

**G.AHMEDOVA, I.XOLBAYEV,
O.B.MAMATQULOV**

ATOM FIZIKASI

**Oliy o‘quv yurtlarining fizik-bakalavr ta‘lim yo‘nalishi
uchun o‘quv qo‘llanma**

Toshkent – 2012

UDK 539.1

G.Ahmedova, I.Xolbayev, O.B.Mamatqulov. Atom fizikasi.
Oliy o‘quv yurtlari talabalari uchun o‘quv qo‘llanma. – 2012 yil.
____ b.

Ushbu o‘quv qo‘llanma O‘zbekiston Respublikasi Vazirlar Mahkamasining “Uzluksiz ta‘lim tizimini darslik va o‘quv adabiyotlari bilan ta‘minlashni takomillashtirish to‘g‘risida”gi 2009-yil 5-yanvar 4-son qaroriga muvofiq O‘zbekiston Respublikasi Oliy va o‘rta maxsus ta‘lim vazirligi tomonidan 27-iyul 2006-yilda tasdiqlangan fizik-bakalavr yo‘nalishlari uchun atom fizikasidan dastur asosida tayyorlandi. O‘quv qo‘llanma oliy o‘quv yurtlarining fizik-bakalavr mutaxassisligi bo‘yicha ta‘lim olayotgan talabalarga, umuman, fizik mutaxassislarga mo‘ljallangan.

Ushbu o‘quv qo‘llanmada atom fizikasi fanining taraqqiyot bosqichlari, yutuqlari, issiqlik nurlanishi, elektromagnit nurlanishning korpuskulyar xususiyatlari, zarralar va to‘lqinlar, vodorod atomining Bor nazariyasi, kvant mexanikasining asoslari, bir elektronli va ko‘p elektronli atomlar, rentgen spektrlari, atom tashqi kuchlar maydonida, molekular xususiyatlariga oid ma‘lumotlar bayon qilingan.

O‘quv qo‘llanmadan oliy o‘quv yurtlari fizik-bakalavrlari, magistrantlar, tadqiqotchilar, o‘qituvchilar hamda akademik liseylar, kasb-hunar kollejlari talabalari, umuman, atom fizikasi faniga qiziquvchilar foydalanishlari mumkin.

Mas‘ul muharrir: O‘zbekiston Milliy universiteti qoshidagi amaliy fizika ilmiy tekshirish instituti direktori, O‘zFA akademigi, fizika-matematika fanlari doktori, professor T.M.Mo‘minov

Taqrizchilar: O‘zR FA akademigi, fizika-matematika fanlari doktori, O‘zbekiston Milliy universiteti yadro va nazariy fizika kafedrasi professori M.M.Musaxonov, Samarqand davlat universiteti atom va yadro fizikasi kafedrasi mudiri, fizika-matematika fanlari doktori, professor R.M.Ibodov.

© G.Ahmedova, I.Xolbayev, O.B.Mamatqulov, 2012

SO‘Z BOSHI

Hozirgi kunda Respublikamiz universitetlarida bakalavr kadrlar tayyorlanmoqda. Shuning uchun ham bakalavrlar o‘quv dasturlari asosida yozilgan zarur o‘quv adabiyotlari yaratish Respublikamiz Kadrlar tayyorlash Milliy dasturini amalga oshirishdagi muhim chora-tadbirlardan biri hisoblanadi.

Zamonaviy fizika kursining asosiy bo‘limlaridan biri bo‘lgan atom fizikasidan bugungi kungacha fizik-bakalavrlar o‘quv dasturi va Davlat ta‘lim standarti asosida Davlat tilida yozilgan va dastur bo‘limlarini to‘lasincha qamragan o‘quv adabiyotlari mavjud emas deyish mumkin. Atom fizikasidan Davlat tilida yozilgan adabiyotlar juda kam bo‘lib, kursning u yoki bu bo‘limlariga tegishlidir yoxud xorijiy tillarda yozilgan. Bakalavrlar uchun davlat tilida yozilgan, dastur bo‘limlarini to‘liq qamragan darsliklar, o‘quv qo‘llanmalar tayyorlash ularning ushbu fanni puxta o‘zlashtirishlariga imkon yaratishi mumkin. Shundan kelib chiqib, mualliflar O‘zbekiston Respublikasi Oliy va o‘rta maxsus ta‘lim vazirligi tomonidan fizik-bakalavr yo‘nalishi uchun atom fizikasidan tasdiqlangan dastur asosida atom fizikasi kursidan mavjud bo‘lgan davlat tilida va xorijiy tillarda yozilgan adabiyotlardan foydalangan holda hamda Samarqand davlat universiteti fizika fakulteti talabalariga ko‘p yillar o‘qigan ma‘ruzalari, ish tajribalari asosida ushbu o‘quv qo‘llanmani yozishga qaror qildilar. Mualliflar o‘quv qo‘llanmada har bir mavzuni imkoni boricha tajribalar sxemalari, grafiklari orqali oddiy tushunarli tilda yoritishga harakat qildilar. O‘quv qo‘llanmada mikroduyoda fizik kattaliklarning o‘lchov birliklari, talabalarning mustaqil ishlashlari uchun har bobning oxirida nazorat savollari, masalalar, test savollari va javoblari berilgan.

Albatta, mazkur o‘quv qo‘llanma birinchi marta chop etilmoqda. Shuning uchun ayrim kamchilik va noaniqliklarga ega bo‘lishi mumkin. Mualliflar kitobxonlarning kamchiliklarni tuzatish, o‘quv qo‘llanmani takomillashtirish to‘g‘risidagi bildirgan fikr va mulohazalarini mamnuniyat bilan qabul qiladilar.

KIRISH

Atom tuzilishi to‘g‘risidagi tasavvurlarning rivojlanishi.

Atom fizikasi hozirgi zamon umumiy fizika kursining asosiy bo‘limlaridan biri hisoblanadi. Atom fizikasi moddaning eng kichik zarrasi bo‘lgan atom elektron qobiqlarining tuzilishini, ularning xususiyatlarini va ulardagi jarayonlar tufayli yuz beradigan hodisalarni o‘rganadigan fandır.

Atom fizikasi XIX asr oxiri va XX asr boshlarida yuzaga keldi. Lekin bu davrgacha, ya‘ni atom fizikasi alohida fan sifatida yuzaga kelganiga qadar moddalar tuzilishi, materiyaning cheksiz bo‘linishlari va atom nazariyasi to‘g‘risida qadimgi yunon faylasuflari tomonidan turli fikrlar ilgari surildi, ko‘pgina olimlar tomonidan tajribalar o‘tkazilib, fizik hodisalar kashf qilindi. Tajribalaradan to‘plangan fizik hodisalarni, kashfiyotlarni ilmiy jihatdan asoslash, ularni tushuntirish atom fizikasini rivojlantirishni talab qilar edi. Bu esa atom fizikasining taraqqiy etishiga, alohida fan sifatida yuzaga kelishiga olib keldi.

Qadimgi yunon faylasufi Anaksagor (eramizgacha 500-428) fikricha materiya asosida juda kichik bo‘lgan zarralar *moddaning urug‘lari* turadi, ularning *sifatlari* ham cheksizdir deb hisobladi. Anaksagorning aytishicha hamma narsada, hamma narsaning ulushi bor, qaysi narsaning ulushi ko‘p bo‘lsa, har bir alohida narsa o‘sha narsaga ko‘proq o‘xshaydi. Tabiatdagi har qanday o‘zgarish abadiy va doimiy bo‘lgan modda urug‘lari munosabatining o‘zgarishi natijasidir.

Atomistik materializm asoschilari bo‘lgan qadimgi yunon faylasuflari Levkip (eramizgacha V asr) va Demokritlar (eramizgacha 460-370) atom nazariyasini ilgari surdilar. Bu nazariyaga ko‘ra, har bir modda bo‘linmaydigan mayda zarralardan, ya‘ni atomlardan tuzilgan. Ularning fikricha, atomlar mutlaq bo‘lib, ularda bo‘shliq yo‘q. Ular cheksiz fazoda bir-biridan alohida ajratilgan bo‘lib, tashqi shakli, o‘lchami, holati, tartibi bilan farq qiladi.

Atomlar ma‘lum vaqtlarda turg‘un birikmalarga birlashib turli jismlarni hosil qiladi. Demokritning atomistik qarashlari Epikur (eramizgacha 341-270) tomonidan rivojlantirildi. Uning fikricha, atomlar bir-biridan massalari bilan ham farq qiladilar, atomlarning

qismlari mavjud. Epikur tabiatda har xil *shakl* dagi atomlar soni cheksiz, shakllar soni esa chekli deb tushuntirdi. Qadimgi yunon atomistlari tushunchalarining kuchsiz tomonlari Aristotel (eramizgacha 384-322) tomonidan butun atomizm konsepsiyasining tanqid qilinishiga sabab bo'ldi. Aristotel fikri va atomistlarning farazlari, atomlarning mutloq o'zgarmas ekanligi, deformatsiya, siqiluvchanlik, jismlarning issiqlikdan kengayishi, ularning o'zaro ta'siri kabi hodisalarning mavjudligini tushunishga imkon bermaydi.

O'rta asrlarda atom to'g'risidagi ta'limotlar sezilarli rivojlanmadi. Keyinchalik atom to'g'risidagi Levkipp, Demokrit, Epikurlarning atom to'g'risidagi tasavvurlari fransuz faylasuf materialisti P.Gassendi (1592-1655) tomonidan rivojlantirildi. Uning faoliyati I.Nyutonga (1643-1727) va R.Boyllarga (1627-1621) ta'sir ko'rsatdi. I.Nyuton o'z ishlarida materiya *g'ovak* bo'lib, bo'shliqqa joylashtirilgan alohida zarralardan iborat, degan fikrni bayon qildi. Nyuton qattiq jismlar o'zaro ta'sirining tabiatini qarab chiqib, shunday xulosaga keldi: zarralarning birlashishi ularning qandaydir kuch bilan tortishishidir, zarralar bir-biriga tekkanda, bu kuchlar katta qiymatga ega bo'ladi.

Bu davrda issiqlik hodisalarini tushuntirishda ikki xil tushuncha paydo bo'ldi: birinchisining asosida atomlarning harakati haqidagi tasavvurlar yotadi, ikkinchisida esa teplotod tushunchasi yotadi. R.Broyl va uning shogirdi R.Guk (1635-1703) issiqlik, bu modda zarralarining mexanik harakati natijasidir, degan fikrni aytdilar. Bu fikr D.Bernulli (1700-1782) tomonidan quvvatlandi. D.Bernulli gazlar bosimi gaz molekularining idish devoriga urilishlari ta'siri natijasidir, deb tushuntirdi. Lekin keyinchalik J. Blek (1728-1799) ishlari asosida teplotod tushunchasi keng tarqaldi. XIX asr boshlarida atom nazariyasi Dalton va M.Lomonosovning (1711-1765) buyuk xizmatlari tufayli muhim ahamiyat kasb eta boshladi. M.Lomonosov teplotod nazariyasiga qarshi chiqdi. U o'zining tekshirishlari asosida issiqlik modda zarralarining aylanma harakati natijasidir degan xulosaga keldi. Bu nazariyadan XIX asrda gazlar kinetik nazariyasini tuzishda G.Devi (1778-1829) va J.Joul (1818-1889) foydalandilar.

Dalton turli elementlarni o'zaro ta'sir qildirib kimyoviy birikmalar hosil qilish usullarini kuzatdi. U har bir element atomlardan tuzilgan, atom esa moddaning bo'linmas birligidir, deb tushuntirdi. Uning fikricha, bir xil kimyoviy element atomlari boshqa

xil kimyoviy element atomlaridan farq qiladi. Hozirgi vaqtda yuzdan ortiq kimyoviy element bor, Dalton nazariyasiga ko'ra esa elementar zarralar soni ham shuncha bo'lishi kerak, lekin buni to'g'ri deb bo'lmaydi. 1816 yilda Prout ilgari surgan nazariyaga asosan barcha element atomlari aynan bir turdagi atomlardan, chunonchi vodorod atomlaridan tuzilgan, bu esa qadimgi yunonlarning birlamchi materiyasiga to'g'ri keladi. Prout hamma elementlarni atom og'irliklari butun sondan iborat bo'lib, vodorod atom og'iriligiga qoldiqsiz bo'linadi, degan fikrda bo'lgan. Atom og'irliklarini o'lchashda shu fikrga suyanilgan. Tajribalarning ko'rsatishicha, atom og'irliklari kasr sonlar bilan ham ifodalanadi, masalan, Cl (35,457); Cu (63,54). Ma'lum vaqtdan so'ng Prout nazariyasi ham noto'g'ri bo'lib chiqdi. Lekin 100 yildan so'ng bu nazariya o'zgartirilgan holda yana tiklandi. Uning tiklanishiga radioaktiv hodisalarning ochilishi va atomning bo'linuvchanligi haqidagi fikrlar sabab bo'ldi. Bu davrda kimyoviy moddalar atomlari orasidagi ta'sir kuchlarining tabiati qanday, degan savollar paydo bo'ldi. Elektroliz hodisasini birinchi bo'lib kuzatgan olim Devi atomlar orasidagi ta'sir kuchlari, bu elektrostatik kuchlar ekanligini ko'rsatdi. 1933-34-yillarda Devining ishlarini davom ettirgan Faradey elektroliz hodisasining miqdoriy qonunlarini kashf qildi. Faradey o'z tajribalari asosida ma'lum sharoitlarda atom elektr zaryadiga ega bo'lishligini ko'rsatdi. Lekin o'sha davr fizikasi bunday hodisalarni tushuntirishga qodir emas edi.

Atom haqidagi tasavvurlarning rivojlanishi davomida atomistlar materialistik nuqtai-nazarda turdilar. Jumladan, Anaksagor fikricha dunyodagi harakatlarni *aql* boshqaradi. Atomistik tasavvurlarga qarshi chiqqan R.Dekart (1596-1650) idealistik tasavvurlarni rivojlantirdi. E.Max (1838-1926) va V.Ostvold (1853-1932)lar atom va molekularning mavjudligini inkor qildilar, ular filosofiyadagi energetizm yo'nalishi tarafdorlari edilar.

Atomistik tasavvurlarning rivojlanishida 1869-yilda D.Mendelev tomonidan kimyoviy elementlar davriy tizimining kashf etilishi muhim o'rin tutdi. D.Mendelev davriy qonuni asosida hali ma'lum bo'lmagan yangi elementlarning mavjudligini, ularning fizik va kimyoviy xossalarini oldindan ayta oldi. Lekin bu tizim ham ko'p yillar davomida ilmiy jihatdan tushuntirilmadi. XIX asr oxirida moddalar tuzilishi haqidagi fikrlarni tasdiqlovchi bir qator hodisalar,

tajribalar ma'lum bo'ldi. Yorug'likning elektromagnit xossalari kashf qilindi, ayrim gazlar spektrida empirik qonunlar ixtiro qilindi va moddalar atomlardan tuzilgan degan nazariya to'g'ri ekanligi asoslandi. Atomlar eng kichik zarralardan tuzilganligi ko'rsatildi. Vakuum texnikasida past bosimlarni hosil qilish usullari kashf etildi. Past bosimli gazlarda elektr razryadlarini kuzatishga imkoniyat tug'ildi. Past bosimli gazlardan elektr tokining o'tishini o'rganish bo'yicha Goldshteyn, Krukslar tadqiqot ishlarini olib bordilar. J.Tomson (1856-1940) tomonidan katod nurlari va uning xossalari o'rganildi. Tomson tomonidan o'tkazilgan tadqiqotlar jarayonida atomdan ham bir necha marta kichik bo'lgan *elektron* mavjudligi aniqlandi. Elektron massasi vodorod atomi massasidan 1837 marta kichikligi va uning elektr zaryadi mavjud bo'lgan elektr zaryadlardan eng kichikligi ko'rsatildi. Elektronning zaryadi va massasi o'zgarasligi aniqlandi. Elektron emissiyasi hosil bo'ladigan uch xil hodisa aniqlandi. Birinchisi, fotoelektrik effekt, bu hodisa metallarni ultrabinafsha nurlar bilan nurlantirganda hosil bo'ladi. Ikkinchisi, termoelektron emissiya, bu hodisa agar metall tola yuqori haroratda qizdirilsa, undan elektronlar ajralib chiqib boshlaydi. Uchinchisi, radioaktiv elementlarning o'z-o'zicha beta- nurlar (elektronlar) chiqarishidir. Elektronlar qaysi usulda hosil qilinishidan qat'iy nazar, ularning barchasi bir xil xossaga, bir xil miqdordagi elektr zaryadiga va massaga ega. Elektronlar maydalanmaydigan elementar qism deb qaraladi, ular manfiy zaryadlangan. Atomlar esa normal holatda neytral bo'ladi. Atomlarning o'ziga xos chastotali yorug'likni chiqarish yoki yutish xossalari ularda elektr zardlarining borligini ko'rsatadi. Siyraklashtirilgan gaz va qizigan metall bug'larining atomlari turli rangdagi chiziqlardan iborat spektrni beradi. Shuning uchun, bu spektrlar *chiziqli spektrlar* deyiladi. Atom spektrini o'rganish atom tuzilishini bilishda muhimdir. Atom spektridagi chiziqlar tartibsiz joylashmay, balki chiziqlar seriyasi deb ataluvchi guruhlarga ma'lum bir qonuniyatlar asosida birlashishi aniqlandi.

XX asr boshlarida atom tuzilishining turli modellari taklif qilindi. 1901-yilda Tomson tomonidan atom tuzilishining dastlabki modeli taklif qilindi. Tomson modeliga asosan atom musbat zaryadlangan shar bo'lib, manfiy zaryadlangan elektronlar shu sharda taqsimlangan. Sharda musbat zaryad miqdori elektronlar zaryadi yig'indisiga teng va atom neytral hisoblanadi. Elektronlarning o'z

muvozanati atrofida kichik tebranishlari natijasida atom yorug'lik chiqaradi. Lekin keyinchalik bu modelning asossizligi aniqlandi. Shunday bo'lsada, bu model Lorens tomonidan tajriba bilan to'g'ri keladigan ko'pgina nazariyalarning yaratilishiga asos bo'ldi. Lorens elektromagnit to'lqinlarning moddalar bilan o'zaro ta'siri, harakatdagi muhit elektrodinamikasi nazariyalarini qarab chiqdi. Shu bilan u A.Eynshteynning (1879-1955) nisbiylik nazariyasiga zamin yaratdi. 1905-yilda A.Eynshteynning nisbiylik nazariyasi, 1926 yilda kvant mexanikasi yuzaga keldi. Kvant mexanikasining rivojlanishi murakkab va davomli bo'ldi. 1900-yilda M.Plank ishlarida mikrodunyoning birinchi asosiy postulati – fizik kattaliklarning kvantlanishi prinsipi asoslandi. Plank tomonidan absolyut qora jism muvozanatli nurlanishi spektrida energiyaning taqsimlanishi haqidagi qonunini ifodalaydigan formulani chiqarishda nurlanishning modda bilan o'zaro ta'siri haqidagi klassik fizika tasavvurlariga zid bo'lgan gipoteza aytili: chastotasi w bo'lgan yorug'lik to'lqini bilan ta'sirlashadigan moddaning atomi yoki molekulasi energiyaning istalgan porsiyasini chiqarmaydi ham yutmaydi ham, balki energiyaning butun sondagi elementar hw porsiyalarini chiqaradi yoki yutadi. Bu bilan Plank atom yoki molekula chiqaradigan yoki yutadigan energiya kvantlanganligini ko'rsatdi. Bunda proporsionallik doimiysi Plank doimiyligi deb nomlandi. Uning tajribada aniqlangan qiymati $h=1,054 \cdot 10^{-34}$ J·s. Kvantlash g'oyasining keyingi rivojlanishi Eynshteyn (1905) tomonidan davom ettirildi. Eynshteyn gipotezasiga asosan yorug'likni to'lqin sifatida emas, balki har birining energiyasi $E=hw$ va $P=hw/c$ bo'lgan kvantlar (fotonlar) oqimi sifatida qaraladi. Bu gipoteza mikrodunyo fizikasining korpuskulyar-to'lqin dualizmi haqidagi ikkinchi asosiy prinsipini tasdiqladi.

Bundan esa Plank doimiyligi h kvantlash prinsipi va korpuskulyar-to'lqin dualizmi bilan bog'liq ekanligi ko'rinadi. Bunday faqat mikrodunyo fizikasida ikki fundamental prinsiplarning ichki birligini ko'rsatadi.

1913 yilda daniyalik fizik olim N.Bor energiyaning kvantlanishini atomning yadroviy modeliga tatbiq qildi. Bor elektronlarning atomdagi harakatini xarakterlaydigan kvant postulatlarini taklif qildi. Bor nazariyasi klassik elektrodinamika

qonunlarini atomning ichidagi hodisalarga tatbiq etish mumkin emasligini, ikkinchi tomondan esa mikroduyo fizikasida fizik kattaliklarning kvantlanganligini ko'rsatdi. Bor nazariyasi atom tuzilishi nazariyasining rivojlanishida yirik yutuq hisoblanadi. Lekin rentgen spektrlarini, ishqoriy metallar spektrlarini vodorod atomi spektrining nozik strukturasi, Shtark va Zeyeman effektlarini tushuntirishdagi muvaffaqiyatlar Bor nazariyasining chegaralanganligini ko'rsatdi. Yangi kvant prinsiplarining ochilishi va rivojlanishi murakkab davrlardan o'tdi va nihoyat, 1926-yilda kvant mexanikasi yaratilishi bilan mikroduyoning nazariyasi yuzaga keldi. Atom tuzilishining ikkinchi modeli atomning planetar modeli bo'lib, bu model to'g'risidagi dastlabki tushunchalar 1903-yilda Kelvin va X.Nagaoka tomonidan aytilgan edi. Atomning planetar modeliga asosan atomning markazida musbat zaryad joylashgan bo'lib, elektronlar uning atrofida yopiq orbitalarda harakatlanadi. Ammo atom tuzilishini tushuntirishda bu ikki model ham ma'lum qiyinchiliklarga uchradi. Atom tuzilishini tushuntirish uchun tajribalar o'tkazish talab qilinar edi. Bunday tajribalar 1911-yilda Rezerford tomonidan o'tkazildi. U alfa-zarralarning yupqa metall folgalarda sochilishi ustida bir qator tajribalar o'tkazdi. Rezerford o'tkazgan tajribalari asosida atom tuzilishining planetar modelini taklif qildi. Atomning planetar modeliga asosan atom quyidagicha tuzilgan: atom musbat zaryadlangan yadro va uni o'rab olgan manfiy zaryadli elektronlar qobig'idan iborat. Elektronlar yadro atrofida doiraviy orbitalar bo'ylab harakatlanadi. Elektronlarning to'lik manfiy zaryadi yadroning musbat zaryadi miqdoriga teng bo'lib, atom neytral holda bo'ladi. Yadroning o'lchami 10^{-13} - 10^{-12} sm, atomning o'lchami esa 10^{-8} - 10^{-7} sm dir. Atomning asosiy massasi (99,95%) yadroda joylashgan. Atomning planetar modelini matematik tahlil qilish, unda ma'lum qarama qarshiliklar borligini ko'rsatdi. Yadro atrofida elektronlarning orbitalardagi harakatida elektromagnit to'liqlar chiqarilishi kerak. Bunda elektronning energiyasi kamaya borib, oxiri elektron yadroga tushib qolishi mumkin. Demak, atomning Rezerford taklif qilgan modeli birinchidan, atomlarning barqarorligini, ikkinchidan, atom spektrlarining chiziqliligini va undagi qonuniyatlarni tushuntira olmadi. Bu qiyinchiliklarni bartaraf etishda 1913-yilda daniyalik fizik N.Bor klassik nazariyaga zid bo'lgan farazlarni ilgari surdi. Bu

farazlar Borning kvant postulatlarini deb yuritildi. Borning ikki postulatida atomda energetik sathlarining mavjudligi, ularning diskretligi va elektronning yuqori energetik sathdan pastki energetik sathga o'tganida atom energiya chiqarishi ko'rsatildi.

Bor nazariyasi vodoroddan keyingi element geliy atomi spektridagi qonuniyatlarni mutlaqo tushuntira olmadi. Bor nazariyasi yarim klassik va yarim kvant nazariya edi. Lekin Bor nazariyasi fan rivojlanishida muhim o'rin tutdi, mikroduyo hodisalariga klassik fizika qonunlarini qo'llash mumkin emasligini ko'rsatdi. 1905-yilda A.Eynshteyn tomonidan elektromagnit nurlanishlarning kvantlanishi kiritildi. 1924-yilda Lui de-Broyl elektron va boshqa zarralarning to'liqlin xossasiga ega ekanligi to'g'risida o'z gipotezasini taklif qildi. 1926-yilda esa E.Shredinger de-Broyl gipotezasi asosida to'liqlin mexanikasini rivojlantirdi va o'zining to'liqlin tenglamasini taklif qildi. Bu tenglama *Shredinger tenglamasi* deb ataldi. To'liqlin mexanikasi mikroduyo hodisalarini klassik nuqtai nazardan tushuntirib bo'lmazligini ko'rsatdi. To'liqlin mexanikasi bilan parallel ravishda V.Geyzenberg tomonidan kvant mexanikasi matrisa shaklida rivojlantirildi. Shredinger bu ikki shaklning ham ekvivalentligini isbotladi. Kvant mexanikasi atom to'g'risidagi tasavvurlarni chuqurlashtirdi, va hozirgi zamon atom tushunchalariga yaqinlashtirdi.

Atom to'g'risidagi tasavvurlarning keyingi rivojlanishi 1928-yilda P.Dirak tomonidan to'liqlin tenglamasini relyativistik umumlashtirishi natijasida rivojlandi. Dirak nazariyasi *musbat elektron* – pozitronning mavjudligini ko'rsatdi. Pozitron 1932-yilda K.Anderson tomonidan kashf qilindi.

Dirak nazariyasidan vodorod atomi uchun kelib chiqadigan xulosalarning tajribada tekshirilishi nazariya bilan tajriba natijalari orasida oz bo'lsada farq borligini ko'rsatdi. Bu farq 1947-yilda U.Lemb va E.Rezerford tomonidan o'lehandi va unga *Lemb siljishi* deb nom berildi. Lemb siljishi 1947-yilda G.Bete tomonidan tushuntirildi. Atom to'g'risidagi tasavvurlarning rivojlanishi bilan birga atomni tashkil qilgan zarralar elektron, neytron, proton xossalari ham o'rganila bordi. Yangi elementar zarralar tizimi ochildi.

Atom fizikasi rivojlanishiga D.I.Bloxinsev, L.D.Landau, D.D.Ivanenko, A.A.Sokolov, V.A.Fok, Ya.I.Frenkel va boshqa olimlar salmoqli hissa qo'shdilar.

Atom tuzilishini va uning xossalarini o'rganishda hozirgi zamon fizikasi katta muvaffaqiyatlarga erishdi. Bu muvaffaqiyatlar atom elektrostansiyalarining, zarralar tezlatkichlarining, lazerlarning yaratilishiga va boshqa ko'pgina fan olamidagi muvaffaqiyatlarga olib keldi. Atom fizikasi hozirgi kunda elementar zarralarning tuzilishi va xossalarini o'rganish asosida jadal qadamlar bilan rivojlanmoqda.

Nazorat savollari

1. Atom fizikasi fani qaysi asrlarda va qanday yuzaga keldi?
2. Atom fizikasi nimalarni o'rganadi?
3. Atomistik nazariya qanday nazariya va uning asoschilari kimlar edi?
4. Atom og'irliklari o'lchanganda kimning nazariyasiga tayanildi?
5. Atom fizikasining rivojlanishida qaysi hodisalar asos bo'ldi?
6. Atom tuzilishining planetar modeli qanday va u qaysi olim tomonidan taklif qilindi?
7. Atomning energiya nurlanishi qanday va uni qaysi olim tushuntirdi?
8. Atom energetik sathlarining kvantlanishi qaysi olim tomonidan tushuntirildi?
9. De-Broyl qanday gipotezani taklif qildi?
10. Shredinger tenglamasida zarraning qaysi xossasi hisobga olingan?
11. Dirak nazariyasi nimalarni tushuntiradi?
12. Atom tuzilishini, uning xususiyatlarini o'rganishdagi muvaffaqiyatlar qanday natijalarga olib keldi?

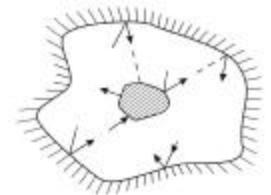
I-BOB. ISSIQLIKNING NURLANISHI

1.1-§. Issiqlik nurlanishi. Muvozanatli nurlanish

Elektromagnit nurlanishlarning tabiatda eng ko'p tarqalgan turi issiqlik nurlanishi hisoblanadi. Issiqlik nurlanishi jism atom va molekularining issiqlik harakati tufayli, ya'ni jismning ichki energiyasi hisobiga hosil bo'ladi. Shuning uchun ham issiqlik nurlanishi nurlanayotgan jismning sovushiga olib keladi. Nurlanish hamma jismlarga xos bo'lib, temperaturasi absolyut noldan farq qiladigan jismlar barcha temperaturalarda issiqlik nurlanishi nurlaydi. Yuqori temperaturagacha qizdirilgan jismlar yorug'ana boshlaydi, bunda ular ko'zga ko'rinadigan va ultrabinafsha sohalarida issiqlik nurlanishi chiqaradi. Jismlar past temperaturalarda yorug'lanmaydi, lekin ular ko'zga ko'rinmaydigan sohada infraqizil nurlar sifatida issiqlik nurlanishi chiqaradi.

Jismlar issiqlik nurlanishi chiqarishi bilan birga, o'zlari ham atrofdagi jismlar chiqargan nurlanish energiyasining ma'lum qismini yutadi. Bunday jarayon jismlarning nur yutishi deyiladi. Jismlarning nur yutishi ularning qizishiga olib keladi. Jism va nurlanish orasidagi o'zaro ta'sir tahlil qilinganda, ular orasidagi termodinamik muvozanatning qandayligini bilish talab qilinadi. Termodinamik muvozanat mavjud bo'lgan sharoitda jismning temperaturasi doimiy bo'ladi. Bunday holda jism birlik vaqtda bir xil nurlanish energiyasini yutadi va chiqaradi, ya'ni qancha miqdorda energiya yutsa shuncha miqdorda energiya chiqaradi. Bunda jism bilan nurlanish orasida termodinamik muvozanat vujudga keladi. Bunday sharoitda jism bilan muvozanatda bo'lgan nurlanish muvozanatli issiqlik nurlanishi deyiladi. Issiqlik muvozanati holatidagi temperatura issiqlik muvozanati temperaturasi deyiladi. Nurlanish muvozanati holati jismlarda o'z-o'zidan hosil bo'ladigan oddiy holat hisoblanadi.

Nurlanayotgan jism bilan nurlanishning muvozanatda bo'lishini quyida ko'rish mumkin. T temperaturadagi nurlanayotgan jism nurlanishni to'liq qaytaruvchi va issiqlik o'tkazmaydigan ideal jismdan tayyorlangan qobiq bilan o'ralgan bo'lsin. Qobiq ichidan



1.1-rasm

xavosi so‘rib olinadi (1.1-rasm). Jism chiqargan nurlanish qobiq ichki devorlari sirtiga tushib, undan bir necha marta qaytadi va yana jismga tushadi. Jism bu nurlanishni qisman yoki to‘liq yutadi. Jism nurlanish energiyasining bir qismini yutsa, qolgan qismini qaytaradi. Bunda jism va qobiq ichidagi nurlanish orasida energiya almashinuvi sodir bo‘ladi va bu jarayon davom etib turadi. Jism o‘zining birlik yuzasidan birlik vaqtda nurlanish sifatida qancha energiya chiqarsa, nurlanishni yutish jarayonida xuddi shuncha energiyani qabul qiladi. Bunda jism – nurlanish sistemasida muvozanatli holat vujudga keladi, nurlanish va jismda temperatura bir xil bo‘ladi. Bunday holat muvozanatli holat deyiladi. Shunday qilib, muvozanatli holatda vaqt birligi ichida jismning chiqargan issiqlik energiyasi uning yutgan energiyasiga teng bo‘lib, nurlanish zichligi ham shu temperaturaga to‘g‘ri keladigan aniq bir qiymatga ega bo‘ladi.

Tajribalar ko‘rsatadiki, nurlanish chiqaradigan jism bilan chiqarilgan nurlanishning muvozanatda bo‘lishi faqatgina issiqlik nurlanishi hosil bo‘ladigan hollardagina kuzatiladi. Shuning uchun issiqlik nurlanishi ba‘zan muvozanatli nurlanish deb ataladi. Issiqlik nurlanishining nurlanayotgan jismlar bilan muvozanatda bo‘lishiga temperatura ortganda jismning nurlanish intensivligining ortishi sabab bo‘ladi.

Jismlarning nur chiqarish va nur yutish qobiliyatini miqdoriy baholash uchun quyidagi kattaliklar kiritiladi. Nurlanayotgan jism sirtining 1 m^2 yuzasidan 1 sekundda chiqariladigan issiqlik energiyasi jismning to‘la nur chiqarish qobiliyati deyiladi va E harfi bilan belgilanadi. Nur chiqarish (nurlanish) qobiliyati Vt/m^2 yoki $J/s\cdot m^2$ birliklarda o‘lchanadi. Jismga tushayotgan nurlanish energiyasining jismda yutilib qolib issiqlikka aylangan ulushi jismning nur yutish qobiliyati deyiladi va A harfi bilan belgilanadi. A – o‘lchamsiz kattalikdir.

Tajriba natijalaridan ko‘rinadiki, jism tomonidan chiqariladigan yoki yutiladigan energiya har xil to‘lqin uzunliklar uchun har xil qiymatga ega. Shuning uchun spektral nur chiqarish – Ye_λ va spektral nur yutish – A_λ qobiliyati degan tushunchalar kiritiladi. Jismning spektral nurlanish qobiliyati deb, to‘lqin uzunligining $\Delta\lambda$ ($I - \frac{\Delta I}{2}$ dan $I + \frac{\Delta I}{2}$ gacha) kichik intervali uchun hisoblab

chiqarilgan nur chiqarish qobiliyatiga aytiladi. Jismning spektral nur yutish qobiliyati ham xuddi shunday to‘lqin uzunligining kichik intervali $\Delta\lambda$ uchun hisoblanadi.

1.2-§. Absolyut qora jism

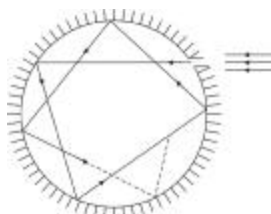
Har qanday jism o‘ziga tushayotgan nurlanishning bir qismini yutsa qolgan qismini qaytaradi. Jismlarning bir-biridan farqi shundaki, ba‘zi jismlar tushgan nurlanishning ko‘proq qismini yutsa, boshqa jismlar kamroq qismini yutadi. Shuning uchun birinchi xil jismlarni ikkinchilariga nisbatan qararoq deyish mumkin bo‘ladi. Barcha real jismlarning nur yutish qobiliyati 1 dan kichik. Masalan, spektrning ko‘rinadigan qismi uchun alyuminiyning nur yutish qobiliyati 0.1, mis uchun 0.5, suv uchun 0.67 ga tengdir. Jism o‘ziga tushayotgan nurlanishning ko‘proq qismini qaytarsa, bunday jismlar qararoq jismlar hisoblanadi. Bunday jismning nur yutish qobiliyatining qiymati birga yaqin bo‘ladi. Tushayotgan nurlanishning ko‘proq qismini qaytaradigan jism kul rang jismlar hisoblanadi, bunday jismlarning nur yutish qobiliyatining qiymati birdan kichik qiymatga teng ($A < 1$). Tushayotgan nurlanishni to‘liq ravishda yutadigan jism *qora jism* hisoblanadi, bunday jismning to‘la nur yutish qobiliyatining qiymati birga teng ($A = 1$). Tushayotgan nurlanishni to‘liq ravishda qaytaradigan jism *oq jism* deyiladi.

Nemis olimi G.R.Kirxgof umumiy termodinamika tasavvurlarga asoslanib, issiqlik nurlanishining spektrini tushuntirishni oddiy lashtirish maqsadida ideallashtirilgan nazariy tushuncha “Absolyut qora jism” tushunchasini taklif qildi. Istalgan to‘lqin uzunlikda va temperaturada o‘ziga tushayotgan nurlanish energiyasini to‘liq yutadigan jism *absolyut qora jism* deyiladi. Bunday jismning nur yutish qobiliyati barcha alohida to‘lqin uzunliklar uchun bir xil bo‘lib, uning qiymati birga teng ($A = 1$).

Lekin tabiatda absolyut qora jism ham, oq jism ham yo‘q. Tabiatda xossasi absolyut qora jism xossasiga yaqin bo‘lgan qora jism bu – *qora kuyadir*. Qora kuyaning ko‘zga ko‘rinadigan yorug‘lik ($I = (0,40-0,75)\text{ mkm}$) sohasida nur yutish qobiliyati 0,99 ga yaqin. Lekin qora kuya infraqizil nurlarni kamroq yutadi. Absolyut qora jism issiqlik nurlanishini tarqatuvchi eng effektiv jismdir. Absolyut qora jism tushunchasining ishlatilishi issiqlik nurlanishining

nurlanayotgan qattiq jismning xususiyatlariga bog'liq emasligini ko'rsatadi. Boshqa jismlardan farq qilish uchun absolyut qora jismning nur yutish qobiliyati A_{IT} nur chiqarish qobiliyati E_{IT} bilan belgilanadi.

Amalda absolyut qora jism issiqlik nurlanishini hosil qilishda o'zining xususiyati bilan absolyut qora jismga yaqin bo'lgan modeldan foydalaniladi. Bunday model juda kichik tirqishga ega bo'lgan berk kovak idishdan iborat qurilmadir. Kovak idishning ichki sirti qoraga bo'yalgan (1.2-rasm). Kovak idish devoridagi kichik tirqish absolyut qora jismning amaldagi modeli sifatida qaraladi. Kovak idish tirqishidan idish ichiga kirib qolgan nurlanish idishning ichki devorlaridan ko'p marta qaytadi. Har bir qaytish jarayonida nur energiyasining ma'lum bir qismi idish devorlarida yutila boradi va amalda to'liq yutiladi. Absolyut qora jism tushgan nurlanish energiyasini to'liq yutishi bilan birga o'zi ham nurlanadi. Past temperaturada tirqish qoradek ko'rinadi. Idish ichkarisi yuqori temperaturagacha qizdirilsa, tirqish sirti oydinlashib yorug'lanadi va nurlana boshlaydi. Tirqish sirti absolyut qora jism sifatida qaraladi. Tirqishdan chiqayotgan nurlanish muvozanatli issiqlik nurlanishidir. Tirqishdan chiqayotgan energiya absolyut qora jism nurlanishi energiyasiga yaqindir.



1.2-rasm

Amalda absolyut qora jismga ko'z qorachig'i, Marten pechlarining ichidagi olovni kuzatadigan tirqish misol bo'ladi.

Klassik tasavvurlarga asosan kovak idish ichki devorlari materialining atomlari klassik ossilyatorlar to'plami sifatida modellastiriladi, ossilyatorlar kovak idish ichidagi (bo'shlig'ida) nurlanish bilan energiya almashadi. Muvozanat sharoitida idish ichidagi nurlanish turg'un to'lqinlar to'plami sifatida qaraladi. U vaqtda absolyut qora jismning nurlanishi ossilyator tebranishi natijasi deb tushuniladi. Kovak idish ichidagi turg'un to'lqinlarning har biri tebranish modasi deyiladi. Modalar soni esa tebranishlarning erkinlik darajasi soniga teng bo'lib, ular idish ichidagi nurlanishni hosil qiladi. Bir erkinlik darajasiga to'g'ri keladigan nurlanishning o'rtacha energiyasi \bar{E} bo'lsa, u vaqtda kovak idish ichidagi

(bo'shlig'idagi) nurlanish energiyasining zichligi quyidagi formula orqali aniqlanadi:

$$r_n(T) = \frac{8pn^2}{c^3} \cdot \bar{E} \quad (1.1)$$

(1.1) formuladan ko'rinadiki, muvozanatli nurlanish energiyasining spektr bo'yicha taqsimlanishini topish uchun bir erkinlik darajasiga to'g'ri keladigan nurlanishning o'rtacha energiyasi – \bar{E} ni aniqlash kerak bo'ladi. (1.1) formula qulaylik uchun chastota orqali yozilgan bo'lib, bu formulani to'lqin uzunlik λ orqali ham ifodalash mumkin.

1.3-§. Kirxgof qonuni

Kirxgof muvozanatli issiqlik nurlanishi xossalarini nazariy ravishda tekshirdi. Kirxgof termodinamik yo'l bilan doimiy temperaturada nurlanish energiyasining spektral zichligi ρ_ν nurlanayotgan jismning fizikaviy xossalariga bog'liq emasligini ko'rsatdi, jismning nur chiqarish va nur yutish qobiliyati orasidagi muhim bog'lanishni aniqladi. Bunday bog'lanishni ko'rib chiqish uchun quyidagi tizimni qarab chiqaylik. Ikki jismdan iborat izolyasiyalangan tizim bo'lsin. Jismlarning temperaturalari turlicha bo'lib, ular faqat nur chiqarish yoki nur yutish bilan energiya almashadilar. Ma'lum vaqt o'tgandan so'ng bunday sistemada issiqlik nurlanishi muvozanati vujudga keladi. Har ikki jismning nur chiqarish qobiliyati E' , E'' nur yutish qobiliyati esa A , A'' bo'lsin. Faraz qilaylik, birinchi jism $1 m^2$ yuzadan 1 sekundda ikkinchi jismga qaraganda n marta ko'proq energiya chiqarsin:

$$E' = nE'' \quad (1.2)$$

U vaqtda birinchi jism ikkinchi jismga qaraganda n marta ko'proq energiyani yutishi ham kerak, ya'ni:

$$A' = nA'' \quad (1.3)$$

Bunga teskari holda birinchi jism, ikkinchi jism hisobiga qiziy boshlaydi (yoki soviy boshlaydi), uning temperaturasi o'zgaradi. Bu esa issiqlik muvozanati shartiga ziddir. (1.2) va (1.3) tengliklardan quyidagi ifodani yozish mumkin.

$$\frac{E'}{A'} = \frac{E''}{A''} \quad (1.4)$$

Agar izolyasiyalangan tizim nur chiqarish qobiliyati E', E'', E''', \dots va nur yutish qobiliyati A', A'', A''', \dots bo'lgan ko'p sondagi jismlardan iborat bo'lsa va bu jismlardan biri absolyut qora jism bo'lsa, yuqoridagi mulohazalarga asosan quyidagi ifodani yozish mumkin bo'ladi:

$$\frac{E'}{A'} = \frac{E''}{A''} = \frac{E'''}{A'''} = \dots = e \quad (1.5)$$

(1.5)da e – absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyati (absolyut qora jismning nur yutish qobiliyati birga teng, shuning uchun (1.5)da e ning maxrajiga yozilmagan) (1.5) munosabat *Kirxgof qonunini* ifodalaydi, bu munosabatga asosan Kirxgof qonuni quyidagicha ta'riflanadi: berilgan temperaturada har qanday jismning nur chiqarish qobiliyatining nur yutish qobiliyatiga bo'lgan nisbati o'zgarmas kattalik bo'lib, absolyut qora jismning shu temperaturadagi nur chiqarish qobiliyatiga tengdir. Bu qonun jismlarning spektral nur chiqarish qobiliyati E_λ va spektral nur yutish qobiliyati A_λ uchun ham to'g'ri bo'ladi, ya'ni:

$$\frac{E_\lambda'}{A_\lambda'} = \frac{E_\lambda''}{A_\lambda''} = \frac{E_\lambda'''}{A_\lambda'''} = \dots = e_\lambda \quad (1.6)$$

(1.5)da e_λ – absolyut qora jismning spektral nur chiqarish qobiliyatidir. Kirxgof qonunidan quyidagi uchta muhim natija kelib chiqadi:

1. Berilgan temperaturada har qanday jismning nur chiqarish qobiliyati uning nur yutish qobiliyatining shu temperaturada absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyatiga bo'lgan ko'paytmasiga teng, ya'ni

$$\left. \begin{aligned} E &= Ae \\ E_\lambda &= A_\lambda e_\lambda \end{aligned} \right\} \quad (1.7)$$

E va A – har qanday jismning nur chiqarish va nur yutish qobiliyati; E_λ va A_λ – jismning spektral nur chiqarish va spektral nur yutish qobiliyati; e – absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyati.

2. Berilgan temperaturada har qanday jismning nur chiqarish qobiliyati shu temperaturada absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyatidan kichik ($E=A \cdot e$, lekin $A < 1$, shuning uchun $E < e$).

3. Agar jism qandaydir biror to'liq uzunlikdagi nurni yutmasa, shu to'liq uzunlikdagi nurni chiqarmaydi ham ($E_\lambda = A_\lambda \cdot e_\lambda$, shuning uchun $A_\lambda = 0$ bo'lganda $E_\lambda = 0$ bo'ladi)

Agar jismning nur yutish qobiliyati A va absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyati e ma'lum bo'lsa, (1.6) ifoda har qanday jismning nur chiqarish qobiliyatini aniqlashga imkon beradi.

1.4-§. Issiqlik nurlanishining qonunlari

Absolyut qora jism issiqlik nurlanishi energiyasining spektrida taqsimlanishini o'rganish borasida XIX asr oxirlarida bir qator olimlar tajribalar o'tkazdilar. O'tkazilgan tajribalar, izlanishlar asosida kashf qilingan asosiy qonunlar quyidagilar:

Stefan-Bolsman qonuni.

Absolyut qora jismning to'la nur chiqarish qobiliyatining temperaturaga bog'liqligi Stefan-Bolsman qonuni bilan ifodalanadi. Qonun quyidagicha ta'riflanadi: absolyut qora jismning to'la nur chiqarish qobiliyati uning absolyut temperaturaning to'rtinchi darajasiga proporsional:

$$E_{1T} = \sigma T^4 \quad (1.8)$$

(1.8) formulada σ – Stefan-Bolsman doimiyligi bo'lib, uning tajribada aniqlangan son qiymati quyidagicha:

$$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Vt} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$$

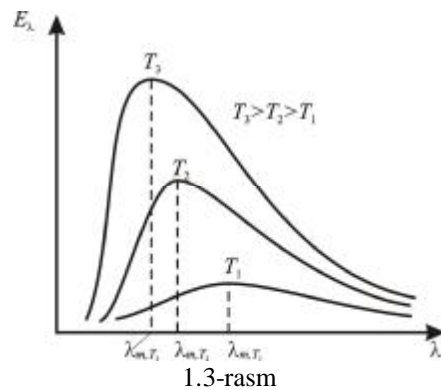
yoki

$$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ J} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sek}^{-1} \cdot \text{K}^{-4}$$

σ – nurlanayotgan jismning xossalriga bog'liq emas. σ – berilgan temperaturada nurlanayotgan jismning 1 m^2 sirtidan bir sekundda chiqarilgan issiqlik miqdorini bildiradi. (1.7) formula bilan ifodalangan Stefan-Bolsman qonuni 1879-yilda avstriyalik fizik Stefan tomonidan tajribada aniqlangan, 1884-yil Bolsman tomonidan nazariy asoslangan. Stefan-Bolsman qonuni ko'rsatadiki, absolyut qora jismning to'la nur chiqarish qobiliyati faqat uning temperaturasiga bog'liq bo'lib, nurlanayotgan sirtning fizik

xossalariga bog'liq emas. Yuqorida absolyut qora jism modeli sifatida qaralgan kovak idish tirqishi sirtidan chiqayotgan nurlanish energiyasini tajribada tekshirishlar Stefan-Bolsman qonunini to'liq ravishda tasdiqladi.

Absolyut qora jismning to'la nur chiqarish qobiliyatining to'liq uzunlikka bog'liqligi turli temperaturalar ($T_1 < T_2 < T_3$) uchun 1.3-rasmda keltirilgan. Rasmdagi egri chiziqlar turli temperaturalarda tajribada aniqlangan bo'lib, ulardan quyidagi xulosalar chiqadi:



1. Absolyut qora jism issiqlik nurlanishining spektri uzluksizdir.

2. Temperatura ortishi bilan absolyut qora jismning to'la nur chiqarish qobiliyati ortadi, nur chiqarish qobiliyatining maksimumiga to'g'ri keladigan to'liq uzunligi qisqa to'liqlar tomonga (chap tomonga) siljiydi.

3. Grafikdagi egri chiziqlar turli temperaturalarda absolyut qora jism nurlanish energiyasining to'liq uzunliklar bo'yicha taqsimlanishini ifodalaydi. Egri chiziqlarda maksimum mavjud bo'lib, bu maksimum nur chiqarish qobiliyatining maksimumiga to'g'ri keladi.

4. Har bir temperaturada taqsimlanish egri chizig'i va absissa o'qi orasidagi yuza, shu temperaturada absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyatini bildiradi.

Vin qonuni.

Muvozanatli issiqlik nurlanishi energiyasining to'liq uzunliklar bo'yicha taqsimlanishini nemis fizigi V.Vin 1893-yilda nazariy jihatdan o'rgandi. Vin o'z izlanishlari natijalari asosida quyidagi xulosaga keldi: absolyut qora jism issiqlik nurlanishi energiyasining to'liq uzunliklar bo'yicha taqsimlanishi zichligida maksimum bo'lib, bu maksimum λ_{max} to'liq uzunligiga to'g'ri keladi va quyidagi munosabat orqali aniqlanadi.

$$I_{max} \cdot T = b \quad (1.9)$$

(1.9) formulada λ_{max} – absolyut qora jism nurlanishi energiyasining maksimumidagi to'liq uzunligidir. T – absolyut qora jismning absolyut temperaturasi, b – o'zgarmas kattalik bo'lib, Vin doimiyligi deyiladi, b ning tajribalar asosida aniqlangan qiymati $b=2,9 \cdot 10^{-3} \text{ m}\cdot\text{K}$. (1.9) formuladan ko'rinadiki, qora jismning temperaturasi – T qancha yuqori bo'lsa, λ_{max} shuncha kichikroq qiymatga ega bo'ladi. Vin qonuni siljish qonuni ham deyiladi. (1.9) formula orqali ifodalangan qonun Vin qonuni bo'lib, tajribalarda tasdiqlangan. Vin qonunini yana quyidagicha ta'riflash mumkin: absolyut qora jism nurlanish spektrida maksimal energiyaga to'g'ri keladigan to'liq uzunligi absolyut temperaturaga teskari proporsionaldir.

Vin qonuni asosida qizigan jismlarning (metallar, erituvchi pechlar, atom portlashidan hosil bo'ladigan bulutlar va boshq.) spektriga karab ularning temperaturasini aniqlashning optik pirometriya usuli ishlab chiqilgan. Shu usuldan foydalanib birinchi marta Quyosh sirti temperaturasi o'lchangan. Yer sirtiga keladigan Kuyosh nurlari energiyasining maksimumi to'liq uzunligi $\lambda_{max}=0,47 \text{ mkm}$ bo'lgan ko'zga ko'rinadigan sohaga to'g'ri keladi. Vin qonuniga asosan Quyosh sirtining absolyut temperaturasi quyidagi formula asosida hisoblab topilgan:

$$T = \frac{b}{I_{max}} = \frac{0,29}{0,47 \cdot 10^{-4}} \approx 6160^\circ \text{K}$$

Reley-Jins formulasi.

Issiqlik nurlanishining spektrida energiya taqsimlanishining zichligi tebranishlar modasining o'rtacha energiyasi \bar{E} ma'lum bo'lganda, (1.1) formula yordamida hisoblanadi. \bar{E} ni topish uchun klassik fizikada nazariyadagi erkinlik darajalari bo'yicha energiyaning teng taqsimlanishi teoremasidan foydalanish mumkin. Klassik statistik tizimda har bir erkinlik darajasiga $1/2 kT$ energiya to'g'ri keladi. Garmonik ossillyatorning o'rtacha kinetik energiyasi, o'rtacha potensial energiyasiga teng. Shuning uchun ossillyatorning o'rtacha energiyasi kT ga teng. Qaralayotgan statistik tizimga kovak bo'shlig'idagi nurlanish va kovak devorlari ossillyatorlari kiradi, bu esa kovak bo'shlig'ida bir tebranish modasiga (turg'un to'lqinga)

to'g'ri keladigan o'rtacha energiya $\bar{E} = kT$ ga teng bo'lishini ko'rsatadi, ya'ni

$$\bar{E} = kT \quad (1.10)$$

(1.10) formuladan \bar{E} ning ifodasini (1.1) formulaga qo'yilganda quyidagi formula hosil bo'ladi:

$$r_n = \frac{8pn^2}{c^3} kT \quad (1.11)$$

(1.11) formulada ρ_ν – issiqlik nurlanish spektrida energiya taqsimlanishining zichligi; ν – issiqlik energiyasi chastotasi; k – Bolsman doimiyliigi bo'lib, uning son qiymati $k=1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/gr}$; T – issiqlik nurlanishi chiqarayotgan jismning absolyut temperaturasi; c – vakuumda yorug'lik tezligi, $c=3 \cdot 10^8 \text{ m/sek}$; h – Plank doimiyliigi bo'lib, uning son qiymati $h=6,62 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$.

(1.11) formula *Reley-Jins formulasi* deyiladi. Bu formula 1900-yilda D.U.Reley tomonidan taklif qilindi va D.D.Jins tomonidan batafsil asoslandi. Reley-Jins formulasi issiqlik nurlanishi spektrida energiya taqsimlanishining zichligini ifodalaydi. (1.11) formula bo'yicha hisoblangan ρ_ν ning qiymatlari (1.4-rasmda punktir chiziq) nurlanish spektrining kichik chastotalar sohasida tajriba natijalariga mos keladi. Katta chastotalar sohasida ρ_ν ning (1.11) formula bilan hisoblangan qiymati tajribada aniqlangan qiymatidan keskin farq qiladi. Rasmda tajriba egri chizig'i $\nu \rightarrow \infty$ bo'lganda, $\rho_{\nu \rightarrow \infty}$ munosabat hosil bo'ladi. Bundan tashqari, nurlanish energiyasining to'liq hajmiy zichligi ham cheksiz katta qiymatga ega bo'ladi:

$$r_n = \int_0^{\infty} r_\infty dn = \infty \quad (1.12)$$

Bunday hol bo'lishi mumkin emas. Tajribada ρ_ν katta chastotalar sohasida (ultrabinafsha sohada) nolgacha kamayib boradi. Bunday holni kvant mexanikasi asoschilaridan biri P.Erenfest "ultrabinafsha halokat" deb atadi. ρ_ν ning cheksiz katta qiymatga ega bo'lishi jism va uning nurlanishi orasidagi muvozanatga faqat absolyut nolda erishilishi mumkin degan xulosaga olib keladi. Bunday xulosa tajriba natijalariga ziddir, chunki aslida har qanday temperaturada jism – nurlanish sistemasi muvozanatda bo'lishi mumkin.

Shunday qilib, klassik fizika asosida chiqarilgan Reley-Jins formulasi absolyut qora jism issiqlik nurlanishi spektrining yuqori chastotalar sohasini tushuntira olmadi.

Vin formulasi.

1896-yilda nemis olimi Vin har bir tebranish modasi (kovak bo'shlig'idagi turg'un to'lqinlar) $E(\nu)$ – energiyani tashuvchidir degan g'oyani taklif qildi. Lekin berilgan chastotada hamma modalar uyg'otilmagan. Uyg'otilgan modalarning nisbiy soni $\Delta N/N$ Bolsman taqsimoti qonuni orqali aniqlanadi:

$$\frac{\Delta N}{N} = e^{-E/kT} \quad (1.13)$$

Bundan esa chastotasi n bo'lgan modaga to'g'ri keladigan o'rtacha energiya quyidagicha ifodalanadi:

$$\bar{E} = E(n) \Delta N / N = E(n) \cdot e^{-E/kT} \quad (1.14)$$

Vin umumiy termodinamik mulohazalardan shunday xulosaga keldiki, har bir moda energiyasi chastotaga proporsional bo'ladi:

$$E(n) = hn \quad (1.15)$$

(1.15) formulada h – proporsionallik koeffitsiyenti bo'lib, hali u davrda Plank doimiysi ekanligi aniqlanmagan edi. U vaqtda (1.14) formulani hisobga olgan holda (1.1) formulani quyidagicha yozish mumkin bo'ladi:

$$r_n = \frac{8phn^3}{c^3} e^{-hn/kT} \quad (1.16)$$

(1.16) formula *Vin formulasi* deyiladi. ρ_ν ning Vin formulasi asosida hisoblangan qiymatlari issiqlik nurlanishi spektrining yuqori chastotalar sohasida tajribadan olingan natijalar bilan mos keladi (1.4-rasmda tutash chiziq). Kichik chastotalar sohasida Vin formulasi asosida hisoblangan. ρ_ν ning qiymatlari tajribadan olingan qiymatlardan kichikroq qiymatlarni beradi.

Shunday qilib, Vin formulasi issiqlik nurlanishi spektrining yuqori chastotalar sohasida tajriba natijalari bilan mos keladigan to'g'ri natijalarni beradi. Reley-Jins formulasi esa spektrning kichik chastotalar sohasida tajriba natijalari bilan mos keladigan to'g'ri natijalarni beradi. Lekin har ikkala formula ham spektrning o'rta qismini yoki to'liq spektrni tushuntira olmadi. Bunday hol issiqlik

nurlanishi nazariyasini klassik fizika qonunlari asosida tushuntirib bo'lmagligini ko'rsatadi.

1.5-§. Plank formulasi

Klassik fizika nazariy tushunchalari asosida absolyut qora jism issiqlik nurlanishining to'liq spektrini tushuntirishga bo'lgan urinishlar muvaffaqiyatsiz chiqdi. Bunday urinishlardagi qiyinchiliklarni bartaraf etishda 1900-yilda Maks Plank issiqlik nurlanishi to'liq spektrida energiyaning taqsimlanishini kvant mexanikasi nuqtai nazaridan tushuntirdi. Plank klassik nazariyaga zid bo'lgan o'zining quyidagi gipotezasini ilgari surdi:

1. Absolyut qora jism ossilyatorlari uzluksiz ravishda energiya nurlanmaydi. Nurlanish faqat ossilyatorlar tebranishi amplitudasining o'zgarishida sodir bo'ladi, ya'ni ossilyator yuqori amplitudali tebranishdan kichik amplitudali tebranishga o'tganda nurlanish chiqaradi yoki aksincha, past amplitudali tebranishdan yuqori amplitudali tebranishga o'tganda ossilyator energiya yutadi. Tebranish amplitudasi yuqori holatdan kichik holatga o'tganda ossilyator energiya nurlaydi, amplituda kichik holatdan yuqori holatga o'tganda ossilyator energiya yutadi.

2. Ossilyator istalgan energiya qiymatiga ega bo'la olmaydi, balki faqat diskret energiyalar to'plamiga ega bo'ladi. Ossilyator energiyani alohida-alohida ulushlar (kvantlar) sifatida chiqaradi yoki yutadi. Bu ulushlarning (kvantlarning) har birining energiyasi diskret bo'lib,

$$E = hn \quad (1.17)$$

kattalikka teng. U vaqtda ossilyator nurlanishining energiyasi bu kattalikka karrali bo'lishi kerak, ya'ni ossilyator energiyasi energiyaning diskret to'plamiga teng:

$$E_n = nhv \quad (n=0,1,2,3,\dots) \quad (1.18)$$

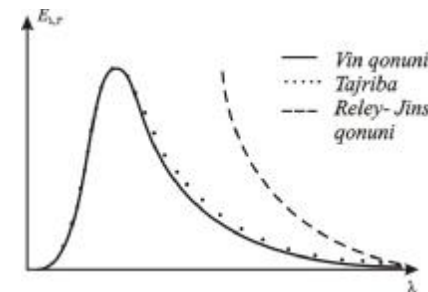
Bunda ossilyatorning o'rtacha energiyasi

$$\bar{E} = \frac{hn}{e^{\frac{hn}{kT}} - 1} \quad (1.19)$$

Plank o'z gipotezasini asosida absolyut qora jism issiqlik nurlanishining to'liq spektrida energiya taqsimlanishining zichligini ifodalaydigan interpolyasion formulasini taklif qildi:

$$r_n = \frac{8\pi hn^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hn}{kT}} - 1} \quad (1.20)$$

(1.20) formula *Plank formulasi* deyiladi. (1.20)da h – Plank doimiysi bo'lib, $h=6,62 \cdot 10^{-34}$ J⋅s. n – ossilyator tebranishining chastotasi. $hn \ll kT$ bo'lganda (kichik chastotalarda) Plank formulasi Reley-Jins formulasiga, $hn \gg kT$ bo'lganda (yuqori chastotalarda) Vin formulasiga aylanadi. Plank formulasi tajriba natijalari bilan mos keladi, ya'ni Plank formulasidan hosil qilingan nazariy natijalar asosida chizilgan spektr egri chiziqlari tajriba natijalari asosida chizilgan spektr egri chiziqlariga mos keladi (1.4-rasm). Plank formulasi absolyut qora jism issiqlik nurlanishining to'liq spektrida energiya taqsimlanishini to'g'ri tushuntira oldi.



1.4-rasm

Kovak devorlari materialining atomlari ossilyatorlar deb modellashirilganligi sababli quyidagi xulosalarga kelish mumkin: atomlarning ichki energiyasi uzluksiz o'zgarib olmaydi, balki sakrab o'zgaradi, ya'ni atom faqat diskret energiya qiymatlarigagina ega bo'ladi yoki buni quyidagicha ifodalash mumkin: atom energiyasi kvantlanadi, agar atom holati uning energiyasi bilan xarakterlansa, atom holati diskret deb aytish mumkin.

Shunday qilib, Plank gipotezasiga asosan nurlanish jism bilan o'zaro ta'sirlashganda, nurlanish energiyasining jismda yutilishi uzluksiz bo'lmagan, balki energiyasi hn bo'lgan kvantlar shaklida yutiladi (porsiya-porsiya shaklida) yoki qizigan jismlar issiqlik nurlanishini kvantlar shaklida chiqaradi.

Plank tomonidan kiritilgan kvantlar tushunchasi energiyaning diskret porsiyalari bo'lib, har bir porsiya energiyasi $E=hn$ formula bilan aniqlanadi.

1.6-§. Kvant o'tishlar

Atomning har bir diskret holati o'z energiyasi bilan xarakterlanadi. Atom bunday holatda ma'lum vaqt bo'la oladi, bunday holat stasionar holat deyiladi. Atom energiyasi yuqori bo'lgan holatdan energiyasi kichik bo'lgan boshqa holatga o'tganda holatlar orasidagi energiya farqi ΔE ni yorug'lik kvanti sifatida chiqaradi. Bunda chiqarilgan energiya chastotasi

$$n = \frac{\Delta E}{h}$$

ko'rinishda aniqlanadi.

Xuddi shunday atom energiyasi kichik bo'lgan stasionar holatdan energiyasi yuqori bo'lgan stasionar holatga o'tishi mumkin. Lekin buning uchun atomga tashqaridan ΔE energiya berish kerak. Bunda

atom chastotasi $n = \frac{\Delta E}{h}$ bo'lgan yorug'lik kvantini yutadi.

Spontan va majburiy o'tishlar. Atomning energiyasi yutish yoki chiqarish bilan bir stasionar holatdan boshqa stasionar holatga o'tishi haqidagi tasavvurlardan foydalanib, Eynshteyn taklif qilgan usul yordamida absolyut qora jism nurlanishi uchun Plank formulasini chiqarish mumkin.

Devorlari ma'lum bir T temperaturagacha qizdirilgan yopiq bo'shliq (idish) bo'lsin. Bu idish devorlari fotonlarni ham yutadi, ham nurlaydi (chiqaradi). Fotoni nurlaganda atom yuqori energetik sathdan pastki energetik sathga o'tadi, fotoni yutishida esa pastki energetik sathdan yuqorisiga o'tadi.

Shunday qilib, atom pastki energetik holatdan yuqori energetik holatga o'tishi uchun fotoni yutishi kerak. Bunday o'tish majburiy o'tish bo'ladi. Majburiy o'tishda atomga nurlanish maydoni ta'sir qilishi kerak (ya'ni atomga tashqaridan energiya berishi kerak). Atomga tashqi nurlanish maydoni ta'sir qilmaganda, atom o'z-o'zidan yoki spontan ravishda pastki energetik sathdan yuqori energetik sathga o'tmaydi, chunki bu energiyaning saqlanish qonuniga ziddir. Atomning yuqori energetik sathdan pastki energetik sathga o'tishi ikki xil bo'lishi mumkin: birinchisi, majburiy o'tish, bu o'tish atomga nisbatan tashqi sabablar ta'sirida bo'ladi; ikkinchisi, spontan o'tish, bu o'tish atomdagi ichki sabablar ta'sirida bo'ladi.

Nazorat savollari

1. Issiqlik nurlanishining hosil bo'lishini tushuntiring.
2. Jism nurlanish sistemasida muvozanatli holat qaysi vaqtda bo'ladi?
3. Absolyut qora jism deb qanday jismga aytiladi?
4. Absolyut qora jismning amaldagi modeli qanday?
5. Issiqlik nurlanishining spektri qanday ko'rinishda va undagi egri chiziqlar nimani ifodalaydi?
6. Kirxgof qonuni qaysi kattaliklar orasidagi bog'lanishni ifodalaydi?
7. Absolyut qora jism to'la nur chiqarish qobiliyati bilan absolyut temperatura orasida qanday bog'lanish bor?
8. Vin qonuni qaysi kattaliklar orasidagi bog'lanishni ifodalaydi?
9. Plank formulasining mohiyati qanday?
10. Reley-Jins formulasi issiqlik nurlanishi spektrining qaysi sohasida tajriba natijalari bilan mos keladi?
11. Vin formulasi nurlanish spektrining qaysi sohasini tushuntira oladi?
12. Issiqlik nurlanishi to'g'risida Plank g'oyasi qanday?
13. Plank formulasi qanday ifodalanadi, uning mohiyatini tushuntiring.

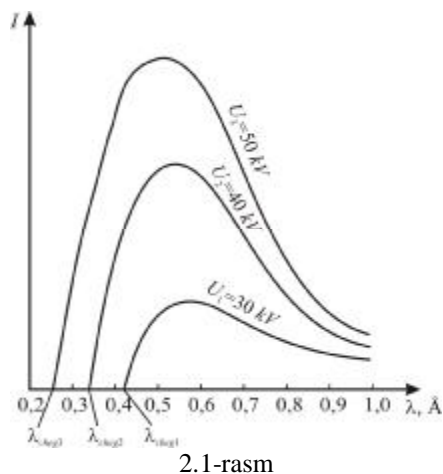
II-BOB. ELEKTROMAGNIT NURLANISHNING KORPUSKULYAR XUSUSIYATLARI

2.1-§. Tutash rentgen spektrining qisqa to‘lqinli chegarasi

Rentgen trubkasida hosil qilingan rentgen nurlanishi ikki xil – tormozlanish va xarakteristik rentgen nurlanishlaridan iboratligi aniqlangan.

Rentgen trubkasida katod va anod orasiga qo‘yilgan tezlatuvchi elektr maydon ta‘sirida tezlanish bilan harakatlanayotgan elektron atrofidagi davriy ravishda o‘zgarib turadigan elektr maydoni davriy ravishda o‘zgarib turadigan magnit maydonini yuzaga keltiradi, bu maydon o‘z navbatida yana o‘zgaruvchan elektr maydonini hosil qiladi va h.k. Shu tariqa tezlanish bilan harakatlanayotgan elektron atrofida elektromagnit to‘lqinlar hosil bo‘ladi. Elektromagnit to‘lqin energiyasi fazoning har bir nuqtasida vaqt o‘tishi bilan davriy ravishda o‘zgaradi. Elektronning tormozlanishi deganda, uning atrofidagi elektr va magnit maydonlarining o‘zgarishi tushuniladi. Elektr va magnit maydonlarining o‘zgarishi esa elektromagnit to‘lqin nurlanishini hosil qiladi. Shu nurlanish tormozlanish rentgen nurlanishidir. Tormozlanish rentgen nurlanishining spektri tutash bo‘lib, u to‘lqin uzunligining minimal qiymati I_{\min} bilan chegaralangan bo‘ladi.

Rentgen trubkasida anod va katod orasidagi potentsiallar farqining bir necha qiymatlarida ($U_1=30 \text{ kV}$, $U_2=40 \text{ kV}$, $U_3=50 \text{ kV}$) hosil bo‘ladigan tormozlanish rentgen nurlanishining tutash spektri 2.1-rasmda keltirilgan. Katod va anod orasidagi potentsiallar farqi $U=U_1$ bo‘lganda spektr to‘lqin uzunligining qandaydir $I=I_{\min 1}$ qiymatidan boshlanadi: katod va anod



2.1-rasm

orasidagi potentsiallar farqi $U=U_2$ bo‘lganda, spektrning qisqa to‘lqinli chegarasi chap tomonga siljiydi, spektrning intensivligi esa ortadi, bu vaqtda spektr qisqa to‘lqin uzunliklar sohasida $I_{\min 2}$ bilan chegaralangan bo‘ladi. U yana oshirilib $U=U_3$ bo‘lganda spektr $I=I_{\min 3}$ bilan chegaralanadi. Tormozlanish rentgen nurlanishi spektrining tutash bo‘lishini va qisqa to‘lqinlar uzunliklari sohasida I_{\min} bilan chegaralanishi quyidagicha izohlash mumkin. Katod va anod orasidagi tezlatuvchi elektr maydoni ta‘sirida elektron $E_1=eU$ energiyaga erishadi va anod materialida tormozlanib to‘xtaydi. Bunda elektron energiyasining E_2 qismi anod materialini qizdirishga sarf bo‘ladi. Energiyaning qolgan qismi esa tormozlanish rentgen nurlanishining energiyasi, ya‘ni rentgen kvanti energiyasi sifatida ajralib chiqadi. Demak, tormozlanish rentgen nurlanishi kvantining energiyasi $hn=E_1-E_2$ kattalikka teng bo‘ladi, n – rentgen kvantining chastotasi, l esa uning to‘lqin uzunligi. $E_2=E_1$ bo‘lganda elektron energiyasi faqat anodni qizdirishga sarflanadi, $E_2=0$ bo‘lganda esa elektron energiyasi butunlay rentgen kvanti energiyasiga aylanadi. E_2 ning qiymati E_1 dan 0 gacha bo‘lgan oraliqda o‘zgarishi mumkin. Elektron energiyasining anodni qizdirishga sarflanadigan qismi E_2 har xil kattalikda bo‘lishi mumkinligi uchun har xil energiyali rentgen kvantlari nurlanadi. Bu esa tormozlanish rentgen nurlanishining spektri tutash bo‘lishini ko‘rsatadi. Har bir nurlanish kvantining energiyasi anodga urilayotgan tez elektronlar energiyasidan kata bo‘la olmaydi, ya‘ni

$$eU = hn_{\max} \quad (2.1)$$

yoki

$$eU = \frac{hc}{I_{\min}} \quad (2.2)$$

$$I_{\min} = \frac{hc}{eU} \quad (2.3)$$

(2.3) formulada I_{\min} – tutash rentgen spektrning qisqa to‘lqinli chegarasini ifodalaydi, c – yorug‘lik tezligi, h – Plank doimiysi, e – elektronning zaryadi, U – rentgen trubkasidagi potentsiallar farqi.

Rentgen trubkasida U – kilovoltlarda o‘lchanganda

$$I_{\min} = \frac{hc}{eU} = \frac{12,40}{U} \text{ \AA} \quad (2.4)$$

Spektrning qisqa to'liqlik chegarasi antikatod materialiga bog'liq bo'lmaydi, balki faqat trubkadagi potentsiallar farqiga bog'liq bo'ladi. (2.3) formuladan ko'rinadiki, potentsiallar ayirmasi ortishi bilan tutash spektrni chegaralovchi to'liqlik uzunligi qisqarib boradi, bunda spektrning intensivligi ortadi. (2.3) formuladan foydalanib Plank doimiyliги h ni aniqlash mumkin.

2.2-§. Fotoeffekt

Elektromagnit nurlar ta'sirida moddadan elektronlarning ajralib chiqishiga *fotoeffekt hodisasi* deyiladi. Fotoeffekt hodisasini birinchi marta 1887-yilda G.Gers kuzatgan. Gers razryadli ochiq konturda elektr tebranishlarini uyg'otish orqali elektromagnit to'liqliklar generatsiyasini hosil qilishda katod ultrabinafsha nurlar bilan yoritilganda, razryadnikning metall elektrodleri orasida uchqunning uzunligi uzayishini kuzatgan yoki boshqacha aytganda, metall elektrodga tushayotgan ultrabinafsha nurlar katod va anod orasida hosil bo'ladigan uchqunning uzunligini uzaytiradi. Kuzatilgan bunday hodisaning mohiyati V.Galvaks, A.Stoletov, P.Lenard va boshqa olimlarning bu borada o'tkazgan tajribalarida tushuntirildi.

Gers kuzatgan hodisaning mohiyati shundan iboratki, manfiy zaryadlangan katodni ultrabinafsha nurlar bilan yoritilganda katod manfiy zaryadini yo'qotishi kuzatilgan. Musbat zaryadli anod yoritilganda zaryad yo'qotilishi kuzatilmagan. 1897-yilda Dj.Tomson elektronni kashf qildi. 1898-yilda Tomson va Lenardlar o'tkazgan tajribalarida modda yoritilganda undan ajralib chiqayotgan zarralarning magnit maydonida og'ishiga asoslanib, ularning solishtirma zaryadini (e/m kattalikni) aniqladilar. Bu bilan yorug'lik ta'sirida katoddan ajralib chiqadigan zarralar manfiy zaryadli elektronlar ekanligini aniqladilar. Yorug'lik ta'sirida (ultrabinafsha, ko'zga ko'rinadigan, infraqizil va boshq.) metalldan elektronlarning ajralib chiqishi *fotoelektrik effekt* yoki *fotoeffekt* deb ataldi. Yorug'lik ta'sirida metalldan ajralib chiqqan elektronlar fotoelektronlar deyildi.

Stoletov o'z tajribalari asosida fotoeffekt hodisasini o'rganish usullarini va asosiy miqdoriy qonunlarini ishlab chiqdi. Lenard

katodga tushayotgan ultrabinafsha nurlar katod materialidan elektronlarni urib chiqarishini isbotladi.

Fotoeffekt hodisasi yorug'lik kvantlari metall atomlaridagi bog'langan elektronlar bilan ta'sirlashganda yuz beradi. Elektronning atomda bog'lanish energiyasi qancha katta bo'lsa, fotoeffekt hodisasi sodir bo'lishining ehtimoliyati shuncha katta bo'ladi. Bu ehtimoliyat S_f – element zaryadi Z ga kuchli bog'liq, ya'ni $S_f \sim Z^5$. Bundan tashqi fotoeffekt hodisasi yorug'lik tushayotgan metallning kimyoviy xossasiga, sirtining silliqiligi va tozalik darajasiga bog'liqligi tajribada aniqlandi. Fotoeffekt hodisasi yuzaga kelishining zaruriy sharti yoritilayotgan metall ustki qatlamiga tushayotgan yorug'likning sezilarli darajada yutilishidir. Fotoeffekt hodisasi metallar, dielektriklar, yarimo'tkazgichlar, elektrolitlarda yuzaga keladi. Ishqoriy metallar – litiy, natriy, kaliy, rubidiy, seziiy fotoelektrik ta'sirga juda sezgir, ko'zga ko'rinadigan nurlar ta'sirida ham fotoeffekt hodisasi hosil bo'ladi. Erkin elektronlarda fotoeffekt hodisasi yuz bermaydi, chunki erkin elektronlar prinsipial ravishda yorug'likni yuta olmaydi.

Fotoeffekt tashqi va ichki fotoeffektlarga ajraladi. Agar yoritilayotgan modda sirtqi qatlamidan elektronlar butunlay ajralib chiqib, boshqa muhitga o'tsa (masalan, vakuumga) bunday hodisa tashqi fotoeffekt deyiladi. Tashqi fotoeffekt hodisasi 1887-yilda G.Gers tomonidan kashf qilingan.

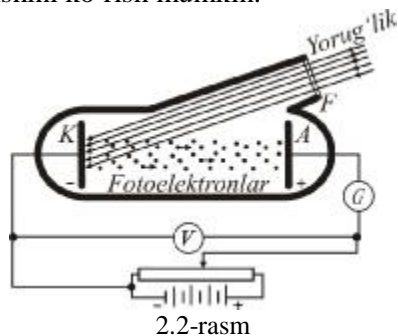
Agar elektronlar faqat o'z atomi bilan bog'lanishni "uzib" chiqib yoritilayotgan modda ichida "erkin elektron"ga aylanib qolsa bunday hodisa ichki fotoeffekt deyiladi. Ichki fotoeffekt hodisasi 1873-yilda U.Smit tomonidan kashf qilingan.

Ichki fotoeffektida tushayotgan yorug'lik ta'sirida valent energetik zonadagi elektronlarning bir qismi o'tkazuvchanlik zonasiga o'tadi. Bunda yarimo'tkazgichda tok tashuvchilar konsentratsiyasi ortadi va fotoo'tkazuvchanlik yuzaga keladi. Ya'ni yorug'lik ta'sirida yarimo'tkazgichning elektr o'tkazuvchanligi ortadi. Elektronlarning turli energetik holatlarda qayta taqsimlanishi yarimo'tkazgichda ichki elektr maydonining o'zgarishiga olib keladi. Bundan esa yoritilayotgan ikki turli yarim o'tkazgichlar chegarasida elektr yurituvchi kuch (foto EYuK) paydo bo'ladi yoki yoritilayotgan yarimo'tkazgich va metall chegarasida ham foto EYuK yuzaga keladi. Chegara yaqinida o'tish qatlami paydo bo'ladi. Bu qatlam

tokni faqat bir yo'nalishda o'tkazadi, ya'ni bu qatlam ventil xossalariga ega bo'ladi.

Tashqi fotoeffekt metallarda kuzatiladi. Masalan, elektroskopga ulangan manfiy zaryadlangan rux plastinkasi ultrabinafsha nurlar bilan yoritilganda elektroskop tezda zaryadsizlanadi, agar plastinka musbat zaryadlangan bo'lganda zaryadsizlanish kuzatilmay edi. Bundan ultrabinafsha nurlar metall plastinkadan (katoddan) manfiy zaryadlangan zarralarni ajratib chiqishini ko'rish mumkin.

Tashqi fotoeffekt hodisasi kuzatiladigan qurilma sxemasi 2.2-rasmda keltirilgan. Havosi so'rib olinib yuqori darajada vakuum hosil qilingan shisha idish ichiga anod – A va katod – K joylashtirilgan bo'lib, ular orasida V – voltmetr bilan o'chanadigan potentsiallar farqi qo'yilgan. Elektr zanjirida hosil bo'ladigan elektr toki G – galvanometr bilan o'chanadi. Idish devoriga kvars "darcha" qo'yilgan. Darchadan tushgan yorug'lik nurlari bilan katod yoritilganda elektr zanjirida tok paydo bo'ladi.



2.2-rasm

Bu tokni yorug'lik ta'sirida katod sirtidan ajralib anodga tomon harakatlanayotgan manfiy zaryadli elektronlar hosil qiladi. Bunday hosil qilingan tok fototok deyiladi. Agar katod yoritilmasa elektr zanjirida fototok hosil bo'lmaydi.

Yorug'lik intensivligi va chastota doimiy bo'lganda yorug'lik intensivligi S_1 va S_2 bo'lgan hollar uchun fototokning katod va anod orasiga qo'yilgan potentsiallar farqiga bog'liqligini ifodalovchi egri chiziqlar 2.3-rasmda keltirilgan.

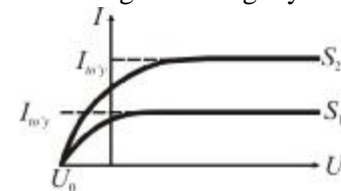
Katod va anod orasidagi maydon tezlatuvchi maydon bo'lganda (katodda manfiy va anodda musbat) fototokning qiymati potentsiallar farqi U ga proporsional ravishda rasmda keltirilgandek ortib boradi.

Potentsiallar farqining biror qiymatidan boshlab fototok o'zgarib qoladi.

Rasmda egri chiziq gorizontall to'g'ri chiziqqa o'tadi. Bu chiziq maksimal tok kuchiga to'g'ri keladi. Tok kuchining bunday maksimal qiymati to'yinish toki deyiladi. Yorug'lik ta'sirida katod sirtidan ajralgan fotoelektronlarning hammasi anodga kelib

tushganda to'yinish toki hosil bo'ladi. Potentsiallar farqining bundan keyingi ortishi to'yinish fototok kuchini o'zgartirmaydi. To'yinish fototok kuchi yorug'lik ta'sirida katoddan har sekunda chiqadigan elektronlar soni bilan aniqlanadi.

Lekin katodga tushayotgan yorug'lik intensivligi o'zgarib, to'yinish tokining qiymati ham o'zgaradi. Buni 2.3-rasmdagi grafiklardan ko'rish mumkin. Grafiklarda $I_{t1} < I_{t2}$, chunki $S_1 < S_2$, rasmdan ko'rinishicha, katod va anod orasidagi potentsiallar farqi nolga teng ($U=0$) yoki $U < 0$ bo'lgan hollarda ham fototok yo'qolmaydi, ya'ni $U=0$ bo'lganda ham katoddan anodga tomon harakatlanayotgan elektronlar soni mavjudligi kuzatiladi. Bunday hol katod sirtidan qandaydir boshlang'ich tezlik bilan ajralib chiqayotgan elektronlar soni mavjudligini va ular anodga yetib bora olishini ko'rsatadi. Bu elektronlarni to'xtatish va fototokni yo'qotish uchun katod va anod orasiga tormozlovchi potentsiallar farqi ($U = -U_T$) qo'yish zarur. Tormozlovchi potentsiallar farqi yorug'lik intensivligiga bog'liq bo'lmaydi. Tormozlovchi potentsiallar katod sirtidan chiqayotgan elektronlar kinetik energiyasining ko'rsatgichidir. Katoddan chiqayotgan elektronlardan tezligi, ya'ni kinetik energiyasi eng kata bo'lgan elektronlarga anodga yetib boradi. Tormozlovchi potentsial U_T qo'yilganda katod sirtidan maksimal tezlik J_{max} bilan ajralgan elektronlar bu tezligini to'liq ravishda yo'qotadi, bunda fototok ham yo'qoladi. U vaqtida energiyaning saqlanish qonuniga asosan quyidagi munosabatni yozish mumkin:



2.3-rasm

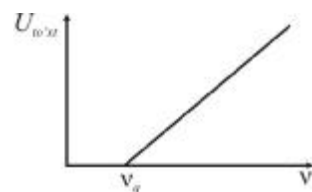
$$eU_T = \frac{1}{2} m_e J_{max}^2 \quad (2.5)$$

Bu formulada m_e – elektron massasi, e – uning tezligi, J_{max} – elektronning maksimal tezligi, U_T – tormozlovchi potentsial.

Tormozlovchi potentsiallar farqining qiymatlarini tajribada o'lchab, elektronlarning bu qiymatlarga to'g'ri keladigan kinetik energiyalarini (2.5) formula yordamida hisoblash mumkin.

2.3-rasmdagi grafiklarda ko'rsatilgan to'yinish fototokining mavjudligi va to'yinish fototoki kuchining I_t yorug'lik intensivligiga

to'g'ri proporsionalligi, katod sirtidan vaqt birligida urib chiqarilgan elektronlar soni yorug'lik intensivligiga proporsionalligini ko'rsatadi. Bunday bog'lanish Stoletov tomonidan tajribada aniqlangan.



2.4-rasm

2.4-rasmda yorug'lik chastotasi va tormozlovchi potentsiallar farqi orasidagi bog'lanishni ifodalovchi grafik tasvirlangan. Bu grafik tajriba natijalari asosida chizilgan. Rasmdan ko'rinishicha, tormozlovchi potentsiallar farqi U_T ning qiymati (ya'ni fotoelektronlarning maksimal tezligi) va yorug'lik chastotasi orasida chiziqli bog'lanish mavjud. Chastotaning biror n_q qiymatida fotoelektronlarning tezligi nolga teng bo'ladi. Chastotaning bu qiymati chegara hisoblanadi. Bu shunday chegaraviy chastotaki, bu chastotadan past chastotalarda fotoeffekt kuzatilmaydi. n_q – fotoeffekt sodir bo'lishining chegaraviy chastotasi yoki fotoeffektning "qizil" chegarasi deyiladi, ya'ni $n_{ch}=n_q$ bo'ladi. $n < n_q$ chastotali yorug'lik fotoeffekt hodisasini yuzaga keltirmaydi. Fotoeffekt $n > n_q$ chastotali yorug'lik ta'sirida kuzatiladi. Chegaraviy chastota (n_{ch})ga mos bo'lgan to'lqin uzunligi l_q ham fotoeffektning qizil chegarasi deb aytiladi, ya'ni

$$l_q = \frac{c}{n_q} \quad (2.6)$$

Stoletov va boshqa olimlar tomonidan fotoeffekt hodisasini o'rganishda o'tkazilgan tajribalar natijalari asosida tashqi fotoeffekt uchun quyidagi asosiy qonunlar aniqlandi:

1. Yorug'lik katod sirtidan vaqt birligida urib chiqargan elektronlar soni katod sirtiga tushayotgan yorug'lik intensivligiga to'g'ri proporsionaldir.

2. Katod sirtidan chiqayotgan elektronlarning kinetik energiyasi noldan boshlab maksimal $\frac{1}{2}mJ_{\max}^2$ qiymatgacha bo'ladi. Bu energiya yorug'lik intensivligiga bog'liq emas, katodga tushayotgan yorug'lik chastotasiga chiziqli bog'lanishda bo'ladi.

3. Har bir fotokatod materiali uchun biror chegaraviy chastota n_{ch} mavjudki, bu chastotadan past chastotalarda fotoeffekt hodisasi

vujudga kelmaydi. n_{ch} ning qiymati yorug'lik intensivligiga va katodni yoritish vaqtiga bog'liq bo'lmaydi.

Quyidagi jadvalda ba'zi bir metallar uchun chiqish ishi A (elektron-voltlarda) va shu metallar uchun fotoeffektning qizil chegarasi I_0 (mikronlarda) qiymatlari keltirilgan.

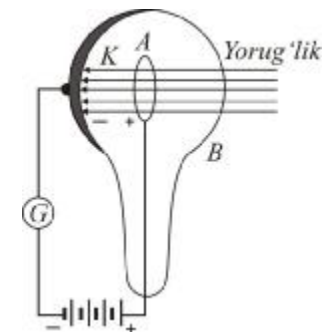
2.1-jadval

Metall	I_0 (mk)	A (eV)
Platina	0,235	5,29
Volfram	0,276	4,50
Rux	0,290	4,19
Toriy	0,364	3,41
Natriy	0,552	2,25
Seziy	0,620	1,89
Volframga surtilgan seziyli plyonka	0,913	1,36

2.1-jadvaldan ko'rinadiki, volfram ustidagi seziyli plyonkada infraqizil nurlar ta'sirida ham fotoeffekt hosil bo'ladi, natriyda fotoeffekt ko'zga ko'rinadigan va ultrabinafsha nurlar ta'sirida, ruxda esa ultrabinafsha nurlar ta'sirida hosil bo'ladi.

Fotoeffekt hodidasidan amaliyotda foydalanish sohalari. Tashqi fotoeffekt hodisasiga asoslanib vakuumli fotoelementlar yasalgan (2.5-rasm).

2.5-rasmda vakuumli fotoelement sxemasi keltirilgan. Vakuum hosil qilingan shisha ballonning ichki sirtiga metall qatlami surtilgan bo'lib, bu qatlam K – katod vazifasini bajaradi. A – anod metall xalqa shaklida bo'lib, ballonning markaziy qismiga joylashtirilgan. G – galvanometr fotoelementda hosil bo'ladigan fototokni o'lchaydi.

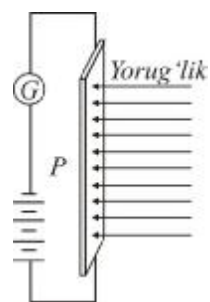


2.5-rasm

Zamonaviy fotoelementlarda ko'p vaqtlarda K – katod sifatida surmali-seziyli yoki kislorodli-seziyli katodlar ishlatiladi. Bunday katodlarning fotosezgirliги yuqoridir. Kislorodli-seziyli fotoelementlarda infraqizil va ko'zga ko'rinadigan yorug'liklar ta'sirida fotoeffekt hosil bo'ladi. Bunday fotoelementning yorug'likka fotosezgirliги 20-80 mkA/lm . Surmali-seziyli K – katodli

fotoelementlarda ko'zga ko'rinadigan va ultrabinafsha yorug'liklar ta'sirida fotoeffekt yuzaga keladi. Bunday fotoelementlarning fotosezgirliigi 50-150 mkA/lm .

Ayrim hollarda fotoelementlarning yorug'likka sezgiriligini oshirish uchun uni $10^{-2} mmNg$ bosimda argon gazi bilan to'ldiriladi. Bunday fotoelementlarda fotoelektronlarning argon atomlari bilan to'qnashib, argon gazini ionlashtirishi natijasida fototok kuchayadi. Gaz to'ldirilgan bunday fotoelementlarning fotosezgirliigi 1000 mkA/lm atrofida bo'ladi.



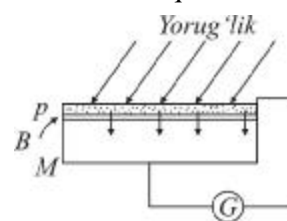
2.6-rasm

Ichki fotoeffekt yarimo'tkazgichlarda va dielektriklarda kuzatiladi. Ichki fotoeffekt kuzatish sxemasi 2.6-rasmda keltirilgan. Yarimo'tkazgich P – plastinka G – galvanometr bilan ketma-ket ravishda batareyaning qutblariga ulangan. Yarimo'tkazgichning qarshiligi katta bo'lganligi uchun zanjirda tok juda kichik. Lekin P – plastinka yoritilishi bilan tok keskin ortib ketadi. Buning sababi quyidagicha, yorug'lik yarimo'tkazgich atomlaridan elektronlarni ajratib chiqaradi, bu elektronlar yarimo'tkazgich ichida qolib, uning elektr o'tkazuvchanligini oshiradi (qarshiligi kamayadi).

Ichki fotoeffekt hodisasiga asoslangan fotoelementlar yarimo'tkazgichli fotoelementlar deyiladi yoki fotoqarshilik-lar deyiladi. Bunday fotoelementlarni tayyorlashda qo'rg'oshinli selen ($PbSe$), oltinugurtli qo'rg'oshin (PbS), oltinugurtli kadmiy (CdS) va boshqa yarimo'tkazgichlardan foydalaniladi. Yarimo'tkazgichli fotoelementlarning sezgirliigi vakuumli fotoelementlar sezgirligidan 100 martalar ortiq bo'ladi. Yarimo'tkazgichli fotoelementlarning kamchiligi shuki, fototokning o'zgarishi fotoelement yoritilishining o'zgarishiga nisbatan kechikadi. Shuning uchun yarimo'tkazgichli fotoelementlar tez o'zgaruvchan yorug'lik oqimlarini qayd qilishga yaramaydi. Yarimo'tkazgichlardan yasalgan fotoqarshiliklar infraqizil nurlanish detektorlari sifatida foydalaniladi, ularning termoelektrik bolometr-larga nisbatan ustunlik tomonlari ancha ko'pdir.

Ichki fotoeffekt asosida tayyorlanadigan fotoelementlardan yana bir turi yopuvchi qatlamli yarimo'tkazgichli fotoelement yoki ventil fotoelementdir. Ventil fotoelement sxemasi 2.7-rasmda keltirilgan. M

metall plastinka bo'lib, ustiga yupqa P – yarimo'tkazgich qatlami surtilgan va G – galvanometrli tashqi elektr zanjiriga ulangan. Yarimo'tkazgich va metallning kontakt zonasida yopuvchi qatlam B yuzaga keladi. Bu qatlam ventil o'tkazuvchanlikka ega bo'ladi, ya'ni u elektronlarni faqat yarimo'tkazgichdan metallga tomon yo'nalishda o'tkazadi. Yarimo'tkazgich qatlami yoritilganda unda ichki fotoeffekt asosida erkin elektronlar hosil bo'ladi. Yopuvchi qatlam orqali metallga o'tgan elektronlar orqa tomonga harakat qila olmasdan metallda ortiqcha manfiy zaryadni hosil qiladi. O'z elektronlarining



2.7-rasm

bir qismini yo'qotgan yarimo'tkazgich musbat zaryadga ega bo'ladi. Yarimo'tkazgich va metall orasida hosil bo'lgan potentsiallar ayirmasi fotoelement zanjirida elektr tokini hosil qiladi. Shunday qilib, ventil fotoelement yorug'lik energiyasini elektr energiyasiga aylantiruvchi tok generatori sifatida

ishlaydi. Ventil fotoelementlarda selen, oltinugurtli galliy, germaniy, kremniy yarimo'tkazgichlaridan foydalaniladi. Ventil fotoelementlarning fotosezgirliigi 2000-30000 mkA/lm oraliqda bo'ladi. Quyosh yorug'ligi bilan yoritiladigan kremniyli fotoelementlarning foydali ish koeffitsiyenti 12-13%dir. Nazariy hisoblashlar bu koeffitsiyentni 22% gacha ko'tarish mumkinligini ko'rsatdi.

Fotoelementlarda hosil bo'ladigan fototok yorug'lik oqimiga proporsional bo'lgani uchun fotoelementlardan fotometrik asboblarning sifatida foydalaniladi. Masalan, bunday asboblarga yoritilganlikni o'lchaydigan asbob lyuksmetr misol bo'lishi mumkin. Fotoelement yorug'lik oqimi tebranishlarining fototok tebranishlariga aylantirishga imkon beradi. Bu esa texnikada tovushli kinolarda, televideniya keng ishlatiladi. Fotoelementlarning ishlab chiqarish jarayonlarini telemexanizatsiyalashda, avtomatlashtirishda ahamiyati kattadir. Elektron kuchaytirgichlar va rele bilan birgalikda fotoelementlar avtomatlashtirish qurilmalarining asosiy qismi hisoblanadi. Bunda fotoelementlar yorug'lik signallarini sezishi bilan turli ishlab chiqarish va qishloq xo'jalik qurilmalarining, transport mexanizmlarining ishlashida muhim ahamiyatga egadir.

Ventilli fotoelementlardan amaliyotda elektr energiyasi generatori sifatida foydalaniladi. Quyosh batareyasi deb yuritilayotgan kremniyli fotoelementlar batareyasi kosmik kemalarda, raketalarda radioapparaturalar ishlashida tok manbai sifatida foydalaniladi. Quyosh batareyalarining foydali ish ko'ffisienti 20-22% bo'lganda, ular ishlab chiqarish hamda maishiy zarurlatlarda elektr energiyasi manbai sifatida birinchi o'rinda bo'ladi.

2.3-§. Fotoeffekt nazariyasi

Fotoeffektning faqatgina birinchi qonunini to'liq nazariyasi asosida tushuntirish mumkin. Ammo to'liq nazariyasi fotoeffektning ikkinchi va uchinchi qonunlarini tushuntira olmaydi.

