezonator, optik majburiy yiish (optik nakachka), optik bir jinsli.

1. Uyg'ongan holat uchun o'tish ehtimolligi

Elektromagnit nurlanishlarning kvant tabiati uning korpuskulyar xossalarida 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 istagancha miqdorda fotonlar bo'lishi mumkin, yaoni bitta energetik xolatda bir xil impulsli $\vec{p} = \hbar \vec{k}$ va bir xil $\omega = E / \hbar$ chastotali fotonlar istalgancha bo'laoladi. Shuning hisobiga bir xil chastotali elektromagnit nurlanishning intensivligi istalgancha katta qiymatlarga erishishi mumkin.

Bizga ma'lumki, impulsi $\vec{p} = \hbar \vec{k}$ va chastotasi $\omega = E / \hbar$ bo'lgan yorulik fotonlarini faqat uyongan atomlar chiqaradi (nurlantiradi), xolos. Atom foton nurlantirishi bilan energiyasini yo'qotadi. O'tgan ma'ruzalarimizda ham ta'kidladikki, atom faqat ma'lum $ye_1, ye_2, ye_3, \dots$ energiyali diskret kvant xolatlarida bo'lishi mumkin.



16.1-rasm

Nurlanishni tushuntirish uchun faqat ye_n va ye_m energiyali

kvant xolatlarini (1 va 2) ko'rib chiqaylik (rasm-16.1).

Agar atom 1 (E_m) asosiy xolatda bo'lsa, tashqi nurlanish ta'sirida 2 (E_n) xolatga 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 hech qanday tashqi ta'sirsiz o'z-o'zidan, spontan ravishda past energiyali (E_m) 1- holatga o'tishi mumkin, bu holda atom ortiqcha energiyasini elektromagnit nurlanish ko'rinishida chiqaradi, bunda atom nurlantirgan foton energiyasi $\hbar \omega = E_n - E_m$ ga teng.

Uyg'ongan (g'alayonlangan) atomni tashqi ta'sirsiz foton nurlantirish jarayoni spontan nurlanish deyiladi.

1916 yilda Eynshteyn termodinamik muvozanatga doir tajribalarni nazariy tushuntirishda Bor postulatlariga asosan nur yutayotgan va nurlantirayotgan jism bilan nurlanish orasida yutilish va spontan nurlanish bilan bir qatorda uchinchi bir o'zaro taosir ham bo'lishi kerakligini ko'rsatadi. Bu nurlanish majburiy nurlanish yoki induksiyalangan nurlanish deb ataladi. Atom 2 (E_n) alayonlangan (uyongan, qo'zolg'an) xolatda bo'lsa va unga tashqi nurlanish taosir etsa, (ya'ni $\hbar \omega = ye_n - ye_m$ shartni qanoatlantiradigan nurlanish ta'sir etsa) u holda atom majburan $\hbar \omega = ye_n - ye_m$ energiyali fotonni nurlantirib 1 (E_m) asosiy holatga o'tadi. Bunday o'tishda atom tomonidan shu o'tishni vujudga keltiruvchi foton bilan bir xil parametrli foton nurlantiriladi.

Bunday o'tish natijasida hosil bo'ladigan nurlanishni majburiy nurlanish yoki induksiyalangan nurlanish deyiladi. Muvozanatli jarayonlarda yutilish bilan nurlanish (spontan va maburiy) e'timolligi bir xil bo'ladi.

2. Muvozanatli nurlanish. eynshteyn koeffisientlari

Spontan va majburiy nurlanish - yorulik yutilishiga teskari bo'lgan jarayonlardir. Muvozanatli jarayonlarda (termodinamik muvozanat) bu ikkala xodisaning bo'lish e'timolligi bir xil, Shuning uchun "jism - nurlanish" orasida muvozanat saqlanadi, yaoni jismning temperaturasi ($T = \text{const}$) o'zgarmaydi.

Bu xulosaga 1916 yilda Eynshteyn nurlanishga doir tajriba natijalarini nazariy tushuntirish orqali keladi.

Ikkita stasionar holatni qaraylik. Bu kvant holatlarining energiyasi mos holda ye_n va ye_m bo'lsin ($E_n > ye_m$). ye_n sathdan ye_m sat'ga o'tish spontan va majburiy bo'lishi mumkin, aksincha $ye_m \rightarrow ye_n$ o'tish esa faqat majburiy ro'y beradi. Atomning ye_n xolatdan ye_m holatga birlik vaqt ichida spontan o'tish e'timolligi A_{nm} bo'lib, bu o'tishda atom o'zidan $\hbar \omega = ye_n - E_m$ energiya kvantini nurlantiradi.

Agar ye_n energiyali sat'da N_n dona atom bo'lsa, vaqt birligi ichida spontan ko'rinishida E_m energiyali quyi satxga $N_{nm}^{(c)}$ dona atom o'tadi, yaoni

$$N_{nm}^{(c)} = A_{nm} N_n. \quad (16.1)$$

Majburiy o'tish ehtimolligi R_{nm} - $ye_n \rightarrow ye_m$ o'tishda qatnashadigan atomning vaqt birligidagi majburiy o'tish e'timolligi shu o'tishga mos keladigan, chastotasi $\omega = \frac{E_n - E_m}{h}$ bo'lgan, majbur qiluvchi elektromagnit to'lqinlar energiyasining spektral zichligi $f(\omega, T)$ ga proporsional bo'ladi, ya'ni

$$R_{nm} = B_{nm} f(\omega, T), \quad (16.2)$$

$$R_{mn} = B_{mn} f(\omega, T), \quad (16.3)$$

bunda $B_{nm} = B_{mn}$, vaqt birligida va $f(\omega, T) = 1$ ga teng bo'lgandagi majburiy nurlanish (yutilish) e'timolligi.

Vaqt birligida $ye_n \rightarrow ye_m$ o'tish sodir qilayotgan atomlar soni

$$N_{nm}^{(M)} = R_{nm} N_n = B_{nm} N_n f(\omega, T) \quad (16.4)$$

va $ye_m \rightarrow ye_n$ majburiy o'tishda qatnashayotgan atomlar soni esa

$$N_n^{(M)} = R_{mn} N_m = B_{mn} N_m f(\omega, T). \quad (16.5)$$

(16.1)-(16.5), formulalardagi B_{nm} , B_{mn} , A_{nm} - kattaliklar Eynshteyn koeffitsientlari deyiladi.

Muvozanat vaziyatida vaqt birligidagi $ye_n \rightarrow ye_m$ o'tishlar soni bilan $ye_m \rightarrow ye_n$ o'tishlar soni bir xil.

Bu hodisaga asoslanib Eynshteyn absolyut qora jism nurlanishi uchun Plank formulasini juda sodda qilib keltirib chiqarish usulini ko'rsatdi. Faraz qilaylik, $ye_n > E_m$, u holda $ye_m \rightarrow ye_n$ o'tish faqat tashqi nurlanish taosirida majburiy amalga oshiriladi. $ye_n \rightarrow ye_m$ o'tish esa, majburiy ravishda ham, spontan ravishda ham bo'lishi mumkin.

Muvozanat paytida

$$N_{mn}^{(M)} = N_{nm}^{(M)} + N_{nm}^{(c)} \quad (16.6)$$

(16.1), (16.4), (16.5) ga asosan

$$V_{mn} N_m f(\omega, T) = V_{nm} N_n f(\omega, T) + A_{nm} N_n. \quad (16.7)$$

Bundan muvozanat paytida $V_{nm} = B_{mn}$ bo'lishini xisobga olsak,

$$f(\omega, T) = \frac{A_{nm} N_n}{B_{mn} N_m - B_{nm} N_n} = \frac{A_{nm}}{B_{nm}} \cdot \frac{N_n}{N_m - N_n} = \frac{A_{nm}}{B_{nm}} \cdot \frac{1}{N_m / N_n - 1} \quad (16.8)$$

bo'ladi.

Muvozanat paytida holatidagi sistemada atomlarning energetik sathlari bo'yicha taqsimlanishi Bolsman qonuni asosida topiladi, ya'ni

$$\frac{N_m}{N_n} = e^{\frac{E_n - E_m}{kT}} = e^{\hbar\omega / kT} \quad (16.9)$$

bunga asosan (16.8) ni

$$f(\omega, T) = \frac{A_{nm}}{B_{nm}} - \frac{1}{e^{\hbar\omega / kT} - 1} \quad (16.16)$$

ko'rinishda yozamiz.

$\hbar\omega \ll kT$ da (16.16) dan $ye^{\hbar\omega/kT} \approx 1 + \hbar\omega/kT$ deyish mumkin. U holda (16.16) formuladan Reley - Djens formulasi kelib chiqadi, ya'ni

$$f(\omega, T) = \frac{A_{nm}}{B_{nm}} \frac{kT}{h\omega} \quad (16.16)$$

Reley - Djins formulasini

$$f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{(2\pi c)^2} kT \quad (16.16)$$

ga solishtirsak,

$$\frac{A_{nm}}{B_{nm}} = \frac{h\omega^3}{(2\pi c)^2}$$

ekanligini ko'rish mumkin, bu ifodani (16.16) ga qo'ysak

$$f(\omega, T) = \frac{h\omega^3}{(2\pi c)^2} \frac{1}{e^{h\omega/kT} - 1} \quad (16.16)$$

Plank formulasini xosil qilamiz. Agar

$$\frac{A_{nm}}{B_{nm}} = \frac{(2\pi c)^2 h}{\lambda^5}$$

ekanligini xisobga olsak, (16.16) formulani

$$f(\lambda, T) = \frac{(2\pi c)^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{2\pi h / \lambda kT} - 1}$$

ko'rinishda ham ifodalash mumkin, chunki,

$$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}.$$

Shunday qilib, muvozanatli nurlanishda energetik sat'lar orasidagi o'tish jarayonlari extimolliklarining bir xilligi nurlanish qonunlarini bu oyaga aoslanib sodda ko'rinishda keltirib chiqarish mumkinligini ko'rsatadi.

3. Optik kvant generatorlari (lazerlar).

1939 yilda V.A.Fabrikant birinchi marta yorulikni kuchaytiradigan muxit hosil qilish mumkinligini va shu muxitda nur majburiy nurlanish xisobiga kuchaytirilishi o'lasini ola 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 mazerlar deb ataladi. 1960 yilda esa T. Meyman tomonidan qattiq jisimli, optik diapazonda ($\lambda = 6943 \text{ A}^\circ$) ishlaydigan optik generator yasaldi. Bunday generatorlarni lazerlar deb ataladi. Nurni kuchaytiradigan aktiv muxitning tipiga qarab lazerlar - qattiq jisimli, gazli, yarim o'tkazgichli va suyuqlikli lazerlarga bo'linadi.

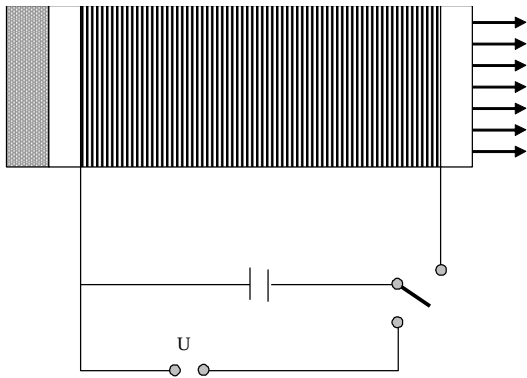
Yanada aniqroq aytganda lazerlarning turlarini sinflashda majburiy yiish (optik nakachka) usuli ham muxim rol o'ynaydi. Majburiy yiish usullari - optik, issiqlik, kimyoviy, elektroionizasion va boshqa usullardan iborat bo'ladi.

Bundan tashqari generasialash turi uzluksiz yoki impulsli bo'lishi mumkin.

Lazerlar uchta asosiy qismdan iborat bo'ladi:

- 1) Aktiv muxit - metastabil holatga ega bo'lgan modda.
- 2) Majburiy yiish (optik nakachka) sistemasi - aktiv muxitda inversiyali joylashish holatini hosil qiladigan qurilmalar. Inversiyali joylashish holati deb asosiy holatdagi atomlar soniga nisbatan uyongan holatdagi atomlar sonining ko'p bo'lishiga aytiladi.
- 3) Optik rezonator - lazer nurlanishini shakllantiruvchi qurilma.

Biz ko'rdikki, muxitga tushgan ω chastotali nur, modda atomlari-dan birining $\omega = (E_n - E_m)/\hbar$ chastotasiga mos kelsa, bu holda atom $ye_m \rightarrow ye_n$ xolatga o'tsa, bu majburiy



16.2-rasm

o'tishda u nyrni yutadi. ($E_n > ye_m$), agar $ye_n \rightarrow ye_m$ o'tish sodir bo'lsa, u holda tushayotgan nurning intensivligi muxitdan o'tishda kuchayadi.

Muxit orqali o'tgan nurning intensivligi Buger qonuniga asosan aniqlanadi:

$$I = I_0 ye^{-\mu x} \quad (16.16)$$

bunda, $\mu > 0$ bo'lsa, nur muxitda yutiladi, $\mu < 0$ bo'lsa, nur muxitdan o'tishda kuchayadi. Kvant generatorida $\mu < 0$ xolat vujudga keltiriladi.

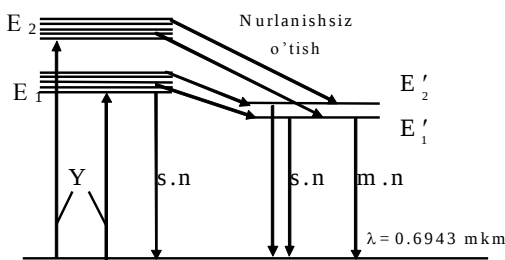
T.Meyman yasagan birinchi qattiq jismli muxitga ega bo'lgan lazer bilan tanishaylik.

Kuchaytirgich sifatida alyuminiy oksidi Al_2O_3 olingan bo'lib (rubin yoki qizil yoqut) kristall panjarasining baozi 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 silliqilgan.

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 16.2 - rasmda keltirilgan.



16.3-rasm

O'tish jarayoni esa quyidagicha: nurlanish yoqut tarkibidagi xrom ionlarini ye_0 asosiy energetik sat'dan ye_1 va ye_2 uyongan energetik sat'larga ko'taradi (16.2 - rasm). Bu uyongan sat'larning yashash davomiyligi ancha kichik ($\tau \sim 10^{-7}$ s).

Ulardan nurlanishsiz ye'_1 va ye'_2 sat'larga o'tish sodir

bo'ladi. Bir-biriga yaqin joylashgan bu sat'larning yashash davomiyligi anchagina katta $\tau = 5 \cdot 10^{-3}$ s. Bunday sat'larni metastabil sat'lar deyiladi. Metastabil sat'lardagi ionlarning biroz spontan nurlanishi ham sodir bo'ladi. Kristall o'qi bo'ylab haraktlanayotgan 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 manbaidan yana energiya olinadi va jarayonlar bayon qilingan ketma-ketlikda takrorlanaveradi.

Metastabil sat'da yiilgan energiya shu jismning o'zida spontan nurlanish sifatida ajralib chiqadi, yaoni lazer generatorlik vazifasini bajaradi. Shuning uchun lazerni kvant generatori deb ataladi.

Agar metastabil sat'dagi majburiy nurlanish tashqi taosir tufayli vujudga kelsa, lazer kirish signalini kuchaytirgan bo'ladi. Bunday lazerni kvant kuchaytirgich deyiladi.

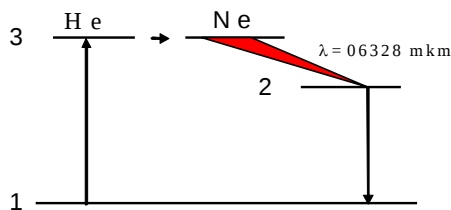
Birinchi gazli lazer 1961 yilda neon va geliy gazi aralashmasi asosida yaratildi.

Bizga maolunki gazlar ingichka yutilish chiziqlariga ega bo'lgani uchun gazli lazerlarda majburiy yiish (optik nakachka) elektr razryadi orqali amalga oshiriladi.

Geliy - neonli lazerda majburiy yiish ikki bosqichda amalga oshiriladi: geliy energiya tashuvchi vazifasini bajarsa, neon nurlanish hosil qiladi; gaz razryadida hosil

bo'lgan elektronlar to'qnashishi natijasida geliy atomini uyotadi va 3 - holatga o'tadi (16.4-rasm).

Uyongan geliy atomi neon atomlari bilan to'qnashib, ularni uyotadi va ular geliy satxiga yaqin bo'lgan neonning yuqori sat'laridan biriga o'tadi. Neon atomlarini 3-sat'dan quyi sat'lardan biriga o'tishi $\lambda=0,6328$ mkm. li to'lqin uzunlikdagi lazer nurlanishini vujudga keltiradi.



16.4-rasm

Lazer nurlari quyidagi xossalarga ega:

1) Ular yuqori darajada kogerent va dastasi esa ni'oyatda ingichka.

2) O'ta monoxromatik ($\Delta\lambda < 10^{-16}$ mkm).

3) Katta quvvatli: masalan, $W=20$ J energiya bilan majburiy yiish (optik nakachka) va 10^{-3} s nurlantirilsa, nurlanish oqimi $\Phi=2 \cdot 10^{-4}$ J/s, $R=2 \cdot 10^{16}$ Vt/m².

4) Tarqalish burchagi (ingichka) juda kichik.

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 SO₂ lazer yaratildi. Bu lazer to'lqin uzunligi $\lambda=16,6$ mkm bo'lgan infraqizil elektromagnit to'lqinlarni ishlab chiqaradi. Uning f.i.k. 30% dan yuqoridir. Lazer nurlardan metallarni kesishda, payvandlashda, buyumlardagi nuqsonlarni aniqlashda, medisinada nozik operatsiyalarni bajarishda, ni'oyatda toza materiallar olishda, o'lchash texnikasida, aloqada ham keng foydalaniladi.

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR.

1. Spontan nurlanish deb qanday nurlanishga aytiladi ?
2. Majburiy nurlanish deb qanday nurlanishga aytiladi ?
3. Eynshteyn koeffisientlarining fizik maonosi nima?
4. Lazerlarning ishlash prinsipi nimaga asoslangan?
5. Lazer qurilmalari qanday asosiy qismlardan tashkil topgan?
6. Lazerning aktiv mu'iti qanday xossaga ega bo'ladi?
7. Rubinli lazerning ishlash prinsipi qanday?
8. Geliy-neon gaz lazeri qanday ishlaydi?
9. Lazer nurlanishini katta intensivlikka ega ekanligi qanday tushuntiriladi ?
10. Lazerlardan qanday maqsadlarda foydalanish mumkin?

ADABIYOTLAR

1. I.V.Savel'ev. Kurs obshey fiziki. 5-kn. M.1998, str.164-162.
2. T.I.Trofimova. Kurs fiziki. M, 2000, str. 344-346.
3. A.V.Astaxov, Yu.M.Shirokov. Kvantovaya fizika.M.1983, str.164-168.
4. O.A'madjonov. Fizika kursi. III k. T. 1989, VIII - bob, § 9.
5. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M.,1989, § 40.1 - 40.2.
6. L.A.Gribov, N.I.Prokofeva. Osnovi fiziki. M., 1998, § 9, 16.

17-ma'ruza. EKSTREMAL SHAROITDAGI MODDA XUSUSIYATLARI (Astrofizika elementlari)

Reja:

1. Moddaning o'ta yuqori temperatura va zichliklardagi holati. Metallsimon vodorod. Moddalarning neytronlashuvi.
2. Yuqori zichlikdagi moddaning holat tenglamasi.
3. Mitti oq yulduzlar.
4. Moddaning neytron holati. Pulsarlar. Qora teshiklar.
5. O'ta yuqori elektromagnit maydonda modda.

Tayanch so'zlar va iboralar: moddaning ekstremal holati, kondensirlangan holat, plazma, elementar zarralar, metall vodorod, relyativistik gaz, moddaning neytronlashuvi, holat tenglamasi, gravitasion bosim, issiqlik bosimi, kvantoviy bosim, relyativistik bosim, Oq mitti yulduzlar, akkresiya, neytron yulduzlar, pulpsarlar, magnito-dipolp nurlanish, u'ta yuqori magnit maydon, gravitasion kollaps, qora teshiklar, gravitasion radius.

1. Moddaning o'ta yuqori temperatura va zichliklardagi holati.

Metallsimon vodorod. Moddalarning neytronlashuvi

Erning issiq qarini, yulduz moddalarining tuzilishini va hususan moddaning to'rtinchi holati bo'lgan plazmani o'rganish quyidagi muammolarni hal qilishni talab etadi.

Fizikada moddalarning odatdagi holatlaridan tashqari o'ta yuqori temperatura va o'ta yuqori zichliklardagi holatlarini o'rganish ham juda katta qiziqish uyg'otadi. CHunonchi, Koinotning asosiy elementi bo'lgan yulduzlar bag'rida, hozirgi kunda Quyosh sistemasidagi planetalarning markaziy sohalarida moddalar ana shunday ekstremal holatlarda bo'ladi.

Dastlab zichlik o'zgarmas bo'lsin deb faraz qilaylik va temperatura ortishi bilan modda holatidagi o'zgarishlarni sifat jihatidan qarab chiqaylik. Aniqki, avvalo moddaning kondensirlangan holati (qattiq jismlar va suyuqliklar) gazsimon holat bilan almashadi.

Temperaturaning bir necha ming gradus kelvin (K) ga ko'tarilishi odatdagi molekulyar gazlarda termik dissotsiatsiyaga olib keladi, natijada gazlar atomar holatga o'tadi. $T \sim 10^4$ K temperaturada gaz atomlari ionlasha boshlaydi va $T \sim 10^6$ K da moddaning ionlashgan holati-plazma, yaoni faqat ionlar va elektronlardan tashkil topilgan gazsimon holat vujudga keladi. Plazmaning to'liq ionlashgan holati $T \sim 10^7$ K larda erishiladi va u faqat atom yadrolari bilan erkin elektronlardan tashkil topadi. Temperaturaning $\sim 10^8$ K qiymatlarida yadroviy o'zgarishlar yuz beradi, $T > 10^9$ K larda esa yadrolar parchalana boshlaydi va $T \sim 10^{11}$ K ga etganda moddaning protonlar va elektronlardan iborat holati qaror topadi. Nihoyat, temperaturaning $m_p s^2 \sim kT$ ($m_p \approx 1,67 \cdot 10^{-27}$ kg-protonni tinchlikdagi massasi, $s = 3 \cdot 10^8$ m/s - yorug'likni vakuumdagi tezligi, $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K) shartni qanoatlantiruvchi, yaoni $T \sim 10^{13}$ K qiymatlarida nuklon-antinuklon juftlarning tug'ilishi, umuman, aytganda, elementar zarralarning bir-biriga aylanishi boshlanadi.

Modda holatini temperatura o'qi bo'ylab o'zgarishini qarab chiqishda biz bosim odatdagidek, ya'ni normal ($\sim 1 \text{ atm} = 1,032 \cdot 10^5$ Pa) deb faraz qildik. Endi temperatura uncha yuqori bo'lamagan holda o'zgarmas qolsin deylik va sifat jihatdan moddaning holati zichlik (bosim) ortishi bilan qanday o'zgarib borishini kuzataylik.

Etarli darajada yuqori ($R \sim 10^8$ atm) bosimgacha siqilgan modda atomlarining elektron qobiqlari deformatsiyalanadi. Alohida olingan atom yadrolarining elektr maydonlari bir-biriga kirishib ketadi va natijada atom tashqi qobig'idagi elektronlar o'z atomlari bilan bog'lanishni uzib, modda bo'ylab erkin ko'chib yura oladigan zaryad tashuvchilarga aylanadi (moddaning "metallashuvi" yuz beradi).

Amerikalik fiziklar Vigner va Xantingtonlarni ko'rsatishicha (1935) $R \geq 10^6$ atm bosimlarda vodorod molekulyar dielektrik (H_2) fazadan zichligi $\rho \approx 1 \text{ g/sm}^3$ bo'lgan eng oddiy bir valentli metall vodorodga aylanadi (metall fazaga o'tadi).

Agar uncha yuqori bo'lmagan bosim ostidagi moddalar turli-tuman xossalarga ega bo'lib, ximiyaviy tarkibiga qarab keskin o'zgarib tursalar, yuqori bosimgacha siqilgan moddalarning xossalaridagi farqlar yo'qola boradi. Buni tushunish oson. Haqiqatan, moddalarning mexanik, issiqlik, optik, magnit kabi fizik va barcha ximiyaviy xossalari atomlarning tashqi qobiq elektronlari bilan aniqlanadi. $R \geq 10^8$ ammm bosimlarda bunday elektronlar atomlardan uzilib, kollektivlashib qoladilar, ichki qobiq elektronlari esa zichlashib, fazoviy kam o'zgaradigan holatga o'tadilar. $R \sim 10^{12}$ ammm bosimgacha siqilgan moddalarning atomlaridagi elektronlar va yadrolarning o'zaro ta'siri uncha muhim rol o'ynamaydi va moddani maolum maonoda katta zichlikdagi elektron gaz (Fermi-Dirak statistikasiga bo'ysunadigan "aynigan" holatda) deb qarash mumkin. Bosim va zichlik mos holda 10^9 kg/m^3 va 10^{18} atm qiymatlarga etganda elektron gaz relyativistik gazga aylanadi (temperatura ko'tarilib, elektronning o'rtacha energiyasi $\bar{\varepsilon} \approx m_e c^2$ ga yaqinlashadi).

Zichlikni yanada ortishi termodinamik nuqtai nazardan yadro reaksiyalari kechishi afzal bo'lgan holatga olib keladi. Bunda elektronlar yadrolar tomonidan yutilib, neytrino nurlatishdan iborat jarayon ro'y beradi ($p + e^- \rightarrow n + \nu_e$), yadro massasi o'zgarmagan holda zaryadi kamayadi, umuman olganda, yadro turg'unligi ham pasayadi, oqibatda yadrolarning emirilishi boshlanadi. Zichlik $\rho \sim 10^{14} \text{ kg/m}^3$ va bosim $R \sim 10^{24}$ atm ga etganda neytronlar soni elektronlar sonidan ortib ketadi, $\rho \sim 10^{15} \text{ kg/m}^3$ zichliklarda esa neytronlar bosimi elektronlarnikidan o'zib ketadi. Ana shunday ekstremal holatda moddaning neytronlashuvi yuz beradi, ya'ni modda asosan neytronlarning fermi-gazidan iborat deb qaralishi mumkin bo'lib qoladi.

Bosimning $\sim 10^{27}$ atm qiymatlarida neytron gaz yadro moddasining zichligi $\rho \approx 10^{17} \text{ kg/m}^3$ ga ega bo'ladi. Moddaning bunday holati $T \sim 10^{12}$ K gacha mavjud bo'ladi.

2. Yuqori zichlikdagi moddaning holat tenglamasi.

Bosim R bilan zichlik ρ va temperatura T orasidagi $R=f(\rho, T)$ bog'lanish holat tenglamasi deb ataladi. Masalan, ideal gaz uchun u

$$P \cdot V = \frac{m}{\mu} RT \quad \text{yoki} \quad P = \frac{\rho}{\mu} RT \quad (17.1)$$

Mendeleev-Klapeyron tenglamasidan iborat. Moddaning o'ta yuqori temperatura va zichlikdagi holati planeta-gigantlarda (Yupiter, Saturn, Uran, Neptun) va yulduzlarda real amalga oshadi.

Planeta yadrosidagi bosim gravitatsion $R(\rho, 0)$ (nolinchi izoterma) va issiqlik PT bosimlarning yig'indisidan iborat:

$$P(\rho, T) = R(\rho, 0) + \rho \gamma(\rho), \quad (17.2)$$

bu erda - o'rtacha atom og'irlik, $\gamma(\rho)$ -Gryunayzen parametri.