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

To'liq nazariyasiga 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 yetarlicha katta bo'lishi lozim. Vaholanki, to'liq uzunligi *qizil chegaradan* katta bo'lgan yorug'likning intensivligi har qancha katta bo'lsa ham, fotoeffekt hodisasi yuz bermaydi. Aksincha, to'liq uzunligi *qizil chegaradan* kichik bo'lgan yorug'lik intensivligi nihoyat kuchsiz bo'lsa ham fotoeffekt hodisasi kuzatiladi. Bundan tashqari, nihoyatda kuchsiz intensivlikdagi yorug'lik tushayotgan taqdirda, to'liq nazariyasiga asosan, yorug'lik to'liqlar tashib kelgan energiyalar evaziga metallardagi elektron ma'lum miqdordagi energiyani to'plab olishi kerak. Bu energiya elektronning metallardan chiqishi uchun yetarli bo'lgan holda fotoeffekt sodir bo'lishi kerak. Hisoblashlarning ko'rsatishicha, intensivligi juda kam bo'lgan yorug'likdan A_{ch} ga yetarli energiyani elektron to'plab olishi uchun soatlab, hattoki kunlab vaqt o'tishi lozim ekan. Tajribalarda esa metallga yorug'likning tushishi va fotoelektronlarning vujudga kelishi orasida 10^{-9} sekundlar chamasi vaqt o'tadi, xolos.

Demak, yorug'likning to'liq nazariyasi va fotoeffekt hodisasi o'rtasida ma'lum mos kelmasliklar mavjud. Shuning uchun yorug'likni uzluksiz elektromagnit to'liq jarayoni deb tasavvur qilish yorug'lik tabiatini to'la aks ettira olmaydi. Bu fikr 1905-yilda A.Eynshteynni yorug'likning kvant nazariyasini yaratishiga olib keldi. Eynshteyn Plank gipotezasini rivojlantirib, yorug'lik ulushlar shaklida chiqarilgani kabi xuddi shunday ulushlar shaklida yutiladi deb hisoblansa, fotoeffekt qonunlarini tushuntirish mumkin deb ko'rsatadi. Eynshteynning fikricha, yorug'lik to'liqlari energiyasining oqimi uzluksiz bo'lmasdan, balki energiyaning diskret ulushlari oqimi bo'lib, ularni *kvantlar* yoki *fotonlar* deyiladi. U vaqtda chastotasi n bo'lgan har bir yorug'lik fotonining energiyasi quyidagicha bo'ladi:

$$E = hn \quad (2.7)$$

Bunda h – Plank doimiysi, $h=6,62 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$. Bu g'oyaga asosan, metall sirtiga tushayotgan yorug'lik oqimini fotonlar oqimi deb tasavvur qilish mumkin. Eynshteyn fotoeffekt hodisasiga energiyaning saqlanish qonunini qo'lladi.

Metallga tushgan yorug'lik ftoni elektron bilan to'qnashib, o'zining hn energiyasini to'liq ravishda elektronga beradi. Foton erkin elektronlar bilan to'qnashganda energiyasini to'liq ravishda erkin elektronlarga berishi mumkin bo'lmaydi. Metallda elektr o'tkazuvchanlikni ta'minlaydigan elektronlar erkin elektronlar deyiladi. Lekin elektronlar o'zaro va metall panjaraning boshqa zaryadlari bilan ta'sirlashadi. Shuning uchun ular dinamik ma'noda bog'langan elektronlar bo'lib, foton energiyasini to'liq yuta oladi. Agar foton energiyasi yetarlicha katta qiymatda bo'lsa, elektron uni metallda ushlab turgan kuchlarni yengib metallardan ajralib chiqadi. Eynshteynning tasavvurlariga muvofiq, yorug'lik fotonining hn energiyasi elektronni metallardan uzib chiqarish uchun ketgan A chiqish ishini bajarishga va unga kinetik energiya berishga sarflanadi. Bunday jarayonda energiyaning saqlanish qonuni amal qiladi, buni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$hn = A + \frac{mJ_{\max}^2}{2} \quad (2.8)$$

(2.8) tenglamada hn – yorug‘lik fotonining energiyasi, $\frac{mJ_{\max}^2}{2}$ –

elektronning metall dan chiqqandan keyingi maksimal kinetik energiyasi, m_e – elektron massasi, A – chiqish ishi. Chiqish ishi deb, elektronni metall da ushlab turgan kuchlarni yengib, metall dan chiqishi uchun sarflangan energiyaga aytiladi. Chiqish ishi metall ning turiga va metall sirtining holatiga bog‘liq.

(2.8) tenglamaga asosan fotoelektronning kinetik energiyasi faqat uni uzib chiqargan yorug‘lik fotonining energiyasiga bog‘liq bo‘lib, intensivlikka bog‘liq bo‘lmaydi.

(2.8) tenglama tashqi fotoeffekt uchun Eynshteyn tenglamasi deyiladi. *Tashqi fotoeffekt* deyishimizga sabab shundaki, yuqorida keltirilgan hollarda fotoelektronlar moddadan tashqariga ajralib chiqadi. Ba‘zi moddalarda esa, masalan yarimo‘tkazgichlarda fotonlar ta‘sirida valent zonadagi elektron bo‘sh zonadagi energetik sathlarga ko‘chadi. Bu jarayon tufayli elektron modda tashqarisiga chiqmasdan, uning ichida qoladi. Shuning uchun fotoeffektning bu turi *ichki fotoeffekt* deb ataladi.

Eynshteyn tenglamasi fotoeffektning barcha qonunlarini to‘liq tushuntira oladi. Xususan, (2.8) tenglamadan ko‘rinadiki, tushayotgan yorug‘lik fotonining energiyasi elektronning metall dan chiqish ishidan kichik bo‘lganda, ya‘ni $hn < A$ fotoeffekt sodir bo‘lmaydi. Bu esa fotoeffekt yuz berishi uchun qizil chegaraning mavjudligini ko‘rsatadi. Fotoeffekt amalga oshishi uchun lozim bo‘ladigan foton energiyasining eng kichik qiymati, (2.8) ifodaga asosan, elektronning metall dan chiqish ishining qiymatiga teng bo‘lishi kerak:

$$hn_q = A \quad (2.9)$$

Bu tenglikdan fotoeffektning *qizil chegarasi* – n_q aniqlanadi, ya‘ni $n_q = A/h$. Chegaraviy chastota – n_{ch} tajribada o‘lchanadi, chiqish ishi A esa $J_{\max} = 0$ bo‘lganda, (2.8) tenglama yordamida hisoblanadi. Eynshteyn tenglamasidan foydalanib, Plank doimiysi h ni aniqlash mumkin. Buning uchun yorug‘likning n chastotasini, A chiqish ishini tajribada topish va fotoelektronlarning kinetik energiyasini o‘lchash lozim. Bunday o‘lchash va hisoblashlardan Plank doimiysi uchun $h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$ qiymat hosil qilingan. (2.9) ifodaga asosan, *qizil*

chegara tushayotgan yorug‘lik intensivligiga mutlaqo bog‘liq emas, chunki yorug‘lik intensivligi undagi fotonlar sonini xarakterlaydi. Foton energiyasi esa faqat chastotaga bog‘liqdir. Chiqish ishi turli metallar uchun turlicha bo‘ladi va bir necha elektron volt ni tashkil qiladi. Kaliy, natriy va miss metallarida fotoeffektning qizil chegarasi (to‘lqin uzunliklarda) tegishlicha 551; 543 va 277 nm ga teng bo‘lganda chiqish ishi tegishlicha 2,25; 2,28 va 4,48 eV ni tashkil qiladi.

Eynshteyn tenglamasining asosida elektron faqat bitta fotonni yutadi degan tasavvur yotadi. Lekin intensivligi juda katta bo‘lgan yorug‘liklar uchun fotoeffekt qonunlari o‘z kuchini yo‘qotadi. Haqiqatdan ham intensivligi juda katta bo‘lgan yorug‘lik bilan tajriba olib borilayotgan bo‘lsa, metall dagi elektronga bir vaqtning o‘zida ikkita foton tushishi mumkin. Bu holda elektron yutgan energiya ikkala foton energiyalarining yig‘indisiga teng. Bunda sodir bo‘ladigan fotoeffekt ni *ko‘p fotonli fotoeffekt* deb ataladi. Tabiiyki, ko‘p fotonli fotoeffektning *qizil chegarasi* kichik chastotalar (katta to‘lqin uzunliklar) sohasiga siljiydi.

Fotoeffektning kvant nazariyasining muvaffiqiyati yorug‘likning kvant tabiatini namoyon qiluvchi isbotlardan biridir. Keyinchalik yorug‘likning kvant tabiati ko‘pgina tajribalarda ham tasdiqlandi.

2.4-§. Fotonlar

Foton – yorug‘likning *elementar zarrasi* deb tasavvur qilinadi. Issiqlik nurlanishi, fotoeffekt hodisalari foton tushunchasi asosida tushuntiriladi. Bu hodisalarni tushuntirishda yorug‘lik energiyasi (ya‘ni, elektromagnit energiya) fotonlarda mujassamlangan, yorug‘lik energiyasi fotonlar ko‘rinishida tarqaladi degan fikr asos qilib olingan. Foton energiyasi va tebranish chastotasi orasidagi bog‘lanish $E = hv$ munosabat bilan aniqlanadi. Energiya va massaning ekvivalent qonuni

$$E = mc^2, \quad (2.10)$$

ifodadan foydalanilgan holda foton massasini aniqlash mumkin:

$$m_f c^2 = hn \quad (2.11)$$

$$m_f = hn / c^2$$

Ikkinchi tomonidan, har qanday zarraning massasi uning tezligi bilan nisbiylik nazariyasi asosida quyidagicha bog'langan:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - J^2/c^2}} \quad (2.12)$$

(2.12) formuladan ko'rinadiki, zarra harakatsiz (ya'ni, $J=0$) holda bo'lganda, uning massasi m_0 ga teng, demak m_0 – zarraning tinch holatdagi massasidir. Tajribalarda tinch holatdagi massa m_0 o'lchanadi, chunki aksariyat hollarda $J \ll c$ (2.12) munosabat esa katta tezliklar bilan harakatlanayotgan zarralar uchun to'g'ri bo'ladi. U holda yorug'lik fotoni uchun (2.12) ifoda qanday bo'lishini ko'raylik. (2.8) dan

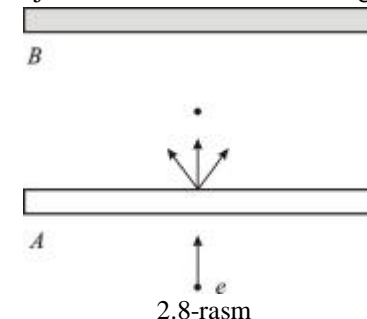
$$m_0 = m\sqrt{1 - J^2/c^2}. \quad (2.13)$$

Yorug'lik fotoni uchun $J=c$. (2.11) formuladan m_f ning qiymati chekli kattalik ekanligi ko'rinadi. Shuning uchun (2.13) ifoda asosida yorug'lik fotonining tinch holdagi massasi m_0 ning qiymati nolga teng bo'lishi kerak, degan xulosa chiqadi. Yoki boshqacha aytganda, yorug'lik fotoni "to'xtab qolsa", uning barcha xususiyatlari yo'qoladi, ya'ni massasi ham, energiyasi ham nolga teng bo'ladi. Fotonning "to'xtashi" deganda, uning biror jism tomonidan yutilishi tushuniladi. To'xtash jarayonida fotonning energiyasi (unga ekvivalent bo'lgan massasi) yutuvchi jismga o'tadi. Natijada yutuvchi jismning energiyasi (massasi) mos ravishda ortadi. Demak, yorug'lik fotonining boshqa zarralardan (masalan, elektron, proton, neytron, atom, molekula va h.k.)dan farqi shundaki, foton tinch holdagi massasiga ega bo'lmaydi, ya'ni uning tinch holatdagi massasi nolga teng. Foton faqat harakatlanish jarayonida mavjud bo'lib, uning tezligi yorug'lik tezligiga teng. Demak, foton harakatlanish jarayonida mavjud bo'lib, u energiya, massa va impulsiga ega bo'ladi, ya'ni:

$$\begin{aligned} \text{energiyasi} & E=hc\nu; \\ \text{massasi} & m_f=hc\nu/c^2; \\ \text{impulsi} & R_f=hc\nu/c. \end{aligned}$$

Fotonlarning mavjudligi bir qator tajribalarda tasdiqlandi. Bu tajribalardan biri 1922-yilda A.F.Ioffe va N.I.Dobronravovlar tomonidan o'tkazilgan tajribadir. Tajriba quyidagicha: yassi kondensatorning A va B qoplamalari orasida zaryadlangan vismut

(Bi) zarrasi «muallaq» vaziyatda turadi (2.8-rasm), ya'ni zarraning og'irlik kuchi zarraga teskari yo'nalishda ta'sir etuvchi elektr kuchi bilan muvozanatlashgan bo'ladi. Kondensator qoplamalaridan biri rentgen trubkasining anodi vazifasini bajaradi. Kichik intensivlikdagi elektronlar oqimi A anodga kelib urilgach, unda tormozlanadi. Natijada A dan bir sekundda mingga yaqin rentgen impulslari chiqariladi. Bu rentgen nurlari ta'sirida vismut zarrasi 30 minutlar davomida bir marta titrab muvozanatdan chiqqan. Hisoblarning ko'rsatishicha, shuncha vaqt (30 minut) ichida zarra yo'nalishida bitta rentgen kvanti



nurlanar ekan. Bu rentgen kvanti zarra bilan to'qnashgach, fotoeffekt hodisasi yuz beradi, ya'ni zarradan elektron ajralib chiqadi. Elektron ajralib chiqqani uchun zarraning zaryadi o'zgaradi va u muvozanat vaziyatidan chiqadi. Bunday tajribani shunday tushuntirish mumkin. Bu tajriba rentgen nurlarining jism bilan ta'sirlashuvi kvant xarakterga ega ekanligini tasdiqlaydi. Agar rentgen nurlari to'lqin tarzida tarqaladi deb qaralsa, zarradan elektronning ajralib chiqishi uchun kerak bo'ladigan energiya elektronning chiqish ishi qiymatiga yetguncha yig'ilishi kerak. Tajribada foydalanilgan rentgen nurlarining intensivligi kichik bo'lganligi uchun, bunday energiya har qancha vaqt o'tsa ham yig'ilmas ekan, buni hisoblashlar ko'rsatadi. V.I.Vavilovning fikriga ko'ra, yorug'lik oqimi ayrim fotonlarning yig'indisidan iborat bo'lsa, statistik fizika qonunlariga asosan fotonlarning fluktuasiyasi kuzatilishi kerak. Bu fikr 1933-1942 yillarda o'tkazilgan tajribalarda tasdiqlandi. Bu esa yorug'likning foton tabiatiga ega ekanligini isbotlovchi yana bir dalildir.

2.5-§. Kompton effekti

Mikrozarralarning korpuskulyar xususiyatga ega ekanligini tasdiqlaydigan hodisalardan biri 1923-yilda amerikalik fizik A.X.Kompton tomonidan kashf etildi va uning nomi bilan Kompton effekti deb ataldi. Kompton effekti hodisasi rentgen nurlarining sochilishi ustida Kompton tomonidan o'tkazilgan tajribalarda

aniqlandi. Kompton tajribasi rentgen nurlarining yadro bilan elektronlari kuchsiz bog'langan moddalarda (grafit, parafin va b.) sochilishini kuzatish orqali amalga oshirildi.

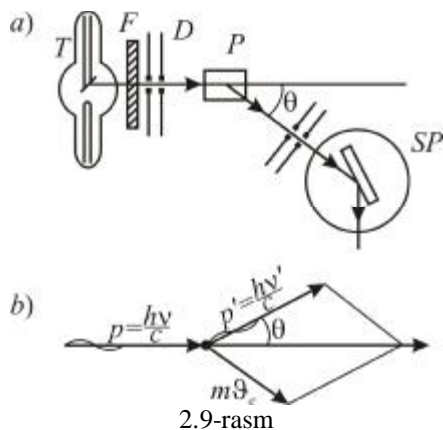
Tajriba sxemasi 2.9a-rasmda tasvirlangan. T – rentgen trubkasida hosil qilingan rentgen nurlanishlari F – filtr va D – diafragma yordamida ingichka monoxromatik dasta shakliga keltirilgan holda sochuvchi modda kristall P ga tushadi. K – kristalda ma'lum θ

burchak ostida sochilgan rentgen nurlanishining to'liq uzunligi SP spektrograf yordamida aniqlanadi. Tajriba natijalari asosida Kompton sochilgan rentgen nurlari dastasida ikkita to'liq uzunligi mavjudligini aniqladi: dastlabki rentgen nurlari to'liq uzunligi I va qo'shimcha to'liq uzunligi I' . I' to'liq uzunlik I to'liq uzunlikka qaraganda katta ($I' > I$). I' ning qiymati sochilish burchagi θ ga bog'liq bo'lib, sochuvchi modda tabiatiga bog'liq emas (θ – dastlabki va sochilgan rentgen nurlari dastalari yo'nalishlari orasidagi burchak). Tushayotgan dastlabki va sochilgan rentgen nurlari to'liq uzunliklari farqi ($\Delta I = I' - I$) ning sochilish burchagiga bog'liqligi quyidagi munosabat orqali aniqlanadi:

$$\Delta I = I' - I = 2K \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (2.14)$$

Bunda K – Kompton doimiysi.

Kompton 1923-yilda Dj.Djensining matematik hisoblashlariga asoslanib, rentgen nurlari haqida quyidagi g'oyani ilgari surdi: rentgen nurlari fotonlar oqimidan iborat bo'lib, boshqa zarralar kabi aniq impulsga ega. Fotonlarning elektronlarda sochilishi foton bilan elektron orasidagi elastik to'qnashuvdir (foton – tinchlikdagi massasi nolga teng bo'lgan zarra). Fotonlarning elektronlarda elastik sochilishi sababli rentgen nurlari to'liq uzunligining o'zgarishiga *Kompton effekti* deyiladi.



2.9-rasm

Kompton effekti shu vaqtda yuz beradiki, elektronga tushayotgan rentgen nurlarining energiyasi elektronning atomdagi bog'lanish energiyasidan katta bo'lganda. Bunday holda elektron erkin deb hisoblanishi mumkin. Rentgen nurlari elektron bilan elastik to'qnashganda o'z energiyasi va impulsining ma'lum qismini elektronga beradi. Kompton sochilishining energetik va burchak xarakteristikalarini elastik to'qnashuv uchun energiya va impuls saqlanish qonunlari orqali aniqlanadi.

Energiyasi hn bo'lgan rentgen fotoni elektron bilan elastik to'qnashib energiyasining bir qismini elektronga berganda, energiyasi hn' ga kamayadi, to'liq uzunligi esa I' ga ortadi, harakat yo'nalishi ham o'zgaradi. Bunday hodisani klassik to'liq nazariyasi asosida tushuntirib bo'lmaydi. Agar foton kvant mexanikasi nuqtai

nazaridan impulsi $P = \frac{h}{I}$ bo'lgan zarra deb va uning elektron bilan

ta'sirlashuvi elastik to'qnashuv qonunlari asosida qaralsa, Kompton effekti to'g'ri tushuntiriladi. Foton tinch holatdagi erkin elektronda elastik sochilayotgan bo'lsin. Bunday to'qnashuv sxemasi 2.9b-rasmda keltirilgan. Fotonning elektron bilan to'qnashuvigacha

energiyasi $E_f = hn$ va impulsi $P_f = \frac{hn}{c}$ bo'lsin. Tinch holatdagi

elektronning to'qnashuvigacha energiyasi $E_e = m_0c^2$ energiyaga va impulsi $P_e = 0$ bo'lsin. To'qnashuvda foton o'z energiyasining ma'lum qismini elektronga beradi. Natijada to'qnashuvdan so'ng elektron $E_e = mc^2$ energiyaga va $P' = mJ$ impulsiga ega bo'ladi (bu

formulalarda $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{J^2}{c^2}}}$). To'qnashuvdan so'ng foton $E'_f = hn'$

energiyaga va $P'_f = \frac{hn'}{c}$ impulsiga ega bo'ladi. Bunda foton

energiyasi va impulsi dastlab tushayotgan foton energiyasi va impulsidan kichik bo'ladi, to'liq uzunligi esa katta bo'ladi.

Foton va tinch holatdagi erkin elektronning elastik to'qnashuvi tufayli vujudga kelgan to'liq uzunligining o'zgarishi ΔI ni

aniqlashda elastik to‘qnashuv uchun energiya va impuls saqlanish qonuyelarini quyidagicha yozish mumkin:

$$E_f + E_e = E'_f + E'_e \quad (2.15)$$

$$P_f = P'_f + P'_e \quad (2.16)$$

(2.15) va (2.16) tenglamalar birgalikda yechilganda fotonning elektron bilan elastik to‘qnashuvda foton to‘lqin uzunligining o‘zgarishi Δl ni aniqlaydigan formula hosil bo‘ladi:

$$\Delta l = 2 \frac{h}{m_0 c} \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (2.17)$$

(2.14) va (2.17) formulalar taqqoslanganda $K = \frac{h}{m_0 c}$ ekanligi

ko‘rinadi. K – elektronning Kompton to‘lqin uzunligi deyiladi. Kompton o‘tkazgan tajribalarida elektronning to‘lqin uzunligi

$K = \frac{h}{m_0 c}$ kattalikni o‘lchashga muvaffaq bo‘ldi. K ning tajribada

aniqlangan qiymati $K=2,43 \cdot 10^{-10} m$. Tajribalarda elektronning Kompton to‘lqin uzunligi K rentgen nurlanishi to‘lqin uzunligidan kichikligi ko‘rsatildi. (2.17) formula orqali hisoblangan natijalar tajriba natijalari bilan mos keladi. Bu esa elektromagnit to‘lqinlarning korpuskulyar xususiyatga ega ekanligi haqidagi tasavvurlarning to‘g‘riligini isbotlaydi.

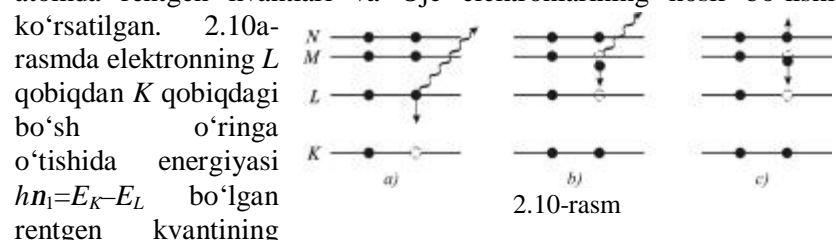
2.6-§. Oje elektronlari

Fotoelektrik yutilish yorug‘lik kvanti energiyasining atomning biror elektroniga berilishidan iborat. Bunday fotoeffekt hodisasida fotoelektron va ichki elektron qobig‘ida bo‘sh o‘rin hosil bo‘lgan atom vujudga keladi. Bo‘sh o‘rin yuqorigi elektron qobiqlardan o‘tgan elektron bilan to‘ldiriladi. Bunday o‘tishlarda ma‘lum energiyaga ega bo‘lgan xarakteristik rentgen nurlanishi chiqadi yoki bu nurlanish energiyasi atomning tashqi qobiqdagi elektroniga beriladi. Energiya olgan tashqi elektron atomdan ajralib chiqadi. Bunday jarayon *Oje effekti* deyiladi. Atomdan ajralgan elektronlar esa *Oje elektronlari* deyiladi. Oje elektronlari fotoeffekt tufayli

uyg‘ongan atomlarning sezilarli darajadagi energiyasini olib ketadi. Oje effekti, ayniqsa elektromagnit o‘tishlar man qilingan hollarda, masalan, O–O o‘tishlarda kuchli namoyon bo‘ladi.

Oje effektida oddiy ionlashgan atom o‘rniga ikki marta ionlashgan atom hosil bo‘ladi. K qobiqda bo‘sh qolgan o‘ringa L qobiqdan elektron o‘tishida hosil bo‘lgan rentgen nurlanishi kvantining energiyasi $hn=E_K-E_L$ bo‘ladi. L qobiqdagi bo‘sh o‘ringa M qobiqdan elektron o‘tishi mumkin. U vaqtda hosil bo‘lgan rentgen nurlanishi kvantining energiyasi $hn=E_L-E_M$ bo‘ladi.

2.10-rasmda fotoeffekt natijasida K -qobiq elektroni yo‘qotilgan atomda rentgen kvantlari va Oje elektronlarining hosil bo‘lishi



hosil bo‘lishi tasvirlangan. Agar L qobiqda bo‘sh o‘rin bo‘lsa, bu o‘ringa M qobiqdan elektron o‘tishida energiyasi $hn_2=E_L-E_M$ bo‘lgan rentgen kvanti hosil bo‘ladi (2.10b-rasm). Lekin rentgen kvanti hosil bo‘lishi o‘rniga L qobiqdagi bo‘sh o‘ringa M qobiq elektroni o‘tadi, ortiqcha energiya esa rentgen kvanti sifatida chiqarilmasdan, balki N qobiq elektroniga beriladi va bu elektron atomdan ajraladi (2.10c-rasm). Bu elektron *Oje elektroni* bo‘lib, uning energiyasi quyidagicha aniqlanadi:

$$E = E_L - E_M - E_N$$

Demak, rentgen nurlarining fotoeffekt hodisasini hosil qilishida bir marta va ikki marta ionlashgan atomlar, xarakteristik rentgen nurlari va Oje elektronlari hosil bo‘ladi.

Nazorat savollari

1. Tormozlanish rentgen nurlanishining hosil bo‘lishini tushuntiring.
2. Tormozlanish rentgen nurlanishining spektri qanday ko‘rinishda va spektrdagi egri chiziq nimani ifodalaydi?

3. Tormozlanishdagi rentgen spektrining I_{\min} qisqa to'liqlik chegarasi va tezlatuvchi kuchlanish U orasidagi bog'lanish qanday formula orqali ifodalangan?
4. Qisqa to'liqlik chegaraning mavjudligi nurlanishning qanday xossasidan kelib chiqadi?
5. Issiqlik nurlanishi spektridagi egri chiziq maksimumi qaysi vaqtda qisqa to'liqlik uzunliklar tomon siljiydi?
6. Fotoeffekt hodisasi qanday hodisa va u kim tomonidan ochilgan?
7. Stoletov qonunlarini tushuntiring.
8. Fotoeffektning qizil chegarasining formulasi qanday va uning mohiyati nimadan iborat?
9. Eynshteyn formulasini yozing va uni izohlab bering.
10. Fotoeffekt hodisasi qanday elektronlarda hosil bo'ladi?
11. Kompton effekti qanday hodisa hamda bu hodisani kim va qachon kuzatgan?
12. Kompton effekti qanday elektronlarda sodir bo'ladi?
13. Kompton sochilishda energiya va impuls saqlanish qonunlarini yozing va tushuntiring.
14. Kompton sochilishda to'liqlik uzunligining o'zgarishi qaysi formula orqali ifodalanadi?
15. Fotonlar qaysi vaqtda hosil bo'ladi va ularning tabiati qanday?
16. Oje elektronlarining hosil bo'lishini tushuntiring.
17. Fotoeffekt hodisasidan amalda qanday foydalaniladi?

III-BOB. ZARRALAR VA TO'LIQLAR

3.1-§. Mikro va makrozarralarning to'liqlik xususiyatlari

Kvant mexanikasida o'rganiladigan namunalarning (mikrozarralar – elektron, proton, neytron, yadro, atom va boshq.) chiziqli o'lchami $10^{-8} \div 10^{-15} m$ tartibidadir. Agar zarra $J \ll c$ tezlik bilan harakatlansa norelyativistik kvant mexanikasi bilan ish ko'riladi. Mikrozarralar ustida o'tkazilgan tajribalar shuni ko'rsatadiki, mikrozarralar ham to'liqlik ham zarra xossasiga ega. To'liqlik xossasi ularning tarqalish jarayonida (interferensiya, difraksiya hodisalari), zarra xossasi esa zarralarning o'zaro ta'sirida (fotoeffekt, kompton effekti va boshqalarda) namoyon bo'ladi. Oddiy ko'z bilan ko'rish mumkin bo'lgan zarralar *makrozarralar* deyiladi. Mikro va makrozarralar orasida muhim farq yo'q. Zarralarda to'liqlik xossalari namoyon bo'lishi uchun zarralar tarqalishi jarayonida paydo bo'ladigan to'liqlik uzunligi zarralar sochiladigan namunaning o'lchamidan katta bo'lishi kerak, ya'ni $l \gg d$ bo'lishi talab qilinadi. Bunda d – namunaning o'lchami, l – tarqalayotgan zarraning to'liqlik uzunligi. $l \gg d$ bo'lgan hollarda zarraning tarqalish jarayonida uning to'liqlik xossasi namoyon bo'ladi va bunda kvant mexanikasi qonunlarini tatbiq qilish mumkin. $d \gg l$ bo'lgan hollarda zarraning to'liqlik xossasi namoyon bo'lmaydi, bu holda kvant mexanikasini tatbiq qilish talab qilinmaydi. Makrozarralar harakatidagi to'liqlik uzunligi juda kichik bo'lib, uni hisobga olmaslik mumkin. Mikrozarralarning to'liqlik xossasiga ega ekanligini aniqlash maqsadida Devidson va Jermerlar tomonidan o'tkazilgan tajribalarda elektronlarning de-Broyl to'liqlik uzunligi $l = 1 \text{ \AA}$ tartibda bo'lgan. Elektronlar kristall panjara tugunlaridagi atomlarda sochiladi. Kristall panjara tugunlari orasidagi masofa $d \approx 1 \text{ \AA}$ tartibidadir. Shuning uchun ham Devidson va Jermer tajribalarida elektronlar difraksiyasi yaqqol namoyon bo'ladi. Zarralarning energiyasi oshirilganda, ularning to'liqlik uzunligi kamayadi. Energiyasi 1 GeV gacha tezlatilgan elektronlarning to'liqlik uzunligi $l = 10^{-13} sm$ tartibda bo'ladi. Bunday elektronlar kristalllarda sochilishida to'liqlik xossalari kuzatilmaydi, chunki kristall panjara tugunlari orasidagi masofa $d \approx 1 \text{ \AA} = 10^{-8} sm$, ya'ni $d \gg l$. Lekin agar shu elektronlar o'lchami $d \approx 10^{-13} cm$ bo'lgan

namunalardan sochilsa, ularning to'liqin xossalari namoyon bo'ladi. Shuning uchun ham o'lchami $R \approx 10^{-13} sm$ bo'lgan yadrolar va nuklonlar tuzilishini o'rganishda elektronlar energiyasi $1 GeV$ dan ortiq energiyagacha tezlashtiriladi.

Massasi $1 mg$ va tezligi $1 mk/sek$ bo'lgan makrozarraning (masalan, chang zarrasining) to'liqin uzunligini hisoblash mumkin:

$$l = \frac{2ph}{mJ} = \frac{6,6 \cdot 10^{-27}}{10^{-3} \cdot 10^{-4}} \approx 6,6 \cdot 10^{-20} sm$$

Bundan makrozarralarning to'liqin uzunligi hisobga olmaslik darajada kichik ekanligini ko'rish mumkin. Bunda makrozarralarning to'liqin xususiyati namoyon bo'lmaydi.

3.2-§. De-Broyl gipotezasi

Yorug'likning interferensiya, difraksiya hodisalarini hosil qilishi, uning to'liqin xususiyatiga ega ekanligini tasdiqlaydi. Yorug'likning fotoeffekt, kompton effekti hodisalarda ko'rinishi esa uning korpuskulyar (zarra) xususiyatga ega ekanligini ko'rsatadi. Shunday qilib, yorug'likning bir vaqtda ham to'liqin ham korpuskulyar xususiyatlarga, ya'ni to'liqin zarra dualizm xususiyatiga ega ekanligi aniqlangan. Bu xususiyatlar bir-birini istisno qilmaydi, balki bir-birini to'ldiradi. Yorug'likning ham to'liqin ham korpuskulyar xususiyatga ega bo'lishligi uzoq vaqtlargacha sezilarli bo'lmadi. Elektromagnit to'liqinlarning korpuskulyar xususiyatga ega ekanligi aniqlangandan so'ng moddiy zarralar ham to'liqin xususiyatiga egami, degan savol tug'iladi. Bu savolga kvant mexanikasi nazariyasining asoschilaridan biri fransuz fizigi Lui de-Broyl javob berdi. De-Broyl dualizm faqat optik hodisalarga xos xususiyat bo'lmay, balki universal ahamiyatga ega, degan fikrni ilgari surdi.

De-Broyl 1924-yilda barcha moddiy zarralar korpuskulyar xususiyatga ega bo'lishi bilan birga to'liqin xususiyatga ham ega, degan o'z gipotezasini taklif qildi. Endi zarraning korpuskulyar va to'liqin xususiyatlarini bog'lovchi munosabatlarni chiqarish kerak edi. De-Broyl to'liqin va korpuskulyar manzaralarning biridan ikkinchisiga o'tish qoidalarini moddiy zarralar holiga tatbiq etdi. Erkin fazoda J doimiy tezlik bilan harakatlanayotgan m massali moddiy zarra (masalan, elektron) mavjud bo'lsin. Korpuskulyar

manzarada zarra E energiya va P impuls bilan xarakterlanadi, to'liqin manzarada n chastota va l to'liqin uzunligi bilan aniqlanadi. Agar to'liqin va zarra manzaralar bitta namunaning turli jihatlarini bo'lsa, u holda ularni xarakterlovchi kattaliklar orasidagi bog'lanish quyidagi munosabatlar orqali ifodalanadi:

$$E = hn, \quad (3.1)$$

$$p = \frac{h}{l}, \quad (3.2)$$

yoki

$$E = hw, \quad (3.3)$$

$$P = hk. \quad (3.4)$$

Bu formulalarda h – Plank doimiysi, $h = 6,62 \cdot 10^{-34} Js$ yoki

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

P – zarra impulsi, E – zarra energiyasi, w – doiraviy chastota, $w = 2pn$; n – chiziqli chastota, l – de-Broyl to'liqin uzunligi, k – to'liqin vektori.

k ning absolyut qiymati:

$$|k| = \frac{1}{l}, \quad (3.4a)$$

(3.2) ifodadan:

$$l = \frac{h}{p}; \quad P = hk. \quad (3.4b)$$

Tinch holatdagi massasi nolga teng bo'lmagan zarralar uchun $P = mJ$, kichik tezliklar uchun m o'zgarasdir. Yorug'lik tezligi bilan taqqoslanuvchi tezliklar uchun relyativistik massa

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - b^2}} \text{ yoki } m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{J^2}{c^2}}}, \quad (3.5)$$

formula orqali tezlikka bog'liq bo'ladi. (3.5) formulada m – zarraning harakat jarayonidagi massasi, m_0 – zarraning tinch holatdagi massasi, J – zarra tezligi, c – yorug'lik tezligi. Tinchlikdagi massasi nolga teng bo'lmagan zarralar uchun de-Broyl to'liqin uzunligi

$$l = \frac{h}{mJ}. \quad (3.6)$$

Shunday qilib, de-Broyl gipotezasini quyidagicha ta'riflash mumkin: *m* massa va *E* energiyaga ega bo'lgan moddiy zarra korpuskulyar xususiyatga ega bo'lishi bilan birga to'liq xususiyatiga ham egadir. Zarralarning korpuskulyar va to'liq xususiyatlarini bog'lovchi (3.1), (3.2) yoki (3.3), (3.4) tenglamalar de-Broyl tenglamalari deyiladi.

3.3-§. De-Broyl to'liqlarining xususiyatlari

Mikrozarralarning harakati to'liqlar bilan ifodalanganda, ularning tarqalishi amalga oshadi. Fotonlarning tarqalishi, ya'ni yorug'likning *w* burchak chastotasi va *k* to'liq vektori bilan tarqalishi yassi to'liq bilan ifodalanadi:

$$y(r, t) = Ae^{-i(\omega t - kr)} \quad (3.7)$$

(3.7) formulada *w* va *k* ni (3.3) va (3.4) formulalar asosida energiya *E* va impuls *P* bilan almashtirilganda (3.7)ni quyidagicha yozish mumkin:

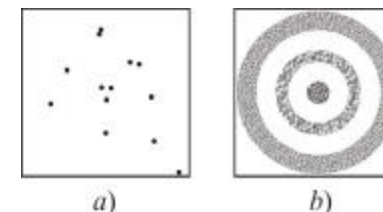
$$y(r, t) = Ae^{-\frac{i}{h}(Et - Pr)} \quad (3.8)$$

(3.8) da $i = \sqrt{-1}$ kompleks son, *A* – to'liq amplitudasi, *E* – zarraning energiyasi, *P* – zarraning impulsi.

(3.8) da keltirilgan fotonning to'liq funksiyasi yorug'lik to'liqidir. Zarralar uchun esa (3.8) ifoda de-Broyl yassi to'liqini deyiladi. Kvant mexanikasida to'liq funksiyasini “psi funksiya” deb ataladi. De-Broyl to'liqlari tarqaladi, interferensiya va difraksiya hodisalarini hosil qiladi.

De-Broyl to'liqlarining ehtimollik xususiyati. Zarralarning to'liq xususiyati ularning bir vaqtda birdaniga ko'p sonda bo'lib, harakat qilishida namoyon bo'ladi, degan fikr tug'ilishi mumkin. Lekin bunday emas. Olimlar Biberman, Sushkin, Fabrikantlar tomonidan o'tkazilgan tajribalarda elektronlar sochuvchi yupqa metall plastinka orqali bittadan o'tkazilgan va har bir sochilgan elektron fotoplastinkada qayd qilingan. Elektronlar fotoplastinkaning turli nuqtalariga tushgan, birinchi qarashda elektronlar butun

fotoplastinkaga tartibsiz taqsimlangandek ko'rinadi. Lekin ko'p sondagi elektronlar sochilishidan aniqlandiki, fotoplastinkaga tushgan elektronlar tasodifan taqsimlangan bo'lmasdan, balki intensivliklarning maksimum va minimumlarini hosil qiladi (3.1-rasm), ularning holati difraksiyon formulalar bilan hisoblanishi mumkin. Har bir alohida elektronning harakati difraksiyon manzara bilan aniqlanishi kuzatildi. De-Broyl to'liqlari va foton orasidagi yorug'lik to'liqini va foton orasidagi bog'lanishni qanday tushunish mumkin degan savol tug'iladi. Bor (3.8) ifodadagi de-Broyl to'liqini amplitudasi *A* ni fazoning ma'lum bir joyida zarrani topilish ehtimoliyati amplitudasi deb qarashni taklif qildi. *Ehtimoliyat amplitudasi* degan iborani shunday ma'noda tushunish kerakki, bunda zarraning topilish ehtimoliyati to'liq amplitudasi *A* bilan emas, balki amplituda moduli kvadrati $|A|^2$ bilan aniqlanadi.



3.1-rasm

De-Broyl to'liqlarining ehtimollik xossasi intensivligi kichik bo'lgan elektronlar dastasining difraksiyasida ham namoyon bo'ladi. Har bir alohida elektronlarning harakati difraksiyon manzara bilan aniqlanadi, lekin bu aniqlanishga ehtimoliyat bilan qaraladi. Alohida elektronning fotoplastinkaga tushish joyini oldindan aytish mumkin emas. Lekin sochilayotgan elektronlar sonining ortishi bilan ularning taqsimlanishi ehtimoliyatining taqsimlanish qonunidan, ya'ni $|A|^2$ dan oz farq qiladi. *y* funksiyaning ehtimoliyatli ma'nosi ba'zan noto'g'ri tushuniladi. Klassik fizika bo'yicha mikrozarra doim bir joyda bo'ladi, lekin bu joy bizga ma'lum emas, to'liq funksiyasi esa mikrozarra fazoning turli nuqtalarida topilish ehtimoliyatini ko'rsatadi, deb qarash mumkin emas. Bunday hol gazlarning klassik kinetik nazariyasida kuzatiladi. Bu nazariyada ma'lum vaqtda har bir zarraning o'z o'rnini bor, lekin zarralar soni ko'p, hammasini kuzatish mumkin emas, shuning uchun ularning faqat taqsimlanish ehtimoliyatini hisoblash mumkin. Bunday nuqtai nazar esa interferensiya hodisasiga qarama-qarshidir. Zarra turgan nuqtadan kelayotgan to'liqlarning Gyugens tamoyiliga asosan bir-birini ustiga tushishini qarash ma'noga ega emas. Interferension hisoblar hamma nuqtalarning to'liq teng huquqligini yoki tajribada har ikkala

tirqishning tengligini nazarda tutadi. Kvant fizikasida model tasavvurlari klassik fizikadagidek rol o'ynamaydi. Lekin, agar model tasavvurlari jihatidan qaralsa, y funksiya amplitudasi asosida elektronni fazoga *bo'yalgan* deb tasavvur qilish mumkin. Agar elektron modda bilan ta'sirlashsa, u xuddi bir nuqtaga "to'planib" bir butunligicha ta'sirlashadi. Ta'sirlashgandan so'ng elektron dastlabki y funksiya bilan ifodalanmaydi. Endi uning taqsimlanishi juda kichik bo'lib, fotoplastinkaning qoraygan qismlarida noldan farqli bo'ladi. Bunday *bo'yali*sh nima uchun klassik obyektlarda kuzatilmaydi? Nima uchun elektron ikkita tirqishdan o'tadi, futbol to'pi esa birdaniga ikkita darvozada bo'la olmaydi? Bu savollarga quyidagicha javob berish mumkin: to'pning harakatini ifodalovchi de-Broyl to'lqin uzunligi to'pning o'z o'lchamidan juda kichik. Shuning uchun to'pni *bo'yalgan* deb qarab bo'lmaydi va difraksiya hodisasini kuzatish mumkin emas.

Klassik mexanikada zarraning trayektoriyaga ega bo'lishi uning asosiy xossalardan biridir. Zarra ma'lum bir joyda bo'lgan vaqtda boshqa joylarda bo'la olmaydi. Klassik to'lqin optikasida, aksincha, to'lqin bir vaqtda fazoning ko'p joylarida bo'la oladi. Kvant nazariyasi tasavvurlariga asosan barcha mikrozaralar to'lqin singari bir vaqtda fazoning ko'p nuqtalarida bo'la oladi. Shuning uchun ham mikrozaralar (elektron, proton, foton va boshqalar) trayektoriyaga ega bo'la olmaydi. Lekin mikrozaralarda klassik zarralarning xarakteristikalarini bo'lgan zaryad, massa va energiya tushunchalari saqlanadi.

Tajribaning mikrozarra holatiga ta'siri. Elektronlar difraksiyasi ustida o'tkazilgan tajribada tirqishdan o'tgan har bir elektron fotoplastinkada qayd qilinadi va fotoplastinkada kumush bromidning biror kristallini qoraytiradi. Bu elektronlardan istalgani kumush bilan ta'sirlashganicha difraksion manzara ko'rinishida fazoga bo'yalgan bo'ladi. Ta'sirlashgandan keyin u endi bo'yalmagan, balki plastinkaning aniq bir nuqtasida bo'ladi. Demak, elektronning y funksiyasi ta'sirlashish natijasida o'zgardi. Tajribalar har doim mikrozaralar holatini o'zgartiradi. U vaqtda zarraning tajribadan oldingi holati emas, balki tajribadan keyingi holati aniqlanadi. Kumushning qorayishini aniqlash orqali elektronning plastinka bilan ta'sirlashgandan keyin uning qayerda bo'lish joyini bila olish

mumkin. Ta'sirlashishgacha zarraning holati murakkab difraksion manzara bilan ifodalangan bo'lsada, bu tajribada uni aniqlab bo'lmaydi. Buni tirqishdan o'tkazilgan katta sondagi elektronlarning taqsimlanishini kuzatgandan so'ng bilish mumkin bo'ladi. Mikrozaralar fizikasida har qanday tajriba, zarralar to'g'risida biror yangilikni bilishga urinish mikrozaralar holatini, ularning to'lqin funksiyasini o'zgartiradi. Makrodunyoda o'lchov qurollarining tekshiriladigan namunaga ta'siri juda kichik bo'lib, klassik fizikada bu ta'sirni hisobga olmaslik mumkin. Mikrounyoda esa bu ta'sir katta bo'lib, ko'pincha aniq bir ahamiyatga ega bo'ladi.

Yassi to'lqinlar va fazaviy tezlik. Optikadan ma'lumki, w – doiraviy chastota va k – to'lqin vektoriga ega bo'lgan yassi to'lqin kompleks ko'rinishda quyidagi funksiya orqali ifodalanadi:

$$y(r, t) = Ae^{-i(wt - kr)}$$

Bu formulada A – to'lqin amplitudasi.

Agar de-Broyl tenglamalari $E = \hbar w$ va $P = \hbar k$ hisobga olinsa, P impuls va E energiyaga ega bo'lgan mikrozaraning to'lqin xususiyati quyidagi yassi to'lqin funksiyasi bilan aniqlanadi:

$$y(r, t) = Ae^{-\frac{i}{\hbar}(Et - Pr)} \quad (3.9)$$

To'lqinning fazaviy tezligi deb, to'lqinning barcha nuqtalari doimiy faza bilan harakat qilgandagi tezligiga aytiladi. Agar x o'qi P vektor bo'yicha yo'nalgan bo'lsa, fazaning doimiylik sharti

$$Et - Px = const \quad (3.10)$$

bo'ladi. De-Broyl to'lqinlarining fazaviy tezligi (3.10) tenglamani vaqt bo'yicha differensiallash orqali hisoblanadi:

$$E - P \frac{dx}{dt} = 0 \quad (3.10a)$$

(3.10a)dan

$$\frac{dx}{dt} = J_f = \frac{E}{P} = \frac{mc^2}{mJ} = c \frac{c}{J}$$

yoki

$$J_f = \frac{c^2}{J} \quad (3.11)$$

(3.11) formulada J – zarraning tezligi, c – yorug‘lik tezligi. $J < c$ bo‘lganligi sababli de-Broyl to‘lqinlarining fazaviy tezligi yorug‘lik tezligidan katta bo‘ladi. Lekin bunday natija yorug‘lik tezligidan katta tezlik bo‘lishini taqiqlaydigan nisbiylik nazariyasi tushunchalari bilan qarama-qarshi bo‘la olmaydi. Chunki nisbiylik nazariyasi harakat tezligi orqali massa va energiya ko‘chiriladigan jarayonlar uchun to‘g‘ridir. Fazaviy tezlik esa zarraning massasi va energiyasining ko‘chirilish tezligi bilan bog‘liq bo‘lmagan tezlikdir. Fazaviy tezlik kuzatilmaydigan tezlikdir. Massa va energiyaning ko‘chirilishi zarraning o‘z tezligi bilan xarakterlanadi. Zarraning o‘z tezligi de-Broyl to‘lqinlarining guruh tezligi bilan aniqlanadi.

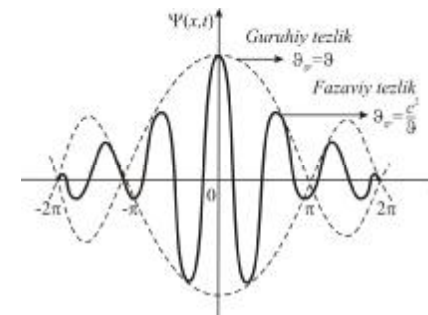
To‘lqin paket va guruh tezlik. Yassi to‘lqinlardan to‘lqinlar guruhini tuzish mumkin, ya‘ni to‘lqin soni k kichik oraliqda bo‘lgan to‘lqinlar to‘plamini tuzish mumkin. Boshlang‘ich holda zarraning holati bir-birining ustiga tushgan ko‘p sondagi yassi monoxromatik to‘lqinlar bilan ifodalanadi. Bu to‘lqinlarning har biri o‘z tezligi bilan harakat qiladi. Chastotasi har xil bo‘lgan yassi to‘lqinlar qo‘shilishidan hosil bo‘lgan va aniq bir maksimum amplitudaga ega bo‘lgan to‘lqinlar guruhi to‘lqin paket deyiladi. To‘lqin paket shunday tuzilmaki, vaqtning ma‘lum bir qiymatida fazoning kichik bir sohasida to‘lqinlar bir-birini kuchaytiradi. Bu sohadan tashqarida esa to‘lqin maydoni nolga teng bo‘ladi. Bunday to‘lqin paket zarraning o‘zidir. To‘lqin paketni chastotasi w_0 va amplitudasi $A(k)$ bo‘lgan bitta to‘lqin deb qarash mumkin. To‘lqin paket guruh tezlik bilan harakatlanadi. To‘lqin paketni, ya‘ni to‘lqinlar guruhini quyidagi to‘lqin funksiyasi orqali ifodalash mumkin:

$$y(x, t) = \frac{1}{2p} \int_{-\infty}^{\infty} A(k) e^{-i[w(k)t - kx]} dk. \quad (3.12)$$

Amplituda $A(k)$ to‘lqin sonlarining tor oralig‘i ($k_0 - e$, $k_0 + e$)da noldan farq qiladi, (3.12) ifodada $1/2p$ ko‘paytma Furye integrallarida qabul qilingan belgilashlar bilan mos keltirish uchun yozilgan.

Vaqt o‘tishi bilan to‘lqin paketining shakli va o‘lchami o‘zgaradi. Furye o‘zgartirishlaridan kelib chiqqan holda fazoda to‘lqin paketining uzunligi uchun quyidagicha xulosa qilish mumkin: (8.10) formulada amplituda $A(k)$ to‘lqin sonining qanchalik kichik

intervalida noldan farq qilsa, shunchalik to‘lqin paketning fazaviy o‘lchami katta bo‘ladi. 3.2-rasmda $t=0$ bo‘lgan vaqtda to‘lqin paket tasvirlangan. Punktir chizig‘i to‘lqin amplitudasining x koordinataga bog‘liqligini ifodalaydi. Rasmdan ko‘rinadiki, to‘lqin paket x o‘qning kichik qismida quyuvlashgan. To‘lqin paket bir joyda turmaydi, balki uning har bir maksimumi (qalin egri chizig‘i bilan ko‘rsatilgan) x o‘qi bo‘ylab guruh tezlik bilan harakatlanadi. Har bir maksimumning balandligi doimiy emas, ularning x o‘qi bo‘yicha harakatiga bog‘liq ravishda biri ortib borsa, ikkinchisi kamayib boradi.



3.2-rasm

intervalida noldan farq qilsa, shunchalik to‘lqin paketning fazaviy o‘lchami katta bo‘ladi. 3.2-rasmda $t=0$ bo‘lgan vaqtda to‘lqin paket tasvirlangan. Punktir chizig‘i to‘lqin amplitudasining x koordinataga bog‘liqligini ifodalaydi. Rasmdan ko‘rinadiki, to‘lqin paket x o‘qning kichik qismida quyuvlashgan. To‘lqin paket bir joyda turmaydi, balki uning har bir maksimumi (qalin egri chizig‘i bilan ko‘rsatilgan) x o‘qi bo‘ylab guruh tezlik bilan harakatlanadi. Har bir maksimumning balandligi doimiy emas, ularning x o‘qi bo‘yicha harakatiga bog‘liq ravishda biri ortib borsa, ikkinchisi kamayib boradi.

Guruh tezlikni hisoblash uchun (3.12) ifodani $t=0$ bo‘lgan hol uchun yozamiz:

$$y(x, 0) = \frac{1}{2p} \int_{-\infty}^{\infty} A(k) e^{ikx} dk, \quad (3.13)$$

$y(x, 0)$ boshlang‘ich $t=0$ bo‘lgan vaqtda fazoda to‘lqin paketni ifodalaydi.

(3.13) formuladan

$$\frac{1}{2p} \int_{-\infty}^{\infty} A(k) \exp \left[ik \left(x - \frac{dw_0}{dk_0} \cdot t \right) \right] dk = y \left(x - \frac{dw_0}{dk_0} t, 0 \right).$$

U vaqtda:

$$y(x, t) = y \left(x - \frac{dw_0}{dk_0} t, 0 \right) \exp \left[-i \left(w_0 - k_0 \frac{dw_0}{dk_0} \right) t \right] \quad (3.14)$$

Bu to‘lqin paketning amplitudasi quyidagicha:

$$|y(x, t)| = \left| \Psi \left(x - \frac{dw_0}{dk_0} t, 0 \right) \right|. \quad (3.15)$$

Demak, birinchi yaqinlashishda to'liqin o'z shaklini o'zgartirmasdan harakatlanadi. To'liqin paketning tezligi (3.15) ifodaning o'ng tomonini t bo'yicha differensiallash bilan aniqlanadi:

$$\frac{d}{dt} \left(x - \frac{dw_0}{dk_0} t \right) = 0 \quad (3.16)$$

Bu kattalik to'liqin paketning *guruhiy tezligi* deyiladi va quyidagi ifodaga teng bo'ladi:

$$J_{guruh} = \left. \frac{dw}{dk} \right|_{k=k_0} \cdot \quad (3.17)$$

De-Broyl to'liqinlari uchun guruh tezlik:

$$J_{guruh} = \frac{dw}{dk} = \frac{dE}{dP}, \quad (3.18)$$

formula bilan aniqlanadi. Agar energiya uchun

$$E = c\sqrt{P^2 + m_0^2 c^2},$$

ifoda hisobga olinsa, guruh tezlik:

$$J_{guruh} = \frac{cP}{\sqrt{P^2 + m_0^2 c^2}} = \frac{c^2 P}{E} = \frac{c^2 mJ}{(mc^2)} = J \quad (3.18a)$$

yoki

$$J_{guruh} = J \quad (3.19)$$

Demak, de-Broyl to'liqinlarining guruh tezligi xossasi shu to'liqinlar bilan aniqlanadigan zarra tezligiga teng. (3.8) va (3.19) formulalar taqqoslanganda, de-Broyl to'liqinlarining fazaviy va guruh tezliklari orasidagi muhim bog'lanish kelib chiqadi, ya'ni:

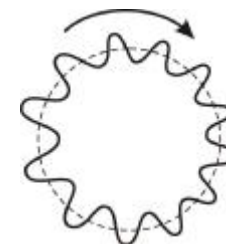
$$J_g \cdot J_f = c^2 \quad (3.20)$$

(3.18a) formula zarrani to'liqin paket sifatida tasavvur qilish mumkin degan fikrni tug'diradi. Bu fikr diqqatni jalb qiladi, chunki bir namunada to'liqin va zarrani birlashtiradi, lekin bu mumkin bo'lmaydi.

To'liqin paket gipotezasining kamchiligi. To'liqin paket gipotezasining to'g'ri emasligining sababi quyidagicha: zarra turg'un hosila hisoblanadi. U o'z harakati davomida o'zgarmaydi, o'z holida qoladi. Zarrani ifodalaydigan to'liqin paket ham vaqt o'tishi bilan o'z harakati davomida o'zining fazaviy shaklini, kengligini saqlashi

kerak. Lekin to'liqin paket bunday xossaga ega emas, u faqat birinchi yaqinlashishdagina o'zining shakli va kengligini saqlaydi. Vaqt o'tishi bilan esa to'liqin paket yoyilib ketadi, o'z shakli va kengligini saqlamaydi. Buning sababi paketni hosil qilgan to'liqinlarning fazaviy tezliklarining dispersiyasidir. Natijada tezroq harakatlanayotgan to'liqinlar ilgari ketadi, sekin harakatlanayotganlari esa o'rtacha tezlikli to'liqinlardan orqada qoladi. Shuning uchun zarrani to'liqin paket deb tasavvur qilish to'g'ri bo'lmaydi. Lekin bunday xulosa chiziqli tenlamalar bilan ifodalanadigan to'liqinlarga to'g'ri keladi. Chiziqsimas to'liqinlar uchun esa ahvol boshqacha, to'liqinlar qo'shilgan bo'lishi mumkin, bunday to'liqinlar fazoning kichik sohasida to'plangan bo'lib, shakl va o'lchamini o'zgartirmasdan harakatlanadi.

Kvantlash qoidasi. De-Broyl bir elektronli atom uchun Borning kvantlash qoidasi bo'lgan $L=n\hbar$ ifodani tushuntirishda fazaviy to'liqinlar haqidagi tasavvurlardan foydalandi. De-Broyl doiraviy orbita bo'ylab yadro atrofida harakatlanayotgan fazaviy to'liqinni ko'rib chiqdi. Agar orbita uzunligiga butun sondagi to'liqin uzunliklari joylashsa, u vaqtda yadroni aylanayotgan to'liqin har safar dastlabki fazasi va amplitudasi bilan oldingi holatiga qaytadi. Doiraviy orbitaning har bir nuqtasida doimiy tebranish hosil bo'ladi (3.3-rasm), bunda nurlanish bo'lmaydi. Bunday orbita stasionar bo'ladi. Agar yuqorida aytilgan shart bajarilmasa, yadro atrofini aylanayotgan to'liqinning fazasi va amplitudasi dastlabki qiymatini ola olmaydi, stasionar holat hosil bo'lmaydi. Ushbu mulohazalarga asosan de-Broyl orbitalarining stasionar bo'lishi shartini yoki kvantlash qoidasini quyidagicha ifodaladi:



3.3-rasm

$$2pR/l = n \text{ yoki } 2pR = n l, \quad (3.21)$$

R – doiraviy orbita radiusi, n – butun son (bosh kvant soni). $l = h/P = 2p\hbar/P$ ekanligi va elektronning harakat miqdor momenti $L = RP$ ($P = mJ$) hisobga olinsa,

$$L = n\hbar \quad (3.22)$$

ifoda hosil bo'ladi. (3.22) ifoda elektron orbitalarining stasionarlik sharti yoki kvantlash qoidasi deyiladi. Bu ifoda Borning kvantlash

sharti bilan mos keladi. Shunday qilib, (3.21) ifodaga asosan elektron orbitasi uzunligiga butun sondagi to'liq uzunliklari joylashsa, de-Broyl stasionar orbitalari hosil bo'ladi va nurlanish bo'lmaydi.

De-Broyl mulohazalarida to'liq fazoda tarqalmaydi, balki elektronning stasionar orbitasi uzunligi bo'ylab tarqaladi. Bunday ideallashtirish geometrik optikaga to'g'ri keladi. Bu yaqinlashish to'liq uzunligi elektron orbitasi radiusiga nisbatan kichik bo'lgan hollarda, ya'ni n kvant sonining katta qiymatlarida to'g'ri bo'ladi. Bu holda kvantlash masalasi asosiy bo'lmay qoladi. Bunday holda kvantlash masalasini hal qilish uchun geometrik optikani to'liq bilan almashtirish kerak bo'ladi. Bu vazifani Shryodinger bajardi.

Mikrozarralarning De-Broyl to'liq uzunliklari. U potentsiallar farqi bilan tezlashtirilgan elektronlar uchun impuls $P = \sqrt{2m_e eU}$ formula orqali aniqlanadi. U holda elektron uchun de-Broyl to'liq uzunligi I_e , $I = h/P$ formulaga asosan quyidagicha aniqlanadi:

$$I_e = h / \sqrt{2m_e eU} \quad (3.23)$$

yoki

$$I_e = \frac{2phc}{\sqrt{2m_e c^2 eU}}. \quad (3.23a)$$

Bunda $m_e c^2 = 511003 \text{ eV}$, $hc = 1,2399 \cdot 10^{-4} \text{ eV} \cdot \text{sm}$. U vaqtda elektron uchun de-Broyl to'liq uzunligini hisoblashning quyidagi amaliy formulasi hosil bo'ladi:

$$I_e = \sqrt{\frac{150,42}{U_{(B)}}} \cdot 10^{-8} \text{ sm} = \frac{1,2264}{\sqrt{U_{(B)}}} \text{ nm}. \quad (3.24)$$

(3.23a) formulaga son qiymatlarini qo'yib, I_e hisoblash mumkin:

$$I_e = \frac{2 \cdot 3,14 \cdot 1,05 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{sek} \cdot 3 \cdot 10^{10} \text{ sm} \cdot \text{sek}^{-1}}{\sqrt{2 \cdot 5 \cdot 10^5 \text{ eV} \cdot 50 \text{ eV} \cdot 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg} \cdot \text{eV}^{-1}}} =$$

$$= 1,6 \cdot 10^{-8} \text{ sm} = 1,6 \text{ nm} = 0,16 \text{ nm}$$

Proton uchun de-Broyl to'liq uzunligini hisoblash formulasi

$$I_p = \frac{0,02862}{\sqrt{U_{(B)}}} \text{ nm}. \quad (3.25)$$

Geliy atomi uchun de-Broyl to'liq uzunligini hisoblash formulasi:

$$I_{He} = \frac{1,26}{\sqrt{T}} \text{ nm}. \quad (3.26)$$

bunda T – absolyut temperatura ($m_{He} = 6,7 \cdot 10^{-24} \text{ g}$).

Issiq neytronlar uchun de-Broyl to'liq uzunligi:

$$I_n = \frac{2,52}{\sqrt{T}} \text{ nm}. \quad (3.27)$$

Vodorod molekulasini uchun de-Broyl to'liq uzunligini hisoblash formulasi:

$$I_{H_2} = \frac{1,78}{\sqrt{T}} \text{ nm}. \quad (3.27a)$$

Bu formulalardan ko'rinadiki, 100-10000 B potentsialgacha tezlashtirilgan elektronlar va uy temperaturasidagi geliy atomi, vodorod molekulasini, sekin neytronlar va boshqa yengil zarralar uchun de-Broyl to'liq uzunligi tartibi, yumshoq rentgen nurlari to'liq uzunligi tartibidadir.

3.4-§. De-Broyl gipotezasining tajribada tasdiqlanishi

Zarralarning de-Broyl to'liq uzunligi juda kichikdir. Energiyasi bir necha elektronvolt bo'lgan elektronlar uchun de-Broyl to'liq uzunligi 1 nm ga teng. Bu esa kristallarda atomlar orasidagi masofa bilan bir xildir. Shuning uchun elektronlarning to'liq xossasini ularning kristallarda difraksiya, interferensiya hodisalarini hosil qilishlarida kuzatish mumkin. De-Broyl gipotezasi bunday tajribalar orqali tez orada tasdiqlandi. 1927-yilda Nyu-Yorkda K.Devidson va L.Jermer, Aberdinada (Shotlandiya) P.Tomson va Rossiyada P.S.Tartakovskiylar tomonidan bir vaqtda tajribalar o'tkazildi. Bunday tajribalar 1949-yilda V.Fabrikant, L.Biberman va N.Sushkinlar tomonidan ham o'tkazildi. O'tkazilgan tajribalar faqat elektronlargina emas, balki har qanday moddiy zarralar, ya'ni atomlar, molekular, proton, neytronlar ham to'liq xossasiga ega ekanligini ko'rsatdi.

Zaryadi e va massasi m bo'lgan tinch holatdagi zarra U potentsiallar farqini o'tganda, J tezlikka ega bo'ladi. J tezlikni

norelyativistik $J \ll c$ holat uchun energiyaning saqlanish qonuni asosida quyidagi ifodadan aniqlash mumkin:

$$\frac{1}{2}mJ^2 = eU$$

Bundan

$$J = \sqrt{\frac{2eU}{m}}$$

De-Broyl to'liqin uzunligi

$$l = \frac{2ph}{\sqrt{2emU}}$$

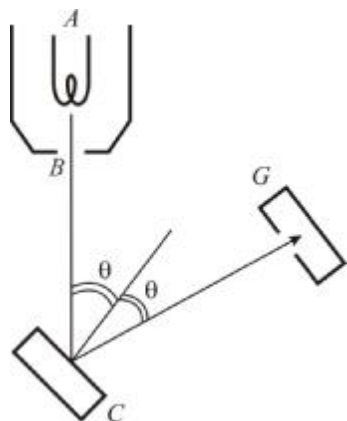
Bu formulalarda elektronning zaryadi $e=1,6 \cdot 10^{-19}$ Kl, massasi

$$m=9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}, \quad l = \sqrt{\frac{150}{U}} \cdot 10^{-10} \text{ m} = \frac{1,2}{\sqrt{U}} \text{ nm}.$$

Bu formuladan ko'rinadiki, elektron energiyasi bir necha elektron-volt bo'lganda de-Broyl to'liqin uzunligi 1 nm tartibda bo'ladi. Shuning uchun bunday energiyali elektronlarning to'liqin xossasini ularning kristallarda difraksiyasini kuzatish tajribalarida aniqlash mumkin.

3.4.1. Devisson va Jermer tajribalari

Zarralarning to'liqin xususiyati yaqqol namoyon bo'ladigan tajribalar Devisson va Jermer tomonidan o'tkazilgan. Bu tajribalarda nikel monokristallidan qaytgan elektronlar dastasining difraksiyasi kuzatilgan. Devisson va Jermer tajribalari sxemasi 3.4-rasmda keltirilgan. Elektron pushkada qizdirilgan A simdan chiqayotgan elektronlar dastasi A va B elektrodlar orasiga qo'yilgan U potentsiallar farqida tezlatiladi. B elektrod tirqishidan o'tgan elektronlar C nikel monokristalliga tushadi va unda sochiladi. Sochilgan elektronlarning intensivligi G galvanometr yordamida o'lchanadi. Birinchi tajribada nikel

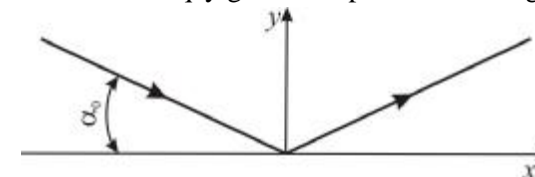


3.4-rasm

monokristalliga energiyasi bir necha o'n elektron-volt bo'lgan elektronlar yo'naltiriladi, so'ng elektronlarning kristall sirtiga tushish burchagini o'zgartirib, kristalldan qaytgan elektronlar dastasi intensivligining o'zgarishi qayd qilinadi. Qaytgan elektronlar dastasi intensivligining sirpanish burchagi a ga bog'liqligi 3.5-rasmda tasvirlangan. Rasmdagi diagrammada qaytgan elektronlar intensivligining maksimumi a_0 burchakka to'g'ri kelishi ko'rsatilgan (elektronlar parallel tekisliklardan qaytganda sirpanish burchagi

$$a = \frac{p}{2} - q$$

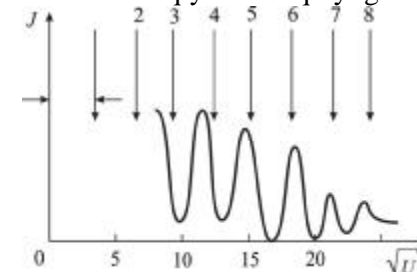
bo'ladi, q – elektronlarning kristall sirtiga tushish burchagi).



3.5-rasm

Ikkinchi tajribada elektronlarning nikel monokristalli sirtiga tushish burchagini o'zgartirmasdan kristalldan qaytgan elektronlar dastasi intensivligi tushayotgan elektronlar energiyasiga (ya'ni tezlatuvchi potentsiallar farqini o'zgartirib turgan holda) bog'liq ravishda o'lchandi. Kristalldan qaytgan elektronlar dastasining intensivligi galvanometr ko'rsatgan tok kuchiga qarab o'lchangan. Tajriba natijalari 3.6-rasmdagi diagrammada keltirilgan. Bu diagrammada egri chiziqlar elektronlarning sochilishida intensivliklarining taqsimlanishini ko'rsatadi. Absissa o'qiga \sqrt{U} ning qiymatlari, ordinata o'qiga sochilgan elektronlarning nisbiy intensivliklari qiymatlari qo'yilgan.

Devisson va Jermer tomonidan 1927-yilda o'tkazilgan bunday tajribalar natijalari elektronlar to'liqin xossalari namoyon bo'lishi sifatida tushuntirildi va bu natijalar de-Broyl formulasining to'g'riligini miqdoriy tasdiqladi.



3.6-rasm

Elektron to'liqlarining difraksiyasi nazariy tahlil qilinganda, elektronlar difraksiyasi rentgen nurlarining difraksiyasi bilan mos kelishi aniqlangan. Devisson va Jermer tajribalarida elektron-to'liqlar difraksiyasi Bregg usulidan foydalanib kuzatilgan.

Kristalldan qaytgan elektronlarning to'liq uzunligi

$$l = \frac{2p\hbar}{\sqrt{2meU}} \quad (3.28)$$

formula orqali hisoblanadi. Bu formulada $m=9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ – elektron massasi, $E=1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kulon}$ – elektron zaryadi, $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$, U – elektronlarni tezlatuvchi potentsiallar farqi. Bunday kattaliklarni (3.28) formulaga qo'yib hisoblaganda, formula quyidagi ko'rinishda yozilishi mumkin:

$$l = \left(\frac{1,226}{\sqrt{U}} \right) nm \quad (3.28a)$$

Kristalldan qaytgan elektronlar dastasi intensivligining maksimumi kuzatiladigan burchak Vulf-Bregg formulasidan aniqlanadi. Formuladan aniqlangan burchakni tajribada maksimum kuzatilgan a_0 burchak qiymati bilan taqqoslash de-Broyl formulasini tajriba natijalari bilan taqqoslashga imkon beradi. De-Broyl formulasi tajriba natijalarida yetarlicha to'liq tasdiqlangan.

Yuqorida qaralgan ikkinchi tajribada siljish burchagi a o'zgarmas bo'lganda qaytgan elektronlar intensivliklari maksimumlari

$$n\lambda_n = 2d \sin a \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (3.29)$$

shart bajarilganda kuzatiladi. (3.29) formulada a – siljish burchagi, d – kristallda atom tekisliklari orasidagi masofa, n – kristalldan qaytgan elektronlar intensivliklari maksimumlarining tartib raqami, λ – qaytgan elektronlar dastasining de-Broyl to'liq uzunligi. Nikel kristalli uchun d ning qiymati rentgen nurlarining difraksiyasini kuzatish tajribalaridan aniqlanadi. (3.28) formula hisobga olinganda (3.29) dan potentsiallar farqi uchun quyidagi ifodani yozish mumkin bo'ladi:

$$\sqrt{U} = \left(\frac{np}{d \sin a} \right) \frac{1}{\sqrt{2em}} \cdot n = \text{const} \cdot n \quad (3.30)$$

(3.30) formuladan ko'rinadiki, qaytgan elektronlar intensivliklarining maksimumlari bir-biridan potentsiallar farqining bir xil \sqrt{U} qiymatlarida hosil bo'ladi, ya'ni maksimumlar oralig'i bir xil bo'lib, \sqrt{U} ga teng. Maksimumlarning bir xil oraliqda hosil

bo'lishi elektronlarning sochilib qaytishini to'liq manzarasi to'g'ri ifodalashini ko'rsatadi. (3.30) formuladagi bog'lanish tajribada tasdiqlanadi. 3.6-rasmda keltirilgan diagrammada (3.30) formula orqali nazariy hisoblashlardan hosil qilingan maksimumlar vaziyati strelkalar bilan ko'rsatilgan, tajribada hosil qilingan maksimumlar vaziyati esa to'liq manzaradagi maksimumlar shaklida tasvirlangan. Nazariy hisoblashlardan hosil qilingan maksimumlarning vaziyati n ning katta qiymatlarida ($n=6,7,8,\dots$) tajribada kuzatilgan maksimumlar vaziyatiga mos keladi. n ning kichik qiymatlarida esa nazariy va tajribaviy maksimumlar vaziyatlari bir-biridan farq qiladi. Lekin elektronlar energiyasi ortib borishi bilan bu farq kamayib boradi. Tajribaviy va nazariy maksimumlar orasidagi farqning sababi Bete tomonidan tushuntirildi.

Bete kristallarda de-Broyl elektron to'liqlari uchun sindirish ko'rsatgichini hisobga olish kerakligini ko'rsatdi. Buni quyidagicha tushuntirdi. Metallning kristall panjarasidagi musbat zaryadli ionlar va manfiy zaryadli elektronlar oralig'i fazaviy mos kelmaydi. Shuning uchun metallda elektr maydoni mavjud bo'lib, uning potentsiali davriy ravishda o'zgarib turadi. Butun fazo uchun bu potentsialning o'rtachasini U_0 bilan belgilash mumkin. Bunday o'rtacha potentsial metallning ichki potentsiali deyiladi.

Agar tashqi fazo potentsiali nolga teng deb qaralsa, elektronlar metall ichkarisida ushlanib turishi uchun U_0 kattalik musbat bo'lishi kerak. Haqiqatdan ham bunday holda metall ichkarisida elektronning potentsial energiyasi manfiy bo'ladi, bunda elektron xuddi chuqurligi U_0 bo'lgan potentsial chuqurlikda bo'lgandek bo'ladi. Shunday qilib, tezlatilgan elektronning vakuumdan metallga o'tishida sindirish ko'rsatgichining ortishi ichki potentsialning mavjudligi orqali tushuntiriladi. Elektron tashqaridan metallga tushayotgan bo'lsin. Agar elektroni tezlatayotgan potentsial U bo'lsa, elektronning tezligi $J_1 \sim \sqrt{U}$ bo'ladi. Metall ichkarisida elektronning tezligi metallning ichki potentsiali U_0 ning ta'sirida ortadi, ya'ni $J_2 \sim \sqrt{U + U_0}$ bo'ladi. Shuning uchun metallga kirishda elektronning trayektoriyasi va u bilan bog'liq bo'lgan de-Broyl to'liqlari sinadi. Bunday jarayon uchun metallning nisbiy sindirish ko'rsatgichi quyidagicha ifodalanadi:

$$n_{21} = \frac{J_2}{J_1} = \sqrt{1 + \frac{U_0}{U}} \quad (3.30a)$$

Bunda J_2 – elektronning metallidagi tezligi, J_1 – elektronning vakuumdagi tezligi, n_{21} – elektron to‘lqinlarining sindirish ko‘rsatgichi. $n_{21} \equiv n$ deb belgilab olamiz. De-Broyl elektron to‘lqinlarining metall sirtiga tushishida sinishini hisobga olgan holda Vulf-Bregg formulasi (3.29) quyidagi ko‘rinishda yozilishi mumkin:

$$2dn \cos j = m\lambda \quad (3.30b)$$

(3.30b) formulada j – sinish burchagi, λ – elektronlarning metalldan tashqaridagi to‘lqin uzunligi, m – butun son ($m=1,2,3,\dots$) maksimumlar tartibi.

$$\cos j = \sqrt{1 - \sin^2 j} = \sqrt{1 - \sin^2 \frac{q}{n^2}}$$

ekanligini hisobga olgan holda (3.30b) formulani tushish burchagi q orqali ifodalash mumkin, ya‘ni

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 q} = m\lambda \quad (3.30d)$$

$\sin q = \cos a$ (a – siljish burchagi) bo‘lganligi uchun (3.30d) shartni quyidagi ko‘rinishda yozish mumkin:

$$2d\sqrt{n^2 - \cos^2 a} = m\lambda \quad (3.30e)$$

Bayon qilingan tushunchalarning to‘g‘riligi hisoblashlar orqali tasdiqlangan. Tajribada siljish burchagi a ning ma‘lum qiymatida tezlatuvchi potentsiallar farqining $m=3,4,5$ tartibdagi maksimumlar hosil bo‘ladigan qiymati o‘lchanadi. (3.28a) formula orqali bu maksimumlarga to‘g‘ri keladigan de-Broyl to‘lqin uzunliklari hisoblanadi. (3.30e) formuladan foydalanib, n – sindirish ko‘rsatgichi topiladi, (3.30a) formula orqali metallning ichki potentsiali U_0 aniqlanadi. U_0 faqat metall tabiatiga bog‘liqligi aniqlangan. Nikel metalli uchun $U_0 \approx 15$ V. Boshqa metallar uchun ham ichki potentsial shu qiymat atrofida ekanligi ko‘rsatilgan.

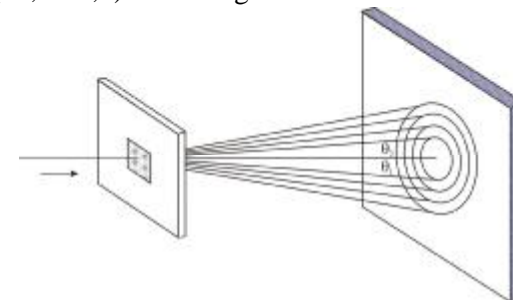
3.4.2. Tomson va Tartakovskiy tajribalari

Elektronlar difraksiyasini kuzatish uchun Tomson va Tartakovskiy Debay-Sherer usulidan foydalandilar. Bunda elektronlar dastasi polikristall metall plastinkadan o‘tkazilganda

sochilgan elektronlar fotoplastinkada difraksiyon xalqalarni hosil qilishi kerak.

Tomson va Tartakovskiy tajribalarida haqiqatdan ham difraksiyon xalqalar tizimi kuzatildi. 1927-yilda D.P.Tomson tajribani o‘tkazishda energiyasi (17,5-56,5)keV bo‘lgan tez elektronlardan foydalandi. Tomson tajribasi sxemasi 3.7-

rasmda keltirilgan. Energiyasi 10^4 eV bo‘lgan elektronlarning parallel dastasi qalinligi 10^{-5} sm bo‘lgan oltin folgaga yo‘naltirildi. Bunda Tomson ekranda bir qator difraksiyon

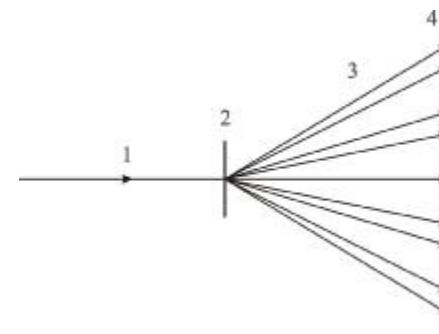


3.7-rasm

xalqalar hosil bo‘lishini kuzatadi. Elektronlarning sochilish burchaklari q_1, q_2, q_3 yorug‘lik nurlari difraksiyasining tenglamasi

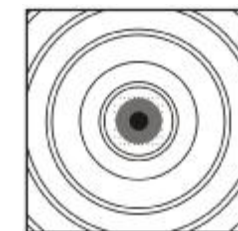
$$n\lambda = d \sin q \quad (n=1,2,3,\dots), \quad (3.31)$$

orqali aniqlanadigan burchaklarga to‘g‘ri keladi. q – tushayotgan elektronlar dastasi bilan difraksiyalangan elektronlar dastasi yo‘nalishlari orasidagi burchak. Tomson tajribasida elektronlarning kuzatilgan difraksiyasi, ularning to‘lqin xossasiga ega ekanligini tasdiqladi.



3.8-rasm

P.S.Tartakovskiy energiyasi 1,7 keV gacha bo‘lgan sekin elektronlar bilan tajriba o‘tkazdi. Tartakovskiy tajribasining sxemasi 3.8-rasm tasvirlangan. Elektronlar dastasi 1 yupqa polikristall metall varag‘iga 2 yo‘naltiriladi. Difraksiyalangan elektronlar dastalari 3 fotoplastinkada o‘z izlarini qoldiradi. Bunda hosil bo‘lgan elektronogramma 3.9-rasm



3.9-rasm

keltirilgan. Elektronogrammada ma'lum qonuniyat asosida navbat bilan joylashgan konsentrik aylanalarni ko'rish mumkin. Elektronlar dastasi kuchli qaytadi. Tajriba sharoitida d va l lar doimiy bo'lib, elektronlar qaytishi (3.31) shartni qanoatlantirgan q burchakda bo'ladi. Difraksion xalqalarning har bir nuqtasiga bir xil sondagi elektronlar kelib tushadi. Har bir xalqa, xalqa uzunligi bo'yicha o'z intensivligiga ega. Elektronogrammada difraksion xalqalar hosil bo'lishi, xalqalar joylashishini tahlil qilish de-Broyl gipotezasining to'g'riligini tasdiqladi.

De-Broyl gipotezasi elektronlardan tashqari, neytronlar, protonlar, atom va molekular uchun ham to'g'ri bo'ladi. 1929-yilda Shtern va Frishlar tomonidan geliy atomlari (difraksiyasi kuzatildi), 1931-yilda Jonson tomonidan molekular difraksiyalari kuzatildi. 1936-yilda magniy monokristallida neytronlar difraksiyasi hosil qilindi. Shunday qilib, ko'pchilik olimlar tomonidan o'tkazilgan tajribalarda de-Broyl gipotezasi tasdiqlandi. Shu bilan birga bu gipotezaning barcha moddiy zarralar (e , p , n , atom, molekula) uchun to'g'ri ekanligi isbotlandi.

3.5-§. De-Broyl to'liqlarining statistik talqini

Ma'lumki, zarralarni to'liq paketlar sifatida tekshirish muvaffaqiyatsizlikka duch kelgan edi. Paketlar yoyiladi va yo'qolib ketadi, *zarralar* bunday xossaga ega emas. Mikroskopik zarralarni to'liq paketlar sifatida qarash mumkin emasligini bildiruvchi mulohazalar ham mavjud. Elementar zarralarning zaruriy belgisi ularning bo'linmasligidir.

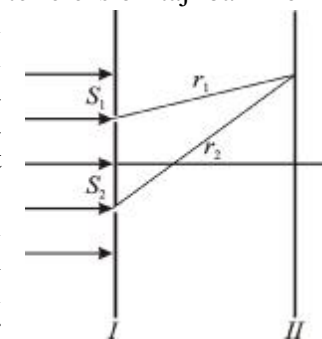
Manfiy elektr elektronlardan iborat deb qaralishining sababi zaryadlanish va razryadlanish jarayonida bir elektron yoki bir nechta elektron zaryadiga teng elektr miqdori uzatilishi mumkin. Xuddi shunday fotoeffekt qonunlarini tahlil qilish fotonlarning mavjudligini ko'rsatadi, chunki n chastotali monoxromatik yorug'lik energiyasi fotonlarning ulushlari shaklida emas, balki faqat energiyasi hn bo'lgan butun fotonlar sifatida tashishi va yorug'lik energiyasining yutilishida ham $h\nu$ energiyali butun fotonlar shaklida yutilishi ma'lum. Bunday hol zarralarning bo'linmasligini ko'rsatadi.

To'liqlar bunday bo'linmaslik xossasiga ega emas. To'liq turli fazaviy tezlikli ikki muhit chegarasida qaytgan va singan to'liqlarga ajraladi, kristall orqali o'tganda esa qator difraksion dastalarga ajraladi.

Agar elektronni to'liqlar to'plami deb qaraganimizda edi, u holda, masalan, elektronlar kristall orqali birin-ketin o'tadigan o'tadigan juda kuchsiz dastaning difraksiyasida har bir difraksion dasta faqat elektron bo'lagini olib yurishi kerak edi, haqiqatda esa bunday bo'lmaydi.

Agar qaytish, sinish, difraksiya kabi jarayonlarda zarralarning butunligi saqlansa, u holda ikki muhitning chegara sirtiga tushgan zarra qaytadi yoki ikkinchi muhitga o'tadi. Ammo bunday holda to'liqlar va zarralar orasidagi bog'lanish faqat statistik ravishda quyidagicha talqin qilinadi: to'liq intensivligining o'lchovi bo'lgan amplituda kvadratining ma'lum bir joydagi qiymati zarraning shu joyda topilish ehtimolyatining o'lchovi bo'ladi.

Buni tushuntirish uchun quyidagi interferension tajribani ko'rib chiqish mumkin. S_1 va S_2 ikkita tirqishli tiniqmas I ekranga yassi to'liq tushadi (3.10-rasm). Bunday holda yetarlicha uzoqdagi sezgir II ekranda yorug' va qorong'i yo'llar ketma-ketligidan iborat interferension manzara hosil bo'ladi. Bunday manzara to'liq nuqtai nazaridan tushuntirilishi kerak: chapdan ekran I ga yassi to'liq tushishini tasavvur qilish kerak, S_1 va S_2 tirqishlar bu holda ekrandan o'ng tomonda



3.10-rasm

tarqaluvchi va o'zaro interferensiyalanuvchi ikkita sferik Gyugens to'liqlarining markazlari bo'lib qoladi. Ekran II (fotoplastinka)ning bu to'liqlar yo'llari farqi ($r_2 - r_1$) nolga yoki juft sondagi yarim to'liq uzunlikka teng bo'ladigan joyida amplitudaning maksimumi, ya'ni yorug' yo'llar maksimumi hosil bo'ladi. To'liqlar yo'llari farqi ($r_2 - r_1$) toq sondagi yarim to'liq uzunlikka teng bo'lgan joyda to'liqlar interferensiyalashganda bir-birini so'ndiradi, amplituda nolga teng bo'lib, qorong'i yo'llar hosil bo'ladi. Elektronlar bo'linmas zarralar deb qaralganda, bu yorug' yo'llar hosil bo'lishini qanday tushunish mumkin? Tushadigan elektronlar dastasi juda zaif

deb tasavvur qilinsa, tajriba natijalari interferension manzara xarakterining intensivlikka bog'liq bo'lmashligini ko'rsatadi. Fotoplastinka ayrim elektronlar tushishini qayd qiladi, deb faraz qilinganda, elektronlarning zaif dastasi I ekran orqali o'tganda fotoplastinkada dastlab tartibsiz joylashgan ayrim qorong'i nuqtalar – elektronlarning urilish izlari paydo bo'lishi kerak. Elektronlar urilishi sonining interferension manzara maksimumlari bo'ladigan joylarda ko'proq bo'lishligini payqash mumkin. Tajriba uzoq vaqt davom ettirilganda, bu ayrim izlar interferension yo'llarni tashkil qilishi kerak. Shunday qilib, yorug' interferension yo'llar – elektronlar ko'proq tushadigan joylardir, qorong'i yo'llar esa elektronlar umuman tushmaydigan joylardir.

Endi ko'p sondagi elektronlar to'dasi emas, balki ayrim elektronlar qaralsa, u holda elektronning topilish ehtimoliyati to'lqin maydoni amplitudasi maksimum bo'lgan joyda maksimal bo'ladi, amplituda nolga teng bo'lgan joyda ehtimoliyat ham nolga teng bo'ladi. Ammo amplitudaning musbat ham, manfiy ham bo'la olishligi, ehtimoliyatining esa hamma vaqt musbat son bo'lishligi sababli ehtimoliyat amplituda kvadrati orqali ifodalanadi. De-Broyl to'lqinlarini shunday statistik talqin qilib, to'lqin paketlarni qulay tahlil usuli sifatida saqlash mumkin. Fazoning elektron biror muayyan paytda turgan joyini egallaydigan to'lqin paket tuzib, uni o'z holiga qo'yish mumkin. Paketning biror keyingi t paytdagi shakli topilsa, u yoki bu joydagi uning amplitudasi kvadrati elektronni shu joyda t vaqtda topilish ehtimoliyatiga proporsional bo'ladi.

Demak, zarralar ayrim hodisalarda to'lqin xususiyatini, ayrim hodisalarda esa zarra xususiyatini namoyon qiladigan materiyadir. Lekin klassik ma'noda to'lqin ham emas, zarra ham emas.

3.6-§. Noaniqlik munosabatlari

De-Broyl to'lqinlarining yuqorida qarab chiqilgan statistik talqini nazariy yo'l bilan olingan natijalarni tajribada olingan ma'lumotlar bilan bog'lashga imkon beradi. Bu yerda asosiy masala tajribadan olingan natijalarni tushuntirish uchun goh zarralar manzarasidan, goh to'lqinlar manzarasidan foydalanishga to'g'ri kelishidadir. Bir xil namunalarning o'zi Vilson kamerasi bilan o'tkazilgan tajribada keskin chegarali izlar qoldiradi, ya'ni o'zlarini trayektoriyalar

bo'yicha harakatlanuvchi snaryadlar singari tutadi, kristall varaqlari orqali o'tish tajribalarida esa ekranda yorug' va qorong'i xalqalar hosil qilib, interferensiya manzarasini beradi, ya'ni o'zlarini superpozitsiya tamoyiliga bo'ysinuvchi to'lqinlar kabi tutadi. Biroq zarralar va to'lqinlarning xossalari bir-biridan keskin farq qiladi. Lekin elektronlar o'ziga xos yagona tabiiatli bo'lganligi uchun ular zarra ham emas, to'lqin ham emas. Ularni ayrim hollarda to'lqin va ayrim hollarda zarralar manzarasi deb qaraladi. Shuning uchun klassik mexanikaning makrozarralarni xarakterlovchi tushunchalarini mikrozarralarga tatbiq qilishda qandaydir cheklashlar kiritilishi kerak.

Klassik mexanikada makrozarralar quyidagi asosiy xossalarga egadir: har qanday zarra vaqtning istalgan paytida fazoda aniq joyni egallaydi va ma'lum impulsga ega bo'ladi. Zarralar tizimining holati barcha koordinatalar va ularga mos barcha impulslar to'plami orqali xarakterlanadi. Mikrozarralarda to'lqin xossalarining mavjud bo'lishi mikrozarralar tizimi holatini bunday aniqlanish imkoniyatini cheklaydi. Bu cheklashlarni ko'rib chiqaylik.

Faraz qilaylik, mikrozarraning x o'qidagi vaziyati biror Δx noaniqlik bilan ma'lum bo'lsin, binobarin, zarra qayerdadir x_0 va $x_0 + \Delta x$ oralig'ida turadi deyish mumkin. Zarraning vaziyati biror Δx noaniqlik bilan ma'lum degan fakti to'lqin manzarada ko'rish mumkin. To'lqin funktsiya amplitudasi taxminan Δx ga teng kesmadagina noldan farq qiladi deb qaraladi. Bunday funktsiyani garmonik to'lqinlarni qo'shish yo'li bilan tuzish mumkin, lekin hosil bo'lgan to'lqin garmonik bo'lmaydi. Shuning uchun bu to'lqinni chastota n va to'lqin vektori k orqali ifodalab bo'lmaydi. Fazoda cheklangan to'lqin funktsiya to'lqin paketdan iborat bo'lib, uni sinusoidal to'lqinlarni qo'shish yo'li bilan tuzish uchun qiymatlari Δk oraliqda uzluksiz o'zgaradigan to'lqin vektori k bo'lgan to'lqinlarni qo'shish lozim. To'lqin paketning Δx kengligi va Δk oraliq o'rtasida munosabat quyidagi shart bilan ifodalanadi:

$$\Delta x \cdot \Delta k \geq 1. \quad (3.35)$$

Bu tengsizlikni ikkala tomonini Plank doimiysi h ga ko'paytirilsa va de-Broyl postulatiga asosan $hk_x = P_x$ ekanligi hisobga olinsa

$$\Delta x \cdot \Delta P_x \geq h \quad (3.36)$$

ifoda hosil bo'ladi. Δx – zarra koordinatasini aniqlashdagi noaniqlik, ΔP – zarra impulsini aniqlashdagi noaniqlik. (3.36) munosabat koordinata va impuls uchun Geyzenbergning noaniqlik munosabati deyiladi. Klassik mexanika nuqtai nazaridan bu munosabat zarra holatini, ya'ni zarraning koordinatasi x va impuls P ni aniqlashda mumkin bo'lgan Δx va ΔP noaniqliklari chegarasini bildiradi. (3.36) ifoda mikrozaralar korpuskulyar xossasi bilan birga to'liq xossasiga ham ega bo'lishligining matematik ifodasidir. (3.36) ifoda mikrozaraning koordinatasi va impuls P bir vaqtda aniq qiymatlarga ega bo'la olmasligini ko'rsatadi, ya'ni Δx va ΔP kattaliklari bir vaqtda nolga teng bo'la olmaydi.

Zarraning koordinatasi x qancha yuqori aniqlikda belgilangan bo'lsa, uning koordinatasi P_x shunchalik past aniqlikda belgilanadi va aksincha, ya'ni $\Delta x=0$ bo'lganda $\Delta P \rightarrow \infty$ va aksincha.

Zarraning koordinatasi x va impuls P bir vaqtda yuqori aniqlikda aniqlanadigan holati tabiatda yo'q. Noaniqlik munosabatlari 1927 yilda Geyzenberg tomonidan aniqlangan bo'lib, mikroolam qonuniyatlarini tushinishda va kvant mexanikasi yaratilishida muhim qadam bo'ldi.

Uch o'lchamli holatda klassik nuqtai nazardan zarra uchta koordinatalar x , y , z va ularga tegishli P_x , P_y , P_z impuls bilan xarakterlanadi. Bunday holatda Geyzenberg noaniqlik munosabatlari koordinatadagi noaniqlik va impulsning shu koordinata o'qiga proyeksiyasidagi noaniqlik orasidagi bog'lanishni ifodalaydi, ya'ni:

$$\Delta x \cdot \Delta P_x \geq h; \quad \Delta y \cdot \Delta P_y \geq h; \quad \Delta z \cdot \Delta P_z \geq h; \quad (3.37)$$

Tajribalar ko'rsatadiki, kvant sohasida olib boriladigan o'lchashlar klassik fizikadagi o'lchashlardan farq qiladi. Lekin har ikkala holatda ham o'lchash xatolari bo'ladi. Klassik fizika o'lchash usulini, texnikasini takomillashtirish bilan o'lchash xatolarini eng kichik qiymatga keltirish mumkin deb hisoblaydi. Aksincha, kvant fizikasiga asosan, o'lchash aniqligining muhim chegarasi bo'lishi kerak. Buni esa o'lchash usulini texnikasini takomillashtirish, yaxshilash bilan yo'qotib bo'lmaydi. Geyzenbergning noaniqlik munosabatlari esa ana shu aniqlik chegaralarini ko'rsatadi. Noaniqlik munosabatlaridan ayrim xulosalar kelib chiqadi:

1. Zarra to'liq ravishda tinch bo'ladigan holat bo'lishi mumkin emas. Klassik fizikada zarra impuls $P=mJ$ formula bilan aniqlanadi.

Tezlik J ni topish uchun qiymatlari yaqin bo'lgan t_1 va t_2 vaqtlar oraliqlarida zarraning x_1 va x_2 koordinatalari o'lchanadi va $(x_1-x_2)/(t_1-t_2)$ kattalik topiladi, chegaraviy o'tish $t_1 \rightarrow t_2$ bajariladi. Bunday usulni mikrozaraning oniy tezligini aniqlashga qo'llash mumkin emas. Haqiqatdan ham chegaraviy o'tish x_1 va x_2 larni aniq o'lchashni talab qiladi. Koordinatalarni aniq o'lchash esa zarralarning impulsini sezilarli darajada o'zgartiradi. Shuning uchun chegaraviy o'tish orqali zarraning biror holatida ham uning oniy tezligini topish mumkin emas. t_1 va t_2 vaqt oraliqlari (t_2-t_1) kattaroq qiymatda olinganda va x_1 hamda x_2 lar past oraliqda o'lchanganda, zarraning oniy tezligini topish mumkin bo'ladi. Bunday holda o'lchash xatolari zarra tezligining aniqlanishiga va $(x_2-x_1)/(t_2-t_1)$ kasr qiymatiga kamroq ta'sir qiladi. Bunday yo'l bilan zarra tezligining haqiqiy qiymati aniqlanmay, balki uning (t_2-t_1) vaqt oraliqidagi o'rtacha qiymati topiladi. Mikrozaraning impulsini zarraning kinetik energiyasi orqali (masalan, elektr maydonida o'tadigan potentsiallar farqi orqali) yoki difraksion qurilmada o'lchangan de-Broyl to'liq uzunligi orqali aniqlash mumkin.

2. Kvant mexanikasida to'liq energiya E ning kinetik va potentsial energiyalarga bo'linishi o'z ma'nosini yo'qotadi. Haqiqatdan ham bu kattaliklardan biri impuls, ikkinchisi esa koordinataga bog'liq. Noaniqlik munosabatlariga asosan bunday o'zgaruvchi kattaliklar bir vaqtda aniq qiymatlarga ega bo'la olmaydi. To'liq energiya E kinetik va potentsial energiyalarga bo'linmasdan, balki to'liq energiya sifatida o'lchanishi va aniqlanishi kerak.