P, atm	$\rho, \text{ g/sm}^3$	
	H	H ₂
1	0,58	0,089
1.103	0,617	0,112
1.104	0.635	0,170
1.105	0,657	0,320
1.106	0,860	0,694
1.107	1,93	1.83
1.108	5,90	5,79

Planeta-gigantlarning bag'rida bosim $R \sim (10^6 \div 10^8)$ atm, temperatura $T \sim (10^3 \div 10^4)$ K. Bu holda metall vodorod ($\rho_n \approx 1 \text{ g/sm}^3$, $\gamma \approx 1$, $\bar{A} = 1$) va suv ($\rho_{\text{H}_2\text{O}} \approx 3,5 \text{ g/sm}^3$, $\gamma \approx 1$, $\bar{A} = 6$) uchun mos holda $P_t \approx 2,5(10^5 \div 10^6)$ atm va $P_t \approx 1,4(10^5 \div 10^6)$ atm tartibidagi qiymatlar kelib chiqadi. Demak planetalar bag'ridagi umumiy bosimining $10 \div 20\%$ ini issiqlik bosimi tashkil etadi, holos, ya'ni ularni tashkil etgan modda yadro qismida asosan gravitatsion bosim ostida siqiladi. Quyidagi 17.1-jadvalda metall vodorod va molekulyar vodorod uchun $P(\rho, 0)$ bog'lanish (nolinchi izoterma) keltirilgan.

Molekulyar vodorodni metall vodorodga fazaviy o'tish nuqtasi nazariy hisoblanmagan. O'tish nuqtasidagi bosim temperaturaga kuchsiz bog'liq va ~ 3.106 atm tartibida baholanadi.

Qattiq fazada o'tish nuqtasidagi zichlik sakrab $\sim 10\%$ ga ortadi. Suyuq holatda esa bunday o'tish uzluksiz ro'y beradi.

Endi Quyosh tipidagi yulduzlar markazidagi bosim va temperaturani holat tenglamasidan foydalanib baholaymiz. Ko'pchilik yulduzlar plazma holatida bo'lsada, ularni ideal gaz holatidagi shar deb model qurish mumkin, chunki ularda $R \ll 10^{12}$ atm. Haqiqatan, Quyosh massasi $M_Q = 2 \cdot 10^{30} \text{ kg}$, radiusi $R_Q = 7 \cdot 10^8 \text{ m}$ ni bilgan holda uning markazidagi gravitatsion bosimni

$$P_Q \approx G \frac{M_Q^2}{R_Q^4} = \frac{6,7 \cdot 10^{-11} \cdot (2 \cdot 10^{30})^2}{(7 \cdot 10^8)^4} \text{ Pa} \approx 1 \cdot 10^{10} \text{ atm} . \quad (17.3)$$

kabi taqribiy hisoblash mumkin.

Statsionar yulduzlarda gravitatsion siqilish issiqlik aks bosim bilan kompensatsiyalanadi ($R_{\text{grav}} = R_{\text{is}}$)

$$G \frac{M_{\text{yul}}^2}{R_{\text{yul}}^4} \approx \frac{\rho}{\mu} \cdot R \cdot T_{\text{mar}} \quad (17.4)$$

Yulduz moddasining zichligini $\rho \sim M_{\text{yul}}/R_{\text{yul}}^3$ baholab, (13.4) dan uning markazidagi temperatura uchun

$$T_{\text{mar}} \approx G \frac{M_{\text{yul}} \cdot \mu}{R_{\text{yul}} \cdot R} \quad (17.5)$$

ifodani olamiz. Quyosh uchun $\mu = 1 \cdot 10^{-3} \text{ kg/mol}$ (asosan vodoroddan tashkil topgan)

$$T_{\text{mar}} \approx \frac{6,7 \cdot 10^{-11} \cdot 2 \cdot 10^{30} \cdot 10^{-3}}{7 \cdot 10^8 \cdot 8,31} \text{ K} \approx 2 \cdot 10^7 \text{ K}$$

natija kelib chiqadi. Biroq zichlik ortib borishi bilan, yulduz elektronlar gazi kvantoviy "aynigan" holatga o'tib, ularning kvantoviy bosimi (temperaturaga bog'liq emas)

$$P_{kv} \sim \varepsilon_F \left(\frac{N_e}{V} \right) \sim \frac{h^2}{m_e} \left(\frac{N_e}{V} \right) \sim 10^7 \cdot \rho^{5/3} \quad (17.6)$$

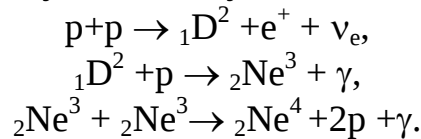
gravitatsion bosimni muvozanatlashi mumkin. Yulduz moddasining zichligini yanada ortishi, yuqorida aytilganidek, elektronlar gazini kvantoviy relyativistik holatga o'tkazadi. Bunda holat tenglamasi

$$P_{rel} \sim cP_F \left(\frac{N_e}{V} \right) = ch \left(\frac{N_e}{V} \right)^{4/3} \quad (17.7)$$

ko'rinishda bo'ladi. Oxirgi ikki holatni quyida batafsilroq ko'rib chiqamiz.

3.Mitti oq yulduzlar.

Gravitatsion kuchlar bilan siqilgan qaynoq gazsimon shar modelida yulduzning nurlanish energiyasining manbai xususiy gravitatsion energiya ($U=G$) dan tashqari, asosan, proton-proton tsikli termoyadro reaksiyalaridir:



Bunda energiya pozitronlar e^+ (ular oxir - oqibatida elektronlar bilan anniglyatsiyalashib γ - kvantlarga aylanishadi), γ -kvantlar, neytrino ve oqimlari va protonlarning kinetik energiyasi tariqasida ajralib chiqadi.

Normal yulduz markazida vodorodning termoyadroviy yonishi tugagandan so'ng o'ta zichlashgan geliysimon yadro hosil bo'ladi. Tashqi qobiqdagi qolgan vodorod zapasi tufayli r-r-reaksiya hali davom etadi va yulduz qobig'i nihoyatda kengayib, hatto Quyosh sistemasining hozirgi kundagi o'lchamlariga (~ 40 a.b. $\approx 6 \cdot 10^9$ km) yaqinlashib boradi. Bunday yulduzlar qizil gigantlar deb ataladi. Qizil gigantlar sovishi natijasida siyraklashgan qobiq tarqalib ketadi va Oq mitti deb ataluvchi yulduzning o'ta zichlashgan yadrosi qoladi.

Oq mitti yulduzlarning moddasi asosan geliy yadrolaridan va "aynigan" kvant holatdagi erkin elektronlardan tashkil topgan. Ularning issiqlik o'tkazuvchanligida elektronlar asosiy rol o'ynaydi. SHu sababdan oq mitti yulduzlarning butun hajmi bo'ylab temperatura deyarli bir xil bo'ladi. Hajmda yadro reaksiyalari ro'y bermaydi. Yulduz o'zining issiqlik zapasi hisobiga nurlanib turadi va temperaturasi $T \sim 10^8$ K dan $T \sim 0$ K gacha tushadi. Oq mittilarning sovvish vaqti 10^8 yilga yaqin.

Mitti oq yulduz moddasining minimal zichligini (17.6) holat tenglamasidan foydalanib baholaylik. Bunda yulduzning elektronlar gazi kvantoviy "aynigan" holatda bo'lib, ularning bosimi (17.6) qo'pol ravishda yulduz massasining issiqlik bosimi (17.1) tartibida deb faraz qilamiz:

$$10^7 \rho^{5/3} \sim \rho T. \quad (17.8)$$

Yulduz asosan geliydan tashkil topganligi uchun $\mu = 4 \cdot 10^{-3}$ kg/mol va (17.8) dan $T \sim 10^7$ K uchun

$$\rho \sim \text{kg/m}^3 \approx 10^6 \text{ kg/m}^3. \quad (17.9)$$

Bunday temperaturali qaynoq moddaning elektronlari "aynigan" Fermi-gazdan iborat bo'ladi. Quyosh markazidagi temperatura $T_q \approx 2 \cdot 10^7$ K ekanligini eotiborga olsak, uning zichligi $\rho \sim 10^5$ kg/m³ bo'lgani holda, xuddi shunday temperaturali oq mitti yulduzlarning zichligi $10^7 < \rho < 10^9$ kg/m³ oraliqda o'zgaradi. Maolunki, aynigan elektron gaz holati temperaturaga bog'liq emas. Xususan, $T=0$ K da oq mittining muvozanati

siquvchi gravitatsion bosim bilan elektronlar Fermi-gazining kvant tabiatiga bog'liq bo'lgan aks taosir etuvchi bosimning tenglik munosabati orqali aniqlanadi:

$$G \frac{M_{yul}^2}{R_{yul}^4} \sim 10^7 \rho^{5/3}. \quad (17.10)$$

Agar $\rho \sim \frac{M_{yul}}{R_{yul}^3}$ desak, massasi $M_{yul} \approx M_q = 2 \cdot 10^{30}$ kg - Quyosh massasiga teng oq mitti yulduz radiusi uchun

$$R_{yul} \sim \frac{10^7}{GM_{yul}^{1/3}} \approx \frac{10^7}{6.7 \cdot 10^{-11} \cdot (2 \cdot 10^{30})^{1/3}} \sim 10^4 \text{ km},$$

Ya'ni Yer radiusi ($R_{yer} = 6370$ km) tartibidagi natijani olamiz.

Berilgan massali yulduzning gravitatsion potentsiali uning radiusiga teskari proportsional: $|\varphi| = GM_{yul}/R_{yul}$. Shuning uchun biri oq mitti va ikkinchisi oddiy yulduzdan iborat qo'shaloq yulduzda akkretsiya deb ataladigan hodisa - oq mittining kuchli gravitatsion ta'siri ostida oddiy yulduz moddasining oq mitti yulduzga oqib o'tishi kuzatiladi. Oq mitti massasining ortib borishi bilan elektron gazning zichligi Ne/V ortadi, unga bog'liq ravishda esa elektronlarning chegaraviy (Fermi) impulsi RF va demak, Fermi energiyasining o'sishi, $\epsilon_F = s_F = s(Ne/V)^{1/3} \gg m_N c^2$ ro'y beradi va gaz holati relyativistik, hatto ultrarelyativistik sohaga o'tishi mumkin. Bu holatdagi ultrarelyativistik elektron gaz (va demak yulduz moddasining) kengayishga intilgan bosimi

$$P \sim \epsilon_F \left(\frac{Ne}{V} \right) \sim ch \left(\frac{Ne}{V} \right)^{4/3} = ch \left(\frac{\rho}{m_N} \right)^{4/3} \quad (17.11)$$

ifodalanadi. Ana shunday o'ta zichlashgan oq mittining muvozanat sharti (13.10) o'rniga

$$G \sim \frac{M_{yul}^2}{R_{yul}^4} \sim ch \left(\frac{\rho}{m_N} \right)^{4/3} \quad (17.12)$$

dan iborat bo'ladi. Bundan esa $\rho \sim M_{yul}/R_{yul}^3$ deb, elektronlar gazi ultrarelyativistik holatda bo'lgan oq mitti yulduzning chegaraviy (eng yuqori) massasini topamiz:

$$M_{yul} \approx \left(\frac{ch}{G} \right)^{3/2} \frac{1}{m_N^2} \approx 1,4 M_q = 2,8 \cdot 10^{30} \text{ kg}. \quad (17.13)$$

(17.13) chegaraviy massa (u Chandrasekar chegarasi deb ataladi) mavjudligining maonosi shuki, oq mitti yulduz massasining bundan keyingi ortib borishida kvantoviy ultrarelyativistik elektronlar gazining bosimi gravitatsion bosimni muvozanatla olmay qoladi va yulduz moddasining yana qayta qurilishi boshlanadi.

4. Moddaning neytron holati. Pulsarlar. Qora teshiklar.

Agar protonlar va elektronlardan iborat o'ta zichlashgan oq mitti yulduzlarda zichlik $\rho \sim 10^{12} \div 10^{13} \text{ kg/m}^3$ ga etib borsa, moddaning neytronlashish jarayoni - elektronlarni yadrolarga "bosib kiritilishi" natijasida protonlarni neytronlarga aylanishi sodir bo'ladi. Modda neytron holatga o'tadi va neytron yulduz tug'iladi. Neytronlarning "aynigan" Fermi-gazi xuddi elektronlardagi (17.6) kabi

$$R_n \sim \frac{h^2}{m_n} \left(\frac{N_n}{V} \right)^{5/3} = \frac{h^2}{m_n} \left(\frac{\rho}{m_n} \right)^{5/3} \sim 10^4 \rho^{5/3} \quad (17.14)$$

kvantoviy bosim hosil qiladi. Yuqorida ko'rsatganimizdek, (17.14) ni gravitatsion bosim bilan tenglashtirib, neytron yulduzning radiusi uchun

$$R_n \sim \frac{10^4}{GM_n^{1/3}} \quad (17.15)$$

ifodani olamiz. Agar neytron yulduz massasi $M_n \approx M_q$ Quyosh massasiga teng deb faraz qilsak, uning radiusi $R_n \approx 10$ km tartibida bo'lib chiqadi. Uning zichligi esa

$$\rho = \frac{M_n}{\frac{4}{3}\pi R_n^3} \approx \frac{2 \cdot 10^{30}}{4 \cdot (10^4)^3} \sim 5 \cdot 10^{17} \text{ kg/m}^3$$

atom yadrolari moddasining zichligiga tengdir. Shu sababdan neytron yulduzni "gigant atom yadrosi" deb qaraydilar.

1960-yillarga kelib nazariyotchi fiziklar quyidagi muammolarni echishi kerak edi.

Neytronlar gazi Fermining kvant statistikasiga bo'ysunadi. Hisoblashlar ko'rsatadiki, neytron yulduzda qarama-qarshi spinli neytronlar juftining bog'lanishi (korrelyatsiyasi) va demak boze-zarrachalar tug'ilishi, buning oqibatida esa neytron suyuqligi o'ta oquvchan holatga o'tishi mumkin. Neytron yulduz tarkibida maolom darajada protonlar va elektronlar ham uchraydi. Protonlar juftli korrelyatsiya tufayli o'ta o'tkazuvchan holatda bo'la olsada, biroq elektronlar sistemasi uchun bunday holat neytron yulduz sharoitida mumkin emasdir.

Neytron yulduzlarning markaziy qismlari bosim va zichlik o'ta yuqori bo'lganligidan asosan giperonlar va mezonlardan tashkil topgan bo'lsa kerak deb taxmin qilinadi. Uning tashqi sohalari o'ta zichlashgan temir $^{26}\text{Fe}^{57}$ yadrolaridan iborat qattiq qobiqni tashkil etadi. Aytaylik, massasi Quyosh massasiga yaqin bo'lgan yulduz o'zining yadroviy energiya manbaini sarflab tugatdi va xususiy gravitatsiyasi ta'siri ostida siqilib, neytron yulduzga aylanadi. Modomiki, bunday siqilishda impuls momenti saqlanadi, u holda

$$M_q \omega_q R_K^2 = M_n \omega_n R_n^2, \quad (17.16)$$

bu erda $\omega_q \approx 3 \cdot 10^{-6}$ rad/s - Quyoshning o'z o'qi atrofida aylanishining burchagiy tezligi. (13.13) dan radiusi $R_n \approx 10 \text{ km} = 10^4 \text{ m}$ bo'lgan neytron yulduzning burchagiy tezligi uchun

$$\omega_n = \omega_q \left(\frac{R_K}{R_n} \right)^2 \sim \frac{3 \cdot 10^{-6} \cdot (7 \cdot 10^8)^2}{(10^4)^2} \text{ rad/s} \sim 10^4 \text{ rad/s} \quad (17.17)$$

qiymatni olamiz, yaoni neytron yulduz o'z o'qi atrofida 1 s ichida qariyb 1000 marta aylanadi.

Neytron yulduzning magnit maydoni kuch chiziqlari uning plazma moddasi zarralariga go'yo "yopishgan" yoki "qotirilgan" deb faraz qilishga to'g'ri keladi. Haqiqatan, agar dastlabki yulduz yuqori temperaturali plazmasini ideal o'tkazgich deb qarasak, magnit oqimining o'zgarishi elektromagnit induksiya hodisasiga ko'ra yulduzda juda katta induksion elektr tokini vujudga keltirishi kerak edi. Biroq bu hol tekshirishda kuzatilmaydi. Shunday qilib, yulduzning gravitatsion siqilishida uning magnit oqimi o'zgarmasligi kerak:

$$N_q R_K^2 = N_n R_n^2, \quad (17.18)$$

bu erda N_q , N_n - Quyosh va neytron yulduz sirtidagi magnit maydon kuchlanganligi. Kuzatishlardan $N_q \approx 10^2 \text{ A/m}$ ma'lum, u holda (13.18) dan neytron yulduz magnit maydonining kuchlanganligi uchun

$$N_q = N_n \left(\frac{R_k}{R_n} \right)^2 \approx 10^2 \frac{(7 \cdot 10^8)^2 A}{(10^4)^2 M} \approx 10^{12} A/m \quad (17.19)$$

natijani hosil qilamiz. Shuni takidlash joizki, Er sharoitidagi fizik laboratoriyalarda nisbatan kichik hajmlarda va qisqa vaqt ($\sim 10^{-6}s$) davomida hosil qilingan eng yuqori magnit maydon kuchlanganligi $\sim 10^8$ A/m ga etib borgan, holos.

1967 yili Kembrij universitetining Kavendish laboratoriyasida radioteleskop yordamida kosmik manbalardan kelayotgan aniq davr bilan o'zgarib turuvchi radionurlanish topildi. Dastlab bunday radiosignal Erdan tashqaridagi tsivilizatsiya vakillari tomonidan yuborilgan deb taxmin qilindi. Keyinchalik bunday sirli radionurlanish manbai o'ta yangi portlash natijasida hosil bo'lgan o'z o'qi atrofida tez (radiochastota bilan) aylanuvchi va o'ta kuchli magnit maydonga ega bo'lgan neytron yulduz degan fikrga kelindi. Ana shunday yulduzlar pulsarlar deb nomlanadi. Pulsarning neytron yulduz ekani va uning o'ta yangi portlash qoldig'i bilan bog'liqligi haqidagi g'oyalar 1968 yili Qisqichbaqasimon tumanlikda sekundiga 30 marta chaqnab-so'nib turuvchi pulsar topilgandan keyin hamda bu pulsar va tumanlik 1954 yili Xitoy astronomlari tomonidan kuzatilgan o'ta yangi portlash qoldiqlari ekanligi isbotlangandan keyingina ko'pchilik tomonidan tan olindi. Pulsarlarning intensivlik bo'yicha davriy o'zgarib turuvchi radionurlanishi aylanuvchi neytron yulduzlarda mavjud bo'lgan o'ta kuchli magnit maydon bilan bog'liqdir (bu haqda quyida batafsilroq fikr yuritamiz). Hozirda ana shunday pulsarlardan yuzdan ortig'i ma'lum.

Pulsarlarning gravitatsion maydonini o'rganish uchun Eynshteynning umumiy nisbiylik nazariyasidan (UNN) foydalanish zarur. Haqiqatan, agar neytron yulduz uchun $\beta = v^2/s^2 = 2 |\varphi|/s^2$ parametrni (bu erda $\varphi = -GM_n/R_n$ - gravitatsion maydon potentsiali) baholasak

$$\beta = \frac{v^2}{c^2} = \frac{2|\varphi|}{c^2} = 2 \frac{GM_n}{c^2 R_n} \sim \frac{2 \cdot 6.7 \cdot 10^{-11} \cdot 2 \cdot 10^{30}}{(3 \cdot 10^8)^2 \cdot 10^4} \approx 0.3, \quad (17.20)$$

ya'ni pulsarlar uchun $|\varphi| \sim s^2$ yoki $v \sim s$ natija kelib chiqadi. Pulsarlar sirtida zarrachalar-neytronlar gravitatsion maydon ta'sirida $v \sim s$ relyativistik tezlikka erishadilar. Shu sababdan neytron yulduzlar yaqinida fazo sezilarli egrilanishga uchraydi, vaqt o'tishi esa sekinlashadi.

Barqaror neytron yulduzlar (pulsarlar) uchun ham xuddi oq mittilar kabi massaning yuqori chegaraviy qiymati mavjud - $M_{n, ch}$. Hisoblashlar $M_{n, ch} \approx (2 \div 3) M_q$ ekanligini ko'rsatadi. Massasi bu qiymatdan katta bo'lgan neytron yulduzlar barqaror bo'lmasdan (neytronlarning relyativistik kvant bosimi gravitatsion bosimni kompensatsiyalay olmay qoladi), balki gravitatsion siqilish (kollaps) da davom etadi va oxir-oqibatda qora teshiklarga aylanadi. Shunday qilib, normal yulduz so'nishidan keyin oq mitti, neytron yulduz va pulsar yoki qora teshik kabi kosmik jismlardan biri hosil bo'ladi. Massiv qora teshiklarda gravitatsion kollaps o'ta yangi portlashga va yangi yulduzlar tug'ilishiga yoki gravitatsion to'lqinlarning nurlanishiga olib kelishi mumkin.

Ixtiyoriy M massali oboekt gravitatsion radius yoki Shvartsschild radiusi deb ataluvchi

$$r_s = \frac{2GM}{c^2} \quad (17.21)$$

radiusgacha siqilganda qora teshikka aylanadi. Undan $R < r_s$ masofadagi zarrachalar va hatto fotonlar ham qora teshikning gravitatsion tortishish kuchini engib, chiqib keta

olmaydi, tashqi kuzatuvchi uchun bunday oboekt absolyut qora bo'ladi. O'zining (17.21) gravitatsion radiusigacha siqilgan jism o'ziga tushuvchi har qanday signal (zarrani) to'liq yutibgina qolmay, balki o'zidan hech qanday signal chiqarmaydi ham. Shu sababdan bunday oboektlar qora teshik nomini olgan. Massasi M_q ga teng bo'lgan oboekt uchun $r_s \approx 3 \text{ km}$, o'rtacha zichlik $\rho_s \approx 2,5 \cdot 10^{19} \text{ kg/m}^3$, yaoni yadro moddasining zichligidan 1000 marta ortiqdir.

5. O'ta yuqori elektromagnit maydonda modda.

Ma'lumki, elektr maydon kuchlanganligi $\vec{E}$ va magnit maydon kuchlanganligi $\vec{H}$ bo'lgan muhitda zaryadi e va tezligi $\vec{v}$ bo'lgan zarraga elektromagnit maydon

$$\vec{F} = e\vec{E} + \frac{e}{c}[\vec{v}, \vec{H}] \quad (17.22)$$

Lorents kuchi bilan taosir qiladi. Bu ifodadan ko'rinadiki, modda bilan magnit maydonning o'zaro ta'siri relyativistik hodisadir (v/s nisbatga bog'liq, v - zaryadli zarraning harakat tezligi, s - yorug'lik tezligi). Atom elektronlari uchun $v/s \ll 1$ va shu sababdan magnit maydonining modda elektromagnit xossalriga ta'siri v^2/s^2 ga proporsional) juda kuchsizdir. Atom ichidagi magnit maydoni kuchlanganligini

$$H_a \approx \frac{P_{ma}}{R_a^3} \quad (17.23)$$

formulaga ko'ra baholaymiz: atom magnit momenti $R_{ma} \approx 9 \cdot 10^{-21} \text{ erg/Gs}$, o'lchami esa $R_a \approx 10^{-8} \text{ sm}$ bo'lganligidan $H_a \approx 7 \cdot 10^5 \text{ A/m}$ ($1 \text{ A/m} = 4\pi \cdot 10^{-3} \text{ E} = 4\pi \cdot 10^{-3} \text{ Gs}$). Kuchlanganligi $H \approx H_a$ bo'lgan magnit maydonlarini "kuchli", $H \ll H_a$ larni esa "kuchsiz" magnit maydonlari deb hisoblaymiz. Vodorod atomi ichidagi elektr maydoni kuchlanganligi

$$E_a = \frac{e}{R_a^2} \approx 6 \cdot 10^{11} \text{ V/m} \quad (17.24)$$

tartibidadir. Unga mos holda $E \approx 10^{11} \text{ V/m}$ va $E \ll 10^{11} \text{ V/m}$ maydonlarni "kuchli" va "kuchsiz" elektr maydonlari deb ataymiz.

Kuchsiz elektromagnit maydon atom ichki elektronlarining energetik holatini sezilarli o'zgartira olmaydi. Moddaning elektrofizik xarakteristikalarini, masalan, ϵ dielektrik va μ magnit singdiruvchanlik, n yorug'likni sindirish ko'rsatkichi kabi parametrlar E va N ga bog'liq bo'lmaydi. Elektromagnit to'lqinlarni modda ichida tarqalishi Maksvell tenglamalari, yaoni chiziqli tenglamalar bilan ifodalanadi. Shu sababdan muhitdagi $\vec{E}$ va $\vec{H}$ ga nisbatan chiziqli elektromagnit hodisalarning qonuniyatlarini o'z ichiga olgan fizik ta'limot "chiziqli elektrodinamika" (xususan, "chiziqli optika") deb nomlanadi.

Kuchli elektromagnit maydonda ($E \approx 10^{11} \text{ V/m}$, $N \approx 10^6 \text{ A/m}$) modda xususiyatlari chiziqli elektrodinamika bilan ifodalanmaydigan yangi sifat o'zgarishlarga uchraydi, maydon intensivligiga ($\sim E^2$) bog'liq yangi - effektlar yuzaga chiqadi. Masalan, 13 - ma'ruzada ko'rilganidek, kuchli lazer nurlanishi bilan taosirlashayotgan moddada yorug'likning ω , 3ω , 5ω , . . . chastotalarda qayta nurlanishi, o'z-o'zidan fokuslanish, muhitning qaytuvchan optik yorqinlashuvi yoki xiralashuvi kabi nochiziqli optika hodisalari kuzatiladi.

O'ta yuqori elektromagnit maydonlar ($E \gg 10^{11} \text{ V/m}$, $N \gg 10^6 \text{ A/m}$) tabiatda pulsarlar, qora teshiklar, kvazarlar kabi Koinot jismlari bag'rida sodir bo'ladi. Misol tariqasida biz quyida faqat pulsarlarning magnit maydoni va uning ta'sirida vujudga keladigan antiqa radionurlanishga to'xtalamiz, holos. Neytron yulduz (pulsar) ning

magnit momenti $\vec{P}_m$ ning yo'nalishi odatda, xususiy aylanish o'qi (burchagiy tezlik vektori $\vec{\omega}$) bilan ustma-ust tushmaydi, balki $\vec{P}_m$ vektor $\vec{\omega}$ atrofida aylanib, fazoda konus sirtini chizadi (pretsessiyalanadi). Mana shunday sharoitda pulsar magnito-dipol nurlanish manbaiga aylanib qoladi. Nurlanish chastotasi magnit dipolning mexanik aylanish chastotasi ω ga teng bo'lib, uning yo'nalishi qat'iy ravishda neytron yulduzning magnit momenti vektori $\vec{P}_m$ ning yo'nalishi bilan mos tushadi (elektr dipolning nurlanish tekisligi dipol momenti $\vec{d}_e$ ga perpendikulyar bo'lishini esga oling). Ana shu tariqa kosmosda "aylanuvchi moyak modeli" hosil bo'ladi va Erdagi kuzatuvchi bunday yulduzdan radionurlanishning alohida impulslerini qabul qiladi (qachonki aylanuvchi $\vec{P}_m$ vektor kuzatuvchiga yo'nalgan paytlarda). Spu sababdan ham xususiy magnit momentga ega bo'lgan aylanuvchi neytron yulduzlar o'ziga xos bo'lgan pulsarlar (o'chib-yonuvchi) degan nomni oldi. Qizig'i shundaki, nurlanish chastotasi ham, nurlanish impulsining o'zgarish chastotasi ham bir xil - ω . Hisoblashlar ko'rsatadiki, magnito-dipol nurlanish intensivligini

$$I \sim P_m^2 \omega^4 / c^3 \quad (17.25)$$

ifodalash mumkin. Agar (17.23) ni eotiborga olsak, (17.25) ni pulsarning nurlanish uchun

$$I \sim \frac{1}{3} H_n^2 R_n^6 \omega_n^4 \quad (17.26)$$

ko'rinishda qayta yozsa bo'ladi. Oxirgi ifodaga yuqoridan bizga maolom $N_n \approx 10^{12}$ A/m $\sim 10^{10}$ E, $R_n \approx 10^6$ cm, $\omega_n \approx 10^4$ c⁻¹, $s \approx 10^{10}$ cm/s qiymatlarni qo'ysak, $I \approx 10^{40}$ erg/s = 10^{33} Vt - nihoyatda katta nurlanish quvvati kelib chiqadi. Erdagi barcha radio va telestantsiyalarning umumiy quvvati 10^9 Vt ga yaqin deb baholanadi. U holda birgina "Kosmik radioperedatchik"ning quvvati Erdagilarni hammasidan ko'ra 10^{24} marta quvvatliroq ekanligi maolom bo'ladi.