3. Klassik nazariyada atom o'lchamini aniqlaydigan parametr yo'q edi. Aniqlik munosabatlari esa bunday parametrni aniqlashga imkon beradi. Misol tariqasida yadro zaryadi Ze bo'lgan vodorodsimon atomni qarash mumkin. Klassik nazariyaga asosan energiya saqlanish qonuni tenglamasi quyidagicha:

$$\frac{P^2}{2m} - \frac{Ze^2}{r} = const \quad (3.38)$$

Agar elektron dastlab cheksizlikda tinch holatda bo'lsa, u vaqtda $const=0$. Bu bilan P^2 aniqlanadi, u vaqtda (3.38)dan:

$$P^2 r^2 = 2mZe^2 r \quad (3.39)$$

Aniqlik munosabatlari quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\overline{\Delta x}^2 \overline{\Delta P}^2 \geq h^2 / 4. \quad (3.40)$$

Har qanday holda ham $\Delta r < r$; $\Delta P < P$, u vaqtda (3.40) ifodadan

$$P^2 r^2 > h^2 / 4. \quad (3.41)$$

(3.41)ni hisobga olgan holda (3.39)ni quyidagicha yozish mumkin:

$$2mZe^2 r > h^2 / 4. \quad (3.42)$$

(3.42) ifodadan esa

$$r > \frac{1}{Z} \frac{h^2}{8me^2} = \frac{1}{Z} \cdot 0,66 \cdot 10^{-9} \text{ sm}. \quad (3.43)$$

(3.43) formula atom o'lchami tartibini to'g'ri aniqlaydi. Lekin aniqlashda koeffitsiyentning son qiymatiga ahamiyat bermaslik karak, chunki (3.43) formula faqat atom o'lchamini baholay oladi. Baholash shuni ko'rsatadiki, yadroning Kulon maydonida elektronning yadroga tushishi mumkin emas. Agar bunday baholashni atom yadrosi o'lchamini aniqlashga tatbiq qilinsa (3.43) formuladan m o'rniga proton massasini qo'yish kerak. U vaqtda yadro radiusi uchun (3.43) ifodadagi qiymatdan 2000 marta kichik bo'lgan kattalik hosil bo'ladi (yadro o'lchami 10^{-13} sm), bu esa yadro hosil bo'lishi uchun Kulon kuchlari yetarli bo'lmasligini ko'rsatadi. Yadro ichida kuchliroq bo'lgan yadro kuchlari ta'sir qilishi kerak, bu kuchlar Kulon kuchlaridan taqriban 2 tartibga kattadir.

(3.35) ifodadagi munosabatlar kabi to'lqin nazariyasida chastota va vaqt noaniqligi uchun

$$\Delta t \cdot \Delta w \geq 2p \quad (3.44)$$

munosabat chiqariladi. (3.44)ning ma'nosi shundan iboratki, vaqt bilan chegaralangan to'lqiniy jarayon monoxromatik bo'la olmaydi. Agar to'lqiniy jarayon Δt vaqtga cho'zilsa, chastota chetlanishi Δw (3.44) ifodani qanoatlantiradi. Shuning uchun monoxromatik jarayonni kuzatishga kichik Δt vaqt ajratilsa, jarayonning chastotasi (3.44) ifodani qanoatlantiradigan xato bilan topiladi. Agar chastota w ni $e = \hbar w$ formula orqali aniqlanadigan energiya bilan taqqoslansa, u vaqtda (3.44) formula quyidagi ko'rinishga keladi.

$$\Delta t \cdot \Delta e \geq 2ph = h. \quad (3.45)$$

(3.45) formula zarra energiyasi va energiyani o'lchash vaqti uchun Geyzenberg noaniqlik munosabatlari deyiladi. (3.45) munosabat zarra energiyasini ΔE aniqlikda o'lchash uchun kamida

$\Delta t \sim \hbar / \Delta E$ vaqt o'tishini ko'rsatadi. Yoki boshqacha aytganda, agar tizim o'lchash jarayonida Δt vaqt davomida biror holatda mavjud bo'lsa, uning bu holatdagi energiyasi $\Delta E \sim \hbar / \Delta t$ noaniqlik bilan o'lchanadi. (3.45) munosabatga asosan energiyani o'lchash uchun ketgan vaqt Δt kichik bo'lsa, energiyani o'lchashdagi noaniqlik ΔE katta bo'ladi va aksincha.

Shunday qilib, ushbu bobda mikrozaralar tabiati haqida bayon qilingan mulohazalardan quyidagicha xulosalar qilish mumkin:

1. Mikrozaraning holati de-Broyl yassi to'lqin funksiyasi (y -funksiya) bilan ifodalanadi. To'lqin funksiyasi amplitudasi modulining kvadrati $|A|^2$ fazoning berilgan joyida zarraning topilish ehtimoliyatini ifodalaydi.

2. Mikrozaralar fazo bo'ylab "bo'yalgan" deb tasavvur qilinadi.

3. Mikrozaralar aniq trayektoriyaga (klassik tushunchadagi) ega bo'lmaydi. Mikrozaralarda klassik zarralarning xarakteristikalari bo'lgan massa, zaryad, energiya tushunchalari saqlanadi.

4. Mikroduyoning o'ziga xos xususiyati shundan iboratki, bunda tajriba yangicha tushuniladi. Mikrozaralar ustida o'tkazilgan tajriba mikrozaraning holatini o'zgartiradi. Zarraning tajriba o'tkazishgacha bo'lgan to'lqin funksiyasi, uning tajribadan keyingi to'lqin funksiyasidan farq qiladi.

5. Mikrozaraning J tezligi zarra holatini aniqlaydigan to'lqinlarning guruh tezligi J_g tezligi bilan mos keladi: $J = J_g$.

6. Mikrozarra bir vaqtning o'zida ham zarra, ham to'lqin xususiyatlarini mujassamlantirgan maxsus tabiatga ega bo'lgan materiyadir.

7. Mikrozarra klassik tasavvurlardagi zarraga ham, to'lqinga ham o'xshamaydi. Lekin ayrim hodisalarda (fotoeffekt, kompton effekti) zarra xususiyatini namoyon qiladi, ayrim hodisalarda esa (difraksiya, interferensiya) to'lqin xususiyatini namoyon qiladi.

8. Noaniqlik munosabatlari klassik mexanikadagi makrozarralarni xarakterlaydigan tushunchalarni mikrozaralarga tatbiq qilish chegaralarini bildiradi.

9. Mikrozaraning impulsi va koordinatasini bir vaqtning o'zida ixtiyoriy aniqlik bilan o'lchash mumkin emas, mikrozaraning koordinatasi aniqroq o'lchansa, uning impulsini kichikroq aniqlikda

o'lchash mumkin bo'ladi. Bunda Plank doimiysi barcha fizik o'lchamlarda chegaraviy faktor sifatida bo'ladi.

Nazorat savollari

1. Mikrozarralar holati qanday to'lqin funksiyasi bilan ifodalanadi?
2. De-Broyl gipotezasining mohiyati nima?
3. Mikrozarralarda klassik zarraning qaysi xarakteristikalari saqlanadi?
4. De-Broyl tenglamalarini tushuntiring.
5. Fazoning berilgan joyida mikrozarraning topilish ehtimoliyati qaysi kattalik bilan aniqlanadi?
6. Mikrozarra qanday tezlik bilan harakatlanadi?
7. De-Broyl gipotezasi tasdiqlanadigan tajribalarni tushuntiring?
8. Elektron, proton uchun de-Broyl to'lqin uzunliklari formulalarini yozing va tushuntiring.
9. Noaniqlik munosabati nima sababdan kiritilgan va uning mohiyati nima?
10. Impuls va koordinata uchun noaniqlik munosabati qaysi formula bilan ifodalanadi?
11. Energiya uchun noaniqlik munosabatini yozing va izohlang.

IV-BOB. ATOM TUZILISHINING MODELLARI. VODOROD ATOMINING BOR NAZARIYASI

4.1-§. Atom tuzilishining modellari

Qadimgi grek faylasuflari Levkipp va Demokritlarning ta'limotiga asosan, atom – moddaning bo'linmas zarrasi bo'lib, sezgi organlar seza olmaydigan darajada kichik o'lchamga ega degan tasavvurlar fanda uzoq vaqtgacha hukm surdi. "Atom" so'zi grekcha "atomos" so'zidan olingan bo'lib, "bo'linmas" degan ma'noni bildiradi.

XIX asrning oxirlarida o'tkazilgan bir qator olamshumul tajribalar natijalari atomning murakkab tuzilishga ega ekanligi to'g'risidagi fikrlarni oydinlashtirdi.

XX asr boshlarida atomlarning mavjudligi, ularning o'lchami $10^{-8}sm$ tartibda bo'lgan murakkab elektr tizimidan iboratligi, atomda musbat va manfiy zaryadlar mavjudligi, manfiy zaryadlarni tashuvchilar elektronlar ekanligi aniqlangan edi. Lekin musbat zaryadlarni tashuvchilar (protonlar) hali noaniq, musbat ionlar mavjudligi esa ma'lum edi. Kun tartibida atom tuzilishini aniqlash vazifasi turar edi. Atom tarkibidagi musbat va manfiy zaryadlar o'zaro kompensasiyalanishi sababli atom bir butun holda neytraldir. Atom tuzilishining ikkita nazariy modeli mavjud edi. Birinchisi 1901-yilda J.Tomson tomonidan taklif qilingan. Bu modelga asosan atom musbat zaryadlangan sfera bo'lib, manfiy zaryadli elektronlar sfera sirti bo'ylab taqsimlangan. Elektronlar musbat zaryadlangan sfera elementi bilan Kulon qonuni bo'yicha o'zaro ta'sirlashadi. Elektronlar o'z muvozanati atrofida tebranishida atom energiya nurlaydi. Ikkinchi modelga asosan atom Quyosh tizimi tuzilishi singari tuzilgan. Bu atom tuzilishining planetar modeli edi. Planetar model to'g'risidagi dastlabki tasavvurlar 1903-yilda Kelvin va X.Nagaoka tomonidan aytilgan. Bu modelga asosan atomning markazida musbat zaryadlangan yadro joylashgan bo'lib, uning atrofida elektronlar planetalar singari harakatlanadi. Elektronlar yadroning Kulon tortishish kuchlari orqali ushlab turiladi. Atomning turg'unligini tushuntirishda bu har ikki nazariy model ham ma'lum qiyinchiliklarga uchradi. Atom tuzilishi haqiqatan ham qanday ekanligini bilish uchun tajribalar o'tkazish talab qilindi. Bunday

tajribalar 1911 yilda ingliz fiziki E.Rezerford tomonidan o'tkazildi. Atom tuzilishi to'g'risidagi tajribalarga batafsilroq to'xtaymiz.

4.2-§. Atom tuzilishining Tomson modeli

1897 yilda J.Tomson tomonidan elektron kashf qilindi. 1901 yilda esa Tomson atom tuzilishining birinchi modelini taklif qildi. Tomson modeliga asosan atom musbat zaryadlangan sfera bo'lib, unda manfiy zaryadlangan elektronlar taqsimlangan. Sferaning yig'indi musbat zaryadi elektronlarning yig'indi manfiy zaryadiga teng bo'lib, atom sistemasi bir butun holda neytraldir.

Musbat zaryadlangan sferaning o'lchami butun atomning radiusi tartibida, ya'ni $10^{-10}m$. Atomning nurlanishi elektronlarning muvozanat holatlari atrofida kichik tebranishlari natijasida hosil bo'ladi. Tomson modelida atomga tushgan alfa-(α) zarra juda kichik burchakka og'adi (4.1-rasm).

Bu esa Tomson atomi ichkarisida elektr maydonining kuchsiz ekanligini ko'rsatadi. Bir tekis zaryadlangan sfera ichidagi maydon kuchlanganligi quyidagi formula orqali aniqlanadi:

$$E(r) = \frac{e}{R^3} r \quad (0 \leq r \leq R). \quad (4.1)$$

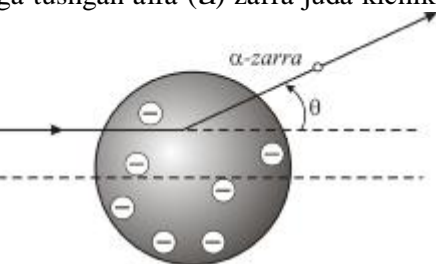
Bu formulada e – sfera zaryadi, R – uning radiusi, r – elektronning muvozanat holatdan chetlanishi. Muvozanat holatdan (sfera markazidan) r – oraliqda turgan elektronga ta'sir etadigan kvazielastik kuch quyidagicha ifodalanadi:

$$f = (-e)E = -\frac{e^2}{R^3} r = -kr \quad (4.2)$$

Biror yo'l bilan muvozanat holatdan chiqarilgan elektron

$$w = \sqrt{\frac{k}{m}} = \sqrt{\frac{e^2}{mR^3}}, \quad (4.3)$$

chastota bilan tebranadi.



4.1-rasm

(4.3) formulada m – elektron massasi, R – atom radiusi, e – elektron zaryadi. Tomson modelidan foydalanib atom radiusi (o'lchami) aniqlangan. (4.3) formuladan:

$$R = \left(\frac{e^2}{mW^2} \right)^{1/3}. \quad (4.4)$$

Spektrning ko'rinadigan sohasida $\lambda=6 \cdot 10^{-5}sm$ to'lqin uzunligiga, $w=3 \cdot 10^{15} s^{-1}$ chastota mos keladi. U vaqtda (4.4)ga asosan atom radiusini hisoblash mumkin ($e=1,6 \cdot 10^{-19} Kl$, $m=9,11 \cdot 10^{-31} kg$).

$$R = \left(\frac{2,56 \cdot 10^{-38}}{9,11 \cdot 10^{-31} \cdot 9 \cdot 10^{30}} \right)^{1/3} \approx 3 \cdot 10^{-10} m.$$

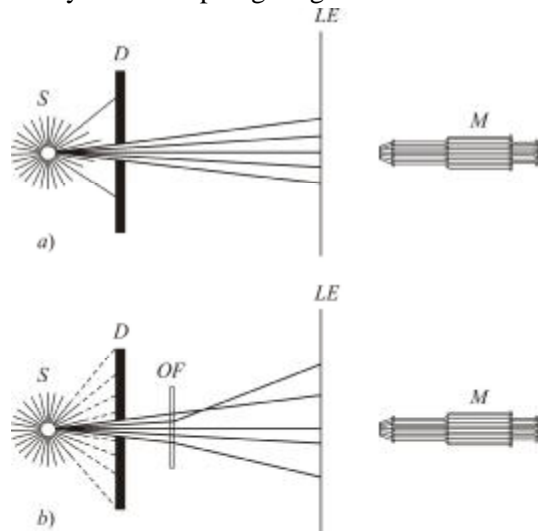
R ning bu qiymati atomning gazokinetik o'lchamiga to'g'ri keladi. Buni Tomson modelining tasdig'i ham deyish mumkin. Keyinchalik Tomson modelining yaroqsizligi aniqlandi. Tomson modeli hozirgi vaqtda atom tuzilishi haqidagi tasavvurlarning rivojlanish bosqichlaridan biri sifatida tarixiy ahamiyatga egadir.

4.3-§. Rezerford tajribalari

1911-yilda Tomsonning sobiq assistenti professor Ernest Rezerford o'zining shogirdlari Gans Geyger va Ernest Marsdenlar bilan alfa zarralarning yupqa metall folgalarda sochilishi ustida bir qator tajribalar o'tkazdi. Bunday tajribalar atom tuzilishining Tomson modeli yaroqsiz ekanligini ko'rsatdi. Bu esa Rezerfordning atom tuzilishi to'g'risidagi faraziga asos bo'ldi: atom diametri juda kichik ($10^{-14} m$), atomning barcha musbat zaryadi va massasining katta qismi to'plangan yadrodan iborat bo'lib, yadro (yadro – “mag'iz” degan ma'noni bildiradi) manfiy zaryadlangan elektronlar buluti bilan o'ralgan. Atomning o'zining o'lchami $10^{-10} m$ tartibidadir. Atomning neytralligi esa elektronlarning manfiy zaryadi yadroning musbat zaryadiga tengligidan kelib chiqadi. Alfa zarralarning sochilishi ustida o'tkazilgan tajribalarda Rezerford yupqa oltin folgasini ($Z=79$) ^{214}Po yemirilishida hosil bo'ladigan alfa zarralar bilan bombardimon qildi. Folgadan o'tayotganda sochilgan alfa zarralarning sochilish burchagini aniqlagan holda, alfa zarrani sochayotgan nishon atomlarning (oltin atomlarining) tuzilishini

aniqlash mumkin edi. Alfa zarra geliy atomi yadrosi bo'lib, ikki proton va ikki neytrondan iborat. Rezerford va Tomas Royds 1909 yilda alfa zarra zaryadi $2e$ ga teng ekanligini aniqlagan edilar. Rezerford o'z modeli va Tomson modeli asosida sochilish burchagi θ ni nazariy hisobladi. Natijalarini tajriba natijalari bilan taqqosladi. Tomson modelida atomga tushgan alfa zarra dastlabki yo'nalishidan ahamiyatsiz bo'lgan juda kichik burchakka og'adi, bu esa atom ichida elektr maydonining nisbatan kuchsiz ekanligini ko'rsatadi. Rezerford atomida alfa zarralarning dastlabki yo'nalishidan og'ish burchagi kattaligi kuzatiladi. Buning sababi atomning barcha musbat zaryadi $+Ze$ kichik hajmda – yadroga to'planganligidir.

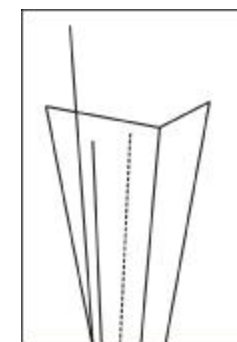
Rezerford o'z tajribalarida radioaktiv poloniy-214 yemirinishida hosil bo'ladigan energiyasi $7,68 \text{ MeV}$ bo'lgan alfa-zarralardan foydalandi. Alfa-zarralarning parallel dastasi vakuumda qalinligi $6 \cdot 10^{-7} \text{ mikron}$ bo'lgan oltin folgaga yo'naltirilgan va unda sochilishi kuzatilgan. Rezerford tajribasi sxemasi 4.2-rasmda keltirilgan.



4.2-rasm

Alfa-zarralar manbai (S) oldiga markazida tirqishi bo'lgan diafragma (D) qo'yilgan. Manbadan chiqqan alfa-zarralarning tirqishga tushganlari tirqishdan dasta ko'rinishida chiqib lyuminessensiyali ekranga (LE) tushadi. Ekran rux sulfidi (ZnS) bilan qoplangan. Ekraning har bir alfa-zarra kelib urilgan joyida yorug' dog'lar-chaqnashlar (ssintillyasiya) hosil bo'lishi kuzatiladi. Bir sekundda ekranga tushayotgan alfa-zarralar soni juda ko'p bo'lganligi uchun ularning hosil qilgan yorug' dog'lari qo'shib bir-birini qoplagan markaziy yorug' dog'ni hosil qiladi (4.2a-rasm). Endi ekran oldiga qalinligi $6 \cdot 10^{-7} \text{ mikron}$ bo'lgan oltin folga (OF) joylashtiriladi (4.2b-rasm).

Alfa-zarralar oltin folgadan o'tib ekranga tushadi. Oltin folga bo'lmaganda ekranda hosil bo'lgan markaziy yorug' dog' intensivligi oz bo'lsada kamayadi. Ekranda alfa-zarralar dastasi hosil qilgan markaziy yorug' dog'dan tashqarida boshqa yorug' dog'lar ham hosil bo'ladi. Bu yorug' dog'larni oltin folgadan o'tayotganda o'z harakat yo'nalishini o'zgartirgan, ya'ni oltin folga atomlarida sochilgan alfa-zarralar hosil qiladi. Ekranda hosil bo'lgan yorug' dog'lar lupa yoki mikroskop (M) orqali kuzatiladi. Bu tajribada quyidagi hollar muhimdir: oltin atomining diametri $3 \cdot 10^{-10} \text{ m}$, u vaqtda qalinligi $6 \cdot 10^{-7} \text{ m}$ bo'lgan oltin folgada 3300 atom qatlami bo'lib, bunda atomlar zich joylashadi. Shuning uchun alfa-zarralar oltin folgadan o'tganda taqriban 3000 ta oltin atomlari bilan to'qnashadi. Alfa-zarralarning ko'pchilik qismi folgadan o'tganda oltin atomlarida 1÷3 daraja bo'lgan kichik burchaklarda sochilishi kuzatilgan. Lekin sochilgan alfa-zarralar orasida 150° burchakgacha yetadigan katta burchaklarda sochilgan alfa-zarralar mavjudligi ham aniqlangan. Bunday katta burchaklarda sochiladigan alfa-zarralar soni juda oz bo'lgan. Masalan, folgaga tushgan 8000 ta alfa-zarradan faqat bitta alfa-zarra 90° dan katta burchakka sochilgan. Katta tezlikdagi alfa-zarrani katta burchakka og'dirish uchun unga katta kuch bilan ta'sir qilish kerak. Rezerford tajribada kuzatilgan natijalardan quyidagi xulosaga keldi: har bir katta burchakka sochilish, bu qandaydir biror nuqtaviy kuch markazining unga yaqin masofada uchib o'tayotgan alfa-zarra bilan yakka ta'sirlashuvi natijasidir. Bunday kuch markazi esa musbat zaryadlangan atom yadrosi edi. Demak, atomga tushgan alfa-zarralarning atomda katta burchakka sochilishi atom ichida musbat zaryadning juda kichik hajmda to'planganligini va uning kuchli elektr maydonini hosil qilishini ko'rsatadi. Alfa-zarra o'zi geliy atomi yadrosidir. Bu ikki yadro orasidagi elektrostatik o'zaro ta'sirlashuv alfa-zarraning katta burchaklarda sochilishiga sabab bo'ladi. Alfa-zarralarning o'z harakati yo'nalishidan og'ishini (sochilishini) ularning Vilson kamerasidagi izlarining fotosuratlaridan ko'rish mumkin (4.3-rasm).



4.3-rasm

Alfa-zarralarning o'z harakati yo'nalishidan og'ishini (sochilishini) ularning Vilson kamerasidagi izlarining fotosuratlaridan ko'rish mumkin (4.3-rasm).

Rasmda alfa-zarraning kisloroddagi izi tasvirlangan. Odatda alfa-zarralar izlarining oxiri bir-biridan farq qilmaydi. Lekin rasmdagi izlar orasida oxiri siniq yoki *vilka* ko‘rinishida bo‘lgan izlar ham kuzatiladi. Bu izlar alfa-zarralarning yadro bilan to‘qnashuvlari natijasida hosil bo‘lgan. To‘qnashish natijasida alfa-zarraning harakat yo‘nalishi keskin o‘zgargan va to‘qnashish tufayli harakatga kelgan yadro esa yangi iz qoldirgan, bu iz alfa-zarra izi bilan *vilka* hosil qilgan. Bu fotosurat katta og‘ish burchaklari yakka to‘qnashish natijasida hosil bo‘lishini ko‘rsatadi. Atom ichida juda kichik hajmga (o‘lchami $10^{-13}sm$) va katta massaga ega bo‘lgan musbat zaryad – yadro kuchli elektr maydonni hosil qiladi. Demak, atom ichida musbat zaryad kichik hajmga to‘plangan, bu hajm *yadro* deyiladi. Bu xulosa atom tuzilishining yadroviy modeli edi. Uchib kelayotgan alfa-zarralarning atom ichida yadro hosil qilgan kuchli elektr maydoniga tushganlari maydon ta‘sirida o‘z yo‘nalishini o‘zgartiradi, ya‘ni katta burchaklarda sochiladi. Agar musbat zaryad atomda katta hajmda taqsimlangan bo‘lganda, atom ichida kuchli elektr maydoni bo‘lmasdi. U vaqtda atomga tushgan alfa-zarralar o‘z yo‘nalishni o‘zgartirmay, sochilmay to‘g‘ri o‘tib ketgan bo‘lardi.

O‘tkazilgan tajribalarning natijalarini Rezerford quyidagicha tushuntirdi: atomning juda kichik hajmida musbat zaryad joylashgan, uning atrofidagi atomning barcha qismi esa manfiy zaryadli elektronlar bulutidan iborat bo‘lib, bu elektronlarning to‘liq manfiy zaryadi kichik hajmdagi musbat zaryadga miqdor jihatidan teng. O‘tkazilgan tajribalarning bunday natijalari Rezerford farazining to‘g‘riligini tasdiqladi. Bunday tajribalar, hisoblashlar natijasida atomning yadroviy modeli yaratildi. Bu model ko‘pincha planetar model deb yuritiladi, chunki atomning yadroviy model asosidagi tuzilishi Quyosh tizimi tuzilishiga o‘xshatiladi, ya‘ni yadroni Quyoshga, elektronlar esa planetalarga o‘xshatiladi.

4.4-§. Alfa-zarralarning sochilish nazariyasi. Rezerford formulasi

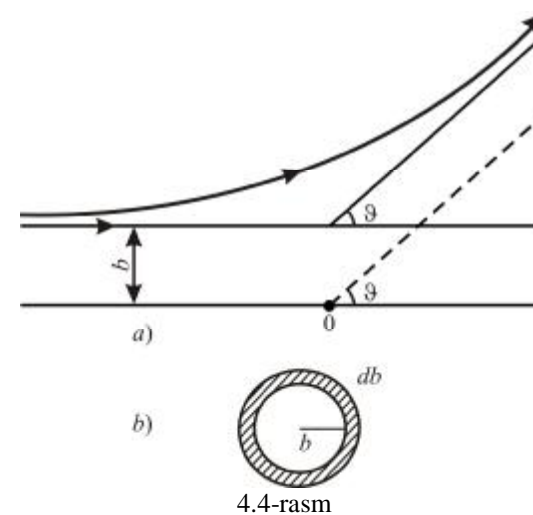
Rezerford alfa-zarralar sochilishining miqdoriy nazariyasini ishlab chiqdi. Bu nazariyada alfa-zarraning yadro bilan o‘zaro ta‘sirlashuvi Kulon qonuni asosida bo‘ladi. Alfa-zarra va u bilan ta‘sirlashadigan yadro orasidagi o‘zaro ta‘sir kuchi ular orasidagi

masofaning kvadratiga teskari proporsional deb faraz qilinadi. Bu albatta gipoteza, chunki alfa-zarra yadroga $10^{-12}sm$ masofada yaqinlasha oladi. Bunday masofalar uchun Kulon qonuni tajribada tekshirilmagan. Alfa-zarralarning yadro maydonidagi harakati Rezerford tomonidan klassik mexanika nuqtai nazaridan qaralgan. Sohadigan yadro massasi alfa-zarra massasiga nisbatan shunchalik katta deb faraz qilinadiki, yadroni qo‘zg‘almas deb qarash mumkin. Lekin haqiqatda yadro harakatsiz emas, shuning uchun alfa-zarra massasini keltirilgan massa bilan almashtirib yadro harakatini hisobga olish mumkin.

Rezerfordning ko‘rsatishi bo‘yicha *a*-zarraning atomda sochilishi uchun atom ichida kichik hajmga (radiusi $10^{-14} m$) to‘plangan katta massa bilan bog‘liq bo‘lgan musbat zaryad hosil qilgan kuchli elektr maydoni bo‘lishi kerak. Bunday tasavvurlar asosida Rezerford *a*-zarralar sochilishining miqdoriy nazariyasini rivojlantirdi.

Rezerford tajribasida qalinligi $10^{-5}-10^{-4}sm$ bo‘lgan metall folgalar ishlatilgan. Bunday holda katta burchaklarda sochilishda alfa-zarralarning yadro bilan ko‘p marta to‘qnashishlarini hisobga olmaslik mumkin. Ikki va undan ko‘p marta to‘qnashishda katta burchaklarga sochilish ehtimoliyati juda kichik. Elektronlar massasi kichik bo‘lganligi tufayli alfa-zarralarning elektronlarda katta burchaklarda

sochilish ehtimoliyati ham juda kichik. U vaqtda alfa-zarralarning faqat bitta yadro bilan o‘zaro ta‘siri hisobga olinadi. Alfa-zarra bitta yadro bilan o‘zaro ta‘sirlashib, boshqa yadrolardan uzoqdan uchib o‘tadi. Alfa-zarralarning atom yadrosida sochilishi 4.4-rasmda tasvirlangan. Shunday qilib, Rezerford



4.4-rasm

nazariyasi faqat bitta yadro elektr maydoni ta'sirida bo'ladigan katta burchakdagi sochilishlar uchun o'rinli bo'ladi. Bunday sochilish *Rezerford sochilishi* deyiladi. Bu sochilish elastik sochilish hisoblanadi, chunki sochilish natijasida alfa-zarraning kinetik energiyasi o'zgaraydi. Yuqorida qaralgan masala Quyosh atrofida planetalar harakati to'g'risidagi Kepler masalasiga o'xshaydi. Har ikki masalada ham jismlarning o'zaro ta'sir kuchi markaziy bo'lib, ta'sirlashuvchi jismlar orasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsional ravishda o'zgaradi. Planetalar holida qaralsa, bu kuch tortishish kuchidir, zarralar holida esa bu kuch itarishish kuchidir. Bunday hol planetalar ellips va giperbola bo'yicha, alfa-zarralar esa faqat giperbola bo'yicha harakat qilishida ko'rinadi. Rezerford α -zarralar sochilishini quyidagi sxema orqali tushuntirdi: 0 nuqtaga sochadigan yadro joylashtirilgan bo'lsin. Yadro zaryadi $+Ze$ va α -zarra zaryadi $+2e$ ga teng. Yadroning massasi α -zarra massasiga nisbatan shunchalik kattaki, yadroni qo'zg'almas deb qaraladi. Lekin haqiqatda yadro harakatsiz emas, shuning uchun α -zarra massasini keltirilgan massa bilan almashtirib yadro harakatini hisobga olish mumkin. Yadroga tomon uchib kelayotgan α -zarra va yadro orasidagi o'zaro itarishish kuchi Kulon qonuniga bo'ysunadi deb faraz qilinadi. Bu kuch α -zarra va yadro orasidagi masofa kvadratiga teskari proporsional. Klassik mexanika ko'rsatadiki, α -zarra 0 nuqtadagi yadroga nisbatan giperbola bo'ylab harakatlanishi kerak. α -zarraning massasi m , sochuvchi yadrodan uzoqroq masofadagi tezligi J bilan belgilanadi. Agar α -zarra yadro bilan ta'sirlashmasa, u yadrodan b masofadan uzoqlikda uchib o'tib ketgan bo'lar edi. b masofa α -zarraning yadroga yaqinlashish masofasi bo'lib, unga nishonga olish masofasi deyiladi, lekin uni tajribada o'lchash imkoniyati mavjud emas. Uchib kelayotgan α -zarra b masofagacha yaqinlashadi, so'ng yadrodan itarilib giperbola bo'yicha harakatlanishi kerak. Yadrodan itarilayotgan α -zarraning chetlanish burchagi θ Kulon qonuni asosida quyidagicha aniqlanadi:

$$\operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} = \frac{mq^2 p}{2Ze^2} \quad (4.5)$$

Bu formuladan tajribada aniqlanishi mumkin bo'lgan parametrlar asosida sochilishning effektiv kesimini aniqlashda foydalaniladi.

(4.5) formulada m – alfa-zarra massasi, J – uning tezligi, Ze – yadro zaryadi, $2e$ – alfa-zarra zaryadi (elementar zaryad birligida), Z – yadroning zaryad soni yoki qisqacha yadro zaryadi deyiladi. b – alfa-zarraning yadroga eng kichik yaqinlashish masofasi, ya'ni nishonga olish masofasi deb ataladi. Sochilish burchagi θ nishonga olish masofasi b ga bog'liq. Alfa-zarra qanchalik yadro yaqinidan o'tsa, ya'ni b qanchalik kichik bo'lsa, alfa-zarra shunchalik katta burchakka og'adi. (4.5) formulani tajribada tekshirish ancha qiyin, chunki bu formulaga o'lchab bo'lmaydigan kattalik b kiradi. Shuning uchun bu formuladan kelib chiqadigan statistik natijalarni qarab chiqish mumkin. Shu sababli differensial effektiv kesim tushunchasi kiritiladi. Vaqt birligida birlik yuzaga orqali yadroga tomon uchayotgan alfa-zarralar soni N bo'lsin. Bunda alfa-zarralar oqimiga perpendikulyar bo'lgan dS elementar yuzadan uchib o'tgan alfa-zarralar soni quyidagicha:

$$dN = N dS . \quad (4.6)$$

Sochilgandan so'ng bu zarralar $d\Omega$ elementar fazoviy burchak ichiga tushadi. $d\Omega$ – burchakning kattaligi va uning o'qining yo'nalishi dS – yuzaning kattaligi va holati bilan aniqlanadi. Shuning uchun dN vaqt birligida $d\Omega$ fazoviy burchak ichida yadroda sochilgan alfa-zarralar sonini ifodalaydi. dN ning N ga nisbati dS ga teng, dS yuzaga birligida o'lchanadi. dS alfa-zarralarning yadroda sochilishida yadroning differensial effektiv kesimini bildiradi. Bu tushuncha zarralar bilan bo'ladigan barcha jarayonlarda ishlatiladi. Aytilgan ta'rifga binoan differensial effektiv kesimni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$dS = \frac{dN}{N} . \quad (4.7)$$

Demak, *differensial effektiv kesim* deb, vaqt birligi ichida yadroda sochilgan zarralar sonining tushayotgan zarralar soniga bo'lgan nisbatiga aytiladi.

Endi alfa-zarraning alohida atom yadrosida sochilishi uchun differensial effektiv kesimning aniqlanishini ko'raylik. Bunda dS aniqlanishi kerak. Alfa-zarralar sochilgandan so'ng dS yuzaga orqali o'tib $d\Omega$ burchak ichiga tushadi. x o'qi sifatida nishonga olish masofasi $b=0$ bo'lganda, alfa-zarraning to'g'ri chiziqli

trayektoriyasini olaylik. Silindrik simmetriyadan foydalanib, oddiylik uchun dS ni xalqa yuzasi deb olaylik, ya'ni:

$$dS = 2pbdb, \quad (4.8)$$

dS yuza zarralar oqimiga perpendikulyar bo'lsin. Bunday yuzaning ichki o'lchami b ga, tashqi o'lchami esa $b+db$ ga teng, markazi x o'qida joylashgan (4.4b-rasm).

b va $b+db$ oraliqqa alfa-zarralarning sochilish burchaklari q va $q+dq$ lar mos keladi. (4.5) formulaga asosan:

$$db = \frac{Ze^2}{mJ^2} \cdot \frac{dq}{\sin^2(q/2)}, \quad (4.9)$$

alfa-zarralar $d\Omega$ fazoviy burchak ichida sochiladi va u quyidagicha aniqlanadi:

$$d\Omega = 2p \sin q dq. \quad (4.10)$$

U vaqtda (4.9) va (4.10) formulalarga asosan:

$$dS = \left(\frac{Ze^2}{mJ^2} \right)^2 \cdot \frac{d\Omega}{\sin^4(q/2)} \quad (4.11)$$

(4.11) formula faqat xalqa shaklidagi yuza uchun to'g'ri bo'lmasdan, balki istalgan elementar yuza dS uchun to'g'ri bo'ladi. (4.11) formulaga *Rezerford formulasi* deyiladi, tajribada tasdiqlangan. Rezerford birinchi bo'lib yadroning mavjudligini asosladi.

Sochilishning *to'liq effektiv kesimi* deb, vaqt birligi ichida sochilgan alfa-zarralarning to'liq sonining tushayotgan zarralar to'liq soniga bo'lgan nisbatiga aytiladi. To'liq effektiv kesim S differensial effektiv kesim dS ni $d\Omega$ ning mumkin bo'lgan qiymatlari bo'yicha integrallash orqali aniqlanadi. Alfa-zarralar sochilishi holida $d\Omega=2p \sin q dq$ ekanligini hisobga olib, $q=0$ dan $q=p$ gacha bo'lgan chegarada integrallash kerak. Integrallashda $S=\infty$ natija hosil bo'ladi. Bundan esa, dS yuza x o'qidan qancha uzoq bo'lsa, sochilish burchagi q shuncha kichik bo'lishi ko'rinadi. x o'qdan uzoqdagi yuzalardan o'tadigan alfa-zarralar amalda og'maydilar. Bunday yuzalarning yig'indisi va sochilgan zarralarning to'liq soni cheksiz. Xuddi shuningdek, sochilishning to'liq kesimi ham cheksiz kattadir. Bu xulosa formal xarakterga ega, chunki kichik sochilish burchaklari uchun Rezerford formulasi to'g'ri bo'lmaydi.

(4.11) formulani tajribada tekshirish mumkin bo'lgan ko'rinishda yozish mumkin. Alfa-zarralarning turli yadrolarda sochilishi bir-biriga bog'liq emas. U vaqtda, n hajm birligidagi sochuvchi yadrolar soni bo'lsa, vaqt birligi ichida V hajmda $d\Omega$ fazoviy burchak ichida sochilgan alfa-zarralarning o'rtacha soni dN quyidagicha aniqlanadi:

$$dN = VnN \left(\frac{Ze^2}{mJ^2} \right)^2 \cdot \frac{d\Omega}{\sin^4(q/2)}. \quad (4.12)$$

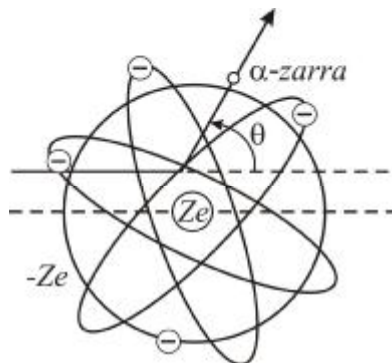
(4.12) ifodada keltirilgan Rezerford formulasi tajribada tasdiqlangan. Tajribada $d\Omega$ fazoviy burchak doimiy ($d\Omega=\text{const}$) bo'lganda, (4.12) formuladan $dN \sin^4(q/2)$ ham doimiy ($dN \sin^4(q/2)=\text{const}$) bo'lishi ko'rsatiladi. (4.12) formulada n – bir sm^3 hajmdagi sochuvchi yadrolar soni, N – sochuvchi yupqa metall folgaga bir sekunda tushayotgan alfa-zarralar soni, q – sochilish burchagi, alfa-zarralar $d\Omega$ fazoviy burchak ichida sochiladi, dN – sochilgan alfa-zarralarning soni, Ze – sochuvchi yadroning zaryadi. (4.12) formuladan ko'rinadiki, sochilgan alfa-zarralar soni dN sochilish burchagi q ga uzviy bog'liq, q burchakning kamayishi bilan dN ortadi. Hajm $V=1sm^3$ bo'lganda, Rezerford formulasi

$$dN = nN \left(\frac{Ze^2}{mJ^2} \right)^2 \cdot \frac{d\Omega}{\sin^4(q/2)}, \quad (4.13)$$

ko'rinishda bo'ladi. Rezerford formulasining tajribada tasdiqlanishi alfa-zarra va yadroning o'zaro ta'sirlashuvda yaqinlashadigan masofalarda Kulon qonunining isbotlanishi deb qaralishi mumkin. Kulon qonunining ishlatilish chegarasini aniqlash maqsadida Blekett tomonidan gazlarda alfa-zarralarning sochilishi ustida tajribalar olib borildi. Vilson kamerada alfa-zarralarning ko'p sondagi izlari rasmga olindi, ularning og'ish burchaklari o'lchanildi, ya'ni sochilish burchaklari hisoblandi. Tajribalar yana shuni ko'rsatadiki, havoda ta'sirlashuvchi alfa-zarra va yadro orasidagi masofa $3 \cdot 10^{-12}sm$ dan $5 \cdot 10^{-10}sm$ gacha, argon (Ar)da $7 \cdot 10^{-12}sm$ dan $10^{-9}sm$ gacha bo'lganda Kulon qonunini tatbiq etish mumkin ekan. Lekin tajribalar ta'sirlashuvchi zarralar orasidagi masofa $10^{-12}sm$ va undan kichik bo'lganda Kulon qonunidan keskin chetlanish bo'lishini ko'rsatadi. Bunday kichik masofalarda yadro tortishish kuchlari ta'sir qiladi va bu kuchlar Kulon itarishish kuchlarini qoplaydi.

4.5-§. Atom tuzilishining planetar modeli

Rezerford o'tkazgan tajribalari asosida atom tuzilishining planetar modelini yaratdi. Bu modelga asosan atom markazida o'lchami juda kichik ($\approx 10^{-14}m$) va zaryadi $+Ze$ bo'lgan og'ir yadro turadi. Yadro atrofida Quyosh atrofida harakatlanayotgan planetalar singari manfiy zaryadlangan Z sondagi elektronlar doiraviy va elliptik orbitalarda harakatlanadi. Atom tuzilishining bu modeli dinamik planetar modelidir. Agar bu model statik model bo'lganda edi, u vaqtda kulon tortishish kuchlari ta'sirida yadroni o'rab turgan barcha elektronlar yadroga tortilgan bo'lar edi. Dinamik planetar modelda esa og'ir yadro qo'zg'almas deb qaraladi. Elektronlar esa yadro atrofida doiraviy va elliptik orbitalarda harakatlanadi (4.5-rasm).



4.5-rasm

Eng oddiy atom vodorod atomining planetar modelini ko'rib chiqaylik. Oddiylik uchun

massasi m va manfiy zaryadli elektron atomning markazida

joylashgan zaryadi $+e$ bo'lgan proton atrofida doiraviy orbita bo'ylab

harakatlanadi (4.6-rasm). Birinchi yaqinlashishda massasi elektron massasidan 1836 marta katta bo'lgan protonning harakatini hisobga olmaslik mumkin. Elektronni orbitada ushlab turgan kuch proton va elektron orasidagi Kulon o'zaro tortishish kuchidir. Bu kuchni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2}. \quad (4.14)$$

Bu formulada r – elektronning doiraviy orbitasi radiusidir. Nyutonning ikkinchi qonuni asosida (4.14) ifodani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r^2} = m \frac{J^2}{r}. \quad (4.15)$$

(4.15) formulada $\frac{J^2}{r} = a_r$ – markazga intilma tezlanish. (4.15)

formuladan foydalanib, klassik yaqinlashishda elektronning kinetik energiyasini quyidagi ko'rinishda ifodalash mumkin:

$$E_k = \frac{1}{2} m J^2 = \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \quad (4.16)$$

Atom tizimining potensial energiyasi esa:

$$E_n = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r} \quad (4.17)$$

(4.17) formulada (-) ishora atom tizimida tortishish kuchlari ta'sir qilishini bildiradi. Atom tizimining to'liq energiyasi kinetik va potensial energiyalar yig'indisiga teng:

$$E = E_k + E_n = -\frac{1}{8\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \quad (4.18)$$

Atom tizimi bog'langan tizimdir. Elektronning bog'lanish energiyasi elektronni atomdan ajratish uchun yetarli bo'lgan eng kichik energiya miqdori yoki atomni ionlashtirish energiyasi ham deyiladi. Tajriba yo'li bilan vodorod atomi uchun bog'lanish energiyasi $-13,53 \text{ eV}$ ekanligi aniqlangan. Bu qiymatni (4.18) formuladagi Ye o'rniga qo'yib, atom radiusi $r=0,53 \cdot 10^{-10}m=0,53 \text{ \AA}$ ekanligini hisoblash mumkin. Radiusning bu qiymati $r=r_1$ – Bor radiusi deb qabul qilingan. Elektronning orbitadagi chiziqli tezligi, uning orbitada aylanish chastotasi bilan quyidagi munosabat orqali bog'langan:

$$J = wr = 2\pi fr \quad (4.19)$$

(4.19) formuladan J ning qiymatini (4.16) formulaga qo'yib quyidagi ifodani hosil qilish mumkin:

$$m(2pfr)^2 = \frac{1}{4pe_0} \frac{e^2}{r} \quad (4.20)$$

(4.20) formuladan elektronning yadro atrofida aylanish chastotasi f ni aniqlash mumkin:

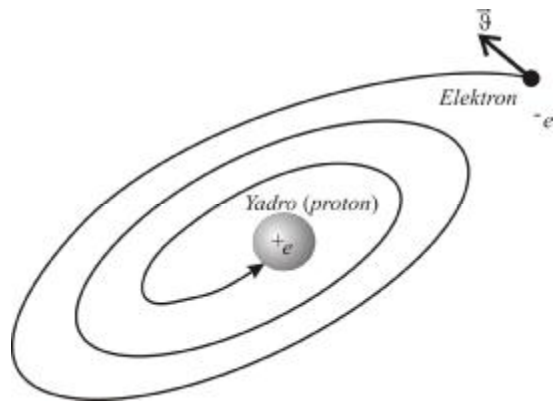
$$f = \frac{1}{2p} \sqrt{\frac{e^2}{4pe_0mr^3}} \quad (4.21)$$

(4.21) formulaga $r=0,53 \cdot 10^{-10}m$, $ye=1,6 \cdot 10^{-19}Kl$, $m=9,11 \cdot 10^{-31}kg$ qiymatlarni qo'yib hisoblaganda, chastota $f=7 \cdot 10^{15}s^{-1}$ ekanligi aniqlanadi. Bu qiymat f ning boshqa usullar orqali aniqlangan qiymatiga mos keladi.

4.6-§. Atom planetar modelining klassik fizika tasavvurlariga mos kelmasligi

Atom tuzilishini tushuntirishda muvaffaqiyatlarga erishilgan bo'lsada, fiziklar oldida ayrim qarama-qarshiliklarni oydinlashtirish vazifasi turar edi. Masalan, klassik elektrodinamika qonunlariga asosan:

1. Atomning planetar modeliga ko'ra, elektronlar yadro atrofida yopiq orbitalarda markazga intilma tezlanish bilan harakatlanadilar. Klassik fizika nuqtai nazarida elektronlar uzluksiz ravishda elektromagnit to'lqinlar nurlashi kerak. Natijada elektronning energiyasi nurlanishga sarflanib asta-sekin kamayib boradi, bunda elektronlar orbitasi ham uzluksiz kichrayib boradi. Bu vaqtda elektron juda qisqa vaqtda ($10^{-8}s$) yadroga tushib qoladi (4.7-rasm), bunda atom buziladi, uning barqarorligi yo'qoladi. Bunday bo'lishi esa mumkin emas. Demak, klassik fizika nuqtai nazarida



4.7-rasm

atom planetar modeli tuzilishida mavjud bo'la olmaydi. Planetar model atomning barqarorligini tushuntira olmaydi.

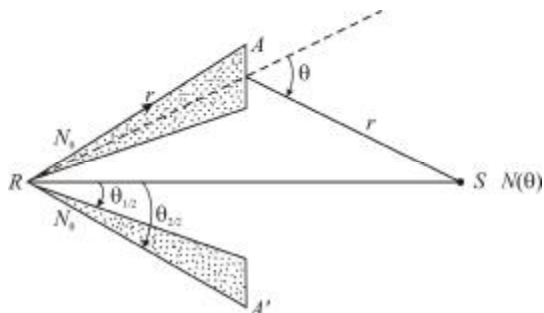
2. Klassik fizika nuqtai nazaridan atom nurlaydigan energiya chastotasi elektronning yadro atrofida orbita bo'ylab aylanish chastotasiga teng bo'lishi kerak. Bunda atom chiqaradigan nurlanish energiyasi spektri uzluksiz bo'ladi va elektron yadro atrofida mumkin bo'lgan barcha orbitalarni chizadi. Bu vaqtda atomlar juda qisqa vaqt oralig'ida buzilishi kerak. Bu ko'rilgan har ikki mulohaza ham tajriba natijalariga ziddir. Tajriba natijalari atomning barqaror tizim ekanligini, atom spektrlari diskret energiyali spektral chiziqlar to'plamidan iborat bo'lgan chiziqli diskret spektr ekanligini, atomdagi elektron orbitalar diskret ekanligini ko'rsatadi. Shunday qilib, bir tomondan Rezerford tajribalari atom tuzilishining planetar modelini tasdiqlaydi. Ikkinchi tomondan atom planetar modeliga va klassik fizika tasavvurlariga asoslanib, tajribada kuzatilgan bir qator natijalar va qonuniyatlarni tushuntirib bo'lmaydi. Planetar model atomning barqarorligini va atom nurlanish spektrlarining diskretligini tushuntira olmadi, ya'ni atomning energiya chiqarish va yutish jarayonlarini tushuntira olmadi. Bunday qarama-qarshiliklarni bartaraf qilish uchun fizikaga yangi tushunchalarni kiritish talab qilinadi. Bunday tushunchalar 1913-yilda daniyalik fizik Nils Bor tomonidan kiritildi.

4.7-§. Yadro zaryadini o'lchash

Rezerfordning formulasida ((4.13) formula) Z dan boshqa barcha kattaliklar qiymati ma'lum yoki tajribada o'lchash mumkin. Shuning uchun (3.13) formula sochuvchi yadro zaryadi Z soni elementning Mendeleev elementlar davriy sistemasida joylashgan tartib raqamiga teng. Bu esa elementlarning davriy tizimda atom massasining ortishiga qarab emas, balki element atomi zaryadi Ze ning ortishiga qarab jrylashganligini ko'rsatadi Z ni aniqlash borasidagi tajribalar Chadvik tomonidan o'tkazilgan. Haqiqatdan ham fluoressensiyali ekranga tushayotgan alfa-zarralar hosil qilgan ssintillyasiyalar soni N ni va q burchakka sochilgan alfa-zarralar hosil qilgan ssintillyasiyalar soni dN ni sanash orqali

$$d\sigma = dN/N$$

kattalikni aniqlash mumkin. Rezerford formulasi o'ng tomoniga esa aniq bo'lgan kattaliklar (n, e) yoki tajribada aniqlanishi mumkin bo'lgan kattaliklar (M, J^2, q) kiradi. Shunday qilib, Z ni topish uchun ekranga kelib tushgan alfa-zarralar soni N va ekranda hosil bo'lgan ssintillyasiyalar (chaqnashlar) soni dN ni aniqlash kerak. dN va N larni o'lchashdagi qiyinchilik, ularning bir-biridan katta farq qilishidir. Dastlabki tajribalarda ular turli qurilmalarda o'lchandi, bu esa katta xatoliklarga olib keldi. Chadvik tajribalarida bu kamchiliklar bartaraf qilindi. Chadvik dN va N larni bir tajriba qurilmasida sanadi (4.8-rasm). Shuning uchun Z ni yuqori aniqlikda o'lchashga muvaffaq bo'ldi.



4.8-rasm

Chadvik tajribasi quyidagicha: sochuvchi folga zar qog'oz AA' xalqa shakliga ega. Alfa-zarralar manbai R va rux sulfididan (ZnS) yasalgan fluoressensiyalanuvchi S ekran AA' xalqadan bir xil r masofada joylashtirilgan. Ma'lum bir J burchakda sochilgan alfa-zarralar soni sanaladi. Bu burchak RS o'q bilan R manbadan chiqib folgaga kelayotgan alfa-zarralar yo'nalishi orasidagi burchakdan ikki marta katta bo'lishi kerak. Xalqa ichida R va S orasiga alfa-zarralar uchun tiniqmas ekran qo'yib faqat sochilgan alfa-zarralar soni dN ni sanash mumkin, aksincha AA' xalqani ekran bilan yopib, tushayotgan alfa-zarralar soni N ni sanash mumkin. Tushayotgan alfa-zarralar soni N juda katta bo'lgani uchun uni sanash qiyin. Masalan, sochilgan α -zarralarning chaqnashlari soni minutiga 30 ta bo'lishi uchun tushayotgan α -zarralarning soni N minutiga 2000 ga teng bo'lishi kerak. Shuning uchun S ekran oldiga kichik tirqishi bo'lgan aylanuvchi disk qo'yiladi. Disk yordamida ekrandagi ssintillyasiyalar sonini bir necha marta kamaytirish mumkin. Shunday yo'l bilan Chadvik platina, kumush, mis elementlari uchun Z ning qiymatini aniqlashga muvaffaq bo'ldi: Pt (platina) uchun $Z=77,4$; Ag (kumush) uchun $Z=46,3$ va Cu (mis) uchun $Z=29,3$. Bu elementlarning

D.Mendelev davriy tizimidagi o'rni tegishli 78; 47 va 29 ga tengdir. Chadvik tomonidan o'tkazilgan bunday tajriba yadro zaryadi soni elementning D.Mendelev elementlar davriy tizimidagi tartib raqamiga teng ekanligini ko'rsatdi.

4.7.1. Atom xususiyatlari

Yuqorida bayon qilingan tushunchalardan kelib chiqadigan asosiy xulosalar:

1. Atom markazida musbat zaryadli og'ir yadro joylashgan, uning atrofida Quyosh atrofida harakatlanayotgan planetalar singari manfiy zaryadlangan yengil elektronlar yopiq orbitalarda harakat qiladi. Bu atom tuzilishining planetar modelidir.

2. Kimyoviy elementlarning D.Mendelev davriy tizimidagi tartib raqami Z atom yadrosining zaryadi sonini bildiradi hamda atom elektronlar qobiqlaridagi elektronlar sonini ko'rsatadi. Davriy tizimda elementlar atom massasining ortib borishi bilan emas, balki element zaryadi Z ning ortishi bilan joylashadi.

3. Atomning musbat zaryadi radiusi $10^{-14}m$ tartibda bo'lgan kichik hajmda joylashgan. Atomning musbat zaryadli bu kichik hajm atom yadrosi deb aytiladi.

4. Atomning deyarli barcha massasi (99,95%) atom yadrosida to'plangan. Buning sababi yadroning "og'ir" protonlardan va neytronlardan, elektron qobiq "yengil" elektronlardan tuzilganligidir ($m_p=1836m_e$, $m_n=1838m_e$, $m_e=9,11 \cdot 10^{-31} kg$)

5. Atomning o'lchami $10^{-10}m$ tartibidadir.

Shunday qilib, yuqorida bayon qilinganlar bo'yicha atom to'g'risida quyidagi asosiy tushunchalarga ega bo'lish mumkin.

Atom moddaning eng kichik zarrasi bo'lib, elementning barcha kimyoviy va fizikaviy xossalari ega bo'ladi. Atom musbat zaryadlangan yadro va yadroning Kulon elektr maydonida elektron qobiqlarda harakatlanuvchi manfiy zaryadli elektronlardan iborat. Atomning o'lchami (radiusi) $10^{-8} sm=10^{-10} m$ tartibidadir. Atomning deyarli barcha massasi (99,95%) yadroda joylashgan. Buning sababi yadroning og'ir proton va neytronlardan tashkil topganligidir. Elektron qobiqlar esa, yengil elektronlardan tuzilgan ($m_p=1836,15m_e$; $m_n=1868,38m_e$ va $m_e=9,11 \cdot 10^{-31} kg=9,11 \cdot 10^{-28} g=0,000549$ m.a.b.). Atomning zaryadi uning juda kichik hajmida (o'lchami $\sim 10^{-14}m$) bo'lgan yadrosida to'plangan. Yadro zaryadi esa $+Ze$ ga teng (Z –

elementning Mendeleev davriy tizimidagi tartib raqami, ya'ni element yadrosi zaryadi soni). Atom elektron qobiqlaridagi elektronlarning manfiy zaryadlari yig'indisi yadroning musbat (+Ze) zaryadiga teng. Bunday holda atom neytral deyiladi. Atom murakkab, barqaror elektr tizimidir. Barcha kimyoviy jarayonlar atom qobiqlarida elektronlarning qayta joylashishi tufayli yuz beradi. Atomning kimyoviy xossalari uning tashqi elektron qobiqlardagi elektronlari bilan aniqlanadi. Tashqi elektronlar yadro bilan kuchsiz bog'langandir. Shuning uchun ularga qo'shni atomlar tashqi kobiq elektronlarining elektr ta'siri kattaroq bo'ladi. Atom elektron qobiqlarining tuzilishi va xossalari atom yadrosi elektr maydoni bilan aniqlanadi.

Eng oddiy atom vodorod atomidir. Vodorod atomi yadrosida bir proton va yadroning Kulon elektr maydonida elektron qobig'ida harakatlanayotgan bir elektrondan iborat (4.6-rasmga qaralsin). Turli moddalar atomlarining o'lchami turlicha bo'ladi. Masalan, N (vodorod) atomi o'lchami O (kislorod) atomi o'lchamidan kichik, Na (natriy) atomi o'lchami Cl (xlor) atomi o'lchamidan kichik, O (kislorod) atomi o'lchamidan esa katta. Atom o'lchami $10^{-10}m$ tartibida bo'ladi.

Ion elektr zaryadiga ega bo'lgan zarra bo'lib, atom yoki molekulaning elektron yo'qotishi yoki qo'shib olishi natijasida hosil bo'ladi. H^+ , Li^{++} , Be^{+++} ionlar vodorodsimon ionlar bo'lib, $+Ze$ zaryadga ega bo'lgan yadrodan va bir elektrondan iborat.

4.8-§. Bor postulatlari. Atom tuzilishining Bor nazariyasi

Klassik fizika qonunlari o'z mohiyatiga ko'ra, uzluksiz jarayonlarni ifodalashga qodirdir. Kimyoviy elementlar atomlari nurlanish spektridagi spektral chiziqlarning xarakteri atom ichidagi jarayonlar uzlukli ekanligini ko'rsatadi. Buni birinchi bo'lib Nils Bor tushundi va klassik fizika qonunlarini atom ichkarisidagi jarayonlarga tatbiq qilib bo'lmasligini ko'rsatdi.

Rezerfordning atom tuzilishi planetar modeli to'g'ri hisoblansada, lekin atomning energiya nurlashi jarayonini, atomlarning turg'unligini tushuntirishda qiyinchiliklarga duch keldi. 1913 yilda Rezerfordning atom tuzilishi modeli daniyalik fizik Nils

Bor tomonidan mukammallashtirildi va bu qiyinchiliklar bartaraf qilindi.

Bor Rezerford tajribalarida kuzatilgan, lekin klassik fizika tushuntira olmaydigan natijalarni, qonuniyatlarni tushuntirishda o'zining vodorod atomi tuzilishi modelini taklif qildi. Bor modeli vodorod atomi tuzilishining birinchi muvaffaqiyatli modeli bo'lib, atom tuzilishi to'g'risidagi tasavvurlarning rivojlanishida muhim o'rin tutdi. Bor modeli de-Broyl gipotezasining vujudga kelishida ham katta ahamiyatga ega bo'ldi. Atom nurlanishi spektridagi qonuniyatlar, atomdagi energetik sathlar birinchi marta Bor tomonidan tushuntirildi. Vodorod atomi tuzilishining Bor taklif qilgan modeli uning quyidagi postulatlarida asoslanadi:

1. Atom uzoq vaqt stasionar holatlarda bo'la oladi. Atom stasionar holatlarda energiyaning $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$ diskret qiymatlariga ega bo'ladi. Atom stasionar holatlarda energiya nurlamaydi. Shuning uchun bunday holatlar stasionar holatlar deyiladi. Atomning stasionar holatlariga stasionar orbitalar mos keladi.

2. Atomda bo'lishi mumkin bo'lgan stasionar orbitalardan elektronning impuls momenti

$$L = mJr = n\hbar \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (4.22)$$

shartni qanoatlantiradigan stasionar orbitalargina mavjud bo'ladi. Bunday orbitalar ijozat etilgan stasionar orbitalar deyiladi. Atomdagi stasionar orbitalar kvantlangan bo'lib, diskret energetik sathlarni hosil qiladi.

3. Elektron energiyasi E_i bo'lgan orbitadan energiyasi E_f bo'lgan ($E_i > E_f$) orbitaga o'tganda atom energiya chiqaradi. Chiqarilgan energiya har ikki orbita energiyalari farqiga teng bo'ladi, ya'ni:

$$hn = E_i - E_f \quad (4.23)$$

Bu formuladan:

$$n = \frac{E_i - E_f}{h}, \quad (4.24)$$

(4.24) formulada Ye_i – birinchi orbita energiyasi, Ye_f – ikkinchi orbita energiyasi, n – chiqarilgan energiya chastotasi. (4.23) munosabat atom energiya yutganda ham o'rinli bo'ladi. $Ye_f > E_i$ bo'lganda energiya yutiladi. Bunda atomga tushgan foton energiyasi atomni pastgi energetik holatdan yuqorigi energetik holatga o'tkazadi.

Masalan, agar elektron $n=5$ orbitadan $n=4$ bo'lgan orbitaga o'tsa, u vaqtda atom chastotasi (4.9-rasm)

$$\nu = \frac{E_5 - E_4}{h},$$

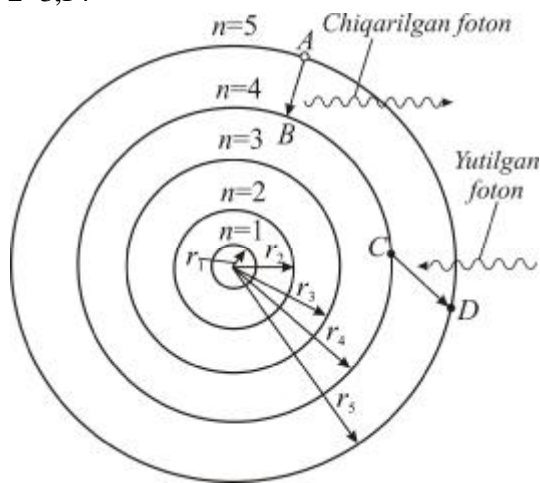
bo'lgan energiya chiqaradi (chiqarish spektri hosil bo'ladi). Agar atomga energiyasi $h\nu = E_5 - E_4$ bo'lgan foton tushsa, bu foton atomda yutiladi va elektron bu foton energiyasi ta'sirida $n=4$ orbitadan $n=5$ orbitaga o'tadi (yutilish spektri hosil bo'ladi). Demak, atom energiyasi katta bo'lgan holatdan energiyasi kichik bo'lgan holatga o'tsa energiya chiqaradi. Agar atom energiyasi kichik bo'lgan holatdan energiyasi katta bo'lgan holatga o'tsa energiya yutadi. Buning uchun atomga tashqaridan energiya berish kerak. (4.24) ifodaga esa Bor chastotalari qoidasi deyiladi. h – Plank doimiyligi bo'lib, uning son qiymati quyidagicha: $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$.

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

yoki

$$h = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{2 \cdot 3,14} = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}.$$

Demak, atomda elektronlar ixtiyoriy qiymatdagi energiyaga ega bo'lmasdan, balki energiyaning aniq qiymatlarigagina ega bo'ladi, bu energiyalar qiymatlari diskret spektrni hosil qiladi. Yuqorida keltirilgan postulatlar asosida vodorod atomining birinchi muvaffaqiyatli modeli tuzildi. Bu modelda hisoblashlar doiraviy orbitalar uchun bajariladi.



4.9-rasm

Bor modeli atom stasionar holatda nima uchun energiya nurlanmasligini tushuntira olmaydi. Bundan tashqari, elektron yadro atrofida doiraviy orbita bo'ylab harakatlanishini tajribada ko'rsatish mumkin emas. Shuning uchun Bor modelining tadbig'ida ma'lum cheklashlar mavjud. Keyinchalik spektroskopiyada qilinayotgan yangi kashfiyotlarga Bor modeli javob bera olmadi. Bu hol yangi fizikaviy nazariyani ishlab chiqishni talab qilardi. Bor modeli o'rniga hozirgi vaqtda Geyzenberg, Shredinger, Diraklar tomonidan yaratilgan atom tuzilishining kvant mexanik modeli kelgan bo'lsada, Bor modeli stasionar holatlar tushunchalarining kiritilishida ko'rgazmali model sifatida foydalanildi. Bor modelini keyingi o'n yilda Zommerfeld, Vilson va boshqalar to'ldirdilar, aniqliklar kiritdilar. Atomda diskret energetik sathlarning mavjudligi 1914 yilda Frank va Gers tomonidan simob atomlari bilan o'tkazilgan tajribada tasdiqlandi.

4.9-§. Doiraviy orbitalarni kvantlash

Stasionar holatlar energiyasi kvantlash qoidasi bilan aniqlanadi. Agar elektronlarning doiraviy orbitalari qarab chiqilsa, Borning ikkinchi postulatiga asosan atomda elektronning impuls momenti Plank doimiyligiga karali bo'lgan shartni qanoatlantiradigan orbitalargina mavjud bo'la oladi, ya'ni

$$L = mJr = n\hbar \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (4.25)$$

Bunda n – butun son bo'lib, kvant soni deyiladi. (4.25) formula elektronning impuls momenti – L kvantlanganligini, uning faqat $1\hbar, 2\hbar, 3\hbar, \dots$ bo'lgan diskret qiymatlarigagina qabul qilishi mumkinligini ko'rsatadi. Bunda \hbar impuls momentining birligi qilib qabul qilinadi. (4.25) formula doiraviy orbitalarni kvantlash qoidasidir. Bu qoida yordamida vodorod atomining doiraviy stasionar orbitalar o'lchamlarini va ularga tegishli energiyalarni hisoblash mumkin. Yadro massasi elektron massasidan 2000 marta katta bo'lganligi uchun yadro qo'zg'almas deb qaraladi. Elektron esa yadro atrofida radiusi r bo'lgan aylana bo'ylab harakatlanadi.

Yadro koordinatalar tizimi boshiga joylashtirilgan bo'lsin. Yadrodan cheksiz uzoqdagi masofada elektronning potensial energiyasi nolga teng deb hisoblanadi. Bu vaqtda zaryadi $+Ze$

bo'lgan yadro dan r masofadagi elektronning to'liq energiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$E = E_n + E_k \text{ yoki } E = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} + \frac{mJ^2}{2}. \quad (4.26)$$

Bu formulada $E_n = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$ – elektronning yadro bilan o'zaro

tortishuv potensial energiyasi, $E_k = \frac{mJ^2}{2}$ – elektronning kinetik

energiyasi, m – elektronning massasi, J – uning tezligi, e – elektronning zaryadi, ϵ_0 – vakuum uchun dielektrik doimiylik.

Elektron yadro atrofida aylanma orbitada harakatlanadi deb hisoblanadi. U holda yadro elektr maydonidagi elektronga ta'sir etadigan Kulon tortishish kuchi markazga intilma kuchga teng bo'ladi, ya'ni

$$\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} = \frac{mJ^2}{2}, \quad (4.27)$$

(4.27)dan mJ^2 qiymatini topib (4.26) ifodaga qo'yilganda, elektronning to'liq energiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$E = -\frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 r}, \quad (4.28)$$

(4.28) ifodaning har ikkala tomonlarini mr^3 ga ko'paytirib quyidagini hosil qilamiz:

$$\frac{Ze^2 mr}{4\pi\epsilon_0} = m^2 J^2 r^2. \quad (4.29)$$

Bu formulada o'ng tomondagi ifoda impuls momenti kvadratidir. Shuning uchun Borning birinchi postulati (4.25) ifodaga asosan (4.29)ni quyidagicha yozish mumkin:

$$n^2 \hbar^2 = \frac{Ze^2 mr}{4\pi\epsilon_0}, \quad (4.30)$$

(4.28) va (4.30) tenglamalarining tegishli o'ng va chap tomonlarini ko'paytirib, zaryadi $+Ze$ bo'lgan yadro atrofida doiraviy

orbita bo'ylab harakat kilayotgan elektronning to'liq energiyasini aniqlash mumkin, ya'ni:

$$E = -\frac{Z^2 e^4 m}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}. \quad (4.31)$$

Bu formula vodorod atomida elektronning stasionar holatlarining energiya sathini ifodalaydi. (4.31) formuladan ko'rinadiki, elektronning to'liq energiyasi n kvant soniga bog'liq. n – elektron orbitalari tartib raqamini bildiradi va $n=1,2,3,\dots$ qiymatlarni qabul qiladi. (4.31) formula atom chiqaradigan yoki yutadigan energiyasini ifodalaydi va uning kvantlanganligini ko'rsatadi. $n=1,2,3,\dots$ bo'lgandagi energiyaning mumkin bo'lgan qiymatlari (4.31) formula orqali hisoblanadi. $n \rightarrow \infty$ da energetik sathlar o'zining $E_\infty=0$ bo'lgan chegaraviy qiymatiga tomon zichlashadi. Atomning $n=1$ bo'lgan eng kichik energiyali holati uning asosiy holati deyiladi. Atom asosiy holatda uzoq vaqt bo'lishi mumkin. Atomning $n=2,3,4,\dots$ bo'lgan holatlari ($n>1$) uning uyg'ongan holatlari deyiladi. Bu holatlarning har birida atomning energiyasi uning asosiy holati energiyasidan katta bo'ladi. (4.31) formuladagi manfiy ishora atom tizimining bog'langanligini va energiyaning kvantlanganligini ko'rsatadi.

(4.31) formulaga elektron massasi va zaryadi son qiymatlarini ($m=9,11 \cdot 10^{-31} \text{kg}$, $e=1,6 \cdot 10^{-19} \text{Kl}$) qo'yib hisoblanganda:

$$E_n = -13,6/n^2 \text{eV}, \quad n=1,2,3,\dots \quad (4.31a)$$

formula hosil bo'ladi. (4.31a) formula orqali n ning turli qiymatlariga to'g'ri keladigan energiya hisoblanganda energiyaning quyidagi qiymatlari hosil bo'ladi:

$n=1$	$E_1 = -13,55 \text{ eV}$
$n=2$	$E_2 = -3,38 \text{ eV}$
$n=3$	$E_3 = -1,5 \text{ eV}$
$n=4$	$E_4 = -0,84 \text{ eV}$
$n=5$	$E_5 = -0,54 \text{ eV}$
$n=6$	$E_6 = -0,38 \text{ eV}$

Hisoblangan energiya qiymatlaridan ko'rinadiki, orbita radiusi ortishi bilan elektronning manfiy qiymatli energiyasi kamayib boradi. $E \rightarrow 0$ da energetik sathlar zichlashib boradi. $E > 0$ da elektron erkin bo'ladi va energetik sathlar kvantlanmaydi, uzluksiz spektr hosil bo'ladi.

Shunday qilib, elektron energetik sathlari energiyasi kvantlangan bo'lib, (4.31) yoki (4.31a) formulalar bilan aniqlanadigan diskret qiymatlarga ega bo'ladi. Endi Borning uchinchi postulatidan foydalanamiz. Elektron n_i stasionar orbitadan n_f stasionar orbitaga o'tganda, atom yorug'lik kvanti chiqaradi. Uning energiyasi quyidagicha aniqlanadi:

$$hn = E_i - E_f, \quad (4.32)$$

energiya uchun yozilgan (4.31) formulaga asosan (4.32) formulani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$hn = E_i - E_f = \frac{Z^2 e^4 m}{32 p^2 e_0^2 h^2} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right). \quad (4.33)$$

n_i va n_f lar yuqori E_i va pastki E_f energetik sathlarga tegishli bo'lgan kvant sonlardir. (4.33) formula vodorod atomining spektrini tahlil qilish asosida hosil qilingan. (4.33) formuladan atom chiqaradigan energiya chastotasini hisoblash formulasini hosil qilish mumkin, ya'ni:

$$n = \frac{c}{l} = \frac{Z^2 e^4 m}{32 p^2 e_0^2 h^2} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right)$$

Bunda $h = \frac{h}{2p}$; $h = h2p$ va $n = \frac{c}{l}$ ekanligi hisobga olinganda,

atom chiqaradigan foton energiyasining to'liq uzunligini aniqlash mumkin bo'lgan formula hosil bo'ladi, ya'ni

$$\frac{1}{l} = \frac{Z^2 e^4 m}{64 p^3 e_0^2 h^3 c} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (4.34)$$

Bu formuladan:

$$R = \frac{Z^2 e^4 m}{64 p^3 e_0^2 h^3 c}. \quad (4.35)$$

R – Ridberg doimiyligi deyiladi.

(4.35) ifodada vodorod atomi uchun $Z=1$, u holda

$$R = \frac{e^4 m}{64 p^3 e_0^2 h^3 c} \quad (4.36)$$

U vaqtda (4.34) formulani quyidagicha yozish mumkin.

$$\frac{1}{l} = R \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (4.37)$$

(4.36) formula empirik formula bo'lib, shvesiyalik olim Yu.R.Ridberg tomonidan ishlab chiqilgan. Ridberg doimiyligi bir *smda* joylashadigan to'liq sonini bildiradi. (4.35) formulaga kiradigan fizik kattaliklar e, m, h larning son qiymatlarini qo'yib hisoblanganda, R ning nazariy hisoblangan qiymati hosil bo'ladi: $R=109737 \text{ sm}^{-1}$. R ning bu qiymati tajribada spektroskopik usul bilan aniqlangan qiymatiga juda yaqindir. Bu esa vodorod atomi energetik sathlari energiyasini aniqlash uchun Bor tomonidan ishlab chiqilgan (4.31) formulaning to'g'riligini tasdiqlaydi.

Bor nazariyasi atomda bo'lishi mumkin bo'lgan stasionar orbitalarning radiusini hisoblashga imkon beradi. (4.30) formuladan stasionar orbita o'lchami aniqlanadi.

$$r = r_n = \frac{4pe_0 h^2}{e^2 m} \cdot n^2, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (4.38)$$

Atomdagi birinchi stasionar orbita o'lchami aniqlanganda $n=1$ deb olinadi (atomning asosiy xolati). U vaqtda:

$$r_1 = \frac{4pe_0 h^2}{e^2 m} = 0.53 \text{ \AA}$$

$$r = r_B = 0.53 \text{ \AA}$$

r_B – Bor orbitasi radiusi deyiladi. Bu natija gazlar kinetik nazariyasi beradigan qiymat bilan mos keladi. (4.38) formuladan:

$$r_n = n^2 r_1. \quad (4.39)$$

(4.39) formula atom stasionar orbitalari radiuslari (o'lchamlari) kvantlanganligini va ularning diskret $r_1, 4r_1, 9r_1, \dots$ qiymatlarinigina qabul qilishini ko'rsatadi.

4.10-§. Elliptik orbitalarni kvantlash

Doiraviy orbitalar yadroning Kulon maydonida harakatlanayotgan elektron orbitalarining xususiy holi hisoblanadi. Elektronlar harakatining orbitalari umumiy holda elliptik orbitalar deb qaraladi.

Ch.Vilson va A.Zommerfeld tomonidan kvantlash qoidasi elliptik orbitalar uchun umumlashtirildi. Erkinlik darajasi j bo'lgan mexanik tizim umumlashgan koordinata $q_i (i=1,2,\dots,j)$ va umumlashgan impuls R_i bilan ifodalanadi.

$$P_i = \frac{\partial E_k}{\partial \dot{q}_i} \quad (4.40)$$

E_k – tizimning kinetik energiyasi, $\partial \dot{q}_i$ – umumlashgan koordinatalarning vaqt bo'yicha hosilasi.

Agar tizim j erkinlik darajasiga ega bo'lsa, uning harakatiga $n_i (i=1,2,3,\dots)$ kvant sonlari yordamida j kvantlash shartlari qo'yiladi. Bu kvant shartlar quyidagi ko'rinishdadir:

$$\oint P_i dq_i = 2\pi n_i \quad (n_i=1,2,3,\dots, i=1,2,3,\dots, j), \quad (4.41)$$

(4.41) ifodada umumlashgan koordinatalar q_i sifatida shunday koordinatalar olinadiki, ularda har bir P_i impuls faqat umumlashgan q_i koordinatalarga tegishli funksiya hisoblanadi. Integral sohasi sifatida tegishli o'zgaruvchining barcha o'zgarish sohasi olinadi. (4.41) shart tizimning harakatini kvantlashga imkon beradi.

Vodorodsimon atom elliptik orbitalarining kvantlashini quyidagicha qarash mumkin: umumlashgan koordinata sifatida qutb burchagi j va r – elektronning zaryadi Ze bo'lgan yadro turgan joyga to'g'ri keladigan koordinata boshidan elektron o'zi turgan nuqtasigacha bo'lgan masofa olinadi. Koordinatalar boshida joylashgan zaryadi Ze bo'lgan yadro joylashgan deb hisoblanadi. U vaqtda tizimning kinetik energiyasi:

$$E_k = \frac{1}{2m(r^2 + r^2 j^2)} \quad (4.42)$$

Umumlashgan impuls esa:

$$P_j = \frac{\partial E_k}{\partial j} = mr^2 j = const, \quad (4.43)$$

$$P_r = \frac{\partial E_k}{\partial r} = m\dot{r} \quad (4.44)$$

P_j ning doimiy bo'lishining sababi ta'sir etuvchi kuchlar markaziy kuchlar ekanligidir. Energiyaning saqlanish qonuniga

asosan elektronning yadro maydonidagi to'liq energiyasini quyidagicha yozish mumkin:

$$E = E_k - Ze^2 / (4\pi\epsilon_0 r) = (P_r^2 + P_j^2 / r) / (2m) - Ze^2 / (4\pi\epsilon_0 r). \quad (4.45)$$

Tizim tekis harakat qilgani uchun ikkita erkinlik darajasiga ega, u vaqtda kvantlash sharti ham ikkita bo'ladi:

$$\oint P_j dj = 2\pi n_j, \quad (4.46)$$

$$\oint P_r dr = 2\pi n_r. \quad (4.47)$$

Bunda n_j – azimutal, n_r – radial kvant sonlar deyiladi, P_r – radial impuls, P_j – azimutal impuls.

$$P_j = L = const, \quad (4.48)$$

bo'lishi shartidan

$$P_j = L = n_j \hbar, \quad (4.49)$$

ekanligi kelib chiqadi. (4.49) formulada j ning 0 dan $2p$ gacha o'zgarishi hisobga olingan. (4.47)dagi radial kvantlashni bajarish uchun umumlashgan impuls P_r ni r funksiyasi sifatida ifodalash kerak:

$$P_r = (A + 2B/r + c/r^2)^{1/2}. \quad (4.50)$$

Bunda

$$A = 2mE; \quad B = mZe^2 / (4\pi\epsilon_0); \quad C = n_j^2 \hbar^2. \quad (4.51)$$

Shuning uchun (4.49) formulada keltirilgan radial kvantlash shartini quyidagi ko'rinishda ifodalash mumkin:

$$\oint (A + 2B/r + c/r^2)^{1/2} dr = 2\pi n_r, \quad (4.52)$$

(4.52) formula integrallash chegarasi r ning mumkin bo'lgan barcha qiymatlarini o'z ichiga oladi. r ning minimal va maksimal qiymatlarida integral tagidagi ifoda nolga aylanadi. Buning ma'nosi shundan iboratki, bu nuqtalarda elektronning yadroga maksimal yaqinlashishi va yadrodan maksimal uzoqlashishida elektronning radial tezligi nolga aylanadi. Natijada radial impuls P_r ham nolga aylanadi, ya'ni $P_r = m\dot{r} = 0$ bo'ladi.

(4.52) ifodadagi integral odatdagidek hisoblanadi:

$$\oint (A + 2B/r + c/r^2)^{1/2} dr = -2\pi i (\sqrt{c} - B/\sqrt{A}); \quad (i = \sqrt{-1}). \quad (4.53)$$

Shunday qilib,

$$\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{m}{\sqrt{2mE}} = (n_j + n_r)\hbar. \quad (4.54)$$

Bundan esa n chi elliptik orbitadagi elektronning energiyasi aniqlanadi:

$$E_n = -\frac{Z^2 e^4 m}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{(n_r + n_j)^2} = -\frac{Z^2 e^4 m}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2 n^2}. \quad (4.55)$$

(4.55) formula elektron orbitalari elliptik bo'lganda atom stasionar holatining energiyasini ifodalaydi. Bu formulada n butun musbat son bo'lib, $n=n_j+n_r$, deb olingan. n bosh kvant son deyiladi. Elliptik orbitalar uchun yozilgan (4.55) ifodani doiraviy orbitalar uchun yozilgan (4.31) ifoda bilan taqqoslashdan ko'rinadiki, elliptik orbitalar uchun ham energiya qiymati doiraviy orbitalar uchun bo'lgan energiya qiymatidek bo'ladi. Farqi faqat shundaki, doiraviy orbitalar holidagi kvant soni (n), elliptik orbitalarda azimutal (n_j) va radial (n_r) kvant sonlari yig'indisiga teng bo'ladi. Mumkin bo'lgan ko'p sondagi ellipslardan (4.46) va (4.47) kvantlash shartlari orqali o'lchami va shakli n_j hamda n_r kvant sonlari bilan topiladigan aniq ellipslar ajratiladi.

$$n_j + n_r = const \quad (4.56)$$

bo'lgan barcha ellipslar aniq doiraviy orbitalarga energiya jihatidan ekvivalent bo'ladi.

Shunday qilib, kvantlash qoidasi yordamida elliptik orbitalarda harakatlanayotgan elektron energiyasi (4.55) formula orqali aniqlanar ekan. (4.46) va (4.47) formulalar elliptik orbitalarni kvantlash qoidalarini ifodalaydi.

4.11-§. Frank va Gers tajribalari

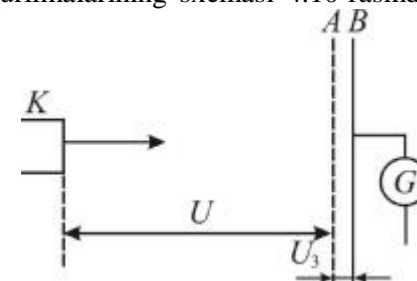
Frank va Gers tomonidan 1913-yilda o'tkazilgan tajribalar atom holatlarining diskret ekanligini tasdiqladi.

Elektron bilan atom orasidagi noelastik to'qnashuvlarda elektron o'z energiyasini atomga beradi. Elektron istalgan qiymatdagi kinetik energiyaga ega bo'lishi mumkin. Agar atomning ichki energiyasi ham uzluksiz o'zgarsa edi, atom elektron bilan noelastik to'qnashganda atom elektrondan istalgan qiymatdagi energiyani

qabul qilar edi. Lekin tajribada bunday hol kuzatilmadi. Tajribalar atom elektron bilan noelastik to'qnashganda, atom elektrondan faqat aniq bir qiymatdagi energiyasiga qabul qila olishini ko'rsatdi. Atom qabul qilgan bu energiya qiymati atomning ikki stasionar holatlari energiyalari farqiga teng bo'ladi. Demak, elektron bilan atom orasidagi noelastik to'qnashuvlarda elektron atomga energiyani faqat aniq bir qiymatdagi energiyasiga bera oladi. Elektronning atomga bergan energiyasi miqdorini o'lchab, bu energiya ikki stasionar holatlar energiyalari farqiga teng ekanligini aniqlash mumkin. Frank va Gers tajribasining g'oyasi ham shundan iborat edi.

Tajriba sxemasi. Tajriba qurilmalarining sxemasi 4.10-rasmda keltirilgan.

Bosimi 1 mm simob ustuniga ($\approx 130 Pa$) teng bo'lgan simob bug'i bilan to'ldirilgan trubka ichiga katod (K), to'r (A) va anod vazifasini bajaradigan (B) plastinka joylashtirilgan. Qizdirilgan katod (K) va to'r (A) orasiga katoddan chiqqan elektronlarni tezlatuvchi



4.10-rasm

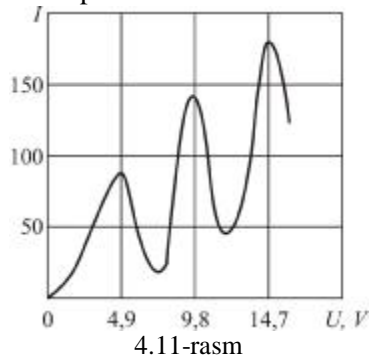
potensiallar farqi (U) ko'yilgan. Elektronlar o'z harakatlari davomida simob atomlari bilan to'qnashadilar. B plastinka A to'rdan keyin joylashtirilgan, ular orasiga kuchsiz ($\approx 0,5 V$) tormozlovchi potensial U_3 qo'yiladi. Elektronlar A to'r bilan B plastinka orasida tormozlanadi. Agar energiyasi $0,5 eV$ dan kichik bo'lgan elektron A to'rdan o'tsa, u V plastinkagacha yetib kela olmaydi. Energiyasi $0,5 eV$ dan katta bo'lgan elektronlarga A to'rdan o'tib B plastinkaga yetib kela oladilar. Ularning soni galvanometr (G) ko'rsatayotgan tok kuchi kattaligi orqali aniqlanishi mumkin.

Tajribalarda B plastinkaga tushgan elektronlar hosil qilgan tok kuchi bilan elektronlarni tezlatuvchi potensiallar farqi U orasidagi bog'lanishning (volt-amper xarakteristikasi) grafigi chizilgan (4.11-rasm). Volt-amper xarakteristikada tok kuchining maksimumlari bir-biridan bir xil oraliqda joylashgan. Ketma-ket joylashgan maksimumlar orasidagi har bir oraliq $\approx 4,9 V$ ga teng. Birinchi

maksimum 4,9 V potentsiallar farqiga, ikkinchi maksimum 9,8 V, uchinchi maksimum 14,7 V potentsiallar farqiga to'g'ri keladi.

Tajribalar tahlili. Tajribalar natijalari asosida chizilgan volt-ampere xarakteristikada tok kuchi maksimumlari hosil bo'lishini quyidagicha tushuntirish mumkin. Volt-ampere xarakteristikada tok

kuchi avval monoton ortib boradi va potentsiallar farqi $U=4,9$ voltga yetganda maksimumga erishadi, so'ng U yana orttirilishi bilan tok kuchi keskin kamayib minimumga erishadi, U yana orttirib borilganda va $U=9,8$ voltga yetganda tok kuchi maksimumga erishadi. Tok kuchining bunday maksimumi $U=14,7$ voltga yana takrorlanadi. Har ikki maksimumlar orasidagi



potentsiallar farqi 4,9 voltda teng. Volt-ampere xarakteristikaning bunday ko'rinishda bo'lishi atomlarda energetik sathlarning diskret ekanligini va atomlar energiyani faqat ma'lum bir porsiyalar tarzida qabul qila olishini, ya'ni simob atomlari 4,9 eV diskret energiyasiga qabul qilishini ko'rsatadi. Elektronlar energiyasi 4,9 eV dan kichik bo'lganda, elektronlar bilan simob atomlari orasida to'qnashuvlar elastik bo'ladi. Elektronlar A to'r va B plastinka orasidagi tormozlovchi potentsialni yengib B plastinkaga kelib tushadilar. Bu vaqtda zanjirda tok kuchining ortishi va elektronlar energiyasi 4,9 eVga yetganda tok kuchining maksimumga erishishi kuzatiladi. Elektronlar energiyasi 4,9 eV bo'lganda, ular simob atomlari bilan noelastik to'qnashadilar va o'z energiyalarini simob atomlariga beradilar. Energiyasini simob atomlariga bergan elektronlar B plastinkaga yetib kela olmaydilar, bu vaqtda tok kuchining keskin kamayib ketishi ko'rinadi. Potentsiallar ayirmasi yana orttirib borilganda tok kuchi ortib boradi. Elektronlar energiyasi 9,8 eVga yetganda tok kuchi yana maksimumga erishadi. Bunda elektronlar simob atomlari bilan yana noelastik to'qnashadi va o'z energiyalarini simob atomlariga beradi. Energiyasini simob atomiga bergan elektronlar B plastinkaga (anodga) yetib kela olmaydilar, tok kuchi yana keskin kamayib ketadi. Shu tariqa elektronlar energiyasi 14,7 eVga yetganda ham elektron va simob atomi orasida noelastik

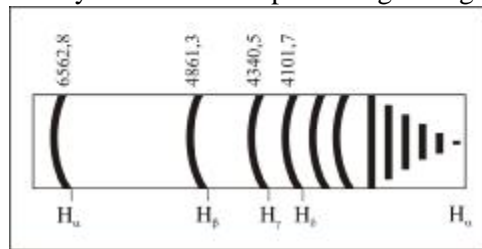
to'qnashuvlar bo'ladi. Bu tajribalardan elektronlar energiyasi har 4,9 eVga oshganda simob atomlari bilan noelastik to'qnashuvlar bo'lishi ko'rinadi. Demak, tajribada simob atomida 4,9, 9,8, 14,7 eV diskret energiyalarga ega bo'lgan stasionar holatlar mavjudligi aniqlandi. Atomdagi holatlar kvantlangan bo'lib, faqat diskret $\Delta E = E_2 - E_1 = 9,8 - 4,9 = 4,9$ eV energiyalarnigina qabul qilishi yoki chiqarishi mumkin. Noelastik to'qnashuvlarda 4,9 eV energiyani qabul qilgan simob atomlari uyg'ongan holatga o'tadilar. Uyg'ongan holatda $10^{-7} - 10^{-8}$ sekundgina yashab, so'ng olgan energiyalarini yorug'lik (chaqnash) kvant sifatida chiqarib yana asosiy holatga o'tadilar. Simob atomi nurlanishida chiqargan energiyasi 4,9 eV ga teng. Yoki boshqacha aytganda, simob atomlari asosiy holatdan uyg'ongan holatga o'tishida energiyani yutadi, atom uyg'ongan holatdan asosiy holatga o'tishida yutgan energiyasini yorug'lik kvanti ko'rinishida chiqaradi. Atom chiqaradigan diskret qiymatdagi energiyalar diskret spektrni hosil qiladi. Energiyaning har bir diskret qiymatiga spektrda ma'lum spektral chiziq to'g'ri keladi. Umumiy holda o'tishlar ikki uyg'ongan holatlar orasida bo'lishi mumkin. Pastki energetik sathdan yuqoriga o'tishda energiya yutiladi, yuqori sathdan pastki sathga o'tishda esa energiya chiqariladi. Asosiy holat qatnashadigan o'tishlar rezonans o'tishlar deyiladi. Simob atomi chiqaradigan 4,9 eV energiya (yorug'lik kvanti) simob atomining to'lqin uzunligi 253,7 nm bo'lgan rezonans chizig'iga tegishlidir, ya'ni simob atomi 4,9 eV energiya chiqarganda rezonans o'tish bo'ladi, chunki bunda asosiy holat qatnashadi. 4,9 V simob atomi rezonans potentsiali deyiladi. Tajriba natijalaridan shunday xulosa qilish mumkinki, simob atomida kamida ikkita energetik holat mavjud: uyg'otilmagan holat (bu holat asosiy holat deyiladi) va birinchi uyg'ongan energetik holat. Bu holat asosiy holatdan 4,9 eV energiya bilan farq qiladi. Lekin simob atomida yana yuqori uyg'ongan energetik holatlar mavjudligi aniqlangan. Atomlar nurlanishlarida uyg'ongan holatlarining diskret energetik spektrlari hosil bo'ladi. Atom chiqaradigan spektral chiziqlarning spektrda joylashishi atomda energetik sathlarning joylashishiga bog'liq. Shunga o'xshash tajribalar boshqa moddalar bilan ham o'tkazilgan. Barcha tajribalarda ham yuqorida bayon qilingan jarayonlar kuzatilgan. Masalan, kaliy va natriy atomlari bilan tajribalar o'tkazilgan. Kaliy uchun rezonans potentsial 1,63 V, natriy uchun 2,12 V ekanligi aniqlangan.

4.12-§. Vodorod atomi spektridagi qonuniyatlar

Ma'lumki, qizdirilgan jismlar o'zlaridan yorug'lik nurlanishi chiqaradi. Jismlarning nurlanishi atom va molekular ichkarisida bo'ladigan jarayonlar bilan bog'liq. Shuning uchun jismlarning nurlanishini o'rganish atom va molekular tuzilishini o'rganishda muhimdir. Borning chastotalar shartiga asosan atomlarning nurlanishi elektronning bir stasionar orbitadan ikkinchi stasionar orbitaga o'tganida sodir bo'ladi. Jismlar qizdirilganda energiya yutgan atomlar uyg'ongan holatga o'tadi. Uyg'ongan holatda atomlar (10^{-8} - 10^{-7}) sekund yashaydi, so'ng yutgan energiyasini nurlanish sifatida chiqarib asosiy holatga o'tadi. Atomlar diskret qiymatdagi energiyani chiqaradi yoki yutadi. Atom chiqargan yoki yutgan diskret energiyalari to'plami spektrni hosil qiladi. Spektrdagi har bir spektral chiziq jism chiqargan yoki yutgan aniq bir diskret energiya qiymatiga to'g'ri keladi. Spektrlarning turi (ko'inishi) nurlanayotgan jismning qanday holatda ekanligiga bog'liq.

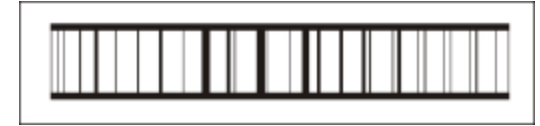
Qattiq jismlar nurlanishida tutash spektrlar hosil bo'ladi. Molekulalar nurlanishida yo'l-yo'l spektrlar, atomlar nurlanishida chizikli spektrlar hosil bo'ladi. Spektrda ko'p sondagi chiziqlarning bo'lishi atom ichki tuzilishining murakkab ekanligini ko'rsatadi. Atomlar nurlanishida chiqaradigan energiyalari hosil qilgan spektrlarni o'rganish orqali atomdagi energetik sathlar to'g'risida to'la ma'lumot olish mumkin. Atom spektrida spektral chiziqlarning joylashishi atomda energetik sathlar joylashishiga bog'liqdir.

Atomlarning chizikli spektrini o'rganishda spektral chiziqlarning ketma-ketlik bilan joylashishida ma'lum qonuniyatlar mavjudligi aniqlanadi. Bunday qonuniyatlar birinchi marta vodorod atomi spektrida kuzatildi. Bu qonuniyatlarni aniqlashda birinchi bo'lib, shvesariyalik fizik Balmer 1885-yilda vodorod spektrining ko'zga ko'rinadigan sohasidagi spektral chiziqlar holatini aniqlaydigan empirik formulani ishlab chiqdi. Vodorod atomi chiqarish spektrining ko'zga ko'rinadigan sohasi (Balmer seriyasi) 4.12-rasmda,



4.12-rasm

yutilish spektri esa 4.13-rasmlarda keltirilgan. Chizikli spektrlar uchun olingan empirik natijalar tahlil qilib ko'rilganda, spektrdagi alohida chiziqlar ma'lum guruhlariga birlashishi aniqlandi. Bu guruhlar *seriyalar* deyiladi. Balmer 1885 yilda vodorod spektrining ko'rinadigan sohasida H_a, H_b, H_γ, H_δ lar bilan belgilanadigan to'rtta chiziqning to'liq uzunligi quyidagi empirik formula bilan ifodalaniishi mumkinligini ko'rsatdi:



4.13-rasm

$$I \approx B \frac{n^2}{n^2 - 4}; \quad (n = 3, 4, 5, 6, \dots) \quad (4.57)$$

n atomdagi elektron orbitalar (energetik sathlar) tartib raqamini bildiradi. B esa $3645,6 \cdot 10^{-8} \text{ sm} = 3645,6 \text{ \AA}$ ga teng bo'lgan empirik doimiy. (4.57) formulaga asosan hisoblangan to'liq uzunliklar, Balmer o'lchagan natijalarga deyarli mos keladi (4.1-jadval).

4.1-jadval

Chiziq	Balmer formulasi bo'yicha hisoblangan (Å)	O'lchashlar bo'yicha (Å)	Farqi (Å)
H _α	6562,08	6562,10	+0,02
H _β	4860,80	4860,74	-0,06
H _γ	4340,00	4340,10	+0,10
H _δ	4101,30	4101,20	-0,10

Bu chiziqlar uchun hisoblangan va kuzatilgan to'liq uzunliklarning mos kelishida farq mavjudligi aniqlandi. Bu esa o'sha vaqtdagi bu chiziqlarni o'lchash noaniqligi bilan bog'liq bo'lib chiqdi. (4.57) formulani chastotani hisoblash formulasi ko'rinishda yozish mumkin. U vaqtda spektrning ko'rinadigan sohasidagi spektral chiziqlar chastotasi quyidagicha ifodalanadi:

$$n = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 3, 4, 5, \dots) \quad (4.58)$$

(4.58) formulada R – doimiy kattalik (4.9-§ dagi (4.35) formulaga qaralsin), n – spektrdagi har bir spektral chiziqqa tegishli bo'lgan chastota, ya'ni elektronning $n=3,4,5, \dots$ uyg'ongan holatlardan $n=2$ uyg'ongan holatga o'tganida atom nurlaydigan energiya chastotasidir. (4.58) ifoda Balmer formulasidir. Spektrning

ko'rinadigan sohasida joylashgan spektral chiziqlar guruhi *Balmer seriyasi* deyiladi. Demak, vodorod atomi spektridagi Balmer seriyasi spektral chiziqlarining chastotasi (4.58) formula orqali aniqlanadi. Vodorod atomi spektrida Balmer seriyasi bilan bir qatorda, shu formulaga o'xshash formula bilan ifodalanadigan boshqa seriyalar ham topildi.