Pulsarning faol yashash davrini oson baholash mumkin. Haqiqatan, uning aylanma harakat kinetik energiyasi uchun

$$E = \frac{I \omega_n^2}{2} \approx M_n R_n^2 \omega_n^2 \sim 10^{30} \cdot (10^4)^2 \cdot (10^4)^2 \sim 10^{46} \text{ J}$$

natijani olamiz. U holda pulsarning aylanish energiyasi

$$\tau = \frac{E}{I} \sim \frac{10^{46} \text{ J}}{10^{33} \text{ Br}} = 10^{13} \text{ s} \approx 10^6 \text{ yil}$$

ichida nurlanish energiyasiga o'tadi.

Erning magnit momenti va aylanish o'qi yo'nalishlari ham xuddi pulsarlar kabi burchak ($\sim 13^\circ$) hosil qiladi. Biroq Er magnit maydoni kuchlanganligi $N \approx 10^2$ E va aylanish chastotasi $\omega \cong 10^{-4}$ rad/s juda kichik. Shu sababdan (17.26) ga ko'ra Erning magnito-dipol nurlanish quvvati nihoyatda oz va amalda Er magnit maydoni uning aylanishiga deyarli taosir qilmaydi. Elektronlar o'ta yangi yulduzning kuchli magnit maydonida harakatlanganda elektromagnit to'lqinlari - kuchli sinxrotron nurlanish chiqaradi. Shu nurlanishni radioteleskopda qayd qilish bilan kosmik nurlarning elektron komponentasi to'g'risida fikr yuritiladi.

Ma'ruza oxirida qiziq bir holni takidlaymiz. Pulsar sirtidagi o'ta yuqori magnit maydoni ($N \sim 10^{12} \div 10^{14}$ A/m) uning qobig'idagi modda (temir yadrolari va atomlari) holatiga kuchli taosir qiladi. Temir atomining elektronlar qobig'i maydon yo'nalishida

cho'zilgan ignasimon shaklni oladi va pulsar qobig'ining moddasi xuddi polimerlar tuzilishini eslatuvchi holatda bo'ladi.

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR

1. O'ta yuqori temperaturaning xarakterli qiymatlarini va ularga mos ravishda modda holatlarini ko'rsating.
2. O'ta yuqori zichlikdagi modda holatining xarakterli belgilarini aytib bering.
3. O'ta yuqori zichlikdagi moddaning holat tenglamasi haqida nimalarni bilasizq
4. Metall vodorod nimaq Moddaning neytronlashuvichiq
5. Neytron gazining issiqlik, kvant va gravitatsion bosimlarining fizik mohiyatini tushuntiring.
6. Oq mitti yulduz va uning parametrlari haqida so'zlab bering.
7. Neytron yulduz qanday hosil bo'ladiq
8. Pulsarning qanday xususiyatlarini bilasiz.
9. Qora teshik nimaq
10. Moddaning o'ta yuqori magnit maydanidagi o'ziga xos xususiyatlari haqida gapirib bering.

ADABIYOTLAR

1. Ivanov B.N. Zakonq fiziki. M.: Vqsshaya shkola, 1986. §70-74.
2. Raximov A.U, Otaqulov B.O. Elektrodinamika va nisbiylik nazariyasi, 2 kitob. T. O'qituvchi-1986. §§143-152.
3. Savelg'ev I.V. Kurs obshey fiziki, kniga 5. Kvantovaya optika, atomnaya fizika, fizika tverdogo tela, fizika atomnogo yadra i elementarnqx chastits. M.: Nauka, 1998.
4. Jarkov V.N. Vnutrennee stroenie zemli i planet. M.Nauka, 1983. §§6.1, 10.6.
5. Dj.Orir. Fizika. M.: Mir 1981, gl.30. 548-562 s.
6. Astrofizika, kvantq i teoriya otnositelg'nosti, M.:Mir, 1982. 397-498 s.
7. Geyzenberg V. «Fizika, Chastg' i tseloe», Moskva. 1999.
http://www.ilt.kharkov.ua/bvi/resources/menu_r.htm.
8. Matveev A.N. «Atomnaya fizika», M.,1989.
http://www.ilt.kharkov.ua/bvi/resources/menu_r.htm.

18-ma'ruza. OLAMNING HOZIRGI ZAMON FIZIK TASAVVURI (Elementar zarralar fizikasi elementlari)

Reja:

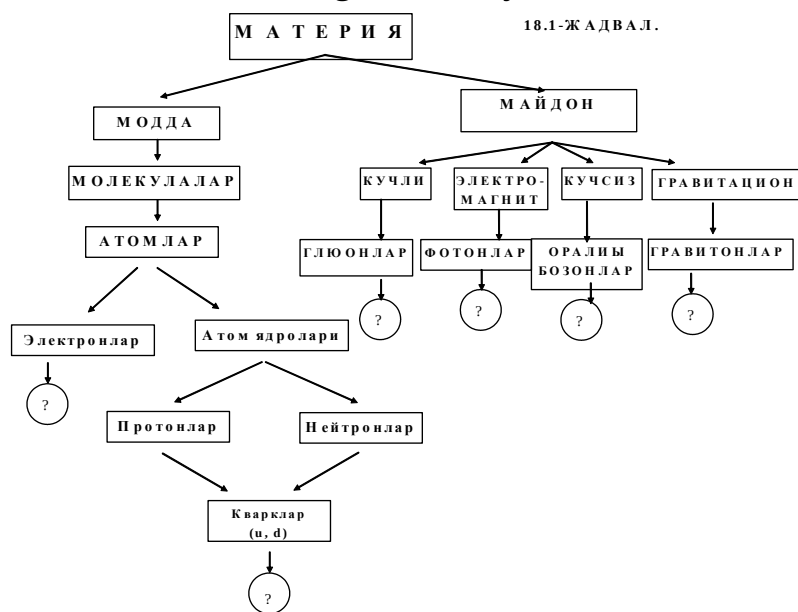
1. Modda va maydon. Moddaning atom-molekulyar tuzilishi, atom yadrosi, kvarklar.
2. Elementar zarralar (maydon kvantlari, leptonlar, adronlar) va ularning bir-biriga aylanishi.
3. Kuchli, elektromagnit, kuchsiz va gravitatsion o'zaro taosirlar.
4. Bosqichma-bosqich o'zaro taosirlashish. Materiyaning yagona nazariyasi haqida.
5. Olamning fizik tasavvuri falsafiy kategoriya sifatida.

Tayanch so'z va iboralar: tabiat, materiya, modda, fizik maydon, molekula, atom, elektron, atom yadrosi, proton, neytron, nuklon, kvarklar, elementar zarralar: maydon kvantlari, leptonlar, adronlar; mezonlar, barionlar, giperonlar; fundamental zarralar, fundamental u'zaro taosirlar: kuchli, elektromagnit, kuchsiz, gravitasion; antizarralar, annigilyasiya, rezonanslar, elektrokuchsiz, buyuk birlashuv, kengaytirilgan supergravitasion o'zaro ta'sirlar.

1. Modda va maydon. Moddaning atom - molekulyar tuzilishi, atom yadrosi, kvarklar

Oliy texnika o'quv yurtlarida "Fizika kursi"ni o'qitishning eng muhim vazifalaridan biri bo'lg'usi injener, mexanik va boshqa ixtisos bakalavrlarida olamning hozirgi zamon fizik manzarasini shakllantirishdir.

Bizni o'rab olgan moddiy olam - tabiat bizning ongimizga bog'liq bo'lmagan



oboektiv borliq, real mavjudot - materiyadan tashkil topgan. Materiya ikki turda - modda va maydon ko'rinishlarida yashaydi. Modda tinchlikdagi massaga ega bo'lgan materiya turi bo'lib, oxir-oqibatda tinchlikdagi massasi nolga teng bo'lmagan elementar zarralar (elektron, proton va neytronlar) yig'indisiga keltiriladi. Fizik maydonlar materiyaning maxsus shakli bo'lib, erkinlik daraja soni cheksiz fizik sistemadir. Tabiatda to'rt xil fizik maydon mavjud: gravitatsion, elektromagnit,

yadroviy va kuchsiz o'zaro taosir maydonlari. Maydonlar zarralar o'zaro ta'sirini uzatuvchi fazoning maxsus uyg'ongan holatigina bo'lib qolmasdan, ularni vujudga keltirgan zarralardan mustaqil holda ham mavjud bo'la oladi (masalan, elektromagnit to'lqinlar). Tajribalar ko'rsatadiki, maydon energiyasi va impulsi diskret o'zgaradi, yaoni har bir fizik maydonga ma'lum elementar zarralar - maydon kvantlari mos keladi (masalan, elektromagnit maydonga - fotonlar, yadroviy maydonga - π , K- mezonlar va glyuonlar, gravitatsion maydonga - gravitonlar, kuchsiz o'zaro taosir maydoniga - $W^{\pm}$ va Z^0 oraliq bozonlar).

Modda atom va molekulalardan tashkil topgan. Ular mikrodunyoning (xarakterli chegarasi $10^{-18} \text{ m} < R < 10^{-10} \text{ m}$) eng yirik vakillaridir. Atomlar yanada maydaroq oboektlar-elektronlar ($R_e \sim 10^{-18} \text{ m}$) va atom yadrolari ($R_{ya} \sim 10^{-14} \text{ m}$) dan tashkil topgan. Atom yadrolari o'z navbatida protonlar va neytronlar (nuklonlar)dan tuzilgan. Nuklonlar ham tarkibiy qismi murakkab bo'lgan elementar zarralar bo'lib, kvarklar deb ataluvchi "haqiqiy elementar" zarralardan qurilgan. Elektronlar va kvarklar boshqa yanada maydaroq va elementarroq oboektga keltirilmaydigan "fundamental zarralar" dir (18.1-Jadval).

Kvarklar "xushbo'ylik" kvant soni bo'yicha farqlanuvchi 6 turga bo'linadi va ular 3 ta dubletni tashkil etadi: (u, d), (c, s), (t, b). Har bir turdagi kvarklar "rang" kvant soniga ko'ra yana 3 xil navga bo'linadi. Spunday qilib, kvarklarning umumiy soni 18 ga etadi. Bundan tashqari 18 ta "antikvarklar" ham mavjud - jami bunday zarralar soni 36 ta. Barcha adronlar (mezonlar va barionlar) kvarklardan qurilgan. Har bir M mezon bitta kvark q va bitta antikvark, har bir barion V esa 3 ta kvark q dan tashkil topgan:

$$M = q\bar{q}, \quad V = qqq. \quad (18.1)$$

Kvarklar "kvantoviy bo'yalgan" ("qizil", "yashil", "havo rang") mikrooboektlar, ularning elektr zaryadi $\pm \frac{1}{3}e, \pm \frac{2}{3}e$ (e-elektron zaryadi), spini esa $\frac{h}{2}$ (ya'ni fermion) bo'lib, erkin holatda mavjud emas, balki "kvantoviy rangsiz" zarralar - adronlar tarkibiga kiradi. Yuqori energiyali elektronlar bilan proton va neytronlarni bombardimon qilish ("partonlar"-kvarklar aniqlandi) hamda elektronlar va pozitronlar dastalarining ro'paradan to'qnashish tajribalari "kvarklar modeli" ni bevosita tasdiqladi.

Hozirgi kunda fiziklarga 400 ga yaqin asosan turg'un bo'lmagan elementar zarralar maolom. Ular qatnashadigan barcha jarayonlarda asosan uch turdagi fundamental o'zaro taosir (va demak ularga mos maydonlar) namoyon bo'ladi. Kuchli o'zaro taosir kvarklardan tashkil topgan murakkab elementar zarralar - adronlar (mezonlar, barionlar, giperonlar) o'rtasida amalga oshadi. Uni ko'pincha yadroviy o'zaro taosir deb ham yuritiladi. Yadroviy kuchlar atom yadrolarining mustahkam turg'unligini taominlaydi. Elektromagnit o'zaro taosir barcha elektr jihatdan zaryadlangan zarralarga (elektron, proton, pionlar va boshqalar) xarakterli bo'lib, xususan, atom va molekulalarni shakllanishiga olib keladi.

Kuchsiz o'zaro taosir barcha elementar zarralarga xos va, masalan, ularning ko'pchiligini parchalanishiga - turg'unligiga sabab bo'ladi. To'rtinchi tur fundamental o'zaro taosir - gravitatsion o'zaro taosir har qanday zarralar va jismlar o'rtasida mavjud bo'lsada, biroq elementar zarralar uchun gravitatsion kuchlar shu darajada kichikki, ularni odatda hisobga olmaydilar.

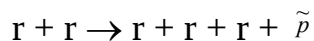
Fundamental o'zaro taosirlarning hammasi almashinuv xarakteriga ega. Buning maonosi shuki, har qanday ixtiyoriy ikki zarraning o'zaro taosirlashuv elementar akti ular o'rtasida o'zaro taosir tashuvchisi (maydon kvanti) bo'lgan uchinchi bir zarrani almashinish tufayli yuzaga chiqadi. O'zaro taosir maydonlarining kvantlari "haqiqiy elementar" - fundamental zarralardir (glyuonlar, foton, oraliq bozonlar va graviton).

Shunday qilib, materiyaning har ikki ko'rinishi ham - modda va maydon diskret (kvantlashgan) strukturaga egadir.

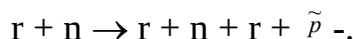
2. Elementar zarralar (maydon kvantlari, leptonlar, adronlar) va ularning bir-biriga aylanishi

Zamonaviy tezlatkichlarda zarralarni yuqori energiyalargacha tezlatish imkoniyati elementar zarralarni o'rganishga keng sharoitlar yaratib berdi. Xususan, antiproton va antineytronlarni kashf etilishi sinxrofazotonda yuqori energiyali protonlar oqimini hosil qilish bilan bog'liq. Umuman, 1932 yilda elektronning antizarrasi pozitron kuzatilgandan so'ng, barcha elementar zarralarni antizarralari ham bo'lishi lozim, degan fikr fizikada mustahkam o'rin oldi.

Lekin antiproton 23 yildan so'ng, ya'ni 1955 yilda Chamberlen, Segre, Vigand va Ipsilantis amalga oshirgan tajribada qayd qilindi. Ular 6,3 GeV gacha tezlatilgan protonlar bilan mis nishonni nurlatdilar. Bunda yuqori energiyali proton mis yadrosining tarkibidagi biror nuklon bilan taosirlashadi va quyidagi reaksiyalardan biri amalga oshadi:



yoki

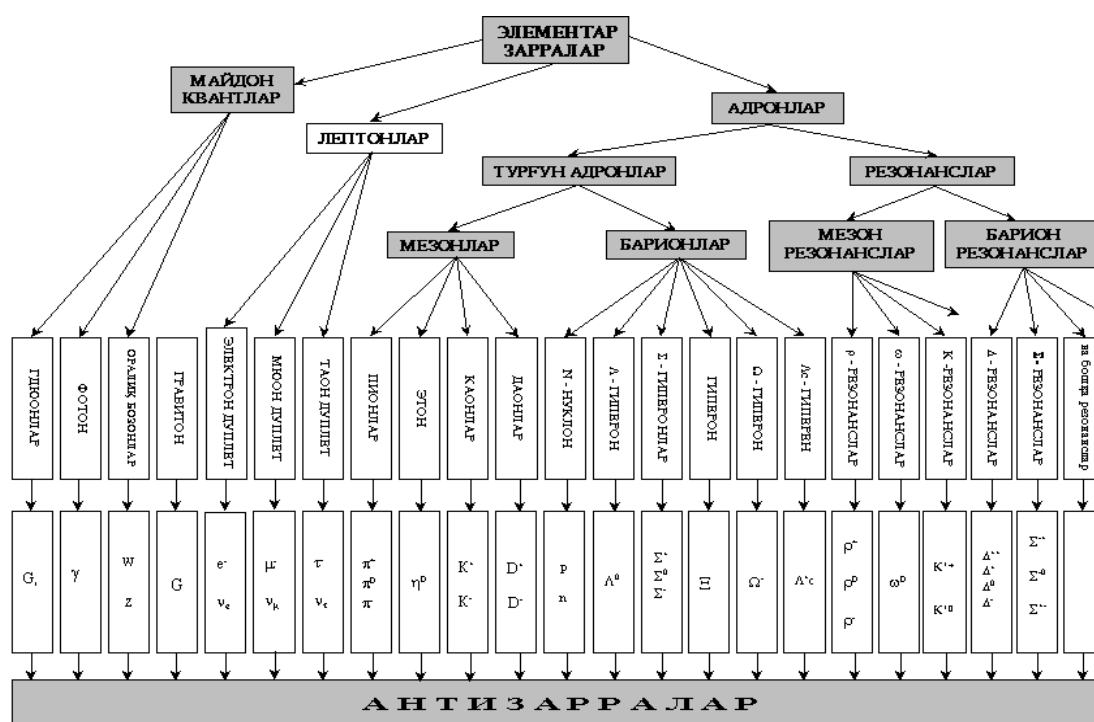


Antiprotonning elektr zaryadi manfiy, xususiy magnit momenti mexanik momentga teskari yo'nalgan. Xuddi elektron va pozitron kabi proton va antiproton o'zaro annigilyatsiyalanadi. Antiproton neytron bilan to'qnashganda ham annigilyatsiyalanishi mumkin.

Bir yildan so'ng, ya'ni 1956 yilda (Kork va Lambertson) antineytron kashf qilindi. Antineytronning xususiy magnit momentining yo'nalishi mexanik momentning yo'nalishi bilan bir xil. U proton yoki neytron bilan to'qnashganda annigilyatsiyalanishi mumkin.

Keyinchalik (1965÷1966 y.) eng oddiy yadrolar – deyeriy va tritiylarning antiyadrolari antideyeriy va antitritiylar kuzatildi.

18.2- jadval



Hozirgi vaqtda deyarli barcha zarralarning (foton, π^0 , η - mezonlar, I / Ψ - va T-zarralardan tashqari) antizarralari mavjudligi aniqlangan. Antizarrani balgilash uchun zarraning belgisidan foydalaniladi, faqat belgi tepasiga to'liqlik chiziqcha qo'yiladi. 18.2-jadvalda elementar zarralar va ularning antizarralari keltirilgan.

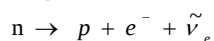
Jadvaldan ko'rinishicha, barcha zarralar to'rt grupp shaklida joylashtirilgan. Birinchi gruppaga o'zining xususiyatlari bilan boshqa zarralardan ajralib turadigan maydon kvantlari — glyuonlar, foton, oraliq bazonlar va gravitonlar kiradi. Leptonlar gruppasi massalari 207 elektron massasidan kichik bo'lgan 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. Mezonlar va barionlar birgalikda umumiy nom bilan adronlar (kuchli taosirlashuvchi zarralar) deb nomlanadi.

Zarralarni gruppalariga ajratishda ularning faqat massalari emas, balki boshqa xususiyatlari ham eotiborga 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 ta'sir xarakteridir. O'zaro taosirning to'rt turi mavjudligini yuqorida ko'rsatib o'tdik.

Barionlar va mezonlar gruppalariga oid zarralarda kuchli o'zaro taosir namoyon bo'ladi. Baozi zarralar bir vaqtning o'zida bir necha o'zaro taosirda qatnashish qobiliyatiga ega. Masalan, proton boshqa zarralar bilan kuchli, elektromagnit, kuchsiz o'zaro taosirlarda bo'la oladi.

Keyingi yillarda kuchli o'zaro taosirda qatnashadigan zarralar oilasi rezonanslar deb ataladigan zarralarning katta gruppasi bilan to'ldi. Rezonanslarning yashash davomiyligi ($10^{-22} \div 10^{-23}$) s chamasida. Birinchi marta rezonanslarni 1952 yilda E. Fermi π – mezonlarning protonlarda sochilishini tekshirish jarayonida kuzatgan. Mazkur tajribada π – mezonlarning sochilish extimolligini ularning energiyasiga bog'liqligini ifodalovchi grafikda keskin maksimum kuzatildi. Bu maksimum xuddi mayatnikning majburiy tebranishida yuz beradigan rezonans hodisasidagi maksimumga o'xshaydi. Kashf etilgan zarrani rezonans deb atalishi ana shundan kelib chiqqan. Umuman, rezonansni zarra yoki π — mezonning nuklonga “yopishgan” holati deb talqin qilish hozircha xal qilinmagan. Balki, nihoyat qisqa vaqtlar davomiyligida (rezonans uchun $\tau \approx 10^{-22} \div 10^{-23}$ s) zarra va π – mezonning nuklonga “yopishgan” holati tushunchalarining farqi yo'qdir.

Biroq kashf qilingan rezonanslar soni anchagina bo'lib qoldi va ularni qo'shib hisoblaganda elementar zarralar soni uch yuz ellikdan ortib ketdi. Hozirgi zamon tasavvurlariga asosan, ma'lum bo'lgan boshqa zarralardan tashkil topmagan zarrani elementar deb atash mumkin, holos. Masalan, vodorod atomi proton va elektrondan iborat. Shuning uchun uni elementar zarra deb bo'lmaydi. Balki vodorod atomi elementar zarralardan tashkil topgan sistemadir. Neytron – chi? Neytron



sxema bo'yicha emiriladi, lekin u proton, elektron va antineytrinodan iborat sistema emas, bu zarralar neytron emirilayotgan lahzada vujudga keladi (xuddi yadroning uyg'ongan holatidan asosiy holatga o'tishida foton hosil bo'lganidek). Shuning uchun hozirgi tasavvurlarga asosan neytron elementar zarradir. Biroq shunga qaramay, olimlar maoum elementar zarralardan ham elementarroq zarralar mavjud emasmikanq – degan savolga javob qidirmoqdalar.

Ba'zi nazariyotchi fiziklarning fikricha, tabiatda xali kashf qilinmagan zarralar mavjudki, bu zarralardan hozircha elementar deb atalayotgan zarralar tashkil topgandir.

Har bir elementar zarra uning o'ziga xos o'zaro taosirlardan tashqari bir qator fizik xarakteristikalariga ega bo'lib, ularga mos fizik kattaliklarning qiymatlari diskret-kvantlashgandir (saqlanish qonunlari mavjud):

a) umumiy xarakteristikalar: massa m , yashash vaqti τ , spin S_z , elektr zaryad q ;

b) “ichki kvant sonlar”: lepton zaryad L , barion zaryad V , “g’alatiilik” S , “maftunkorlik” S , “go’zallik” v , izotopik spin I , ichki juftlik R .

Elementar zarralarning eng muhim xususiyatlaridan biri shuki, ular tug’ilishi va yo’qolishi hamda bir-birlariga aylanishlari mumkin. Shuni alohida takidlash joizki, yangi hosil bo’ladigan zarrachalar dastlabki zarrachalar tarkibida mavjud bo’lmasdan, balki ularning bevosita to’qnashish (sochilish) yoki emirilish jarayonlarida tug’iladi.

Masalan, “annigilyatsiya” - $e^- + e^+ \rightarrow 2 \gamma$,

“qayta zaryadlanish” - $\tilde{p} + r \rightarrow \tilde{n} + n$,

“emirilish” -

$$\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu, \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \tilde{\nu}_\mu \quad (\tau \sim 10^{-6} \text{ c}),$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu \quad (\tau \sim 10^{-8} \text{ c})$$

Elementar zarralarning aynan bir-birlariga aylanish jarayonlarida ilgari maolom bo’lmagan zarrachalarning ochilish ehtimolligi eng yuqoridir. Buning uchun oldindan maolom turg’un zarralarni mumkin qadar yuqori energiyada bir-birlari bilan to’qnashtiradilar. So’ngra bunda kechadigan reaksiya mahsulotlari va hosil bo’lgan yangi zarrachalarni emirilish fragmentlari tadqiq etiladi. Masalan,

$$\pi^- + p \rightarrow K^+ + \Sigma^-,$$

$$p + p \rightarrow K^+ + \Lambda^0 + p$$

reaksiyalarda “g’alati” zarralar: K^+ - mezon, Σ^- va Λ^0 - giperonlar kashf qilingan.

3. Kuchli, elektromagnit, kuchsiz va gravitatsion o’zaro ta’sirlar

Yuqorida qayd qilinganidek, tabiatda printsiipial farqlanadigan 4 xil fundamental o’zaro taosirlar mavjud: kuchli (S), elektromagnit (E), kuchsiz (W) va gravitatsion (G). Ular bir-biridan o’zaro ta’sir intensivlik (doimiylik)lari α_i , ta’sir radiuslari R_i va xarakterli vaqtlari τ_i hamda simmetriya xossalari bilan farqlanadilar.

Tajribalar ko’rsatadiki,

$$\alpha_S \sim 1, \quad \alpha_E \sim 10^{-2}, \quad \alpha_W \sim 10^{-10}, \quad \alpha_G \sim 10^{-38}, \quad (18.2)$$

$$R_S \sim 10^{-15} \text{ m}, \quad R_E = \infty, \quad R_W \sim 10^{-18} \text{ m}, \quad R_G = \infty, \quad (18.3)$$

$$\tau_S \sim 10^{-23} \text{ c}, \quad \tau_E \sim 10^{-20}, \quad \tau_W \sim 10^{-13} \text{ c}, \quad \tau_G = ? \quad (18.4)$$

Kuchli o’zaro taosir. Elementar zarralarning kuchli o’zaro ta’siri o’ziga xos o’lchamsiz doimiy bilan xarakterlanadi:

$$\alpha_s = \frac{g^2}{4\pi\hbar c} \approx 15, \quad (18.5)$$

bunda g - kuchli o’zaro ta’sir “zaryadi” (mezon zaryadi). Kuchli taosirning asosiy xossalari:

a) ta’sir radiusi juda kichik

b) yadrolar barqarorligini ta’minlaydi

v) universal emas

g) eng yuqori simmetriyaga ega

d) yadroda nuklonlar π^0 , $\pi^\pm$, $K^\pm$ kabi mezonlar almashinish tufayli bog’lanadi,

kvarklar esa glyuonlar almashinadi.

Elektromagnit o’zaro ta’sir. Elektromagnit kuchlar nisbatan yaxshiroq o’rganilgan. Zarralarning o’zaro elektromagnit taosirlashuv kuchi kuchli o’zaro taosirga qaraganda ancha ojiz, boshqa kuchlarga nisbatan esa o’ta kuchlidir. Elektromagnit kuchlarining taocir

doirasi 10^{-12} sm dan tortib kosmik masofalargacha davom etadi. Ko'pchilik fizikaviy hodisalar: atomlar va molekulalar tuzilishi, kristallar, ximiyaviy reaksiyalar, jismlarning termik va mexanikaviy xususiyatlari, radioto'lqinlar, quyosh va yulduzlarning nurlanishi va hokazo hodisalar elektromagnit kuchlarining taosir doirasiga kiradilar.

Elektromagnit o'zaro taosir har xil zarralarda har xil shiddat bilan namoyon bo'ladi. Elektr zaryadiga ega bo'lgan zarralarda eng katta elektromagnit o'zaro taosir kuchlari vujudga keladi. Massasi va spini nolga teng bo'lmagan zaryadsiz zarralar o'zaro kuchsizroq elektromagnit taosirda bo'ladilar. Eng kuchsiz elektromagnit o'zaro taosirga neytral, spinsiz zarralar, masalan neytral pi-mezon egadir. Zarralardan neytrino elektromagnit taosirni deyarli sezmaydi.