Spektrning ultrabinafsha sohasida 1906 yilda Layman tomonidan quyidagi seriya kashf qilindi:

$$n = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 2, 3, \dots) \quad (4.59)$$

Bu seriyaga *Layman seriyasi* deyiladi. Bunda n – elektronning $n=2, 3, 4, \dots$ uyg'ongan holatlardan $n=1$ bo'lgan asosiy holatga o'tishida atom nurlaydigan energiya sachtotasidir.

Spektrning infraqizil sohasida 1908 yilda Pashen tomonidan quyidagi seriya topildi:

$$n = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 4, 5, \dots) \quad (4.60)$$

Bu seriya *Pashen seriyasi* deyiladi.

Keyinchalik vodorod spektrining infraqizil sohasida yana boshqa seriyalar aniqlandi.

Breket seriyasi

$$n = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 5, 6, \dots) \quad (4.61)$$

Pfund seriyasi

$$n = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n = 6, 7, \dots) \quad (4.62)$$

(4.58) va (4.59) formulalardan vodorod atomi spektridagi barcha seriyalarni quyidagi umumiy formula

$$n = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (m = 1, 2, 3, \dots; n = m + 1) \quad (4.63)$$

orqali ifodalash mumkin ekanligi ko'rinadi. Bunda m har bir seriyada doimiy $m=1, 2, 3, 4, 5$ qiymatlarni, n esa m dan bittaga ortiq, ya'ni $n=m+1$ bo'lgan butun sonlarni qabul qiladi. m va n lar atomdagi elektron qobiqlar (orbitalar) tartib raqamini bildiradi. (4.63) formulaga *Balmerning umumlashgan formulasi* deyiladi.

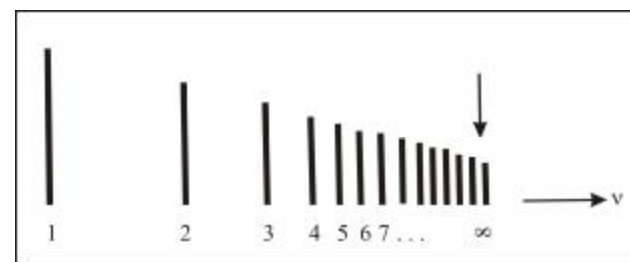
n ning ortishi bilan har bir seriyada spektral chiziqlarning chastotasi seriya chegarasi deb ataluvchi R/m^2 chegaraviy qiymatga intiladi.

Layman seriyasidagi spektral chiziqlarning katta to'liq uzunligi $n=2$ bo'lganda hosil bo'ladi, ya'ni $I = \frac{4}{3R_H} = 121,56713 \text{ nm}$. Bu

to'liq uzunlikka tegishli bo'lgan spektral chiziq vodorodning rezonans chizig'i deyiladi. Eng katta chastota $n=\infty$ bo'lganda, (4.58-4.62) formulalar yordamida hisoblanadi. Bu chastota seriya chegarasi deyiladi. Balmer seriyasida seriya chegarasi

$$n_\infty = \frac{R_H}{4} = 27419,69 \text{ sm}^{-1} \quad \text{yoki} \quad I_\infty = \frac{4}{R_H} = 3648 \text{ \AA}$$

Seriya chegarasiga yaqinlashganda spektral chiziqlar zichlashadi, ular orasidagi to'liq uzunliklari farqi asimptotik ravishda nolga intiladi, spektral chiziqlar intensivligi ham nolga intiladi. Seriya chegarasidan tashqarida spektr uzilmaydi, balki tutash bo'ladi. Bunday qonuniyat faqat vodorod atomi spektridagina emas, balki boshqa elementlar spektrida ham kuzatiladi. Bunda ham seriya chegarasi mavjud bo'lib, chegaradan tashqarida tutash spektr hosil bo'ladi. Spektral chiziqlarning joylashishini sxematik ko'rinishda qaralsa va ularning intensivligini chiziqlar ko'rinishida tasvirlansa, spektral chiziqlar intensivligining nolga intilishini ko'rish mumkin (4.14-rasm).



4.14-rasm

Vodorod atomi spektri to'g'risida yuqorida bayon qilingan tushunchalarning yakuni sifatida 4.2-jadvalni keltirish mumkin.

4.2-jadval

Vodorod atomi spektral seriyalari.

Seriya nomlari	Spektr sohalari	Seriya formulalari	Seriya chegarasi ($n=\infty$)
Layman seriyasi	Ultrabinafsha	$\frac{1}{l} = R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right)$ $n = 2, 3, 4, \dots$	911,27 Å
Balmer seriyasi	Ko'rinadigan	$\frac{1}{l} = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right)$ $n = 3, 4, 5, \dots$	3645,6 Å
Pashen seriyasi	Infraqizil	$\frac{1}{l} = R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right)$ $n = 4, 5, 6, \dots$	8201,4 Å
Breket seriyasi	Infraqizil	$\frac{1}{l} = R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right)$ $n = 5, 6, 7, \dots$	14580 Å
Pfund seriyasi	Infraqizil	$\frac{1}{l} = R\left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2}\right)$ $n = 6, 7, 8, \dots$	22782 Å

4.13-§. Spektral termlar. Kombinasion prinsip

Spektroskopiyaning asosiy qonuni 1908 yilda Rits tomonidan empirik yo'l bilan aniqlangan kombinasion prinsip hisoblanadi. (4.63) formulaga quyidagicha belgilashlar kiritish mumkin:

$$T(m) = \frac{R}{m^2}, \quad T(n) = \frac{R}{n^2}. \quad (4.64)$$

Bunday belgilashlar kiritib (4.60) formulani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$n = T(m) - T(n). \quad (4.65)$$

$T(m)$, $T(n)$ lar spektral termlar deb ataladi.

(4.65) formulaga asosan nurlanayotgan barcha chastotalar spektral termlar kombinasiyasi ko'rinishida aniqlanadi. Bu qoida Risning kombinasion prinsipi deyiladi.

Vodorod atomi uchun barcha termlar tizimi bitta formuladan hisoblanadi:

$$T(n) = \frac{R}{n^2}, \quad (n = 1, 2, \dots) \quad (4.66)$$

(4.66)dan muayyan atom uchun termlar tizimini bilgan holda, istalgan spektral chiziqning chastotasini shu tizimning ikkita hadi ayirmasi holida topilishi mumkinligi kelib chiqadi.

Kombinasion prinsipni quyidagicha ta'riflash mumkin: atom spektridagi bitta seriyaning ikki spektral chizig'ining chastotasi ma'lum bo'lsa, u holda ularning ayirmasi shu atomga tegishli biror uchinchi spektral chiziqning chastotasiga teng bo'ladi. Agar Layman seriyasining ikki chizig'i chastotasi ma'lum bo'lsa, ya'ni:

birinchi spektral chiziq chastotasi:

$$\nu_1 = T_1 - T_2,$$

ikkinchi spektral chiziq chastotasi:

$$\nu_2 = T_1 - T_3.$$

U holda $\nu_1 - \nu_2$ ayirma Balmer seriyasi birinchi chizig'ining chastotasiga teng bo'ladi:

$$\nu_2 - \nu_1 = T_2 - T_3 \text{ va h.k.}$$

Masalan, Layman seriyasida $n=2$; 3 bo'lgandagi spektral chiziq chastotalari tegishli $n_1=82258,31$ va $n_2=97491,36$ ekanligi ma'lum bo'lsa, u vaqtda $n_2 - n_1 = 97491,36 - 82258,31 = 15233,05$ bo'ladi. Bu son Balmer seriyasidagi $n=3$ bo'lgandagi spektral chiziqning chastotasiga mos keladi, ya'ni $n=15233,216$.

Kombinasion prinsip empirik yo'l bilan kashf qilingan bo'lib, spektrlardagi qonuniyatlarga o'xshab u ham qandaydir g'alati son bo'lib tuyulgan. Buning ma'nosi Borning kvant postulatlarini ta'riflangandan keyin ochildi.

Bor birinchi bo'lib kombinasion prinsip atomlar ichidagi harakatlarini boshqaradigan o'ziga xos kvant qonunlar ekanligini ko'rsatdi. Shunday qilib, har bir termga muayyan stasionar energetik holat to'g'ri keladi, har bir chiqarilgan chastota ikki stasionar holat bilan bog'langan kombinasion prinsipning o'zidir. Agar sm^{-1} da ifodalangan to'lqin sonini ν orqali belgilasak, u holda s^{-1} da ifodalangan chastota $c\nu$ ga teng bo'ladi. Shunga asosan, Borning chastotalar shartini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$hcn = E_n - E_m,$$

bundan

$$\nu = \frac{E_n}{hc} - \frac{E_m}{hc}. \quad (4.67)$$

Agar

$$T(n) = -\frac{E_n}{hc}, \quad (4.66)$$

deb olinsa, u holda (4.67) quyidagi ko'rinishga keladi:

$$n = T(m) - T(n)$$

ya'ni kombinasion prinsipning ma'lum ta'rifi hosil bo'ladi. (4.68) ifodadan bilish mumkinligi, kulon maydonida bog'langan elektron energiyasi (norelyativistik) har doim manfiydir. (4.67) formulaga termning (4.64) ifodasiga asosan Ridberg doimiysi orqali berilgan ifodasi kiritilsa, atomlar energiyasini ham shu doimiy orqali ifodalash mumkin:

$$E_n = -\frac{Rhc}{n^2}.$$

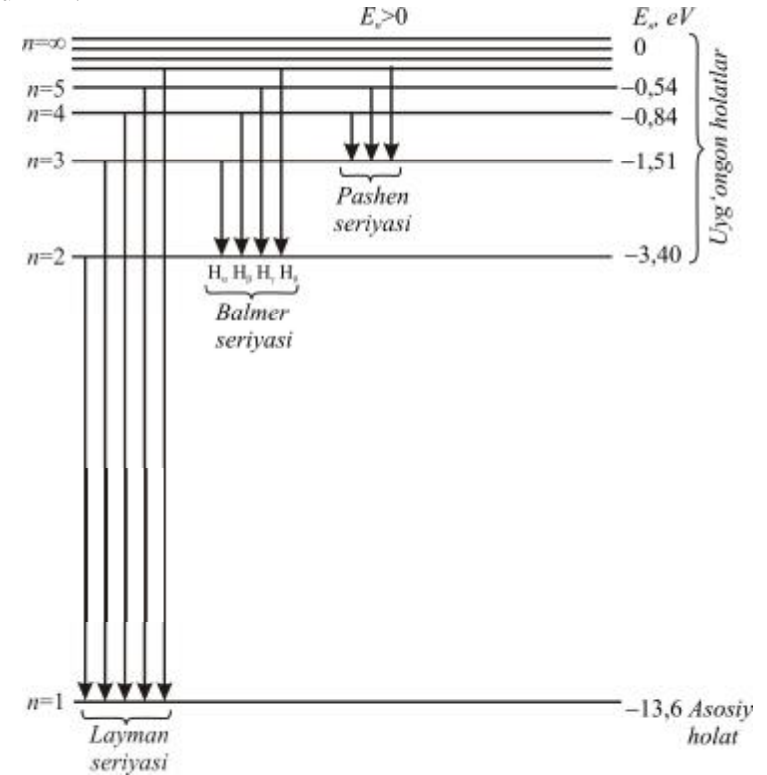
Bu yerda h va c – universal doimiylardir, n – butun son va R – Ridberg doimiysi.

4.14-§. Vodorod atomining energetik sathlari diagrammasi

Spektroskopiyada spektral termlar va energetik sathlarni gorizontaal chiziqlar bilan, ular orasidagi elektron o'tishlarni esa strelkalar bilan ko'rsatish qabul qilingan. Yuqori energetik sathlardan pastki energetik sathlarga yo'naltirilgan strelkalar atomning energiya chiqarishidagi spektral chiziqlariga tegishli bo'ladi; teskari yo'nalishdagi strelkalar esa atomning energiyani yutishidagi spektral chiziqlarga tegishli bo'ladi. 4.15-rasmda vodorod atomi energetik sathlarining diagrammasi keltirilgan.

Rasmda energetik sathlar tartibi kvant soni n bilan ko'rsatilgan. $n=\infty$ bo'lgandagi sath energiyasi nol energiya deb olingan. $n=1$ dan $n=\infty$ gacha bo'lgan barcha sathlar kvantlangan bo'lib, diskret energiya qiymatiga ega bo'ladi. Bu holatlar bog'langan holatlar bo'ladi. Energiya faqat diskret qiymatlarga ega bo'lgandagina yadro va elektronlar bog'langan tizimi – atomni hosil qiladi. $n=\infty$ dan

yuqoridagi sathlar energiyasi uzluksiz bo'ladi. Bunda elektronlar yadrodan mumkin qadar uzoqlashgan va bog'lanmagan bo'ladi. Bu vaqtda yadro va elektron juftini shartli ravishdagina atom deyish mumkin.



4.15-rasm

Umuman, atom deganda, bog'langan tizimlar tushuniladi. Shunday bo'lishligini Bor o'z postulatlarida tushuntirdi. n ning ortishi va $n=\infty$ ga yaqinlashishi bilan energetik sathlar bir-biriga yaqinlasha boradi. $n=\infty$ ga yetganda undan yuqorida energetik sathlar shunchalik yaqinlashadiki, ketma-ket ikki sath orasidagi energiya farqi juda kichik bo'lib, energetik sathlar uzluksiz spektrni hosil qiladi. $n=\infty$ bo'lgan energetik sathdan yuqorida bog'lanmagan elektronlarining mavjudligi uzluksiz energetik sathlar va diskret energetik sathlar orasida kvant o'tishlarni (elektron o'tishlarni) hosil qiladi. Bu holat atom chiziqli spektri ustiga tushadigan tutash

chiqarish va yutilish spektrlari hosil bo'lishida ko'rinadi. Shuning uchun ham seriya chegarasida spektr uzilmaydi, balki chegaradan keyin qisqa to'lqinlar tomonga davom etadi va tutash spektrga aylanadi. $n=\infty$ dan yuqorigi sathlarda energiya uzluksiz bo'ladi.

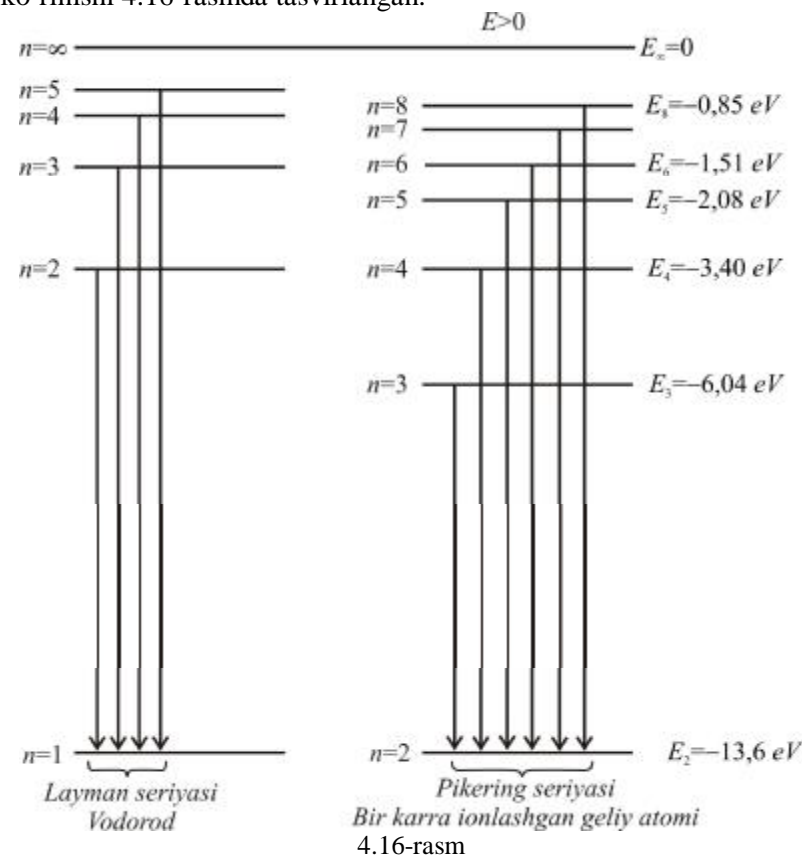
Atomning biror diskret energiyali holatdan uzluksiz energiyali holatga o'tishi atomni bog'lanmagan tizimga aylantiradi, bu atomning ionlanishi bo'ladi. $n=\infty$ dan yuqorida energetik sathlarning energiyasi musbat bo'ladi ($E>0$), bunday holat bog'lanmagan holatdir. Demak, $n=\infty$ dan yuqorida bo'lgan uzluksiz energiyali bog'lanmagan holatda atom musbat ion holda, elektron erkin holda bo'ladi. $n=1$ dan $n=\infty$ gacha bo'lgan barcha holatlar bog'langan holatlar bo'lib, ularga manfiy to'liq energiya qiymatlari to'g'ri keladi ($E<0$). Bog'langan sistemagina atomni hosil qiladi, elektronlar ham bog'langan bo'ladi. Uzluksiz energiyali holatdan diskret energiyali holatlarga kvant o'tishlar elektronlarning tegishli musbat ion bilan rekombinatsiyasi orqali bo'ladi. Bunday o'tishlarda chiqariladigan nurlanishlar rekombinasion nurlanishlar deyiladi. Atomning $n=1$ bo'lgandagi eng kichik energiyali holati uning asosiy holati deyiladi va atom bu holatda uzoq vaqt davomida bo'lishi mumkin. Atomning asosiy holatidan yuqori $n=2,3,4,\dots$ bo'lgan diskret energetik holatlarga o'tishi atomning uyg'onishi bo'ladi. Demak, atomning $n=2,3,4$ bo'lgandagi holatlari uning uyg'ongan holatlari bo'ladi. Uyg'ongan holatlarning har biridagi energiyasi, uning asosiy holatidagi energiyasidan katta bo'ladi. $n=2$ bo'lgan holat atomning birinchi uyg'ongan holati, $n=3$ esa ikkinchi uyg'ongan holati bo'ladi va hokazo.

4.15-rasmdagi vodorod atomi energetik sathlari diagrammasida gorizantal to'g'ri chiziqalarda vodorod atomi energiyasining mumkin bo'lgan qiymatlari qo'yilgan. Rasmdan ko'rinadiki, $n=1$ dan $n=\infty$ gacha bo'lgan barcha holatlar bog'langan holatlardir, chunki manfiy energiyaga egadirlar. Agar atom asosiy holatda bo'lsa, energiyasi $-13,6 \text{ eV}$ ga teng, undan elektronnini uzib olib ionga aylantirish uchun $13,6 \text{ eV}$ energiya talab qilinadi. U vaqtda asosiy holatda bo'lgan vodorod atomining ionlashtirish (Ye_{ion}) energiyasi va bog'lanish energiyasi ($E_{bog'}$) o'zaro teng bo'ladi, ya'ni:

$$E_{ion}=E_{bog'}=13,6 \text{ eV}.$$

4.15-§. Pikering seriyasi va vodorodsimon ionlar spektri

Pikering 1897-yilda Puppis yulduzi spektrida Balmer seriyasiga o'xshash spektral seriyani kashf qildi. Ikkala seriyaning sxematik ko'rinishi 4.16-rasmda tasvirlangan.



Tasvirda ko'rinishicha, Pikering seriyasi xuddi ikki guruhga ajralgandek, bir chiziq osha joylashgan bir guruh chiziqlar deyarli Balmer seriyasidagi chiziqlarga mos keladi, oraliq chiziqlar esa Balmer seriyasidagiga o'xshash emas. Ridberg bu seriyani n butun va yarim qiymatlarga ega bo'lgan Balmer formulasi bilan ifodalanihini ko'rsatdi.

$$n = R(1/2^2 - 1/n^2) \quad (n = 2,5; 3; 3,5), \quad (4.69)$$

butun qiymatlariga Balmer chiziqlariga mos kelgan chiziqlar to'g'ri keladi, yarim qiymatlariga esa oraliq chiziqlar to'g'ri keladi.

Bu seriyani Yerdagi vodoroddan olishga qanchalik urinsalar ham uni olish imkoni bo'lmadi. Shuning uchun Pikering seriyasi yulduzlarda qandaydir holatda bo'lgan vodorodga taalluqlidir deb hisoblandi. Nihoyat, bu seriya laboratoriya sharoitida olindi. Tajriba muvaffaqiyatli o'tishi uchun vodorodga geliy aralashtirish kerak edi. Bor bu faktlarning chigal majmuasini Pikering seriyasi vodorodga emas, balki ionlashgan geliyga taalluqlidir, degan fikrni aytdi. Haqiqatdan quyidagi ifodaga asosan:

$$n = \frac{2p^2 mZ^2 e^4}{h^3 c} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (4.70)$$

n har doim Z ga proporsional va geliy uchun $Z=2$, u holda ionlashgan geliyning (He^+) spektral seriyasi:

$$n = 4R_{\text{He}} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (4.71)$$

formulaga mos kelishi kerak. Bu yerda geliy uchun $m=4$ bo'lsa, u holda formula quyidagi ko'rinishga keladi:

$$n = 4R_{\text{He}} \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (n = 5, 6, \dots), \quad (4.72)$$

$$n = R_{\text{He}} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{(n/2)^2} \right),$$

Bu formulani $n/2$ ni k orqali belgilab, quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$n = R_{\text{He}} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{k^2} \right) \quad (k = 2, 5; 3; 3, 5; 4; \dots),$$

ko'rinishga ega bo'lamiz. Bu esa Pikering seriyasi formulasidir. Vodorod va geliy massalaridagi farq mavjudligi tufayli R_{He} Ridberg doimiysi R_{H} dan bir oz farq qilishi kerak. Shu sababli R ning butun qiymatlari uchun ham Pikering seriyasi chiziqlari vodorodning Balmer chiziqlariga nisbatan bir oz siljigan bo'ladi. Borning bu fikrini Pashen tasdiqladi. Uning ko'rsatishicha, Pikering seriyasini sof vodorodda hosil qilib bo'lmaydi. Demak, hech qanday vodorod bo'lmagan sof geliyda Pikering seriyasini oson hosil qilish mumkin

va bu seriyaning chiziqlari k ning butun qiymatlari uchun Balmer chiziqlariga nisbatan xuddi (4.72) formulada kutilgandek, binafsha tomonga siljigan bo'ladi. 4.3-jadvalda ionlashgan geliy spektrida Pashen o'lchagan to'lqin uzunliklar bilan yonma-yon n ning butun qiymatlariga mos keluvchi, vodorodning Balmer seriyasi to'lqin uzunliklari keltirilgan.

4.3-jadval

K	He^+	H
3,0	6560,01	6562,8(H_a)
3,5	5411,6	–
4,0	4859,3	4861,3(N_b)
4,5	4561,6	–
5,0	4338,7	4340,5(N_g)
5,5	4199,9	–
6,0	4100,0	4101,7(N_d)

He^+ dan keyingi vodorodsimon ionlar ikki karra ionlashgan litiy Li^{++} ($Z=3$) va uch karra ionlashgan berilliy Be^{+++} ($Z=4$)lardir. Ularning spektral seriyalari ushbu formulalar orqali aniqlanishi kerak:

$$n = 9R_{\text{Li}} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right);$$

$$n = 16R_{\text{Be}} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

Haqiqatdan ham bu ionlar uchun Layman seriyasining dastlabki hadlarini ($m=1$) spektrning chetdagi ultrabinafsha qismidan topishga muvaffaq bo'ldilar.

4.16-§. Vodorod atomining ionlashtirish energiyasi

Ionlashtirish energiyasi. Agar atom tashqaridan energiya qabul qilsa, elektronning energiyasi ortadi va o'z orbitasidan yuqori bo'lgan orbitaga o'tadi. Agar elektronga tashqaridan berilgan energiya yetarlicha katta bo'lsa, elektron $n=\infty$ bo'lgan orbitaga o'tadi, ya'ni atomdan uzilib chiqadi. Natijada atom bir elektronini yo'qotib ionlashadi, musbat ion hosil bo'ladi.

Demak, asosiy holatda bo'lgan atomdan elektronni uzib chiqarib atomni ion holiga o'tkazish uchun zarur bo'lgan energiya ionlashtirish energiyasi deyiladi.

$Z=1$ va $n=1$ bo'lgan asosiy holatdagi vodorod atomi uchun ionlashtirish energiyasi formula orqali aniqlanadi:

$$E_{ion} = \frac{me^4}{32p^2 e_0^2 h^2} = 13,6 \text{ eV} \quad (4.73)$$

(4.73) ifoda vodorod atomi uchun ionlashtirish energiyasini nazariy hisoblash formulasidir. Bu formula bilan hisoblangan ionlashtirish energiyasi Ye_{ion} qiymati, uning tajribada hisoblangan qiymati bilan mos keladi.

Uyg'onish energiyasi. Elektronning asosiy holatdan uyg'ongan holatga o'tkazish uchun atomga berilishi zarur bo'lgan energiya uyg'onish energiyasi ($E_{uyg'}$) deyiladi.

Masalan, vodorod atomi uchun uyg'onish energiyasi

$$E_{uyg'} = E_{bog'} - E_{ion}, \quad (4.74)$$

$n=2$ bo'lgan birinchi uyg'ongan holat uchun

$$E_{uyg'} = -3,40 \text{ eV} - (-13,6 \text{ eV}) = 10,2 \text{ eV}.$$

Bu energiya qiymati $n=2$ bo'lan holatga tegishli uyg'onish energiyasidir (birinchi uyg'ongan holat).

Bog'lanish energiyasi. Bog'lanish energiyasi uyg'ongan holatda bo'lgan atomdan elektronni uzib chiqarish uchun zarur bo'lgan energiyadir. Masalan, $n=2$ bo'lgan birinchi uyg'ongan holatdagi atomdan elektronni uzib chiqarish uchun $3,40 \text{ eV}$ energiya kerak. Demak, birinchi uyg'ongan holat bog'lanish energiyasi $3,40 \text{ eV}$. Agar atom asosiy holatda bo'lsa, bu holatdagi bog'lanish energiyasi ionlashtirish energiyasiga teng bo'ladi, ya'ni $E_{ion} = E_{bog'} = 13,6 \text{ eV}$. Agar holat ko'rsatilmadan bog'lanish energiyasi haqida gapirilsa, bunda E_{ion} va $E_{bog'}$ lar bir xil bo'ladi.

Atomning energiya chiqarmaydigan (nurlanmaydigan) holatlari stasionar holatlar deyiladi. Atomning $n=1$ bo'lgan eng kichik energiyali holati uning asosiy holati deyiladi. Atom asosiy holatda uzoq vaqt davomida bo'lishi mumkin. atomning $n=2,3,4,\dots$ larga tegishli holatlari uning uyg'ongan holatlari deyiladi. Uyg'ongan holatlarning har birida atom energiyasi atomning asosiy holati energiyasidan katta bo'ladi.

4.17-§. Yadro harakatini hisobga olish

Bor nazariyasida yadro massasi cheksiz katta bo'lib, yadro qo'zg'almas, elektron esa uning atrofida aylanadi deb qaraladi. Kvantlash qoidasi:

$$L = nJt = n\hbar.$$

Bu formula yadro harakatini hisobga olmasdan chiqarilgan. Haqiqatda esa, elektron va yadro umumiy massa markazi atrofida harakatlanadi (4.17-rasm).

Elektron va yadrodan iborat tizimni ko'raylik. Rasmda r_e va r_n masofalar elektrondan va yadrodan massa markazigacha bo'lgan masofalardir. Rasmdan ko'rish mumkinki,

$$r = r_e + r_n. \quad (4.75)$$

Massa markazi aniqlanishi qoidasiga asosan

$$Mr_n = mr_e. \quad (4.76)$$

(4.76) formulada M – yadro massasi, m – elektron massasi. (4.75) va (4.76) formulalarni r_e va r_n larga nisbatan yechilganda:

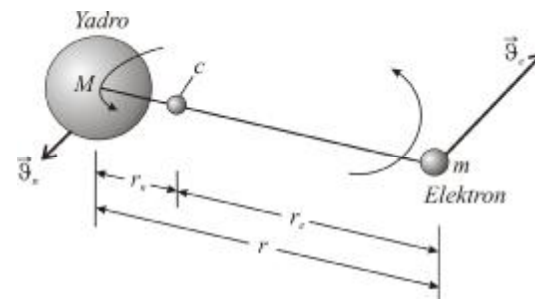
$$r_e = \left(\frac{M}{M+m} \right) r \quad (4.77)$$

$$r_n = \left(\frac{m}{M+m} \right) r \quad (4.78)$$

Borning postulatiga asosan umumiy massa markaziga nisbatan elektron impulsining to'liq momenti:

$$L = MJ_n r_n + mJ_e r_e = n\hbar, \quad (4.79)$$

yadro va elektronning chiziqli tezliklari tegishlicha $J_n = \omega r_n$ va $J_e = \omega r_e$ ekanligini hisobga olgan holda (4.79) formulani quyidagicha yozish mumkin:



4.17-rasm

$$L = Mwr_n^2 + mwr_e^2 = n\hbar. \quad (4.80)$$

Bunda w – doiraviy chastota. (4.80) formulaga (4.77) va (4.78) ifodalardan r_e va r_n larning qiymatlari qo'yilsa, quyidagi tenglik hosil bo'ladi:

$$mwr^2 = n\hbar \quad (4.81)$$

(4.81) formulada yadroning harakati hisobga olingan. Bunda m – yadro va elektronning umumiy massa markazi atrofida harakatlanishini hisobga oladigan keltirilgan massa deyiladi va quyidagicha aniqlanadi:

$$m = \frac{mM}{m+M}, \quad (4.82)$$

(4.81) formula yadroning harakati hisobga olinmaydigan quyidagi

$$L = mJr = n\hbar, \quad (4.83)$$

formula kabidir. Haqiqatan ham $J = wr$ ekanligidan (4.83) formulani stasionar holat uchun quyidagicha yozish mumkin:

$$L = mwr^2 = n\hbar. \quad (4.84)$$

Shunday qilib, (4.81) formula (4.84) formula bilan mos keladi. (4.81) formulada faqat elektron massasi keltirilgan massa bilan almashtirilgan. (4.84) formula (4.81) formulaga nisbatan yaqinlashgan formuladir. Buni $M \gg m$ va

$$m = \frac{mM}{m+M} \approx m$$

ekanligidan ko'rish mumkin. Tizimning potentsial energiyasi quyidagicha aniqlanadi:

$$U = -\frac{e^2}{4pe_0 r}. \quad (4.85)$$

Kinetik energiyasi esa:

$$K = \frac{1}{2}mJ_e^2 + \frac{1}{2}MJ_n^2 = \frac{w^2}{2}(mr_e^2 + Mr_n^2). \quad (4.86)$$

Ma'lum o'zgartirishlardan so'ng

$$K = \frac{1}{2}mw^2 r^2. \quad (4.87)$$

Elektron harakatiga Nyuton qonuni tatbiq qilinganda:

$$\frac{e^2}{4pe_0 r^2} = m \frac{J_e^2}{r_e} = mw^2 r_e. \quad (4.88)$$

Bu formulaga (4.77) dan r_e ning qiymati qo'yilganda

$$\frac{1}{4pe_0} \frac{e^2}{r^2} = \frac{mM}{m+M} w^2 r, \quad (4.89)$$

yoki

$$\frac{1}{4pe_0} \frac{e^2}{r^2} = mw^2 r. \quad (4.90)$$

(4.84) formuladan w ni topib, w^2 ifodasini (4.90) formulaga qo'yilganda

$$\frac{1}{4pe_0} \frac{e^2}{r^2} = m \left(\frac{n\hbar}{mr^2} \right)^2 r. \quad (4.91)$$

(4.91) dan atom stasionar orbitalar o'lchami aniqlanadi:

$$r_n = r = \frac{4pe_0 n^2 \hbar^2}{me^2}. \quad (4.92)$$

(4.92) ifoda yadro harakati hisobga olinmagan holda orbita o'lchamini aniqlash formulasidan faqat m o'rnida keltirilgan massa m yozilishi bilan farq qiladi. (4.87) va (4.88) formulalardan:

$$K = \frac{1}{2}mw^2 r^2 = \frac{1}{8pe_0} \frac{e^2}{r}.$$

Tizimning kinetik va potentsial energiyalar yig'indisiga teng bo'lgan to'liq energiyasi esa quyidagicha:

$$E = -\frac{1}{8pe_0} \frac{e^2}{r},$$

bu ifodada $r=r_n$ ekanligi hisobga olinsa, tizimning yadro harakati hisobga olingandagi to'liq energiyasi hosil bo'ladi:

$$E_n = -\frac{me^2}{32pe_0^2 \hbar^2 n^2}. \quad (4.93)$$

Yadro harakati hisobga olinmagan holda esa elektronning to'liq energiyasi quyidagicha edi:

$$E_n = -\frac{me^4}{32p^2 e_0^2 h^2 n^2}. \quad (4.94)$$

Elektron energiyasi E_i bo'lgan holatdan energiyasi E_f ($E_i > E_f$) bo'lgan holatga o'tganda chiqarilgan foton energiyasi chastotasi

$$n = \frac{c}{l} = \frac{E_i - E_f}{h},$$

ko'rinishni oladi. Bu formulaga E_i , E_f larning (4.93) ifodalangan tegishli qiymatlari qo'yilganda:

$$n = \frac{me^4}{64p^3 h^3 e_0^2} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right). \quad (4.95)$$

$n = \frac{c}{l}$ va $h = 2ph$ ekanligini hisobga olib, atom chiqaradigan foton energiyasining to'liq uzunligini quyidagicha aniqlash mumkin:

$$\frac{1}{l} = \frac{me^4}{64p^3 h^3 e_0^2 c} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (4.96)$$

U vaqtda yadro harakati hisobga olingan holda Ridberg doimiyligi formulasi quyidagicha ifodalanadi:

$$R_m = \frac{me^4}{64p^3 h^3 e_0^2 c}, \quad (4.97)$$

yoki

$$\frac{1}{l} = R_m \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (4.98)$$

R_m ning yadro harakati hisobga olinmagan holdagi R ga nisbati

$$\frac{R_m}{R} = \frac{m}{M} = \frac{1}{1 + \frac{m}{M}} < 1. \quad (4.99)$$

Yadro harakatini hisobga olgan holda (4.93) va olmagan holda (4.94) formulalar orqali energetik sathlar energiyalari hisoblanishidan ko'rinadiki, n ning bir xil qiymati uchun hosil qilingan energiya natijalari bir-biridan quyidagicha farq qiladi:

$$E_n \text{ (hisobga olgan holda)} > E_n \text{ (hisobga olmagan holda)}.$$

Yadro harakatini hisobga olganda energiyasi hisoblangan energetik sathlar $E_\infty = 0$ tomonga biroz siljigan bo'ladi. (4.98) va (4.37) formulalar orqali hisoblangan natijalar to'liq uzunlik uchun quyidagilarni beradi:

$$\frac{1}{l} \text{ (hisobga olgan holda)} < \frac{1}{l} \text{ (hisobga olmagan holda)}.$$

Bundan esa yadro harakati hisobga olinganda foton chiqaradigan to'liq uzunligining qiymati yadro harakatini hisobga olmagan hisoblashlar qiymatidan biroz katta bo'ladi. Yadro harakatini hisobga olgan va olmagan hollarda hisoblangan Ridberg doimiyligi qiymatlari quyidagicha:

$$R_m = 109677,58 \text{ sm}^{-1} \text{ (hisobga olgan holda)}$$

$$R = 109737,31 \text{ sm}^{-1} \text{ (hisobga olmagan holda)}$$

Vodorodning og'ir izotopi deyteriy ${}_1^2D$ bir proton va bir neytrondan tuzilgan. Neytron massasi proton massasidan juda oz bo'lsada farq qiladi ($m_n = 1838m_e$, $m_p = 1836m_e$, $m_e = 9,11 \cdot 10^{-28}g = 9,11 \cdot 10^{-31}kg = 0,000511 \text{ m.a.b}$). Deyteriyning keltirilgan massasi

$$m_D = \frac{m}{1 + \frac{m}{2M}} \quad (4.100)$$

ya'ni $m_D > m$ (m – vodorod atomi keltirilgan massasi, m_D – deyteriy atomi keltirilgan massasi). Ridberg doimiyligi keltirilgan massaga proporsional bo'lganligidan deyteriy uchun Ridberg doimiyligi, vodorod uchun Ridberg doimiyligidan katta bo'lishligi kelib chiqadi, ya'ni

$$R_{m_D} > R_m$$

R_{m_D} va R_m lar orasidagi ana shu farq amerikalik fizik T.K.Yuri tomonidan deyteriyning ochilishida muhim o'rin tutdi. Bu kashfiyot uchun Yuriga 1934-yilda kimyo bo'yicha Nobel mukofoti berildi.

4.18-§. Spektral chiziqlarning izotopik siljishi

Bundan oldingi mavzuda yadro harakatini hisobga olish to'g'risida so'z yuritildi. Yadro harakati hisobga olinganda, umumiy massa markazi atrofida harakatlanayotgan elektron va yadrodan iborat tizimning to'liq energiyasi E_m va Ridberg doimiyligi R_m tegishli (4.93) va (4.97) formulalar bilan ifodalanadi. Yadro harakati cheksiz katta bo'lib, uning harakati hisobga olinmagan, yadro ko'zg'almas deb qaralgan holda elektron energiyasi E (4.94) ifoda va Ridberg doimiyligi R (4.100) formulalar bilan hisoblanadi. (4.99) formulaga asosan R_m , E_m va R , E kattaliklar orasida quyidagi munosabat mavjud:

$$E_m = E \frac{M}{M+m}; \quad R_m = R \frac{M_z}{M_z+m}$$

Yadro harakatini hisobga oladigan (4.93) formula va yadro harakatini hisobga olmaydigan (4.94) formulalar orqali atom energetik sathlari energiyalari kvant soni n ning bir xil qiymati uchun hisoblanganda, ya'ni E_m va Y_e lar hisoblanadi. Bundan quyidagi natija hosil bo'ladi:

$$E_m > E$$

Yadro harakatini hisobga olish bilan hisoblangan energetik sathlar $E=0$ bo'lgan tomonga biroz siljigan bo'ladi. (4.34) va (4.96) formulalarni taqqoslashdan quyidagi xulosaga kelish mumkin:

$1/I$ (yadro harakati hisobga olinganda) $< 1/I$ (hisobga olinmaganda).

Bu natijalardan ko'rinadiki, yadro harakati hisobga olinganda atom chiqaradigan foton energiyasi to'liq uzunligi, yadro harakati hisobga olinmaganda hisoblangan to'liq uzunligidan kattadir. (4.97) formuladan Ridberg doimiyligi keltirilgan massaga to'g'ri proporsional ekanligi ko'rinadi. Bu esa Z doimiy bo'lganda yadro massasining o'zgarishi spektral chiziqlarning siljishiga olib keladi. Bunday siljish **izotopik siljish** deyiladi. Yadro massasi qancha katta bo'lsa $M_{ya}/M_{ya}+m$ nisbat ham shuncha katta bo'lishi spektral chiziqlarining qisqa to'liqlar tomoniga siljishiga sabab bo'ladi. Bu xulosa tajribada tasdiqlangan. Bunday bo'lishni vodorod atomi izotoplarida ko'rish mumkin.

Deyteriy (2_1D), tritiy (3_1T), protiy (1_1H) vodorod izotoplari hisoblanadi. Vodorodning og'ir izotopi deyteriy bir proton va bir neytrondan tuzilgan. Neytron massasi proton massasidan oz miqdorda farq qiladi. U vaqtda deyteriy uchun keltirilgan massa quyidagicha teng bo'ladi:

$$m_D = \frac{m}{1+m/2M}$$

ya'ni, $m_D > m$ (m – vodorod uchun keltirilgan massa). Ridberg doimiyligi keltirilgan massaga to'g'ri proporsionaldir ((4.97) formula). Demak, deyteriy uchun Ridberg doimiyligi vodorod uchun berilgan Ridberg doimiyligidan bir qancha katta bo'ladi, ya'ni, $R_{m_D} > R_m$. Ridberg doimiyligi orasidagi ana shu farq atom spektral chiziqlarning siljishiga olib keladi. Bunday siljish vodorod atomi izotoplarida kuzatiladi. **Izotoplar** deb, zaryadi (Ze) bir xil, ammo massa sonlari (A) har xil bo'lgan yadrolarga aytiladi. Yoki protonlar soni bir xil, neytronlar soni har xil bo'lgan atomlarga aytiladi. Deyteriy va tritiyar vodorod izotoplari hisoblanadi. Deyteriy atomi yadrosi deytron deyiladi, bu yadro bir proton va bir neytrondan tashkil topgan. Tritiy yadrosi triton deyilib, bir proton va ikki neytrondan iborat. Izotoplarining massalari orasidagi farq, ularning spektrlardagi spektral chiziqlarni bir-biriga nisbatan siljishlariga olib keladi. Spektral chiziqlarning bunday siljishi **izotopik siljishdir**. Deyteriy va tritiylarning spektral chiziqlari qisqa to'liqlik sohaga siljigan bo'ladi. Lekin bu siljish unchalik katta emas, protiy (1_1H) va deyteriy (2_1D)lar uchun Ridberg doimiyligi formulalarini quyidagicha yozish mumkin:

$$R_D = R(1+m/M_D) - \text{deyteriy uchun};$$

$$R_H = R(1-m/M_H) - \text{vodorod uchun}.$$

U vaqtda spektral chiziqlar siljishini chastotalar siljishi orqali quyidagicha aniqlash mumkin:

$$\Delta n = R_D - R_H = R \left(\frac{m}{M_H} - \frac{m}{M_D} \right) \approx \frac{Rm}{2M_H}.$$

Ushbu formulada $M_D \approx 2M_H$ va $m \ll M_H$ (m – elektron massasi).

Spektral chiziqlar siljishidan hosil bo'ladigan chastotalarning bunday farqi Δn tajribada tasdiqlangan. Deyteriy atomlari oddiy og'ir suv molekulasida tarkibida ham mavjud, ya'ni og'ir suv molekulasida vodorod atomlari deyteriy atomlari bilan almashgan bo'ladi. Og'ir suvda deyteriyning bir atomi besh yarim ming vodorod atomlariga to'g'ri keladi. Shuning uchun deyteriy atomlari chiqaradigan nurlanish chizig'i intensivligi vodorod atomlari chiqaradigan nurlanish chizig'i intensivligiga nisbatan juda kuchsiz bo'ladi. Bu chiziqlarning siljishini bilgan holda izotoplar massasini hisoblash mumkin, nurlanish chiziqlari intensivliklari farqini bilgan holda izotoplar konsentratsiyasini aniqlash mumkin. Elementlar izotop tarkibini tahlil qilishning izotopik siljishga asoslangan bunday usuli amaliyotda keng qo'llaniladi.

4.19-§. Bor nazariyasining asosiy kamchiliklari

Makrodunyo hodisalarini o'rganishda yuzaga kelgan klassik fizika mikrodunyo hodisalariga tatbiq qilinishida prinsipial qiyinchiliklarga duch keldi. Mikrodunyo hodisalarini ifodalash uchun klassik fizika qonunlarini tatbiq qilish mumkin emasligini, yangi kvant qonuniyatlar kerakligini tushunishda Bor nazariyasi katta qadam bo'ldi.

Mikrodunyoda yangi prinsipial tushunchalar va qonunlar talab qilinadi. Bunda birinchi o'rinda Plank tomonidan ochilgan kvant tushunchasi turishi kerak. Bor nazariyasi muhim natijalarga olib kelgan juda ko'p tajribalarning qo'yilishiga olib keldi. Borning ikki postulati tajribada kuzatilgan hodisalarni klassifikatsiya va sifatli tahlil qilishda asos bo'ldi. Masalan, bu nazariya asosida atom va molekular spektroskopiyasidagi juda ko'p tajriba natijalari klassifikatsiya qilindi va umumlashtirildi. Lekin ularni to'liq tushunish uchun Borning ikki postulati yetarli emas edi. Ularga kvantlash qoidalarini ham kiritish talab qilindi. Kvantlash qoidasi yordamida atom energetik sathlari energiyalari hisoblanishi mumkin. Bor bir elektronli atomlarda – eng oddiy vodorod atomida elektronlarning doiraviy orbitalarini kvantlash qoidasini taklif qildi. Keyinchalik Zommerfeld Borning kvantlash qoidasini elektron harakatining elliptik orbitasi uchun umumlashtirdi. Lekin kvantlash qoidasini ko'p elektronli atomlarga, hatto geliy atomiga qo'llab

bo'lmadi. Lekin Bor nazariyasi yuzaga kelgan vaqtdan boshlab unda kamchiliklar mavjudligi ma'lum bo'ldi. Bor nazariyasi ketma-ket klassik ham, ketma-ket kvant nazariyasi ham emas edi. Bu nazariya yarim klassik yarim kvant nazariya edi. Bor nazariyasidagi kamchiliklar uning vodorod atomiga tatbiq qilinishida ko'rinadi. Bu nazariya ishqoriy metallar spektrining dublet tuzilishini tushuntira olmadi. Bor nazariyasi asosida geliy atomi nazariyasini tuzishga bo'lgan urinishlar befoyda bo'ldi. Bu nazariya ko'p elektronli atomlar kvantlanishini, almashinish kuchlarining mavjudligini, bu bilan molekularlardagi kimyoviy bog'lanishlarni tushuntira olmadi. Davriy bo'lmagan harakatlarning kvantlanishi, zarralar difraksiyasi, atom stasionar holatlarda energiya chiqarishining sabablari Bor nazariyasi doirasida tushunarli bo'lmadi. Bundan tashqari, elektronning yadro atrofida aylanma orbitalarda harakatlanishini ham tajribada kuzatish mumkin emas edi. Bor nazariyasi orqali eng oddiy bo'lgan vodorod atomi spektrida spektral chiziqlar chastotasini hisoblash mumkin bo'ldi, lekin spektral chiziqlarning intensivligini va qutblanishini aniqlab bo'lmadi. Intensivlik va qutblanishini aniqlash uchun moslik prinsipidan foydalaniladi. Moslik prinsipi esa, faqat kvant sonlarining katta qiymatida to'g'ri bo'ladi, bunda intensivlik va qutblanishni hisoblashlar klassik fizika qonunlari asosida bajariladi. Bor nazariyasi bu natijalarni kvant sonlarining kichik qiymatlariga ham tatbiq qildi. Lekin bunga hech qanday asos yo'q edi. Shunday qilib, spektral chiziqlarning intensivligi va qutblanishi klassik fizika nuqtai nazaridan aniqlandi. U faqat atom stasionar holatlarining mavjudligini yoki elektronlarning stasionar orbitalarining mavjudligini ko'rsata oldi. Bu esa klassik mexanika nuqtai nazaridan tushunarli emas edi. Klassik elektrodinamika qonunlarini ishlatish to'g'ri bo'lmasada (chunki nurlanish bo'lmaydi), elektronlarning stasionar holatdagi harakatiga klassik mexanika qonunlari tatbiq qilinadi. Lekin G.Bregg hazil tariqasida shunday deydi: dushanba, chorshanba, juma kunlari Bor nazariyasiga klassik fizika qonunlarini, seshanba, payshanba, shanba kunlari kvant fizika qonuniyatlarini qo'llash kerak. Borning ikki postulati tajribada tasdiqlangan, shuning uchun ular to'g'ri deb hisoblanadi. Bor nazariyasining o'zi esa butunligicha takomillashgan va ketma-ket nazariyaning (kvant mexanikasining) paydo bo'lishidagi oraliq davr hisoblanadi. Bor nazariyasining muvaffaqiyati shundaki, bu nazariya

Ridberg doimiyliigi va atom o'Ichamini hisoblashlarda Plank doimiyliigi h materiyani barcha turlarini ifodalashda universal fundamental kattalik sifatida muhim ahamiyatga ega ekanligini ko'rsatdi. Bor modelini qo'llash ma'lum chegaralarga ega bo'lsada, bu model energetik holatlar va boshqa ko'pgina tushunchalarni kiritishda qulay bo'lgan mexanik modeldir. Bor modeli faqat postulat sifatida qabul qilingan edi. Bor nazariyasidagi kamchiliklar vodorod atomi hodisalarini kvant mexanikasi doirasida tushuntirilishi bilan bartaraf qilindi.

Nazorat savollari

1. Atom tuzilishining Tomson modelini tushuntiring. Bu modeldan foydalanib qaysi kattalik aniqlangan?
2. Rezerford tajribalari. Rezerford formulasi, uning mohiyati qanday?
3. Rezerford tajribalaridan qilingan xulosalar va atom tuzilishining planetar modelini tushuntiring.
4. Planetar model qanday jarayonlarni tushuntira olmadi?
5. Rezerford formulasidan foydalanib, qaysi kattalikni aniqlash mumkin?
6. Bor postulatlarini ayting.
7. Bor nazariyasiga asosan elektron orbitasining radiusi, elektron tezligi, energiyasi qaysi formulalar yordamida hisoblanadi?
8. Frank va Gers tajribasining mohiyati qanday?
9. Vodorod atomi spektrida qanday qonuniyatlar aniqlangan?
10. Vodorod atomi spektrida qanday seriyalar aniqlangan?
11. Balmerning umumlashgan formulasini va kombinasion prinsipini tushuntiring.
12. Vodorod atomi energetik sathlari diagrammasini chizing va izohlang.
13. Izotopik siljishni tushuntiring.
14. Bor nazariyasining kamchiliklari nimalardan iborat edi?
15. Nima uchun keltirilgan massa tushunchasi kiritilgan?

V-BOB. KVANT MEXANIKASINING ASOSLARI

5.1-§. To'lqin funksiyasi

Kvant mexanikasida mikrozarining holati to'lqin funksiyasi bilan ifodalanadi. To'lqin funksiyasi y harfi bilan belgilanadi va "psi-funksiya" deb o'qiladi. Kvant mexanikasida mikrozarining holatini klassik mexanikadagi kabi oldindan aniq aytib bo'lmaydi. Kvant mexanikasida mikrozarining u yoki bu holatining ehtimolligi aniqlanishi mumkin. Shuning uchun to'lqin funksiya deyilganda, koordinata va vaqtga bog'liq bo'lgan shunday matematik ifoda $y(x,y,z,t)$ tushunilishi kerakki, uning yordamida berilgan vaqtda mikrozaralarning fazodagi taqsimotini (joyini) aniqlash mumkin bo'lsin.

To'lqin funksiyasi qanday fizik ma'noga ega? To'lqin funksiyasi orqali mikrozarining qaysi xarakteristikalarini aniqlash mumkin, degan savollar tug'iladi. Bu savollarga beriladigan javoblarni ko'raylik. To'lqin funksiyasi – elektr va magnit maydonlari tushunchalari kabi fizik tushunchadir. Maks Born to'lqin funksiyasiga quyidagicha ta'rif beradi: to'lqin funksiyasi ehtimoliyat interpretatsiyasiga ega va uning modulining kvadrati $|y|^2$ fazoning berilgan nuqtasida va berilgan vaqtda zarraning topilish ehtimoliyatiga proporsional bo'ladi. Zarraning topilish ehtimoliyati maydon intensivligi kuchli bo'lgan sohada katta bo'ladi. Zarraning dx uzunlik elementida topilishining ehtimoliyati quyidagicha ifodalanadi:

$$P = y^* y dx$$

Bu ifodaga normalash qoidasini qo'llab quyidagi formulani hosil qilish mumkin:

$$\int_{-\infty}^{\infty} y^* y dx = 1 \quad (5.1)$$

yoki umumiy holda zarraning $dV = dx dy dz$ hajm elementida topilish ehtimoliyatini quyidagicha yozish mumkin:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} y^* y dV = 1 \quad (5.2)$$

(5.1) va (5.2) formulalar to‘lqin funksiyasini normalash sharti deyiladi va zarraning mavjudligini, fazoning qaysidir biror nuqtasida bo‘lishini ko‘rsatadi. Bunday normalash xususiy qiymatlarning spektri diskret bo‘lganda to‘g‘ri bo‘ladi. Xususiy qiymatlarning spektri uzluksiz bo‘lganda, $|y|^2$ dan olingan integral cheksizlikka aylanadi, shuning uchun xususiy qiymatlar uzluksiz bo‘lganda boshqa normalash shartidan foydalaniladi.

Noaniqlik munosabatlaridan ko‘rinadiki, klassik fizikada ishlatiladigan deterministik prinsiplar kvant mexanikasida to‘g‘ri bo‘lmaydi, chunki zarraning turgan joyi va tezligini bir vaqtda absolyut aniqlikda o‘lchab bo‘lmaydi. Demak, kvant mexanikasida zarraning trayektoriyasi to‘g‘risida gapirib bo‘lmaydi. Kvant mexanikasida faqat fazoning berilgan nuqtasida berilgan vaqtda zarraning topilish ehtimoliyatining zichligi y^*y ni aniqlash mumkin bo‘ladi. Ehtimoliyatning o‘zi esa $y^*y dV$ ko‘rinishda ifodalanadi.

Umuman, y funksiya fizikaviy jarayonlarni ifodalashda foydalaniladigan qulay instrument hisoblanadi.

Yuqorida mikrozaralar ham zarra ham to‘lqin xususiyatiga ega ekanligi qarab chiqildi. Mikrozaralarning zarra xususiyati ularning o‘zaro ta‘sirida (fotoeffekt, Kompton effekt hodisalarida), to‘lqin xususiyati esa ularning tarqalishida, interferensiya, difraksiya hodisalarini hosil qilishida namoyon bo‘ladi. P impulsiga va E energiyaga ega bo‘lgan mikrozaraning to‘lqin xususiyati quyidagi ko‘rinishdagi de-Broyl yassi to‘lqin funksiyasi orqali ifodalanadi:

$$y(r,t) = Ae^{\frac{-i}{\hbar}(Et - Pr)} \quad (5.3)$$

(5.3) formulada A – doimiy son, $y(r,t)$ – de-Broyl yassi to‘lqin funksiyasi, t – vaqt, r – radius vektor.

5.2-§. Shredinger tenglamasi

Yuqorida E – energiya va P – impulsiga ega bo‘lgan mikrozarra to‘lqin xususiyatiga ega ekanligi qarab chiqildi. Aniq biror yo‘nalishda erkin harakatlanayotgan zarraning holati de-Broyl yassi to‘lqin funksiyasi bilan ifodalanadi:

$$\Psi = Ae^{i(kr - wt)} \quad (5.4)$$

$$(5.4) \text{ formulada } \Psi - \text{psi funksiya, } k - \text{to‘lqin soni } K = \frac{P}{\hbar}, r -$$

radius vektor, w – doiraviy chastota, t – vaqt, $i = \sqrt{-1}$ – kompleks son. Lekin zarra turli kuch maydonlarida ham harakatlanishi mumkin. Bunda uning harakati murakkabroq to‘lqin funksiyasi bilan ifodalanadi.

Mikrozarralarning harakatini uning to‘lqin xususiyatini hisobga olgan holda ifodalaydigan to‘lqin tenglama 1926 yilda Ervin Shredinger tomonidan yaratildi. Shredinger tenglamasi faraz sifatida qabul qilingan, uning to‘g‘riligi bu tenglamadan kelib chiqadigan xulosalarning tajriba natijalariga mos kelishi bilan tasdiqlanadi. Shredinger tenglamasi kvant mexanikasining asosiy tenglamasi bo‘lib, norelyativistik kvant mexanikasi uchun, ya‘ni yorug‘likning vakuumdagi tezligidan kichik ($J \ll c$) bo‘lgan tezliklar uchun to‘g‘ridir. Shredinger o‘z tenglamasini yaratgandan so‘ng, uni vodorod atomiga tatbiq qilib, energiyaning xususiy qiymatlarining spektrini hosil qildi. Bu spektr vodorod atomining Bor nazariyasi orqali hosil qilingan spektr bilan mos keladi.

Shredinger tenglamasi faqat xususiy yechimlar uchun to‘g‘ri bo‘lmasdan, balki barcha yechimlar uchun to‘g‘ri bo‘ladigan umumiy tenglama bo‘lishi kerak. Shuning uchun bu tenglamaga dunyoviy doimiylar, masalan, Plank doimiysi, zarraning massasi, impulsi, zarra harakatlanadigan maydon kuchlari kirishi kerak. Shredinger tenglamasini izlashda, uning yechimlaridan biri erkin fazoda de-Broyl yassi to‘lqini funksiyasi ekanligini ko‘rish mumkin.

Shredinger o‘z tenglamasini yaratishda de-Broyl va Plank munosabatlarini asos qilib oldi, ya‘ni:

$$l = \frac{h}{P} \text{ va } n = \frac{E}{\hbar}$$

Bu vaqtda zarraning to‘liq energiyasi quyidagi ko‘rinishda aniqlanadi:

$$E = \frac{P^2}{2m} + U = \text{const} \quad (5.4a)$$

Bunda $P^2/2m$ – zarraning klassik fizikadagi kinetik energiyasi, P – zarraning impulsi. Zarra erkin bo‘lgani uchun E va P kattaliklar doimiy va U – potensial energiya nolga teng deb qaraladi.

y funksiya o'z ma'nosiga ko'ra, quyidagi shartlarni qanoatlantirishi zarur:

1. y funksiya chekli bo'lishi kerak, chunki zarraning fazoda topilish ehtimoliyati birdan katta bo'la olmaydi.
2. y funksiya bir qiymatli bo'lishi kerak, chunki zarrani fazoning biror nuqtasida qayd qilish ehtimoliyatining qiymati bir nechta bo'lishi mumkin emas.
3. y funksiya uzluksiz bo'lishi kerak, chunki zarraning topilish ehtimoliyati sakrash yo'li bilan o'zgara olmaydi.

Yechimi yuqorida keltirilgan shartlarni qanoatlantiradigan Ψ funksiya bo'lgan differensial tenglamani topish uchun P – impulsni doimiy hisoblab, (5.4) formulani x koordinata bo'yicha differensiallaymiz:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial x} = ik_x \Psi; \quad \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = -k_x^2 \Psi$$

(5.4) formulani y va z koordinata o'qlari bo'yicha differensiallashdan ham shunday munosabatlar hosil bo'ladi.

x, y, z koordinatalar bo'yicha ikkinchi tartibli hosilalarni qo'shishdan quyidagi ifoda hosil bo'ladi:

$$\nabla^2 \Psi = -k^2 \Psi = -\frac{P^2}{\hbar^2} \Psi \quad (5.5)$$

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

∇^2 – Laplas operatori deyiladi.

(5.5) ifoda differensial tenglama bo'lib, zarraning aniq doimiy impuls bilan qilayotgan harakatini ifodalaydi. Endi (5.4) formulada w ni doimiy deb hisoblab, (5.4) tenglamani vaqt bo'yicha differensiallaymiz:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = -iw\Psi = -\frac{E}{\hbar} \Psi \quad (5.6)$$

E – zarraning kinetik energiyasi (5.4a) formulada $U=0$ bo'lganda, E – kinetik energiyaga teng bo'ladi).

(5.6) tenglama erkin fazoda zarraning doimiy kinetik energiya bilan qilayotgan harakatini ifodalaydi. (5.5)ni (5.6) tenglamaga hadma had bo'lib va norelyativistik mexanikada kinetik energiya

$E=P^2/2m$ ekanligi hisobga olinganda, quyidagi bir jinsli tenglama hosil bo'ladi:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi \quad (5.7)$$

(5.7) tenglamaga biror aniq harakatni ajratib ko'rsatadigan xususiy kattaliklar kirmaydi. Shuning uchun (5.7) tenglama zarraning erkin fazodagi istalgan harakatlari uchun to'g'ri bo'ladi. (5.7) tenglama zarraning potensial kuch maydoni bo'lmagandagi ($U=0$) *Shredinger tenglamasi*dir.

(5.7) tenglamani zarraning potensial kuch maydoni ta'sirida qiladigan harakati uchun ham umumlashtirish mumkin. Potensial kuch maydoni $U(r)$ – potensil energiya bilan xarakterlanadi. Zarra harakatiga potensial kuch maydonining ta'siri hisobga olinganda, (5.7) tenglama quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi + U(r)\Psi \quad (5.8)$$

(5.8) tenglama zarraning potensial kuch maydonidagi harakatini ifodalaydigan *Shredinger tenglamasi*dir. To'lqin funksiyasi Ψ ning interpretatsiyasiga ko'ra, zarralar to'planmagan, zarralar aniq biror ehtimoliyat bilan fazoda "bo'yalgan". Bunday hol (5.8) tenglamaning yozilishida hisobga olingan bo'lishi kerak. (5.8) tenglamada $U(r)$ – zarraning fazoda mumkin bo'lgan barcha holatlarini va ularning ehtimoliyatini hisobga oladigan potensial energiya bo'lishi kerak. Haqiqatda esa (5.8) tenglamada $U(r)$ – zarralarning klassik fizikadagi potensial energiyasi, ya'ni $U(r)$ – potensial maydonda to'plangan zarralarning potensial energiyasi sifatida qaraladi. Shredinger tenglamasi vaqt bo'yicha birinchi tartibli tenglamadir. Bundan esa Ψ – to'lqin funksiya butun fazoda biror vaqtda aniqlansa, vaqtning keyingi barcha qiymatlarida xam Ψ – funksiya butun fazoda bir qiymatda aniqlanishi kelib chiqadi. Ψ – to'lqin funksiyasi haqiqatda kuzatiladigan namunalardan bilan ehtimollik munosabatlari orqali bog'liqdir. Bu munosabatlar holatlarning superpozitsiya prinsipi bilan ifodalanadi. Superpozitsiya prinsipining bajarilishi uchun Shredinger tenglamasi Ψ – funksiyaga nisbatan chiziqli va bir jinsli bo'lishi kerak. Superpozitsiya prinsipi matematik shaklda ikkita mulohazada ko'rinadi. Birinchidan, agar Ψ_1 va Ψ_2 funksiyalar Shredinger

tenglamasining yechimlari bo'lsa, ularning doimiy a_1 va a_2 koeffisientlarga (umuman olganda, kompleks) ega bo'lgan har qanday chiziqli kombinatsiyasi $a_1\Psi_1+a_2\Psi_2$ ham shu tenglamaning yechimi bo'ladi. Ikkinchidan, agar Ψ_1 va Ψ_2 to'liq funksiyalar tizimning qandaydir ikkita holatini ifodalasa, ularning chiziqli kombinatsiyasi $a_1\Psi_1+a_2\Psi_2$ ham o'sha tizimning qandaydir holatini ifodalaydi. Zarraning holati a_1 va a_2 koeffisientlarning o'zi bilan aniqlanmasdan, balki a_1/a_2 nisbat bilan aniqlanadi. Agar har ikkala koeffisientni bir xil kompleks doimiylikka ko'paytirilsa, holat o'zgarmaydi. Bu esa $\Psi=a_1\Psi_1+a_2\Psi_2$ funksiyani normalashga imkon beradi (agar butun fazo bo'yicha olingan integral $\int\Psi^*\Psi dV$ to'g'ri kelsa). Kvant mexanikasida stasionar holat muhim o'rin tutadi. Stasionar holat shunday holatki, bunda kuzatiladigan fizik kattaliklar vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. y – to'liq funksiyasining o'zi kuzatiladigan kattaliklarga kirmaydi, y – to'liq funksiya prinsipial ravishda kuzatilmaydi. Kvant mexanikasi qonunlari asosida y – funksiyadan hosil qilinadigan va kuzatiladigan fizikaviy kattaliklar vaqt o'tishi bilan o'zgarasligi kerak. Stasionar holatlarda

$$\Psi(r,t) = \Psi(r)e^{-iwt} \quad (5.9)$$

Bu formulada $y(r)$ – funksiya vaqtga bog'liq emas, doiraviy chastota – w doimiydir.

Prinsipial kuzatiladigan kattaliklarning Ψ funksiyadan hosil qilinishini e'tiborga olmay, bu kattaliklardan biri bo'lgan ehtimoliyat zichligi $r=\Psi^*\Psi$ ning (5.9) formuladagi holatda vaqt o'tishi bilan o'zgaray qolishini ko'rish mumkin. Haqiqatdan ham ehtimoliyat zichligi $r=\Psi^*\Psi$ (5.9) holatda vaqt o'tishi bilan doimiy qoladi:

$$r = \Psi^*(r)e^{iwt}\Psi(r)e^{-iwt} = \Psi^*(r)\Psi(r)$$

bu kattalik esa vaqtga bog'liq bo'lmaydi. Stasionar holatda $y(r)$ – funksiyani aniqlash uchun (5.9) ifodani (5.8) tenglamaga qo'yamiz:

$$\hbar w\Psi = \left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + U(r) \right] \Psi \quad (5.10)$$

$\hbar w$ – kattalik stasionar holatda zarraning to'liq energiyasi E ni ifodalaydi. Shunday qilib, stasionar holatda to'liq energiya uchun quyidagi tenglama hosil bo'ladi (to'liq energiya deyilganda, stasionar holatdagi tizim energiyasi tushuniladi):

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + U(r) \right] \Psi(r) = E\Psi(r) \quad (5.11)$$

(5.11) tenglamaga vaqt kirmaydi. (5.11) tenglama stasionar holatlar uchun Shredinger tenglamasi deyiladi. Vaqt o'tishi bilan zarraning holati o'zgarmaydigan holat stasionar holat deb ataladi. Stasionar holatda zarraning to'liq energiyasi E o'zgarmaydi. Zarra hech qanday to'liq xossasiga ega bo'lmasa, $U(r)$ funksiya klassik nuqtai nazardan aniqlanadi. Kvant mexanikasida zarraning harakati deyilganda, uning stasionar holatining o'zgarishi tushuniladi. (5.8) tenglama (5.11) tenglamadan farqli ravishda Shredingerning vaqt bo'yicha o'zgaradigan yoki umumiy tenglamasi deyiladi, ya'ni Shredingerning nostasionar tenglamasidir. Vaqt o'tishi bilan zarraning holati o'zgaradigan holat nostasionar holat deyiladi. Stasionar holatlarda Shredinger tenglamasi superpozitsiya tamoyilini qanoatlantiradi. Lekin energiyasi turlicha bo'lgan stasionar holatlar superpozitsiyasi stasionar holat bo'lmaydi. Faqat (5.11) tenglamaning yechimi bo'lgan $y(r)$ ga ba'zi bir talablar qo'yiladi. Bu talablarni $\Psi(r)$ funksiya cheksizlikda va $U(r)$ – potensial funksiyaning maxsus nuqtalarida qanoatlantirishi kerak. Bunday yechimlar E ning barcha qiymatlarida to'g'ri bo'lmasdan, balki ayrim qiymatlardagina to'g'ri bo'ladi. Energiyaning bunday qiymatlari esa stasionar holatlarda energiyaning tanlangan (kvantlangan) qiymatlaridir. Jumladan, vodorod atomi uchun hosil qilinadigan bunday energiya qiymatlari vodorod atomi uchun Bor nazariyasi asosida hisoblangan energiya qiymatlariga mos keladi. (5.11) tenglama superpozitsiya tamoyilini hisobga olgan holda Bor chastotasi qoidasiga olib keladi. Bundan ko'rinadiki, har bir fizik jarayon qandaydir aniq fizik kattaliklarning vaqtga bog'liq o'zgarishi bilan xarakterlanadi. Lekin stasionar holatlarda barcha aniq fizik kattaliklar doimiy qoladi. Shuning uchun real fizik hodisalar holatini ifodalaydigan to'liq funksiyasi nostasionar bo'lishi kerak. Kvant mexanikasining prinsipial masalalarini hal qilishda Shredinger tenglamasi operatorlar orqali ifodalanadi. (5.11) ifodada keltirilgan Shredingerning stasionar tenglamasida qavs ichidagi ifoda operator orqali quyidagicha aniqlanadi:

$$\hat{H} = -\frac{\mathbf{h}^2}{2m}\nabla^2 + U(r) \quad (5.12)$$

Bu formulada \hat{H} – Gamilton operatori deyiladi. U vaqtda (5.11) ifodadagi stasionar tenglama qisqa holda quyidagi ko‘rinishda yoziladi:

$$\hat{H}\Psi = E\Psi \quad (5.13)$$

(5.13) tenglama *Shredingerning stasionar tenglamasi* bo‘lib, quyidagicha tushuntiriladi: $\Psi(r)$ funksiyaga ta‘sir qiluvchi \hat{H} – operator $\Psi(r)$ funksiyaga ko‘paytirilgan to‘liq energiya E ga teng. Nostasionar holatlar uchun Shredingerning vaqtga bog‘liq bo‘lgan umumiy tenglamasi (5.8) qisqa holda quyidagi ko‘rinishda yoziladi:

$$i\hbar = \frac{\partial\Psi}{\partial t} \hat{H}\Psi \quad (5.14)$$

(5.13) va (5.14) tenglamalarni taqqoslashdan energiya operatori uchun quyidagi ifoda hosil bo‘ladi:

$$\hat{E} = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$$

U vaqtda Shredingerning vaqtga bog‘liq bo‘lgan umumiy tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$\hat{H}\Psi = \hat{E}\Psi \quad (5.15)$$

Bu tenglamaning ma‘nosi quyidagicha: Ψ funksiyaga ta‘sir qiluvchi operator \hat{H} , Ψ funksiyaga ta‘sir etuvchi \hat{E} operatorga teng, ya‘ni \hat{H} va \hat{E} lar oddiy skalyar ko‘paytuvchilar emas. To‘lqin funksiyasi Ψ ning vaqt bo‘yicha o‘zgarishi Shredinger tenglamasi (5.15) bilan ifodalanadi. (5.8) va (5.14) tenglamalar nostasionar holatlar uchun Shredingerning vaqtga bog‘liq bo‘lgan umumiy tenglamasidir.

Agar Shredingerning umumiy tenglamasi kuch maydoni ta‘sir qilmagan erkin zarra harakatini ifodalasa, to‘liq energiya E istalgan qiymatlarni oladi. Bu holda (5.15) tenglamada $\Psi(x,y,z,t)$ to‘lqin funksiya koordinatalar va vaqtning funksiyasi bo‘ladi. To‘liq energiya olishi mumkin bo‘lgan qiymatlar $\Psi(x,y,z,t)$ to‘lqin funksiyasining mumkin bo‘lgan cheksiz ko‘p sondagi yechimlarida ko‘rinadi. Agar erkin zarra qandaydir biror chekli hajmda bo‘lsa, uni

stasionar xolatda deb hisoblab, (5.13) tenglamadan foydalanish mumkin. Bu tenglamada $\Psi(x,y,z)$ aniq qiymatlarnigina olishi mumkin. Shredinger tenglamasining chekli, bir qiymatli va uzluksiz yechimlarigina ma‘noga ega bo‘ladi.

Stasionar holatlar. Klassik mexanikada korpuskulaning harakati deganda, uning vaqt o‘tishi bilan fazoda ko‘chishi tushuniladi. Kvant mexanikasida korpuskulaning harakati deganda, uning umuman o‘zgarishi tushuniladi. Shuning uchun harakat stasionar holatga kelish bilan bog‘liq bo‘lmasdan, balki stasionar holatning o‘zgarishi bilan bog‘liqdir. Bu tushuncha chuqur ma‘noga ega, chunki dunyoda har qanday voqyeaning sodir bo‘lishi biron holatning, biron narsaning o‘zgarishi tufayli bo‘ladi. Agar hych narsa o‘zgarimsa, hych qanday voqyea sodir bo‘lmaydi.

Agar dunyoning tashkil etuvchilari stasionar holatga o‘tsa, bu o‘tish Koinot tarixida buyuk bir voqyea bo‘lgan bo‘lar edi va bundan keyin Koinotning mavjud bo‘lishi ham tugagan bo‘lardi.

Bu voqyea bilan boshqa voqyea solishtirilishi mumkin, ya‘ni Koinot qandaydir stasionar holatdan hozirdagi nostasionar holatga o‘tgan. Bu o‘tish buyuk bir voqyea – Koinotning barpo bo‘lishidir. Bunday o‘tishga bundan 10-15 milliard yil oldin ro‘y bergan “katta portlash” sabab bo‘lgan bo‘lishi va Koinotning stasionar holatdan nostasionar holatga o‘tishi sodir bo‘lgan bo‘lishi mumkin. Koinotning bunday katta portlashgacha bo‘lgan holati to‘g‘risida fan hali ma‘lumot bera olmaydi. Lekin bu borada izlanishlar davom etmoqda. Koinotning holati butunligicha stasionar holat emas, lekin uning tarkibiy qismlari (masalan, atomlar) stasionar holatlarda bo‘lishi mumkin. Agar atomlar ham abadiy ravishda stasionar holatlarda bo‘lsalar edi, fan ularning mavjudligini bilmas, ko‘rsata olmas edi, ular bilan hych qanday voqyea sodir ham bo‘lmas edi. Ularning mavjudligi stasionar holatlarining o‘zgarishi orqali aniqlanadi. Stasionar holatlarning o‘zgarishini o‘rganish uchun stasionar holatlarning o‘zini bilish kerak bo‘ladi yoki boshqacha aytganda, fizika olamida hych qanday voqyeaning stasionar holati uni tushuntira olmaydi. Lekin fizika olamida yuz berayotgan voqyealarni tushunish va ifodalashga imkon beradi. Stasionar holatlar fizika olamini ifodalashda dastlabki fundamental moment hisoblanadi. Stasionar holatning asosiy xossalilaridan biri uning birligidir. Bu xossa orqali foton harakati ifodalangan. Foton butun

holatga tegishlidir, holatni bo'laklarga ajratish mumkin emas. Stasionar xolatning fizikaviy xossaligidan to'liq funksiyasi $\psi(x,y,z)$ ga bo'lgan talablar kelib chiqadi.

Stasionar holatda kuzatilayotgan barcha fizik kattaliklar vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. To'liq funksiyasi ψ ning o'zi bu kattaliklarga tegishli bo'lmaydi va prinsipial ravishda kuzatilmaydi. Stasionar holatda kvant mexanikasining qonunlari asosida ψ funksiyadan hosil qilinadigan, kuzatiladigan fizikaviy kattaliklar ham vaqt o'tishi bilan o'zgarishsiz bo'ladi. Lekin barcha fizikaviy jarayonlar vaqt o'tishi bilan real fizik kattaliklarning o'zgarishi bilan xarakterlanadi. Shuning uchun fizik hodisalarning holatini ifodalaydigan to'liq funksiyasi stasionar bo'lishi kerak.

To'liq funksiyasiga matematik talablar. ψ – to'liq funksiyasi (5.15)da ifodalangan differensial tenglamaning yechimidir. $|\psi(x,y,z)|^2$ ifoda esa (x,y,z) – nuqtada zarraning topilish ehtimoliyati zichligidir. Yoki boshqacha aytganda, $|\psi(x,y,z)|^2 dx dy dz$ – zarraning $dx dy dz$ hajmda (x,y,z) nuqta atrofida topilishi ehtimoliyatining zichligini ifodalaydi. Bundan esa ψ – to'liq funksiyasi barcha nuqtalarda uzluksiz, bir qiymatli va chekli bo'lishi kerakligi kelib chiqadi. Agar potensial energiya $E_0(x,y,z)$ uzluksizlikning uzilishi sirtiga ega bo'lsa, ψ – funksiya va uning birinchi hosilasi bunday sirtida uzluksiz bo'lib qolishi kerak, fazoning E_0 – cheksizga aylangan sohalarida ham ψ – to'liq funksiyasi nolga teng bo'lishi kerak. Ψ – funksiyaning uzluksizligi bu sohaning chegarasida ψ – funksiya nolga teng bo'lishini talab qiladi.

To'liq funksiyasini normalash sharti. To'liq funksiyasi chiziqli tenglama bilan aniqlanadi (doimiy ko'paytuvchiga bo'lgan aniqlikda). Doimiy ko'paytuvchini shunday tanlanishi kerakki, u $|\psi|^2 = \psi \psi^*$ – ifodaning interpretatsiyasini ehtimoliyat zichligi sifatida qanoatlantirsin. $\Psi^* \Psi dx dy dz$ – zarraning $dx dy dz$ – hajm elementida topilish ehtimoliyatini bildiradi. U vaqtda normalash qoidasini qo'llashdan quyidagi ifoda hosil bo'ladi:

$$\int \Psi^* \Psi dx dy dz = 1 \quad (5.16)$$

ifoda zarraning mavjudligini va fazoning qaysidir biror nuqtasida bo'lishini ko'rsatadi. (5.16) tenglama to'liq funksiyasini normalash sharti deyiladi. Bunday normalash xususiy qiymatlarining diskret

spektri holida to'g'ri bo'ladi. Xususiy qiymatlarning uzluksiz spektri holida $|\psi|^2$ dan olingan integral cheksizlikka aylanadi, shuning uchun energiyaning uzluksiz qiymatlarida boshqa normalash shartidan foydalaniladi. (5.16) ifodada zarraning butun fazoda topilish ehtimoliyati birga teng, demak, zarraning topilishi to'liq ishonchli.

Xususiy funksiyalar va xususiy qiymatlar. (5.11)da keltilgan Shredinger tenglamasi zarraning to'liq energiyasi E ning barcha qiymatlarida to'liq funksiyasiga qo'yilgan talablarni qanoatlantiradigan yechimga ega bo'lmaydi, balki E ning ayrim aniq qiymatlaridagina to'liq funksiyasiga qo'yilgan talablarni qanoatlantiradigan yechimga ega bo'ladi. Energiyaning bu qiymatlarini $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$ bilan belgilaymiz. (5.11) tenglama yechimga ega bo'ladigan energiyaning $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$ qiymatlari xususiy energiyalar deyiladi. Energiyaning $E = E_1; E = E_2, \dots, E = E_n$ qiymatlarida (5.11) tenglamaning yechimi bo'lgan $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$ to'liq funksiyalar energiyaning E_1, E_2, \dots, E_n xususiy qiymatlariga tegishli bo'ladi. Bunday funksiyalar *xususiy funksiyalar* deyiladi. Energiya $E < 0$ bo'lganda, energiyaning xususiy qiymatlari diskret spektrni hosil qiladi. $E > 0$ bo'lganda, zarraning energetik spektri uzluksiz bo'ladi. Zarra noldan farq qiladigan ehtimoliyat bilan cheksizlikka ketishi mumkin yoki $E > 0$ bo'lganda, zarra harakati infinit bo'ladi. Infinitlik sharti klassik mexanikada ham shunday. Atomning mumkin bo'lgan stasionar holatlar soni (yoki energetik holatlar soni) $U(x)$ potensial funksiyaning ko'rinishiga bog'liq bo'ladi. $U(x)$ funksiya chekli yoki cheksiz bo'lishi mumkin. Atomdagi diskret energetik sathlar soni ortishi bilan sath energiyasi asimptotik ravishda $E = 0$ ga yaqinlashadi, qo'shni sathlar oralig'i ham nolga intiladi. To'liq energiyasi $E = U_{\min}$ bo'lgan stasionar holat mavjud bo'lmaydi. Zarraning potensial chuqurlikdagi eng kichik energiyasi E_1 , nol energiya deyiladi. Nol energiyani zarradan olish mumkin emas, chunki bu energiya ruxsat etilgan eng kichik energiyadir. Uni o'zgartirish uchun potensial chuqurlikni o'zgartirish kerak.

5.3-§. Operatorlar haqida qisqacha ma'lumot

Klassik mexanikada har bir fizik kattalik fazoning u yoki bu nuqtasida, bir vaqtda son qiymati bilan xarakterlanadi. Masalan,

zarraning tezligi har bir vaqt oralig'ida aniq sonlar bilan, ya'ni tezlikning koordinata o'qlariga bo'lgan proyeksiyalari (J_x, J_y, J_z) bilan aniqlanadi. Yoki boshqacha aytilganda, klassik mexanikada fizik kattaliklar koordinata va vaqtning funksiyalari sifatida ifodalanadi. Umumiy holda funksiya deb, shunday qoidaga aytiladiki, bu qoidaga asosan ma'lum bir son yoki sonlar to'plamiga tegishli boshqa sonlar yoki sonlar to'plami bilan bog'lanishini ifodalaydi. Klassik mexanikaning vazifasi turli fizik kattaliklar orasidagi funksional bog'lanishni topishdan iborat.

Kvant mexanikasida fizik kattaliklarni ifodalash. Kvant mexanikasida fizik kattaliklar aniq son qiymatiga ega bo'la olmaydi. Masalan, zarraning joyini bildiradigan kattalikni ko'raylik. Klassik mexanikada zarraning joyi har bir vaqtda uchta son – zarra koordinatalari bilan ifodalanadi. Kvant mexanikasida faqat zarraning fazoning u yoki bu qismida topilish ehtimoliyati to'g'risida gapirish mumkin. Bu ehtimoliyat esa to'liq funksiyasi yordamida hisoblanadi. Lekin to'liq funksiyasi zarra koordinatasini vaqt funksiyasi sifatida aniqlanishiga imkon bermaydi. Kvant mexanikasi faqat u yoki bu koordinata ehtimoliyatini va uning o'rtacha qiymatini hisoblashga, o'lchanadigan fizik kattalik son qiymatining ehtimoliyatini bilishga imkon beradi. Shunday qilib, kvant mexanikasida fizik kattaliklar son qiymati bilan emas, balki berilgan fizik kattalikning operatori bilan xarakterlanadi. Berilgan aniq bir holatda fizik kattalikning son qiymati aniq bo'lmaydi, balki uni ifodalaydigan operator aniq ma'lum bo'ladi. Funksiya ma'lum bir sonlarning boshqa sonlar bilan bog'lanishini ko'rsatadi. Operator ma'lum bir funksiyaning boshqa funksiyalar bilan bog'lanishini amalga oshiradi.

Operator deb, shunday qoidaga asosan qandaydir sohada berilgan har bir funksiyaga tegishli shu sohada berilgan yangi funksiya qo'yiladi. Masalan, 2 soni ko'paytuvchi sifatida qandaydir oraliqda berilgan funksiyaning har bir qiymatini ikki baravar orttirib o'zgartiradi, bunda aniqlanish sohasi o'zgarmay qoladi. Bunday holda 2 soni arifmetik operator hisoblanadi. $f(x)$ funksiyaga qo'yilgan

differensial operator $\frac{d}{dx}$ oddiy ma'noda $f(x)$ funksiyaning har bir qiymatini uning hosilasi ko'rinishida o'zgartiradi:

$$\left(\frac{d}{dx}\right)f(x) = f'(x)$$

Operatorlarni sonlardan farq qilish uchun ustiga “^” belgi qo'yilgan harflar bilan yoziladi. Masalan, \hat{A}, \hat{B} va h.k. Operatorlarni qo'shish mumkin. A va B operatorlar yig'indisi deb shunday operator tushuniladiki, uning istalgan $f(x)$ funksiyaga ta'siri $\hat{A}f(x) + \hat{B}f(x)$ natijani beradi. Operatorlar ko'paytmasi $\hat{A}\hat{B}$ deb, shunday operator tushuniladiki, uning istalgan $f(x)$ funksiyaga ta'siri $\hat{A}[\hat{B}f(x)]$ ifodaga teng bo'ladi. Bunda $f(x)$ funksiya dastlab \hat{B} operator ta'sirida bo'ladi, so'ng hosil bo'lgan natijaga \hat{A} operator ta'sir qiladi. Operatorlar ko'paytmasining xususiy holi \hat{A} operatorning I soniga ko'paytmasi bo'ladi, ya'ni $I\hat{A}$ yoki $\hat{A}I$ ko'rinishda bo'ladi. Operatorlar algebrasida ko'paytirishga nisbatan kommutativ qonun hamma vaqt ham to'g'ri bo'lmaydi. Ya'ni, $\hat{A}\hat{B} = \hat{B}\hat{A}$ ifoda har doim to'g'ri bo'lmaydi. Ushbu tenglik to'g'ri bo'lgan hollarda \hat{A} va \hat{B} operatorlar bir-biri bilan kommutativlashadi deyiladi va ular kommutativlashuvchi operatorlar deb ataladi. Aks holda \hat{A} va \hat{B} operatorlar bir-biri bilan kommutativlashmaydi, bu holda bu operatorlar antikommutativ operatorlar deyiladi. Antikommutativ operatorlarga x ga ko'paytirish va x bo'yicha differensiallash misol bo'ladi. Haqiqatan ham

$$\left(x\frac{\partial}{\partial x}\right)f = x\frac{\partial f}{\partial x}, \quad (5.17)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial x}x\right)f = \frac{\partial}{\partial x}xf = f + x\frac{\partial f}{\partial x}. \quad (5.18)$$

Xuddi shunday

$$\frac{\partial}{\partial x}x - x\frac{\partial}{\partial x} = 1. \quad (5.19)$$

Bunday aniqlash berilgan \hat{A} va \hat{B} operatorlar orqali ularning funksiyasi bo'lgan boshqa operatorlar $\hat{L}(\hat{A}\hat{B})$ ni tuzishga imkon

beradi. Aniqlash \hat{A} va \hat{B} operatorlarning butun rasional funksiyalari uchun ma'noga ega bo'ladi. Operatorlarni qo'shish va ko'paytirish sonlarni odatdagi algebraik qo'shish, ko'paytirish orqali bajariladi. Bunda faqat bitta farq shundan iboratki, operatorlarni ko'paytirganda ko'paytuvchilarni almashtirish hamma vaqt ham mumkin bo'lmaydi. Masalan, hamma vaqt

$$(\hat{A} + \hat{B})^2 = (\hat{A} + \hat{B})(\hat{A} + \hat{B}) = \hat{A}^2 + \hat{B}\hat{A} + \hat{A}\hat{B} + \hat{B}^2. \quad (5.20)$$

Umumiy holda quyidagicha yozish noto'g'ri bo'lar edi:

$$(\hat{A} + \hat{B})^2 = \hat{A}^2 + 2\hat{A}\hat{B} + \hat{B}^2 \quad (5.21)$$

Ushbu formula operatorlar \hat{A} va \hat{B} lar bir-birini kommutativlashganda to'g'ri bo'ladi, qachonki $\hat{B}\hat{A} = \hat{A}\hat{B}$ bo'lsa, u oldingisidan hosil bo'ladi. Istalgan f va j funksiyalar hamda l va m doimiyliklar uchun quyidagi munosabat to'g'ri

$$\hat{A}(lf + mj) = l\hat{A}f + m\hat{A}j, \quad (5.22)$$

bo'lsa operator \hat{A} *chiziqli* deyiladi. Kvant mexanikasida chiziqli operatorlar ishlatiladi. Aks holda holatlarning superpozitsiya prinsipi buziladi.

O'zgaruvchi fizik kattaliklarning o'rtacha qiymatini hisoblash. Ehtimoliyat nazariyasida $|a_n|^2$ ehtimoliyat bilan I_n ($n=1,2,\dots$) qiymatlar qabul qiladigan $\langle A \rangle$ kattalikning o'rtacha qiymati quyidagi formula orqali hisoblanadi:

$$\langle \hat{A} \rangle = \sum_n I_n |a_n|^2 \quad (5.23)$$

Bu qoida quyidagicha umumlashtirilishi mumkin: \hat{A} operator bilan aniqlanadigan dinamik o'zgaruvchining o'rtacha qiymati y to'lqin funksiyasi bilan xarakterlanadigan holatda quyidagi formula yordamida aniqlanadi:

$$\langle \hat{A} \rangle = \int y^* \hat{A} y dx \quad (5.24)$$

Agar y^* va y funksiyalarni

$$U = a_1 U_1 + a_2 U_2 + \dots + a_n U_n$$

(a – doimiy son, ajratish koeffitsiyenti deyiladi, U – operatorning xususiy funksiyasi) qator ko'rinishida ifodalab, hosil bo'lgan qatorni (5.24) ifodaga qo'yilsa, kerakli amallar bajarilgandan so'ng (5.23)

formula hosil bo'ladi. Bu esa (5.24) formulaning asosli ekanligini ko'rsatadi.

Koordinata operatori. Dinamik o'zgaruvchilarni aniqlaydigan operatorlar ermit operatorlari bo'lishi kerak. Ularning aniq ko'rinishlarini tanlash, ular yordamida olingan natijalarning tajriba natijalariga to'g'ri kelishi bilan aniqlanadi.

$y^*(x)y(x)$ – kattalik zarrani x nuqtada topilishining ehtimoliyati zichligini bildiradi (oddiylik uchun bir marta o'lchashdagi holat qaraladi). U vaqtda koordinatalarning o'rtacha qiymati quyidagicha aniqlanadi:

$$\langle X \rangle = \int y^*(x)y(x) x dx = \int y^*(x)y(x) dx \quad (5.25)$$

(5.25) ifodani (5.24) bilan taqqoslash x koordinataning operatori sifatida shu koordinataga ko'paytma operatorini tanlash kerakligini ko'rsatadi, ya'ni koordinata operatori \hat{x} ni qandaydir $f(x)$ funksiyaga ishlatilganda, shu funksiyani x ga ko'paytirish kerak bo'ladi:

$$\hat{x} f(x) = x f(x), \text{ ya'ni operator } \hat{x} = x.$$

Impuls operatori. Impuls operatorini topish uchun de-Broyl gipotezasidan foydalanish mumkin. De-Broyl gipotezasiga asosan

impulsi P_x bo'lgan erkin zarra to'lqin soni $K_x = \frac{P_x}{\hbar}$ va chastotasi

$w = \frac{E}{\hbar}$ bo'lgan yassi to'lqin orqali aniqlanadi. Shuning uchun

impulsning xususiy qiymatlarini ifodalaydigan quyidagi tenglamani yozamiz:

$$\hat{P}_x y = P_x y \quad (5.26)$$

tenglamani yechimi quyidagi ko'rinishdagi yassi to'lqin bo'lishi kerak, ya'ni

$$y = A e^{-i(wt - k_x x)} = A e^{-i(EZ - P_x x)} \quad (5.27)$$

(5.27) va (5.26) ifodalarni taqqoslashdan impuls operatori \hat{P}_x sifatida quyidagi operatorni tanlash mumkinligi ko'rinadi:

$$\hat{P}_x = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x} \quad (5.28)$$

Impuls operatori \hat{P} ning bunday tanlanishida (5.27) formuladagi to'liq funksiyasi tenglamani qanoatlantirishi kerak. Impuls operatorining boshqa tashkil etuvchilari ham shunday aniqlanadi. Shuning uchun impuls operatorini vektor ko'rinishida quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\hat{P} = \frac{\mathbf{h}}{i} \left(i_x \frac{\partial}{\partial x} + i_y \frac{\partial}{\partial y} + i_z \frac{\partial}{\partial z} \right) = \frac{\mathbf{h}}{i} \nabla \quad (5.29)$$

(5.29)dagi i_x, i_y, i_z lar operatorlar.

Gamilton operatori. Klassik fizikada Gamilton funksiyasi deb, zarraning impuls va koordinatasi orqali ifodalangan to'liq energiyasiga aytiladi. Bir zarra uchun to'liq energiya kinetik va potensial energiyalar yig'indisi sifatida aniqlanadi:

$$E = \frac{1}{2} m \mathbf{J}^2 + U \quad (5.30)$$

Gamilton funksiyasi ta'rifiga asosan zarraning kinetik energiyasi tezlik bilan emas, balki impuls orqali ifodalansa, (5.30) formula quyidagi ko'rinishda ifodalanadi:

$$E = H(P, \mathbf{a}) = \frac{P^2}{2m} + U \quad (5.31)$$

(5.31) formulada $H(P, \mathbf{a})$ – Gamilton funksiyasi hisoblanadi.

Kvant mexanikasida Gamilton funksiyasiga tegishli operator bo'lishi kerak. Bu operatorni hosil qilish uchun (5.31) formulaga P o'rniga uning operatori \hat{P} ning ifodasini, ya'ni

$$\hat{P} = \frac{\mathbf{h}}{i} \nabla \quad (5.32)$$

ifodani qo'yish kerak. U vaqtda

$$\hat{H} = \frac{\hat{P}^2}{2} + U(x) = -\frac{\mathbf{h}^2}{2m} \nabla^2 + U(x) \quad (5.33)$$

yoki

$$\hat{H} = -\frac{\mathbf{h}^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + U(x) \quad (5.34)$$

\hat{H} – Gamilton operatori deyiladi.

To'liq energiya operatori. To'liq energiya operatori \hat{E} ni shunday tanlash kerakki, uning xususiy qiymatlari zarraning E energiyasiga teng bo'lsin. Erkin zarra misolida uning mumkin bo'lgan ko'rinishini topish mumkin. Buning uchun natijani umumiy hol uchun umumlashtiriladi. U vaqtda

$$\hat{E} \mathbf{y} = E \mathbf{y} \quad (5.35)$$

Bu tenglamaning yechimi energiyasi E bo'lgan erkin zarrani ifodalaydigan yassi to'liq ko'rinishida bo'lishi kerak, ya'ni

$$\mathbf{y} = A e^{-i(Et - P_x x)}$$

U holda to'liq energiya operatori \hat{E} quyidagicha aniqlanadi:

$$\hat{E} = -\frac{\mathbf{h}}{i} \frac{\partial}{\partial z} \quad (5.36)$$

Xususiy hol uchun topilgan (5.36) to'liq energiya operatori ixtiyoriy hol uchun umumlashtiriladi.

Shredinger tenglamasining operatorlar orqali ifodalanishi. Yuqorida qaralgan turli ko'rinishda yozilgan to'liq tenglamalarini operatorlar orqali qisqa qulay ko'rinishda ifodalash mumkin.

Shredingerning stasionar tenglamasini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\left(-\frac{\mathbf{h}^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + U \right) \mathbf{y} = E \mathbf{y} \quad (5.37)$$

(5.37) tenglamada $\mathbf{y} = \mathbf{y}(x)$ – to'liq funksiya, $U = U(x)$ – potensial energiya, E – to'liq energiya. Bu tenglama harakat davomida to'liq energiya Ye o'zgarmaydigan holatlar uchun to'g'ri bo'ladi.

(5.37) tenglamada qavs ichidagi ifoda operator ko'rinishida ifodalanadi:

$$\hat{H} = -\frac{\mathbf{h}^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + U \quad (5.38)$$

\hat{H} – Gamilton operatori deyiladi. Bu ifodaning klassik mexanikadagi Gamilton funksiyasiga o'xshashligidan Shredingerning stasionar tenglamasini qisqa ko'rinishda quyidagicha yozish mumkin:

$$\hat{H} \mathbf{y} = E \mathbf{y} \quad (5.39)$$

(5.34) tenglamani quyidagicha tushunish mumkin: y funksiyaga ta'sir etayotgan operator \hat{H} y funksiyaga ko'paytirilgan to'liq energiya E ga teng. Endi Shredingerning umumiy tenglamasini ko'rinishda yozish mumkin:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} + Uy = -\frac{\hbar}{i} \frac{\partial y}{\partial t} \quad (5.40)$$

yoki

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + U \right) y = -\frac{\hbar}{i} \frac{\partial y}{\partial t} \quad (5.41)$$

Bu tenglamada

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + U \quad (5.42)$$

ifoda *Gamilton operatori* deyiladi. U vaqtda Shredingerning umumiy tenglamasini qisqa ko'rinishda quyidagicha yozish mumkin:

$$\hat{H}y = -\frac{\hbar}{i} \frac{\partial y}{\partial t} \quad (5.43)$$

(5.35) va (5.43) tenglamalarni taqqoslashdan energiya operatori \hat{E} uchun quyidagi ifodani yozish mumkin:

$$\hat{E} = -\frac{\hbar}{i} \frac{d}{dt} \quad (5.44)$$

Shunday qilib, Shredingerning umumiy tenglamasini operatorlar orqali quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\hat{H}y = \hat{E}y \quad (5.45)$$

Bu tenglama (5.35) ifodada keltirilgan stasionar holat uchun yozilgan tenglamaga juda o'xshashdir.

(5.35) tenglamaning ma'nosi quyidagicha: y funksiyaga ta'sir etayotgan operator \hat{H} y funksiyaga ta'sir etayotgan \hat{E} operatorga teng, ya'ni \hat{H} va \hat{E} operatorlar oddiy skalyar ko'paytuvchilar emas.

Agar (5.45) tenglamada ifodalangan Shredingerning umumiy tenglamasini potensial kuch maydoni ta'sir qilmagan erkin zarra harakatini ifodalasa, u vaqtda to'liq energiya E istalgan qiymatni qabul qilishi mumkin. Buni to'liq tenglamasining mumkin bo'lgan ko'p sondagi $y(x,y,z,t)$ yechimlarida ko'rish mumkin. Agar erkin

zarra elastik devorlar bilan chegaralangan qandaydir chekli hajmda bo'lsa, bunday holatni stasionar hol deb qarab, (5.39) ifodadan foydalanish mumkin, bunda φ funksiya faqat koordinatalar funksiyasi $y(x,y,z)$ bo'ladi. Bunday holda energiya istalgan qiymatlarni qabul qila olmaydi, balki energiyaning faqat ayrim aniq E_i qiymatlarnigina qabul qiladi, energiyaning bunday qiymatlari to'liq tenglamasining aniq $y_i(x,y,z)$ yechimlariga to'g'ri keladi. Mumkin bo'lgan y_i yechimlarni ko'pincha xususiy funksiyalar, bu yechimlarga tegishli bo'lgan E_i energiya qiymatlarini xususiy qiymatlar deyiladi.

5.4-§. Zarraning erkin harakati

To'liq funksiyalari. Zarraning erkin harakatida tashqi kuchlar ta'sir qilmaydi ($U=0$). Bunday holda zarraning to'liq energiyasi uning kinetik energiyasi bilan aniqlanadi. Zarraning bir o'lchamdagi harakatini ko'rib chiqaylik. Bunda Gamilton operatori \hat{H} va Shredinger tenglamasini quyidagicha yozish mumkin:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2}, \quad (5.46)$$

$$-\frac{\hbar}{i} \frac{\partial y}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}, \quad (5.47)$$

bunda:

$$\Psi(x,t) = e^{-iEt/\hbar} \Psi_0(x). \quad (5.48)$$

U vaqtda $y_0(x)$ uchun quyidagi tenglama hosil bo'ladi:

$$\frac{d^2 \Psi_0}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \Psi_0 = 0, \quad (5.49)$$

(5.49) tenglamaning yechimi:

$$\Psi_0(x) = A e^{-iP_x x/\hbar} + B e^{-iP_x x/\hbar}. \quad (5.50)$$

Bunda erkin zarra impulsi P_x uning energiyasi bilan quyidagicha bog'langanligi hisobga olingan, ya'ni:

$$P_x = \sqrt{2mE}$$

A va B lar doimiyliklardir. (5.50)da birinchi had zarraning x o'qining musbat, ikkinchi had esa manfiy yo'nalishida harakatlanishini bildiradi. Shundayligiga ishonch hosil qilish uchun (5.50)ni hisobga

olgan holda (5.48) funksiyani ko'rib chiqaylik. (5.50) funksiyaning birinchi va ikkinchi hadi bo'yicha fazalari doimiy bo'lgan nuqtalar qaysi yo'nalishda siljishini ko'raylik. Masalan, birinchi hadning fazalar doimiyligi sharti quyidagicha:

$$Et - P_x x = const.$$

Bu ifodani t bo'yicha differensiallab, fazaviy tezlik x o'qining musbat yo'nalishi bo'ylab yo'nalganligini ko'rish mumkin. (5.50) funksiyaning ikkinchi hadini ham shunday tahlil qilish mumkin. Zarra harakatini musbat yo'nalishida deb qarasaq, $B=0$ bo'lishi zarur. U vaqtda (5.48) ifodaga asosan erkin zarraning to'lqin funksiyasi yassi to'lqin ko'rinishida bo'ladi, ya'ni

$$y(x, t) = Ae^{-i(Et - P_x x)/\hbar} \quad (5.51)$$

(5.49) tenglama energiya E ning istalgan qiymatida bir qiymatli, chekli va uzluksiz yechimga ega bo'ladi. Bu esa erkin zarraning energiya spektri uzluksiz bo'lishini ko'rsatadi. Erkin zarra holida Puasson qavslari $[\hat{H}, \hat{P}_x]$ nolga teng bo'ladi:

$$[\hat{H}, \hat{P}_x] = 0 \quad (5.52)$$

Bundan esa erkin zarraning impulsi harakat integrali doimiy kattalikka teng bo'lishi kelib chiqadi. (5.52) ifodaning nolga tengligi erkin zarraning energiyasi va impulsi bir vaqtda o'lchanadigan kattaliklar ekanligini ko'rsatadi.

Davriylik uzunligiga normalash. Erkin zarraning xususiy qiymatlari spektri uzluksiz bo'lgani uchun xususiy qiymatlarni birga normalash mumkin emas, chunki

$$\int_{-\infty}^{\infty} y^* y dx = A^2 \int_{-\infty}^{\infty} dx = \infty \quad (5.53)$$

bu vaqtda d funksiyaga normalash shartidan foydalanish kerak. Lekin ko'pincha buning o'rniga davriylik uzunligiga normalash usulidan foydalaniladi. Bu usul quyidagicha: faraz qilaylik zarra uzunligi L bo'lgan sohada harakat qilayotgan bo'lsin. Bu sohadan tashqarida to'lqin funksiyasi davriy ravishda takrorlanadi. U vaqtda to'lqin funksiyasiga quyidagi davriylik shartini yozamiz:

$$y_0(x+L) = \Psi_0(x) \quad (5.54)$$

Bunday bo'lganda zarra to'liq ravishda erkin hisoblanmaydi, uning harakati (5.54) shart bilan cheklangan bo'ladi. Shunga ko'ra, endi zarraning energiya spektri uzluksiz bo'lmaydi. Lekin L ning uzunligi yetarlicha katta bo'lganda, zarra harakati uning erkin harakatidan oz farq qiladi. Energiya spektri (5.51)ni hisobga olgan holda (5.54) shartdan topiladi va quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$Ae^{i(x+L)P_x/\hbar} = Ae^{iP_x x/\hbar} \quad (5.55)$$

yoki

$$e^{iP_x L/\hbar} = 1 \quad (5.56)$$

P_x ixtiyoriy qiymatni olmaydi, balki faqat diskret P_{xn} qiymatlarnigina qabul qiladi, bu diskret qiymatlar (5.56) ifodaga asosan quyidagi tenglik bilan aniqlanadi:

$$P_{xn} = 2\pi\hbar n_x / L \quad (5.57)$$

n_x – butun son. Shunday qilib, davriylik shartini kiritish uzluksiz spektrning diskret spektrga o'tishiga olib keladi, ya'ni:

$$E_n = P_{xn}^2 / 2m = 2\pi^2\hbar^2 n_x^2 / (mL)^2 \quad (5.58)$$

diskret spektrda ortonormalash shartidan foydalanish kerak, bu shart:

$$\begin{aligned} d_{nn'} &= \int_{-L/2}^{L/2} \Psi_{on}^* \Psi_{on} dx = A^2 \int_{-L/2}^{L/2} e^{2\pi i(n-n')x/L} dx = \\ &= A^2 L \frac{\sin p(n-n')}{p(n-n')} = \begin{cases} A^2 L(n=n') \\ 0(n \neq n') \end{cases} \end{aligned} \quad (5.59)$$

bundan quyidagilar hosil bo'ladi:

$$A^2 L = 1; \quad A = 1/\sqrt{L} \quad (5.60)$$

ortonormalash funksiyalar tizimi quyidagi ko'rinishda yoziladi.

$$\begin{aligned} y_{in}(x) &= e^{iP_{xn}x/\hbar} L^{-1/2} = L^{-1/2} e^{iK_{xn}x} \\ P_{xn} &= 2\pi\hbar n_x / L; \quad K_{xn} = 2\pi n_x / L \end{aligned} \quad (5.61)$$

energiyaning xususiy qiymatlari uchun (5.58) formuladan foydalangan holda ko'rish mumkinki, L makroskopik o'lchamlarga ega bo'lsa, E_n ning diskret qiymatlari bir-biriga yaqin bo'lib, deyarli uzluksiz spektr hosil bo'ladi. Bu natijalar yaqinlashgan natijalar

bo'lib, erkin harakatning spektri cheklanmagan sohada uzluksiz bo'ladi.

Uzluksiz spektr. Uzluksiz spektr holida to'liq soni K_x uzluksiz qiymatlar qatorini qabul qiladi va to'liq funksiyasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi.

$$y_x(x) = A_1 l^{ik_n x} \quad (5.62)$$

d funksiyaga normalash sharti quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\int_{-\infty}^{\infty} y_{k'_x}^*(x) y_{k_x}(x) dx = A_1^2 \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(k_x - k'_x)x} dx = d(k_x - k'_x) \quad (5.63)$$

Furyening integrallar qatori yordamida quyidagi tenglik isbotlanadi:

$$(2p)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(k-k')x} dx = d(k - k') \quad (5.64)$$

(5.63) va (5.64) ifodalarni taqqoslash ko'rsatadiki, $A_1 = \frac{1}{\sqrt{2p}}$ va

uzluksiz spektr funksiyalarining d funksiyaga normalashgan tizimi quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\Psi_{k_x}(x) = 2p^{-1/2} e^{ik_x x}, \quad K_x = P_x / \mathbf{h} \quad (5.65)$$

Zaryad zichligi va tok zichligi. (5.51) formuladan:

$$\partial y / \partial x = (iP_x / \mathbf{h}) y$$

$$\partial y^* / \partial x = -(iP_x / \mathbf{h}) y^*$$

Shuning uchun tok va zaryad zichligi uchun quyidagi ifodalarni yozish mumkin. Tok zichligi:

$$j_x = \left[\frac{iq\mathbf{h}}{2m} \right] \left(\frac{y \partial y^*}{\partial x} - \frac{y^* \partial y}{\partial x} \right) = \left(\frac{qP_x}{m} \right) y^* y = \left(\frac{qP_x}{m} \right) |A|^2 \quad (5.66)$$

Zaryad zichligi:

$$r = q \Psi^* \Psi = q |A|^2,$$

ya'ni

$$j_x = r P_x / m = r J_x. \quad (5.67)$$

Bu ifoda klassik elektrodinamikadagi tok zichligi ifodasi bilan mos keladi. Yuqoridagi hisoblashlar bir koordinata uchun qaraldi.

Bunday hisoblashlar ikkita boshqa koordinatalar uchun ham to'g'ri bo'ladi. Erkin zarraning to'liq funksiyasi $\Psi(r,t)$ ni uch o'lchamda quyidagicha ifodalash mumkin:

$$y(r,t) = y(x,t) y(y,t) y(z,t) \quad (5.68)$$

(5.68) tenglamaning o'ng tomonidagi har bir funksiya (5.51) formula ko'rinishidagi ifoda orqali aniqlanadi. Erkin zarraning to'liq funksiyasi uch o'lchamda quyidagicha ifodalanadi:

$$\Psi(r,t) = A e^{i(Et - pr)} / h \quad (5.69)$$

Bunda

$$pr = P_x x + P_y y + P_z z;$$

$$E = P^2 / (2m) = (P_x^2 + P_y^2 + P_z^2) / (2m)$$

$A = (2\pi)^{-3/2}$ – normalash doimiyligi. Hajm davriyligiga normalashda normalash doimiyligi quyidagicha aniqlanadi:

$$A = (L_x L_y L_z)^{-1/2}$$

(L_x, L_y, L_z) – x, y, z o'qlari yo'nalishidagi davriylik uzunliklaridir. Bu vaqtda to'liq funksiya:

$$\Psi_{n_x n_y n_z} = (L_x L_y L_z)^{-1/2} e^{i(K_{n_x} x + K_{n_y} y + K_{n_z} z)}. \quad (5.69a)$$

$$K_{n_x} = 2\pi n_x / L_x, \quad K_{n_y} = 2\pi n_y / L_y, \quad K_{n_z} = 2\pi n_z / L_z$$

bunda n_x, n_y, n_z – bir-biriga bog'liq bo'lmagan butun sonlar. Uzluksiz spektr uchun to'liq funksiyasi (5.65) formula o'rniga quyidagi formula orqali ifodalanadi:

$$y_k(r) = (2p)^{-3/2} e^{ikr}; \quad k = P / \mathbf{h}. \quad (5.70)$$

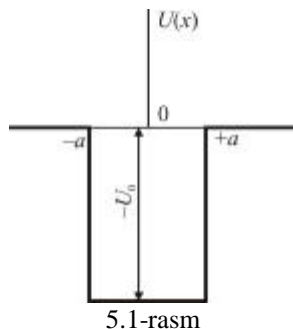
U vaqtda (5.66) va (5.67) formulalar o'rniga tok zichligi uchun quyidagi formulalar hosil bo'ladi:

$$j = qp |A|^2 / m; \quad r = q |A|^2 \quad (5.71)$$

$$j = pr / m = rJ, \quad j = Pr / m = PV \quad (5.72)$$

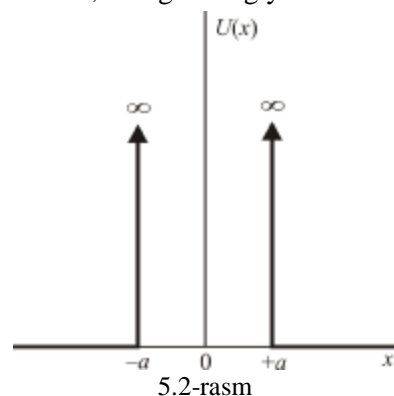
5.5-§. Bir o'lchamli potensial o'radagi zarra

Shredinger tenglamasi asosida kvantlash to'g'riburchak shaklidagi bir o'lchamli simmetrik "potensial o'ra" misolida tushuntiriladi. $U(x)$ potensial funksiya $-a < x < +a$ intervalda U_0 doimiy qiymatga ega bo'ladi va bu intervaldan tashqarida nolga aylanadi (5.1-rasm). Bunday hol uchun Shredinger tenglamasining aniq yechimini hosil qilish va shu asosda energiyaning kvantlanishini qarab chiqish mumkin.



5.1-rasm

Cheksiz chuqur potensial o'rani ko'raylik. Bunda U_0 kattalik cheksizga aylanadi. Bunday holda potensial funksiyaning nol qiymati uchun, uning potensial o'ra tubidagi qiymati, ya'ni $-a < x < +a$ intervaldagi qiymati olinadi. Bu vaqtda o'raning devorlarida (ya'ni $x = \pm a$ bo'lganda) 0 dan $+\infty$ bo'lgan oraliqda $U(x)$ funksiyada uzilish bo'ladi. Bunday potensial o'ra 5.2-rasmga keltirilgan. Chekli chuqurlikka ega bo'lgan potensial o'ra holidan cheksiz chuqur potensial o'ra holiga o'tishdagi matematik soddalashtirish, $-a < x < +a$ oraliqdan tashqarida U funksiya cheksiz katta bo'lganda y funksiya nolga aylanishi bilan bog'liqdir. Haqiqatdan ham klassik fizikaga asosan, oxirgi energiyasi E bo'lgan zarra $U(x) = +\infty$ bo'lgan sohaga



5.2-rasm

o'ta olmaydi. Kvant mexanikasida bunday holat ehtimoliyat zichligi y^*y va funksiyani o'zi y ning nolga aylanishi talabi bilan almashtiriladi.

Shunday qilib, Shredinger tenglamasining yechimini faqat $-a < x < +a$ oraliqda ko'rib chiqish yetarli bo'ladi. $-a < x < +a$ oraliq ichida $U(x) = 0$.

U vaqtda bir o'lchamli holat uchun yozilgan

$$\frac{\hbar}{2m} \cdot \frac{d^2y}{dx^2} + (E - U)y = 0$$

Shredinger tenglamasini quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$\frac{d^2y}{dx^2} + k^2y = 0. \quad (5.73)$$

Bunga quyidagi belgilash kiritilsin:

$$k^2 = 2mE / \hbar^2 \quad (5.74)$$

k ning musbat qiymatlari bilan chegaralanamiz. (5.73) tenglamaning umumiy yechimi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$y = A \cos kx + B \sin kx$$

O'raning $x = \pm a$ devorlarida $y = 0$ bo'lishi kerak. U vaqtda

$$x = +a \text{ bo'lganda } A \cos ka + B \sin ka = 0$$

$$x = -a \text{ bo'lganda } A \cos ka - B \sin ka = 0 \quad (5.74a)$$

Agar $A \neq 0$ bo'lsa, $A \cos ka = 0$, demak, $\cos ka = 0$ va $\sin ka \neq 0$, $B = 0$. Aksincha, agar $B \neq 0$ bo'lmasa, $B \sin ka = 0$, demak, $\sin ka = 0$; $\cos ka \neq 0$, $A = 0$. Shunday qilib, (5.73) tenglamaning barcha yechimlari ikki qismga ajraladi:

1. Juft funksiyalar bilan

$$y = A \cos kx, \quad ka = \frac{p}{2}, \frac{3p}{2}, \frac{5p}{2}, \dots$$

2. Toq funksiyalar bilan

$$y = B \sin kx, \quad ka = 2\left(\frac{p}{2}\right), 4\left(\frac{p}{2}\right), 6\left(\frac{p}{2}\right), \dots$$

Ikkinchi holda $ka = 0$ bo'lishi mumkin emas, chunki bunda $y = 0$ bo'lishi kerak, bu esa fizik ma'noga ega bo'lmaydi. A va B doimiyliklar quyidagi normalash sharti

$$\int_{-a}^{+a} |y|^2 dx = 0$$

orqali aniqlanadi.

U vaqtda:

$$y = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{a}} \cos \frac{np x}{2}; & n - \text{toq bo'lganda} \\ \frac{1}{\sqrt{a}} \sin \frac{np x}{2}; & n - \text{juft bo'lganda} \end{cases} \quad (5.75)$$

Har ikkala holda $k=np/2a$, n ning har qanday butun qiymati uchun:

$$E = \frac{\hbar}{2m} \cdot k^2 = \frac{\hbar p^2}{8ma^2} n^2 \quad (n=1,2,3,\dots), \quad (5.76)$$

(5.76) formula energiyaning kvantlanganligini ko'rsatadi. Energetik sathlar ham diskret, $U=+\infty$ da ularning soni cheksiz katta, chunki $n=0$ bo'lgan sath bo'lmaydi. Shuning uchun eng pastki sathning energiyasi $\hbar p^2/8ma^2$ kattalikka teng. Energiyaning bu qiymati nolinci energiya bo'ladi. Yuqorida keltirilgan yechimga qarshi quyidagi inkorni ko'rish mumkin. Potensial funksiya $U(x)$ ning har qanday uzilishi sirtlarida quyidagi chegaraviy shartlar bajarilishi kerak:

$$\left\{ \begin{array}{l} y_1(x-0) = y_2(x+0), \\ \frac{dy_1(x-0)}{dx} = \frac{dy_2(x+0)}{dx} \end{array} \right\}. \quad (5.77)$$

$y_1(x)$ – $y(x)$ funksiyaning uzilish sirtining bir tomoni, $y_2(x)$ – ikkinchi tomoni. Qaralayotgan holda $-a < x < +a$ oraliq ichida $y=y_1$ ekanligi (5.74a) formulalar bilan ifodalangan. Bu intervaldan tashqarida esa $y=y_2=0$. Shunday qilib, potensial o'ra devorlarida $y(x)$ funksiyaning birinchi hosilasi uzluksizlikning uzilishiga ega bo'ladi. Lekin $y(x)$ funksiyani qanoatlantiradigan talabalarga bo'lgan bunday qarama-qarshilik chegaraviy qiymatlarga matematik o'tishlardagina hosil bo'ladi va qarama-qarshilikdek ko'rinadi. Haqiqiy holatlarda esa potensial o'ra chuqurligi U_0 cheklidir, lekin katta qiymatga ega bo'lishi mumkin. Bunday holda devor yaqinida undan har ikki tomonda $y(x)$ va dy/dx noldan farqli va (5.77) shart qat'iy bajariladi. Lekin cheksiz chuqur o'ra chegarasiga o'tganda, chegaraviy qiymatlarda bu shartlar bajarilmasligi mumkin. Haqiqatdan ham (5.77)dagi munosabatlardan quyidagi chegaraviy munosabatlarning bajarilmasligi ko'rinadi.

$$\begin{aligned} \lim y_1(x-0) &= \lim y_2(x+0), \\ \frac{d}{dx} \lim y_1(x-0) &= \frac{d}{dx} \lim y_2(x+0) \end{aligned}$$

Topilgan yechim U_0 ning katta qiymatida real $y(x)$ ga tegishli bo'lmay, balki $U_0 \rightarrow \infty$ da uning chegaraviy qiymatiga tegishlidir. Chekli chuqurlikka ega bo'lgan potensial o'rani ko'raylik. O'radan tashqarida potensial funksiya nolga teng. O'ra ichida esa $U(x)=U_0 < 0$. Koordinata boshi orasida o'ra tagining markazi olinadi. Dastlab to'liq energiya E manfiy bo'lgan holni ko'rish mumkin, bunda $U_0 < E < 0$. Belgilashlar kiritiladi:

$$\left. \begin{array}{l} k = +\sqrt{2m(E-U_0)/\hbar^2} \\ a = +\sqrt{-2mE/\hbar^2} \end{array} \right\}. \quad (5.78)$$

U vaqtda o'ra ichida Shredinger tenglamasini quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{d^2 y}{dx^2} + k^2 y = 0. \quad (5.79)$$

O'radan tashqarida esa

$$\frac{d^2 y}{dx^2} - a^2 y = 0 \quad (5.80)$$

(5.79) tenglamasining umumiy yechimi:

$$y = A \cos kx + B \sin kx, \quad (5.81)$$

(5.80) tenglamaning yechimi esa $e^{\pm ax}$ bo'ladi. Bunda shunday ishorani tanlash kerakki, $x=\pm\infty$ da yechim nolga aylansin. Shunday qilib, o'radan tashqarida

$$\begin{array}{ll} x > a \text{ bo'lganda} & y = Ce^{-ax} \\ x < -a \text{ bo'lganda} & y = De^{ax} \end{array}$$

bo'ladi.

Simmetriklik xossasidan ko'rinadiki, ehtimoliyat zichligi $|y|^2$ koordinata boshiga nisbatan x ning simmetrik funksiyasi bo'lishi kerak. Bundan $C^2=D^2$, ya'ni ikkita holat bo'lishi mumkin: $C=D$ va $C=-D$. A, B, C, D doimiyliklarni shunday tanlash kerakki, o'raning chegarasida y funksiya va uning hosilasi dy/dx uzluksiz bo'lishi kerak. Chegarada $x=+a$, bunday bo'lishligidan:

$$A \cos ka + B \sin ka = Ce^{-aa}$$

$$-kA \sin ka + kB \cos ka = aCe^{-aa}$$

chegarada $x=-a$

$$A \cos ka - B \sin ka = De^{-aa}$$

$$kA \sin ka + kB \cos ka = aDe^{-aa}$$

Bundan:

$$2A \cos ka = (C + D)e^{-aa}$$

$$2kA \sin ka = a(C + D)e^{-aa}$$

$$2B \sin ka = (C - D)e^{-aa}$$

$$2kB \cos ka = -a(C - D)e^{-aa}$$

Agar $A \neq 0$ va $C=D$ bo'lsa, u vaqtda

$$k \operatorname{tg} ka = a \quad (5.82)$$

Agar $B \neq 0$ va $C=-D$ bo'lsa, u vaqtda

$$k \operatorname{ctg} ka = -a \quad (5.83)$$

Bu shartlar bir vaqtda qanoatlantirilmaydi. Qanoatlantirilganda $k^2 = -a^2$ bo'lishi kerak edi, bu esa mumkin emas. A, B, C, D koeffitsiyentlar nolga teng bo'lgan holdagi yechim fizik ma'noga ega bo'lmaydi. Bo'lishi mumkin bo'lgan barcha yechimlar ikki guruhga bo'linadi: $A \neq 0, B=0, C=D$ bo'lgandagi juft to'lqin funksiyali yechimlar va $A=0, B \neq 0, C=-D$ bo'lgandagi toq to'lqin funksiyali yechimlar. Energiya sathlari (5.82) yoki (5.83) tenglamalarning grafik yoki son qiymati orqali yechilishidan kelib chiqadi. Energiya sathlari (5.82) yoki (5.83) formulalarni grafik yoki sonlar ko'rinishidagi yechimlaridan hosil qilinadi. a va k lar (5.78)dagi ifodalar orqali topiladi. Grafik holda yechish uchun o'lchamsiz kattaliklar kiritamiz:

$$x = ak; \quad h = aa \quad (5.84)$$

U holda

$$x^2 + h^2 = -2mU_0 a^2 / \hbar^2, \quad (5.85)$$

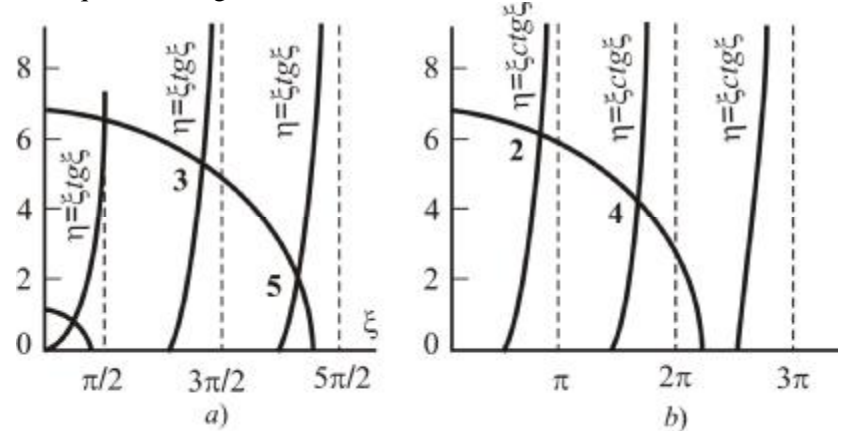
juft to'lqin funksiyali yechimlar uchun (5.82) formuladan

$$h = x \operatorname{tg} x \quad (5.86)$$

toq to'lqin funksiyali yechimlar uchun (5.83) formuladan

$$h = -x \operatorname{ctg} x \quad (5.87)$$

5.3a-rasmda $h=x \operatorname{tg} x$ va 5.3b-rasmda $h=-x \operatorname{ctg} x$ kattaliklar egri chiziqlari keltirilgan.



5.3-rasm

Vertikal punktir chiziqlar bilan bu egri chiziqlarning asimtotalari ko'rsatilgan. x va h kattaliklar musbat bo'lgani uchun egri chiziqlarning faqat ($x>0, h>0$) musbat kvadratda bo'lgan qismi ahamiyatlidir. Bu egri chiziqlarni (5.85) formula hosil qiladigan aylana bilan kesib o'tamiz. Aylana radiusi $\sqrt{-2mU_0 a / \hbar}$ aniq deb hisoblanishi kerak, chunki U_0 va a kattaliklar aniq kattaliklardir. Bu aylananing (5.86) va (5.87) formulalar bilan ifodalangan egri chiziqlar bilan kesishish nuqtalari koordinatalari x va h larning mumkin bo'lgan qiymatlariga teng bo'ladi. Demak, k va a ham aniqlanadi. U vaqtda (5.78) formula orqali energiya E ni osonlikcha aniqlash mumkin. Sathlar soni chekli bo'lib, potensial o'raning $-U_0$ chuqurligi va $2a$ kengligi bilan aniqlanadi. Masalan, aylananing radiusi 7 bo'lsa, 5 ta sath hosil bo'ladi. 1,3,5 kesishish nuqtalariga juft, 2, 4 larga esa toq to'lqin funksiyalari to'g'ri keladi. Agar $0 \leq -U_0 a^2 \leq \hbar^2 p^2 / (8m)$ bo'lsa, faqat bitta kesishish nuqtasi bo'ladi, chunki k kattalik noldan farq qiladi. U vaqtda (5.78) formulada $E > U_0$. Barcha energetik sathlar, jumladan, eng pastki sath ham potensial o'ra tagidan yuqorida yotadi. Topilgan yechim nolinci energiyaning bo'lishi zarurligini ko'rsatadi. $E > 0$ bo'lgan holni qarab chiqaylik. Bu

vaqtda a kattalik eng kichik bo'ladi. $a=ib$ bo'lsa, (5.80) tenglamaning o'rniga quyidagi tenglama hosil bo'ladi:

$$\frac{d^2y}{dx^2} + b^2y = 0 \quad (5.88)$$

Bu tenglamaning yechimi:

$$y = A' \cos bx + B' \sin bx \quad x > +a \text{ bo'lganda} \quad (5.89)$$

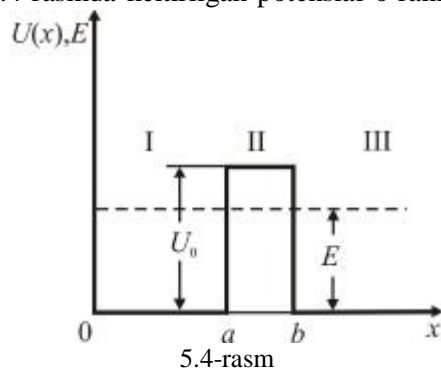
$$y = A'' \cos bx + B'' \sin bx \quad x < -a \text{ bo'lganda} \quad (5.90)$$

x ning istalgan qiymatida har ikki yechim chekli bo'ladi va ularda to'rtta ixtiyoriy doimiylar A' , B' , A'' , B'' lar qatnashadi. Bu yechimlarni $-a < x < +a$ intervaldagi (5.81) formula yechim bilan birlashtirish mumkin. Lekin bu vaqtda potensial o'raning har ikki devorida y va dy/dx kattaliklar uzluksiz bo'lishi kerak. Bunday A' , B' , A'' , B'' koeffitsiyentlarga nisbatan to'rtta chiziqli tenglama hosil bo'ladi. Tenglamalar A va B parametrlarga ega bo'ladi. Bu esa noma'lum koeffitsiyentlarni A va B lar orqali ifodalash uchun yetarlidir. A va B lar istalgan qiymatlarni qabul qilishi mumkin. Bundan esa quyidagi xulosa kelib chiqadi: $E > 0$ bo'lganda energiya kvantlanmaydi, energetik spektr uzluksiz bo'ladi. To'lqin funksiyasi $x \rightarrow \pm\infty$ da nolga intilmaydi, ya'ni zarra harakati infinit, umumiy nazariya ham shuni talab qiladi.

5.6-§. Zarralarning potensial to'siqdan o'tishi.

Tunnel effekti

Zarraning bir o'lchovli harakatining muhim hollaridan biri, uning potensial to'siqdan o'tishidir. 5.4-rasmda keltirilgan potensial o'rani ko'rib chiqish mumkin. m massali zarra x o'qi yo'nalishida harakatlanayotgan bo'lsin. Rasmda x o'qi I, II, III sohalariga bo'lingan. $a < x < b$ sohada potensial energiya noldan farq qiladi. Kengligi ab va balandligi U_0 bo'lgan $a < x < b$ soha potensial to'siq deyiladi. Zarra x o'qi yo'nalishida harakatlanishida



5.4-rasm

potensial to'siqqa duch kelsin (5.4-rasm). Agar zarraning to'liq energiyasi E to'siq balandligi U_0 dan katta, ya'ni $E > U_0$ bo'lganda (U_0 – potensial energiya) klassik mexanika tushunchalariga asosan zarra, albatta, I sohadan II sohaga o'tadi, ya'ni potensial to'siq ichiga kiradi va o'zining kamaygan $E-U$ energiyasi bilan potensial to'siq ichida (II sohada) harakatini davom ettiradi. II sohada faqat o'tayotgan to'lqin tarqaladi. Bunda zarra potensial to'siq orqa tomonidagi III sohaga o'ta oladi va potensial o'radan chiqib ketadi, qaytmaydi. Agar zarraning to'liq energiyasi E potensial to'siq balandligi U_0 dan kichik, ya'ni $E < U_0$ bo'lsa, klassik mexanika bo'yicha zarraning bir sohadan ikkinchi sohaga o'tishi mumkin emas. Lekin kvant mexanikasida tunnel effekti deb ataladigan hodisaga asosan zarraning to'liq energiyasi E potensial to'siq balandligi U_0 dan kichik bo'lganda, ya'ni $E < U_0$ bo'lganda ham mikrozarra II sohada topilishi aniq ehtimoliyatga ega bo'ladi. x ning ortishi bilan bu ehtimoliyat eksponensial kamaya boradi, lekin noldan farq qiladi. Tunnel effektini tushunish uchun kvant mexanikasida potensial to'siq shaffofligi D degan tushuncha kiritiladi. D – to'siqqa tushayotgan elektronlar to'lqinlari intensivligining to'siqdan o'tadigan qismini xarakterlaydigan kattalik. Mikrozarralarning klassik fizikaga zid bo'lgan, ya'ni $E < U_0$ bo'lgan holda ham to'siqdan o'tishi Shredinger tenglamasining yechimidan kelib chiqadi. Rasmda $a < x < b$ sohada Shredinger tenglamasining yechimi bo'lgan y funksiya noldan farqli qiymatlarga ega bo'ladi. Zarraning to'siq ichida topilishining ehtimoliyati esa to'lqin funksiyasi amplitudasining kvadratiga proporsionaldir. Shuning uchun mikrozarra to'siq ichida ham qayd qilish ehtimoliyati mavjud, uning potensial to'siqdan o'tish ehtimoliyati noldan farq qiladi.

Demak, to'liq energiyasi E bo'lgan zarra U_0 balandligi E dan katta bo'lgan potensial to'siqqa tushsa, ya'ni $E < U_0$ bo'lganda zarraning potensial to'siqdan o'tishi chekli ehtimoliyatga ega bo'ladi. Zarralarning potensial to'siq orqali sizib o'tishi *tunnel effekti* deyiladi. Tunnel effekti faqat kvant mexanikasi nuqtai nazaridan tushuntiriladi.

Zarralarning potensial to'siqdan o'tishi ehtimoliyatini quyidagicha hisoblash mumkin (5.4-rasm).

I, II, III sohalarida potensial energiya qiymatlari (potensial to'siq balandligi) quyidagicha:

$$U(x) = \begin{cases} 0, & 0 < x < a & \text{sohada} \\ U_0, & a < x < b & \text{sohada} \\ 0, & x > b & \text{sohada} \end{cases} \quad (5.91)$$

I, II, III sohalarida zarralarning to'liqin funksiyalari y_I, y_{II}, y_{III} bo'lsin. Har bir soha uchun Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\left. \begin{aligned} \text{I sohada: } & -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 y_I}{dx^2} = E y_I \quad \text{bunda } U_0 = 0 \\ \text{II sohada: } & -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 y_{II}}{dx^2} + U y_{II} = E y_{II} \quad \text{bunda } U_0 = U \\ \text{III sohada: } & -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 y_{III}}{dx^2} = E y_{III} \quad \text{bunda } U_0 = 0 \end{aligned} \right\} \quad (5.92)$$

K_1^2 va K_2^2 belgilashlar kiritib, bu tenglamalarni quyidagicha yozish mumkin:

$$K_1^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E \quad (5.93)$$

va

$$K_2^2 = \frac{2m(U - E)}{\hbar^2} \quad (5.94)$$

U vaqtda

$$\left. \begin{aligned} \text{I sohada: } & \frac{d^2 y_I}{dx^2} + K_1^2 y_I = 0; \\ \text{II sohada: } & \frac{d^2 y_{II}}{dx^2} - K_2^2 y_{II} = 0; \\ \text{III sohada: } & \frac{d^2 y_{III}}{dx^2} + K_1^2 y_{III} = 0; \end{aligned} \right\} \quad (5.95)$$

Bu tenglamalarning yechimlari quyidagi funksiyalardir:

$$\left. \begin{aligned} \text{I sohada: } & y_I = C_1 e^{ik_1 x} + C_2 e^{-ik_1 x}; \\ \text{II sohada: } & y_{II} = C_3 e^{-k_2 x} + C_4 e^{k_2 x}; \\ \text{III sohada: } & y_{III} = C_5 e^{ik_1 x} + C_6 e^{-ik_1 x}; \end{aligned} \right\} \quad (5.96)$$

Bu yechimlarda $C_1, C_2, C_3, C_4, C_5, C_6$ lar har bir to'liqinga tegishli bo'lgan amplitudalardir. Ular quyidagicha aniqlanadi:

- C_1 – potensial to'siqqa chapdan tushayotgan to'liqin amplitudasi;
- C_2 – I sohaga qaytgan to'liqin amplitudasi;
- C_3 – II sohaga (potensial to'siq ichiga) o'tgan to'liqin amplitudasi;
- C_4 – potensial to'siqqa (b nuqtadan) qaytgan to'liqin amplitudasi;
- C_5 – potensial to'siqdan III sohaga o'tib, cheksizlikka ketgan to'liqin amplitudasi;
- C_6 – III sohaga qaytgan to'liqin amplitudasi.
- C_6 – mavjud bo'lmagan to'liqin, chunki to'liqin cheksizlikdan qaytmaydi, shuning uchun $C_6=0$.

(5.95) ifodadagi differensial tenglamalarning (5.96)da keltirilgan xususiy yechimlari I va II sohadagi de-Broyl yassi to'liqinlarini ifodalaydi (mikrozarralar harakati de-Broyl yassi to'liqini sifatida namoyon bo'ladi). Xususiy yechimlar $e^{\pm ik_1 x}$ va $e^{\pm ik_2 x}$ ko'rinishga ega. Bunda $e^{ik_1 x}$ yechim x o'qi yo'nalishida chapdan o'ngga borayotgan to'liqin, $e^{-ik_1 x}$ esa qaytayotgan to'liqinga tegishli. Xuddi shunday, $e^{\pm ik_2 x}$ yechim ham borayotgan va qaytayotgan to'liqlarga tegishli. Rasmda keltirilgan I, II, III sohalarida qarab chiqilgan y_I, y_{II}, y_{III} – to'liqin funksiyalari x o'qining har bir nuqtasida uzluksiz va bir qiymatli holda aniqlanadi. Bu esa to'liqin tenglamasini yechish orqali turli amplitudalarni zarralarning energiyasi, potensial to'siq balandligi, uning kengligi orqali ifodalashga imkon beradi.

To'liqin funksiyasi bilan bog'liq bo'lgan ehtimoliyat zichligi shu funksiyaning amplitudasi kvadratiga proporsional bo'lgani uchun potensial to'siqning shaffoflik koeffitsiyentini quyidagicha aniqlash mumkin:

$$D = \frac{|C_5|^2}{|C_1|^2} \quad (5.97)$$

Xuddi shunday, to'siqdan qaytgan va unga tushgan to'liqlar amplitudalarining modullari kvadratlarining nisbati aniqlanadi:

$$R = \frac{|C_2|^2}{|C_1|^2} \quad (5.98)$$

(5.97) va (5.98) formulalarda D – zarralarning II sohaga o'tish yoki potensial to'siqdan o'tish ehtimoliyatidir; R – zarralarning sohalar chegarasida qaytish ehtimoliyatidir.

Yuqoridagi y_I, y_{II}, y_{III} yechimlar va ularning hosilalarining $x=a$ va $x=b$ nuqtalarda teng bo'lishi shartidan C_1, C_2, C_3, C_4, C_5 amplitudalar uchun tenglamalar tizimi kelib chiqadi. Bu tenglamalar yordamida C_5, C_1, C_2 amplitudalar nisbatlarini aniqlash mumkin. Bunda shaffoflik ko'effitsiyentining to'siq parametri bilan bog'lanishi hosil bo'ladi. Bunday bog'lanishni topishda matematik amallarni keltirmasdan fizikaviy mulohazalar yordamida shaffoflik ko'effitsiyenti D ning ifodasini yozish mumkin bo'ladi.

Potensial to'siqning $x=a$ devoriga chapdan kelib tushgan $C_1 e^{ik_1 x}$ to'liqlarning intensivligi to'siq ichida $e^{-k_2 x}$ ko'rinishidagi eksponensial qonun bo'yicha kamayadi, to'siqning $x=b$ bo'lgan ikkinchi devoriga bu to'liq intensivligi dastlabki qiymatiga nisbatan

$$C \sim e^{-k_2(b-a)} \quad (5.99)$$

marta susayib yetib keladi. U vaqtda potensial to'siq orqa tomonidagi (potensial to'siqdan III sohaga o'tgan) zarralarning y funksiyasi potensial to'siqning oldi (I sohada) zarralarning y funksiyasidan $e^{-k_2(b-a)}$ ko'paytuvchi bilan farq qiladi. Zarraning topilish ehtimoliyati to'liq funksiyasi kvadrati bilan aniqlanadi. Shuning uchun potensial to'siq orqa tomonidagi zarralar zichligi to'siq oldi tomonidagi zarralar zichligidan quyidagi ko'paytuvchi bilan farq qiladi:

$$D = e^{-2k_2(b-a)} = \exp\left[-2\sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}(U-E)(b-a)}\right] \quad (5.100)$$

Bu formulada D – potensial to'siqning shaffoflik ko'effitsiyenti deyiladi va zarraning potensial to'siqdan o'tish ehtimoliyatini bildiradi. Bunday hodisa *tunnel effekti* deyiladi.

Shunday qilib, qaralayotgan to'g'ri burchakli potensial to'siq uchun shaffoflik ko'effitsiyenti

$$D \approx e^{-\frac{2}{\hbar} \int \sqrt{2m(U_0-E)}(b-a)} \quad (5.101)$$

Ixtiyoriy shakldagi potensial to'siq uchun shaffoflik ko'effitsiyenti quyidagicha aniqlanadi:

$$D \approx e^{-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(U-E)} dx} \quad (5.102)$$

bu formulada x_1 va x_2 E energiyaga to'g'ri keladigan $U=U(x)$ funksiya bilan potensial to'siqning koordinatalari.

Energiyasi E bo'lgan zarra balandligi E dan kata, ya'ni $E < U(x)$ bo'lgan potensial to'siqqa kelib tushsa, zarraning o'tishi chekli ehtimoliyatga ega bo'ladi. Bu ehtimoliyat (5.101) formula orqali hisoblanadi.

Demak, zarra potensial to'siqdan o'tishida o'z energiyasini yo'qotmaydi deb hisoblanadi. Zarraning to'siqqa tushguncha energiyasi qancha bo'lsa, to'siqdan o'shanday energiya bilan chiqadi. Zarralarning potensial to'siqdan xudi tunneldan o'tgandek sizib o'tishi tunnel effekti deyiladi.

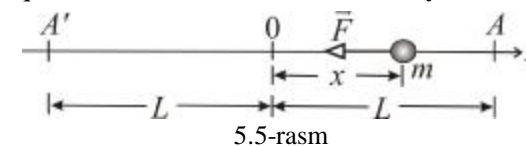
5.7-§. Chiziqli garmonik ossillyator

Chiziqli garmonik ossillyator atom fizikasida foydalaniladigan muhim modellardan biri hisoblanadi. x o'qi bo'ylab kvazielastik $F = -kx$ kuch ta'sirida harakatlanuvchi m massali zarra *garmonik ossillyator* deyiladi. Garmonik ossillyatorni klassik va kvant mexanikalari asosida qarab chiqish mumkin.

Klassik mexanika tushunchalari asosida garmonik ossillyatorni qarab chiqaylik. Massasi m bo'lgan mikrozarra oddiy tebranishlarni bajarib, muvozanat holatdan x masofaga siljisin (5.5-rasm). Zarra

$$F = -kx \quad (5.103)$$

kuch ta'sirida harakat qiladi. Bu formulada k – doimiylik, F – elastiklik kuchi, zarra harakatiga teskari yo'nalgan bo'lib, zarrani dastlabki holatiga qaytarishga



harakat qiladi. (5.102) formulani Nyutonning ikkinchi qonuni asosida quyidagicha yozish mumkin:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx \quad (5.104)$$

yoki

$$m \frac{dx}{dt} \cdot \frac{d^2 x}{dt^2} dt = -kx dx$$

Bu tenglamani integrallashdan quyidagi ifoda hosil bo'ladi:

$$\frac{1}{2} m J^2 + \frac{1}{2} kx^2 = const = E \quad (5.105)$$

(5.105) formulada birinchi had zarraning kinetik energiyasini ifodalaydi:

$$K = \frac{1}{2} m J^2 \quad (5.106)$$

ikkinchi had esa zarraning potensial energiyasini ifodalaydi:

$$U = \frac{1}{2} kx^2 \quad (5.107)$$

U vaqtda ossilyator tizimining to'liq energiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$K + U = E = const \quad (5.108)$$

Energiyaning istalgan aniq bir qiymatida zarra ikki nuqta orasida, masalan, A (koordinatasi $x=L$) va A' nuqta (koordinatasi $x=-L$)lar

orasida $w = \sqrt{\frac{k}{m}}$ chastota bilan garmonik tebranma harakat qiladi.

Bunda energiya E , x va J ga bog'liq bo'lgan istalgan qiymatlarni qabul qilishi mumkin bo'lgani uchun uning olishi mumkin bo'lgan qiymatlarining spektri uzluksiz bo'ladi.

$$w^2 = \frac{k}{m} \quad (5.109)$$

belgilash kiritib, (5.104) tenglamani quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + w^2 x = 0 \quad (5.110)$$

(5.110) tenglama Shredingerning

$$\frac{d^2 y(x)}{dx^2} + a^2 y = 0; \quad a^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} \quad (5.111)$$

to'liqin tenglamasiga o'xshashdir. Shuning uchun (5.110) tenglamaning yechimini (5.111)ning yechimi kabi ifodalash mumkin:

$$x = Ae^{iwt} + Be^{-iwt} \quad (5.112)$$

A va B doimiyliklarni koordinata va tezlikning dastlabki qiymatlaridan foydalanib aniqlash mumkin. Buning uchun Eyler formulasi asosida (5.112)dagi yechimni quyidagicha yozish mumkin:

$$x = C \cos wt + D \sin wt \quad (5.113)$$

(5.113) ifodada hosil qilingan munosabat zarraning holatini vaqtga bog'liq ravishda ifodalaydigan harakat tenglamasidir. Vaqtning istalgan qiymatida zarraning tezligi quyidagicha ifodalanadi:

$$J = \frac{dx}{dt} = -Cw \sin wt + Dw \cos wt \quad (5.114)$$

zarra $t=0$ bo'lgan vaqtda $x=L$ bo'lgan nuqtada bo'lsin, u holda uning tezligi ham $J=0$ bo'ladi. $t=0$ va $J=0$ bo'lgan bunday boshlang'ich shartlarda (5.114) tenglamalarda $C=L$ va $D=0$ bo'ladi. U vaqtda (5.113) va (5.114) tenglamalarni quyidagicha yozish mumkin:

$$x(t) = L \cos wt \quad (5.115)$$

va

$$J(t) = -Lw \sin wt. \quad (5.116)$$

Endi to'liq energiyani quyidagicha ifodalash mumkin:

$$E = \frac{1}{2} mL^2 w^2 \sin^2 wt + \frac{1}{2} kL^2 \cos^2 wt \quad (5.117)$$

zarra tebranma harakatida $x=0$ bo'lgan muvozanat vaziyatidan o'tganida maksimal $J_{\max}=wL$ tezlikka ega bo'ladi. Bu vaqtda potensial energiya nolga teng, ya'ni $U=0$ bo'ladi. Bunday holda zarraning (garmonik ossilyatorning) to'liq energiyasi

$$E = \frac{1}{2} m J_{\max}^2 = \frac{1}{2} m w^2 L^2 \quad (5.118)$$

kattalik bilan aniqlanadi. Agar zarra A yoki A' chetki holatlarda bo'lsa, uning kinetik energiyasi nolga teng bo'ladi, chunki tezlik $J=0$. Bu holda zarraning to'liq energiyasi faqat potensial energiyaga teng, ya'ni

$$E = \frac{1}{2} kx_{\max}^2 = \frac{1}{2} kL^2 \quad (5.119)$$

Demak, klassik mexanikada chiziqli garmonik ossillyator muvozanat holati atrofida oddiy garmonik tebranishlarni bajarayotgan zarra deb qaraladi. Kvant mexanikasida garmonik ossillyatorni ko'raylik. Yuqorida klassik mexanikada qarab chiqilgan zarrani kvant mexanikasi usullari yordamida qarab chiqish uchun tegishli Shredinger tenglamasi yechimini topish kerak. Bunda to'lqin funksiyasining x o'qda biror nuqtada to'planmaganligini, shuning uchun berilgan vaqtda zarraning turgan joyini aniqlash mumkin emasligini hisobga olish zarur bo'ladi.

y^* kattalik zarraning x o'qda istalgan kichik dx oraliqda zarrani topilish ehtimoliyati zichligini bildiradi. Shuning uchun zarraga ta'sir etuvchi kuch zarraning joylashishiga bog'liq bo'lsa (klassik mexanika holida qaralgandek, ya'ni $F=-kx$ bo'lganidek), kvant mexanikasida garmonik ossillyatorni qarab bo'lmaydi. Haqiqatda ham kvant mexanik modelda kuch o'z ma'nosini yo'qotadi, lekin impuls va energiya tushunchalari saqlanadi. Kvant mexanikasida klassik mexanikadagidek ossillyator uchun vaqt funksiyasi sifatida zarraning holati va tezligini ifodalaydigan (5.115) va (5.116)ga o'xshash tenglamalarni hosil qilib bo'lmaydi. Lekin ossillyator energiyasini qarash mumkin, chunki energiya klassik va kvant mexanikasi masalalarida koordinata funksiyasi ko'rinishdagi potensial energiya bilan ifodalanadi. Klassik mexanikada (5.106) tenglamadagi potensial energiya ifodasi Nyuton qonuni asosida ta'sir etuvchi kuch formulasida chiqariladi. Kvant mexanikasida esa potensial energiya

$$U = \frac{1}{2} kx^2 \quad (5.120)$$

Mexanik tizimni xarakterlaydigan dastlabki va asosiy kattalik hisoblanadi. Bu hol kvant mexanikasida $U(x)$ funksiyani yangicha aniqlash vazifasini qo'yadi. Klassik mexanikada zarra $L=x_{\max}$ maksimal chetlanishga ega va bunda to'liq potensial energiyaga teng degan tasavvurlar asosida (5.119) tenglama hosil qilinadi. Lekin kvant mexanikada energiyani to'liq energiya orqali ifodalab bo'lmaydi. Shuning uchun funksiyaga yangi shartlar qo'yilsa, uning aniqlanish sohasi $x=\pm\infty$ gacha bo'ladi. To'lqin funksiyasiga

quyidagicha yangi shart qo'yiladi: $x \rightarrow \pm\infty$ da $y(x) \rightarrow 0$ bo'lishi kerak. Bunday holda zarraning harakat manzarasi avvalgi klassik mexanikadagi kabi bo'lmaydi, ya'ni elastik kuch ta'sirida zarraning muvozanat atrofida tebranadigan manzara bo'lmaydi. $U(x)$ funksiyaga yangi shart qo'yilganda, kvant mexanikasidagi manzara potensial chuqurlikdagi to'lqinlar tizimini eslatadi. Bu potensial chuqurlik ichida yoki tashqarisida topilish ehtimoliyati va zarra energiyasining potensial chuqurlik shakli bilan aniqlanadigan mumkin bo'lgan barcha qiymatlarini hisoblash mumkin bo'ladi. Bunday usulni qandaydir yo'l bilan hamma tomonidan chegaralangan to'lqinlarga qo'llash mumkin. Kvant mexanikasida chiziqli garmonik ossillyator qaralganda, potensial chuqurlik ichida turg'un to'lqinlar mavjud deb qaraladi. Demak, potensial chuqurlik ichida bo'lishi mumkin bo'lgan turli turg'un to'lqinlarning xususiy funksiyalarini (y_n) va ularga tegishli bo'lgan xususiy energiyalarni (E_n) topish talab qilinadi. Shunday qilib, kvant mexanikasida garmonik ossillyator potensial chuqurlikdagi turg'un to'lqinlar tizimidan iborat deb qaraladi. Chiziqli garmonik ossillyatorning kvant mexanikasidagi bu modelini turg'un to'lqinlar energiyasini istalgan sondagi o'lchashlar uchun umumlashtirish mumkin. Agar potensial chuqurlik shakli klassik mexanikadagi chiziqli garmonik ossillyator energiyasi

$$U = \frac{1}{2} kx^2$$

bilan aniqlansa, u vaqtda chiziqli garmonik ossillyator uchun Shredinger tenglamasi quyidagicha ifodalanadi:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{d^2 y}{dx^2} + \frac{kx^2}{2} y = E y \quad (5.121)$$

Bu tenglamaning yechimini chiqarish matematik jihatdan murakkab bo'lganligi va uni keltirishga zarurat yo'qligi tufayli bu tenglamaning tayyor holdagi yechimidan foydalangan holda xususiy energiya va xususiy to'lqin funksiyasi qiymatlarini qarash mumkin. Bir o'lchamli garmonik ossillyatorning mumkin bo'lgan energiyalari qiymatlarini aniqlaydigan formulani quyidagicha yozish mumkin:

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \nu \quad (5.122)$$

Bunda $w=2pn$ – doiraviy chastota, n – kvant soni, $n=1,2,3,\dots$ qiymatlarni qabul qilib, energetik sathlar tartib raqamini ko'rsatadi.

(5.122) formula orqali hisoblangan energiya qiymatlarining spektri bir-biridan hn masofada joylashgan energetik sathlar sistemasini hosil qiladi. Energiyaning eng kichik qiymati $E_0 = \frac{hn}{2}$

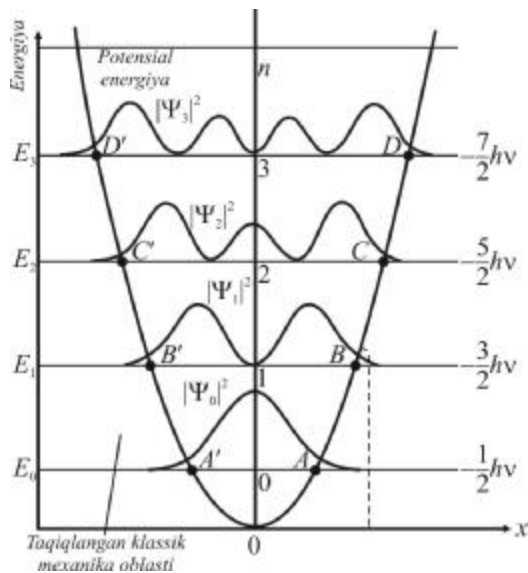
kattalikka, ikki qo'shni energetik sathlar orasi hn ga teng. 5.6-rasmda garmonik ossillyatorning mumkin bo'lgan energiyalarining spektri keltirilgan. $E_0 = \frac{hn}{2}$ – ossillyatorning asosiy holatining energiyasi bo'lib, nolli energiya deyiladi.

Demak, kvant mexanikasida ossillyator energetik spektri diskret bo'ladi. Bu spektrda ossillyator energetik sathlari orasidagi energiya farqi hn ga teng.

Bunday diskret energetik spektrlar kvant mexanik tizim chegaralangan hollarda hosil bo'ladi. Klassik mexanikada ossillyator energetik spektri uzluksiz bo'ladi. "Erkin" zarra, ya'ni kuch maydonidan tashqarida bo'lgan, potensial energiyasi doimiy bo'lgan zarra energiyaning istalgan qiymatlariga ega bo'lishi mumkin, bunda uning spektri ham uzluksiz bo'ladi.

5.6-rasmda ossillyator energetik sathlarining (5.122) formula orqali hisoblangan energiya qiymatlari va x o'qida har bir sohada zarraning topilish ehtimoliyati zichligi $|\Psi|^2$ keltirilgan.

Kvant mexanikasi nuqtai nazaridan ossillyator to'g'risida bayon qilingan tushunchalardan yana bir muhim xulosa kelib chiqali:



5.6-rasm

ossillyator energiyasi nolga aylanishi mumkin emas. (5.122) formuladan ko'rinadiki, ossillyatorning eng kichik energiyasi E_0 nolga teng bo'lmaydi, bu nolinci energiya deyiladi va $\frac{1}{2}hn$ ga teng

bo'ladi.

Berilgan sohada x o'qida zarraning topilish ehtimoliyati 5.6-rasmda energiyaning ruxsat etilgan ba'zi bir qiymatlari uchun ehtimoliyat zichligining taqsimlanishi keltirilgan. Grafikda chiziqli garmonik ossillyatorning $U(r)$ potensial funksiyasi ifodalangan. A va A' , B va B' nuqtalar kvant soni n ning berilgan qiymatida potensial energiya mumkin bo'lgan to'liq energiyaga teng bo'ladigan nuqtalardir. Klassik ossillyator (5.118) formulaga asosan bu nuqtalar chegarasidan chetga chiqa olmaydi. Kvant mexanikasidagi ossillyator uchun esa ehtimoliyat zichligi chekli qiymatga ega bo'ladi va bu chetki nuqtalar tashqarisida, ya'ni potensial chuqurlikdan tashqarida ham zarraning topilish ehtimoliyati kichik bo'lsada, chekli qiymatga ega bo'ladi.

Nazorat savollari

1. Kvant mexanikasida mikrozarralarning holati qanday aniqlanadi?
2. To'liqin funksiyasi Shredinger tenglamasining yechimi bo'lishi uchun qanday shartlarni qanoatlantirish kerak?
3. To'liqin funksiyasi amplitudasi kvadratining mohiyati nima?
4. Stasionar holat va nostasionar holatlar to'g'risida tushuncha bering.
5. Stasionar holatlar uchun Shredinger tenglamasini yozing va izohlang.
6. Nostasionar holatlar uchun Shredinger tenglamasini yozing va tushuntiring.
7. Xususiy funksiya va xususiy energiyalar qanday funksiya va qanday energiyalardir?
8. Normalash shartining mohiyati nima?
9. Shredinger tenglamasida zarraning qaysi xususiyati hisobga olingan?
10. Fizik kattaliklar operatorlarini qanday tushuntirasiz? Operatorlar qanday bog'lanishni ifodalaydi?

11. Operatorlarni qo‘shish va ko‘paytirish qanday bajariladi?
12. Gamilton operatorlarining mohiyati nimadan iborat?
13. Zarra qachon erkin harakat qiladi va bunday harakat uchun Shredinger tenglamasi qanday ko‘rinishda yoziladi?
14. Chiziqli garmonik ossillyatorni qanday tushunasiz?
15. Ossillyator energiyasi qanday formula bilan aniqlanadi?
16. Ossillyator energiyasi nolga aylanishi mumkinmi?

VI-BOB. BIR ELEKTRONLI ATOMLAR

Tashqi elektron qobig‘ida bitta elektron (valent elektron) harakatlanayotgan atom bir elektronli atom deyiladi. Bir elektronli atomlarga vodorod va vodorodsimon atomlar kiradi.

6.1-§. Vodorod atomi

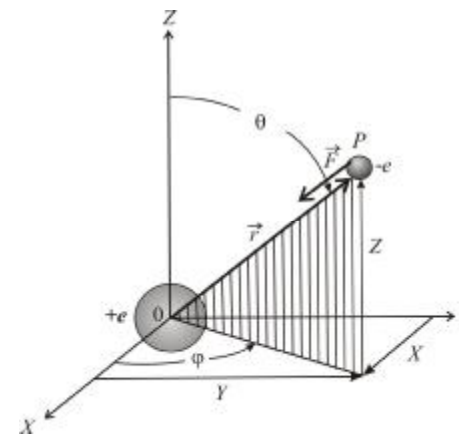
Vodorod atomi eng oddiy atom tizimi bo‘lib, u proton va elektrondan tuzilgan. Yadro maydonida bitta elektron harakatlanadi. Proton va elektron orasida elektr tortishish kuchi ta‘sir qiladi.

Proton massasi elektron massasidan bir necha marta $m_p=1836m_e$ kattadir, shuning uchun protonni (yadroni) deyarli tinch holatda deb qabul qilish mumkin. Klassik tasavvurlarga asosan vodorod atomi tuzilishi 6.1-rasmda ko‘rsatilgan. Yadro to‘g‘ri burchakli koordinata tizimi boshida joylashgan. Elektron yadro atrofida r o‘lchamli orbita bo‘ylab Kulon tortishish kuchi ta‘sirida harakatlanadi. Elektronning potensial energiyasi

$$U(r) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (6.1)$$

(6.1) formulada e – elektron zaryadi, ϵ_0 – vakuum uchun dielektrik doimiylik, $\epsilon_0=8,85 \cdot 10^{-12} \text{f/m}$, r – elektron orbitasi radiusi.

Kvant mexanikasi nuqtai nazaridan elektron Kulon potensial chuqurligida joylashgan to‘lqinlar tizimidan iborat. Bundan esa turg‘un to‘lqinlar tizimi mavjud bo‘lishligi kelib chiqadi. Bu to‘lqinlarning har biriga to‘liq energiya-ning mumkin bo‘lgan qiymati mos keladi. Bunday holda to‘lqin tenglamasini uch o‘lchamli ko‘rinishda yozish talab qilinadi. Vodorod atomi stasionar holatda bo‘lgani



6.1-расм

uchun vaqtga bog'liq bo'lmagan Shredinger tenglamasidan foydalanish qulaydir. Bunda to'liq energiya quyidagicha:

$$E = \frac{P^2}{2m} + U. \quad (6.2)$$

To'g'ri burchakli koordinatalar tizimida uch o'lchamli holatda Gamilton operatori quyidagicha ko'rinishda yoziladi:

$$\hat{H} = -\frac{\mathbf{h}^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + U. \quad (6.3)$$

Masalaning simmetrik bo'lganligidan bu o'rinda sferik koordinatalar tizimidan foydalaniladi. Bunday sistema 6.1-rasmda keltirilgan. Rasmda radius vektor – r , qutb burchagi – q , azimut burchagi – j sferik koordinatalar hisoblanadi. Dekart koordinatalar x, y, z va sferik koordinatalar r, q, j orasida quyidagicha bog'lanish mavjud:

$$\left. \begin{aligned} x &= r \sin q \cos j \\ y &= r \sin q \sin j \\ z &= r \cos q \end{aligned} \right\}. \quad (6.4)$$

(6.4)da keltirilgan formulalar orqali dekart koordinatalar tizimidan sferik koordinatalar tizimiga o'tamiz. Gamilton operatorini sferik koordinatalar tizimida yozib, ma'lum matematik amallarni bajargandan so'ng Shredingerning stasionar tenglamasini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\begin{aligned} &-\frac{\mathbf{h}^2}{2m} \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin q} \frac{\partial}{\partial q} \left(\sin q \frac{\partial \Psi}{\partial q} \right) + \right. \\ &\left. + \frac{1}{r^2 \sin^2 q} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial j^2} \right] + \left(\frac{-e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \Psi \right) = E \Psi \end{aligned} \quad (6.5)$$

Endi to'liq funksiyasi r, q va j ga bog'liq bo'ladi.

$$\Psi = Y(r, q, j). \quad (6.6)$$

Hosil qilingan (6.5) tenglamaning yechimi uchta koordinata funksiyasi ko'paytmasi ko'rinishida bo'ladi.

$$Y(r, q, j) = R(r)\Theta(q)f(j) \quad (6.7)$$

(6.7) ifodani (6.5) formuladagi Shredinger tenglamasiga qo'yamiz va $2mr^2/\mathbf{h}^2$ ga ko'paytiramiz, u vaqtda:

$$\begin{aligned} &\Theta f \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \frac{R\Theta}{\sin^2 q} \frac{d^2 f}{dj^2} + \frac{fR}{\sin q} \frac{d}{dq} \left(\sin q \frac{d\Theta}{dq} \right) + \\ &+ \frac{2mr^2}{\mathbf{h}^2} \left(E + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) R\Theta f = 0 \end{aligned} \quad (6.8)$$

(6.8) tenglamani $Y=R\Theta f$ ga bo'lsak, hadlari r ga bog'liq va q, j larga bog'liq bo'lmagan ifoda hosil bo'ladi. Bu holat ikki qismni guruhlashga yordam beradi: r ga bog'liq bo'lgan radial va q, j ga bog'liq bo'lgan burchak qismlaridir. Ularning har biri bir xil bo'lgan qandaydir doimiy songa teng qilib olinadi. Bu doimiylik sifatida $\ell(\ell+1)$ qabul qilingan.

$$\frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \frac{2mr^2}{\mathbf{h}^2} \left(E + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) R = \mathbf{l}(\mathbf{l}+1)R \quad (6.9)$$

va

$$\frac{1}{f \sin^2 q} \frac{d^2 f}{dj^2} + \frac{1}{\Theta \sin q} \frac{d}{dq} \left(\sin q \frac{d\Theta}{dq} \right) = \mathbf{l}(\mathbf{l}+1). \quad (6.10)$$

(6.10) tenglamani ikki qismga ajratish mumkin: birinchi faqat qutb burchagi q ga, ikkinchisi faqat azimut burchagi j ga bog'liq bo'lgan qismlardir. Buning uchun (6.10) tenglamani $\sin^2 q$ ga ko'paytirib, hadlarni guruhlash kerak:

$$\frac{1}{f} \frac{d^2 f}{dj^2} + \frac{\sin q}{\Theta} \frac{d}{dq} \left(\sin q \frac{d\Theta}{dq} \right) - \mathbf{l}(\mathbf{l}+1) \sin^2 q = 0. \quad (6.11)$$

(6.11)ning har bir qismini doimiy kattalikka tenglashtiramiz. Hosil bo'lgan tenglamalarning istalgan yechimi ℓ ning parametr ko'rinishidagi tegishli qiymatiga ega bo'ladi. Bo'linma doimiyligini m_l^2 bilan belgilaymiz. Tenglamaning har ikki qismini m_l^2 ga tenglashtirib va kerakli matematik amallarni bajargandan so'ng quyidagi ikkita tenglama hosil bo'ladi:

$$\frac{m_l^2}{\sin^2 q} - \frac{1}{\Theta \sin q} \frac{d}{dq} \left(\sin q \frac{d\Theta}{dq} \right) = \mathbf{l}(\mathbf{l}+1), \quad (6.12)$$

$$\frac{d^2 f}{dj^2} + m_l^2 f = 0. \quad (6.13)$$

Shunday qilib, vodorod atomining ideallashtirilgan modeli uchun Shredingerning sferik koordinatalar tizimidagi to'liq tenglamasi uchta (6.9), (6.12) va (6.13) tenglamalarga ajratiladi. Tenglamalarning har biri faqat bitta koordinataga bog'liq. Bu tenglamalarni ko'rib chiqaylik.

1. Azimutal tenglama. (6.13) ifodada keltirilgan azimutal to'liq tenglamasi z o'qi atrofida aylanayotgan de-Broyl to'liq funksiyasini ifodalaydi. Bu tenglama garmonik ossillyator tenglamasi bilan o'xshash bo'lib, ikkita haqiqiy yechimga va bitta kompleks davriy funksiyaga ega bo'ladi, ya'ni:

$$\left. \begin{aligned} f &= A \sin m_l j \\ f &= A \cos m_l j \\ f &= A e^{i m_l j} \end{aligned} \right\} \quad (6.14)$$

Agar atom z o'qi atrofida to'liq bir marta aylansa, f funksiya dastlabki holatini oladi va azimut burchagi yana j ga teng bo'ladi. $m_l j$ kattalik 2π ga karrali bo'lganda har safar (6.14) funksiyaning bunday sharti qondiriladi. j radianlarda o'lchanadi, u holda m_l butun son qiymatlariga ega bo'lishi kerak. Lekin, m_l ning nolga teng qiymatini va qarama-qarshi tomonga aylanishini hisobga olish zarur. U vaqtda m_l ning mumkin bo'lgan qiymatlari quyidagicha bo'ladi:

$$m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \quad (6.14a)$$

“–” ishora qarama-qarshi tomonga aylanishini bildiradi, m_l ning bu qiymatlarining kvadrati (6.14)dagi turli xususiy funksiyalarga tegishli bo'lgan xususiy qiymatlardir. O'z navbatida bu qiymatlar azimutal tenglamaning mumkin bo'lgan yechimlaridir. Doimiy kattalik m_l vodorod atomini xarakterlaydigan kvant sonidir. m_l – orbital magnit soni deyiladi.

2. Qutb koordinatalaridagi tenglama. (6.12) tenglama qutb tenglamasi bo'lib, qutb burchagining dastlabki holatiga nisbatan o'zgariganidagi de-Broyl to'liq funksiyasini ifodalaydi. Bu tenglamaning yechimi Lejandrning ulangan polinomlari kabi bo'ladi va quyidagicha ifodalanadi:

$$P_{m_l}(\cos q). \quad (6.15)$$

Bu polinomlar $\cos q$ va m_l , ℓ doimiyliklarga bog'liq bo'ladi. m_l musbat va manfiy butun sonlarni hamda nol qiymatlarni qabul qilgani uchun qutb burchagi 0 dan π gacha o'zgaradi. Lejandr polinomlari xossasiga asosan (6.15) ifodadagi yechim ℓ butun sonlarga teng va m_l ning absolyut qiymatidan katta yoki teng bo'lgan qiymatlaridagina to'g'ri bo'ladi. Bunday shartdan ikkinchi kvant son – orbital kvant sonining qabul qilishi mumkin bo'lgan son qiymatlari kelib chiqadi, ya'ni:

$$\ell = 0, 1, 2, 3, \dots$$

ℓ m_l ning absolyut qiymatidan katta yoki teng bo'lganligidan $\ell = 0$ bo'lsa, $m_l = 0$ yoki $\ell = 1$ bo'lsa, m_l 0 yoki ± 1 qiymatlariga teng bo'lishi mumkin, ya'ni:

$$m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm \ell$$

Umumiy holda ℓ ning har bir berilgan qiymatiga ($2\ell + 1$) yechim to'g'ri keladi. Yoki buni quyidagicha ta'riflash mumkin: ℓ ning har bir berilgan qiymatiga to'g'ri keladigan holat m_l ga nisbatan ($2\ell + 1$)ga karrali turlangan bo'ladi. Agar ℓ ning har bir qiymatiga to'g'ri keladigan ($2\ell + 1$) sondagi energiyalarning xususiy qiymatlari o'zaro teng bo'lsa, bunday holat turlangan deyiladi. Ikkinchi tomondan, qandaydir biror fizik hodisalar ta'sirida xususiy qiymatlarga ajraladi, bu vaqtda turlanish yo'qoladi, hosil bo'lgan holat turlanmagan deyiladi.

3. Radial tenglama. (6.9) to'liq tenglamasi radial tenglama bo'lib, protondan uzoqlik masofasi r ga bog'liq ravishda de-Broyl to'liq funksiyasini ifodalaydi. Bu tenglamaning yechimi Lejandr polinomi $L_{n,\ell}(r)$ ko'rinishda bo'lib, quyidagicha ifodalanadi:

$$R_{n,\ell}(r) = \tilde{a}^{-nr} r^{\ell} L_{n,\ell}(r). \quad (6.16)$$

Bunda n – noldan farqli bo'lgan istalgan butun musbat son, ℓ – orbital kvant son, n – esa bosh kvant son deyiladi. Lejandr polinomi xossasiga asosan (6.16) yechim to'g'ri bo'lishi uchun $n > \ell + 1$ bo'lishi kerak. Bunday shartdan n ning qabul qilishi mumkin bo'lgan son qiymatlari kelib chiqadi.

Shunday qilib, uch (6.9), (6.12) va (6.13) tenglamalardan vodorod atomi uchun bir-biri bilan quyidagicha bog'lanishda bo'lgan uchta kvant sonlar tizimi hosil qilindi:

Bosh kvant son $n = 1, 2, 3, \dots$;

Orbital kvant son $\ell = 0, 1, 2, 3, \dots, (n-1)$;

Orbital magnit kvant son $m_\ell=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm \ell$

n ning berilgan qiymatida (6.5) formulada ifodalangan Shredinger tenglamasining bir-biriga bog'liq bo'lmagan yechimlarining soni quyidagicha aniqlanadi:

$$\sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = n^2. \quad (6.17)$$

4. To'liq to'lqin funksiyasi. Vodorod atomining qaralayotgan modeli uchun to'liq to'lqin tenglamasini hosil qilishda dastlab yuqorida hosil qilingan (6.9), (6.12), (6.14) tenglamalarning har biri tegishli chegarada har bir koordinata (r, q, j) uchun normallashtirish kerak. Hosil qilingan ifodalar (6.7) tenglamadagi kabi ko'paytiriladi. Agar hosil qilingan natijaviy to'liq to'lqin tenglamasi uning xususiy funksiyalarida yechilsa, u vaqtda bu yechimlarning har biri o'zgaruvchi amplituda bilan xarakterlanishini ko'rish mumkin. Koordinata boshi atrofidagi fazo tugunli sirtlar bilan bo'limlarga ajratiladi. Bunda har bir ikki qo'shni bo'limlarda tebranish amplitudasi faza bo'yicha qarama-qarshi bo'ladi. Tugunli sirtlar soni $n-1$ ga teng.

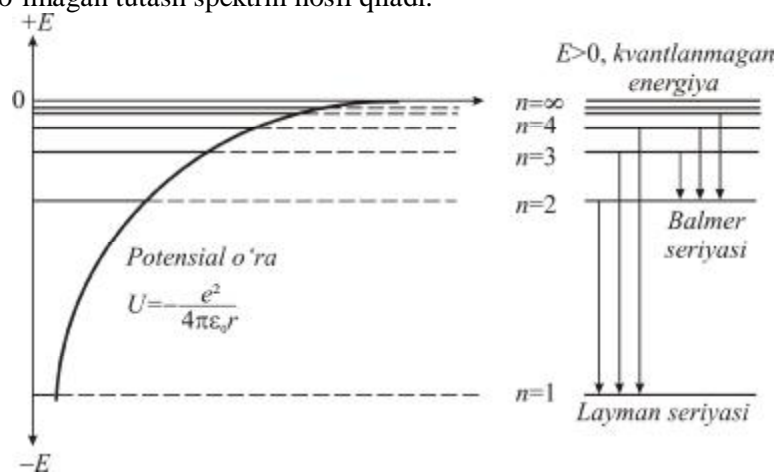
Agar energiyaning xususiy qiymatlari kvant sonlarining aniq biror to'plami uchun hisoblansa, hisoblangan qiymatlar faqat bosh kvant son n ga bog'liqligini ko'rish mumkin. Bu esa qaralayotgan soddalashtirilgan model uchun tizim aynishining ifodasidir. Masalani kvant mexanikasi asosida yechishda energiyaning diskret xususiy qiymatlarini hosil qilish uchun orbita radiusining har bir qiymatida elektronning to'liq energiyasi E , uning potensial energiyasi $U(r)$ dan kichik bo'lishi kerak. Bunday holatlar bog'langan holatlar, elektronlar esa bog'langan elektronlar deyiladi. Agar to'liq energiya potensial energiya $U(r)$ dan katta bo'lsa, elektron istalgan energiya qiymatiga ega bo'lishi mumkin. Bunda elektron energiyasi kvantlanmaydi va u erkin bo'ladi. Bog'langan holatlar yoki bog'langan elektronlar uchun energiyaning xususiy qiymatlari quyidagi formula orqali hisoblanadi:

$$E_n = -\frac{me^4}{32p^2e_0^2\hbar^2n^2} = (-13,6) \frac{1}{n^2} eU \quad (6.18)$$

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

(6.18) formula Bor nazariyasida hosil qilingan energiya formulasi bilan mos keladi.

Bor nazariyasida hosil qilib bo'lmaydigan ko'pgina boshqa natijalar kvant-mexanik tasavvurlar asosida hosil qilinadi. Jumladan, kvant mexanikasi energetik holatlar aynishi bilan bog'liq bo'lgan masalalarni yoki tabiatda mavjud bo'lgan atomlar xossalari bilan to'g'ri keladigan atom modelini aniqlashga imkon berdi. 6.2-rasmda Kulon potensial chuqurligi va chuqurlikda bog'langan elektronlar tizimiga tegishli bo'lgan energetik sathlar sxematik ravishda keltirilgan. Xudi shunday rasmda energetik sathlar orasida bo'ladigan ba'zi bimir optik o'tishlar ko'rsatilgan. Bunday o'tishlar vodorod atomi spektridagi Balmer seriyasini hosil qiladi. Rasmlar elektronning to'liq energiyasi nolga yaqinlashishi bilan energetik sathlar zichlashishi tasvirlangan. Elektronning to'liq energiyasi nol dan katta bo'lganda, ya'ni $E > 0$ da erkin harakat qiladi, bunda energetik sathlar kvantlanmaydi. Erkin elektron energiyasi diskret bo'lmagan tutash spektrni hosil qiladi.



6.2-rasm.

Shunday qilib, vodorod atomi uchun Shredinger tenglamasining yechimi uchta kvant son n, ℓ, m_ℓ larga bog'liq bo'lib, quyidagicha ifodalanadi:

$$Y_{n, \ell, m_\ell}(r, q, j) = R_{n, \ell}(r) \Theta_\ell^m(q) f_m(j). \quad (6.19)$$

6.2-§. Vodrodsimon atomlar

Vodrodsimon atomlar va tizimlar deb oralarida elektr tortishish kuchlari ta'sir qilayotgan ikki nuqtaviy massadan iborat tizimga aytiladi. Vodrodsimon atomlarga vodrodsimon ionlar, vodorod izotoplari, pozitroniy va myuoniy, myuonli atomlar, adronli atomlar, Ridberg atomlari misol bo'ladi. Vodrodsimon atomlarning prototipi vodorod atomi hisoblanadi. Shuning uchun vodorod atomi uchun yozilgan barcha formulalar vodrodsimon atomlar uchun ham to'g'ri bo'ladi. Vodorod atomi uchun $Z=1$, proton massasi M va elektron massasi m .

Vodrodsimon ionlar. Bunday ionlarga bir marta ionlashgan, zaryad soni $Z=2$ bo'lgan geliy atomi He^+ ; ikki marta ionlashgan, zaryad soni $Z=3$ bo'lgan litiy atomi Li^{++} ; uch marta ionlashgan, zaryad soni $Z=3$ bo'lgan berilliy atomi Be^{+++} va boshqa vodrodsimon ionlar kiradi.

Atomda yadro atrofida elektron buluti taqsimlanishining zichligi maksimum bo'lgan radius quyidagicha aniqlanadi:

$$r_n = \frac{n^2 a_0}{Z}. \quad (6.20)$$

$a_0 = \frac{4\pi e_0 \hbar^2}{me^2}$ – vodorod atomida birinchi Bor orbitasi radiusi.

Vodrodsimon atomlarning energetik sathlari energiyasi:

$$E_n = -\frac{mZ^2 e^4}{32\pi^2 e_0^2 \hbar^2 n^2} \quad (6.21)$$

Bunda $n=\ell+k+1$ bo'lib, n , ℓ , k lar butun sonlar; n – bosh kvant son, ℓ – orbital kvant son, k – radial kvant son. ℓ va k lar 0,1,2,... qiymatlarni, $n=1,2,3,\dots$ qiymatlarni qabul qiladi, Z – zaryad soni.

(6.20) va (6.21) formulalardan ko'rinadiki, He, Li, Be atomlarida birinchi Bor orbitasining radiusi (tegishli boshqa orbitalar ham) vodorod atomiga qaraganda Z marta kichik, ionlashtirish potentsiali esa Z^2 marta kattadir. Yadro atrofida elektron buluti taqsimlanishining zichligi radial yo'nalishda qaralganda $n=\ell+k+1$ ifodada $k=0$, $\ell=n-1$ da orbitalar aylanma bo'ladi, $k \neq 0$ da orbitalar elliptik bo'ladi.

Vodorod izotoplarida (deyteriy va tritiy) proton deytron va triton bilan almashgan bo'ladi. Deytron proton va neytrondan, triton esa, proton va ikkita neytrondan tashkil topgan. Shuning uchun deyteriy va tritiyda vodorod atomidagi singari $Z=1$ bo'ladi, energetik sathlar energiyasi orasidagi farq keltirilgan massaning bir xil bo'lmaganligidir. Deytron va triton massasi proton massasidan taxminan tegishli ikki va uch marta katta. Proton, deytron va triton uchun keltirilgan massalarning nisbiy farqi 10^{-3} tartibidadir. Bundan ko'rinadiki, deyteriy va tritiy uchun orbita o'lchamlari va ionlashtirish potentsiali qiymatlari vodorod atomi uchun shu kattaliklar qiymatlari bilan mos tushadi. Keltirilgan massalar orasidagi kichik farq nurlanish spektral chiziqlarining izotopik siljishiga olib keladi. Izotopik siljishning nisbiy qiymati nurlanish chastotasi 10^{-3} tartibidadir.

Pozitroniy va myuoniy. Pozitroniy deb, pozitron e^+ va elektron e^- dan iborat vodrodsimon tizimga aytiladi. Pozitron massasi elektron massasiga teng, zaryadi bir musbat zaryadga teng. Bunday tizim uchun $Z=1$, keltirilgan massasi esa vodorod atomi keltirilgan massasidan deyarli ikki marta kichik. Shuning uchun vodorod atomiga qaraganda pozitroniy Bor orbitasi o'lchami ikki marta katta va ionlashtirish potentsiali ikki marta kichik. Myuoniy musbat myuon m^+ va elektronidan tashkil topgan. Myuon o'z xossalari bilan pozitronga o'xshaydi, lekin massasi pozitron massasidan 207 marta kattadir. Myuon zarralari leptonlar guruhiga kiradi. Leptonlar kuchli o'zaro ta'sirlarda qatnashmaydi.

Myuon beqaror zarra bo'lib, uning yashash vaqti 2,2 mksdir. Myuon uchun $Z=1$, keltirilgan massasi vodorod atomi keltirilgan massasiga teng, myuonning Bor orbitasi o'lchami va ionlashtirish potentsiali qiymatlari vodorod atomi bilan deyarli bir xil. Pozitroniy va myuoniy beqaror atomlardir. Myuoniyning beqarorligi va yashash vaqti myuonning beqarorligi va yashash vaqti bilan aniqlanadi. Pozitroniyning beqarorligi pozitron va elektronning mumkin bo'lgan o'zaro annigilyasiyasi bilan xarakterlanadi. Pozitroniy ikki xil bo'ladi: ortopozitroniy va parapozitroniy. Ortopozitroniyda pozitron va elektron spinlari qarama-qarshi yo'nalgan. Ortopozitroniyda $1,4 \cdot 10^{-7}$ s vaqt oralig'ida annigilyasiyadan uchta gamma-kvant hosil

bo'ladi, parapozitroniyda esa $1,25 \cdot 10^{-10}$ s vaqt oralig'ida ikkita gamma-kvant hosil bo'ladi.

Myuonli atomlar. Yadro zaryadi Z ye bo'lgan va elektroni manfiy myuon \bar{m} bilan almashtirilgan atomlar *myuonli atomlar* deyiladi. Manfiy ion massasi va yashash vaqti musbat ionga tegishli va shu kattaliklarga tengdir. Zaryadi esa manfiy ishorali. Vodorod atomi uchun yozilgan formulalar o'zgarishsiz holda myuon uchun ham to'g'ri bo'ladi, faqat elektron massasini manfiy myuon massasi bilan almashtirish kerak. Manfiy myuon massasi elektron massasidan 207 marta katta. Bu vaqtda keltirilgan massa ham 186 marta ortadi. Myuonli atomlarda Bor orbitasi o'lchami vodorod atomi Bor orbitasi o'lchamidan 186 marta kichik, ionlashtirish potentsiali esa 186 marta katta. Spektral chiziqlar chastotasi vodorod atomida $n \rightarrow n^1$ o'tishda hosil bo'ladigan spektral chiziqlar chastotasidan 186 marta kattadir. Bu esa pastki energetik sathlar orasidagi o'tishlarda rentgen nurlanishlari hosil bo'lishini ko'rsatadi. Z katta bo'lgan myuon atomlarida keltirilgan massaga bo'lgan tuzatmani hisobga olmaslik mumkin. Shuning uchun og'ir myuonli atomlarda Bor orbitasi o'lchami $207Z$ marta kichrayadi, ionlashtirish potentsiali esa $207Z^2$ marta ortadi, vodorod atominikiga nisbatan, $Z \sim 10^2$ tartibda bo'lsa, Bor orbitasi o'lchami $10^{-15}m$ tartibda bo'ladi, ionlashtirish potentsiali esa bir necha *MeV* bo'ladi. Myuonli atomlar zaryadi yadro hajmi bo'ylab taqsimlangandir. Bu esa ayrim hajmiy effektlarga olib keladi. Og'ir yadroli myuonli atomlarda bunday effektlar ko'proq sezilarlidir. Myuonli atomlar spektri yadrolarning ichki tuzilishga juda bog'liqligini ko'rsatadi, bundan esa yadrolar tuzilishini o'rganishda foydalanish mumkin. Myuonli atomlarda myuon orbitasi yadro ichkarisiga tushadi. Myuonli atomlar yashash vaqti chekli bo'lib, \bar{m} myuon yashash vaqti bilan aniqlanadi ($\approx 2,2mks$). Odatda, myuonli atomlar qobig'ida myuon bilan birga elektron ham bo'ladi, lekin ularning ahamiyati kamdir, chunki elektronga qaraganda myuon yadroga yaqinroq turadi. Myuonli atomlar \bar{m} myuonni qamrab olgandan so'ng uyg'ongan holatga o'tadi va so'ng elektromagnit nurlanishlar yoki atom qobig'idan elektronni chiqarish bilan asosiy holatga o'tadi.

Adronli atomlar. Adronli atomlarda yadro zaryadi Z ye bo'lib, elektron manfiy adron bilan almashgan bo'ladi. Adronlar kuchli

o'zaro ta'sirlarda qatnashadigan zarralardir. Spini yarim butun songa teng bo'lgan adronlar *barionlar* deyiladi, spini butun songa teng bo'lgan adronlar *mezonlar* deyiladi. Barionlarga proton, antiproton, neytron, antineytron, giperon, sigma, ksi kabi zarralar kiradi. Mezonlarga Π -mezonlar, K -mezonlar va boshqalar kiradi. Vodorod atomi uchun yozilgan formulalar adronli atomlar uchun birinchi yaqinlashishda ishlatilishi va Bor orbitasi o'lchami va ionlashtirish potentsiali qiymatlari uchun katta natijalar berishi mumkin. Lekin, kuchli o'zaro ta'sir, qisqa ta'sir bo'lganligi sababli uyg'ongan holatlar uchun kuchli o'zaro ta'sir kamayadi, bu vaqtda vodorod atomi uchun yozilgan formulalardan adronli atomlar uchun to'g'ri natijalar olish mumkin.

Ridberg atomlari. Ridberg atomlarida elektron kuchli uyg'ongan holatda joylashadi, ya'ni bosh kvant soni $-n$ katta qiymatga ega bo'ladi. Bunday elektron yoki atom yuqori Ridberg holatida joylashgan deyiladi. Elektron orbitasi o'lchami $a = a_0 n^2$ formula bilan aniqlanadi. Bunda $a_0 = 5,3 \cdot 10^{-7}m$ – birinchi Bor orbitasi o'lchamidir. Bundan ko'rinadiki, bunday atomlarda elektron orbitasi o'lchami juda katta bo'ladi. Masalan, $n=100$ bo'lganda, orbita o'lchami $a_0 = 5,3 \cdot 10^{-7}m$ bo'ladi. Bunday atomning ko'ndalang kesimi yuzasi n^4 ga proporsional va $n=1$ bo'lgandagi asosiy holatnikidan 10^8 marta katta. Ionlashtirish potentsiali esa $n^2 = 10^4$ marta kichik bo'lib, $1,36 \cdot 10^{-3}eV$ ga teng. Ridberg atomlarida bog'lanish kuchsiz bo'lsada, yashash vaqti nisbatan kattadir, uyg'ongan qo'shni holatlar oralig'i esa kichikdir.

$$\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n+1)^2} \approx 2/n^3.$$

Ridberg atomlarini o'rganish radioastronomiyada, plazmalar va lazerlar fizikasida muhim ahamiyatga egadir.

6.3-§. Kvant sonlar

Yuqorida (V-bobda) vodorod atomining oddiyashtirilgan modelini tahlil qilish uchun Shredinger tenglamasidan foydalanildi. Bunday tahlilning birinchi natijasi sifatida bir-biriga bog'liq bo'lmagan uchta to'lqin tenglamalari tizimi hosil qilindi. Har bir tenglamaga sferik qutb koordinatalar tizimidagi uchta o'zgaruvchidan

(r, q, j) bittasining funksiyasi kiradi. So'ng bog'langan holatlar uchun (elektronning to'liq energiyasi potensial energetik to'siqning balandligidan kichik ya'ni $E_{to'rt} < U(r)$ bo'lgan holda) uchta kvantlangan doimiyliklar (n, ℓ, m_ℓ) hosil qilindi. Bu doimiyliklar vodorod atomi uchun Bor nazariyasidagi kabi *kvant sonlar* deb ataldi.

Sferik koordinatalar sistemasida vodorod atomi uchun yozilgan ((6.5) tenglama) Shredinger tenglamasining yechimi uchta kvant sonlari n, ℓ, m_ℓ ga bog'liq bo'lib, (6.19) quyidagi ko'rinishda ifodalanadi:

$$Y_{n\ell m}(r, q, j) = R_{n\ell}(r) \Theta_\ell^m(q) \Phi_m(j)$$

n, ℓ, m_ℓ kvant sonlari $R_{n\ell}, \Theta_\ell^m$ va Φ_m funksiyalarning holatini aniqlaydi. Kvant sonlarining ma'nosini ko'rib chiqaylik. Birinchi kvant son n – *bosh kvant son* deyiladi. Bosh kvant son n vodorod atomida bog'langan holatlar uchun energiyaning elektron ega bo'lishi mumkin bo'lgan diskret xususiy qiymatlarini aniqlaydi. Buni quyidagi formulada ko'rish mumkin:

$$E_n = -\frac{me^2}{32p^2 e_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2} = -\frac{13,6}{n^2} eU \quad (6.22)$$

Bunda n – bosh kvant son bo'lib, birdan boshlanadigan musbat butun sonlarni qabul qiladi:

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

Ikkinchi kvant son ℓ – *orbital kvant son* deyiladi. Orbital kvant son yordamida elektron ega bo'la oladigan impuls momenti L ning diskret qiymatlarini quyidagi formula orqali ifodalash mumkin:

$$L = \hbar \sqrt{\ell(\ell+1)}$$

Orbital kvant son – ℓ 0 dan $n-1$ gacha butun musbat sonlarni qabul qiladi, ya'ni

$$\ell=0, 1, 2, 3, \dots, n-1$$

Bor nazariyasida elektron proton atrofida orbita bo'ylab harakatlanayotgan zarra deb qaraladi, atom tizimida kvantlash sharoitini yaratish uchun elektronning impuls momentini kvantlash qoidasi kiritilgan. Endi kvant mexanikasi asosida impuls momenti uchun kvantlash munosabatlarini topish kerak. Buning uchun yuqorida qaralgan radial to'lqin tenglamasida potensial energiyani $U(r)$ bilan belgilab quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \frac{2m}{\hbar^2} \left[E - U(r) - \frac{\hbar^2}{2mr} \ell(\ell+1) \right] R = 0 \quad (6.23)$$

bu formulada radial funksiya R ga ko'paytirilgan qavs ichidagi uchta had ham energiya o'lchov birligiga ega bo'lishi kerak. Bu tenglamani $\hbar^2 \ell(\ell+1)$ ga nisbatan yechimidan quyidagi ifoda hosil bo'ladi:

$$\hbar^2 \ell(\ell+1) = r^2 (2mK) = r^2 p^2$$

Bu formulada K – kinetik energiya, p – impuls. Radiusning impuls ga ko'paytmasi impuls momenti L ga teng, shuning uchun quyidagi ifodani yozish mumkin bo'ladi:

$$L = \hbar \sqrt{\ell(\ell+1)} \quad (6.23a)$$

(6.23a) ifoda vodorod atomida bog'langan holatlarda bo'lgan elektronning kvantlangan orbital impuls momentini bildiradi. Demak, orbital kvant son ℓ elektron ega bo'lishi mumkin bo'lgan impuls momentining diskret qiymatlarini aniqlaydi.

Orbital kvant soni ℓ nol qiymatga ega bo'lishi mumkinligi ko'rsatildi. Bor nazariyasida impuls momenti nol bo'lgan holat bo'lishi man qilinadi. Shredinger nazariyasida esa impuls momenti nol bo'lgan holat bo'lishi mumkin. (6.23a) formula Bor modelida impuls momentining kvantlash shartiga juda o'xshashdir. Bor nazariyasida

$$L = mJr = n\hbar \quad (6.24)$$

bunda n – yadro atrofida orbita bo'ylab harakatlanayotgan elektron uchun to'liq kvant sonini ifodalaydi:

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

Orbital kvant soni – ℓ to'liq to'lqin funksiyasining koordinata boshi atrofida turli yo'nalishda taqsimlangan qismini aniqlaydigan sferik garmonik funksiyalar xossalariidan hosil bo'ladi.

ℓ ning katta qiymatlarida (6.23a) formula quyidagi ko'rinishga keladi:

$$L = \hbar \sqrt{\ell(\ell+1)} \approx \ell\hbar \quad (6.24a)$$

Bu esa Bor postulatiga o'xshashdir:

$$L = n\hbar$$

Atom spektrlarini o'rganishda optik spektroskopiyada ℓ ning har bir son qiymati elektron holatlarni aniqlaydigan kichik lotin harflari bilan quyidagicha belgilanadi (6.1-jadval).

6.1-jadval

ℓ ning qiymatlari	0	1	2	3	4
Holatlar belgisi	<i>s</i>	<i>p</i>	<i>d</i>	<i>f</i>	<i>g</i>

Bunday belgilashlarga asosan agar $\ell=0$ bo'lsa, *s*-elektronlar, $\ell=1$ bo'lsa, *p*-elektronlar, $\ell=2$ bo'lsa, *d*-elektronlar va hokazo deb yuritiladi. Elektronning holati kvant sonlari bilan quyidagicha ko'rsatiladi: $n=1, \ell=0$ da *1s* holat, $n=2, \ell=1$ da *2p* holat, $n=3, \ell=2$ da *3d* holat va hokazo. $\ell=0$ bo'lgan *s* holat elektronning impuls momenti nol bo'lgan holatdir. Bunday holatda vodorod atomi uchun bo'lgan uchta to'liq funksiyasidan faqat bitta radial to'liq funksiyasi qoladi. Shuning uchun atom tizimi qutb *q* va azimut *j* burchaklarga bog'liq bo'lmaydi. Bu vaqtda tizim sferik-simmetrik bo'ladi. Lekin ℓ noldan farqli qiymatlarni ham qabul qilgani uchun to'liq to'liq funksiyasi sferik simmetriyaga ega bo'lmaydi va sistema impuls momentiga ega bo'ladi. (6.23) tenglamada kvadrat qavsdagi uchinchi had *R* – to'liq funksiyasiga xuddi Kulon potensial to'sig'i *U(r)* kabi ta'sir qiladi. Shuning uchun uchinchi had impuls momentining to'sig'i deb ataladi.

Uchinchi kvant son m_ℓ – orbital magnit kvant soni deyiladi. $\Phi_m(j)$ funksiya *z* o'qi atrofida yuguruvchi de-Broyl to'liqini ifodalaydi. Orbital magnit kvant soni esa orbital impuls momenti *L* ning *z* o'qiga proyeksiyasini aniqlaydi, ya'ni

$$L_z = m_\ell \hbar$$

Bu formula impuls momentining *z* o'qiga mumkin bo'lgan proyeksiyalarini aniqlaydi.