Elektromagnit o'zaro ta'sirni nozik tuzilish doimiysi deb ataluvchi o'lchamsiz kattalik xarakterlaydi:

$$\alpha = \frac{e^2}{hc} \approx \frac{1}{137} \quad (18.6)$$

Elektromagnit o'zaro taosir zarralarning o'zidan foton chiqarib va yutib turishi jarayonida hosil bo'ladi deb tushuntiriladi. Bunday jarayon ham virtual, yaoni kuzatib bo'lmaydigan jarayondir.

Kuchsiz o'zaro taosir. Agar tabiatda kuchsiz o'zaro ta'sir bo'lmasa, zarralardan faqat neytrino bo'lmas edi. Yadrolar, atomlar, molekulalar, kristallar mavjud bo'laverardi. Faqat barqaror zarralar soni va binobarin, atomlar va materiyaning tuzilish shakllari ancha ko'p bo'lardi. Kuchsiz o'zaro taosirning mavjudligi ba'zi bir zarralarni va natijada jismlarning ba'zi tuzilish shakllarini barqaror qiladi. Shunday qilib, kuchsiz o'zaro taosir ko'proq zarralarning parchalanishi bo'yicha "mutaxassisdir". Masalan, myu-mezonlar, zaryadli pi-mezonlar, neytron va boshqa bir guruh og'ir zarralarning parchalanishi faqat kuchsiz o'zaro taosir orqaligina ro'y beradi. Kuchsiz o'zaro taosir jarayonlarining bunchalik xilma-xilligiga qaramasdan ularning hammasi uchun doimiy bitta:

$$\left(\frac{G}{hc}\right)^2 \left(\frac{-h}{mc}\right)^{-4} \approx 5 \cdot 10^{-14} \quad (18.7)$$

$\frac{h}{mc}$ - parchalanuvchi zarraning kompton to'lqin uzunligi, G - parchalanish jarayoni uchun bog'lanish doimiysi. Kuchsiz o'zaro taosir doirasining radiusi eng qisqa bo'lib, taxminan 10^{-13} sm ga teng. Kuchsiz o'zaro taosirni tashuvchi zarralar $W^\pm$ va Z^0 oraliq bozonlardir. Kuchsiz o'zaro taosir kuchli va elektromagnit o'zaro taosirlarga qaraganda kamroq simmetriyaga ega, yaoni kuchsiz o'zaro taosirlarda saqlanish qonunlari ko'proq buziladi.

Gravitatsion o'zaro taosir. Gravitatsion o'zaro taosir ko'rib o'tilgan o'zaro taosirlar ichida eng zaifidir. Tabiatda mavjud to'rtta o'zaro taosirlar ichida zarralarning o'zaro gravitatsiya ta'siri uni xarakterlovchi vaqtning juda kattaligi ($\sim 10^{17}$ sek) va unga xos taosir kuchining juda kichikligi (10^{-38}) sababli hozirgacha elementar zarralar nazariyasida deyarli eotiborga olinmaydi.

Gravitatsion o'zaro taosir o'zining uchta muhim xususiyati - cheksiz katta taosir doirasiga egaligi, absolyut universalligi va har qanday ikki massa o'rtasidagi taosir kuchi ishorasining bir xilligiga asosan butun Koinotda, astronomik masshtablarda asosiy rol o'ynaydi. Uchinchi xususiyatiga asosan gravitatsion o'zaro taosir kuchi shu taosirdagi jismlarning massalari ortishi bilan tez ortadi.

Shu sababli elementar zarralar nazariyasining oxirgi yutuqlari gravitatsion o'zaro taosir katta energiyalik zarralar olamida munosib o'ringa ega bo'lishi mumkinligini

ko'rsatdi. Haqiqatdan yuqori energiyagacha tezlatilgan zarralarning relyativistik massasi ortishi bilan gravitatsion o'zaro taosir sezilarli bo'ladi. Elektromagnit maydonga qiyos qilib gravitatsion o'zaro taosir gravitonlar deb ataluvchi zarralar vositasida vujudga keladi deb hisoblanadi. Har qanday jism, zarralar o'zidan gravitonlar chiqarib turadi. Gravitonning harakatsiz holdagi massasi $10^{-39} - 10^{-42}$ Mev ga, yaoni deyarli nolga teng, harakat tezligi yorug'lik tezligidan biroz kam, spini ikkiga teng. Gravitonning to'lqin uzunligi 10^{28} sm. Bu kattalik koinotning radiusiga teng keladi.

Gravitatsion o'zaro taosirni xarakterlovchi vaqtning va gravitonlar to'lqin uzunligining cheksiz kattaligi bu taosirning butun Olam bo'ylab deyarli so'nmasdan tarqalishiga sabab bo'ladi. SHunday qilib gravitatsiya maydoni bilan o'zaro taosirda bo'ladigan har qanday zarra uchun gravitonlar har doim realdir. Real gravitonsiz hech qanday holatning bo'lishi mumkin emas. Bu fikr har qanday o'zaro taosirda ham ishirok qiluvchi gravitatsiya maydoni universal ekanligini ko'rsatadi.

4. Bosqichma-bosqich o'zaro taosirlashish.

Materiyaning yagona nazariyasi haqida.

Barcha fundamental o'zaro taosirlar mexanizmlarining (almashinuv xarakteri) umumiyliги materiya tuzilishining yagona nazariyasini qurishga intilishlarni keltirib chiqardi. Natijada olimlar oldida quyidagi muammo paydo bo'ldi.

Bu muammoni echishga mashhur A.Eynshteyn o'zining oxirgi sal kam 50 yillik umrini, V.Geyzenberg esa oxirgi 20 yil faoliyatini bag'ishladi.

Hozirgi zamon fizikasining rivojlanishi shuni ko'rsatadiki, fundamental o'zaro taosir doimiylari α i qatoyiy aniq qiymatga ega bo'lmasdan, balki o'zaro taosirlashuvchi zarrachalar orasidagi masofaga (r) yoki, baribir, ularning energiyasiga (E) hamda almashinuv zarralarining massa (energiya)siga bog'liqdir. Elementar zarralar orasidagi masofa kamayib (yoki ularning energiyalari) ortib borishi bilan ketma-ket (bosqichma-bosqich) ravishda to'rtala fundamental o'zaro taosirlar o'rtasidagi farq yo'qola boradi va shu yo'l bilan yuqorida ko'rib chiqilgan 4 ta fundamental o'zaro taosirni yagona o'zaro taosirga birlashtirish masalasi tug'iladi.

S.Vaynberg, Sh.Gleshou va A.Salam (1979)larning nazariy ravishda ko'rsatishicha, leptonlar va kvarklar $\lambda_w \sim \frac{\hbar}{m_w c} \sim 10^{-18}$ m masofagacha yaqinlashganda ular energiyasi

$E_w \sim m_w c^2 \sim 10^{11}$ eV bo'lgan oraliq bozonlar almashinib taosirlasha boshlaydi. $E \gg E_w$ energiyalarda ($\lambda \ll \lambda_w$) oraliq bozonlarning tinchlikdagi massasini hisobga olmasa ham bo'ladi va bu holda ularning fotonlardan farqi qolmaydi, yaoni elektromagnit va kuchsiz o'zaro taosirlar o'rtasidagi farq yo'qoladi. Shunday qilib, 1-bosqich birlashuv sodir bo'ladi: elektromagnit va kuchsiz o'zaro taosir kuchlari elektrokuchsiz o'zaro taosir kuchining xususiy ko'rinishlari bo'lib qoladi. Vaynberg, Gleshou va Salamlarning elektrokuchsiz o'zaro taosir nazariyasida bashorat qilingan $W^\pm$, Z^0 oraliq bozonlar 1984 yili K.Rubbia va S.Van der Meerlar tomonidan eksperimental kashf etildi.

Hozirgi kunlarda fiziklar lokal kalibrli invariantlik va simmetriyaning spontan buzilishi nazariyalari asosida elementar zarralarning yanada umumiyroq nazariyasini ishlab chiqishga kirishganlar: kuchsiz, elektromagnit va kuchli o'zaro taosirlarning yagona nazariyasi qurilgan. Unga ko'ra bu uchchala o'zaro taosir elektroyadroviy o'zaro taosir ("Buyuk birlashuv kuchi")ning xususiy hollari deb qaraladi. $R \sim 10^{-32}$ m masofalarda ($\sim 10^{15}$ GeV energiyalarda) bozonlar va glyuonlar o'rtasida farq yo'qoladi (2-bosqich

birlashuv). “Buyuk birlashuv” nazariyasiga muvofiq juda yuqori energiyalarda leptonlar va kvarklar $m_x c^2 \sim 10^{15}$ GeV energiyali kvantlar almashinib, bir-birlariga aylana oladilar. Boshqacha aytganda elektroyadroviy oʻzaro taosirga nisbatan barion zaryad V va lepton zaryad L larning saqlanish qonunlari buziladi. Bu nazariyaga muvofiq protonning oʻrtacha yashash davri $\approx 10^{30} \pm 3$ yil boʻlib,

$$p \rightarrow \pi^0 + e^+$$

sxema boʻyicha parchalanishi mumkin. Biroq bunday jarayon haligacha kuzatilgan emas. 10^{15} GeV energiyali zarralar hatto kosmik nurlar tarkibida ham topilmagan. Shunga qaramasdan gravitatsion oʻzaro taosirni ham xususiy hol sifatida hisobga olib, barcha 4 ta turdagi oʻzaro taosirlarning (materianing) yagona nazariyasini qurish ustida qizgʻin nazariy ilmiy-tadqiqot ishlari olib borilmoqda. Maydon kvantining energiyasi “Plank massasi” deb ataluvchi $m_p s^2 \approx 10^{19}$ GeV qiymatga etganda gravitatsion oʻzaro taʼsirni ham kvant nazariyasi bilan ifodalash zarurati tugʻiladi. Bunday sharoitda foton, oraliq bozonlar, glyuonlar va graviton oʻrtasida farq yoʻqoladi va toʻrtala oʻzaro taosir “kengaytirilgan supergravitatsiya” deb ataluvchi yagona oʻzaro taosirga birlashadi (3-bosqich birlashuv). “Buyuk birlashuv” va “kengaytirilgan supergravitatsion” oʻzaro taosirlar Koinot evolyutsiyasining dastlabki paytlarida roʻy bergan boʻlishi mumkin deb taxmin qilinadi.

5. Olamning fizik tasavvuri falsafiy kategoriya sifatida

Olam shunchalik turli-tumanki, barcha jismlar birgina navli zarralardan tuzilmaganligiga hech qanday shubha yoʻq. Biroq ajablanadigan joyi shundaki, yulduzlarning moddasi xuddi Erning moddasi singaridir. Koinotdagi barcha jismlarni hosil qiluvchi atomlar mutlaqo bir xil tuzilishga ega. Jonli organizmlar ham xuddi jonsiz organizmlar tuzilgan atomlardan iborat.

Elementar zarralar va ularning aylanishlari kashf etilgandan keyin materiya tuzilishining birligi olamning yagona manzarasida asosiy oʻringa chiqdi. Bu birlikning zahirida barcha elementar zarralarning moddiylik yotadi. Turli elementar zarralar materiya mavjudligining turli konkret shakllaridir.

Olamning yagonaligi materiya tuzilishining birligi bilangina cheklanib qolmaydi. Olamning yagonaligi zarralarning harakat qonunlarida va ularning oʻzaro taosir qonunlarida ham namoyon boʻladi.

Olamning fizik manzarasi haqidagi klassik tasavvurlarning revolyutsion oʻzgarishi materianing kvant xossalari kashf etilgandan soʻng roʻy berdi. Mikrozarralarning harakatini tavsiflovchi kvant fizikasi paydo boʻlgandan soʻng olamning yagona fizik manzarasida yangi elementlar koʻzga tashlana boshladi.

Materiyani uzlukli tuzilishiga ega boʻlgan moddaga va uzluksiz maydonga boʻlinishi oʻzining absolyut maonosini yoʻqotdi. Har bir maydonga shu maydonning oʻz zarralari (kvantlari) mos keladi: elektromagnit maydonning zarrasi fotonlar, yadro maydonining zarrasi π -mezonlar yanada chuqurroq sathda esa glyuonlar va hokazo.

Oʻz navbatida barcha zarralar toʻlqin xossalarga ega. Korpuskulyar-toʻlqin dualizmi materianing barcha shakllariga xos.

Birinchi qaraganda oʻzaro istisno qiluvchi korpuskulyar va toʻlqin xossalarini bir nazariya doirasida tavsiflashga bemustasno barcha mikrozarralarning harakat qonunlari statistik (ehtimollik) xarakterda ekanligi imkon berdi. SHu tufayli mikroboektarning biror tabiatini avvaldan bir qiymatli ravishda aytib berish mumkin emas.

Kvant nazariyasining printsiplari mutloqo umumiy bo'lib, barcha zarralarni, ular orasidagi o'zaro taosirlarni va ularning o'zaro aylanishlarini tavsiflash uchun qo'llanilaveradi. Shunday qilib, hozirgi zamon fizikasi tabiat birligining ko'p tomonlarini yaqqol namoyish qilmoqda. Biroq olam birligining ko'p tomonlarini, ehtimol, hatto bu birlikning fizik mohiyatini bilib olishga hali muvaffaq bo'lingani yo'qdir. Nima uchun shunchalik ko'p elementar zarralar mavjudligi nomaolom. Nima uchun ularning muayyan massalari, zaryadlari va boshqa xarakteristikalar mavjud? Hozirgacha barcha bu kattaliklar eksperimental aniqlab kelindi.

Fizikada aniqlanadigan fundamental qonunlar o'zlarining murakkabligi va umumiyligi bilan har qanday hodisalarni o'rganish asoslanadigan dalillardan ancha ustun turadi. Biroq, ular ham bevosita kuzatiladigan sodda hodisalar haqidagi bilimlar kabi to'g'ri va shu darajada oboektivdir. Bu qonunlar hech qachon, har qanday sharoitlarda ham buzilmaydi. Tobora ko'proq va ko'proq kishilar tabiat bo'ysunuvchi oboektiv qonunlar mo'jizalarga yo'l qo'ymaydi, bu qonunlarni bilish esa insoniyatning hayot kechirishiga imkon berishini anglab bormoqdalar.