Shredinger to'liq mexanikasida magnit kvant soni m_ℓ ning qanday fizik ma'noga ega ekanligini quyidagicha tushunish mumkin. Buning uchun impuls momenti operatori kiritiladi, bu operator sferik koordinatalar tizimida quyidagi ko'rinishga ega:

$$L_z = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial j} \quad (6.25)$$

Klassik mexanikasida zarraning impuls momenti vektor tenglama orqali aniqlanadi

$$\mathbf{L} = \mathbf{r} \cdot \mathbf{p}$$

Bunda \mathbf{r} – zarraning koordinata boshiga nisbatan holatini aniqlovchi radius-vektor, \mathbf{p} – zarraning impulsi, to'g'ri burchakli koordinatalar tizimida *z* o'qidagi komponenta quyidagi tenglama orqali aniqlanadi:

$$L_z = xP_y - yP_x$$

Bunda P_y va P_x lar impuls \mathbf{p} ning *y* va *x* o'qlari bo'ylab komponentalari. Impulsning bu komponentalarini kvant mexanikasidagi tegishli operatorlar bilan almashtiramiz:

$$L_z = \frac{\hbar}{i} \left(x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \right)$$

Bu tenglama to'g'ri burchakli koordinatalar tizimida *z* komponenta uchun impuls momenti operatorini ifodalaydi. Bu ifodada koordinatalarni o'zgartirib, sferik qutb koordinatalar tizimida quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$L_z = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial j} \quad (6.26)$$

Bu ifoda impuls momenti operatorini ifodalaydi. To'liq funksiyasiga tatbiq qilingan impuls momenti operatori impuls momenti *z* komponentalari holatlarining tizimini aniqlaydi (impuls momenti *z* komponentalarining xususiy qiymatini):

$$\frac{\hbar}{i} \frac{\partial y}{\partial j} = L_z y$$

Bu tenglamaning yechimi quyidagi ko'rinishda:

$$y = f(r, q) \mathbf{1}^{iL_z j / \hbar} \quad (6.27)$$

Bunda *y* funksiya uzluksiz, bir qiymatli va azimut burchagi *j* bo'yicha *2p* davrga ega bo'lishi kerak. Bu esa

$$L_z = m \hbar; \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \quad (6.28)$$

bo'lishini ko'rsatadi.

m doimiylik orbital magnit kvant soni m_ℓ ni ifodalaydi. m_ℓ ning qiymatlari (6.14a) ifodada keltirilgan, ya'ni

$$m_\ell = 0, 1, 2, 3, \dots, \pm \ell$$

(6.27)-(6.28) tenglamalardan L_z ning xususiy qiymatlari bilan bog'liq bo'lgan xususiy funksiyalar

$$\Phi = A \mathbf{1}^{imj} \quad (6.29)$$

formula orqali aniqlanadi.

Bunda A – doimiylik bo'lib, uning qiymati quyidagi normalash shartidan topiladi:

$$\int_0^{2p} \Phi^* \Phi dj = 1 \quad (6.30)$$

Φ – xususiy funksiyalar azimutal tenglamaning yechimi sifatida (6.14) ifodada keltirilgan. Bu xususiy funksiyalar impuls orbital momenti z komponentalarining mumkin bo'lgan qiymatlariga tegishlidir, ya'ni:

$$L = \mathbf{h} \sqrt{\mathbf{1}(\mathbf{1} + i)} \quad (6.31)$$

Bor nazariyasidagi cheklashlardan biri impuls momenti nol bo'lgan holatning bo'lishi mumkinligi tan olinmaydi: ikkinchi cheklashda esa L ning kvantlanishi populat sifatida qaralgan, lekin Shredinger ta'rifida L ning kvantlanishi to'liq tenglamasining natijasi va sferik garmonik ko'rinishidagi yechim xossalaridan kelib chiqadi.

Impuls to'liq momenti vektorining qutb burchagi q faqat quyidagi shartni qanoatlantiradigan qiymatlarga ega bo'lishi mumkin:

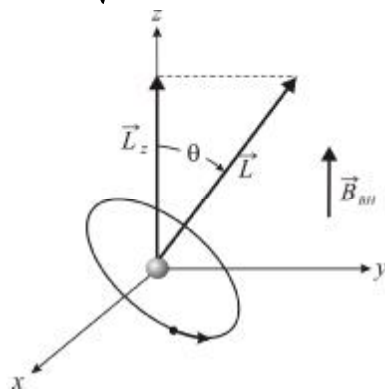
$$\cos q = \frac{L_z}{L} = \frac{m_e \mathbf{h}}{\mathbf{h} \sqrt{\mathbf{1}(\mathbf{1} + i)}} = \frac{m_e}{\sqrt{\mathbf{1}(\mathbf{1} + i)}} \quad (6.32)$$

Bu esa 6.3-rasmda grafik ravishda tasvirlangan.

Impuls momentining katta qiymatlarida, $\ell \gg 1$ bo'lganda $\mathbf{1}(\mathbf{1} + i) \approx \mathbf{1}^2$ bo'ladi. U vaqtda (6.31) tenglama quyidagi ko'rinishda keladi:

$$L \approx \mathbf{1} \mathbf{h} \quad (6.33)$$

Bunday holda impuls momentining ketma-ket qiymatlari orasidagi farq to'liq impuls momentiga nisbatan



6.3-rasm

kichik bo'ladi va impuls momentining ruxsat etilgan qiymatlarining spektri yaxlit spektrga intiladi. Orbital kvant son m_ℓ ning maksimal qiymati $\pm \ell$ ga teng. ℓ ning katta qiymatlari va $|m_\ell|$ ning maksimal qiymatlari uchun (6.32) tenglama quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\cos q = \frac{m_1}{\sqrt{\mathbf{1}(\mathbf{1} + i)}} = \pm \frac{1}{1} = \pm 1 \quad (6.34)$$

ya'ni impuls momenti vektorining 0 dan p gacha bo'lgan oraliqda barcha proyeksiyalari mumkin.

Shunday qilib, orbital magnit kvant son m_ℓ elektronning orbital impuls momenti L ning z o'qiga bo'lgan proyeksiyasini aniqlaydi (6.3-rasm).

Energetik sathlar tartib raqami bosh kvant son n ning qiymatlari bilan, elektron holatlari esa orbital kvant son ℓ ning qiymatlari bilan aniqlanadi. Bir energetik sathda ℓ ning qiymatlariga qarab bir nechta holatlar bo'lishi mumkin.

Agar ℓ ning har bir berilgan qiymatida elektronning orbital magnit kvant soni m_ℓ turlicha bo'lgan ($2\ell + 1$) holatlarda bo'lishi mumkinligi hisobga olinsa, u vaqtda n ning berilgan qiymatida (bir energetik sathda) ℓ va m_ℓ larning qiymatlari turlicha bo'lgan holatlar soni quyidagicha aniqlanadi:

$$\sum_{\ell=0}^{n-1} (2\ell + 1) = n^2 \quad (6.35)$$

Lekin elektron spinga ega bo'lganligi uchun bu formulada n^2 ning o'rniga $2n^2$ qiymat bo'lishi kerak. Agar bir energetik sathga birdan ortiq holat tegishli bo'lsa, bu holatlarning energiyalari bir xil bo'ladi. Bunday energetik sath *aynigan* deb aytiladi. Bir xil energiyaga ega bo'lgan holatlar soni aynish karraligi deyiladi. Vodorod va vodorodsimon atomlarda faqat $n=1$ bo'lgan sath aynimagan bo'ladi, bu sath atomning asosiy holatini aniqlaydi. $n=2$ bo'lgan sath to'rt karra aynigan bo'ladi, bunda $\ell=0$ ($m_\ell=0$) bo'lgan bitta holat va $\ell=1$ ($m_\ell=0, \pm 1$) bo'lgan uchta holat bo'lishi mumkin. $n=3$ bo'lgan sath to'qqiz karra aynigan, $n=4$ bo'lgan sath o'n olti karra aynigan va hokazo.

Shunday qilib, yuqorida n , m_ℓ , ℓ kvant sonlari qarab chiqildi. Lekin elektron ichki harakat miqdor momentiga (spinga) ega bo'lganligi sababli elektronning atomdagi holatini xarakterlash uchun

uchta kvant soni yetarli bo'lmaydi. Ko'rilayotgan holda vodorodsimon atomlar yoki tashqi qobig'ida bitta elektron (valent elektron) bo'lgan atomlardagi elektron qaralmoqda. Kvant mexanikasida bunday elektronning atomdagi holati to'rtta kvant son bilan aniqlanadi:

- 1) bosh kvant son – n ;
- 2) orbital kvant son – ℓ ;
- 3) orbital magnit kvant son – m_ℓ ;
- 4) spin magnit kvant son – m_s .

To'rtinchi kvant son m_s – spin magnit kvant son deyiladi va u spin vektori \vec{S} ning berilgan yo'nalishga proyeksiyasini aniqlaydi. Masalan, z o'qi yo'nalishiga. m_s to'g'risida keyingi paragraflarda ma'lumot beriladi.

6.3.1. Vodorod atomi orbitalarining shakli

Uch o'lchamli fazoda $Y_{n,\ell,m_\ell}(r, \theta, \phi)$ to'lqin funksiyasining o'zgarishini grafik ravishda ifodalash murakkab bo'lib, bunda elektron zichligining radial va burchak bo'yicha taqsimlanishini alohida ifodalash kerak bo'ladi.

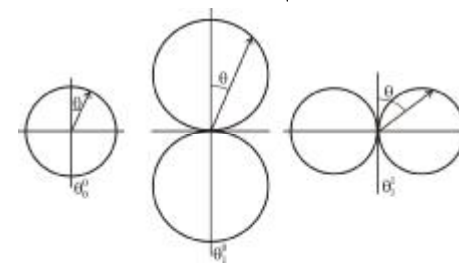
Elektron buluti zichligi ehtimoliyatining radial taqsimlanishi. To'lqin funksiyasining radial qismi bosh kvant son n va orbital kvant son ℓ ga bog'liq bo'lib, yadrodan uzoqlashgan sari eksponensial qonun bo'yicha kamayadi. Xudi shunday elektronning topilish ehtimoliyati $|rR_n|^2 dr$ ham kamayadi. $|rR_n|^2 dr$ funksiya elektronning yadrodan r va $r+dr$ sohada topilishi ehtimoliyatini bildiradi. $|rR_n|^2$ – ehtimoliyat zichligi deyiladi. Elektron buluti zichligining yadro atrofida taqsimlanishi $|Y_{n,\ell,m_\ell}|^2$ kattalik bilan aniqlanadi. Elektron buluti zichligining radius bo'ylab taqsimlanishi esa $|rR_n|^2$ funksiya bilan beriladi. Elektron atomda ma'lum biror ehtimoliyat bilan istalgan nuqtada bo'lishi mumkin. Elektronning $1s$ holatda bo'lishining ehtimoliyati $0,3 \text{ nm}$ masofada nolga yaqinlashadi. Bu esa elektronlar zichligi to'plangan fazo hajmini cheklashga imkon beradi. $1s$ holat uchun elektron zichligining radial taqsimlanishi maksimumi $0,053 \text{ nm}$ masofaga to'g'ri keladi, bu masofa birinchi Bor orbitasi radiusiga mos keladi. Atomning $n=2,3,\dots,\infty$ uyg'ongan holatlari elektron zichligining radial taqsimlanishi quyidagi qonuniyat asosida bo'ladi, ya'ni n ning ortishi bilan elektron orbitalarining

cho'zinchoqligi ortadi, elektronning yadro bilan bog'lanish energiyasi kamayadi. Atomda yadro atrofida elektron buluti zichligining burchak bo'yicha taqsimlanishi ℓ va m_ℓ kvant sonlariga bog'liq ($Y(q, j) = q_{\ell, m_\ell}(q)\Phi_m(j)$) bo'lib, $\sin q$ va $\cos q$ trigonometrik funksiyalar qatori bilan ifodalanadi. Atom orbitalarining simmetriyasi va chegaraviy sirt shaklini to'lqin funksiyasining burchakli tashkil etuvchisi aniqlaydi. $\ell=0$ va $m_\ell=0$ holatlar uchun, ya'ni $n=1$ bo'lgan $1s$ asosiy holat uchun va $n=2,3,\dots,\infty$ bo'lgan uyg'ongan holatlar uchun burchakli qism q va j burchaklarga bog'liq emas. Bu esa fazodagi barcha yo'nalishlarda elektronning topilish ehtimoliyati bir xil ekanligini bildiradi. Shuning uchun barcha s orbitalar yadroga nisbatan sferik simmetrik bo'ladi (6.5-rasmda birinchi shakl. s holat (chegaraviy sirt sfera, uning tekislik bilan kesimi aylana)).

Elektron buluti har doim sferik-simmetrik bo'lavermaydi.

Elektron buluti zichligi ehtimoliyatining burchakli taqsimlanishi. To'lqin funksiyasining burchakli qismi ℓ_n va m_ℓ kvant sonlariga bog'liq: $Y(q, j) = \Theta_{\ell, m_\ell}(q)\Phi_m(j)$ Elektronning $d\Omega = \sin q dq dj$ gavdali burchakda topilish ehtimoliyati $|\Theta_{\ell, m_\ell}(q)\Phi_m(j)|^2 \sin q dq dj$ kattalik bilan aniqlanadi. Yadro atrofidagi elektron buluti zichligining qutb burchagi q va azimut burchagi j ga bog'liq ravishda taqsimlanishi $|\Theta_{\ell, m_\ell}(q)\Phi_m(j)|^2$ funksiya orqali ifodalanadi.

Θ_{ℓ, m_ℓ}^m funksiyaning q_0^0, q_1^0, q_1^1 ko'rinishdagi funksiyalarining qutb koordinatalar tizimidagi grafiklari 6.4-rasmda tasvirlangan. Bunda q qutb burchagida z o'qi tomon

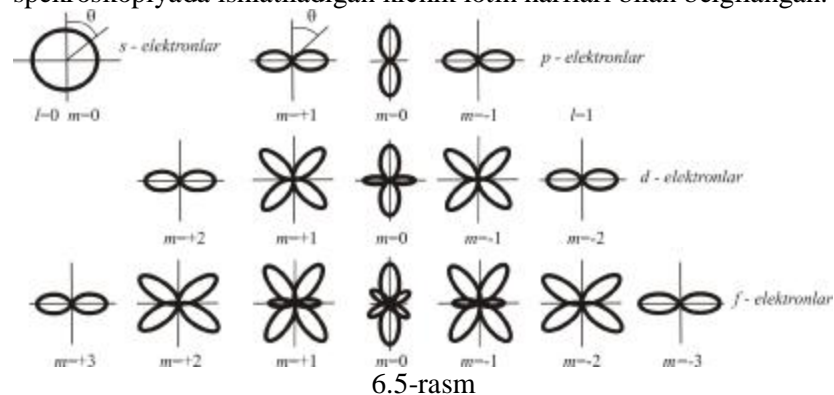


6.4-rasm

yoʻnalgan radius-vektorning uzunligi Θ_1^m funksiya qiymatiga teng.

Θ_1^m funksiya azimut burchagi j ga bogʻliq boʻlmaganligi uchun 6.4-rasmdagi egri chiziqlar z oʻqiga nisbatan simmetrikdir.

Azimutal tenglamasining yechimidan koʻrinadiki, $|\Phi_m(j)|^2$ kattalik j ga bogʻliq emas. Shuning uchun elektron buluti zichligining taqsimlanishi burchak j ga bogʻliq boʻlmaganligi kerak, yaʼni elektron buluti z simmetriya oʻqi atrofida aylanuvchi jism “shaklida” boʻlishi kerak. 6.5-rasmda ℓ va m_ℓ ning har xil qiymatlarida p, d, f holatlardagi elektronlar buluti zichligining taqsimlanishi (shakli) keltirilgan, yaʼni elektron buluti zichligining yadro atrofida qutb burchagi q ga bogʻliq ravishda taqsimlanishi koʻrsatilgan. 6.5-rasmda elektron bulutining holatlari spektroskopiyada ishlatiladigan kichik lotin harflari bilan belgilangan.



6.4-§. Elektronning orbital mexanik momenti

Klassik mexanikada atom yadrosi atrofida orbita boʻylab harakatlanayotgan elektronning koordinata boshi O ga nisbatan orbital mexanik momenti L quyidagicha aniqlanadi.

$$L = m_e J r = p r . \quad (6.36)$$

Bu formulada L – elektronning orbital mexanik momenti, m_e – elektron massasi, J – elektronning tezligi, r – orbita radiusi, p – elektron impulsi. Lekin kvant mexanikasida impuls momentining bunday aniqlanishi maʼnoga ega emas. Chunki har ikki vektor r va p

bir vaqtda aniq qiymatlarga ega boʻlgan holat mavjud emas. Kvant mexanikasida harakat miqdor momenti (impuls momenti) ayrim oʻziga xos kvantmexanik xossalarga ega. Shu xossalarni qarab chiqaylik. Kvant mexanikasida r va p kattaliklarning operatorlari bilan ish koʻriladi.

Orbital mexanik momentining proyeksiyasi. Orbital mexanik momenti L ning z oʻqi yoʻnalishiga boʻlgan proyeksiyasi L_z ning qabul qilishi mumkin boʻlgan qiymatlarini topaylik. Kvant mexanikasining asosiy tushunchalaridan biri shuki, bunda fizik kattalik f aniq bir f_0 qiymatga ega boʻladigan holat y funksiya bilan ifodalanadi:

$$\hat{f}y = f_0 y , \quad (6.37)$$

Bu tenglamaning yechimi y funksiyadir. Bunda \hat{f} fizik kattalik f_0 ning operatoridir. Kvant mexanikasining ushbu tushunchasidan foydalanib, (6.37) tenglamani harakat miqdor momenti uchun quyidagicha yozish mumkin:

$$\hat{L}_z y = L_z y , \quad (6.38)$$

(6.38) formulada L_z – orbital mexanik momenti L ning z oʻqiga boʻlgan proyeksiyasi, \hat{L}_z esa L_z ning operatori boʻlib, quyidagicha aniqlanadi:

$$\hat{L}_z = -i\hbar \frac{\partial}{\partial j} , \quad (6.39)$$

j va L_z lar umumlashgan koordinata va umumlashgan impulslardir. Umumlashgan impuls operatori esa umumlashgan koordinatadan olingan hosila

$$-\hat{p}_x = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x} ,$$

koʻrinishida aniqlanadi.

(6.39)ni (6.38) formulaga qoʻysak quyidagi ifoda hosil boʻladi:

$$-i\hbar \frac{\partial y}{\partial j} = L_z y , \quad (6.40)$$

(6.40) tenglamaning yechimi y funksiya sifatida aniqlanadi:

$$y = \frac{1}{\sqrt{2p}} e^{i \frac{L_z}{\hbar} j}, \quad (6.41)$$

$\frac{1}{\sqrt{2p}}$ ko'paytuvchi y funksiyani normallashtirish uchun kiritilgan, ya'ni

$$\int_0^{2p} y^* y dj = 1.$$

(6.41)dagi yechim har doim chekli, lekin har doim bir qiymatli bo'lmaydi. y funksiya bir qiymatli bo'lgan hollarda (6.41)dagi yechim uzluksiz va tekis bo'ladi. Agar j $2p$ ga o'zgarganda (6.41)dagi y funksiya dastlabki qiymatiga qaytsa, u bir qiymatli bo'ladi, ya'ni

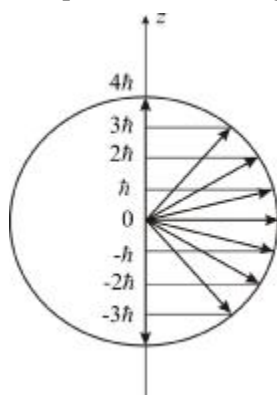
$$\frac{L_z}{\hbar} 2p = 2pm, \quad (6.42)$$

bo'lganda (6.41) ifodadagi y funksiya bir qiymatli bo'ladi. Bunda m istalgan butun son (musbat, manfiy yoki nolga teng). U vaqtda (6.42) ifodadan:

$$L_z = m\hbar \quad (m=0, \pm 1, \pm 2, \dots). \quad (6.43)$$

(6.43) formulada L_z harakat miqdor momenti L ning (L – orbital mexanik momenti yoki impuls momenti ham deyiladi) z o'qiga proyeksiyasini ifodalaydi.

Shunday qilib, (6.43) formula harakat miqdor momentining istalgan o'qqa bo'lgan proyeksiyasi kvantlanishini ko'rsatadi. Bu natijaning fizik ma'nosini ko'raylik. Orbital mexanik momentining vektori L bo'lsin. L ning z o'qiga proyeksiyasi L_z ni kvantlash, L vektorining z o'qi bilan ma'lum burchak hosil qilishiga olib keladi (6.6-rasm). 6.6-rasmdagi vektor diagrammada z o'qiga m ning mumkin bo'lgan qiymatlari qo'yilgan. Bu qiymatlar uzunligi $\sqrt{l(l+1)}$ bo'lgan L vektorining fazoda aniq diskret yo'nalishiga ega bo'lgan proyeksiyalari



6.6-rasm

($L_z = \hbar m$; $m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$) deb qaraladi. Lekin z o'qi esa fazoda istalgan tomonga yo'nalgan bo'lishi mumkin. Shuning uchun bu mulohaza ma'nosizdir. (6.43) formuladagi natija butunlay boshqa ma'noga ega. (6.43) ifodadan ko'rinadiki, L_z ni o'lchashda olinadigan natija \hbar ga karrali bo'ladi. Tajribagacha va tajribadan keyin y funksiyalar mos tushmasligi mumkin. Tajribagacha bo'lgan fizik holatning, ya'ni istalgan fizik holatning y funksiyasi xususiy yechimlarining superpozitsiyasi quyidagicha ko'rinishda berilishi mumkin:

$$y = \sum_m C_m y_m = \sum_m C_m \left(\frac{1}{\sqrt{2p}} e^{imj} \right). \quad (6.44)$$

Bunday (6.50)dagi y funksiya bilan ifodalanadigan tizim impuls momenti L ning aniq bir proyeksiyasiga ega bo'lmaydi. Bunday holda L vektori ixtiyoriy tomonga yo'nalgan bo'lishi mumkin. Lekin L_z ni o'lchaganda (6.44) ifodaga kiradigan m ning qiymatlaridan birortasi topiladi. $L_z = m\hbar$ kattalikning qiymatini topish ehtimoliyati esa $|S_m|^2$ kattalik bilan aniqlanadi.

(6.43) formuladan ko'rinadiki, o'lchashlarda hamma vaqt impuls momentining butun sonli qiymatlari topiladi. Demak, tizimning istalgan holati (6.44)dagi qator ko'rinishida bo'lishi mumkin. Azimut burchagi j ning istalgan bir qiymatli uzluksiz funksiyasi $2p$ davr bilan davriydir. Furrye teoremasiga asosan bunday funksiya (6.44)dagi qatorga yoyilishi mumkin.

Shunday qilib, (6.44) formula y funksiyasi ko'rinishiga hech qanday cheklanishlarni yuklamaydi.

Orbital mexanik momenti kvadrati. Orbital mexanik momenti kvadratining L^2 mumkin bo'lgan qiymatlarini topaylik. (6.37) tenglama asosida quyidagi ifodani yozish mumkin:

$$\hat{L}^2 y = L^2 y. \quad (6.45)$$

Operator \hat{L}^2 ning ko'rinishi murakkab bo'lib, uning yechimi ham maxsus funksiyalar bilan ishlashni talab qiladi. Shuning uchun \hat{L}^2 ning mumkin bo'lgan qiymatlarini topishga boshqacha yondashamiz. Klassik mexanikada harakat miqdor momenti kvadrati uning koordinatalar o'qiga bo'lgan proyeksiyalari kvadratlari yig'indisiga teng:

$$L^2 = L_x^2 + L_y^2 + L_z^2. \quad (6.46)$$

Kvant mexanikasida (6.46) tenglamani tegishli operatorlarni bog'lovchi formula deb qarash mumkin.

$$\hat{L}^2 = \hat{L}_x^2 + \hat{L}_y^2 + \hat{L}_z^2, \quad (6.47)$$

o'rtacha qiymati esa

$$\langle L^2 \rangle = \langle L_x^2 \rangle + \langle L_y^2 \rangle + \langle L_z^2 \rangle. \quad (6.48)$$

Sferik-simmetrik maydonda harakatlanayotgan zarrani ko'raylik. Zarraning harakat miqdor momenti kvadrati qandaydir aniq qiymatga ega bo'lsin. Lekin harakat miqdor momenti kvadratining berilishi zarra holatini to'liq aniqlamaydi, chunki bu vaqtda harakat miqdor momentining z o'qiga proyeksiyasi turli qiymatlarga ega bo'lishi mumkin. Orbital mexanik momenti kvadratining berilgan qiymatida zarraning sferik-simmetrik holati qiziqtiradi. z o'qi boshqa koordinata o'qlaridan hych qanday farq qilmaydi. Shuning uchun quyidagi ifodani yozish mumkin:

$$\langle L_x^2 \rangle = \langle L_y^2 \rangle = \langle L_z^2 \rangle. \quad (6.49)$$

U vaqtda (6.48) ifodaga asosan

$$\langle L^2 \rangle = 3 \langle L_z^2 \rangle. \quad (6.50)$$

Simmetrik yechim orbital mexanik momentining aniq bir proyeksiyasiga ega bo'lmaydi. Chunki bunday holatlar L vektori bo'lishi mumkin bo'lgan burchaklar sohasini cheklaydi. Simmetrik yechim L ning mumkin bo'lgan barcha proyeksiyalari yechimlari superpozitsiyaga teng bo'ladi. Simmetrik yechimda istalgan o'qqa jumladan, z o'qqa ham bo'lgan barcha proyeksiyalar teng ehtimollidir. Shuning uchun $\langle L_z^2 \rangle = L_z^2$ ning mumkin bo'lgan barcha qiymatlarining o'rtachasiga teng bo'ladi. (6.43) formulaga asosan L_z ning mumkin bo'lgan qiymatlari Plank doimiyligining butun qiymatlariga teng bo'ladi:

$$L_z = 0, \pm 1\hbar, \pm 2\hbar, \pm 3\hbar, \dots, \pm m_{maks}\hbar.$$

Harakat miqdori momenti proyeksiyasi L_z ning maksimal qiymati L ning absolyut qiymati $|L|$ dan katta bo'la olmaydi. m ning maksimal qiymatini ℓ orqali belgilaylik: $m_{maks} = \ell$. ℓ – butun musbat son L_z va m ning qabul qilishi mumkin bo'lgan barcha qiymatlari to'plamini yozamiz.

$$\left. \begin{aligned} L_z &= \mathbf{1}\hbar, (\mathbf{1}-1)\hbar, (\mathbf{1}-2)\hbar, \dots, (-\mathbf{1})\hbar \\ m &= \mathbf{1}, (\mathbf{1}-1), (\mathbf{1}-2), \dots, 1, 0, -1, \dots, -(\mathbf{1}-1), -\mathbf{1}. \end{aligned} \right\} \quad (6.51)$$

Bundan ko'rinadiki, ℓ ning har qanday berilgan qiymatlarida impuls momenti proyeksiyasi L_z $2\ell+1$ ga teng bo'lgan turli qiymatlarni (bitta nol, ℓ ning musbat, ℓ ning manfiy qiymatlarini) qabul qiladi. Shuning uchun $\langle L_z^2 \rangle$ ning o'rtacha qiymati quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$\begin{aligned} \langle L_z^2 \rangle &= \hbar^2 \frac{\mathbf{1}^2 + (\mathbf{1}-1)^2 + \dots + (-\mathbf{1})^2}{2\mathbf{1}+1} = 2\hbar^2 \frac{\mathbf{1}^2 + 2^2 + 3^2 + \dots + \mathbf{1}^2}{2\mathbf{1}+1} = \\ &= \frac{2\hbar^2}{2\mathbf{1}+1} \cdot \frac{\mathbf{1}(\mathbf{1}+1)(2\mathbf{1}+1)}{6} = \frac{\hbar^3}{3} \mathbf{1}(\mathbf{1}+1) \end{aligned}$$

yoki

$$\langle L_z^2 \rangle = \frac{\hbar^2}{3} \mathbf{1}(\mathbf{1}+1), \quad (6.52)$$

$\langle L_z^2 \rangle$ ning hosil qilingan bu qiymatini (6.52) formulaga qo'yib, elektronning impuls momenti kvadrati L^2 uchun quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$L^2 = \hbar^2 \mathbf{1}(\mathbf{1}+1), \quad (6.53)$$

(6.53) formulada ℓ – musbat butun son yoki nol.

(6.51)da ℓ ning berilgan qiymatda L_z qabul qilishi mumkin bo'lgan barcha qiymatlar keltirilgan. (6.53) ifoda harakat miqdori momenti kvadratini kvantlash qoidasidir. (6.51) va (6.53) formulalarni taqqoslashdan ko'rinadiki, ℓ ning $\ell > 0$ bo'lgan har qanday qiymatlarida quyidagi munosabat o'rinli bo'ladi:

$$L_{z_{\max}}^2 < L^2,$$

chunki

$$L_{z_{\max}}^2 = \hbar^2 \mathbf{1}^2,$$

L^2 esa

$$L^2 = \hbar^2 \mathbf{1}(\mathbf{1}+1), \quad (6.54)$$

$$L = \hbar \sqrt{\mathbf{1}(\mathbf{1}+1)}. \quad (6.55)$$

Bu natijani klassik fizika nuqtai-nazaridan tushuntirish qiyin. Lekin kvant mexanikasida osonlikcha tushuntiriladi. Tekshirishlar ko'rsatadiki, mikrozarralarning harakat miqdor momentining ikkita

har xil o'qlarga bo'lgan proyeksiyasini bir vaqtda aniqlash mumkin emas. Masalan, L_x va L_z larni bir vaqtda aniqlash mumkin emas. Ular uchun noaniqlik munosabatlari mavjud. Proyeksiya L_z ning qiymatini aniq bilganimizda L_x va L_y proyeksiyalar aniqlanishiga noaniqlik kiritiladi. Bunday holatda $\langle L_x^2 \rangle$ va $\langle L_y^2 \rangle$ larning o'rtacha qiymatlari bunday "bo'yalgan" holatlarda noldan farqli bo'ladi: $\langle L_x^2 \rangle \gg 0$ va $\langle L_y^2 \rangle \gg 0$. Shuning uchun

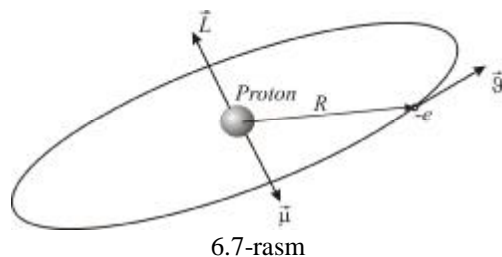
$$L^2 = [\langle L_x^2 \rangle + \langle L_y^2 \rangle + \langle L_z^2 \rangle] > L_z^2.$$

Harakat miqdori momentining kvadrati L^2 va uning proyeksiyalaridan biri, masalan, L_z bir vaqtda aniqlanishi mumkin. Kvant mexanikasida ko'rsatiladiki, L_z va L^2 qiymatlarining berilishi to'liq ravishda zarraning aylanma holatini aniqlaydi. L^2 berilgan holat L_z ning mumkin bo'lgan $2\ell+1$ qiymatlaridan biri bilan aniqlanadi. Shunday qilib, (6.54)dagi qator $L^2 = \hbar^2 \ell(\ell+1)$ ning berilgan qiymatida $2\ell+1$ ta haddan iborat bo'ladi. Tajribada harakat miqdori momentining biror o'qqa proyeksiyasi kattaligi o'lchanganda $2\ell+1$ ning mumkin bo'lgan qiymatlaridan birortasi aniqlanadi. (6.54) formula elektron harakat miqdori momenti kvadratini, (6.55) formula esa elektron harakat miqdori momentini ifodalaydi.

6.5-§. Elektronning orbital magnit momenti

Elektrodinamika kursidan ma'lumki, aylana bo'ylab harakat qilayotgan zaryadli zarra yopiq elektr tokini hosil qiladi. Maksvell nazariyasiga asosan yopiq elektr toki magnit maydonni vujudga keltiradi. Bunday magnit maydon kuchlanganligini magnit momenti orqali ifodalash mumkin. Buning uchun R radiusli aylanma orbitada proton atrofidagi elektronni qarab chiqaylik (6.7-rasm).

Elektronning orbital harakat miqdori momenti esa:



6.7-rasm

$$L_e = (mJ)R, \quad (6.56)$$

(6.56)da m – elektron massasi, R – orbita radiusi, J – elektronning chiziqli tezligi, $J=2\pi nR$. U vaqtda elektronning orbital harakat miqdori momenti quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$L_e = m2\pi nR^2. \quad (6.57)$$

Elektronning orbitada aylanish chastotasi n bo'lsa, uning hosil qilgan elektr toki:

$$i = -en. \quad (6.58)$$

Yuzasi $S=\pi R^2$ bo'lgan yopiq konturdan o'tayotgan i tok hosil qilgan magnit maydonning magnit momenti quyidagicha aniqlanadi:

$$m_e = iS = i\pi R^2 = e\pi nR^2, \quad (6.59)$$

(6.59) formula elektronning orbital magnit momentini ifodalaydi.

(6.59) ifodaning (6.57)ga nisbati olinsa:

$$\frac{m_e}{L_e} = -\frac{e\pi nR^2}{m2\pi nR^2} = -\frac{e}{2m} = 8,8 \cdot 10^9 \text{ Kl/kg}, \quad (6.60)$$

$\frac{m_e}{L_e} = -\frac{e}{2m}$ – giromagnit nisbat deyiladi. U vaqtda elektronning orbital magnit momentini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$m_e = -\frac{e}{2m} L_e \quad (6.61)$$

Elektronning orbital harakat miqdori momenti L_e kvantlangan bo'lib, quyidagicha aniqlanadi:

$$L_e = \hbar \sqrt{\mathbf{l}(\mathbf{l}+1)}. \quad (6.62)$$

U vaqtda (6.60) ifodadan:

$$m_e = \frac{e}{2m} L_e = \frac{e\hbar}{2m} \sqrt{\mathbf{l}(\mathbf{l}+1)}, \quad (6.63)$$

m_e – orbital magnit momenti bo'lib, elektronning orbital harakati bilan bog'liqdir.

Elektron manfiy zaryadga ega bo'lganligi uchun magnit momenti vektori harakat miqdori momentini vektoriga qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi.

(6.62) ifodada ℓ – orbital kvant soni deyiladi va $\ell=0,1,2,\dots, n-1$ qiymatlarni qabul qiladi. (6.63) ifodada $\frac{e\hbar}{2m} = M_B$ – Bor magnetonidir.

$$M_B = \frac{e\hbar}{2m} = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ J} \cdot \text{Tl}^{-1},$$

Bor magnetoni magnit momentining birligidir. Elektronning magnit momenti va mexanik momentlari proyeksiyalari $m_{\ell z}$ va $L_{\ell z}$ lar uchun ham (6.63)dagidek bog‘lanish to‘g‘ri bo‘ladi.

$$m_{\ell z} = -\frac{e}{2m} L_{\ell z}. \quad (6.64)$$

6.6-§. Elektronning xususiy momenti. Spin

Tajribada ishqoriy atomlar spektrlarini o‘rganishda spektr chiziqlarining bir-biriga juda yaqin joylashgan ikkita komponentadan (dublet) iboratligi aniqlangan. Masalan, $^{23}\text{Na}_{11}$ atomida eng kuchli nurlanish $3p \rightarrow 3s$ o‘tishda kuzatiladi, bu nurlanish spektrda bitta spektral chiziqni hosil qiladi. Lekin sinchiklab o‘tkazilgan tekshirishlar bu bitta oddiy chiziq bo‘lmasdan, balki ikkita to‘lqin uzunlikdan (5890,12 va 5896,26 Å) iborat dublet chiziq ekanligini ko‘rsatadi. Bitta spektral chiziqning bir-biriga juda yaqin joylashgan ikkita komponentaga ajralishi atom spektrlarining *nozik strukturasi* deyiladi. Spektr chiziqlarining dublet tuzilishini tushuntirishda uchta kvant son – n , ℓ , m_ℓ yetarli bo‘lmaydi. Buning uchun yana to‘rtinchi kvant sonni kiritish talab qilinadi. Bunday holni tushuntirishda A.X.Kompton 1921-yilda elektron pildiroqqa o‘xshash zarra bo‘lishi kerak, deb faraz qildi. 1925-yilda Leyden universiteti bitiruvchilari Gaudsmit va Ulenbeklar elektron o‘z xususiy o‘qi atrofida aylanma harakat qiladi, deb faraz qilib, spektral chiziqlarning ajralishini nazariy jihatdan tushuntirdilar. Gaudsmit va Ulenbekning bunday gipotezasiga asosan o‘z xususiy o‘qi atrofida aylanma harakat qilayotgan elektron xususiy mexanik impuls momenti L_s ga va unga tegishli bo‘lgan xususiy magnit momenti m_s ga ega bo‘lishi kerak.

Spin. Elektronning xususiy mexanik impuls momenti L_s *spin momenti* (yoki spin) deyiladi. Elektronning yadroga nisbatan impuls

momentini Yerning Quyosh atrofida aylanishidagi impuls momentiga, xususiy mexanik momentini (spinni) esa, Yerning o‘z o‘qi atrofida aylanishidagi impuls momentiga taqqoslash mumkin. 1928-yilda Dirak elektronning relyativistik kvant nazariyasini yaratdi, bu nazariyadan spin xususiyatlari kelib chiqadi.

Elektronning o‘z xususiy o‘qi atrofida aylanishini hisobga olishda yana bir kvant sonni kiritish kerak bo‘ladi. Dirakning relyativistik kvant nazariyasiga asosan bu kvant son – *spin kvant soni* – s dir.

Spin kvant sonining mavjudligi atomning nozik strukturasi o‘rganishda tajribada tekshirilgan.

Xususiy mexanik impuls momenti L_s quyidagi formula orqali kvantlangan:

$$L_s = \hbar \sqrt{s(s+1)} \quad (6.65)$$

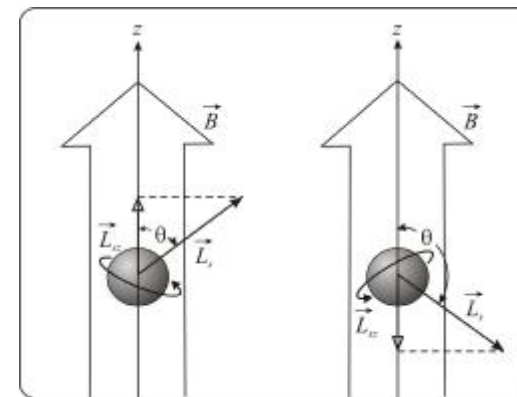
Bu formulaga kirgan spin kvant soni s faqat $s=1/2$ ga teng bo‘lgan bitta qiymat qabul qiladi. U vaqtda L_s ning qabul qilishi mumkin bo‘lgan qiymati:

$$L_s = \hbar \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + 1 \right)} = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar \quad (6.66)$$

s – spin kvant soni deyiladi, lekin u odatda boshqa kvant sonlar qatorida foydalanilmaydi, chunki faqat bitta ($s=1/2$) qiymatga ega va holatlar orasiga farq kiritmaydi. Xususiy mexanik moment ham faqat

bitta $(L_s = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar)$

qiymatga ega bo‘ladi va elektronning massasi, zaryadi kabi fundamental xarakteristikasi hisoblanadi. Xususiy mexanik moment L_s ning tanlangan yo‘nalishga, masalan z o‘qi yo‘nalishiga proyeksiyasi L_{sz} ham



6.8-rasm

kvantlangan bo‘lib, quyidagi formula orqali aniqlanadi:

$$L_{sz} = m_s \mathbf{h} \quad (6.67)$$

Bunda m_s – spin magnet kvant soni deyiladi $m_s = \pm 1/2$ qiymatlarini qabul qilishi mumkin. $m_s = 1/2$ bo‘lganda “spin yuqoriga” (\uparrow) va $m_s = -1/2$ bo‘lganda “spin pastga” (\downarrow) ko‘rinishda belgilanadi.

$m_s = \pm \frac{1}{2}$ bo‘lganligidan xususiy mexanik moment L_s ning z o‘qi yo‘nalishiga proyeksiyasi quyidagi qiymatlarni qabul qilishi mumkin:

$$L_{sz} = \pm \frac{1}{2} \mathbf{h} \quad (6.68)$$

6.2-jadvalda kvant sonlarining qiymatlari keltirilgan.

6.2-jadval

Kvant sonlari	Qiymatlari	Mumkin bo‘lgan qiymatlar soni
n – bosh kvant son	1,2,3,4,...	Istalgan son
ℓ – orbital kvant son	0,1,2,3,..., $n-1$	n
m_ℓ – orbital magnet kvant son	0, $\pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm 4, \dots, \pm \ell$	$2\ell + 1$
s – spin kvant son	$1/2$	1
m_s – spin magnet kvant son	$\pm 1/2$	$2s + 1 = 2$

Spin kvant son – s doim $1/2$ ga teng bo‘lgani uchun tizimning holati n, ℓ, m_ℓ, m_s kvant sonlari orqali to‘liq ravishda aniqlanishi mumkin.

ℓ ning har bir qiymati uchun m_ℓ ning $2\ell + 1$ qiymatlari mavjud. s ning qiymati uchun esa m_s ning $2s + 1 = 2$ qiymati mavjud.

Spin momentining berilgan yo‘nalishga faqat ikkita mumkin bo‘lgan oriyentatsiyasi bo‘lishi mumkin. Bu ikki oriyentatsiyaning mumkin bo‘lgan holatlari (“yuqoriga”, “pastga”) 6.6-rasmda tasvirlangan. Yuqorida qaralgan kvantlanish spin momentining fazoviy kvantlanishi deb qaraladi

6.7-§. Shtern va Gerlax tajribasi

1921-yilda O.Shtern atom magnet momentini tajribada o‘lchash g‘oyasini taklif qildi. Bu taklif 1922-yilda V.Gerlax bilan birgalikda

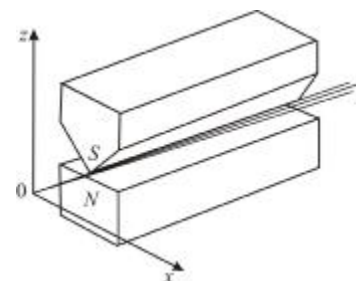
tajribada amalga oshirildi. Shtern va Gerlax tajribasida magnet maydonida vodorod atomlari dastalarining ajralishi, ya‘ni atom energetik sathlarining ajralishi birinchi marta kuzatildi. Bu tajribada vodorodning neytral atomlari dastasi bir jinsli bo‘lmagan magnet maydonidan o‘tkaziladi. Bir jinsli bo‘lmagan maydonda atomlarga maydon tomonidan

$$F = -\text{grad } u = \text{grad}(mH), \quad (6.69)$$

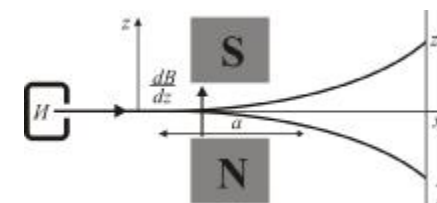
kuch ta‘sir qiladi. Bunda m – atomning magnet momenti, H – magnet maydon kuchlanganligi. (6.69) formulada ifodalangan kuch magnet maydonida atomlar dastasini alohida komponentalarga ajratadi. Tajriba qurilmasi 6.9 va 6.10-rasmlarda keltirilgan.

Vakuumba joylashtirilgan S va N magnet qutblari uchlarida bir jinsli bulmagan magnet maydon hosil qilinadi. Kuchli bir jinsli bo‘lmagan magnet maydon *pichoq* shaklidagi S qutbi yaqinida bo‘ladi. Pechda bug‘lantirib hosil qilingan vodorod atomlari dastasi hosil qilingan bir jinsli bo‘lmagan maydonda y o‘qi bo‘ylab yo‘naltiriladi. Magnet maydonda atomlar dastasining z o‘qi bo‘ylab ajralishi kuzatiladi. Bu ajralishni P ekranda kuzatish mumkin (6.10-rasm). z o‘qi bo‘yicha atomlar dastasiga ta‘sir etuvchi kuch:

$$F_z = m_x \frac{\partial H_x}{\partial x} + m_y \frac{\partial H_y}{\partial y} + m_z \frac{\partial H_z}{\partial z}, \quad (6.70)$$



6.9-rasm



6.10-rasm

S qutbi *pichoq* shakli ostidagi yz tekisligida faqat H_z tashkil etuvchigina noldan farq qiladi: H_z *pichoq* shaklidagi S magnet qutbiga yaqinlanishda tez ortib boradi. (6.70) ifodadagi boshqa hadlar atomlar dastasining $x=0$ tekislikdan siljishidagina paydo bo‘ladi. Shunday qilib, atomlar dastasiga ta‘sir etuvchi asosiy kuch:

$$F_z = m_z \frac{\partial H_z}{\partial z}, \quad (6.71)$$

F_z kuchning kattaligi m_z ga bog'liq. F_z kuch ta'sirida bunday magnit maydonidan o'tgan atomlar dastasi *pichoq* yaqinida alohida komponentalarga ajraladi. Ajralgan komponentalar soni atom magnit momentining mumkin bo'lgan proyeksiyalari soniga teng bo'lishi kerak.

Shtern va Gerlax tajribalarida vodorod atomlarining dastasi ikkita komponentalarga ajraladi. Bu esa atomlar dastasining ajralishiga sabab bo'lgan atomning magnit momenti magnit maydon yo'nalishida ikkita proyeksiyaga ega bo'lishini ko'rsatadi. Bu proyeksiyalarga tegishli bo'lgan kvant soni m_s bilan belgilanadi va m_s faqat ikkita qiymatni qabul qilishi aniqlandi. Shtern va Gerlax tajribalarida atomning magnit momenti proyeksiyasi m_s ning kvantlanishi ko'rsatildi

Shtern va Gerlax $F_z = \frac{\partial H_z}{\partial z}$ kattalik qiymatini va atomlar dastasining nechta komponentaga ajralishini bilgan holda elektronning xususiy aylanishiga tegishli bo'lgan spin magnit momenti m_s ning magnit maydon yo'nalishiga proyeksiyasining kattaligini hisobladilar. Bu proyeksiya kattaligi bir Bor magnetoniga teng bo'lib chiqdi. Bu kutilmagan natija giromagnit nisbatni aniqlashga olib keladi (elektronning spin magnit momenti va mexanik momenti proyeksiyalarining nisbati). Aniqlangan giromagnit nisbat orbital mexanik va magnit momentlarni bog'lovchi giromagnit nisbatdan ikki marta kattadir, ya'ni:

$$\frac{m_{sz}}{L_{sz}} = -2 \frac{e}{2m},$$

$$m_{sz} = -2 \frac{e}{2m} L_{sz} = -2 \frac{e\hbar}{2m} m_s = \pm 1 M_B. \quad (6.72)$$

Elektronning spin magnit momentining moduli quyidagicha aniqlanadi:

$$|m_s| = 2 \frac{e}{2m} |L_s| = 2 \frac{e\hbar}{2m} \sqrt{S(S+1)} = \sqrt{3} M_B. \quad (6.73)$$

Lekin odatda elektronning spin magnit momenti bir Bor magnetoniga teng deb yuritiladi. Bunday deyilishining sababi magnit

moment o'lchanganda, doim uning o'zi emas, balki proyeksiyasi o'lchanadi, bu esa 1 Bor magnetoniga teng, ya'ni 1 m_B .

Shtern va Gerlax tajribalari natijalarini miqdoriy tahlil qilish 1925-yilda elektron spinining ochilishiga olib keldi. Spin magnit momentining proyeksiyalari (\hbar birliklarda) soni $2S+1$ ifoda orqali hisoblanadi. Shtern va Gerlax tajribasida $2S+1=2$ ekanligi aniqlandi, bundan esa elektron spini $S=1/2$ ekanligi kelib chiqadi. Keyinchalik Shtern va Gerlax tajribasi mis, oltin va boshqa atomlar bilan o'tkazildi. Bunda ham vodorod atomi bilan o'tkazilgandagi natijalar hosil qilindi. Shunday qilib, Shtern va Gerlax atomda magnit momentining mavjudligini tajribada ko'rsatdilar.

6.8-§. Elektronning to'liq mexanik va magnit momentlari

Elektronning to'liq mexanik momenti. Elektron atom yadrosi atrofida orbita bo'ylab harakatlanishi tufayli orbital impuls momenti L_ℓ ga ega bo'ladi; Elektron o'zining xususiy o'qi atrofida aylanishi sababli xususiy impuls momenti L_s (spin momenti)ga ega bo'ladi. Elektronning to'liq mexanik momenti elektronning orbital va spin momentlarining yig'indisiga teng:

$$I_j = L_1 + L_s, \quad (6.74)$$

I_j – elektronning to'liq mexanik momenti, L_ℓ – elektronning orbital mexanik momenti, L_s – elektronning xususiy mexanik momenti, ya'ni spin momenti. Orbital va xususiy mexanik momentlarining moduli quyidagi ko'rinishdagi formulalar orqali kvantlanadi:

$$|L_1| = \hbar\sqrt{\mathbf{I}(\mathbf{I}+1)} \quad \text{va} \quad |L_s| = \hbar\sqrt{s(s+1)}. \quad (6.75)$$

Elektronning to'liq mexanik momenti moduli ham kvantlangan ya'ni:

$$|I_j| = \hbar\sqrt{j(j+1)}, \quad (6.76)$$

j – to'liq moment kvant soni. j ni aniqlaylik. L_ℓ va L_s vektorlarining z o'qiga mumkin bo'lgan proyeksiyalari quyidagicha aniqlanadi:

$$L_{1z} = \hbar m_1 \quad (m_1 = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \mathbf{I}), \quad (6.77)$$

$$L_{sz} = \hbar m_s \quad (m_s = \pm 1/2), \quad (6.78)$$

u vaqtda (6.74) ifodaga asosan:

$$I_{jz} = L_{1z} + L_{sz}. \quad (6.79)$$

To'liq mexanik impuls momentining tanlangan yo'nalishiga proyeksiyasi ham kvantlangan, masalan z o'qi yunalishiga proyeksiyasi

$$I_{jz} = \hbar m_j, \quad (6.80)$$

bunda $m_j = \pm j, \pm(j-1), \pm(j-2), \dots$ (hammasi bo'lib, $2j+1$) qiymat oladi, ya'ni j ning berilgan qiymatida $2j+1$ holatlar bo'lishi mumkin. j to'liq moment kvant soni, m_j elektronning to'liq magnit moment kvant soni.

To'liq mexanik moment kvant soni j quyidagi formulalar orqali aniqlanadigan qiymatlarni qabul qiladi:

$$j = \mathbf{l} + s \text{ va } j = \mathbf{l} - s$$

Bu formulalarda "+" ishora elektron spin momenti s ning orbital momenti yo'nalishida, "-" ishora esa ℓ ga qarama-qarshi yo'nalishida oriyentirlanishini ko'rsatadi. Elektron uchun spin $s=1/2$ bo'lganligidan:

$$j = \mathbf{l} + 1/2 \text{ va } j = \mathbf{l} - 1/2.$$

Elektronning to'liq magnit momenti. Elektronning to'liq magnit momenti elektronning orbital magnit momenti (m_l) va spin magnit momenti (m_s) vektorlarining yig'indisiga teng:

$$m_j = m_l + m_s \quad (6.81)$$

Bu formulada m_l – elektronning to'liq magnit momenti, m_l – elektronning orbital magnit momenti, m_s – elektronning spin magnit momenti. m_l va m_s lar quyidagi formulalar orqali aniqlanadi:

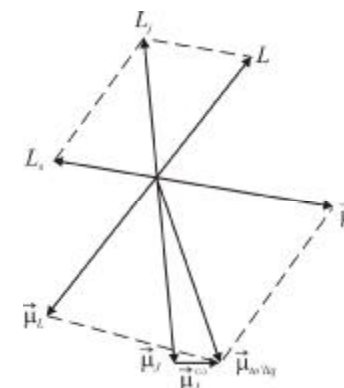
$$m_l = -\frac{e}{2m} L_l, \quad m_s = -\frac{e}{m} L_s. \quad (6.81a)$$

Elektronning spin magnit momenti giromagnit nisbati, uning orbital magnit momenti giromagnit nisbatidan ikki marta kattadir. Shuning uchun elektronning to'liq magnit momenti vektori to'liq mexanik momenti vektoriga kollinear emas.

Atomning to'liq magnit momenti. Atomning tulik magnit momenti ($m_{o'liq}$) uning tulik orbital magnit momenti (m_l) va tulik spin magnit momenti (m_s) larning vektor yigindisiga teng (6.11-rasm):

$$m_{o'liq} = m_l + m_s \quad (6.81b)$$

(6.81a) formulalardan spin momenti uchun giromagnit nisbat magnit momenti uchun bo'lgan giromagnit nisbatan ikki marta katta ekanligi ko'rinadi. Shuning uchun elektronning to'liq magnit momenti, uning to'liq mexanik momenti bilan bir to'g'ri chiziqda yotmaydi (6.11-rasm). Elektronning magnit momentlarini qo'shishni qarab chiqaylik. Bunda atomning



6.11-rasm

vektor modelidan foydalaniladi. Izolyasiyalangan atomda yoki izolyasiyalangan mexanik tizimda to'liq mexanik moment doimiydir. Bundan esa to'liq mexanik moment (L_j) fazoda o'z yo'nalishini saqlashi kelib chiqadi. 6.11-rasmda orbital mexanik moment (L_s), xususi mexanik moment (L_l), to'liq mexanik moment (I_j) vektorlari yo'nalishlari tasvirlangan. Bu vektorlarning uzunliklari birligi sifatida Plank doimiyligi \hbar olingan. Rasmda orbital magnit momenti (m_l), spin magnit momenti (m_s) momentlari yo'nalishlari ham ko'rsatilgan. Bu vektorlarning uzunliklari birligi sifatida Bor magnetoni olingan. Vektorlar uzunliklari birliklarining bunday tanlanishida (m_l) vektorining uzunligi L_l vektori uzunligi L_s vektorining uzunligidan ikki marta uzunroq. Shuning uchun yig'indi magnit momenti vektori ($m_{yig'}$) to'liq mexanik moment (I_j)ga parallel bo'lmaydi. Atomning markaziy elektr maydonida (I_j) vektori o'z kattaligini va yo'nalishini saqlaydi. L_s va L_l vektorlari esa magnit o'zaro ta'sir mavjudligi tufayli o'z yo'nalishlarini saqlamaydi. Shu bilan birga (L_s)ning absolyut qiymati o'zgarmaydi ($s=1/2$); L_l vektorining ham absolyut qiymati saqlanadi. Bunday holda to'liq orbital moment vektori (L_l) va to'liq spin momenti (L_s) vektorlari esa to'liq mexanik moment (L_j) yo'nalishi atrofida precession harakat qiladi. Natijada to'liq orbital magnit (m_l) va to'liq spin magnit moment (m_s)lari vektorlari ham yig'indi mexanik moment yo'nalishi atrofida precession harakat qilishi kelib chiqadi, ular bilan esa atomning to'liq magnit momenti

ham precession harakat qiladi. U vaqtda atomning to'liq magnit momenti 6.11-rasmdan quyidagicha aniqlanadi:

$$\mathbf{m}_{o'liq} = \mathbf{m}_J + \mathbf{m}_\perp \quad (6.82)$$

(6.82) formulada \mathbf{m}_J – atomning to'liq magnit momentining tashkil etuvchisi bo'lib, to'liq mexanik momentga paralleldir; \mathbf{m}_\perp – atom to'liq magnit momentining tashkil etuvchisi bo'lib, to'liq mexanik moment yo'nalishiga perpendikulyardir. Precession harakat tez vaqt oralig'ida yuzaga keladi. Shuning uchun atomning to'liq magnit momentiga bog'liq bo'lgan hodisalarda atom magnit momentini precessiyaning ko'p sondagi davrlari bo'yicha o'rtachalashga to'g'ri keladi. Atomning to'liq magnit momentining perpendikulyar tashkil etuvchisining o'rtacha qiymati nolga barobar. Shuning uchun atomning to'liq magnit momentining o'rtacha qiymati deb (\mathbf{m}_J) kattalikka aytiladi, ya'ni to'liq magnit momentning to'liq mexanik moment yo'nalishidagi tashkil etuvchisi (\mathbf{m}_J) olinadi. Demak, atomning to'liq magnit momenti deyilganda (\mathbf{m}_J) kattalik tushuniladi va unga atomning to'liq magnit momenti deyiladi. Elektronning to'liq mexanik momenti J va \mathbf{m}_J lar bir-biriga parallel bo'lgani uchun quyidagi ifodani yozish mumkin:

$$\mathbf{m}_J = -gM_B J$$

Bu formulada proporsionallik koefitsiyenti g – Lande faktori deyiladi. \mathbf{m}_J – atomning to'liq magnit momenti, M_B – Bor magnetoni, J – atomning to'liq mexanik momenti.

Lande ko'paytuvchisi. Atomning to'liq magnit momentini 6.11-rasmda keltirilgan sxema bo'yicha momentlarni qo'shish orqali aniqlash mumkin.

Rasmdan:

$$\mathbf{m}_J = \mathbf{m}_L \cos(L_L, L_J) + \mathbf{m}_S(L_S, L_J) \quad (6.83)$$

$$L_J = L_L + L_S \quad (6.84)$$

(6.84) ifodadan:

$$L_L = L_J - L_S$$

$$L_S = L_J - L_L$$

Bu tengliklarni kvadratga ko'tarib, tegishli vektorlar orasidagi burchak kosinuslari uchun quyidagi formula hosil qilinadi:

$$\cos(L_L, L_J) = \frac{(J+1) + L(L+1) - S(S+1)}{2\sqrt{J(J+1)} \cdot \sqrt{L(L+1)}} \quad (6.85)$$

$$\cos(L_S, L_J) = \frac{(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2\sqrt{J(J+1)} \cdot \sqrt{S(S+1)}} \quad (6.86)$$

L_J^2, L_L^2, L_S^2 kattaliklarni aniqlashda quyidagi formulalardan foydalanildi:

$$|L_J| = L_J = \mathbf{h}\sqrt{j(j+1)}.$$

J – atomning to'liq momenti kvant soni bo'lib, quyidagi qiymatlarni olishi mumkin:

$$(J = L + S, L + S - 1, \dots, |L - S|)$$

$$|L_L| = L_L = \mathbf{h}\sqrt{L(L+1)}.$$

L – atomning orbital momenti kvant soni bo'lib, quyidagi qiymatlarni olishi mumkin:

$$(L = l + l_2, l_1 + l_2 - 1, \dots, |l_1 - l_2|)$$

$$|L_S| = L_S = \mathbf{h}\sqrt{S(S+1)}.$$

S – atomning spin moment kvant soni bo'lib, quyidagi qiymatlarni olishi mumkin:

$$S = \begin{cases} \frac{1}{2}N, \frac{1}{2}N - 1, \dots, 0 & (N - \text{juft bo'lganda}) \\ \frac{1}{2}N, \frac{1}{2}N - 1, \dots, \frac{1}{2} & (N - \text{toq bo'lganda}) \end{cases}$$

hamda

$$\mathbf{m}_L = M_B \sqrt{L(L+1)}$$

$$\mathbf{m}_S = 2M_B \sqrt{S(S+1)}$$

$$(M_V = e\hbar/2m_e - \text{Bor magnetoni}, M_V = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{A} \cdot \text{m}^2)$$

formulalarni hisobga olgan holda (6.85) va (6.86) formulalarga asosan (6.83) formulani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$m_j = M_B \left[\frac{J(J+1) + L(L+1) - S(S+1)}{2\sqrt{J(J+1)}} + 2 \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2\sqrt{J(J+1)}} \right] = M_B g_J \sqrt{J(J+1)}$$

bu formulada

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (6.87)$$

(6.87) formula Lande ko'paytuvchisi deyiladi. Bu formuladan ko'rinadiki, Lande ko'paytuvchisi (g_J) – atomning to'liq magnit va mexanik momentlari uchun giromagnit nisbatni ifodalaydi. Bu esa Lande ko'paytuvchisining fizik ma'nosidir. Agar atomning to'liq spin momenti nolga teng bo'lsa, atomning to'liq momenti, uning orbital momenti bilan aniqlanadi, u vaqtda $S=0$, va $J=L$ bo'ladi. Bunday holda (6.87) formulada $g_J=g_L=1$ bo'ladi, orbital moment uchun giromagnit nisbat ham shunday bo'ladi. Agar atomning to'liq orbital momenti nolga teng bo'lsa, u vaqtda atomning to'liq momenti faqat spin momenti bilan aniqlanadi, ya'ni $L=0$, $J=S$ bo'ladi. Bunday holda (6.90) formulada $g_J=g_S=2$ bo'ladi.

Atom holatlarining klassifikatsiyasi atomning to'liq spin moment kvant soni S , to'liq orbital moment kvant soni L va to'liq moment kvant soni J bilan aniqlanadi. Atomning to'liq momenti atomning orbital holatini ifodalaydigan harfning o'ng tomoniga pastiga yoziladi. Masalan, $S_{1/2}$ yozuvdan $L=0$, $J=1/2$ ekanligini, $D_{3/2}$ yozuvdan $L=2$, $J=3/2$ ekanligini tushunish mumkin. Atomning to'liq spini term multipletligi $2S+1$ bilan xarakterlanadi. $2S+1$ soni atom orbital holatini ifodalaydigan harfning chap tomoniga yuqoriga yoziladi. Masalan, $^2S_{1/2}$ yozuvda $L=0$, $J=1/2$, $S=1/2$ ekanligini, $^2D_{3/2}$ yozuvda $L=2$, $J=3/2$, $S=1/2$ ekanligini tushunish mumkin.

6.9-§. Atomning vektor modeli

Atomning to'liq mexanik va magnit momentlari elektron qobiqlarni hosil qiluvchi elektronlar mexanik va magnit momentlarining hamda spin va spin magnit momentlarining yig'indisidan iborat. Lekin atomning to'liq mexanik va magnit momenti vektori alohida qo'shiluvchilarni qo'shish usuliga va

qo'shish ketma-ketligiga bog'liq bo'ladi. Fazoviy kvantlashni hisobga olgan holda impuls momentlarini qo'shishning umumiy usulini ko'rib chiqamiz:

Impuls momentlarini umumiy holda qo'shish. Impuls momentlarini qo'shish qoidasini quyidagi mulohazalar yordamida hosil qilish mumkin.

L_{1_1} va L_{1_2} ikkita orbital momentlar bo'lsin. Ularning modullari ℓ_1 va ℓ_2 kvant sonlar bilan aniqlanadi. Ya'ni:

$$L_{1_1} = \hbar\sqrt{\mathbf{1}_1(\mathbf{1}_1+1)} \quad \text{va} \quad L_{1_2} = \hbar\sqrt{\mathbf{1}_2(\mathbf{1}_2+1)}. \quad (6.88)$$

Momentlar yig'indisi moduli

$$L_1 = L_{1_1} + L_{1_2}. \quad (6.89)$$

Fazoviy kvantlash hisobga olinsa, quyidagicha aniqlanadi:

$$|L_1| = L_1 = \hbar\sqrt{L(L+1)}, \quad (6.90)$$

bunda kvant soni L quyidagi qiymatlardan birini qabul qilishi mumkin:

$$L = \mathbf{1}_1 + \mathbf{1}_2, \mathbf{1}_1 + \mathbf{1}_2 - 1, \dots, |\mathbf{1}_1 - \mathbf{1}_2|. \quad (6.91)$$

Ikki momentni qo'shish usullarining soni L ning (6.91)da ifodalangan mumkin bo'lgan qiymatlarga teng. $\ell_1 > \ell_2$ bo'lgan holda (6.91) formulani quyidagicha yozish mumkin:

$$L = \mathbf{1}_1 + \mathbf{1}_2, \mathbf{1}_1 + \mathbf{1}_2 - 1, \dots, \mathbf{1}_1 - \mathbf{1}_2. \quad (6.92)$$

Sonlarning bu ketma-ketligida nolgacha $1, 2, \dots, \ell_1 - \ell_2 - 1$ sonlari yetishmaydi. Shuning uchun bu ketma-ketlikda hadlar soni quyidagicha bo'ladi.

$$(\mathbf{1}_1 + \mathbf{1}_2) - (\mathbf{1}_1 - \mathbf{1}_2 - 1) = 2\mathbf{1}_2 + 1, \quad (6.93)$$

Xuddi shunday $\ell_2 > \ell_1$ bo'lgan holatda o'zaro orientatsiyaning turli usullari soni $2\ell_1 \pm 1$ ifodaga teng bo'ladi. Shuning uchun orbital kvant sonlari ℓ_1 va ℓ_2 bo'lgan mexanik momentlarni qo'shish usullarining soni fazoviy kvantlashni hisobga olgan holda quyidagi formula yordamida ifodalanadi:

$$N_{1_1, 1_2} = 2 \min(\mathbf{1}_1, \mathbf{1}_2) + 1. \quad (6.94)$$

To'liq moment I_L ning tanlangan yo'nalishga proyeksiyasi, masalan z o'qiga bo'lgan proyeksiyasi

$$I_{Lz} = \hbar m_L \quad (m_L = -L, -L+1, \dots, L-1, L), \quad (6.95)$$

formula bilan aniqlanadi. m_L – orbital magnit kvant soni. To‘liq moment I_L ning tanlangan yo‘nalishga nisbatan turli orientatsiyalarining to‘liq soni $2I+1$ formula bilan aniqlanadi.

Ko‘p sondagi momentlarni qo‘shish qoidasini yuqorida keltirilgan ikki momentni qo‘shish qoidasini ketma-ket qo‘llash orqali hosil qilish mumkin.

Spin magnit momentlarini qo‘shish qoidasi. Bu qoida ham yuqorida bayon qilingan qoida singaridir. Spin vektorlari L_{S_i} ($i=1,2,\dots,N$) bo‘lgan N elektron bo‘lsin. Hamma elektronlarning to‘liq spin momentlari L_S alohida elektronlar spinlari vektorlarining yig‘indisiga teng

$$L_S = \sum_{i=1}^N L_{S_i}, \quad (6.96)$$

L_S – vektorning moduli

$$|L_S| = L_S = \hbar \sqrt{S(S+1)}. \quad (6.97)$$

To‘liq spin S ning kvant soni quyidagi qiymatlarni olishi mumkin:

$$S = \begin{cases} 1/2N, 1/2N-1, \dots, 0 & (N - \text{juft bo'lganda}) \\ 1/2N, 1/2N-1, \dots, 1/2 & (N - \text{toq bo'lganda}) \end{cases} \quad (6.98)$$

Bu qoida (6.91) formulada ifodalangan qo‘shish qoidasining tatbig‘idan hosil bo‘ladi. Bunda

$$1/2N = \frac{1/2 + 1/2 + \dots + 1/2}{N}, \quad (6.99)$$

elektronlarning to‘liq spinining z o‘qiga mumkin bo‘lgan proyeksiyalari quyidagicha ifodalanadi:

$$L_{SZ} = \hbar m_S \quad (m_S = -S - S + 1, \dots, S). \quad (6.100)$$

Ya‘ni to‘liq spinning mumkin bo‘lgan orientatsiyalari soni $2S+1$ ifodaga teng.

6.10-§. Vodorod va vodorodsimon atomlar spektrining nozik strukturasi

Spin-orbital o‘zaro ta‘sir va uning energiyasi. Atom elektroni va yadrosi orasidagi o‘zaro ta‘sir elektrostatik o‘zaro ta‘siridir. Lekin elektron atom yadrosiga nisbatan harakat qiladi, bunda elektron spini

va yadro zaryadiga bog‘liq bo‘lgan qo‘shimcha o‘zaro ta‘sir paydo bo‘ladi. Bunday o‘zaro ta‘sirga spin-orbital o‘zaro ta‘sir deb aytiladi.

Elektron orbital va spin mexanik momentlarga ega bo‘lar ekan, ularga tegishli bo‘lgan orbital magnit va spin magnit momentlarga ham ega bo‘ladi. Elektronning spin magnit momenti m_s va orbital magnit momenti m_l larning o‘zaro ta‘siriga *spin-orbital o‘zaro ta‘sir* deyiladi. Spin-orbital o‘zaro ta‘sirning mavjudligini Borning yarim klassik nazariyasidagi tasavvurlardan ham ko‘rish mumkin. Atomning oddiy modeli vodorod atomi hisoblanadi, bunda elektron doiraviy orbitada aylanadi. Bunda shunday sanoq tizimiga o‘tish mumkinki, bu sanoq tizimida elektron tinch holatda bo‘ladi, ya‘ni tizim o‘zi elektron bilan birga harakatlanadi. Bu sanoq tizimda yadro harakatlanadi va kuchlanganligi H bo‘lgan magnit maydonini hosil qiladi. Magnit maydoni tizimda tinch holatda bo‘lgan elektronning spin magnit momenti m_s ga ta‘sir qiladi. Proton (yadro) va elektron zaryadi son jihatidan teng bo‘lib, ishorasi qarama-qarshi. Harakatlanayotgan sanoq tizimida harakat qilayotgan yadro elektron turgan joyda magnit maydonini hosil qiladi, xudi tinch turgan sanoq tizimida aylanayotgan elektron yadro turgan joyda magnit maydonini hosil qilgan edik. Shuning uchun spin-orbital o‘zaro ta‘sirni spin magnit momenti (m_s) va orbital magnit momenti (m_l) orasidagi o‘zaro ta‘sir deb qarash mumkin. Elektronning spin magnit momenti m_s orbital magnit maydoni bo‘ylab yoki unga qarama-qarshi orientirlanishi mumkin. Birinchi holda elektron va yadroning o‘zaro ta‘sir potensial energiyasi kamayadi, ikkinchi holda esa ko‘payadi. Shuning uchun spin-orbital o‘zaro ta‘sir natijasida atomning har bir energetik sathi ikkita sathchalarga ajraladi. Lekin faqat atom s holatda bo‘lganda energetik sathlar ajralmaydi, s holatda atom orbital magnit momentiga ega bo‘lmaydi, bunda spin-orbital o‘zaro ta‘sir yo‘qoladi. Spin-orbital o‘zaro ta‘sir natijasida energetik sathlarning ajralishiga *sathning nozik strukturasi* deyiladi. Energetik sathning ajralgan sathchalari to‘plamiga *multipletlik* deb ataladi. Multipletdagi ajralgan sathchalar soniga multipletni tashkil qilgan sathchalar soniga bog‘liq ravishda dublet, triplet, kvartet, kvintetlar deyiladi. Oddiy sathlar sathchalarga ajralmaydi, bunday sathlar singlet deyiladi.

Shunday qilib, bir valent elektroni bo‘lgan atom yoki ionlarda spin-orbital o‘zaro ta‘sir s singlet sathdan tashqari barcha energetik

sathlarning dublet xarakterga ega bo'lishiga olib keladi. Faqatgina s sath ajralmaydi, s sath singlet bo'lib qoladi. Masalan, $4^2d_{3/2}$ sath "to'rt, dublet $d_{3/2}$ " deb aytiladi, ya'ni $n=4$ bo'lgan sathdagi $d_{3/2}$ holat ikkiga ajraladi. Multipletlik $N=2S+1$ formula orqali aniqlanadi. Bu formula multipletdagi spin-orbital o'zaro ta'sir natijasida hosil bo'lgan sathchalar sonini bildiradi.

Spin-orbital o'zaro ta'sir natijasida paydo bo'ladigan qo'shimcha potensial energiya kattaligini hisoblash mumkin. Buning uchun asosiy holatdagi vodorod atomini ko'rib chiqamiz. Spin-orbital o'zaro ta'sir mexanizmidan foydalanamiz. Elektron bilan birgalikda harakatlanayotgan sanoq tizimini olamiz. J tezlik bilan harakatlanayotgan protonning elektron topilishi mumkin bo'lgan joyda hosil bo'lgan magnit maydon kuchlanganligi quyidagicha ifodalaniladi:

$$H = e[\mathbf{J}r]/cr^3. \quad (6.101)$$

r – elektronning protonga nisbatan radius vektori. Absolyut qiymati jihatidan H :

$$H = \frac{ae}{r^2}, \quad (6.102)$$

bunda $a=J/c$, a – o'lchamsiz doimiylik bo'lib, *nozik struktura doimiysi* deyiladi va quyidagicha aniqlanadi:

$$a = \frac{e^2}{\hbar c}. \quad (6.103)$$

Kuchlanganligi H bo'lgan magnit maydonda elektron $m_s H$ potensial energiyaga ega bo'ladi. m_s vektori magnit maydon kuchlanganligi H yo'nalishi bo'yicha yoki unga qarama-qarshi yo'nalishi mumkin. Absolyut qiymati jihatidan bu energiya

$$m_s H = M_B H, \quad (6.104)$$

ifoda bilan aniqlanadi, M_B – Bor magnetoni

$$M_B = \frac{e\hbar}{2m_e c}. \quad (6.105)$$

(6.104) formuladagi energiya spin-orbital o'zaro ta'sir natijasida paydo bo'ladigan qo'shimcha potensial energiyadir. Bu potensial energiyani vodorod atomining asosiy holatidagi to'liq energiyasi bilan taqqoslash mumkin. Vodorod atomining energiyasi

$$E_1 = -\frac{a^2 m_e c^2}{2}, \quad (6.106)$$

bu formulada r – birinchi Bor orbitasining radiusi bo'lib, quyidagicha aniqlanadi:

$$r_1 = \frac{\hbar^2}{m_e e^2}$$

(6.104) va (6.106) formulalarni taqqoslashdan quyidagi ifoda hosil bo'ladi:

$$\frac{M_B H}{E_1} = a^2 = 5,32 \cdot 10^{-5}.$$

Nozik struktura doimiysi $a=J/c$ ifodasidan ko'rinadiki, spin-orbital o'zaro ta'sir a ga nisbatan kvadrat bo'lgan effektdir. Shuning uchun spin-orbital o'zaro ta'sirning nazariyasi relyativistik nazariya bo'lishi kerak. Chunki spin o'zi ham kvant-relyativistik effekt bo'lib, norelyativistik yaqinlashishda hisobga olinmaydi. Massaning tezlikka bog'liqligi ham energetik sathlarning nozik ajralishiga olib keladi. Buni Borning yarim klassik nazariyasi asosida birinchi marta Zommerfeld aniqladi. Energetik sathlarning bunday ajralishini quyidagicha tushuntirish mumkin: Borning norelyativistik nazariyasida elektronning bir xil katta o'qqa ega bo'lgan doiraviy va elliptik orbitalariga bir xil energiya to'g'ri keladi. Massaning tezlikka bog'liqligi hisobga olinganda bunday hol bo'lmaydi. Energiya esa ellips eksentrisitetiga bog'liq bo'la boshladi. Bu esa energetik sathlarning nozik ajralishiga olib keladi.

Shunday qilib, energetik sathlarning nozik strukturasi (sathlarning ajralishi – dublet bo'lishi) spin-orbital o'zaro ta'sir va elektron massasining tezlikka bog'liqligi natijasida hosil bo'ladi. Har ikki holda ham ajralish a parametr bo'yicha ikkinchi tartiblidir, shuning uchun bu ajralishlar bir vaqtda qaraladi.

Vodorod atomi energetik sathlarining nozik strukturasi. Shredingerning norelyativistik tenglamasi yechimidan vodorod va vodorodsimon atomlar energetik sathi energiyasi ifodasi kelib chiqadi.

Shredingerning norelyativistik tenglamasida elektron spini hisobga olinmaydi. Massaning tezlikka relyativistik bog'lanishini va elektron spinini hisobga oladigan tenglamani 1928 yilda Dirak taklif

qildi. Bu tenglamaning yechimidan vodorodsimon atomlar energetik sathlari energiyasini ifodalovchi formula kelib chiqadi. Bu formula *nozik struktura formulasi* deyiladi. Elektron spinini atom energetik sathlari holatiga qanday ta'sir qilishini ko'raylik.

$\ell \neq 0$ bo'lgan elektronni qaraylik. Elektronning orbital mexanik momenti uning magnit momenti va magnit maydoni H bilan bog'liq. Spinning maydon yo'nalishiga proyeksiyasi ikkita qiymatni olishi

mumkin, ya'ni $m_s = \pm \frac{1}{2}$. Bu esa spektral chiziq $2S + 1 = 2 \frac{1}{2} + 1 = 2$

multipletlikka ega ekanligini, ya'ni n , ℓ , m_j kvant sonlari bilan aniqlanadigan holat ikkita holatchalarga ajralishini ko'rsatadi, bittasi

$m_s = +\frac{1}{2}$ va ikkinchisi uchun $m_s = -\frac{1}{2}$. Demak, $\ell \neq 0$ bo'lgan

elektron uchun to'liq

momentlari $j_1 = \mathbf{l} + \frac{1}{2}$ va

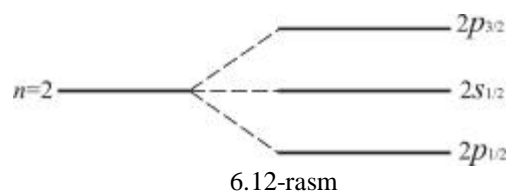
$j_1 = \mathbf{l} - \frac{1}{2}$ bo'lgan ikkita

holat bo'lishi mumkin.

Bu ikki holatning

energiyalari turlichadir,

shuning uchun $\ell \neq 0$ bo'lgan energetik sath yolg'iz bo'lmay, balki ikkilangan bo'ladi. Energetik sathning bunday ikkiga ajralishining sababi spin-orbital o'zaro ta'sirdir. Spin-orbital o'zaro ta'sir energiyasi elektronning orbital harakati tufayli hosil bo'ladigan magnit maydon kattaligiga bog'liq. U vaqtda bosh kvant soni bir xil, lekin ℓ va j lar qiymatlari har xil bo'lgan holatlar energiyasi turlicha bo'ladi. Bosh kvant sonning berilgan qiymatida elektronning spin va orbital magnit momentlarining magnit o'zaro ta'siri natijasida energetik sathlarining ajralishiga *nozik struktura* deyiladi. Bunday ajralish optik spektrlarda yaqqol kuzatiladi. Vodorodsimon atom energetik sathining spin-orbital ajralishi 6.12-rasmda ko'rsatilgan. $\ell=0$ bo'lgan S holat ajralmaydi, bunda $m_s = \pm 1/2$ ikkita qiymatda ham holat energiyasi bir xil bo'ladi, chunki bunda orbital magnit maydoni bo'lmaydi. Bir xil orbital kvant soni qiymatiga va turli xil energiya qiymatiga ega bo'lgan, to'liq moment kvant sonni hisobga oladigan holatlarini ko'rsatish uchun ma'lum belgilashlar qabul qilingan.



Masalan, $2p_{1/2}$ yozuv elektronning $n=2$, $\ell=1$ va $j = \mathbf{l} - \frac{1}{2} = \frac{1}{2}$ holatda

bo'lishini ko'rsatadi, yoki $2p_{3/2}$ yozuv elektronning $n=2$, $\ell=1$

$j = \mathbf{l} + \frac{1}{2} = \frac{3}{2}$ holatda bo'lishini bildiradi.

Spin-orbital o'zaro ta'sir holatlarning orbital harakat miqdor momenti bo'yicha aynishini yo'qotadi, holatlar faqat to'liq moment proyeksiyasi qiymatlari bo'yicha aynigan bo'ladi. To'liq moment kvant soni j bo'lgan sath m_j ning turli qiymatlariga tegishli $2j+1$ ga karali bo'lgan aynishga ega bo'ladi.

Vodorod va vodorodsimon atomlar nozik strukturasi Dirakning relyativistik to'lqin tenglamasi yordamida hisoblanadi. Dirak tenglamasining yechimidan vodorodsimon atomlar energetik sathlarining energiyasini aniqlaydigan quyidagi formula kelib chiqadi:

$$E = -AZ^2 \frac{1}{n^2} - \frac{a^2 AZ^4}{n^3} \left(\frac{1}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} \right) \quad (6.107)$$

Bu formulada $A = \frac{me^4}{2\hbar^2}$; n – bosh kvant son, j – to'liq moment

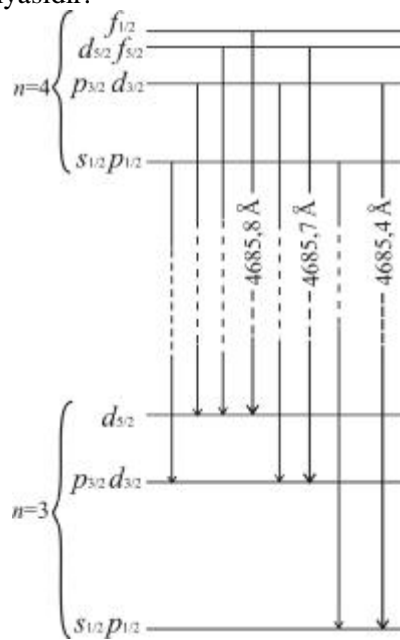
kvant soni, Z – element atomining zaryadi. Formuladagi birinchi had atom energetik sathining Shredinger tenglamasi yechimidan kelib chiqadigan energiyasi. Ikkinchi had sathlarning nozik ajralishiga olib keladigan qo'shimcha energiyadir. (6.107) formulaga nozik struktura doimiylikning kvadrati a^2 kiradi:

$$a^2 = \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^2 = \left(\frac{1}{137} \right)^2 \approx \frac{1}{2000}. \quad (6.108)$$

Bu kattalikning kichikligi spin-orbital o'zaro ta'sir tufayli energetik sathlar ajralishining "nozikligi"ni aniqlaydi. (6.107) formuladan ko'rinadiki, ikkinchi had j orqali ℓ ga bog'liq. Bundan esa j ning bir xil va ℓ ning har xil qiymatiga ega holatlari, masalan, $3p_{3/2}$ va $3d_{3/2}$ holatlar energiyalari mos tushishi kelib chiqadi. n va j lar bir xil va ℓ lari har xil bo'lgan holatlarning energiyalari mos tushishi faqat vodorod va vodorodsimon atomlarda kuzatiladi.

Bunday mos tushishning sababi spin-orbital tuzatmaning va elektron massasining tezlikka relyativistik bog'lanishni hisobga oladigan tuzatmalarning qisman kompensasiyasidir.

Vodorod va vodorodsimon atomlar spektrini tajribada tekshirish (6.107) formulaning to'g'ri ekanligini ko'rsatadi. (6.107) formuladan yana shu narsa ko'rinadiki, nozik struktura vodorod atomiga qaraganda vodorodsimon atomda osonroq kuzatiladi. Chunki ikkinchi hadga Z^4 kattalik kiradi. 6.13-rasmda bosh kvant soni $n=3$ va $n=4$ bo'lgan gely He⁺ ioni sathlari nozik strukturasi keltirilgan. Agar nozik struktura bo'lmasa edi, $n=4$ va $n=3$ bo'lgan sathlar orasida to'lqin uzunligi $\lambda \approx 4686 \text{ \AA}$ bo'lgan foton chiqadigan bitta o'tishlar kuzatilar edi. Spin-orbital ajralish bo'lganligi tufayli bitta o'tish o'rniga tanlash qoidasi man qilmagan bir necha o'tish hosil bo'ladi.



6.13-rasm

Vodorod atomi spektrida va boshqa ko'pgina atomlar spektrida o'ta nozik struktura kuzatiladi. O'ta nozik struktura elektronlar magnit momentining yadroning kuchsiz magnit maydoni bilan o'zaro ta'sir natijasida hosil bo'ladi.

Yengil atomlar energetik sathlarining nozik ajralishi kattaligi 10^{-5} eV dan oshmaydi va yadro zaryadining ortishi bilan ortib boradi. Og'ir atomlar uchun bu kattalik eV ning undan bir necha ulushiga teng bo'lishi mumkin.

6.3-§ da qaralgan n , ℓ , m_ℓ kvant sonlari uchun elektronning mumkin bo'lgan holatlari soni n^2 bilan aniqlanadi:

$$\sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = n^2 \quad (6.109)$$

Endi multipletlik $2S+1=2$ bo'lganda mumkin bo'lgan elektron holatlarning to'liq soni $2n^2$ ga teng bo'ladi:

$$\sum_{l=0}^{n-1} 2(2l+1) = 2n^2 \quad (6.110)$$

6.11-§. Spektrlarning multipletligi

Atom termlari. Spektroskopiyada atomning tashqi qobig'idagi elektronlarning (valent) holatlari atomning orbital kvant soni L ning har bir son qiymatiga mos ravishda bosh lotin harflari S , P , D , F , H bilan ko'rsatiladi. Bunda quyidagi sxemadan foydalaniladi:

6.3-jadval

Kvant son L	0	1	2	3	4
Holatlar	S	P	D	F	H

Bu harflarning o'ng tomoni indeksida atomning to'liq moment kvant soni J va chap tomoni yuqorisiga shu holat multipletligi $2S+1$ yoziladi. Atomning har bir holati uchun yoziladigan bunday belgi *atom termlari* deyiladi va quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$${}^2S_{1/2}, {}^2P_{3/2}, {}^2P_{1/2}, {}^2D_{5/2}, {}^2D_{3/2}, {}^2F_{7/2}, {}^2F_{5/2}, \dots$$

yoki termni umumiy holda, masalan, P holati uchun ${}^{2S+1}P_i$ ko'rinishda yozish mumkin.

Spin-orbital o'zaro ta'sir natijasida energetik sathlar ajraladi. Lekin atom S holatda bo'lganda ajralish bo'lmaydi, chunki bu holatda atomning orbital magnit momenti bo'lmaydi. Spin-orbital o'zaro ta'sir ham yo'q. Spin-orbital o'zaro ta'sir natijasida energetik sathning ajralishidan hosil bo'lgan sathchalar (komponentalar) soni multipletlik deyiladi va $N=2S+1$ formula orqali aniqlanadi. Elektronning spin va orbital momentlarining mumkin bo'lgan o'zaro orientatsiyalari soniga *multipletlik* deb ataladi. Energetik sathlarning ajralishini ajrata olish kuchi yuqori bo'lgan spektroskopik qurilmalar yordamida kuzatish mumkin. Spekrda kuzatilgan har bir spektral chiziqning ajralgan komponentalari soni multipletlikni bildiradi. Agar energetik sathlar ajralishidan hosil bo'lgan sathlar soni (yoki har bir spektral chiziqning ajralgan komponentalari soni), ya'ni multipletligi ikkiga teng bo'lsa *dublet*, uchga teng bo'lsa *triplet*, to'rtga teng bo'lsa *kvaritet* va hokazo deyiladi. Masalan, natriy atomida $3P \rightarrow 3S$ o'tishda hosil bo'lgan sariq chiziq to'lqin uzunligi

5890Å va 5896Å bo'lgan ikkita chiziqdan iborat (dublet) ekanligi kuzatilgan. Valent elektroni birga teng bo'lgan atom (ishqoriy metallar atomlari) yoki ionlar spektral chiziqlari dublet xarakterga ega. S singlet sathni rasmiy holda bir-birining ustiga tushgan sathlardan iborat bo'lgan dublet holat deb qarash mumkin. Demak, energetik sathlar multipletligi $N=2S+1$ ifoda orqali aniqlanadi. Atomning nurlanish spektral chiziqlarining multipletligi energetik sathlar multipletligidan hosil bo'ladi.

Elektron magnet momentining mumkin bo'lgan proyeksiyasi nechta bo'lsa, har bir energetik sath shuncha komponentaga ajralgan bo'ladi. $2S+1$ multipletlik orqali spin S ni va spin-orbital o'zaro ta'sir natijasida energetik sath ajralishidan hosil bo'lgan komponentalar sonini aniqlash mumkin.

$S \leq L$ bo'lgan holda multipletlik, ya'ni energetik sathning ajralgan komponentalari soni $N=2S+1$ formula orqali aniqlanadi.

$S \geq L$ bo'lgan holda energetik sathning ajralgan komponentalari soni $N=2L+1$ ifoda orqali aniqlanadi. Bunday holda ham $2S+1$ ifoda sath multipletligini aniqlaydi. Masalan, atomning tashqi elektron qobig'ida ikkita elektron bo'lsa, ikki hol bo'lishi mumkin:

1. Elektronlar spinlari qarama-qarshi yo'nalgan, natijaviy spin $S=0$;
2. Elektronlar spinlari parallel yo'nalgan, natijaviy spin $S=1$.

Birinchi holda to'liq moment kvant soni $I=L$; multipletlik $N=2S+1=2 \cdot 0+1=1$. Bunday holda sathlar singlet sathlar bo'ladi, sath ajralishi bo'lmaydi. U vaqtda L ning turli son qiymatlariga tegishli bo'lgan quyidagi sathlar hosil bo'ladi:

6.4-jadval

$L=J$	0	1	2	3	4	5	6
Sathlar	1S_0	1P_1	1D_2	1F_3	1G_4	1H_5	1J_6

Ikkinchi holda spin kvant soni $S=1$ sath multipleti $N=2S+1=2 \cdot 1+1=3$. Ya'ni, har bir energetik sath uchta sathga (triplet) ajralgan bo'ladi (S – singlet sathdan boshqa sathlar). To'liq moment kvant soni J quyidagi qiymatlarni qabul qilishi mumkin:

$$I=L-1; I=L; I=L+1.$$

Masalan, uglerod atomining asosiy holati 3P_0 yozuvni ko'raylik. Holat P harfi bilan ko'rsatilgani uchun $L=1$, $2S+1=3$ bo'lganidan $S=1$.

To'liq moment kvant soni

$$I=L-1=1-1=0; I=L=1; I=L+1=1+1=2.$$

Demak, $L=1$ bo'lgan P sath to'liq momentlari $I=0, 1, 2$ va energiyalari bir-biriga yaqin bo'lgan uchta $^3P_0, ^3P_1, ^3P_2$ sathga ajraladi yoki $L=2$ bo'lgan D sathning to'liq momentlari $J=1, 2, 3$ bo'lgan uchta $^3D_1, ^3D_2, ^3D_3$ bo'lgan sathlarga ajraladi. Sathlarning bunday ajralishi L va I ning qiymatlariga bog'liq ravishda 6.5-jadvalda keltirilgan.

6.5-jadval

L	0		1			2			3			4		
I	0	1	0	1	2	1	2	3	2	3	4	3	4	5
Sath	3S_0	3S_1	$^3P_0, ^3P_1, ^3P_2$	$^3D_1, ^3D_2, ^3D_3$	$^3F_2, ^3F_3, ^3F_4$	$^3G_3, ^3G_4, ^3G_5$								

L, S, J kvant sonlari atomning elektron qobig'i holatini to'liq xarakterlay olmaydi. To'liq xarakterlash uchun spektroskopiyada atomning elektron konfiguratsiyasi ko'rsatiladi, ya'ni s, p, d, \dots holatlardagi elektronlar soni ko'rsatiladi.

Multipletlik qoidasi: elektronlarining soni juft bo'lgan atom yoki ionlarning termlari toq multipletlikka ega, elektronlarining soni toq bo'lgan atom yoki ionlarning termlari juft multipletlikka ega.

Nazorat savollari

1. Bir elektronli atomlar deb qanday atomlarga aytiladi va bunday atomlarga qaysi atomlar misol bo'lishi mumkin?
2. Vodorod atomining tuzilishini tushuntiring. Yadro bilan elektron orasidagi o'zaro ta'sir kuchi qanday kuch hisoblanadi?
3. To'g'ri burchakli koordinatalar sistemasidan sferik koordinatalar sistemasiga qanday o'tiladi?
4. Sferik koordinatalar sistemasida Shredingerning stasionar tenglamasi qanday ko'rinishda yoziladi va bunday tenglamaning yechimi qanday bo'ladi?
5. Shredinger tenglamasi qaysi tenglamalarga ajratiladi?
6. Azimutal tenglama de-Broyl to'liq funksiyasining qaysi holatini ifodalaydi va qaysi koordinataga bog'liq?
7. Qutb koordinatalaridagi tenglama qaysi vaqtdagi de-Broyl to'liq funksiyasini ifodalaydi va qaysi koordinataga bog'liq?

8. Radial tenglama qaysi masofadagi de-Broyl to'liqin funksiyasini ifodalaydi va u qaysi koordinataga bog'liq?
9. Kvant sonlar qabul qilishi mumkin bo'lgan qiymatlarni yozing.
10. Qanday vodorodsimon atomlarni bilasiz?
11. Elektronning orbital mexanika va magnit momentlari formulalarini yozing va tushuntiring.
12. Elektronning to'liq magnit momenti qanday aniqlanadi?
13. Elektronning to'liq mexanik momenti formulasi qanday ifodalanadi?
14. Bor magnetoni qaysi kattalikning o'lchov birligi, uning formulasini va son qiymatini yozing.
15. Giromagnit nisbat haqida tushuncha bering.
16. Shtern va Gerlax tajribasida atomlar dastasining ikkiga ajralishi nimani ko'rsatadi?
17. Elektronning xususiy mexanik momentini tushuntiring
18. Ulenbek va Gaudsmit gipotezasining mohiyati nima?
19. Vodorod atomi energetik sathlarining nozik strukturasi qanday tushunasiz?
20. Dirak tenglamasida qaysi kvant soni hisobga olingan?
21. Atom termlari qaysi ko'rinishda yoziladi?
22. Multipletlikni qanday tushunasiz?
23. Energetik sathning ajralgan komponentalari soni nechta bo'lishi qaysi kattalikka bog'liq?

VII-BOB. KO'P ELEKTRONLI ATOMLAR

7.1-§. Ko'p elektronli atomlar tizimi

Vodorod va vodorodsimon atomlar elektron qobig'ida atom yadrosi maydonida bitta elektron harakatlanadi. Vodorod va vodorodsimon atomlar spektrini o'rganish mikroolam fizikasining asosiy qonuniyatlarini o'rnatdi. Elektroni birdan ortiq bo'lgan atomlar *ko'p elektronli atomlar* deyiladi. Ko'p elektronli atomlar spektrini o'rganish esa bir qator yangi qonuniyatlarni o'rganishga imkon berdi. Masalan, 1925-yilda Ulenbek va Gaudsmit tomonidan ishqoriy metallar atomlarining nozik strukturasi tushuntirishda elektronning spinga ega ekanligi haqida gipoteza aytili. Terenin va Dobresovlar tomonidan 1928-yilda ishqoriy metallar atomlari spektrida birinchi marta o'ta nozik struktura kuzatildi, atom yadrolarining magnit va mexanik momentlarga ega ekanligi ko'rsatildi. Ko'p elektronli atomlar spektrlaridagi qonuniyatlarni tahlil qilish asosida 1925-yilda Pauli elektronlar tabiatini boshqaradigan o'z prinsipini (Pauli prinsipi) taklif qildi. Ko'p elektronli atomlar nazariyasi bir atomli elektronlar nazariyasiga qaraganda ancha murakkabdir.

Ko'p elektronli atomlar uchun Shredinger tenglamasini yozganda elektronning atom yadrosi bilan o'zaro ta'sirlarini ham hisobga olish kerak bo'ladi. Bunday differensial tenglama juda murakkabdir. Murakkab atomlarni ifodalovchi tenglamani yechish uchun kvant mexanikasida turli yaqinlashish usullari qabul qilingan. Ko'p elektronli atomlarda har bir elektron yadro maydoni va qolgan boshqa elektronlar hosil qilgan maydonda harakatlanadi. Bu maydonni markaziy maydon deb hisoblash mumkin. Shuning uchun elektronlarning harakat miqdor momenti saqlanadi va bu elektronlarga vodorodsimon atomlarga to'g'ri keladigan n , ℓ , m_ℓ , m_s kvant sonlari to'g'ri keladi. Bunday mulohazalar, Pauli prinsipini va ko'p elektronli atomlarda elektron qobiqlari to'ldirilishi tartibi haqidagi ayrim qoidalardan foydalanish, ko'p elektronli atomlar tuzilishini, elementlar davriy tizimining tuzilishini, atomlarning optik va rentgen nurlanishlarining xususiyatlarini o'rganishga yordam beradi. Murakkab atomlar spektrlari ham murakkab bo'lib, spektral chiziqlar soni juda ko'p bo'ladi. Hatto geliy, litiy atomlari

spektrlarida ham juda ko'p sondagi chiziqlar kuzatiladi. Og'ir elementlar atomlari spektrlarida esa chiziqlar soni bir necha o'n minglarga yetadi. 7.1-rasmda:

a) temir atomi spektrining (3700÷4000)Å to'liqin uzunlikdagi sohasi keltirilgan;

b) uglerod atom spektrining (2500÷3300)Å to'liqin uzunlikdagi sohasi ko'rsatilgan.