Fizika fanining taraqqiyoti falsafiy qarashlarda tub burilishlarga olib keldi va bir qator muammolarni keltirib chiqardi. Masalan, kvarklarni nazariy kashf etilishi va ularni erkin holda kuzatish printsiplal mumkin emasligi "narsa o'zida" tezisini qayta anglashga olib keldi. Fizikaning rivojlanishi va materiyaning yagona nazariyasini qurilishi yagona olamning fizik manzarasini yaratish imkonini berdi, dunyoni bilishning ilmiy asosini vujudga keltirdi. Dialektik materializmning "materiya shakllari va xususiyatlari cheksizdir" degan tezi tasdiqlanib bormoqda.

MUSTAHKAMLASH UCHUN SAVOLLAR

1. Materiya va modda tushunchalarini izohlab bering.
2. Fizik maydonlarning turlari, tabiati, asosiy xususiyatlarini bayon qilib bering.
3. Elementar zarra deganda nimani tushunasi
4. Lepton va adronlarning farqi nimada?
5. Kvarklar turlari va xarakterli xususiyatlarini tushuntiring.
6. Fundamental o'zaro taosirlar haqida nima bilasiz?
7. Bosqichma-bosqich o'zaro taocirlashishni qanday tushunasiz?
8. S.Vaynberg, SH.Gleshov va A.Salamlar qaysi ilmiy tadqiqoti uchun Nobel mukofotiga sazovor bo'lgan?
9. Oraliq bazonlar va gravitonlar haqida tushuncha bering?
10. Olamning yagona fizik tasavvuri nimalardan iborat?

ADABIYOTLAR

1. A.A.Detlaf, B.M.Yavorskiy. Kurs fiziki. M.: Visshaya shkola", 2000, gl. 46.
2. A.I.Naumov. Fizika atomnogo yadra i elementarnyx chastits. M.: Prosveo'eniya 1984, gl.VIII.
3. Fundamentalnaya struktura materii. M.: "Mir", 1984. 173-204.
4. I.V.Savelg'ev. Kurs obo'ey fiziki, kniga 5. Kvantovaya optika, atomnaya fizika, fizika tverdogo tela, fizika atomnogo yadra i elementarnyx chastits. 1998.
5. O.Axmadjonov. Fizika kursi. III. T.1989,
6. R.Bekjonov. Yadro fizikasi. T. "O'qituvchi", 1975. IX bob, 213-260 b.
7. Geyzenberg V. «Fizika, Chastg' i tseloe», Moskva. 1999.
http://www.ilt.kharkov.ua/bvi/resources/menu_r.htm.
8. Matveev A.N. «Atomnaya fizika», M.,1989.
http://www.ilt.kharkov.ua/bvi/resources/menu_r.htm.

MUNDARIJA

1- Ma’ruza. YORUG’LIK INTERFERENTSIYASI.....	9
1. Yorug’lik tabiati to’g’risidagi ta’limotning rivojlanishi.....	9
2. Fotometrik kattaliklar va ularining birliklari.....	11
3. Kogerent va monoxromatik yorug’lik. Yorug’lik intenferentsiyasi va uni kuzatish usullari.....	12
4. Yupqa pardalardagi yorug’lik intenferentsiyasi. Nyuton xalqalari.....	15
5. Interferentsiyani qo’llanishi va interferometrlar.....	16
2- Ma’ruza. YORUG’LIK DIFRAKTSIYASI.....	18
1. Yorug’lik difraktsiyasi. Gyuygens-Frenel printsipi. Difraktsiyani Frenel zonalari usuli bilan tushuntirish.....	18
2. Frenel va Fraungofer difraktsiyalari. Difraktsion maksimum va minimumlar. Difraktsion panjaradan difraktsiya. Difraktsion panjara – spektral asbob sifatida.....	18
3. Kristallarning fazoviy panjarasidan rentgen nurlari difraktsiyasi. Vulf-Bregglar formulasi.....	20
4. Golografiya haqida ma'lumot.....	21
3 – Ma’ruza. YORUG’LIKNING MUHIT BILAN O’ZARO TA’SIRI. YORUG’LIKNING QUTUBLANISHI.....	22
1. Yorug’lik dispersiyasi. Normal va anomal dispersiyalar. Dispersiyaning elektron nazariyasi.....	23
2. Yorug’likning yutilishi. Buger qonuni.....	25
3. Vavilov - Cherenkov nurlanishi. Doppler effekti.....	25
4. Tabiiy va qutblangan yorug’lik. Qutublovchi asboblari. Malyus qonuni.....	26
5. Yorug’likni ikki dielektrik chegarasidan qaytishda va sinishda qutblanishi. Bryuster qonuni. Nurning ikkilanib sinishi. Kristallooptika elementlari.....	29
6. Elektrooptik va magnitooptik hodisalar.....	29
7. Yorug’likning sochilishi. Nochiziqliy optika elementlari.....	31
4-Ma’ruza. NURLANISHNING KVANT TABIATI.....	33
1. Muvozanatli issiqlik nurlanishi va uning tasnifi.....	33
2. Kirxgof, Stefan-Boltsman va Vin qonunlari.....	35
3. Nurlanishning elementar kvant nazariyasi. Plank formulasi.....	36
4. Fotoeffekt va uning qonunlari. Eynshteyn tenglamasi. Fotonning energiyasi va impulsi. Yorug’lik bosimi.....	38
5. Kompton effekti. Yorug’likning elektromagnit to’lqin va kvant xossalari birligi. Muvozanatli issiqlik nurlanishi va uning tasnifi.....	40
5 - Ma’ruza. KVANT NAZARIYASINING TAJRIBADA ASOSLANISHI...	41
1. Klassik fizikaning atom hodisalarini tushuntirishdagi ziddiyatlari.....	41
2. Kvantlanish g’oyasining tasdiqlanishi. Borning atom nazariyasi. Frank-Gerts tajribasi.....	47
3. Vodorod atomining nurlanish spektrlari. Majburiy va spontan nurlanish.....	50

6-Ma'ruza. MIKROZARRACHALARNING TO'LQIN XOSSALARI.	56
KVANT MEXANIKASI ELEMENTLARI.....	
1. De-Broyl gipotezasi va uni tajribada tasdiqlanishi. Elektronlar va neytronlar difraktsiyasi.....	56
2. Geyzenbergning noaniqliklar munosabatlari.....	61
3. To'lqin funktsiya va uning fizik maonosi. Kvant nazariyasida holatlar supperpozitsiya printsiipi.....	65
4. Kvant holatlar. Shredingerning vaqtga bog'liq bo'lgan tenglamasi.....	66
5. Shredingerning turg'un holat uchun tenglamasi. Statsionar holatlar. De-Broyl gipotezasi va uni tajribada tasdiqlanishi. Elektronlar va neytronlar difraktsiyasi.....	67
7-Ma'ruza. SHREDINGER TENGLAMASINING TADBIQLARI.....	68
1. Mikrozarra harakati.....	68
2. Cheksiz chuqur, bir o'lchovli potentsial o'radagi zarracha harakati.....	69
3. Zarrachalarni eni cheklangan potentsial to'siqdan o'tishi. Tunel effekti.....	73
4. Kvant mexanikasida chiziqli garmonik ostsillyator.....	75
8 - Ma'ruza. VODOROD ATOMI.....	78
1. Sferik simmetrik potentsial maydondagi mikrozarra harakati uchun Shredinger tenglamasi.....	78
2. Vodorod atomi: kvant sonlari, energetik spektri, orbital impuls momenti va uning fazoviy kvantlanishi.....	81
3. Kvant o'tishlar uchun tanlash qoidasi. Vodorodsimon atomlar nurlanish spektri. Sathlar kengligi.....	84
9-Ma'ruza. MURAKKAB ATOMLAR. D.I.MENDELEEVNING DAVRIY SISTEMASI.....	87
1. Shtern va Gerlax tajribasi. Elektronning spini.....	87
2. Pauli printsiipi va elektronlarni murakab atomlarda holatlar bo'yicha taqsimlanishi. Kvant sonlari.....	92
3. D.I.Mendeleev elementlar davriy sistemasi.....	93
4. Rentgen nurlanishi. Mozli qonuni.....	96
10-Ma'ruza. VODOROD MOLEKULASI.....	101
1. Molekulalarda kimyoviy bog'lanishlar va ularning fizik tabiati. Vodorod molekulasi.....	101
2. Ikki atomli molekularining elektron, tebranma va aylanma harakati energiyasi. Molekulalarning nurlanish spektrlari.....	104
3. Yorug'likning kombinatsion sochilishi.....	107
11-Ma'ruza. YADRO FIZIKASI ELEMENTLARI.....	109
6. Atom yadrosining tuzilishi va asosiy xarakteristikalar.....	109
7. Yadroviy kuchlar. Yadroning fenomenologik modellari.....	112
8. Yadro massasi va bog'lanish energiyasi.....	115
9. Radioaktiv emirilish.....	118
10. Myossbauer effekti.....	120
12-Ma'ruza. YADROVIY REAKTSIYALAR.....	122
1. Yadroviy reaksiyalar va ularning asosiy qonuniyatlari.....	122
2. Yadrolarning bo'linish reaksiyalari.....	125
3. Zanjir reaksiya. Yadroviy reaktor.....	128

4. Termoyadroviy reaksiyalar, yulduzlar energiyasi.....	130
5. Boshqariladigan termoyadro reaksiyalari. Yadroviy energetika istiqbollari.....	133
13- Ma’ruza. KVANT STATISTIKASI ELEMENTLARI.....	135
1. Kvant tizimining statistik tavsifi.....	135
2. Kvant xossali ideal gaz.....	138
3. Elektron gazning alayonlanishi.....	139
14 – Ma’ruza. QATTIQ JISMLAR FIZIKASI ELEMENTLARI. PANJARAVIY ISSIQLIK O’TKAZUVCHANLIGI.....	141
1. Kristallarning tuzilishi.....	141
2. Kristallardagi nuqsonlar.	143
3. Fononlar.....	144
4. Kristallarning issiqlik siimi.....	145
5. Kristallarda issiqlik o’o’tkazuvchanlik.....	148
6. Fanonlarning ko’chish jarayoni.....	150
7. Myossbauer effekti.....	151
15-Ma’ruza: QATTIQ JISMLARNING ELEKTR O’TKAZUVCHANLIGI.	154
1. Zonalar nazariyasining elementlari.....	154
2. Kristall panjaradagi elektronning Harakati. Effektiv massa.....	156
3. Metallarda elektr o’tkazuvchanlik.....	158
4. Yarim o’tkazgichlarda elektr o’tkazuvchanlik.....	160
16 – Ma’ruza. KVANT ELEKTRONIKASI ELEMENTLARI.....	170
1. Uyongan Holat uchun o’tish e’timolligi.....	171
2. Muvozanatli nurlanish. Eynshteyn koeffisientlari.....	171
3. Optik kvant generatorlari. (Lazerlar).....	173
17-Ma’ruza. EKSTREMAL SHAROITDAGI MODDA XUSUSIYATLARI (Astrofizika elementlari).....	176
1. Moddaning o’ta yuqori temperatura va zichliklardagi holati. Metallsimon vodorod. Moddalarning neytronlashuvi.....	176
2. Yuqori zichlikdagi moddaning holat tenglamasi.....	177
3. Mitti oq yulduzlar.....	179
4. Moddaning neytron holati. Pulsarlar. Qora teshiklar.....	180
5. O’ta yuqori elektromagnit maydonda modda.....	183
18-Ma’ruza. OLAMNING HOZIRGI ZAMON FIZIK TASAVVURI (Elementar zarralar fizikasi elementlari).....	186
1. Modda va maydon. Moddaning atom-molekulyar tuzilishi, atom yadrosi, kvarklar.....	186
2. Elementar zarralar (maydon kvantlari, leptonlar, adronlar) va ularning bir- biriga aylanishi.....	188
3. Kuchli, elektromagnit, kuchsiz va gravitatsion o’zaro ta’sirlar.....	190
4. Bosqichma-bosqich o’zaro taosirlashish. Materiyaning yagona nazariyasi haqida.....	192
5. Olamning fizik tasavvuri falsafiy kategoriya sifatida.....	193

MA'RUZALAR MATNI

Tuzuvchilar: prof. Yuldashev N.X.
dots. Tadjibayev M.

Taqrizchilar: dots. Xaydarov A. X.
dots. Xomidov T.X.

Mas'ul muharrir: prof. Yuldashev N.X.

Muharrir: dots. Amonov K. O.

Terishga berildi: 29. 07. 2008

Bosishga ruxsat etildi: 30. 07. 2008

O'lchovi 60x84 1/18. Xajmi 9, 5 b.t. nusxasi 300 Buyurtma № 11

FarPI «Texnika» noshirlik bo'limi

Farg'ona politexnika instituti

BOSMAXONASI

196, 1, 194, 3, 192, 5, 190, 7, 188, 9, 186, 11, 184, 13, 182, 15, 180, 17, 178, 19, 176, 21, 174, 23, 172, 25, 170, 27, 168, 29, 166, 31, 164, 33, 162, 35, 160, 37, 158, 39, 156, 41, 154, 43, 152, 45, 150, 47, 148, 49, 146, 51, 144, 53, 142, 55, 140, 57, 138, 59, 136, 61, 134, 63, 132, 65, 130, 67, 128, 69, 126, 71, 124, 73, 122, 75, 120, 77, 118, 79, 116, 81, 114, 83, 112, 85, 110, 87, 108, 89, 106, 91, 104, 93, 102, 95, 100, 97

98, 99, 96, 101, 94, 103, 92, 105, 90, 107, 88, 109, 86, 111, 84, 113, 82, 115, 80, 117, 78, 119, 76, 121, 74, 123, 72, 125, 70, 127, 68, 129, 66, 131, 64, 133, 62, 135, 60, 137, 58, 139, 56, 141, 54, 143, 52, 145, 50, 147, 48, 149, 46, 151, 44, 153, 42, 155, 40, 157, 38, 159, 36, 161, 34, 163, 32, 165, 30, 167, 28, 169, 26, 171, 24, 173, 22, 175, 20, 177, 18, 179, 16, 181, 14, 183, 12, 185, 10, 187, 8, 189, 6, 191, 4, 193, 2, 195