Bu rasmlarda ko'p sondagi chiziqlardan iborat murakkab spektrni ko'rish mumkin.

Elektroni birdan ortiq bo'lgan barcha atomlar ko'p elektronli atomlarga misol bo'la oladi.

Masalan, He, Li, Be, B, C, N, O, F, Ne, Na, Mg, Si, P, S, Cl, Ar, K,... elementlar atomlari misol bo'ladi.

7.2-§. Ko'p elektronli atomlarda elektron sathlarining tuzilishi

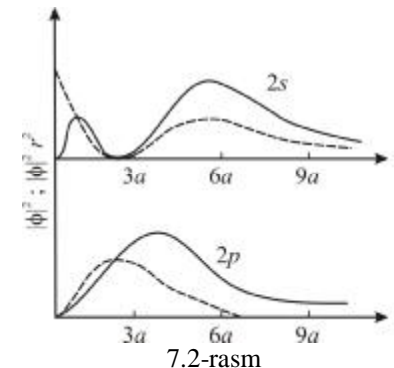
Vodorodsimon atomlarda bir xil bosh kvant soni n ga va turli xil orbital kvant soni ℓ ga ega bo'lgan barcha sathlar bir xil energiya qiymatiga ega bo'ladi. Bu aynish tasodifiy bo'lib, uning sababi shuki, vodorodsimon atomlarda elektronlar Kulon maydonida bo'ladi, maydon potentsiali esa $1/r$ qonun bo'yicha kamayadi. Ko'p elektronli atomlarda elektronlar harakatlanadigan maydon deyarli markaziy maydonidir va maydon potentsiali $1/r$ qonun bo'yicha o'zgarmaydi. Shuning uchun ko'p elektronli atomlarda harakat miqdor momenti ℓ bo'yicha aynish bo'lmaydi. Ko'p elektronli atomlarda esa bir xil bosh kvant soniga va turli xil orbital kvant soniga ega bo'lgan energetik sathlar turlicha energiya qiymatiga ega bo'ladilar. Bir xil n ga turli xil ℓ ga ega bo'lgan elektronlar to'liqin funksiyasini ko'raylik. 7.2-rasmda vodorodsimon atomning $2s$ va $2p$ holati uchun punktir chizig'i bilan to'liqin funksiyasi kvadrati $|\psi|^2$ ning oddiy chiziq bilan

esa elektronning $|\psi|^2 r^2 dr$ shar qatlamida bo'lishining ehtimoliyati zichligi grafigi keltirilgan. Ko'p elektronli atomlarda elektr maydoni potentsiali $1/r$ ga qaraganda tez kamayadi. Chunki elektronni atom markazidan uzoqlashtirganda yadroning elektr maydoni nafaqat Kulon qonuni bo'yicha kamayadi, balki yadroga yaqin bo'lgan elektronlar bilan ekranlanadi.

Elektronning yadro bilan o'zaro ta'sir energiyasining asosiy qismi r ning kichik qiymatlarida joylashgan to'liqin funksiyasi qismi bilan bog'liq. 7.2-rasmdan ko'rinadiki s holat elektronlarda to'liqin funksiyasining bu qismi p holat elektronlarinikidan katta. Shuning uchun s holat elektronlarining yadro bilan bog'lanishi p holat elektronlarinikidan kuchlidir. p elektronlarniki esa d elektronlarnikidan kuchli n ning bir xil qiymatlarida ℓ ning qiymati qancha kichik bo'lsa, sathlar shuncha kattaroq chuqurroqda joylashadi.

Masalan, natriy atomida $3s$ sathning energiyasi $5,12 eV$. $3p$ sathning energiyasi esa $3,02 eV$. Atomda elektronlar qancha ko'p bo'lsa, ekranlanish shuncha ko'proq ta'sir qiladi va orbital kvant soni ℓ turlicha bo'lgan sathlarga ajralishi shuncha kuchli bo'ladi. Og'ir atomlarda ℓ lari turlicha bo'lgan sathlarning ajralishi shuncha kuchliki, n ning ma'lum bir qiymatida ℓ li katta sathlar bosh kvant soni $n+1$ bo'lgan s holatdan yuqorida joylashadi. Spin-orbital o'zaro ta'sirning bo'lishi n va ℓ lari bir xil bo'lgan sathlarning qo'shimcha nozik ajralishiga olib keladi. Lekin bunda spin momenti s ning orbital momenti ℓ ga nisbatan oriyentatsiyasi turlicha bo'ladi. $s=1/2$ qaraganda s ning faqat ikkita oriyentatsiyasi bo'lishi mumkin, u vaqtda $\ell \neq 0$ bo'lgan har bir sath dublet (ikkilangan) bo'ladi.

Masalan, $3p$ sathi $3p_{1/2}$ va $3p_{3/2}$ sathchalarining to'plami hisoblanadi. Natriy atomida bu sathchalar orasidagi masofa (energiya farqi) $2 \cdot 10^{-3} eV$ ni tashkil qiladi, bu esa $3s$ va $3p$ sathlar orasidagi masofadan ancha kichikdir. Lekin spin-orbital o'zaro ta'sir energiyasi



atom tartib raqami ortishi bilan Z^4 ravishda ortadi. Shuning uchun og'ir atomlarda spin-orbital ajralishi sathlar holatiga ta'sir qiladi. Vodorodsimon atomlardagi singari ko'p elektronli atomlarda ham tashqi magnit maydoni bo'lmaganda sathlarning to'liq harakat miqdori momenti proyeksiyasi bo'yicha aynishi saqlanadi. Ko'p elektronli atomlar tuzilishini bilish uchun atomdagi hamma elektronlar holatini bilish kerak. Agar biror holatda n, ℓ, j kvant sonlarining berilgan qiymatiga ega bo'lgan bir nechta elektron bo'lsa, bu holatni oddiyroq yozish mumkin. Masalan, geliyning uyg'onmagan holatida har ikki elektron $1s_{1/2}$ holatda bo'ladi. Bu holatni $1s_{1/2}:1s_{1/2}$ yozuv o'rniga $[1s_{1/2}]^2$ yoki $1s^2_{1/2}$ ko'rinishida berish mumkin.

7.3-§. Geliy atomi

Vodorod atomi elektron qobig'ida yadro maydonida bitta elektron harakat qiladi. Shunday ko'p elektronli atomlar borki, ularning tashqi qobig'ida ikkita elektron harakatlanadi. Bunday atomlarga magniy, radiy, berilliy, stronsiy, geliy elementlari atomlari kiradi. Geliy atomi elektron qobig'i ikkita elektrondan iborat. Geliy atomi vodoroddan keyingi oddiy atom hisoblansada, Bor nazariyasi quyidagi sabablarga ko'ra uni tushuntira olmaydi: birinchidan Borning kvant nazariyasi almashish energiyasini hisobga olmaydi. Almashish energiyasi esa ko'p elektronli atomlarda, jumladan, geliy atomida ham muhim ahamiyatga egadir. Ikkinchidan, Bor nazariyasi elektron spinini hisobga olmaydi. Ko'p elektronli atomlarda esa spin bilan bog'liq bo'lgan effektlarni hisobga olmasdan turib, ko'p elektronli atomlarning ko'pgina xossalari tushuntirib bo'lmaydi. Geliy atomi spektridagi har bir seriya ikki nusxadan iborat bo'ladi. Birinchi nusxadagi chiziqlar oddiy singlet chiziqlardir, ikkinchi nusxadagi har bir chiziq triplet chiziqlardan iborat bo'ladi, ya'ni har bitta chiziq bir-biriga yaqin joylashgan uchta chiziqdan iborat bo'ladi. Geliy atomida 2 ta elektron $1s$ holatda joylashgan. Atom uyg'onilganda bu elektronlardan bittasi yoki 2 tasi ham yuqori sathga o'tadi. Yuqori sathga o'tgan elektron spini pastki energetik sathda qolgan elektron spini bilan parallel yoki antiparallel bo'lishi mumkin. Spinlar parallel yo'nalgan bo'lsa, natijaviy spin $s=1/2+1/2=1$; antiparallel yo'nalgan bo'lsa, ularning natijaviy spini

$s=1/2-1/2=0$ bo'ladi. Bunda energetik sath multipletligi $2s+1=2\cdot 0+1=1$ bo'ladi. Bunday energetik sath ajralmaydi. Bu geliy atomining singlet holatidir. Geliy atomining singlet holatiga parageliy deyiladi. Agar elektronlar spinlari parallel yo'nalgan bo'lsa, energetik sath multipletligi $2s+1=2\cdot 1+1=3$ bo'ladi. Bunda har bir energetik sath uchga ajralgan bo'ladi. Bu geliy atomining triplet holati bo'ladi. Geliy atomining triplet holatiga ortogeliy deyiladi (7.3-rasm). Elektron o'tishlar singlet-singlet (ss) yoki triplet-triplet (tt) holatlar orasida bo'lishi mumkin. Bunday o'tishlarda tanlash qoidasi spin kvant soni bo'yicha bajariladi, ya'ni $\Delta s=0$ bo'lishi kerak. Triplet chiziqlardan iborat bosh seriya chiziqlari spektrning infraqizil sohasida yotadi. Singlet chiziqlar spektrning ultrabinafsha sohasida yotadi. Geliy atomi spektrida eng aniq chiziq D_3 sariq chiziqdir. Geliy elementi shu sariq chiziq orqali 1867 yilda Quyoshda aniqlangan. Bu D_3 sariq chizig'i triplet bo'lib, ularning to'lqin uzunliklari 587,59; 587,56 nm. Bunday tashqi qobig'ida 2 ta elektroni bo'lgan atomlar uchun Shredinger tenglamasini yozish mumkin.

Potensial maydonda zarraning harakati Shredinger tenglamasi bilan ifodalanadi.

$$\hat{H}\psi = E\psi, \quad (7.1)$$

bunda \hat{H} – zarra gamiltonianidir, ya'ni zarraning to'liq energiyasi impuls va koordinata funksiyasi sifatida ifodalangan:

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \hat{E}_n, \quad (7.2)$$

(7.1) tenglama bir elektron uchun mukammalroq holda quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - E_n)\psi = 0. \quad (7.3)$$

Geliy atomida ikkita elektron bo'lgani uchun atom tizimining to'liq energiyasi quyidagi energiyalar yig'indisidan iborat bo'ladi:

a) har bir elektronning kinetik energiyalaridan:

$$E_{k_1} = \frac{P_1^2}{2m} \text{ va } E_{k_2} = \frac{P_2^2}{2m}$$

b) har bir elektronning potensial energiyalaridan:

$$E_{p_1}(r_1) \text{ va } E_{p_2}(r_2)$$

r_1 va r_2 birinchi hamda ikkinchi elektronning radius-vektorlari.

v) har ikki elektronning o'zaro ta'sir energiyasi

$$E_{n_{12}} = E_{n_{21}} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{12}} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 |r_1 - r_2|}, \quad (7.4)$$

r_{12} – elektronlar orasidagi masofa. Ikki elektronli atom tizimi uchun gamiltonianni quyidagicha yozish mumkin:

$$\hat{H} = \frac{P_1^2}{2m} + \frac{P_2^2}{2m} + E_n(r_1) + E_n(r_2) + E_{n_{12}}(|r_1 - r_2|). \quad (7.5)$$

Ikki gely elektronidan iborat tizim uchun Shredinger tenglamasi (7.1) ko'rinishda bo'ladi, lekin bu tenglamada \hat{H} (7.5) formula ko'rinishida ifodalanadi. Bunda y – to'liq funksiyasi. y har ikkala elektronning koordinatalariga bog'liq bo'ladi, ya'ni oltita o'zgaruvchiga bog'liq. Shunday qilib, ikki elektronli tizim uchun $y(r_1, r_2)$ to'liq funksiyasini topishda (7.3) tenglamaning o'rniga Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\nabla_1^2 y + \nabla_2^2 y + \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^2 [E - E_{n_1}(r_1) - E_{n_2}(r_2) - E_{n_{12}}] y = 0. \quad (7.6)$$

Bu tenglamada

$$\nabla_1^2 = \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_1^2}, \quad (7.7)$$

$$\nabla_2^2 = \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_2^2}, \quad (7.8)$$

∇_1^2 va ∇_2^2 – birinchi va ikkinchi elektron uchun Laplas operatorlaridir.

(7.5) tenglamada to'liq funksiyasi y ning ma'nosi bir elektron uchun yoziladigan to'liq funksiyasining ma'nosi kabi bo'ladi, ya'ni $|y(r_1, r_2)|^2$ – radius vektorlari r_1 va r_2 bo'lgan tegishli nuqtalarda birinchi va ikkinchi elektronni topish ehtimoliyatining zichligidir. Endi ikki elektronli atom uchun yozilgan tenglamaning xususiy qiymatini va xususiy funksiyasini topishdir. Xususiy funksiyaga qo'yiladigan talablar bir elektronli atomlar uchun xususiy funksiyalarga qo'yilgan talablar kabi bo'ladi.

Ikki elektron orasidagi o'zaro ta'sir va elektronlar spini hisobga olinmaganda (7.6) tenglamaning xususiy qiymati va xususiy

funksiyasini topish ancha murakkab. Har bir elektronning yadro bilan o'zaro ta'sir energiyasi elektronlarning bir-biri bilan o'zaro ta'sir energiyasidan katta. Shuning uchun birinchi yaqinlashishda elektronlarning o'zaro ta'sir energiyasi $E_{n_{12}}$ ni hisobga olmaslik mumkin. U vaqtda (7.6) tenglama o'rniga quyidagi ko'rinishdagi tenglama qarab chiqiladi:

$$\nabla_1^2 y + \nabla_2^2 y + \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^2 (E - E_{n_1} - E_{n_2}) y = 0, \quad (7.9)$$

(7.9) tenglamada birinchi va ikkinchi elektronlarning potensial energiyalari:

$$E_{n_1} = E_{n_1}(r_1) \text{ va } E_{n_2} = E_{n_2}(r_2).$$

Elektronlar orasidagi o'zaro ta'sir hisobga olinmaganligi uchun har bir elektron yadro maydonida ikkinchisiga bog'liq bo'lmagan ravishda mustaqil harakatlanadi deb qaraladi. U vaqtda bu bir elektronning fazoning u yoki bu nuqtasida topilish ehtimoliyati va uning energiyasi ikkinchi elektronning topilish ehtimoliyati va energiyasiga bog'liq bo'lmaydi. Demak, ikki elektronning umumiy energiyasi har ikki elektronlar energiyalari yig'indisiga teng:

$$E = E_a(1) + E_b(2) \quad (7.10)$$

(7.10)da $E_a(1)$ – birinchi elektronning a holatdagi energiyasi, $E_b(2)$ – ikkinchi elektronning b holatdagi energiyasi.

Bir-biriga bog'liq bo'lmagan ikki voqyeaning yuzaga chiqish ehtimoliyati har bir voqyeaning alohida yuzaga chiqish ehtimoliyatlari ko'paytmasiga teng.

Shunga asosan y to'liq funksiyasining ma'nosini va elektronlar harakatining mustaqilligini hisobga olgan holda quyidagi ifodani yozish mumkin:

$$y(1,2) = y_a(1)y_b(2). \quad (7.11)$$

(7.11) formulada

$$y_a(1) = y_a(r_1) \text{ va } y_b(2) = y_b(r_2) \quad (7.12)$$

ifodalar a va b holatlarda bo'lgan elektronlarning tegishli to'liq funksiyalaridir.

(7.9) tenglamaga (7.10) va (7.11) formulardagi ifodalar qo'yilganda quyidagi ko'rinishdagi tenglama hosil bo'ladi:

$$y_b(2) \left[\nabla_1^2 y_a(1) + \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right) [E_a(1) - E_{n_1}] \right] y_a(1) +$$

$$+ y_a(1) \left[\nabla_2^2 y_b(2) + \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right) [E_b(2) - E_{n_2}] \right] y_b(2) = 0 \quad (7.13)$$

$y_a(1)$ funksiya $y_b(2)$ ga bog'liq bo'lmaganligini hisobga olgan holda (7.13)dan:

$$\nabla_1^2 y_a(1) + \frac{2m}{\hbar^2} (E_a - E_{n_1}) y_a(1) = 0, \quad (7.14)$$

$$\nabla_2^2 y_b(2) + \frac{2m}{\hbar^2} (E_b - E_{n_2}) y_b(2) = 0. \quad (7.15)$$

Bu tenglamalar zaryadi $+2e$ bo'lgan yadroning kulon maydonida harakatlanayotgan elektronlarning harakat tenglamalaridir.

Bunda yuqorida qaralgan vodorodsimon atomlardagidek xususiy funksiyalar va xususiy qiymatlar tegishli quyidagi formulalar orqali beriladi:

$$y_{n,1,m} = R_{n1}(r) y_1^m(q, \mathbf{j}), \quad (7.16)$$

formula orqali xususiy energiya qiymatlari esa

$$E_n = - \frac{mz^2 e^4}{32p^2 e_0^2 \hbar^2 n^2}, \quad (7.17)$$

$$n = 1 + k + 1$$

n – bosh kvant soni, ℓ – orbital kvant soni, k – radial kvant soni, ℓ va k lar $0, 1, 2, \dots$ conlarni va $n=1, 2, 3, \dots$ qiymatlarni qabul qiladi.

Elektronlar bir-biriga bog'liq bo'lmagan holda turli holatlarda bo'lishi mumkin. Elektronlar bir-biriga bog'liq bo'lmagan holda qayerda bo'lishlari ehtimoliyatining taqsimlanishi vodorodsimon atomlar ehtimoliyatlarining taqsimlanishi bilan mos keladi. To'liq energiya elektronlar energiyalarining yig'indisiga teng bo'ladi. Har bir elektronning energetik sathi vodorodsimon atom energetik sathi bilan mos tushadi. Lekin elektronlarning o'zaro ta'sirlari va spinlari hisobga olinsa, vodorodsimon atom bilan bunday mos tushishlar ahamiyatli darajada o'zgaradi.

Turli elektronlarning o'xshashligi. Elektron muayyan massa va zaryadga ega bo'lgan nuqtaviy zarradir. Elektronlarning barcha

fizikaviy xossalari bir-birini o'xshashdir. Shuning uchun agar bir elektron ikkinchisi bilan almashtirilsa, hech narsa o'zgarmaydi
Almashtirish aynishi

$$y(1,2) = y_a(1) y_b(2), \quad (7.18)$$

(7.18)da ifodalangan to'liq funksiyasi $E=E_a+E_b$ xususiy energiya qiymatiga tegishlidir. Bu to'liq funksiyasi (7.9) tenglamaning yechimi bo'ladi. 2-elektronni 1-elektron bo'lgan a holatga va 1-elektronni 2-elektron bo'lgan b holatga o'tkazilganda, ya'ni elektronlar joylari almashtirilganda, elektronlar o'xshash bo'lganligi sababli hech qanday o'zgarish bo'lmaydi. U vaqtda elektronlar joylari almashtirilishidan hosil bo'lgan to'liq funksiyasi quyidagicha:

$$y(2,1) = y_a(2) y_b(1), \quad (7.19)$$

(7.19)da ifodalangan to'liq funksiyasi ham (7.9) tenglamaning yechimi bo'la oladi. Bu to'liq funksiyasi $E=E_a+E_b$ xususiy energiya qiymatiga tegishli bo'ladi. Shunday qilib, ayni bir xususiy energiya qiymatiga tegishli bo'lgan (7.18) va (7.19) to'liq funksiyalari mavjud bo'ladi. Bunday hol elektronlarning o'xshash bo'lishligining natijasidir. Bunday aynish almashtirish aynishi deyiladi.

To'liq funksiyalarning simmetriyasi. Elektronlarning o'xshashligidan birinchi elektronning r_1 nuqtada, ikkinchi elektronning r_2 nuqtada topilish ehtimoliyati ikkinchi elektronning r_1 nuqtada, birinchi elektronning r_2 nuqtada topilish ehtimoliyatiga teng:

$$|y(1,2)|^2 = |y(2,1)|^2, \quad (7.20)$$

u vaqtda ikki tenglamadan biriga amal qilinadi:

$$y(1,2) = y(2,1), \quad (7.21a)$$

yoki

$$y(1,2) = -y(2,1). \quad (7.21b)$$

Ya'ni to'liq funksiyasi simmetrik yoki antisimmetrik bo'lishi kerak.

$$y(1,2) = y_a(1) y_b(2) \text{ va } y(2,1) = y_a(2) y_b(1)$$

To'liq funksiyalari elektronlarning o'xshashligini hisobga olgan holda, ularning harakatini ifodalamaydi, chunki bu to'liq funksiyalar muayyan simmetriklik xossalariga ega emas, ya'ni bu to'liq funksiyalar simmetrik ham emas, antisimmetrik ham emas.

Lekin ular orqali simmetrik va antisimmetrik to'liq funksiyalarini tuzish mumkin. (7.9) tenglama chiziqli differensial tenglamadir. Shuning uchun bu tenglamaning ixtiyoriy doimiy koeffitsiyentlar bilan bo'lgan yechimlarining yig'indisi ham (7.9) tenglamaning yechimi bo'la oladi. U vaqtda:

$$y^+(1,2) = y_a(1)y_b(2) + y_a(2)y_b(1), \quad (7.22)$$

$$y^-(1,2) = y_a(1)y_b(2) - y_a(2)y_b(1). \quad (7.23)$$

To'liq funksiyalar ham (7.9) tenglamaning yechimi bo'la oladi. (7.22) va (7.23) tenglamalarda ifodalangan to'liq funksiyalar to'liq funksiyalariga qo'yilgan talablarni qanoatlantiradi. Lekin (7.22) va (7.23) to'liq funksiyalar (7.18) va (7.19) to'liq funksiyalardan farqli ravishda quyidagi simmetrik xususiyatlarga egadir:

$y^+(1,2)$ – simmetrik to'liq funksiyasi;

$y^-(1,2)$ – antisimmetrik to'liq funksiyasidir.

Shuning uchun bu funksiyalar elektronlarning harakatini ularning o'xshashligini hisobga olgan holda ifodalay oladi.

Yuqorida elektronlarning bir-biriga o'xshashligi ko'rildi. Lekin turli protonlar va turli neytronlar ham bir-biriga o'xshashlik xossasiga ega. Demak, o'xshashlik xossasi boshqa elementar zarralarga ham tegishlidir. Elementar zarralar tizimini istalgan to'liq funksiyasi ifodalay olmaydi, balki muayyan simmetriya xossalriga ega bo'lgan. Simmetrik yoki antisimmetrik to'liq funksiyalarigina ifodalay oladi. Biror elementar zarra harakatini ifodalashda simmetrik yoki antisimmetrik to'liq funksiyalardan qaysi birini ishlatish zarraning spiniga bog'liq bo'ladi. (7.22) va (7.23) ifodalardagi to'liq funksiyalar bir xil xususiy energiya qiymatiga $E = E_a + E_b$ tegishlidir. Lekin elektronlar orasidagi o'zaro ta'sir hisobga olinsa, bu mulohaza to'g'ri kelmaydi.

Elektronlarning o'zaro ta'sirini hisobga olgandagi to'liq funksiyalarining almashish aynishi va simmetriyasi.

Elektronlar orasidagi o'zaro ta'sir hisobga olinganda, ularning to'liq funksiyasi har ikki elektron funksiyalarining ko'paytmasi ko'rinishida bo'la olmaydi, ya'ni (7.18) va (7.19) to'liq funksiyalari yoki ularning (7.22) va (7.23) ifodalangan chiziqli kombinatsiyalari ko'rinishida bo'la olmaydi. Shuning uchun elektronlarning o'zaro ta'siri hisobga olinganda, almashtirish aynishi bo'lmaydi.

(7.21a) va (7.21b) to'liq funksiyalarining simmetriklik xususiyati elektronlar orasidagi o'zaro ta'sir hisobga olinganda ham saqlanishi kerak, chunki simmetriyaning bu xususiyati elektronlarning o'xshashligi natijasi bo'lib, o'zaro ta'sir bo'lganda ham saqlanadi. Lekin o'zaro ta'sir bo'lganda simmetrik va antisimmetrik to'liq funksiyalar turli xususiy energiya qiymatlariga tegishli bo'ladi.

Elektronning spinini hisobga olgandagi to'liq funksiyasi.

Spinning vektorini spinning to'liq funksiyasi deb ataymiz va $S^{(+)}(i)$, $S^{(-)}(i)$ ($i=1,2,3,\dots$) bilan belgilaymiz. Bunda i – to'liq funksiyaga tegishli bo'lgan elektronning tartib raqami, $S^{(+)}$ – spinning to'liq funksiyasi, uning berilgan yo'nalishga (odatda z o'qiga) bo'lgan proyeksiyasi musbat bo'lib, $\hbar/2$ ga teng, $S^{(-)}$ – spin proyeksiyasi manfiy bo'lgan to'liq funksiyasidir. Spin

proyeksiyasining kvant sonini m_s bilan belgilaymiz. $m_s = \pm \frac{1}{2}$

elektron spini uning fazoviy harakati bilan kuchsiz ta'sirlashadi. Agar $y_a(1)$ elektronning fazoviy harakatini ifodalovchi to'liq funksiyasi bo'lsa, u vaqtda spinni hisobga oladigan to'liq funksiyasi spin orientatsiyasiga bog'liq ravishda quyidagicha ifodalanadi:

$$y_a(1)S^{(+)}(1) \text{ yoki } y_a(1)S^{(-)}(1) \quad (7.24)$$

Ikki elektronning spin funksiyasi alohida elektronlarning spin funksiyalarining ko'paytmasi ko'rinishida beriladi. Elektronlarning ikki spin funksiyalaridan quyidagi spin funksiyalarining quyidagi ko'paytmalarini hosil qilish mumkin:

$$S^{(+)}(1)S^{(+)}(2) \quad (7.25a)$$

$$S^{(+)}(1)S^{(-)}(2) \quad (7.25b)$$

$$S^{(-)}(1)S^{(+)}(2) \quad (7.25c)$$

$$S^{(-)}(1)S^{(-)}(2) \quad (7.25d)$$

(7.25)larda keltirilgan funksiyalardan faqat a va d funksiyalar ma'lum simmetriyaga ega bo'lib, elektronlar joylari almashinishiga nisbatan simmetrik funksiyalardir. b va s funksiyalar simmetrik emas. Lekin ulardan simmetrik va antisimmetrik kombinatsiyalar qurish mumkin:

$$S^{(+)}(1)S^{(-)}(2) + S^{(+)}(2)S^{(-)}(1) \quad (7.26)$$

$$S^{(+)}(1)S^{(-)}(2) - S^{(+)}(2)S^{(-)}(1)$$

Shunday qilib, quyidagi spin to'liqin funksiyalari hosil qilinadi:

a) simmetrik funksiyalar:

$$S^{(+)}(1)S^{(+)}(2) \quad 1 \quad (7.27a)$$

$$S^{(+)}(1)S^{(-)}(2) + S^{(+)}(2)S^{(-)}(1) \quad 0 \quad (7.27b)$$

$$S^{(-)}(1)S^{(-)}(2) \quad -1 \quad (7.27c)$$

b) antisimmetrik funksiya:

$$S^{(+)}(1)S^{(-)}(2) - S^{(+)}(2)S^{(-)}(1) \quad 0 \quad (7.27d)$$

Ikki elektrondan iborat sistemaning to'liq spinining berilgan yo'nalishga proyeksiyasi birinchi va ikkinchi elektronlar spinlari proyeksiyalarining yig'indisiga teng, ya'ni:

$$m_s = m_s^{(1)} + m_s^{(2)} \quad (7.28)$$

(7.28) formuladagi m_s kvant soni spin to'liqin funksiyasining aniqlanishini hisobga olgan holda hosil qilinadi. Ma'lumki, to'liq spinning kvant soni S quyidagi qiymatlarni olishi mumkin:

$$S = \begin{cases} \frac{1}{2}N, \frac{1}{2}N-1, \dots, 0 & (N - \text{juft bo'lganda}) \\ \frac{1}{2}N, \frac{1}{2}N-1, \dots, \frac{1}{2} & (N - \text{toq bo'lganda}) \end{cases}$$

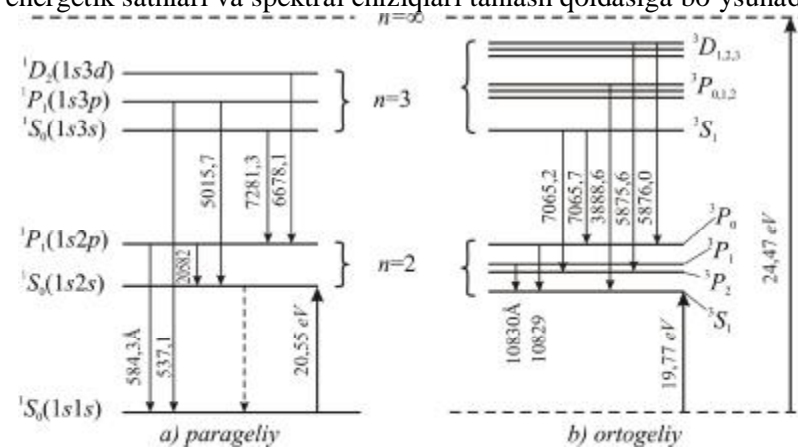
Bunda N – elektronlar soni. Bu formuladan ko'rinadiki, ikki elektronning to'liq spinining kvant soni – S 0 yoki 1 qiymatlarni olishi mumkin. (7.27a)-(7.27d)lardagi to'liqin spin funksiyalar to'liq spini 1 ga tegishli ekanligi aniq ko'rinib turibdi, chunki to'liq spin 0 bo'lganda, spinning noldan farq qiladigan proyeksiyasi bo'lishi mumkin emas. Bu funksiyalar simmetrikdir. Agar to'liq spin 1 boshqa funksiyalar bilan ifodalansa, u vaqtda bu funksiyalarning chiziqli kombinatsiyasi to'liq spini 1 ni ifodalashi kerak. Lekin chiziqli kombinatsiyaning to'liqin funksiyasi bo'lishi uchun aniq simmetriyaga ega bo'lishi kerak, bunday hol esa uning funksiyasining tashkil etuvchilari bir xil simmetriyaga ega bo'lganda bo'lishi mumkin. Bundan esa to'liq spin 1 ni ifodalaydigan barcha funksiyalar bir xil simmetriyaga ega bo'lishi kerakligi kelib chiqadi. Shuning uchun (7.27b) funksiyasi ham (7.27a) va (7.27c) funksiyalar

kabi to'liq spin 1 ga tegishli bo'ladi. (7.27d)da ifodalangan to'liqin funksiyasi to'liq spin 0 ga tegishli, chunki bu funksiya simmetriyaning boshqa xossalriga ega. Demak, (7.27a) va (7.27c) simmetrik spin to'liqin funksiyalar ikki elektronning ($S=1$) triplet holatini ifodalaydi, antisimmetrik spin to'liqin funksiyasi (7.27d) esa ikki elektronning ($S=0$) singlet holatini ifodalaydi.

Shunday qilib, geliy atomi elektronlari spinlari parallel yo'nalganda, natijaviy spin birga teng bo'lib, uchta proyeksiyaga ega bo'ladi:

$$+1, -1, 0.$$

Bundan esa geliy atomining triplet holati hosil bo'ladi. Geliy atomining natijaviy spini birga teng bo'lgan triplet (ortogeliy) holatida noldan farq qiladigan magnit momentiga ega bo'ladi va magnit maydonda Zeyeman ajralishini hosil qiladi. Ortogeliyning energetik sathlari va spektral chiziqlari tanlash qoidasiga bo'ysunadi.



7.3-rasm

Geliy atomi natijaviy spini nol bo'lgan singlet (parageliy) holatida magnit momentiga ega bo'lmaydi va magnit maydonida Zeyeman ajralishini hosil qilmaydi. Shunday qilib, geliy atomining asosiy holati singlet 1S_0 holatidir (parageliy). Geliy atomi energetik sathlari va ular orasidagi elektron o'tishlar 7.3-rasmda keltirilgan. Triplet termlar 3S_1 to'liq emas, chunki $S>L$ bo'lgani uchun bitta energetik sathdan iborat. 3P , 3D va boshqa triplet termlar uchta sathdan iborat: $^3P_{0,1,2}$ va $^3D_{1,2,3}$. Bu triplet termlarining har bir sathi

o'z energiyasiga ega. Sathlar energiyalarining bir-biridan farq qilishining sababi spin-orbital o'zaro ta'sirdir. Geliy atomi uchun triplet termlari sathlarining ajralish kattaligi kichikdir.

7.4-§. Ishqoriy metallar atomlari

Umumiy tushunchalar. Vodorod atomi eng oddiy atom hisoblanadi, uni o'rganish, hisoblashda ham oddiy analitik usullaridan foydalanish mumkin. Boshqa atomlar tuzilishi esa murakkab bo'lib, ularni o'rganishda yaqinlashish usullardan foydalaniladi. Lekin ishqoriy metallar (litiy, natriy, kaliy, rubidiy, seziiy) atomlari o'rganilganda nisbatan oddiyroq usul bilan natijalar olish mumkin, bu esa ularning atom tuzilishlari bilan bog'liq. Ishqoriy metallar Mendeleev elementlar davriy tizimida inert gazlardan keyin joylashgan: litiy geliydan keyin, natriy neondan keyin, kaliy argondan keyin va boshqalar. Inert gazlar atomlari juda barqaror bo'lib, ularni ionlashtirish uchun katta energiya talab qilinadi. Ishqoriy metallar atomlari tashqi elektron qobig'ida bitta elektron bo'lib, bir valentlidir. Ularni osonlikcha ionlashtirish mumkin, ionlashtirishga katta energiya talab qilinmaydi. Agar ishqoriy metall atomi Z elektronlar soniga ega bo'lsa, atomning $Z-1$ elektronlari inert gazlar atomi tuzilishini hosil qiladi. Oxirgi qobiqdagi elektron esa boshqa elektronlar va yadro bilan kuchsiz bog'langan bo'ladi. Shunday qilib, ishqoriy metall atomining $Z-1$ elektroni yadro bilan zaryadi Z_{ae} bo'lgan barqaror o'zakni hosil qiladi. Bu esa zaryadi Z_{ae} bo'lgan yadroga o'xshaydi. Bunday yadroga effektiv yadro va Z_{ae} – zaryadga *effektiv zaryad* deyiladi. Atom tashqi qobig'idagi bitta elektron (valent elektron) effektiv yadro elektr maydonida harakatlanadi. Neytral atom uchun $Z_a=Z-1$, bir marta ionlashgan atom uchun $Z_a=Z-2$, ikki marta ionlashgan atom uchun $Z_a=Z-3$ va h.k. Masalaning bunday qo'yilishida ishqoriy metallar atomlari bir elektroni atomlar deb qaraladi, yadro sifatida effektiv yadro tushuniladi. Ishqoriy metallar atomlari tashqi elektron qobig'ida bitta elektron (valent) harakat qilgani sababli ular vodorod atomiga o'xshaydi. Lekin vodorod atomi va ishqoriy metall atomi orasida quyidagicha jiddiy farq bor: vodorod atomida elektron nuqtaviy zaryad maydonida harakatlanadi, ishqoriy metall atomida

esa tashqi qobiqdagi bitta elektron effektiv yadro maydonida harakatlanadi, effektiv yadro esa nuqtaviy zaryad emas. Uning tuzilishi yuqorida bayon qilindi.

Kvant sonlar. Ishqoriy metallar atomi tashqi qobig'idagi valent elektronning stasionar holatlari vodorod atomi singari uchta kvant sonlari – bosh kvant soni – n , orbital kvant soni – ℓ va orbital magnit kvant soni – m_ℓ bilan aniqlanadi. Orbital kvant soni – ℓ elektron burchak momenti kvadratini ifodalaydi.

$$\mathbf{l}^2 = \mathbf{h}^2 \mathbf{l}(\mathbf{l} + 1). \quad (7.29)$$

Magnit kvant soni m burchak momentining tanlangan yo'nalishga, odatda z o'qiga bo'lgan proyeksiyasini ifodalaydi.

$$m_z = \mathbf{l}_z m \mathbf{h}, \quad (7.30)$$

ℓ ning berilgan qiymatida m $2\ell+1$ qiymat olishi mumkin, ya'ni

$$m = -\ell, -(\ell-1), \dots, -1, 0, +1, \dots, +(\ell-1), +\ell.$$

Bosh kvant son

$$n = n_r + \mathbf{l} + 1, \quad (7.31)$$

formula bilan aniqlanadi. n_r – radial kvant son bo'lib, radius bo'ylab y to'lqin funksiyasi tugunlari soniga teng ($r=0$ bo'lgan nuqta tugun hisoblanmaydi). n ning berilgan qiymatida ℓ quyidagi qiymatlarni olishi mumkin:

$$\ell = 0, 1, 2, 3, \dots, n-1.$$

Valent elektronning holatini to'liq aniqlash uchun uchta kvant sonlari n , ℓ , m_ℓ yana qo'shimcha to'rtinchi kvant soni bilan to'ldirilishi kerak. To'rtinchi kvant soni spin magnit kvant soni bo'lib, ikkita qiymat olishi mumkin, ya'ni $m_s = \pm 1/2$. Bundan esa elektronning kvant holatlari soni ikki marta ortadi, ya'ni:

$$\sum_{\mathbf{l}=0}^{n-1} 2(2\mathbf{l} + 1) = 2n^2 \quad (7.32)$$

Shunday qilib, bir-biriga bog'liq bo'lmagan $2n^2$ sondagi kvant holatlar hosil bo'ladi. Elektronning atomdagi holatlari orbital kvant soni ℓ ning son qiymatlariga mos ravishda kichik lotin harflari bilan belgilanadi. Holatlar belgisi quyidagi jadvalda keltirilgan.

7.1-jadval

ℓ kvant soni	0	1	2	3	4	5	6	7
Holatlar belgisi	<i>s</i>	<i>p</i>	<i>d</i>	<i>f</i>	<i>g</i>	<i>h</i>	<i>i</i>	<i>k</i>

Bunda s – holat s – elektronlar, p – holat esa p – elektronlar deb yuritiladi.

Valent elektronning effektiv yadro maydonidagi harakati.

Ishqoriy metallar atomi tashqi qobig'idagi valent elektronning effektiv yadro elektr maydonidagi harakatini ko'raylik. Valent elektron effektiv yadroga ta'sir qilib, undagi zaryad taqsimlanishini va elektr maydonini o'zgartiradi. Birinchi yaqinlashishda effektiv yadro maydonini atom markazida joylashgan nuqtaviy zaryad $Z_a e$ nuqtaviy dipolning ustma-ust tushgan maydoni deb qarash mumkin. Bunda dipol o'qi tashqi elektronga qarab yo'nalgan. Shuning uchun tashqi elektronning harakati sferik-simmetrik maydondagi harakat deb qaraladi. Bunday maydonning potensial funksiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$U = -\frac{Z_a e^2}{r} - c \frac{Z_a e^2}{r^2}, \quad (7.33)$$

bunda s – doimiy kattalik, $cZ_a e^2/r^2$ hadni asosiy had $-Z_a e^2/r$ ga tuzatma deb qarash mumkin. Qabul qilingan yaqinlashishda ishqoriy metall atomining vodorodsimon atomdan farqi potensial funksiyaga $-c(Z_a e^2/r)$ hadning qo'shilishidan iborat. Stasionar holatdagi Shredinger tenglamasi o'lchami vektor r va q, j burchaklarga bog'liq bo'lishi mumkin. Lekin bog'lanish qanday bo'lsada, stasionar holatlarda burchak momenti kvadrati

$$\hat{L}^2 \mathbf{y} = L^2 \mathbf{y} = \mathbf{h}^2 \mathbf{l}(\mathbf{l}+1) \mathbf{y}$$

bo'ladi. Shuning uchun bunday holda potensial kuch funksiyasi $U(r) + \frac{\mathbf{h}^2 \mathbf{l}(\mathbf{l}+1)}{2mr^2}$ bo'lgan radial-simmetrik kuch maydoni uchun

Shredinger tenglamasi quyidagicha ifodalanadi:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{y}}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \mathbf{y}}{\partial r} + \frac{2m}{\mathbf{h}^2} \left(E - U - \frac{\mathbf{h}^2 \mathbf{l}(\mathbf{l}+1)}{2mr^2} \right) \mathbf{y} = 0, \quad (7.34)$$

E – elektronning to'liq energiyasi, $U(r) = -\frac{Z_a e^2}{r}$ – potensial energiya,

$\frac{\mathbf{h}^2 \mathbf{l}(\mathbf{l}+1)}{2mr^2}$ – elektronning yadro atrofida aylanishidagi kinetik energiyasi, bu kattalikni markazga intilma energiya ham deyiladi. (3.34) tenglama Shredingerning stasionar holatlar uchun yozilgan

$\hat{H} \mathbf{y} = E \mathbf{y}$ tenglamasidan farqi $\frac{\mathbf{h}^2 \mathbf{l}(\mathbf{l}+1)}{2m^2}$ qo'shimcha hadning kelishidir. (7.33) ifodadagi $-c(Z_a e^2/r)$ hadni (7.34) tenglamadagi markazga intilma energiya ifodasi bilan qo'shilsa, hosil bo'lgan yig'indini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\frac{\mathbf{h}^2 \mathbf{l}(\mathbf{l}+1)}{2mr^2} - c \frac{Z_a e^2}{r^2} = \frac{\mathbf{h}^2 \mathbf{l}^*(\mathbf{l}^*+1)}{2mr^2}, \quad (7.35)$$

(7.35) formulada doimiy son \mathbf{l}^* quyidagi kvadrat tenglama orqali aniqlanadi.

$$\mathbf{l}^*(\mathbf{l}^*+1) = \mathbf{l}(\mathbf{l}+1) - \frac{2m}{\mathbf{h}^2} c Z_a e^2. \quad (7.36)$$

U vaqtda

$$\frac{\partial^2 \mathbf{y}}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \mathbf{y}}{\partial r} + \left(\frac{q}{r} - b^2 - \frac{\mathbf{l}^*(\mathbf{l}^*+1)}{r^2} \right) \mathbf{y} = 0. \quad (7.37)$$

$$q = 2mZ_a e^2 / \mathbf{h}^2 \text{ va } b^2 = -2mE / \mathbf{h}^2, \quad (7.38)$$

tenglamada ℓ ni \mathbf{l}^* bilan va q ni q^* bilan almashtirish kerak bo'ladi, ya'ni:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{y}}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \mathbf{y}}{\partial r} + \left(\frac{q^*}{r} - b^2 - \frac{\mathbf{l}^*(\mathbf{l}^*+1)}{r^2} \right) \mathbf{y} = 0$$

$$q^* = 2mZ_a \mathbf{l}^2 / \mathbf{h}^2, \quad (7.39)$$

ℓ dan farqli ravishda \mathbf{l}^* butun son emas. Effektiv yadro maydoni potensial energiyasi $-U(r)$ ni

$$U = \sum_{k=j}^{\infty} a_k r^k, \quad (7.40)$$

qator ko'rinishida izlash mumkin. (7.36) ifodadan:

$$\mathbf{l}^* = -\frac{1}{2} \pm \sqrt{\left(\mathbf{l} + \frac{1}{2} \right)^2 - \frac{2m}{\mathbf{h}^2} c Z_a e^2}, \quad (7.41)$$

(7.41)da musbat had hisoblangan $\left(\frac{2m}{\mathbf{h}^2} \right) c Z_a e^2$ kattalikni asosiy had $(\ell+1/2)^2$ ga tuzatma deb qarash mumkin. Bu tuzatma nolga aylanganda yoki noldan farq qilganda ham kvadrat ildiz oldida (+)

ishora olinadi. Shunday qilib, ishqoriy metall atomining vodorodsimon atomdan farqli ℓ ni ℓ^* bilan almashtirilishidir. Bunday holda ishqoriy metallar energetik sathlari energiyasi quyidagicha aniqlanadi:

$$E = -\frac{mZ_a^2 e^4}{2\hbar^2(n_r + \mathbf{l}^* + 1)^2}, \quad (7.42)$$

(7.42) formulada bosh kvant son n :

$$\left. \begin{aligned} n &= n + \mathbf{l} + 1 \\ \mathbf{l}^* &= \Delta + \mathbf{l}; \quad \Delta = \mathbf{l}^* - \mathbf{l} \\ n^* &= n_r + \Delta + \mathbf{l} + 1 = n_r + \mathbf{l} + 1 + \Delta = n + \Delta \end{aligned} \right\}. \quad (7.43)$$

U vaqtda (7.42) formulani quyidagicha yozish mumkin:

$$E = -\frac{mZ_a^2 e^4}{2\hbar^2(n + \Delta)^2}, \quad (7.44)$$

bunda $\Delta = \ell^* - \ell$, Δ – kattalik bosh kvant son n ga tuzatmadir. Bu tuzatma orbital kvant son ℓ ga bog‘liq. Bundan ko‘rinadiki, ishqoriy metallar atomlarida sathlar energiyasi bosh kvant soni n ga va orbital kvant soni ℓ ga bog‘liq. c doimiy kattalik ham ℓ ga bog‘liq. Δ tuzatmaning Li, Na, K uchun hisoblangan qiymatlari 7.2-jadvalda keltirilgan. Demak, Δ tuzatma ishqoriy metallar energetik sathlari energiyasining ℓ ga bog‘liqligini hisobga oladigan kattalikdir.

7.2-jadval

Elementlar	Δ		
	$\ell=1$	$\ell=2$	$\ell=3$
Litiy	0,41	0,04	0,00
Natriy	1,67	0,38	0,01
Kaliy	2,23	1,77	0,15

Spektral termlar. Atom tuzilishining Bor nazariyasiga asosan ℓ ning maksimal qiymati doiraviy orbitaga to‘g‘ri keladi, minimal qiymati esa tortilgan elliptik orbitaga to‘g‘ri keladi. Bunday holda valent elektronning orbitasi atom o‘zagining ichkarisiga kiradi va uning maydonini kuchli ravishda ko‘zga‘atadi. Doiraviy orbitalarda bunday hol bo‘lmaydi va qo‘zg‘alish kuchsiz bo‘ladi. Atom o‘zagida elektronning topilish ehtimoliyati ℓ ning kichik qiymatlarida katta bo‘ladi. Haqiqatda esa ℓ ning katta qiymatlarida atomda elektronni

topish ehtimoliyati sferik simmetriyaga nisbatan, ℓ ning kichik qiymatiga yaqin bo‘ladi. Shunday qilib, ishqoriy metallar atomlarida energetik sathlar energiyasi bosh kvant son n va orbital kvant son ℓ ga bog‘liq bo‘ladi, buni (7.44) formuladan ko‘rish mumkin. Ishqoriy metallar atomlarida energetik sathlarga quyidagi spektral termlar to‘g‘ri keladi:

$$T = -\frac{E_n}{ch} = -\frac{E}{2pch} = \frac{Z_a^2 R}{(n + \Delta)^2}, \quad (7.45)$$

bunda

$$R = \frac{2mp^2 e^4}{ch^2} = \frac{me^4}{4cph^3}. \quad (7.46)$$

R – Ridberg doimiyliqi.

Ishqoriy metall atomlari termlari ($Z_a = Z - 1$) uchun $T_n = -\frac{E_n}{ch}$

ko‘rinishidagi ifoda XIX asr oxirida Ridberg tomonidan empirik yo‘l bilan aniqlangan. Bu termlar vodorod atomi termidan Δ tuzatma bilan farq qiladi. Vodorod atomi uchun bu tuzatma $\Delta = 0$. Ishqoriy metallar spektral termlari ikkita kvant soni: n va ℓ bilan xarakterlanadi. Spektral termlar yozilishida bosh kvant son – n oldin, so‘ng esa ℓ ning son qiymati bilan ifodalangan lotin harfi yoziladi. Masalan, $3s$ yozuv $n=3$ va $\ell=0$ bo‘lgan, $5d$ yozuv $n=5$ va $\ell=2$ bo‘lgan termlarni ifodalaydi. Shunday qilib, ishqoriy metall atomlari uchun termlarning quyidagicha belgilashlari hosil bo‘ladi:

$$ns = \frac{R}{(n + s)^2}, \quad np = \frac{R}{(n + p)^2}, \quad nd = \frac{R}{(n + d)^2} \quad (7.47)$$

bunda neytral atomlar uchun $Z_a = 1$ deb olingan. Bosh kvant son n ga bo‘lgan tuzatmalar s , p , d harflar orqali yozilgan bo‘lib, $\ell=0$, $\ell=1$, $\ell=2, \dots$ sonlarni bildiradi. Bu harflarni formulaning chap tomonidagi harflar bilan almashtirmaslik kerak, bu harflar termlarni bildiradi.

Tanlash qoidasi. Spektral seriyalar. Kombinasion prinsip asosida turli termlarni kombinasiya qilish bilan spektral chiziqlar hosil bo‘ladi. Lekin nur chiqarish yoki yutish orqali bo‘ladigan spektral chiziqlarning barcha kombinasiyalari ruxsat etilmagan. Ishqoriy metallarda nur yutish yoki chiqarishda s termi r va d termlari, d termi p va f termlari bilan kombinasiyalanishi mumkinligi aniqlangan. Bir energetik sathdan boshqa sathlarga bo‘ladigan

elektron o'tishlarda tanlash qoidasi bilan ruxsat etilgan o'tishlarga to'g'ri bo'ladi. Bunday kvant o'tishlarda (nur chiqarish yoki yutish) orbital kvant soni ℓ bo'yicha tanlash qoidasi quyidagicha bajarilishi kerak:

$$\Delta\ell = \pm 1.$$

Bosh kvant son bo'yicha esa Δn istalgan songa teng bo'lishi mumkin. Kvant o'tishlarda kvant sonlarining bunday o'zgarishi *tanlash qoidalari* deb ataladi. Tanlash qoidalari dipol nurlanishga va yutilishga tegishli bo'lib, atomlarda sodir bo'ladigan boshqa jarayonlarga tegishli emas. Masalan, zarba bo'lganda qandaydir s holatdan d , f , g va boshqa holatlarga o'tish sodir bo'lishi mumkin. Lekin bunda nurlanish beradigan atom dipol momentining o'zgarishi kuzatilmaydi. Bundan tashqari, *man etilgan* o'tishlar ham spektral chiziqlar chiqarish orqali sodir bo'ladi. Bu atomda dipol momenti o'zgaradigan dipol nurlanishi bo'lmaydi, balki atomning kvadrupol va oktopol momentlari o'zgaradigan kvadrupol yoki oktopol nurlanishlar bo'ladi. Bunday nurlanishlar tanlash qoidasi $\Delta\ell = \pm 1$ ga bog'liq bo'lmaydi.

Kvant mexanikasida atom tizimining nurlanishi bilan bir kvant holatdan ikkinchi kvant holatga o'tishining ehtimoliyati aniqlanadi. Tanlash qoidasiga rioya qilinmaganda bu ehtimoliyat nolga aylanadi. Ishqoriy metallar atomlar energetik sathi energiyasining n va ℓ ga bog'liq bo'lishligidan ularning spektral seriyalari hosil bo'ladi. Tanlash qoidasi $\Delta\ell = \pm 1$ hisobga olinganda ishqoriy metallar atomlari spektrlarida, masalan, litiy atomi spektrida quyidagi spektral seriyalar aniqlanadi (7.4-rasm):

$$\text{Bosh seriya} \quad \tilde{n} = ns - mp. \quad (7.48)$$

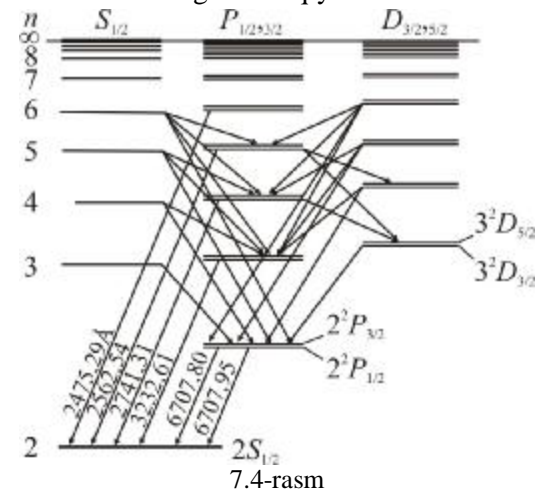
$$\text{O'tkir seriya} \quad \tilde{n} = np - ms. \quad (7.49)$$

$$\text{Diffuz seriya} \quad \tilde{n} = np - md. \quad (7.50)$$

$$\text{Asosiy seriya (Bergman seriyasi)} \quad \tilde{n} = nd - mf. \quad (7.51)$$

Bu formulalarda $\tilde{n} = 1/I$ – spektroskopik to'liq soni. Har bir seriyada n doimiy saqlanadi. Bosh seriyada $m: m=n, n+1, n+2$ boshqa seriyalarda esa $m=n+1, n+2, \dots$ qiymatlar qabul qiladi. Δ tuzatma har bir seriya chegarasida doimiy bo'lib, seriyadan seriyaga o'tganda o'zgaradi. Litiy atomi uchun kvant o'tishlar va spektral chiziqlari 7.4-rasmda va natriy atomi uchun 7.5-rasmda keltirilgan. Spektral

chiziqlar to'liq uzunliklari angestremlarda berilgan ($1\text{\AA} = 0,1 \text{ nm}$). 7.4-rasmda birinchi ustunchada n ning turli qiymatlari uchun s holatdagi energetik sathlari ifodalangan, ikkinchi ustunda n ning turli qiymatlari uchun p holatdagi energetik sathlar keltirilgan, uchinchi ustunda esa d holatdagi energetik sathlar keltirilgan. Tanlash qoidasi $\Delta\ell = \pm 1$ ga asosan atom nurlanishi faqat ℓ bo'yicha qo'shni sathlar orasidagina bo'lishi mumkin, ya'ni



7.4-rasm

s va p holatlar, p va d holatlar, d va f holatlar orasida bo'lishi mumkin. Litiy atomida valent elektron $2s$ holatda bo'ladi, uning eng yaqin uyg'ongan holati $2p$ holatdir. Shuning uchun elektronning $2p$ holatidan $2s$ holatga o'tgandagi nurlanish chizig'ining intensivligi katta bo'ladi. Bunday intensivligi katta chiziq rezonans chizig'i deyiladi. Rezonans chizig'ining chastotasi:

$$\tilde{\nu} = ns - np \text{ yoki } \tilde{\nu} = 2s - 2p, \quad (7.52)$$

ifoda orqali aniqlanadi. n elektronning $2p$ holatdan $2s$ holatga o'tgandagi nurlanish chastotasidir. Litiyning atomi spektri valent elektronlar o'tishlarida hosil bo'ladi. Litiy qizil chizig'i, natriyning sariq chizig'i rezonans chiziqlardir. Litiy atomida $2s$, $2p$ sathlar energiyalari har xildir. Xuddi shunday $3s$, $3p$, $3d$ sathlarning energiyalari ham turlicha. Umuman bosh kvant soni n bir xil va orbital kvant soni l har xil bo'lgan barcha energetik sathlar energiyasi turlichadir. Litiy atomida s sath yolg'iz bo'lib, boshqa sathlar esa magnit spin-orbital o'zaro ta'sir natijasida ajralgan multiplet sathlardir. Spin kvant soni $s=1/2$ bo'lganligidan barcha energetik sathlar dublet bo'lishi kelib chiqadi, ya'ni masalan, p sath $p_{1/2}$ va $p_{3/2}$, d sath $d_{3/2}$ va $d_{5/2}$ sathlardan iborat bo'ladi. Valent elektronning turli p holatlardan chuqurroq sath s ga o'tishida ($np-2s$) bosh seriya spektral

chiziqlari hosil bo'ladi. Bosh seriya spektral chiziqlari atomning nur yutishida ham chiqarishida ham kuzatiladi. 7.6-rasmda natriy bug'ining chiqarish spektrida hosil bo'lgan bosh seriya chiziqlari ko'rsatilgan. Rasmda faqat seriyaning qisqa to'liq qismi keltirilgan. Bosh seriya chiziqlarida qaralayotgan element atomining rezonans chizig'i bo'ladi.

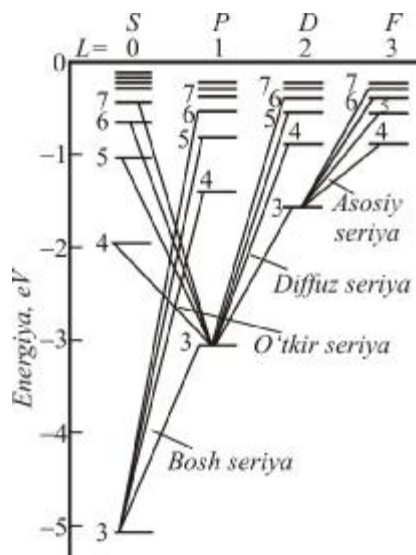
Diffuz seriya chiziqlari elektronning turli d holatlardan p holatga o'tganida hosil bo'ladi. Diffuz seriyada elektronlarning d holatlardan p holatga o'tganida hosil bo'ladigan diffuz seriya chiziqlarining chastotasi $n=2p-nd$ ($n=3,4,\dots$) formula bilan aniqlanadi. O'tkir seriya chiziqlari esa valent elektronning turli s holatlardan p holatlarga o'tganida hosil bo'ladi. O'tkir seriya chiziqlarining chastotasi $n=2p-ns$ ($n=3,4,\dots$) formula orqali ifodalanadi.

Ajrata olish qobiliyati kuchli bo'lgan spektroskopik qurilmalar yordamida ishqoriy metallar atomlari spektri kuzatilganda spektrdagi har bir chiziq ikkiga ajralganligi, ya'ni dublet chiziq ekanligi aniqlangan. Spektral chiziqlarning ajralishida quyidagi konuniyatlar kuzatiladi:

1. Bosh seriya chiziqlarining ajralishi doimiy emas, u chiziqdan bu chiziqqa o'zgaradi.

2. Diffuz seriya chiziqlarining barchasida ajralish bir xil.

3. O'tkir seriya chiziqlarida ajralish bir xil.



7.5-rasm



7.6-rasm

Ishqoriy metallar atomlari nurlanishlarining tajribalarda kuzatilgan spektrlarini tahlil qilish spektrdagi har bir spektral chiziq ikkiga ajralganligini, ya'ni dublet xarakterda ekanligini ko'rsatadi. Spektral chiziqlarning bunday ajralishi ko'rsatadiki, atomdagi energetik sathlarning energiyasi faqat bosh kvant songa va orbital kvant songa bog'liq bo'lmasdan, balki yana qandaydir qo'shimcha kattalikka bog'liq bo'lib, bu kattalik sathlar energiyasini bir muncha o'zgartiradi. Sath energiyasining o'zgargan kattaligi sathlar ajralishiga yetarli bo'lgan energiya kattaligida bo'ladi. Shuning uchun bu qo'shimcha energiya (7.42) formulada ifodalangan energiyaga tuzatma kiritadi. Aytish mumkinki, elektron atom nurlanishida seziladigan qandaydir qo'shimcha erkinlik darajasiga egadir. Bu qo'shimcha erkinlik darajasiga tegishli kvant soni m_s bilan belgilansa, atom energetik sathlari energiyasi uchta kvant soniga bog'liq bo'ladi:

$$E = E_{n,l,m_s} \quad (5.53)$$

Shunday qilib, tajriba natijalarini tushuntirishda elektron ichki erkinlik darajasiga ega deb taxmin qilindi. Keyinchalik yana bir qator kashfiyotlar qilindiki, ularni tushuntirish uchun ham elektronning ichki erkinlik darajasini hisobga olish zarurati tug'ildi.

Elektronning ichki erkinlik darajasi, bu uning xususiy mexanik momenti bo'lib, unga elektron spini deyiladi. Elektron xususiy mexanik momentiga tegishli bo'lgan xususiy magnit momentiga ham ega bo'ladi. Elektronning magnit momentiga ega bo'lishi ishqoriy metallar atomlari spektridagi chiziqlarning dublet xarakterini tushuntirish imkoniyatini beradi, chunki magnit momenti qo'shimcha o'zaro ta'sirni vujudga keltiradi. Bunday o'zaro ta'sir spin-orbital o'zaro ta'sir deyiladi. Bunday o'zaro ta'sir elektron magnit momentining tashqi magnit maydon bilan o'zaro ta'sir energiyasi tufayli hosil bo'ladi. Bu energiya quyidagi formula orqali aniqlanadi:

$$E_n = -mB \quad (7.54)$$

Spin-orbital o'zaro ta'sir energiyasi atom energetik sathlarining sathlarga ajralishiga olib keladi. Bunday ajralish spektrda spektral chiziqlarning ajralishida, ya'ni dublet xarakterda ekanligida kuzatiladi.

Shunday qilib, ishqoriy metall atomlari va vodorod atomi nurlanishi spektrida spektral chiziqlarning dublet xakteri

elektronning magnit momentiga ega bo'lishi va natijada spin orbital o'zaro ta'sir vujudga kelishi bilan tushuntiriladi.

7.5-§. Pauli prinsipi

Atomda elektronlar n, ℓ, m_ℓ, m_s – kvant sonlari to'plami turlicha bo'lgan turli holatlarda bo'lishi mumkin. Odatdagi tasavvurlarga asosan uyg'otilmagan (asosiy holat) atomlarda elektronlar mumkin bo'lgan eng kichik energiyali sathlarda bo'lishi kerak, ya'ni atomning eng ichki energetik sathida. Lekin tajribalar bunday emasligini ko'rsatadi. Z ning ortishi bilan atom elektron sathlari ketma-ket to'ldirila boradi. Sathlarning bunday ketma-ket to'ldirilishini tushuntirish uchun Pauli o'zining quyidagi gipotezasini taklif qildi: istalgan kvant holatda (energetik sathda) faqat bita elektron bo'lishi mumkin. Uyg'otilmagan atomning har bir keyingi elektroni hali to'ldirilmagan sathlarda eng ichki sathini egallashi kerak. Paulining bu gipotezasi har tomonlama tekshirishlarda tasdiqlandi.

Bir kvant holatda bittadan ortiq elektron bo'la olmasligining tasdiqlanishi, uning umumiy tatbig'isha olib keldi va bu qoida Pauli prinsipi yoki man etish prinsipi deb ataldi. Pauli prinsipi faqat ma'lum bir atomdagi elektronlar uchun to'g'ri bo'lmasdan, balki koinotdagi barcha elektronlar uchun ham to'g'ri bo'ladi. Lekin bunda elektronlarning holati ularning energiyasi va fazoviy taqsimlanishi bilan farq qiladi. Pauli prinsipi kvant mexanikasining asosiy prinsiplaridan biri hisoblanadi. Bu prinsipni tavsiflashda zarralarning aynan bir-biriga o'xshashligi hisobga olinadi. Kvant mexanikasida zarralar tizimining holati to'liq funksiyasi bilan ifodalanadi. Bir xil zarralardan iborat tizimda shunday holatlar bo'ladiki, tizimdagi istalgan zarralar o'rinlari almashtirilganda, to'liq funksiyasining ishorasi o'zgarib, bunday to'liq funktsiya simmetrik to'liq funktsiya deyiladi. Bir xil zarralar tizimidagi istalgan zarralar o'rinlari almashtirilganda, to'liq funksiyasi ishorasini o'zgartirsa, bunday to'liq funktsiya antisimmetrik to'liq funktsiya deyiladi. Kvant mexanikasida ko'p sondagi zarralarni xarakterlashda Fermi-Dirak va Boze-Eynshteyn statistikalaridan foydalaniladi. Tajribalar ko'rsatadiki, spini yarim butun songa teng bo'lgan zarralar (elektronlar, protonlar, neytronlar va h.k.) antisimmetrik to'liq

funksiyasi bilan ifodalanadi. Bunday zarralar Pauli prinsipiga bo'ysunadi va ularni Fermi-Dirak zarralari yoki *fermionlar* deyiladi. Spini nol yoki butun songa teng bo'lgan zarralar (alfa zarralar, p^-, K -mezonlar va h.k.) simmetrik to'liq funksiyasi bilan ifodalanadi. Bunday zarralar Pauli prinsipiga bo'ysunmaydi va ularni Boze-Eynshteyn zarralari yoki *bozonlar* deb aytiladi.

Shunday qilib, Pauli prinsipini quyidagicha tushunish mumkin: bir kvant holatda (energetik sathda) to'rtta kvant sonlari ham bir xil qiymatga ega bo'lgan ikki elektron bo'la olmaydi. Masalan, ikki elektronning bosh kvant soni n , orbital kvant soni ℓ va orbital magnit kvant soni m_ℓ bir xil qiymatga ega bo'lsa, to'rtinchi spin magnit kvant soni m_s ning qiymati bir-biridan farq qilishi kerak, ya'ni ikki

elektron uchun m_s ning qiymatlari ikki xil bo'lishi zarur: $-\frac{1}{2}$ va $+\frac{1}{2}$.

Atom holatini to'liq ravishda aniqlaydigan n, ℓ, m_ℓ, m_s – kvant sonlarning uchtasi – n, ℓ, m_ℓ Shredinger tenglamasining yechimidan kelib chiqadi, to'rtinchisi spin magnit kvant soni m_s esa elektronning Dirak ishlab chiqqan relyativistik nazariyasidan kelib chiqadi.

Volfgang Pauli o'z prinsipini kashf qilgani uchun 1945 yilda Nobel mukofotiga sazovor bo'lgan.

7.6-§. Elementlarning davriy tizimi. Atom elektron qobiq va holatlarining elektronlar bilan to'ldirilish tartibi

Kimyoviy elementlar xossalari davriy ravishda takrorlanishi 1869 yilda D.I.Mendelev tomonidan kashf qilindi va Mendelevning elementlar davriy tizimida o'z aksini topdi. Bu kashfiyot 1922-yilda Bor tomonidan atom tuzilishi nuqtai nazaridan tushuntirildi va kimyoviy elementlar tizimi asosida elementning atom massasi emas, balki uning zaryadi yotishi aniqlandi. Agar zaryad birligi qilib elementar zaryad e qabul qilinsa, u vaqtda yadro zaryadi butun son bo'lib, Z bilan belgilanadi. Z soni elementning davriy tizimdagi tartib raqamini bildiradi va element atomidagi elektronlarning umumiy soniga teng bo'ladi. Yadro zaryadi son jihatidan yadroni o'rab turgan elektronlar qobig'idagi elektronlar

soniga teng, elementning xossasi atom elektron qobig'idagi elektronlar soniga va qobiq tuzilishiga bog'liq. Elementning kimyoviy xossasi tashqi qobiqdagi elektronlar (valent elektron) bilan aniqlanadi. Mendeleev davriy tizimi 1925-yilda Pauli prinsipi aniqlangandan so'ng to'laroq tushuntirildi. Pauli prinsipi atom elektron qobig'ida ma'lum bir kvant holatda bo'lishi mumkin bo'lgan elektronlar sonini aniqlaydi. Shundan so'ng elementlarning davriy tizimda guruhlar va davrlar bo'yicha taqsimlanishi tushuntirildi. Tabiatda tabiiy holda 90 ta element uchraydi. Elementlarning eng katta tartib raqami – (92) uranga to'g'ri keladi. ${}_{43}\text{Tc}$ (texnesiy) va ${}_{61}\text{Pm}$ (prometiy) tabiiy holda uchramaydi. Bu elementlar radioaktiv bo'lib, ularning yarim yemirilish davri ${}_{43}^{99}\text{Tc}$ ning asosiy izotopi uchun $2,12 \cdot 10^5$ yil, Pm ning izotoplari uchun bir necha yildan bir necha o'n yilgacha bo'lib, Yer yoshidan ko'p marta kichik. Yer paydo bo'lgandan beri bu elementlar butunlay yemirilib bo'lgan. Elementlar tizimidagi tartib raqami 92 dan katta bo'lgan elementlar *transuran elementlar* deyiladi. Bu elementlar radioaktiv bo'lib, sun'iy yo'l bilan hosil qilingan. Hozirgi kunda tartib raqami 109 bo'lgan element ham hosil qilingan. Elementlarning davriy xossalarning takrorlanishi atom elektron qobiqlari ichki tuzilishining tashqi belgisidir. Atomda alohida elektronning kvant holati to'rtta kvant soni n, ℓ, m_ℓ, m_s bilan aniqlanadi. Pauli taomoyili bir kvant holatda bittadan ortiq elektron bo'lishi mumkin emas deb tushuntiradi. Bosh kvant soni n ning berilgan qiymatidagi elektronlar to'plami elektronlar qobiqlarini hosil qiladi. Elektron qobiqlar bosh kvant soni qiymatlariga mos ravishla bosh lotin harflar bilan belgilanadi (7.3-jadval).

7.3-jadval

Tartib raqami	1	2	3	4	5
Elektron qobiq qatlami	<i>K</i>	<i>L</i>	<i>M</i>	<i>N</i>	<i>O</i>
Elektron qobiqlardagi elektronlarning maksimal soni	2	8	18	32	50

Bosh kvant soni n va orbital kvant soni ℓ ning berilgan qiymatlaridagi elektronlar to'plami elektron holatlarni hosil qiladi. n ning ℓ qabul qilishi mumkin bo'lgan qiymatlariga qarab bir elektron qobiqda bir nechta holatlar bo'lishi mumkin. Bu holatlar m_ℓ ning qiymatlari bilan farq qiladi. m_ℓ quyidagi qiymatlarni qabul qiladi:

$$m_\ell = -\mathbf{l}, -(\mathbf{l}-1), \dots, 0, \dots, +(\mathbf{l}-1), +\mathbf{l}.$$

Elektron holatlar orbital kvant soni ℓ ning son qiymatlariga mos ravishda kichik lotin harflari bilan beogilanadi (7.4-jadval).

7.4-jadval

ℓ	0	1	2	3	4
Holatlar	<i>s</i>	<i>p</i>	<i>d</i>	<i>f</i>	<i>g</i>
Holatlardagi elektronlarning maksimal soni	2	6	10	14	18

Kvant soni ℓ ning turli qiymatlariga to'g'ri keladigan har bir holatida bo'lishi mumkin bo'lgan elektronlarning maksimal soni $2(2\ell+1)$ ifoda orqali aniqlanadi. Masalan, $n=1$ va $\ell=0$ bo'lgan *s* holatda 2 ta, $n=2$ va $\ell=1$ bo'lgan *p* holatda 6 ta, $n=3$ va $\ell=2$ bo'lgan *d* holatda 10 ta elektron bo'lishi mumkin va h.k. Demak, n ning berilgan qiymatida ℓ qabul qilishi mumkin bo'lgan qiymatlariga bog'liq ravishda bir elektron qobiqda bir nechta holatlar bo'lishi mumkin. Masalan, $n=2$ bo'lgan *L* qobiqda $\ell=0$ va 1 bo'lgan *s* va *p* holatlar bo'ladi. Shuning uchun n ning berilgan qiymatidagi har bir qobiqda bo'lishi mumkin bo'lgan elektronlarning maksimal soni shu qobiqdagi holatlarda bo'lgan elektronlarning yig'indisiga teng, ya'ni

$$\sum_{\ell=0}^{n-1} 2(2\ell+1) = 2n^2. \quad (7.55)$$

Elektron holatini bildiruvchi harf va undagi elektronlar soni atom elektronlar konfiguratsiyasi deyiladi. Masalan, $1s^2 2s^2 2p^6$ yozuv $n=1$, $\ell=0$ bo'lgan *s* holatda ikkita elektron bo'lishini va $n=2$, $\ell=1$ bo'lgan *p* holatda oltita elektron bo'lishini bildiradi. $1s^2 2s^2 2p^6$ yozuv neoning elektron konfiguratsiyasidir. Elektron qobiqlar elektronlar bilan ketma-ket to'ldirilishi kerak edi, har bir elektron qobiqda dastlab *s* holat, so'ng *p, d, f* holatlar to'liq ravishda to'ldirilishi kerak edi. Haqiqatda esa elektron qobiqlarning bunday "ideal" to'ldirilish tartibi barcha element atomlari uchun bajarilmaydi. Bunday "ideal" to'ldirilishning buzilishi asosan elektronlarning orbital harakat miqdor momentiga $L = h\sqrt{\mathbf{l}(\mathbf{l}+1)}$ ega ekanligi bilan tushuntiriladi. Elektronning bog'lanish energiyasi faqat uning yadro elektr maydonidagi potensial energiyasiga, uni o'rab turgan elektron qobig'iga bog'liq bo'lmasdan, balki markazdan qochma energiyaga ham bog'liq bo'ladi:

$$\frac{L^2}{2m_e r^2} = \frac{\mathbf{l}(\mathbf{l}+1)\mathbf{h}^2}{2m_e r^2}. \quad (7.56)$$

Bunda r – elektronning yadrogacha bo‘lgan masofasi. Markazdan qochma va elektr energiyalar qarama-qarshi ishoraga ega, shuning uchun turli tomonga ta’sir qiladi. Yoki boshqacha aytganda, elektronning orbitada aylanishidan hosil bo‘ladigan markazdan qochma kuch elektronni yadrodan uzoqlashtirishga harakat qiladi. Shu sababga ko‘ra, $3d$ holatdagi 10 ta elektrondan har biri $4s$ holatdagi ikki elektronning har birining bog‘lanish energiyasiga nisbatan kichik qiymatdagi bog‘lanish energiyasiga ega bo‘ladi. Natijada $4s$ holat elektronlar bilan $3d$ holatdan oldinroq to‘ladi. Markazga qochma energiya, ayniqsa, d va f holatlarda kattadir, bu holatlarda $\ell(\ell+1)=2(2+1)=6$ va $\ell(\ell+1)=3(3+1)=12$. Bunday holatlarning bo‘lishi holatlarning ideal to‘ldirilishining buzilishiga sabab bo‘ladi. Haqiqatan ham, atomdagi elektron qobiq va holatlar quyidagi tartibda to‘ldiriladi:

$1s^2$	2 elektron –	K qobiq	$n=1$
$2s^2 2p^6$	8 elektron –	L qobiq	$n=2$
$3s^2 3p^6$	10 elektron –	M qobiq	$n=3$
$4s^2 3d^{10} 4p^6$	18 elektron –	N qobiq	$n=4$
$5s^2 4d^{10} 5p^6$	18 elektron –	O qobiq	$n=5$
$6s^2 4f^{14} 5d^{10} 6p^6$	32 elektron –	P qobiq	$n=6$
$7s^2 5f^{14} 6d^{10} 7p^6$	32 elektron –	F qobiq	$n=7$

$n=1$ bo‘lgan K – elektron qobiq $\ell=0$ bo‘lgan bitta s holatdan iborat. Vodorod atomida bu holatda bitta elektron bo‘ladi – $1s^1$. Geliy atomida bu elektronga ikkinchi elektron qo‘shiladi, va shu s holatda ikkita elektron bo‘ladi – $1s^2$. Bunda geliy atomida bir elektronning bog‘lanish energiyasi vodorod atomi elektroni bog‘lanish energiyasidan ikki marta katta. Bu esa geliy yadrosi zaryadi vodorod yadrosi zaryadidan ikki marta katta bo‘lishi bilan tushuntiriladi. Shuning uchun normal holatdagi geliy atomi elektroni vodorod atomiga nisbatan yadrodan kichik masofada bo‘ladi. Ikkinchi elektronning bo‘lishi birinchi elektronning bog‘lanish energiyasini kamaytiradi. Vodorod va geliy elementlar tizimining birinchi davrini hosil qiladi. Endi yadroning zaryadi birga ortgan holda atom elektronlariga yana uchinchi elektron qo‘shiladi, bunda $1s$ holat ikkita elektron bilan to‘lgan bo‘lib, uchinchi elektron $2s$ ($n=2$, L

qobiq) holatga o‘tadi, ya’ni: $1s^2 2s^1$. Bu esa ishqoriy metall ${}^3\text{Li}$ atomi konfigurasiyasidir, yadroning zaryadi yana birga ortib, atom elektronlariga yana to‘rtinchi elektron qo‘shiladi, bu elektron $2s$ holatni to‘ldiradi: $1s^2 2s^2$ bu esa ${}^4\text{Be}$ atomining elektron konfigurasiyasidir. Shunday tartibda ${}^6\text{C}$, ${}^7\text{N}$, ${}^8\text{O}$, ${}^9\text{F}$ atomlarining elektron konfigurasiyalari hosil bo‘ladi. $2p$ holatning to‘ldirilishi ${}^{10}\text{Ne}$ gazi bilan tugaydi. Shunday qilib, elementlar tizimining ikkinchi davri hosil bo‘ladi. ${}^{11}\text{Na}$ – ishqoriy elementdan boshlab $n=3$ bo‘lgan M elektron qobiq to‘ldirila boshlaydi va ${}^{18}\text{Ar}$ gazi bilan to‘ldirilib bo‘ladi. Bunda elementlar tizimining uchinchi davri hosil bo‘ladi. Navbatdagi $Z=19$ elementdan boshlab atom elektron qobig‘i va holatlarining yuqoridagi tartibda elektronlar bilan tuldirilishi buziladi. Dastlab $4s$ holat to‘ldiriladi, so‘ng orada qolgan $3d$ holat to‘ldirilishi boshlanadi. Elementlar to‘ldirilishida bunday buzilish ${}^{19}\text{K}$ elementi atomidan boshlanadi. Elektronlar tizimining to‘rtinchi davrida vanadiy (V) elektron konfigurasiyasi: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^3$ dan so‘ng xrom (Cr) elektron konfigurasiyasi keladi – $4s^1 3d^5$, ya’ni $3d$ holatdagi elektronlar soni birdaniga ikkitaga ortadi, bunda bir elektron $4s$ holatdan o‘tadi. Navbatdagi element marganes (Mn) konfigurasiyasida $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^5$ yangi elektron $3d$ holatga emas, balki $4s$ holatga qo‘shiladi. Elektron holatlar to‘ldirilishda bunday buzilish d, f holatlar to‘ldirilishida ham kuzatiladi. Elementlar tizimida har bir davr ishqoriy metall bilan boshlanadi va He, Ne, Ar, Kr, Xe, Rn inert gazlar bilan tugaydi. Ishqoriy metall atomi tashqi qobig‘ida bitta elektron harakatlanadi, ularning ionlashtirish potentsiali kichik. Shuning uchun bunday atomlar tashqi elektroni boshqa atomlarga osonlikcha birikadilar, tashqi elektronini beradilar. Shuning uchun ishqoriy metallar kimyoviy faol hisoblanadilar. Inert gazlarda tashqi $s-p$ holatlar sakkizta elektrondan iborat bo‘lib, simmetrik va mahkam bog‘langan tizimini tashkil qiladi. Shuning uchun inert gazlar ionlashtirish potentsiali katta qiymatga ega bo‘ladi, shu sababdan inert gazlar kimyoviy faol bo‘lmaydi, ular boshqa atomlar bilan kimyoviy birikmalar hosil qilmaydi. Elementlar tizimida har bir yarim davr o‘tish elementlari Fe, Ni, Co, Ru, Rh, Pd, Os, Ir, Pt elementlari bilan tugaydi. Bular triadani hosil qiladi: (temir, kobalt, nikel), (ruteniy, rodiy, palladiy), (osmiy, iridiy, platina). Elementlar davriy tizimida seriydan boshlab lyutesiyni o‘z ichiga olgan o‘n to‘rtta element noyob Yer elementlari yoki lantanoidlardir.

Bu element atomlarida ichki $4f$ holat to'ldiriladi, tashqi holatlar o'zgarishsiz qoladi. Lantanoidlar – Ce, Pr, Nd, Pm, Sm, Eu, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Yb, Lu larning kimyoviy xossalari bir-biriga yaqindir. Toriydan boshlab lorenziyni o'z ichiga olgan – Th, Pa, U, Np, Pu, Am, Cm, Bk, Cf, Es, Fm, Md, No, Lr elementlar *aktinoidlar* deyiladi. Ularning ko'pchiligi sun'iy yo'l bilan hosil qilingan. Bu elementlarda ichki $5f$ holat to'ldiriladi, tashqi holatlar esa o'zgarimasdan qoladi. Shuning uchun lantanoidlar va aktinoidlarning kimyoviy xossalari bir-biriga yaqindir.

7.7-§. Atomning nurlanishi va yutishidagi tanlash qoidalari

Agar atom uyg'ongan holatda bo'lsa, u foton nurlash bilan pastroq energetik holatga o'tishi mumkin. Aksincha, atom foton yutishi bilan yuqori energetik holatga o'tishi mumkin. Lekin atomning bunday bir holatdan ikkinchi holatga o'tishlarining hammasi ham haqiqatda amalga oshmaydi. Foton nurlash yoki yutish bilan bo'ladigan kvant o'tishlarning amalga oshish yoki oshmasligi kvant sonlar bo'yicha tanlash qoidalari bilan aniqlanadi. Tanlash qoidalari kvant o'tishlarning ruxsat etilganligini yoki taqiqlanganligini ifodalaydi. Tanlash qoidalari spektroskopiyada tajriba natijalari asosida o'rnatilgandir. Har bir tanlash qoidasi qandaydir saqlanish qonunini ifodalaydi.

Atomning nur chiqarishi yoki yutishi bilan bo'ladigan o'tishlarda ko'riladigan asosiy tanlash qoidalari harakat miqdor momentining saqlanish qonuni natijasidir. Ikkita foton chiqarish bilan bo'ladigan o'tishlar ehtimoliyati kichik. Bitta foton chiqarish bilan bo'ladigan o'tishlarni ko'rib chiqamiz. Atomning bitta foton nurlashida harakat miqdor momentining saqlanish qonunini quyidagicha yozish mumkin:

$$J = J' + S_{\phi}, \quad (7.57)$$

(7.57) formulada J – atomning fotonni nurlashgacha bo'lgan harakat miqdor momenti (\hbar birliklarda), J' – fotonni nurlagandan keyingi harakat miqdor momenti, S_F – fotonning spin vektori. Tanlash qoidalari J , J' , S lar asosida chiqariladi. Harakat miqdor momentining saqlanish qonuniga asosan (7.57) tenglamaning har ikki tomonida kvant sonlari bir xil bo'lishi

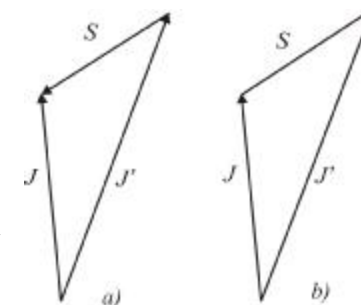
kerak. (7.57)ning o'ng tomonidagi kvant sonlari vektorlarni qo'shish qoidasidan kelib chiqadi. Kvant mexanikasida J vektori bir qiymatda aniqlanadigan xususiy hol mavjud. Bu holda to'liq moment vektorining kvant soni $I=0$ bo'ladi. U vaqtda J vektorning kvadrati $J^2=J(J+1)=0$, ya'ni J vektorning o'zi va uning barcha proyeksiyalari aniq qiymatlarga ega bo'ladi. Bunda J vektori klassik fizikadagidek qaraladi. Shuning uchun kvant soni $J=0$ bo'lgan kvant holatdan $J=0$ bo'lgan boshqa holatga o'tish, ya'ni $0-0$ o'tishlar mutlaq taqiqlangan bo'ladi. Tanlash qoidalari keltirib chiqarishda vektor diagrammalari usuli modelidan foydalanamiz. Bu usulda J va S vektorlar oddiy klassik vektorlar deb qaraladi. Bu vektorlarning uzunligi J va S kvant sonlariga teng bo'lmasdan, balki $\sqrt{J(J+1)}$ va $\sqrt{S(S+1)}$ kattaliklarda teng bo'ladi. Qaralayotgan $J = J' + S$ vektor modelida atomning foton nurlashidagi impuls momentining saqlanish qonunini ifodalaydi. Atomning foton nurlanishida J va J' vektorlardan birortasi nol bo'lmaydigan holni qaraylik. $|J'| \geq |J|$ bo'lsin. 7.7a-rasmdagi uchburchakning har bir tomoni uzunligi qolgan ikki tomoni uzunliklari yig'indisidan kichikdir. J va J' vektorlarning uzunrogi, ya'ni $|J'| \geq |J| + |S|$ tengsizlikdan foydalanamiz, yoki

$$\sqrt{J'(J'+1)} \leq \sqrt{J(J+1)} + \sqrt{S(S+1)}, \quad (7.58)$$

foton uchun spin kvant soni $S=1$, u vaqtda ikkinchi had $\sqrt{2}$ ga teng bo'ladi. Atomda elektronlar soni juft bo'lganda J' va J kvant sonlari butun va elektronlar soni toq bo'lganda, yarim butun sonlarga teng bo'ladi. $\Delta J = J' - J$ faqat musbat butun sonlarga teng bo'ladi, chunki atom foton nurlashida undagi elektronlar soni o'zgar olmaydi. (7.58) formulada J' ni $J + \Delta J$ ifoda bilan almashtirib kvadratga ko'taramiz:

$$\Delta J^2 + (2J + 1)\Delta J - 2 \leq 2\sqrt{2J(J+1)}, \quad (7.59)$$

J ning ma'lum qiymatida va $\Delta J \geq 0$ bo'lganda, (7.59) ifodaning chap tomoni ΔJ ning ortishi bilan ortadi, chunki uning ΔJ bo'yicha hosilasi musbatdir. $\Delta J=0$ bo'lganda (7.59) tengsizlik bajariladi. (7.59)



7.7-rasm

tengsizlik $\Delta J=1$ bo'lganda ham bajariladi, lekin $J \leq 2\sqrt{2J(J+1)}$ tengsizlikka aylanadi. $\Delta J=2$ bo'lganda (7.59) tengsizlik bajarilmaydi va u

$$2(J+1) \leq 2\sqrt{2J(J+1)}$$

tengsizlikka aylanadi, bu tengsizlik esa to'g'ri emas. ΔJ ning katta qiymatlarida (7.59) tengsizlik bajarilmaydi. $J' \leq J$ bo'lgan holga J ni J' ning almashtirilishiga olib keladi. Shunday qilib, J va J' kvant sonlaridan birortasi ham nol bo'lmaganda, atomning foton nurlashi uchun tanlash qoidalarini hosil bo'ladi, ya'ni

$$\Delta J = J' - J = \pm 1 \text{ yoki } 0, \quad (7.60)$$

J va J' kvant sonlardan birortasi nolga aylansa (7.60) ifodada $\Delta J=0$ hol amalga oshmaydi. Faqat $\Delta J=\pm 1$ bo'lgan o'tishlar bo'lishi mumkin. J va J' kvant sonlari ikkasi ham nol bo'lgan hol bo'lishi mumkin emas.

Atomning foton yutishidagi tanlash qoidasi foton nurlashdagi kabi hosil qilinadi. Bu holda to'liq moment vektorlari $J+S=J'$ bog'lanishda bo'ladi. Bunda 7.7b-rasmdan foydalaniladi.

Endi atomning foton nurlanishigacha yoki nurlashidan keyingi (yoki foton yutish holi uchun) to'liq impuls momentlari vektorlari J va J' proyeksiyalari m_J va $m_{J'}$ kvant sonlari bo'yicha tanlash qoidalarini ko'raylik. Bunda tanlash qoidasini to'g'ridan to'g'ri yozish mumkin:

$$\Delta m_j = m_{j'} - m_j = \pm 1 \text{ yoki } 0, \quad (7.61)$$

(7.61)dagi tanlash qoidasi oldin ko'rilgan tanlash qoidalarini bilan bir vaqtda bajarilishi kerak.

Shunday qilib, atomning bir stasionar holatdan ikkinchi stasionar holatga o'tishi energiyasi $E=\hbar\omega$ bo'lgan bitta foton chiqarish bilan sodir bo'ladi. Fotonning orbital harakati bilan bog'liq bo'lmagan ichki harakat miqdor momenti *foton spini* deyiladi. Foton spini birga teng (ya'ni \hbar ga teng). Lekin to'liq momentning o'zi emas, balki uning proyeksiyasi \hbar birliklarda o'lanadi. Fotonning spini uning tarqalish yo'nalishida ikki xil usul bilan oriyentirlanadi. Bu shuni ko'rsatadiki, fotonning istalgan qutblangan holati ikkita holatning chiziqli kombinatsiyasidan hosil bo'ladi. Birinchi holatda qutblanish o'ng va ikkinchisida qutblanish chapda bo'ladi. Shu bilan birga S vektorning istalgan yo'nalishga proyeksiyalari bo'lgan holatlar soni

$2S+1$ ifodaga teng. Bunda S spin kvant soni. Shuning uchun foton spini $1/2$ bo'lishi kerakdek tuyuladi. Lekin bunday holda foton nurlanishi va yutilishida atomning to'liq harakat miqdor momenti vektorini J ning kvant soni $\pm 1/2$ ga o'zgarishi kerak, ya'ni butun sondan yarim butun songa o'tiladi va aksincha. Bu hol esa atomning foton nurlashi yoki yutishida atomda elektronlar soni o'zgarmaydi degan mulohazaga qarama-qarshidir. J kvant soni esa elektronlar soni juft bo'lganda butun va toq bo'lganda yarim butun songa teng bo'ladi. Foton faqat tezligi yorug'lik tezligiga teng bo'lgan harakat holatida mavjud bo'ladi. Istalgan sanoq tizimida foton uchun bitta tanlangan yo'nalish – harakat yo'nalishi mavjud. Foton spini vektorining proyeksiyasi ham faqat shu yo'nalishga bo'ladi. Foton spini $S=1$ bo'lgani uchun spin shu yo'nalishga nisbatan $2S+1$, ya'ni uch xil oriyentirlanishi mumkin: birinchi holda spin proyeksiyasi harakat yo'nalishida yo'nalgan, ikkinchi holda harakatga qarshi yo'nalgan, uchinchi holda esa nolga teng. Haqiqatda elektromagnit to'lqinlar ko'ndalang bo'lgani uchun uchinchi hol amalga oshmaydi. Bunday natijalar tajribalarda kuzatilgan. To'liq harakat miqdor momenti vektorini L va spin momenti vektorini S bilan bog'liq bo'lgan tanlash qoidalarini ko'raylik. Elektromagnit to'lqinlarning (foton) nurlanishi elektronning elektromagnit xossalari – zaryadi va magnit momenti tufayli paydo bo'ladi. Atomning foton nurlashi zaryad harakatining o'zgarish (L vektorning o'zgarishi) yoki spin magnit momentining o'zgarishi yoki birdaniga har ikkala o'zgarish natijasida hosil bo'ladi. Spin burilishida hosil bo'ladigan nurlanish relyativistik effekt hisoblanadi. Nazariya ko'rsatadiki, optik sohada nurlanish bo'lganda fotonning elektron zaryadi bilan o'zaro ta'siri fotonning elektron magnit momenti bilan o'zaro ta'siridan kuchli bo'ladi. Bu esa foton nurlanishi spin vektorini o'zgarishi bilan bog'liq emasligini ko'rsatadi, ya'ni

$$\Delta S = 0 \quad (7.62)$$

Demak, atomning nur (foton) yutishi yoki nurlashi atom holatlari spini bo'lmagandagidek sodir bo'ladi, ya'ni spinga bog'liq bo'lmaydi. Bunda atomning magnit momenti faqat orbital momentga teng deb qaraladi. Ya'ni to'liq moment J orbital moment L ga teng. U vaqtda bitta foton nurlash yoki yutish orqali bo'ladigan o'tishlar

uchun orbital moment kvant soni bo'yicha tanlash qoidasi quyidagicha bajariladi:

$$\Delta L = L' - L = \pm 1 \text{ yoki } 0. \quad (7.63)$$

L va L' lardan birortasi nolga aylansa, $\Delta L=0$ bo'lgan hol amalga oshmaydi. $\Delta L=0$ bo'lgan hol bir valent elektroniga ega bo'lgan atomlar uchun ham amalga oshmaydi (masalan, vodorod va ishqoriy metallar atomlari uchun). Lekin o'tishlarning bunday taqiqlanishi harakat miqdorining saqlanish qonuni bilan bog'liq bo'lmasdan, balki to'liq funksiyasi juftligining saqlanish qonuni bilan bog'liq. $\Delta J=\pm 1$ tanlash qoidasi bajarilganda aylanma qutblangan foton nurlanadi, $\Delta J=0$ da esa chiziqli qutblangan foton nurlanadi.

Yuqorida ko'rilgan (7.60-7.63) formulalarda tanlash qoidalari foton xossalari bilan bog'liq bo'lib, faqat bitta foton nurlash yoki yutish bilan bo'ladigan kvant o'tishlarda to'g'ri bo'ladi. Ko'p foton nurlash yoki chiqarish bilan bo'ladigan o'tishlarga to'g'ri kelmaydi.

7.8-§. Atomda elektronlarning bog'lanish turlari

Atomning to'la harakat miqdori moment \vec{J} ga bir necha elektronning orbital va spin momentlari hissa qo'shsa, \vec{J} shu momentlarning vektor yig'indisi ko'rinishda aniqlanadi. Elektronlarning o'zaro ta'sirda bo'lishligi sababli ularning orbital va spin momentlarini qo'shish atom tizimidagi mavjud o'zaro ta'sirlar xarakteri bilan aniqlanuvchi qoidalarga bo'ysinadi.

LS bog'lanish. Agar elektronlar sistemasining orbital va spin momentlari o'zaro ta'siri har bir elektronning orbital va spin momentlari o'zaro ta'sirdan kuchli bo'lsa, elektronlar sistemasida LS bog'lanish amalga oshadi.

LS bog'lanish ko'pincha Rossel-Saunders yoki normal bog'lanish deb ham ataladi. Tajriba natijalarida ko'pchilik hollarda LS bog'lanish amalga oshishi isbotlangan. Shu sababli atom tuzilishi nazariyasida LS bog'lanish muhim rol o'ynaydi.

LS bog'lanishda alohida elektronlarning orbital momentlari qo'shilib atomning orbital momenti L ni spin momentlari qo'shilib esa atomning spin momenti S ni hosil qiladi. Ya'ni,

$$\begin{aligned} \vec{L} &= \vec{l}_1 + \vec{l}_2 + \dots \\ \vec{S} &= \vec{s}_1 + \vec{s}_2 + \dots \end{aligned} \quad (7.64)$$

Atomning to'liq momenti J uning orbital \vec{L} va spin \vec{S} momentlari yig'indisidan iborat bo'ladi.

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}, \quad (7.64a)$$

LS bog'lanish quyidagi formulalar ko'rinishida ham ifodalanadi:

$$\left. \begin{aligned} \vec{L} &= \sum \vec{l}_i, \\ \vec{S} &= \sum \vec{s}_i, \\ \vec{J} &= \vec{L} + \vec{S} \end{aligned} \right\} \quad (7.64b)$$

$|\vec{L}|$, $|\vec{S}|$, $|\vec{J}|$, L_z , S_z , J_z lar odatdagidayek kvantlanadi va ularga L , S , J , M_L , M_S va M_J kvant sonlari mos keladi, ya'ni

$$\begin{aligned} |\vec{L}| &= \hbar\sqrt{L(L+1)} \quad L_z = \hbar M_L \\ M_L &= -L, -L+1, \dots, L \end{aligned} \quad (7.65)$$

M_L – atomning orbital magnit kvant soni

$$\begin{aligned} |\vec{S}| &= \hbar\sqrt{S(S+1)} \quad S_z = \hbar M_S \\ M_S &= -S, -S+1, \dots, S \end{aligned} \quad (7.66)$$

M_S – atomning spin magnit kvant soni

$$\begin{aligned} |\vec{J}| &= \hbar\sqrt{J(J+1)} \quad J_z = \hbar M_J \\ M_J &= -J, -J+1, \dots, J \end{aligned} \quad (7.67)$$

M_J – atomning to'liq magnit kvant soni.

Atomda elektronlar soni juft bo'lganda S va J kvant sonlari butun son, elektronlar soni toq bo'lganda esa yarim butun son qiymatlarni qabul qiladi. LS bog'lanish elektrostatik kuchlarning nisbatan kuchli ta'siri ostida yuz beradi.

jj bog'lanish. Og'ir atomlarda yadro zaryadi katta bo'lganligi sababli elektronlarning orbital l_i va spin s_i momentlari o'rtasidagi spin-orbital o'zaro ta'sir elektronlar o'rtasida elektrostatik o'zaro ta'sir bilan tenglashadi. Natijada LS bog'lanish buzilib, ayrim elektronlarning to'la harakat miqdori momentlari to'g'ridan to'g'ri qo'shiladi. Shu yo'l bilan atomning to'liq harakat miqdori momenti hosil bo'ladi, ya'ni atomning to'la harakat miqdor momenti alohida elektronlar to'la harakat miqdor momentlari yig'indisidan iborat

bo'ladi. Elektron harakat miqdori momentlarining bu xil qo'shilishiga, ya'ni elektronlarning bu bog'lanishiga *jj*-bog'lanish deyiladi. *jj* bog'lanishda *i* chi elektronning to'liq momenti

$$\vec{j} = \vec{\mathbf{l}}_i + \vec{S}_i, \quad i=1,2,\dots,N, \quad (7.68)$$

$$\vec{J} = \sum_{i=1}^N \vec{j}_i. \quad (7.69)$$

Bu formulalarda: *J* – atomning to'liq harakat miqdor momenti, *j* – elektronning to'liq harakat miqdor momenti, *l_i* – elektronning orbital momenti, *S_i* – elektronning spin momenti. Atomda elektronlarning bunday bog'lanishiga *jj* bog'lanish deyiladi. *jj* bog'lanish *LS* bog'lanishga qaraganda kam uchraydi.

Bu bog'lanishlarga misol tariqasida *ℓ=0,1* holatdagi ikkita elektronning hosil qilgan konfiguratsiyasini ko'rish mumkin. *ℓ₁=0, ℓ₂=1, S₁=S₂=1/2* bo'lsin (7.8-rasm). Russell-Saunders bog'lanishlariga binoan:

$$|\vec{L}| = \mathbf{h}\sqrt{L(L+1)}, \quad L = \mathbf{l}_1 + \mathbf{l}_2, \dots, |\mathbf{l}_1 - \mathbf{l}_2|; \quad L = 1$$

$$|\vec{S}| = \mathbf{h}\sqrt{S(S+1)}, \quad S = S_1 + S_2, \dots, |S_1 - S_2|; \quad S = 1, 0$$

$$|\vec{j}| = \mathbf{h}\sqrt{j(j+1)}, \quad j = L + S, \dots, |L - S|; \quad j = 1 \text{ va } j = 2, 1, 0,$$

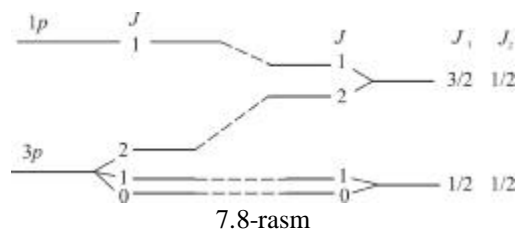
Ya'ni, to'rtta sath yuzaga keladi. Bu to'rtta sath *j₁=1* va *j=2,1,0* sathlardan iborat ikkita bosh termni tashkil etadi. Ikkinchi *j₂* term uchta bir-biriga juda yaqin sathlardan iborat. *jj* bog'lanishga binoan,

$$\vec{j}_i = \vec{\mathbf{l}}_i + \vec{S}_i, \quad (7.70)$$

$$|\vec{j}_1| = \mathbf{h}\sqrt{j_1(j_1+1)}, \quad j_1 = \mathbf{l}_1 + S_1, \dots, |\mathbf{l}_1 - S_1|; \quad j_1 = \frac{1}{2};$$

$$|\vec{j}_2| = \mathbf{h}\sqrt{j_2(j_2+1)}, \quad j_2 = \mathbf{l}_2 + S_2, \dots, |\mathbf{l}_2 - S_2|; \quad j_2 = \frac{3}{2} \text{ va } \frac{1}{2}. \quad (7.71)$$

j va *S* o'rtasidagi kuchli o'zaro ta'sir natijasida *j=3/2; 1/2* holatlar bir-biridan katta farq qiladigan energiyaga ega bo'ladi. *j₁* va *j₂*



o'rtasidagi kuchsiz bog'lanish natijasida

$$\vec{j}_i = \sum \vec{\mathbf{l}}_i, \quad (7.72)$$

$$|\vec{j}| = \mathbf{h}\sqrt{j(j+1)}, \quad (7.73)$$

$$j = j_1 + j_2, \dots, |j_1 - j_2|,$$

$$j = 2, 1 \text{ va } 1, 0.$$

Demak, yana to'rtta sath hosil bo'lar ekan. 7.9-rasmda bu ikki xil bog'lanishlar beradigan energiya sathlari keltirilgan.

Shunday qilib, bu ikki xil bog'lanishda sathlar soni teng va *j* ning qiymatlari bir xil.

Nazorat savollari

1. Qanday atomlar ko'p elektronli atomlar deyiladi? Misollar keltiring.
2. Murakkab atomlar uchun Shredinger tenglamasida elektronlarning qanday o'zaro ta'sirlari hisobga olinishi kerak?
3. Ishqoriy metallar atomlari tuzilishi qanday?
4. Effektiv yadro va effektiv zaryad hosil bo'lishini tushuntiring.
5. Ishqoriy metallar atomlarida kvant sonlar qanday bo'ladi?
6. Ishqoriy metallar atomlari energetik sathlari energiyasi qaysi formula yuilan aniqlanadi va bunda bosh kvant soni qaysi kattalikka bog'liq?
7. Ishqoriy metallar atomlari spektrlarida qanday seriyalar kuzatiladi?
8. Pauli prinsipining mohiyatini tushuntiring.
9. Elektron qobiqlarning elektronlar bilan to'ldirilishini tushuntiring.
10. ${}_{11}\text{Na}$ elementining elektron konfiguratsiyasini yozing.
11. Tanlash qoidalarini ayting.
12. Atomda elektronlarning qanday bog'lanish turlarini bilasiz?

VIII-BOB. RENTGEN NURLARI

8.1-§. Rentgen nurlarining hosil qilinishi

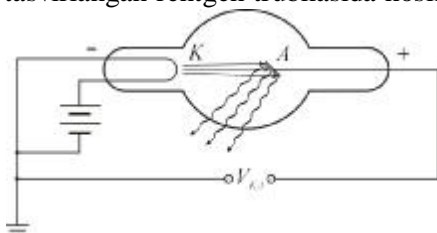
Rentgen nurlari 1895-yilda V.Rentgen tomonidan kashf qilingan bo'lib, uning nomi bilan ataladi. Rentgen nurlari elektromagnit to'lqinlar nurlanishi bo'lib, to'lqin uzunligi $\lambda=(10\pm 0,001) \text{ nm}$ oraliqda bo'ladi. Rentgen nurlari ikki xil bo'lishi aniqlangan: tormozlanish va xarakteristik rentgen nurlari.

Rentgen nurlari 8.1-rasmda tasvirlangan rentgen trubkasida hosil qilinadi.

Eng oddiy rentgen trubkasi ichidan havosi so'rib olinib (10^{-5} - 10^{-7}) mm Hg bosim hosil qilingan shisha ballon bo'lib, uning ichiga katod K va anod A elektrodlari joylashtirilgan. K katod volframdan tayyorlangan spiral bo'lib, bu spiraldan past voltli elektr toki o'tkaziladi, bunda spiral $\sim 2000^\circ$ gacha qiziydi. Qizigan katoddan termoelektronlar ajralib chiqib boshlaydi. A – anod metallardan tayyorlangan massiv sterjendan iborat, sterjen sirtiga galvanik yoki payvandlash usuli bilan xarakteristik rentgen nurlari tekshiriladigan element qatlami hosil qilinadi. Katod va anod orasiga bir necha o'n kilovolt tartibda potentsiallar ayirmasi qo'yiladi.

Tormozlanish rentgen nurlarining hosil bo'lish mexanizmi quyidagicha: katod qizdirilgan holda bo'lganda, katod va anod orasidagi potentsiallar ayirmasi oshirib boriladi. Bunda hosil qilingan elektr maydon qizigan katoddan ajralib chiqayotgan termoelektronlarni tezlatadi. Yetarlicha katta kinetik energiyaga erishgan elektronlar anod sirtiga urilib, unda tormozlanadi.

Ma'lumki, harakatdagi elektron atrofida elektr va magnit maydonlari mavjud, chunki harakatdagi elektron elektr tokiga ekvivalent. Elektronning tormozlanishi deganda, uning atrofidagi maydonning o'zgarishi tushuniladi. Magnit va elektr maydonining o'zgarishi elektromagnit to'lqinlar nurlanishiga sabab bo'ladi. Bu nurlanish *tormozlanish rentgen nurlanishi* deyiladi.

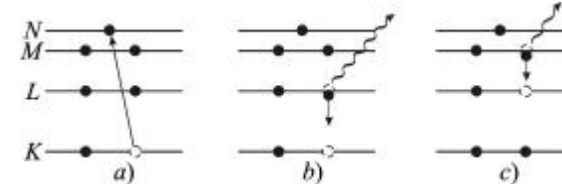


8.1-rasm

Xarakteristik rentgen nurlarining hosil bo'lish mexanizmi quyidagicha: xarakteristik rentgen nurlanishi murakkab atomlar ichki elektron qobiqlaridagi elektronlar o'tishi natijasida hosil bo'ladi. Anod va katod orasidagi potentsiallar ayirmasi bilan tezlatilgan, katta energiyaga ega bo'lgan elektronlar anod materiali atomlari bilan to'qnashadi va atomning ichki (K, L, M, \dots) qobiqlarining biridan elektronlarni urib chiqaradi yoki tashqi bo'sh qobiqqa o'tkazadi. Bo'sh qolgan o'rinlarga qo'shni qobiqlardan elektronlar o'tadi. Elektronarning o'tishi katta energiyadagi nurlanish chiqishi bilan sodir bo'ladi. Bunday nurlanish anodni xarakterlaydi, shuning uchun ham bu nurlanish *xarakteristik rentgen nurlanishi* deyiladi. Masalan, agar K qobiqdan elektron urib chiqarilgan bo'lsa (8.2a-rasm), K qobiqda bo'sh qolgan o'ringa undan yuqorida bo'lgan L, M, N qobiqlarning biridan elektron o'tishi mumkin (8.2b-rasm). Xudi shunday elektron L qobiqdan urib chiqarilgan bo'lsa, L qobiqdagi bo'sh qolgan o'ringa M qobiqdan elektron o'tadi (8.2c-rasm). Bu o'tishlarda katta energiyadagi nurlanish hosil bo'ladi. Shu nurlanish xarakteristik rentgen nurlanishidir bo'ladi. Atomning ichki qobiqlari orasida bo'ladigan elektron o'tishlarda katta miqdorda katta miqdorda energiya ajraladi.

Rentgen trubkalarida tezlatilgan elektronlar

kinetik energiyasining $\sim 0,01$ qismi rentgen nurlari energiyasiga aylanadi, energiyaning qolgan qismi anodning qizishiga sarflanadi. Quvvati yuqori bo'lgan rentgen trubkalarida anod suv bilan sovutiladi.



8.2-rasm

8.2-§. Rentgen nurlarining spektrlari

Tormozlash rentgen nurlari tutash spektrni hosil qiladi. Tutash spektrning tuzilishi anod materialiga bog'liq bo'lmaydi. Tutash spektr quyidagi xossalarga ega: spektrda rentgen nurlari intensivligining to'lqin uzunligiga bog'liq ravishda taqsimlanishi egri chiziqdan iborat bo'lib, to'lqin uzunligining aniq qiymatlarida egri chiziq maksimumga ega bo'ladi. Intensivlikning bu maksimumidan

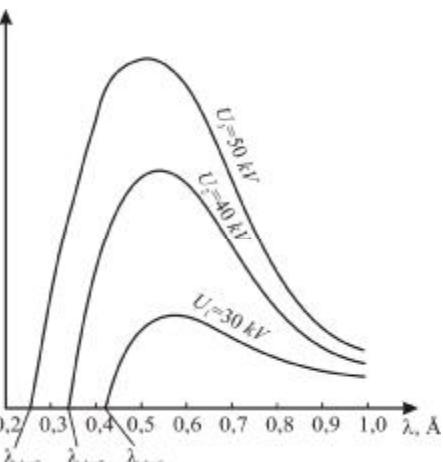
uzun to‘lqinlar va qisqa to‘lqinlar tomonga pasayishi turlicha bo‘ladi; uzun to‘lqinlar tomonga pasayganda egri chiziq assimptotik ravishda nolga intiladi, qisqa to‘lqinlar tomonga pasayganda esa keskin pasayadi va to‘lqin uzunligining ma’lum bir qiymatida spektr keskin uziladi. To‘lqin uzunligining bu qiymati tutash spektrning qisqa to‘lqinli chegarasi deyiladi va u elektronlarni tezlatuvchi potensialga bog‘liq bo‘ladi.

8.3-rasmda anod va katod orasidagi potentsiallar farqining turli qiymatlari uchun tormozlanish rentgen nurlanishining tutash spektri keltirilgan. Rasmda tormozlanish rentgen nurlanishi intensivligining to‘lqin uzunligiga bog‘liqligi tasvirlangan. Anod va katod orasidagi potentsiallar ayirmasi $U_1=30 \text{ kV}$ bo‘lganda spektr to‘lqin uzunligi ma’lum bir chegaraviy λ_{cheg1} qiymatidan boshlanib, uzun to‘lqin uzunliklar tomonidan davom etadi.

Potentsiallar ayirmasi yana oshirila borilsa, $U_2=40 \text{ kV}$ bo‘lganda, spektrning qisqa to‘lqinli chegarasi chapga siljiydi, λ_{cheg2} spektrning intensivligi esa ortadi. $U_2=50 \text{ kV}$ bo‘lganda ham shunday bo‘ladi va h.k.

Tutash spektrning qisqa to‘lqinlar sohasida spektrning uzilishini kvant mexanikasi tasavvurlari asosida quyidagicha tushuntirish mumkin: elektronlar tormozlanishida hosil bo‘ladigan rentgen nurlarining energiyasi tormozlangan tez elektronlarning energiyasidan katta bo‘la olmaydi.

Katod va anod orasiga qo‘yilgan potentsiallar ayirmasi bilan tezlashtirilgan elektronlar eU kattalikdagi kinetik energiyaga erishadi. Elektronlar anod sirtiga urilib tormozlanganida kinetik energiyasining bir qismi anodni qizdirishga sarf bo‘ladi, qolgan qismi hosil bo‘lgan rentgen nurlanishi kvantlari energiyasiga aylanadi. U vaqtda energiya uchun quyidagi munosabat o‘rinli bo‘ladi:



8.3-rasm

$$hv \ll eU \quad (8.1)$$

(8.1) formulada hv – tormozlanish rentgen nurlanishi kvantlarining energiyasi, eU – tezlashtirilgan elektronlarning kinetik energiyasi, elektronlarning anodni qizdirishga sarflanadigan energiyasi har xil bo‘lganligi uchun hosil bo‘ladigan rentgen kvantlarining energiyasi ham har xil bo‘ladi, ya’ni har xil energiyali rentgen nurlari nurlanadi. Shuning uchun ham tormozlanish rentgen nurlanishi tutash spektrga ega bo‘ladi.

Tormozlanish rentgen nurlari tutash spektrida eng qisqa to‘lqin uzunligiga to‘g‘ri keladigan rentgen nurlanishi kvantlari $h\nu_{max}$ – maksimum energiyaga ega bo‘ladi. Bunday katta energiyali tormozlangan rentgen nurlanishi kvantlari anodga kelib urilayotgan tez elektronlarning kinetik energiyasi to‘liq ravishda tormozlangan rentgen nurlari energiyasiga aylanganida hosil bo‘ladi. Shuning uchun tutash spektrning chegarasi λ_{min} ni topish uchun elektronning yeU kinetik energiyasini rentgen kvantining maksimal energiyasi $h\nu_{max}$ ga tenglashtirish kerak, ya’ni:

$$eU = h\nu_{max} \quad (8.2)$$

(8.2) formulada $\nu_{max} = c/\lambda_{min}$ ekanligini hisobga olgan holda λ_{min} uchun quyidagi ifodani yozish mumkin:

$$\lambda_{min} = hc/eU \quad (8.3)$$

(8.3) formulada

$$\lambda_{min} = \lambda_{cheg}$$

λ_{cheg} – tutash spektrning eng qisqa chegaraviy to‘lqin uzunligi deyiladi. (8.3) formuladan ko‘rinadiki, tutash rentgen spektrining chegaraviy to‘lqin uzunligi faqat potentsiallar ayirmasiga bog‘liq bo‘lib, anod materialiga bog‘liq emas.

(8.3) formulada U – kilovoltlarda va λ – angstremlarda ifodalanadigan bo‘lsa, (8.3) formula quyidagi ko‘rinishda yozilishi mumkin:

$$I = \frac{12,412}{U} \text{ \AA} \quad (8.4)$$

(8.4) formulada elektronni tezlatuvchi potensial $U=100 \text{ kV}$ bo‘lganda tutash spektrni chegaralangan eng qisqa chegaraviy to‘lqin uzunlik $\lambda_{cheg}=0,124 \text{ \AA}$ ga teng bo‘ladi.

Rentgen spektroskopiyasida to‘lqin uzunligi XE – birliklarda ifodalanadi:

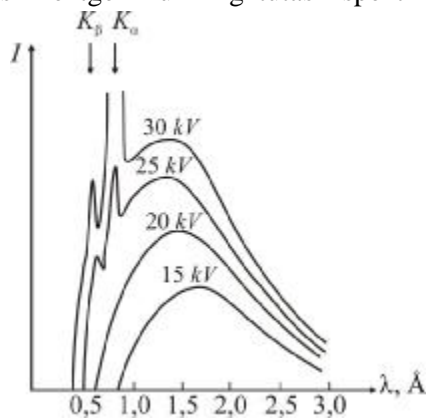
$$1XE = 1,00225 \text{ \AA} \quad (8.5)$$

(8.5) ifoda keltirilgan birliklarda hisoblangan to'liq uzunliklar tormozlanish rentgen nurlanishi tutash spektrining qisqa to'liqlik sohasida joylashgan bo'ladi.

Xarakteristik rentgen nurlari chiziqli spektrni hosil qiladi. Chiziqli spektrlar anod materialiga, uning atomi xossalriga bog'liq bo'ladi. Shuning uchun har bir element faqat o'ziga xos xarakteristik rentgen nurlari chiqaradi.

Anod va katod orasiga qo'yilgan potentsiallar ayirmasining ma'lum qiymatida tezlashtirilgan elektronlarning energiyasi anod materiali atomining ichki qobiqlaridan elektronni urib chiqarishga yetarli bo'lgan holda tormozlanish rentgen nurining tutash spektri fonida xarakteristik rentgen nurlarining qisqa spektral chiziqlari hosil bo'ladi (8.4-rasm).

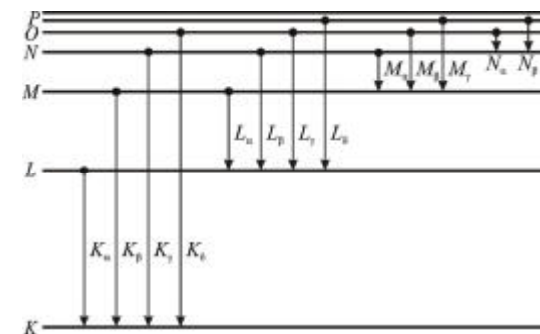
8.4-rasmda anod va katod orasida qo'yilgan potentsiallar ayirmasining 15, 20, 25, 30 kV qiymatlarida bo'lgan tormozlanish nurlanishining tutash spektri fonida xarakteristik rentgen nurlanishining spektral chiziqlari K_{α} , K_{β} hosil bo'lgan.



8.4-rasm

Rentgen spektrlarida spektral chiziqlar rentgen sathlari orasida bo'ladigan elektron o'tishlari natijasida hosil bo'ladi. Elektron o'tishlar $\Delta L = \pm 1$, $\Delta j = 0, \pm 1$ tanlash qoidalariga bajarilishi asosida hosil bo'ladi. Xarakteristik rentgen nurlarining spektral chiziqlari ma'lum qonuniyat bilan ketma-ket joylashadi. Spektral chiziqlar seriyalarga birlashtiriladi. Seriyalar K, L, M, N harflari bilan belgilanadi. Agar spektral chiziqlar elektronlarning K -qobiqqa o'tishida hosil bo'lgan bo'lsa, spektral chiziqlar K -seriyaga tegishli bo'ladi, L -seriya chiziqlari elektronlarning L -qobiqqa o'tishidan hosil bo'lgan chiziqlardan iborat bo'ladi. Boshqa seriyadagi spektral chiziqlar ham shunday hosil bo'ladi. K -seriya spektrining eng qisqa to'liqlik sohasida, L -seriya uzun to'liqlik sohasida, M va N seriyalar ko'zga ko'rinadigan sohada joylashgan bo'ladi. Xarakteristik rentgen

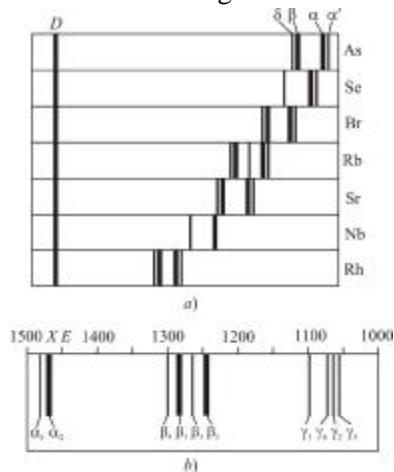
spektrida K, L, M, N seriyalarining hosil bo'lishi sxematik ravishda 8.5-rasmda keltirilgan seriyadagi har bir chiziq o'z belgisiga ega. Har bir chiziq qaysi seriyaga tegishli bo'lsa, shu seriya nomi bilan aytiladi. Elektron qaysi qobiqdan o'tgan bo'lsa, shu qobiq indeksi bilan ko'rsatiladi. Masalan, K_{α} yozuv elektron K qobiqdan o'tganligini bildiradi. a – indeksi elektron o'tishlar yaqin qobiqdan bo'lganligini, b – indeksi o'tishlar yaqin qobiqdan keyingi qobiqdan bo'lganligini ko'rsatadi va h.k. Qobiqlar a, b, g – indekslar bilan K_{α} , K_{β} , K_{γ} yoki L_{α} , L_{β} , L_{γ} va h.k. ko'rinishida yoziladi (8.5-rasm). K_{α} elektronning yaqin qobiqdan K qobiqqa o'tishida chiqarilgan xarakteristik rentgen nuri energiyasi hosil bo'lgan spektral chiziqdir. a, b, g, d – harflariga qo'yiladigan son indeksleri uzun to'liqlik spektral chiziqlardan boshlab seriyadagi chiziqlarning tartib raqamini ko'rsatadi. K – seriya o'z tuzilishiga ko'ra, eng oddiy spektr hisoblanadi. Bu seriya uchta spektral chiziqdan iborat bo'lib, ular shartli ravishda K_{α} , K_{β} , K_{γ} lar bilan belgilanadi. K_{α} – chizig'i uchun to'liqlik bo'lib, kattaroq intensivlikka ega. K_{α} – chizig'i a_1 va a_2 komponentlardan, ya'ni K_{α_1} va K_{α_2} – chiziqlaridan iborat bo'lgan dublet tuzilishiga ega. K_{β} – chizig'i to'liqlik uzunligi va intensivligi jihatidan K_{α} dan keyin turadigan chiziqdir. K_{β} – chizig'i ham dublet tuzilishiga ega bo'lib, K_{β_1} va K_{β_2} ko'rinishida belgilanadi. K_{α_1} va K_{α_2} hamda K_{β_1} va K_{β_2} chiziqlari bir-biridan energiya bo'yicha juda oz farq qiladi. Bu chiziqlar rentgen spektrlarining “nozik strukturasi”ni hosil qiladi. K_{γ} – chizig'i qisqa to'liqlik chiziq hisoblanadi. L -seriya K -seriyaga qaraganda murakkab tuzilishga ega bo'ladi.



8.5-rasm

8.6a-rasmda ba'zi elementlarning K -seriya spektrleri keltirilgan. 2.6b-rasmda esa volframning L -seriya spektral chiziqlari tasvirlangan. Rasmlardan L -seriya K -seriyaga qaraganda murakkab

tuzilganligini ko'rish mumkin. *K*-qobiqdagi elektron atom bilan kuchli bog'langan, *L*-elektron kuchsizroq, *M*-qobiqdagi elektron undan ham kuchsizroq bog'langan. Shuning uchun elektronlarning $L \rightarrow K$ o'tishida hosil bo'ladigan xarakteristik rentgen nurlanishi kvantlarining energiyasi *L* va *K* qobiqlaridagi elektronlarning bog'lanish energiyalari farqiga teng bo'ladi. Rentgen spektrlari atomning ichki qobiqlaridagi elektronlarning harakati tufayli hosil bo'ladi. Atomning ichki qobiqlari bir xil tuzilishga ega bo'lganligi uchun rentgen nurlari spektrlarida davriylik kuzatilmaydi. Spektral chiziqlar chastotalarining element tartib raqami *Z* ning ortishi bilan qisqa to'lqinlar tomonga monoton siljishi kuzatiladi. Rentgen nurlari spektrida chiziqlar soni juda kam bo'lib, chiziqlar bir xil tuzilishga ega bo'ladi. Umuman rentgen nurlari spektrlari oddiy va bir xil tuzilishga ega. Rentgen spektrlarida atomga tegishli xossalr mavjud bo'ladi. Shuning uchun ham rentgen nurlarining chiziqli spektrlari atomlarning murakkab elektron qobiqlari tuzilishini aniqlashga imkon beradi.



8.6-rasm

8.3-§. Mozli qonuni

Zaryadi $+Ze$ bo'lgan yadroning Kulon maydonidagi energiyasi:

$$E_n = AZ^2 \frac{1}{n^2}$$

Atomning biror qobig'idagi elektronning energiyasini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$E_n = A(Z - S_{nl})^2 \frac{1}{n^2} \quad (8.6)$$

Bu formula vodorodsimon atomlar energetik sathlari energiyasini hisoblash formulasi kabi bo'lib, bunda S_{nl} – tuzatma kiritilgan. S_{nl} –

ekranlash doimiyliigi deyiladi. S_{nl} – yadro maydonini elektronlar ichki elektronlar va boshqa elektronlar bilan ekranlashini hisobga oladi ($S_{nl} < Z$). Atomlarning ichki elektron qobiqlarining tuzilishi bir xil bo'lganligi uchun berilgan qobiq uchun (berilgan n uchun) S_n bir xil bo'ladi. *K*-qobiqdagi elektronlarga asosan ikkinchi elektron ekranlovchi ta'sir ko'rsatadi, bunday holda ekranlash doimiyliigi $s \approx 1$ bo'ladi. *L*-qobiqdagi elektronlar uchun esa $s \approx 8$. S_{nl} ning aniq qiymatlari tajribalarda aniqlanadi va fizikaviy doimiyliklar jadvalarida keltiriladi. (8.6) formula vodorodsimon atom

energiyasini topish formulasidan ($E_n = -\frac{mZ^2 \mathbf{1}^4}{2h^2} \cdot \frac{1}{n^2}$) ishorasi

bilan farq qiladi. (8.6) formulada ishora musbat, chunki elektroni yo'qotilgan atom energiyasi musbat bo'ladi.

Rentgen nurlari kvantlarining energiyasi energiyaning saqlanish qonuniga asosan atomning boshlang'ich va oxirgi holatlari energiyalari farqiga teng:

$$h\nu = E_{n_1} - E_{n_2} = A(Z - S_1)^2 \frac{1}{n_1^2} - A(Z - S_2)^2 \frac{1}{n_2^2} \quad (8.7)$$

(8.7) formulada E_{n_1} – atomning boshlang'ich holati energiyasi,

E_{n_2} – atomning oxirgi holati energiyasi, A – sath energiyasi,

$$A = \frac{me^4}{2h^2} = 13,6 \text{ eV}, n - \text{bosh kvant son, } S - \text{ekranlash doimiyliigi.}$$

Ekranlash doimiyliigi S ni energetik sathlar uchun emas, spektral chiziqlar uchun hisobga olish mumkin. U vaqtda (8.7) formulani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$h\nu = A(Z - S)^2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (8.8)$$

Turli atomlar spektrlaridagi bir xil spektral chiziqlar uchun S ning qiymati deyarli doimiy bo'ladi. Masalan, $20 < Z < 30$ bo'lgan barcha atomlarning K_a chizig'i uchun $s = 1,13$.

(8.8) formuladan ko'rinadiki, rentgen spektral chiziqlarining chastotasi (rentgen nurlari chastotasi) elementdan elementga o'tishda amalda Z^2 ga proporsional ravishda ortadi. Bu qonuniyat 1913 yilda Mozli tomonidan tajriba orqali kashf etildi. Mozli turli elementlar

xarakteristik rentgen spektral chiziqlarining chastotasini o'rganib, rentgen nurlari chastotasidan chiqarilgan kvadrat ildiz elementining tartib raqami Z ga chiziqli bog'lanishda ekanligini aniqladi, ya'ni

$$\sqrt{n} = a(Z - S_n) \quad (8.9)$$

(8.9) formulada n – xarakteristik rentgen nurlari chastotasi, S_n – ekranlash doimiyliigi, Z – antikatod (anod) yasalgan elementning tartib raqami, a – ayni seriya spektral chiziqlari uchun doimiy miqdor bo'lib, quyidagicha aniqlanadi:

$$a = \sqrt{Rc \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)}$$

bunda R – Ridberg doimiyliigi, c – yorug'likning vakuumdagi tezligi, m va n lar elektron orbitalarining tartib raqami.

(8.9) formula Mozli qonunini ifodalaydi. Mozli qonuni Mendeleevning elementlar davriy sistemasida elementlar tartib raqamini to'g'ri aniqlashda muhim o'rin tutadi.

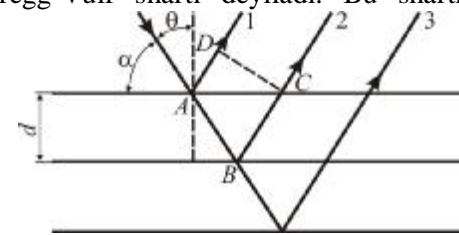
Elementlar davriy tizimining turli qismlarida hali kashf etilmagan elementlarga tegishli ochiq qolgan joylar mavjud edi. $Z=58$ dan $Z=71$ gacha bo'lgan oraliqdagi elementlarning to'g'ri joylashtirilganligi ishonchsiz edi. Chunki bu elementlarning kimyoviy xossalari bir-biridan juda kam farq qiladi. Ularning atom og'irliklari ishonchli aniq emas edi, shuning uchun ularni tartib bo'yicha joylashtirilganiga ishonish qiyin bo'lgan. Mozli bu qiyinchiliklarni bartaraf qildi. Mozli vodorod (H) bilan uran (U) orasida tartib raqamlari har xil bo'lgan 92 xil atom mavjud bo'lishini ko'rsatib, hali kashf etilmagan elementlarning sonini aniq aytib berdi. Mozli birinchi bo'lib elementlarning fizika-kimyoviy xossalarini atom og'irligi emas, balki elementning tartib raqami (yadro zaryadi) belgilashini ko'rsatdi. Bu xulosa izotoplarning kashf etilishi bilan yanada tasdiqlanadi.

8.4-§. Rentgen nurlarining difraksiyasi

1912-yilda M.Laue tomonidan rentgen nurlari difraksiyasini o'rganish bo'yicha o'tkazilgan tajribalar natijasida rentgen nurlari elektromagnit to'lqinlardan iborat ekanligi aniqlandi. Bu tajribalar rentgen nurlarining nafaqat to'lqin tabiatiga ega ekanligini ko'rsatdi, balki ularning to'lqin uzunliklarini o'lchashga ham imkon berdi.

Bregg-Vulf formulasi. Kristall fazoviy panjara tugunlarida ma'lum qonuniyat va tartib bilan joylashgan atom va molekularlar to'plamidan iborat bo'ladi. To'lqinlar tabiati Gyuygens-Frenel tamoyili orqali tahlil qilinadi. Bu tamoyilga asosan to'lqin frontining har bir nuqtasi ikkilamchi to'lqinlar manbai hisoblanadi. Ikkilamchi manbalardan chiqqan to'lqinlar fazaviy munosabatlar hisobga olinganda interferensiya hodisasini hosil qiladilar. To'lqinlarning tekis sirtidan qaytishi shunga olib keladiki, sirtning har bir nuqtasi ikkilamchi to'lqinlar manbai bo'lib qoladi. Bu manbalardan chiqqan to'lqinlar o'zaro interferensiyalashib, ma'lum qaytish burchagi ostida qaytgan to'lqinlarni hosil qiladi, qaytish burchagi tushish burchagiga teng bo'ladi.

Kristallga to'lqinlar tushganida kristall panjara tugunlari ikkilamchi to'lqinlar manbai bo'ladi. Agar tugunlar bir tekislikda joylashgan bo'lsa, u vaqtda tekislikdan to'lqinlarning tushish burchagiga teng bo'lgan qaytish burchagi ostida qaytishi sodir bo'ladi. Qaytgan to'lqinlarning intensivligi kristall panjaraning tugunlari tekislikda qanchalik zich joylashishiga bog'liq: tekislikda tugunlar joylashishi zichligi kamaysa, qaytgan to'lqinlar intensivligi ham kamayadi. Fazoviy kristall panjara tugunlari orqali ko'p sondagi tekisliklar o'tkazish mumkin. Bu tekisliklarning har biri to'lqinlarni shunday yo'nalishda qaytaradiki, qaytish burchagi tushish burchagiga teng bo'ladi. Lekin bu shart to'lqin uzunligiga bog'liq bo'lmaydi, to'lqin uzunligi har xil bo'lgan to'lqinlar bir xilda qaytadi. Har xil tekisliklardan qaytgan to'lqinlar o'zaro kogerentdir, chunki ular asli bir xil to'lqindan kelib chiqqan ikkilamchi to'lqinlardir. Ikkilamchi to'lqinlar fazalari farqi $2p$ ga karrali bo'lsa, bu to'lqinlar bir-birini kuchaytiradi va qaytish burchagi ostida haqiqatdan ham qaytgan to'lqinlar tarqaladi. To'lqinlarning parallel tekisliklar tizimidan qaytish sharti Bregg-Vulf sharti deyiladi. Bu shartni quyidagicha chiqarish mumkin. 8.7-rasmda qo'shni parallel tekisliklardan qaytgan 1 va 2 to'lqinlar tasvirlangan. Bu to'lqinlar yo'llari orasidagi farq quyidagicha aniqlanadi:



8.7-rasm

$$\Delta = |AB| + |BC| - |AD|, \quad (8.10)$$

8.7-rasmdan

$$|AB| + |BC| = 2d / \cos q,$$

$$|AD| = 2d \sin q,$$

ekanligi hisobga olinsa quyidagi ifoda hosil bo'ladi:

$$\Delta = 2d |\cos q + 2d \sin^2 q| \cos q = 2s \cos q$$

$$\Delta = 2d \cos q \dots \quad (8.11)$$

Qo'shni tekisliklardan qaytgan to'liqlar fazalari farqi quyidagi kattalikka teng bo'ladi:

$$d = k\Delta = (2p / l)\Delta.$$

Bu qaytgan to'liqlarning interferensiyasi:

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

shart bajarilganda sodir bo'ladi. Demak, to'liqlarning parallel tekisliklardan qaytish shartini (8.11) formulaga asosan quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$2d \cos q = ml, \quad (8.12)$$

(8.12) formulada d – parallel tekisliklar orasidagi masofa, l – to'liq uzunlik. Bu formulani tushish burchagi θ bilan emas, balki siljish burchagi $a = \pi/2 - \theta$ orqali ifodalash ham mumkin, ya'ni

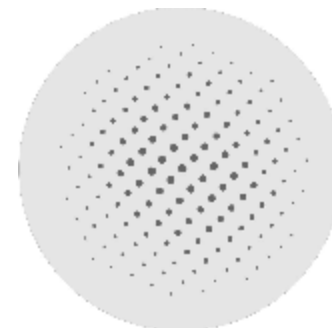
$$2d \sin a = ml \quad (8.13)$$

(8.12) va (8.13) formulalar Bregg-Vulf shartini ifodalaydi. Agar parallel tekisliklar tizimiga monoxromatik to'liqlar kelib tushsa, uning (8.12) shartni qanoatlantiradigan qismi qaytadi. Agar tushgan to'liqning (8.12) shartni qanoatlantiradigan qism bo'lmasa, qaytish sodir bo'lmaydi. Parallel tekisliklar tizimida (8.12) shartni qanoatlantirgan monoxromatik to'liqlar qaytishi mumkin.

Shunday qilib, parallel tekisliklar tizimidan qaytgan to'liqlar interferensiyasi maksimumlarini kuzatish kristall tuzilishi ma'lum bo'lsa, to'liq uzunligi haqida, agar to'liq uzunligi ma'lum bo'lsa, kristall tuzilishi haqida ma'lumot olishga imkon beradi. (8.12)dagi Bregg-Vulf formulasida to'liqlarning kristallga kirishi va chiqishidagi sinishi hisobga olinmagan. Lekin rentgen nurlari to'liqlari uchun sindirish koeffitsiyenti birdan juda kam farq qiladi.

Kristallarda to'liqlar difraksiyasini kuzatish usullari. Kristallarda to'liqlar difraksiyasini kuzatishning uch xil usuli ma'lum:

1. Laue usuli. Monokristall rentgen nurlanishi bilan nurlantiriladi. Monokristall tugunlaridan o'tgan parallel sirtlar tizimidagi har bir sirt tegishli yo'nalishlarda ma'lum bir uzunlikdagi to'liqlarni qaytaradi. Qaytgan nurlar intensivligi qaytaruvchi tekislikdagi atomlar joylashishi zich bo'lganda sezilarli darajada bo'ladi. Agar turli tekisliklar tizimidan qaytgan nurlar yo'lga fotoplastinka qo'yilsa, fotoplastinkada dog'lar tizimi hosil bo'ladi. Bu dog'lar tizimiga *lauegramma* deyiladi (8.8-rasm). Tajriba geometriyasini bilgan holda lauegramma, kristall tuzilishi hamda to'liq uzunligi orasidagi bog'lanishni aniqlash mumkin.



8.8-rasm

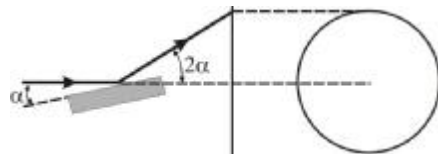
2. Bregg usuli. Kristall monoxromatik rentgen nurlari bilan nurlantiriladi. Nurlarning parallel tekisliklar tizimidan qaytishi monokristall aylantirib turilgan holda tekshiriladi. (8.13) formulaga asosan siljish burchagining ma'lum qiymatlarida qaytish sodir bo'ladi. Siljish burchagini o'lchab, l ni bilgan holda (8.13) formuladan qaytaruvchi parallel tekisliklar tizimi uchun d ni hisoblash mumkin. Tajribalarda amalda kristallni aylantirish o'rniga kristallga tushayotgan rentgen nurlari yo'nalishini o'zgartirish qulay bo'ladi. Bunda kristall qo'zg'almas bo'ladi (8.9-rasm).



8.9-rasm

3. Debay-Sherer usuli. Katta o'lchamdagi monokristallarni hosil qilish qiyinchilik tug'diradi. Mayda monokristalldan iborat bo'lgan monokristall poroshogini hosil qilish oddiyroq va yengilroq. Bundan tashqari, ko'p vaqtlarda polikristallarni tekshirish talab qilinadi. Bunday vaqtlarda Debay-Sherer usuli ishlatiladi. Agar polikristall poroshogi monoxromatik rentgen nurlari bilan nurlantirilsa, poroshokni tashkil qilgan monokristallar orasida tushayotgan nurlar dastasiga nisbatan oriyentasiyalari (8.13) formuladagi Vulf-Bregg

shartini qanoatlantiradigan monokristallar bo'ladi. Agar kristallga tushayotgan rentgen nurlari yo'nalishiga fotoplastinka qo'yilsa, qaytgan nurlar fotoplastinkada xalqa shaklidagi izlar qoldiradi (8.10-rasm). Turli sirtlar tizimidan qaytishlar bir vaqtda sodir bo'ladi va fotoplastinkada xalqalar tizimi paydo bo'ladi. Tajriba geometriyasini, tushayotgan rentgen nurlari to'lqin uzunligini va fotoplastinkada xalqalar joylashishini bilgan holda monokristallning tuzilishi yoki monokristall tuzilishi ma'lum bo'lganda, rentgen nurlar to'lqin uzunligi to'g'risida ma'lumot olish mumkin. Yuqorida qaralgan bu uch usul rentgen nurlari difraksiyasini o'rganishda muvaffaqiyatli qo'llanildi. Rentgen nurlari difraksiyasi rentgen nurlarining elektromagnit to'lqin tabiatiga ega ekanligini tajribada tasdiqlashga, rentgen nurlari to'lqin uzunligini aniqlashga imkon berdi. Kristall atomlari orasidagi masofa d ni difraksiyaga bog'liq bo'lmagan ravishda solishtirma massa va atom massasini bilgan holda ham aniqlash mumkin. Bu esa rentgen nurlari to'lqin uzunligi atom o'lchamiga yaqin tartibda ekanligini ko'rsatdi. Shuning uchun rentgen nurlari interferensiyasini kuzatish tajribalarini qo'yish ma'lum qiyinchiliklar tug'diradi. Shunday bo'lsada, keyinroq bunday tajribalar qo'yilgan. Difraksion hodisalar asosida rentgen nurlari to'lqin uzunligini yuqori aniqlikda o'lchashga imkon beradigan qurilmalar yasaldi. Modda tuzilishini aniqlashning rentgenostruktura tahlili usuli ishlab chiqildi.



8.10-rasm

Rentgen nurlari sinishini hisobga olish. Rentgen nurlarining sinishi, ularning turli muhitda va vakuumda turli xil tezliklar bilan tarqalishidan kelib chiqadi. To'lqinlarning fazaviy tezliklari farqi (8.11) Bregg-Vulf shartining o'zgarishiga olib keladi. Bu vaqtda tushish burchagi (q_{tush}), sinish burchagi (q_{sin})ga teng bo'lmaydi, shuning uchun to'lqinlar yo'llari farqi (8.10) formulaga muhitning sindirish ko'rsatkichi n ni kiritish kerak bo'ladi. Ya'ni

$$\Delta = n(|AB| + |BC| - |AD|) \dots \quad (8.14)$$

(8.14) formula $n > 1$ va $n < 1$ bo'lgan hollar uchun ham to'g'ri bo'ladi. Rentgen nurlari uchun $n < 1$. $|AB| + |BC| = 2d / \cos q_{sin}$ va

$$|AD| = 2d \cos q_{sin} \cdot \sin q_{tush} \text{ ekanligini va sinish qonunini } n = \frac{\sin q_{sin}}{\sin q_{tush}}$$

hisobga olgan holda (8.11) formulani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\Delta = 2dn \left| \cos q_{sin} + 2dn \sin^2 q_{sin} \right| \cos q_{sin} = 2nd \cos q_{sin}$$

Demak, yo'llar farqi:

$$\Delta = 2nd \cos q_{sin}.$$

U vaqtda rentgen nurlarining (8.12) formulada keltirilgan qaytish sharti

$$2nd \cos q_{sin} = m l, \quad (8.15)$$

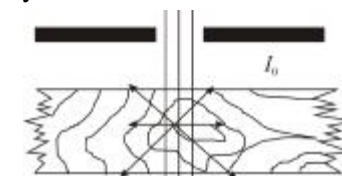
ko'rinishda ifodalanadi. Bunda l – vakuumdagi to'lqin uzunlik, q_{sin} – sinish burchagi.

8.5-§. Rentgen nurlarining moddada yutilishi

Rentgen nurlarining o'ziga xos xususiyatlaridan biri uning moddalarda yutilishidir. Rentgen nurlarini moddalarda yutilishi moddaning optik xususiyatlariga bog'liq emas. Masalan, yorug'lik uchun rangsiz va shaffof bo'lga qo'rg'oshinli (Pb) shisha rentgen nurlarini butunlay yutadi. Shuning uchun ham qo'rg'oshinli shisha rentgen qurilmalari bilan ishlovchi mutaxassislarni himoyalashda qo'rg'oshinli shishalar ishlatiladi. Aksincha, yorug'lik uchun shaffof bo'lmagan yupqa alyuminiy (Al) varag'i rentgen nurlarini juda kam yutadi.

Rentgen nurlarining tibbiyotda va texnikada yoritib ko'rishda ishlatilishi rentgen nurlarining quyidagi yutilish qonunlariga asoslanadi: agar rentgen nurlarining parallel dastasi modda qatlamidan o'tsa, u holda dasta kuchsizlanadi, ya'ni intensivligi kamayadi. Bu kuchsizlanishga ikki jarayon sabab bo'ladi: sochilish hamda yutilish. Bu jarayonlar bir-biridan tubdan farq qiladi.

Sochilish natijasida nurlar dastasining kuchsizlanishiga nurlarning bir qismi chetga og'ishi (8.11-rasm) va shuning uchun parallel dastadan chiqib ketishi sabab bo'ladi.



8.11-rasm

Bu hodisa yorug'likning xira muhitdan o'tishidagi sochilishiga o'xshaydi. Bunda farq shundaki, muhitning yorug'likka shaffof bo'lmasligi unda sindirish ko'rsatkichi muhitning sindirish ko'rsatkichidan farq qiladigan ancha yirik zarralarning muallaq holda bo'lishidadir. Rentgen nurlarining to'lqin uzunliklari juda qisqa bo'lganligi tufayli yorug'likka shaffof bo'lgan har qanday muhit rentgen nurlari uchun noshaffof hisoblanadi. Bu holda sochuvchi markazlar modda atomi yoki molekulasining o'zi bo'ladi. Bunga o'xshagan molekulyar sochilish yorug'likda ham kuzatiladi. Rentgen nurlari dastasi qalinligi 5 sm bo'lgan suv qatlamida faqat sochilish hisobiga $\approx 2,7$ marta kuchsizlanadi.

Yutilish yoki absorbsiya natijasida kuchsizlanish sababi shundaki, rentgen nurlari energiyasining bir qismi moddada haqiqatdan ham yutiladi, issiqlikka aylanadi.

Agar rentgen nurlarining parallel dastasi monoxromatik bo'lsa, ya'ni ayni bir xil to'lqin uzunlikdagi nurlardan iborat bo'lsa, u holda moddaning qalinligi dx bo'lgan cheksiz yupqa qatlamida dastaning kuchsizlanishi quyidagi qonun asosida bo'ladi:

$$-dI = mI dx$$

bu ifodada I – qatlamga tushayotgan rentgen nurlari dastasining intensivligi, m – kuchsizlanish ko'effitsiyenti. Bu tenglamani integrallab rentgen nurlarining moddaning chekli d qalinlikdagi qatlamida kuchsizlanish qonunini hosil qilish mumkin:

$$I = I_0 e^{-md}, \quad (8.16)$$

(8.16) ifodada I_0 – rentgen nurlar parallel dastasining modda qalinligi $d=0$ bo'lgandagi intensivligi. Yutilish ko'effitsiyenti m ning o'lchamligi (sm^{-1}).

Dastaning yutilish va sochilish hisobiga kuchsizlanishida kuchsizlanish ko'effitsiyenti (m) ikkita ko'effitsiyentlarning: yutilish ko'effitsiyenti (t) va sochilish ko'effitsiyenti (s)larning yig'indisidan iborat bo'ladi:

$$m = t + s, \quad (8.17)$$

t va s ko'effitsiyentlar va m moddaning massasiga proporsional bo'ladi. Shuning uchun ham *massali ko'effitsiyentlar* deb ataluvchi ko'effitsiyentlardan, ya'ni m/r , t/r va s/r nisbatlardan foydalanish

qulay bo'lib, r – moddaning zichligini bildiradi. Shunga asoslanib (8.17) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$I = I_0 \cdot e^{-\frac{m}{r}rd} \quad (8.18)$$

rd ko'paytma kesimi $1 sm^2$ va qalinligi d bo'lgan modda ustunining massasi, m/r ning o'lchamligi [$g^{-1} \cdot sm^2$]. Agar $rd=1$ bo'lsa, u holda $I=I_0 e^{-mr}$ bo'ladi. Bundan m/r nisbat rentgen nurlarining har bir kvadrat santimetrda $1 g$ moddaga ega bo'lgan qatlamda kuchsizlanishini ifodalashi ko'rinadi.

Odatda, nazariy hisoblashlarda atom ko'effitsiyentlari deb ataluvchi m_a , t_a , s_a ko'effitsiyentlardan foydalaniladi. Bu ko'effitsiyentlar ma'lum bir element uchun m/r , t/r va s/r qiymatlarini atomning absolyut massasiga, ya'ni mazkur elementning gramm-atomi A ning Avogadro doimiysi N ga nisbatiga ko'paytirib topiladi.

$$m_a = \frac{m}{r} \cdot \frac{A}{N}; \quad t_a = \frac{t}{r} \cdot \frac{A}{N}; \quad s_a = \frac{s}{r} \cdot \frac{A}{N}. \quad (8.19)$$

Demak, m_a kattalik bir sm^2 yuzada bir atomi bo'lgan qatlamdagi kuchsizlanishni ifodalaydi. Bu ko'effitsiyentlarni atomning mos ravishda rentgen nurlarini kuchsizlantirish, yutish yoki sochishdagi effektiv kesimida hisoblasa bo'ladi.

t_0 uchun empirik yo'l bilan aniqlangan va amalda ancha to'g'ri bo'lgan quyidagi munosabatni keltirish mumkin:

$$t_a = cZ^4 I^3 \quad (8.20)$$

bu yerda c – doimiy kattalik, Z – moddaning atom tartib raqami va I – to'lqin uzunlik. (8.20) ifodadan foydalanib, yutilishning massali ko'effitsiyentini aniqlash mumkin:

$$\frac{t}{p} = \frac{t_a N}{A} = \frac{cN}{A} Z^4 I^3 \quad (8.21)$$

yoki

$$\frac{t}{p} = \frac{c}{A} Z^4 I^3, \quad (c' = c \cdot N), \quad (8.22)$$

(8.21) va (8.22) formulalardan aytish mumkinki, muayyan bir to‘lqin uzunlikdagi nurlarning yutilishi atom tartib raqamining (Z) ortishi bilan juda tez ortar ekan.

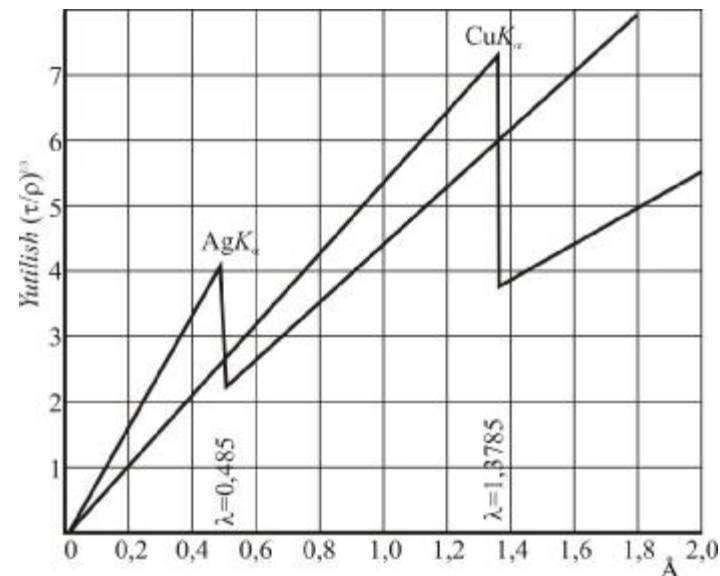
Rentgen nurlari yutilishining ikkinchi xususiyati yutilishning atomga xosligidir. Shuning uchun yutilishning molekulyar koeffitsiyenti mazkur molekula tarkibiga kiruvchi elementlarning atom koeffitsiyentlarini additiv qo‘shish bilan topiladi. Shu tufayli har xil kimyoviy birikmalarning molekulyar koeffitsiyentlarini hisoblash uchun elementlar yutishining atom koeffitsiyentlarini bilish yetarlidir.

(8.21) va (8.22) formulalar va rentgen nurlari yutilishining additivligi bu nurlardan yoritib ko‘rishda foydalanishda asos qilib olingan. Masalan, inson suyagi va to‘qimalarining yutish koeffitsiyentlarini taqqoslab ko‘raylik. Suyakning moddasi kalsiy fosfat $\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$; to‘qimaning yutishi, asosan uning tarkibidagi suvga (N_2O) bog‘liqdir. Ca, P, O va H larning tartib raqamlari mos ravishda 20; 15; 8 va 1 ga teng ekanligini hisobga olib, ikkala modda yutishining atom koeffitsiyentlari nisbati

$$\frac{3 \cdot 20^4 + 2 \cdot 15^4 + 8 \cdot 8^4}{2 + 8^4} \approx 3 \cdot \left(\frac{5}{2}\right)^4 + 2 \cdot \left(\frac{15}{2}\right)^4 + 8,$$

ya’ni $\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$ ning yutish koeffitsiyenti suvning (to‘qimaning) yutish atom koeffitsiyentlaridan ~150 marta katta ekanligini aniqlash mumkin. Ammo amaliy maqsadlarda massa koeffitsiyentlarining nisbatini bilish muhimroq. Agar bizni qiziqtiradigan holda (8.21) formulani qo‘llasak, nisbat ~68 ga teng bo‘lib chiqadi. Bu esa rentgenogrammalarda nima uchun suyakning soyasi aniq ajralib turishini tushuntirib beradi.

(8.20) va (8.21) formulalar to‘lqin uzunlik ortganda, rentgen nurlarining yutilishi tez ortishini ko‘rsatadi. To‘lqin uzunlik qancha kichik bo‘lsa, rentgen nurlarining o‘tuvchanlik qobiliyati shuncha kam bo‘ladi. Agarda to‘lqin uzunliklari bilan $\sqrt[3]{t/r}$ qiymatlari orasidagi bog‘lanish chizilsa, u holda (8.20) va (8.21) formulalarga asosan mazkur element uchun yutilishning I ga bog‘lanish grafigi to‘g‘ri chiziq bilan tasvirlanadi (8.12-rasm). Ammo muayyan bir to‘lqin uzunlikda yutilishda birdan sakrash yuz beradi, keyin yana chiziqli qonun bo‘yicha o‘zgaradi.



8.12-rasm

8.12-rasmda mis (Cu) uchun bunday sakrash $I=1,3785\text{\AA}$ da, kumushda (Ag) esa $I=0,485\text{\AA}$ da yuz berishi ko‘rinib turibdi. To‘lqin uzunliklarining bunday kritik qiymatlarining ma’nosi quyidagilardan iborat: agar biror element to‘lqin uzunligi qisqarib boruvchi monoxromatik rentgen nurlari bilan yoritilsa, rentgen nurlarining qat’iy aniq bir to‘lqin uzunligidan boshlab element o‘zidan fluoressensiya nurlanishi ko‘rinishida xususiy nurlanish chiqaradi. Yutilishda sakrash yuz beradigan kritik to‘lqin uzunliklar mazkur to‘lqin uzunlikdagi fluoressensiya xarakteristik nurlanishining kritik to‘lqin uzunliklari bilan mos keladi. Yutilishda sakrash yuz berishi (8.20) va (8.21) formulalarda shu bilan hisobga olinadiki, c koeffitsient kritik to‘lqin uzunlikning ikki tomonida har xil qiymatlarga ega bo‘ladi.

8.6-§. Rentgen nurlarining moddada sochilishi

Rentgen nurlarining moddada sochilishida spektrning optik qismidagi yorug‘likning sochilish qonunlaridan farqi borligi ko‘rinadi. Ma’lumki, spektrning to‘lqin uzunligi 10^{-5}sm tartibida,

ya'ni atom o'lchamlaridan ($10^{-8}sm$) ancha katta bo'lgan optik qismida sochilish to'lqin uzunligining to'rtinchi darajasiga teskari proporsionaldir. Bu osmonning zangori bo'lib ko'rinishini tushuntiruvchi Reley qonunidir. Rentgen nurlari sohasida to'lqin uzunlik bilan atomning o'lchamlari tartibi bir xildir. Bu yerda sochilish qonuni ham boshqacha bo'ladi. Rentgen nurlarining sochilishi to'lqin uzunlikka bog'liq emas. Rentgen nurlarining xossalari o'rganishda J.Tomson sochilishni tushuvchi rentgen nurlarining elektromagnit maydoni ta'sirida elektronlarning majburiy tebranma harakatining natijasi deb qarab, sochilishning atom koeffitsiyenti uchun quyidagi formulani taklif qilgan:

$$s_a = \frac{8p}{3} \frac{e^4}{m^2 c^4} Z, \quad (8.23)$$

bu yerda e va m lar elektronning zaryadi va massasi, c – yorug'lik tezligi. Elementning bu formulaga kiruvchi atom tartib raqami – Z neytral atomdagi elektronlar soniga teng. Yuqorida keltirgandek, s_a ning o'lchamligi yuz o'lchamligi bilan bir xil.

Shunday qilib,

$$\frac{s_a}{Z} = \frac{8p}{3} \frac{e^4}{m^2 c^4}$$

nisbatni bitta elektronning rentgen nurlarni sochishining effektiv kesimi deb qarasa bo'ladi. Bunga $e=4,8 \cdot 10^{-10}$; $SGSEq$; $e/mc=1,760 \cdot 10^7$; $c=2,997 \cdot 10^{10} sm/s$ qiymatlarni qo'yib, elektronning effektiv kesimini topamiz. U holda

$$s_a = \frac{8p}{3} \frac{e^4}{m^2 c^4} = 6,57 \cdot 10^{-25} sm. \quad (8.24)$$

Bu effektiv kesimning o'lchami:

$$r_0 = 4,57 \cdot 10^{-13} sm \quad (8.25)$$

Bu kattalikning tartibi *elektronning klassik o'lchami* tartibi bilan bir xildir.

J.Tomson atomdagi elektronlar sonini aniqlashga (8.23) formulani quyidagi yo'l bilan tatbiq etgan: atom koeffitsiyentlarining (8.20) ifodadagi ta'rifiga muvofiq

$$s_a = \frac{s}{p} \frac{A}{N}$$

bo'lgani uchun sochilishning massa koeffitsiyentini (8.23) formuladan topamiz:

$$\frac{s}{r} = \frac{8p}{3} \frac{e^4}{v^2 c^4} \frac{NZ}{A} \quad (8.26)$$

(8.23) ifodadan foydalanib quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\frac{s}{r} = 6,57 \cdot 10^{-25} \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \frac{Z}{A} \approx 0,40 \frac{Z}{A} \quad (8.27)$$

J.Tomsonning (8.23) formulasini tajribada tekshirish bu formula yengil elementlar uchun ancha to'g'ri ekanligini isbotladi. Tajribada topilgan s/r kattalik to'lqin uzunlikka bog'liq emas, uning qiymati 0,20 ga teng. Bu qiymatni (8.27) ifodaga qo'yilganda:

$$0,20 = 0,40 \frac{Z}{A} \text{ yoki } \frac{Z}{A} = \frac{1}{2} \quad (8.28)$$

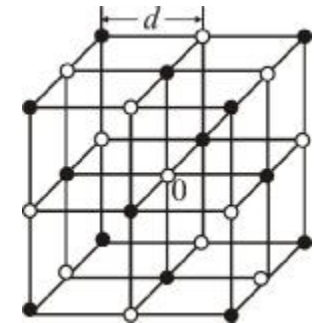
ya'ni, yengil elementlarning (H dan tashqari) atom tartib raqamlari atom og'irligining yarmiga teng bo'lishi kerak. Bu munosabat haqiqatda davriy tizimining boshida taqriban to'g'ri bo'lib chiqadi.

8.7-§. Elementlar rentgen nurlari spektral chiziqlarining to'lqin uzunligini aniqlash

Rentgen nurlarining interferensiyon qaytishi uchun quyidagi shart bajarilishi kerak:

$$2d \sin \theta = n\lambda, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Bu formula Vulf-Bregg formulasidir. Bu ifoda rentgen nurlarining spektroskopiyasiga asos qilib olingan bo'lib, rentgen nurlarining to'lqin uzunligini qaytish burchagi bo'yicha aniqlash imkonini beradi. Ammo bunda kristaldagi qo'shni atom tekisliklari orasidagi d masofa ma'lum bo'lishi kerak. Bu masofani quyidagicha topish mumkin. Elementar yacheykasi kub shaklida bo'lgan kristall mavjud bo'lsin. Bunga misol qilib NaCl kristallini olaylik (8.13-rasm). NaCl ning bir gramm-



8.13-rasm

molekulasining massasi $M=58,584$ g. undagi NaCl molekulari soni Avogadro doimiysi (N) ga teng. Shuning uchun undagi Na^+ va Cl^- ionlari soni $2N$ bo'ladi. NaCl kristallining elementar yacheykasini tekshiraylik. Bu kristall strukturasi o'rganish elementar kubning uchlarida NaCl molekulari emas, balki Na^+ va Cl^- ionlari joylashishini ko'rsatadi. Shunday qilib, kub yacheykaning 8 ta uchida 8 ion joylashadi, ammo uchlardan har biri 8 ta qo'shni yacheyka uchun umumiy bo'lgani tufayli, har bir yacheykaga bittadan ion to'g'ri keladi. Agar yacheyka qirrasining uzunligi d ga teng bo'lsa, hajmi d^3 bo'ladi va ichida $2N$ ioni bo'lgan bir gramm molekulaning butun hajmi $2Nd^3$ bo'ladi. Bu hajm M massaning kristall zichligi r ga nisbatiga teng. Bunday shartga asosan, quyidagini yozish mumkin:

$$2Nd^3 = M/r$$

yoki

$$d = \sqrt[3]{\frac{1}{2} \frac{M}{Nr}} \quad (8.29)$$

(8.29) formulada r – kristall zichligi.

l ni to'g'ri topish atom fizikasida muhim ahamiyatga ega. NaCl uchun $d_{\text{NaCl}}=2,81400\text{Å}$. U holda misning (Cu) K_a chizig'ining to'lqin uzunligi:

$$\lambda=1,53302(31)\cdot 10^{-8}\text{sm}.$$

Bundan ko'rinib turibdiki, λ ni aniqlash darajasi juda ham yuqoridir.

8.8-§. Elektronning solishtirma zaryadini aniqlash

Rentgen spektrlarini o'rganish elektronning solishtirma zaryadini (e/m) aniq belgilash uchun ham yangi imkoniyatlar yaratdi. Dispersiyaning elektron nazariyasidan, zaif bog'langan elektronlar va yetarlicha qattiq rentgen nurlari bo'lgan holda sindirish ko'rsatgichi quyidagicha topiladi:

$$m = 1 - \frac{ne^2}{2pmn^2}, \quad (8.30)$$

bunda n – bir sm^3 hajmdagi elektronlar soni va ν – rentgen nurlari chastotasi.

Elektronlar sonini quyidagicha ifodalash mumkin: atom tartib raqami Z bo'lgan moddaning bir molidagi elektronlar soni NZ ga teng, 1sm^3 hajmdagi soni esa:

$$n = \frac{NZ}{M} r, \quad (8.31)$$

bunda M – atom massasi. Agar e elektrostatik birliklarda, F – elektromagnit birliklarda ifodalangan bo'lsa, u holda, $Ne=Fc$ bo'ladi; ν ni c/λ bilan almashtirib, (8.30) va (8.31) ifodalardan quyidagini topamiz:

$$m = 1 - \frac{FZrI^2}{2pM} \frac{e}{mc}$$

bunda $d = 1 - m$ deb belgilab, e/m aniqlanadi:

$$\frac{e}{m} = \frac{2pM}{FZr} \frac{d}{I^2} \text{CGSM} \cdot \text{g}^{-1}. \quad (8.32)$$

(8.29) formuladan e/m ni, ya'ni elektronning solishtirma zaryadini elektromagnit birliklarda aniqlash uchun d va rentgen nurlari to'lqinining absolyut uzunligini aniq bilish kerak. (8.31) formuladan foydalanib, Berden e/m ning quyidagi qiymatini topgan:

$$e/mc = 1,7601(3) \cdot 10^7 \text{CGSM} \cdot \text{g}^{-1};$$

Bu qiymat boshqa usullar bilan topilgan qiymatiga juda yaqin.

8.9-§. Rentgen nurlarining xossalari va ulardan foydalanish

Rentgen nurlarining fizik xossalari ko'zga ko'rinadigan yoki ultrabinafsha nurlar xossalari kabidir. Rentgen nurlari ham korpuskulyar, ham to'lqin xossalariga ega. Ko'pgina ko'rinadigan nurlardan farqi shundaki, rentgen nurlari to'lqin uzunligi juda kichik ($l=10\div 10^{-2} \text{nm}$), lekin gamma-nurlar to'lqin uzunligi rentgen nuri to'lqin uzunligidan ham kichik. Rentgen nurlari ko'zga ko'rinmaydi, rentgen nurlarini moddalarga ta'siridan bilish va tadqiq qilish mumkin.

Ko'zga ko'rinmaydigan rentgen nurlari tabiiy kristall moddalarda va sun'iy yo'l bilan tayyorlangan kukunlarga tushganida ko'zga ko'rinadigan yorug' fluoresiyensiya hosil qiladi. Fotoplastikaga ta'sir qilib, uni qoraytiradi, gazlarni ionlashtiradi. Rentgen nurlari kuchli

o'tuvchanlik qobiliyatiga ega, chunki ularning yutilish koeffitsiyenti kichik. Rentgen nurlarining yutilishi modda zichligi va tushayotgan rentgen nuri to'liq uzunligiga bog'liq. Yutilish koeffitsiyenti atom tartib raqami kubiga to'g'ri proporsional va v^3 ga teskari proporsional. Shu sababdan ham rentgen nurlari uchun yengil moddalar og'ir moddalarga nisbatan shaffof hisoblanadi. Rentgen trubkasida anod va katod orasiga qo'yilgan kuchlanish qancha katta bo'lsa, hosil bo'ladigan rentgen nurlari shunchalik o'tuvchan (energiyasi katta bo'ladi, yoki qattiq rentgen nurlari deyiladi) bo'ladi. Bunday rentgen nurlari tibbiyotda, metallurgiyada, mashinasozlikda hamda fan-texnikaning boshqa sohalarida jismlarni yoritib tekshirish ishlarida keng qo'llaniladi. Zich moddalarni yoritish uchun anod va katod orasiga $U=(100 \div 200)kV$ kuchlanish qo'yiladigan rentgen qurilmalari ishlatiladi. Odam tanasining turli qismlarini yoritishda 30-60 kV kuchlanishli rentgen qurilmalari ishlatiladi.

Nazorat savollari

1. Rentgen nurlarining hosil qilinishini tushuntiring. To'liq uzunliklari qanday oraliqda bo'ladi?
2. Tormozlanish va xarakteristik nurlanishning hosil bo'lish jarayonlarini ayting.
3. Mozli qonuni qaysi kattaliklar orasidagi bog'lanishni ifodalaydi va undan foydalanib qaysi fizik kattalikni aniqlash mumkin?
4. Tormozlanish va xarakteristik rentgen nurlanishlarining spektrlari bir-biridan qanday farq qiladi? Spektrlarini chizib tushuntiring.
5. Rentgen nurlarining difraksiyasi qaysi olimlar usullari orqali kuzatilgan?
6. Rentgen nurlari difraksiyasidan qaysi fizik kattaliklar aniqlangan?
7. Rentgen nurlarining moddada yutilishi va sochilishi jarayonlarini tushuntiring.
8. Oje effekti qaysi vaqtda hosil bo'ladi?
9. Rentgen nurlari spektral chiziqlarining to'liq uzunligi qanday aniqlanadi?

10. Rentgen nurlarining to'liq uzunligini o'lchash orqali solishtirma zaryad (e/m) aniqlanganda qaysi formuladan foydalaniladi?
11. Rentgen nurlarining xususiyatlari va ulardan foydalanish sohalarini ayting.

IX-BOB. ATOM TASHQI KUCHLAR MAYDONIDA

9.1-§. Zeyemanning oddiy va murakkab effektlari

Magnit maydoniga joylashtirilgan yorug'lik manbaining optik spektri magnit maydon bo'lmagandagiga qaraganda murakkab tuzilishga egadir. Spektrdagi har bir chiziq bir necha komponentadan iborat. Magnit maydonda spektral chiziqlarning komponentalarga ajralishi birinchi marta 1896-yilda Zeyeman tomonidan kuzatildi. Shuning uchun magnit maydonda spektral chiziqlarning ajralish hodisasiga *Zeyeman effekti* deyiladi.

Zeyemanning effekti oddiy (normal) va murakkab (anomal) effektlari kuzatilgan. Agar spektrdagi har bir spektral chiziq uchta komponentaga ajralsa, Zeyemanning oddiy effekti, agar har bir spektral chiziq uchtdan ortiq ko'p sondagi komponentalarga ajralsa Zeyemanning murakkab effekti hosil bo'ladi. Zeyemanning oddiy va murakkab effektlari kvant fizikasi nuqtai nazaridan tushuntiriladi. Magnit maydoniga joylashtirilgan atom energetik sathlari energiyasini hisoblash uchun Shredinger tenglamasini yechish kerak. Bunda Shredinger tenglamasiga kiradigan energiya operatori bir necha haddan iborat bo'ladi:

$$\hat{E} = \hat{T} + \hat{U}_k + \hat{U}_{SL} + \hat{U}_{SH} + \hat{U}_{HL}, \quad (9.1)$$

(9.1) formulada \hat{E} – magnit maydondagi atom energetik sathining energiyasi, \hat{T} – elektronlar kinetik energiyasi bo'lib, barcha elektronlar uchun kattaliklar yig'indisiga teng. \hat{U}_k – elektronlarning yadroga tortilishidagi va ularning bir-biridan itarishidagi potensial energiyasi, \hat{U}_{SL} – spin orbital o'zaro ta'sirga bog'liq bo'lgan energiya bo'lib, sathlarning odatdagi (magnit maydon bo'lmagandagi) nozik strukturasi aniqlaydi. Bu uchta had tashqi magnit maydon bilan bog'liq emas. (9.1) formuladagi oxirgi ikkita had elektronlarning spin va orbital momentlarining tashqi magnit maydoni bilan o'zaro ta'sir energiyasidir. Energiyaning (9.1) ko'rinishdagi ifodasi bilan Shredinger tenglamasini umumiy holda yechish juda qiyinchilik tug'diradi. Shuning uchun bu masalani yechishda energiyaning muhim xususiy hollarini ko'rib chiqamiz.

Zeyemanning murakkab effekti. Kuchsiz magnit maydonda atomning nurlanish spektridagi har bir spektral chiziqning uchtdan ortiq ko'p sondagi chiziq'larga ajralishiga *Zeyemanning murakkab effekti* deyiladi. Maydon kuchsiz bo'lganda (9.1) formulada U_{HL} va U_{SH} hadlar U_{SL} hadga qaraganda juda kichik bo'ladi, ya'ni orbital va spin magnit momentlarining tashqi magnit maydon bilan o'zaro ta'sir energiyasi spin-orbital o'zaro ta'sir energiyasidan kichik. Bu vaqtda energetik sathlarning magnit maydon bo'lmagandagi spin-orbital o'zaro ta'sir energiyasi tufayli bo'ladigan ajralishi hosil bo'ladi.

Nozik struktura alohida komponentalarning tashqi magnit maydonda ajralishini ko'raylik. Magnit maydon bo'lmaganda atomning har bir energetik sathi L , S , J kvant sonlari bilan xarakterlanadi. Bu uchta sonning berilishi atomning magnit momenti – m ni aniqlaydi. Atom magnit momenti – m ning tashqi magnit maydoni bilan o'zaro ta'siri natijasida H va m ga bog'liq bo'lgan qo'shimcha energiya hosil bo'ladi:

$$U_H = -mH, \quad (9.2)$$

$$m = -gM_B J.$$

U vaqtda (9.2) ifodadan:

$$U_H = gM_B JH = gM_B m_J H. \quad (9.3)$$

(9.3) formulada m_J – atomning to'liq momenti J ning magnit maydon yo'nalishiga bo'lgan proyeksiyasidir, ya'ni to'liq moment kvant soni m_J , ijozat etilgan $2J+1$ qiymatlardan faqat bittasini qabul qilishi mumkin:

$$m_J = \pm J; \pm (J-1); \pm (J-2).$$

(9.3) formuladan ko'rinadiki, to'liq momenti J bo'lgan atomning energiyasi J ning maydon yo'nalishiga nisbatan oriyentasiyasiga bog'liq. Shuning uchun magnit maydon ta'sirida to'liq impuls momenti J bo'lgan atom energetik sathi m_J lari va energiyalari turlicha bo'lgan ($2J+1$) sathlarga ajraladi. Har bir ajralgan sathning energiyasi quyidagi formula orqali aniqlanadi:

$$E = E_0 + U_H = E_0 + gM_B m_J H. \quad (9.4)$$

(9.4) formulada

$$U_H = gM_B m_J H.$$

U_H – atom magnit momentining tashqi magnit maydoni bilan o‘zaro ta’siri natijasida hosil bo‘lgan qo‘shimcha energiya; Ye_0 – magnit maydon bo‘lmaganda atom energiyasi. Har bir ajralgan sath uchun m_J ham turlicha bo‘ladi. Ajralgan energetik sathlar orasidagi energiya farqi:

$$\Delta U_H = gM_B H, \quad (9.5)$$

(9.5)dan ko‘rinadiki, H doimiy bo‘lganda ΔU Lande faktori g ga bog‘liq va har xil sathlar uchun har xildir. Zeyemanning murakkab effektini natriyning rezonans dubleti misolida ko‘rish mumkin (9.1-rasm).

9.1-rasmda chap qismda magnit maydon bo‘lmaganda natriy (Na)ning rezonans dubletining hosil bo‘lishi ko‘rsatilgan. Rasmning o‘ng qismida esa $3P_{3/2}$, $3P_{1/2}$ va $3S_{1/2}$ sathlar o‘rniga kuchsiz magnit sathlar va ular orasidagi tanlash qoidasi ruxsat berilgan o‘tishlar maydonda ajratilgan holda ko‘rsatilgan. Ajratilgan sathchalar orasida bo‘ladigan elektron o‘tishlar Δm_J bo‘yicha

$$\Delta m_J = \pm 1, 0, \quad (9.6)$$

tanlash qoidasiga bo‘ysunadi. Bunday tanlash qoidasi asosida bitta $3P_{1/2} \rightarrow 3S_{1/2}$ o‘tish o‘rniga magnit maydonida to‘rtta o‘tish, $3P_{3/2} \rightarrow 3S_{1/2}$ o‘tish o‘rniga esa oltita o‘tish hosil bo‘ladi. Shuning uchun kuchsiz magnit maydoniga joylashtirilgan natriy atomi spektrida magnit maydon bo‘lmagandagi rezonans dublet o‘rnida o‘nta bir-biriga yaqin spektral chiziqlar kuzatiladi. Bu spektral chiziqlar hosil bo‘lishidagi elektron o‘tishlarda atom chiqaradigan nurlanish energiyasi va chastotasi quyidagicha aniqlanadi:

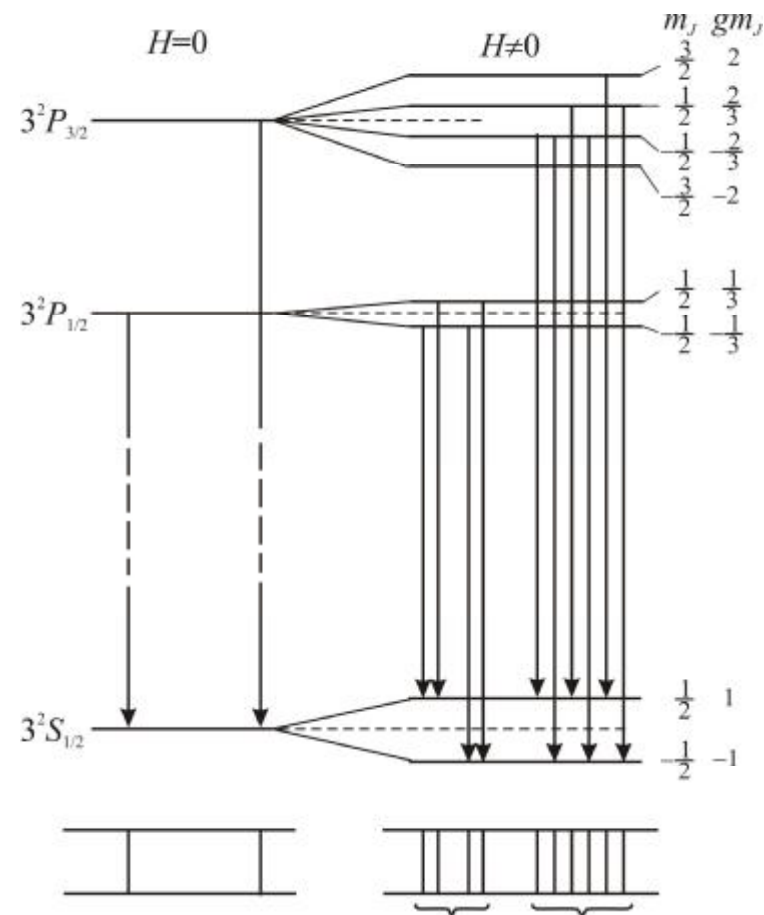
$$\begin{aligned} \mathbf{h}w &= E_2 - E_1 = [(E_{02} + g_2 M_B m_{J_2} H) - (E_{01} + g_1 M_B m_{J_1} H)] = \\ &= (E_{02} - E_{01}) + (g_2 m_{J_2} - g_1 m_{J_1}) M_B H, \end{aligned} \quad (9.7)$$

(9.7) formuladan magnit maydondagi atomning nurlanish chastotasi topiladi, ya’ni:

$$w = \frac{E_{02} - E_{01}}{\mathbf{h}} + (g_2 m_{J_2} - g_1 m_{J_1}) \frac{M_B H}{\mathbf{h}}. \quad (9.8)$$

Magnit maydon bo‘lmagandagi asosiy spektral chiziq chastotasi – w_0 bilan belgilanadi:

$$w_0 = \frac{E_{02} - E_{01}}{\mathbf{h}},$$



9.1-rasm

u vaqtda (9.8) formuladan

$$w = w_0 + \frac{M_B H}{\mathbf{h}} (g_2 m_{J_2} - g_1 m_{J_1}), \quad (9.9)$$

Ajralish kattaligi energetik birliklarda $M_B H$ ko‘paytuvchi bilan yoki chastota birliklarda $M_B H/\mathbf{h}$ ko‘paytuvchi bilan aniqlanadi. (9.9) formulada M_B – Bor magnitoni bo‘lib, $M_B = 0,927 \cdot 10^{-20} \text{ erg} \cdot \text{ersted}^{-1}$.

U vaqtda (9.5) formulaga asosan:

$$\Delta U \cong M_B H = \frac{0,927 \cdot 10^{-20} \text{ erg} \cdot \text{e}^{-1} \cdot H \cdot \text{e}}{1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg} \cdot \text{eV}^{-1}} = 5,8 \cdot 10^{-9} \cdot H \text{ eV} \quad (9.10)$$

Magnit maydon bo'lmagandagi rezonans dubleti chiziqlari orasidagi energiya farqi uchun:

$$\Delta U \cong 2 \cdot 10^{-3} \text{ eV}, \quad (9.11)$$

(9.10) va (9.11) ifodalardagi energiya farqlarini taqqoslashdan ko'rinadiki, magnit maydonda ajralgan sathlar orasi kichik. Shuning uchun kuchsiz magnit maydonda hosil bo'lgan Zeyeman effektini kuzatish uchun ajrata olish qobiliyati kuchli bo'lgan spektroskopik kurilmalar talab qilinadi. Shunday qilib, kuchsiz magnit maydonda atom spektridagi spektral chiziqlarning uchdan ortiq ko'p sondagi spektral chiziqchaga ajralishi Zeyemanning murakkab effekti deyiladi. Zeyemanning murakkab effekti kuchsiz magnit maydonlarda hosil bo'lishi kuzatildi. Atom energetik sathlarining maydon bo'lmagandagi spin-orbital o'zaro ta'sir natijasida bo'ladigan ajralishi, magnit maydon ta'sirida bo'ladigan ajralishidan katta bo'lsa, magnit maydoni kuchsiz hisoblanadi. Bunda (9.1) formulada U_{SL} kattalik U_{SH} va U_{HL} kattaliklardan katta bo'ladi.

Zeyemanning oddiy effekti. Kuchli magnit maydoniga joylashtirilgan atom spektridagi har bir spektral chiziqning uchta komponentaga ajralishi Zeyemanning oddiy effekti deyiladi. $S=0, J=L$ bo'lgan energetik sathlar orasidagi o'tishlarda Zeyeman effekti magnit maydon kuchlanganligi kattaligiga bog'liq bo'lmagan ravishda kuzatiladi.

Magnit maydonda bu sathlardan har biri $2L+1$ energetik sathlarga ajraladi. Ajralgan energetik sathchalar oralig'i (energiya farqlari) bir xil bo'ladi. Chunki $S=0$ da Lande faktori $g=1$ ga teng. U vaqtda (9.9) formulani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$w = w_0 + \frac{M_B H}{h} (m_{J_2} - m_{J_1}), \quad (9.12)$$

Bunda w_0 – tashqi magnit maydon bo'lmaganda atomning nurlanish chastotasi. (9.6)dagi tanlash qoidasiga asosan (9.12) formuladan uchta chastota hosil bo'ladi:

$$w_0 \text{ va } w_0 \pm \frac{M_B H}{h}.$$

Magnit maydonida ajralgan $S_1=0, J_1=L_1=1$ va $S_2=0, J_2=L_2=2$ bo'lgan energetik sathlar orasida tanlash qoidasi asosida bo'ladigan o'tishlar 9.2-rasmda tasvirlangan. Rasmdan ko'rinadiki, bu energetik sathlar orasida to'qqizta o'tish bo'lishi mumkin, lekin 2 va 8 o'tishlar energiyasi asosiy o'tish 5 ning energiyasi bilan mos tushadi, 1, 3, 6 o'tishlar energiyasi esa 4, 7, 9 o'tishlar energiyasi bilan mos tushadi. Shunday qilib, magnit maydonda S lari nolga teng bo'lgan, ya'ni $S=0$ bo'lgan energetik sathlar orasidagi o'tishlar triplet bo'lishi kerak. Demak, magnit maydonda har bir spektral chiziqning har bir nurlanish chizig'i uchta komponentaga ajralishi aniqlangan. Bu hodisa tajribada ham kuzatilgan. Zeyemanning oddiy effekti kuchli magnit maydonidagi atomlarda hosil bo'ladi. Atom energetik sathlarining magnit maydon ta'siridagi ajralishi maydon bo'lmagandagi spin-orbital o'zaro ta'sir natijasida ajralishidan katta bo'lsa, magnit maydon kuchli hisoblanadi. Maydon kuchli bo'lganda (9.1) formulada U_{SL} kattalik U_{SH} va U_{HL} kattaliklardan kichik bo'ladi va uni hisobga olmaslik mumkin. Bunday holda kuchli maydonda L va S vektorlari orasidagi bog'lanish uziladi. Shunday qilib, kuchli magnit maydonda ajralgan energetik sathlar energiyasi quyidagicha aniqlanadi:

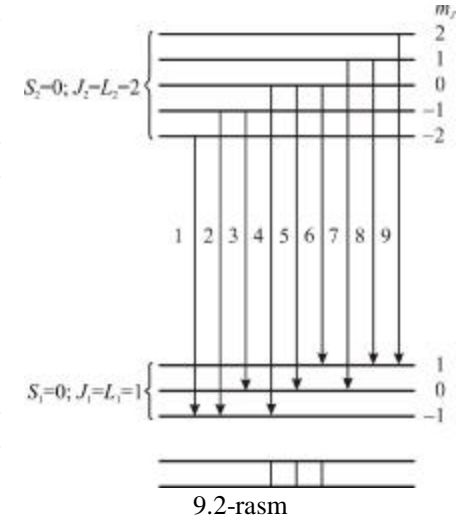
$$E = E_0 + U_H = E_0 + (g_L M_B m_L H + g_S M_B m_S H), \quad (9.13)$$

(9.13) ifodadagi Lande faktori g ni

$$g = l + \frac{j(j+1) + s(s+1) - \mathbf{1}(\mathbf{1}+1)}{2j(j+1)},$$

formula orqali hisoblaganda, $g_L=1$ va $g_S=2$ ekanligi kelib chiqadi. U vaqtda (9.13)ni formulani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin.

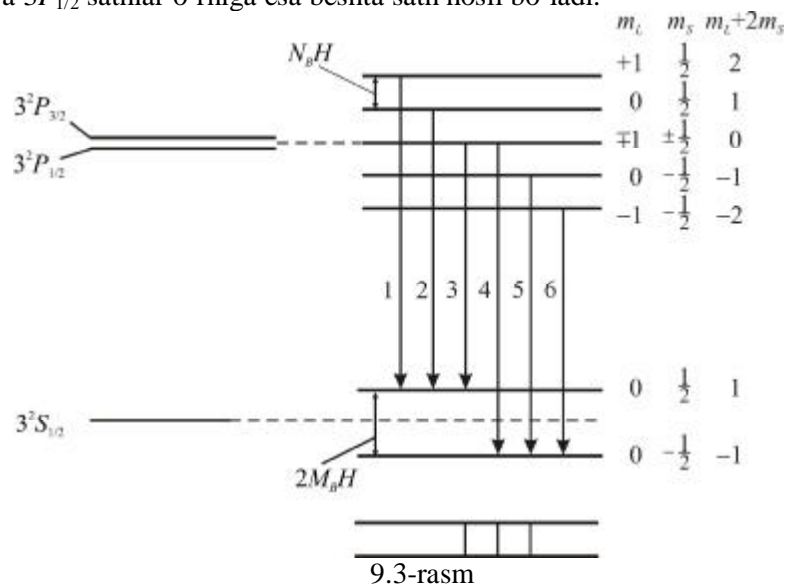
$$E = E_0 + U_H; \quad U_H = M_B H (m_L + 2m_S). \quad (9.14)$$



yoki

$$E = E_0 + M_B H(m_L + 2m_S), \quad (9.15)$$

9.3-rasmda natriy (Na) atomi sathlarining kuchli maydonida ajralishi ko'rsatilgan. Ajralgan sathlar energiyalari endi $m_L + 2m_S$ kattalikka bog'liq bo'ladi. Magnit maydon bo'lmagandagi bitta $3S_{1/2}$ sath o'rniga magnit maydon ta'sirida ikkita sath hosil bo'ladi, $3P_{3/2}$ va $3P_{1/2}$ sathlar o'rniga esa beshta sath hosil bo'ladi.



9.3-rasm

Rasmda yuqori qismdan ajralgan energetik sathlar orasidagi masofa $M_B \cdot H$ birliklarda birga teng, pastki qismdagi ajralgan energetik sathlar orasidagi masofa esa ikkiga teng. Rasmda $\Delta m_L = 0, \pm 1$ va $\Delta m_S = 0$ tanlash qoidasi bajarilganda mumkin bo'lgan o'tishlar ko'rsatilgan. Bunday o'tishlar soni oltita. Bu o'tishlarda ikkinchi va uchinchi o'tishlar energiyalari (chastotalari) bir xil bo'lib, bu o'tishlar magnit maydoni bo'lmagandagi asosiy o'tish bilan mos tushadi. Birinchi va to'rtinchi, uchinchi va oltinchi o'tishlar jufti ham bir xil energiyaga ega bo'ladi. Bu o'tishlarning chastotasi siljimagan o'tish chastotasidan Δw ga farq qiladi:

$$\Delta w = \frac{M_B H}{h} = \frac{e}{2mc} \cdot H \quad (9.16)$$

(9.15) formula kuchli magnit maydonida har bir energetik sath uchta komponentaga ajralishi mumkinligini ko'rsatadi. Haqiqatdan ham atom energiya nurlaganda elektron o'tishlar m_S lari bir xil bo'lgan energetik sathlar orasida bo'ladi.

Elektron o'tishlarda atom nurlantirgan kvant energiyasi quyidagicha aniqlanadi:

$$\begin{aligned} h\nu &= [E_{02} + M_B H(m_{L_2} + 2m_{S_2})] - [E_{01} + M_B H(m_{L_1} + 2m_{S_1})] = \\ &= (E_{02} - E_{01}) + M_B H(m_{L_2} - m_{L_1}) \end{aligned} \quad (9.17)$$

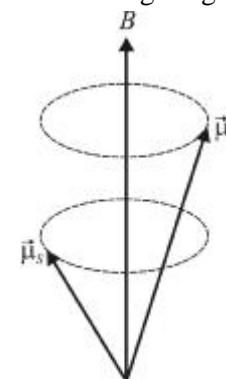
Tanlash qoidasi m_L ning faqat birga o'zgarishiga ruxsat beradi.

Zeyemanning oddiy effekti murakkab effektining xususiy holdir. Oddiy effekt to'liq spini nolga teng bo'lgan atomlarda kuzatiladi, ya'ni singlet chiziqlar bo'lgan spektrlarda kuzatiladi.

Shunday qilib, magnit maydon kuchlanganligi ortishi bilan Zeyemanning murakkab effekti oddiy (triplet) effektga aylanadi. Bu hodisa 1912-yilda Pashen va Bak tomonidan ochilgan bo'lib, *Pashen va Bak effekti* deyiladi.

9.2-§. Pashen va Bak effekti

Kuchli maydon. Zeyemanning murakkab effekti kuchsiz magnit maydonida kuzatiladi. Kuchsiz magnit maydonida atomning magnit momenti bilan tashqi magnit maydon orasidagi o'zaro ta'sir energiyasi spin-orbital o'zaro ta'sir energiyasidan kichik bo'ladi. Agar magnit maydon induksiyasi yetarlicha katta bo'lsa, u vaqtda atom magnit momentining magnit maydoni bilan o'zaro ta'sir energiyasi spin-orbital o'zaro ta'sir energiyasidan katta bo'ladi. Shuning uchun orbital va spin momentlari orasidagi bog'lanish uziladi. Bu vaqtda atomning spin magnit momenti va orbital magnit momenti tashqi magnit maydon bilan har biri alohida ta'sirlasha boshlaydi, ya'ni har biri mustaqil ravishda magnit maydon kuchlanganligi yo'nalishi atrofida precession harakat qiladi (9.4-rasm). Kuchli magnit maydonida spin-orbital bog'lanishning uzilishi *Pashen va Bak effekti* deyiladi.



9.4-rasm

Cathlar ajralishi. Atomning orbital va spin magnit momentlari tashqi magnit maydoni bilan mustaqil ta'sirlashgani uchun atomning tashqi magnit maydoni bilan o'zaro ta'sir energiyasi orbital va spin magnit momentlarining tashqi magnit maydon bilan o'zaro ta'sir energiyalarining yig'indisiga teng bo'ladi. Shuning uchun atomning tashqi magnit maydondagi to'liq energiyasi quyidagi ko'rinishda aniqlanadi:

$$E = E_0 - m_L H - m_S H \quad (9.18)$$

(9.18)da $(-m_L H)$ – atomning orbital magnit momenti m_L ning tashqi magnit maydoni bilan o'zaro ta'sir energiyasi, $(-m_S H)$ – atomning spin magnit momenti m_S ning tashqi magnit maydoni bilan o'zaro ta'sir energiyasi. E_0 – magnit maydon bo'lmaganda atomning ichki energiyasi yoki atomning magnit momentini ifodalovchi:

$$\mathbf{m} = -g m_B \mathbf{J} = -g m_B M_J; \quad m = -g m_B m_J,$$

formulaga asosan (9.18) formulada:

$$m_L = -g_L M_B m_L \text{ va } m_S = -g_S M_B m_S,$$

yoki $g_L=1$ va $g_S=2$ ekanligidan:

$$m_L = -M_B m_J \text{ va } m_S = -2M_B m_S.$$

m_J va m_S har doim butun qiymatlarga teng. Demak, kuchli magnit maydonda atom termlari bir-biridan normal siljish $M_B H$ ga karrali oraliqlarga siljigan termlarga ajraladi.

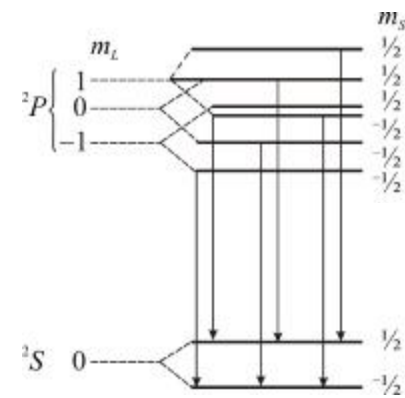
Kuchli magnit maydonda atom energetik sathlarining ajralishi sathlarning tabiiy multipliet ajralishidan katta bo'ladi.

Misol tariqasida kuchli magnit maydonda natriy atomi 2S va 2P sathlarning ajralishini ko'raylik. Bu ajralish 9.5-rasmda keltirilgan. Spin-orbital bog'lanishning uzilganligi uchun atomning to'liq momenti o'z ma'nosini yo'qotadi. Shuning uchun $^2P_{1/2}$ sath $^2P_{3/2}$ sathdan farq qilmaydi, chunki endi bu sathlar $L=1$ bo'lgan bir xil qiymatli sathlar kabi xarakterlanadi. $L=1$ bo'lganda atomning orbital momenti magnit maydon kuchlanganligi yo'nalishiga nisbatan uch xil usul bilan orientatsiyalanadi. $m_L=1, 0, -1$, bu esa o'zaro ta'sir energiyasining uch xil qiymatga ega bo'lishiga va P sathning uchta sathga ajralishiga olib keladi. Orbital magnit momentining har bir orientatsiyasida spin magnit momenti bir-biriga bog'liq bo'lmagan ikki xil usul bilan orientirlanishi mumkin. Shuning uchun uchta orbital sathlarning har biri ikkita spin sathlarga ajraladi. Natijada,

kuchli magnit maydonda 2P sath oltita sathga ajraladi. $L=0$ bo'lgani uchun 2S sathining ajralishi spin magnit momenti orientatsiyasi natijasida hosil bo'ladi, ya'ni ikkita sathga ajraladi.

Nurlanish chiziqlarining

ajralishi. $\Delta L=\pm 1$ va $\Delta S=0$ tanlash qoidalaridan foydalangan holda ruxsat etilgan o'tishlarni topish mumkin. 9.5-rasmda strelkalar bilan natriy atomining bosh seriyasidagi mumkin bo'lgan o'tishlar ko'rsatilgan. Hammasi bo'lib oltita nurlanish chizig'i hosil bo'ladi. Tashqi magnit maydonida spinning orientatsiyasi tufayli hosil bo'lgan ajralish P holatda ham S



9.5-rasm

holatda ham bir xil. Bu oltita chiziq juft-juft bo'lib, bir-biri bilan ustma-ust tushadi. Natijada, nurlanish spektrida triplet hosil bo'ladi. Tanlash qoidalarini hisobga olgan holda (9.18) formula orqali nurlanish chiziqlarining ajralishini hisoblash mumkin. Qulaylik uchun (9.18) formulani quyidagicha yozamiz:

$$E = E_0 - m_{Lz} H - m_{Sz} H$$

yoki

$$\mathbf{h}w_{1,2} = \mathbf{h}w - (m_{Lz} - m_{Lz})H - (m_{Sz} - m_{Sz})H \quad (9.19)$$

$$m_{Lz} H = \mathbf{h}w_L m_L;$$

$$m_{Sz} H = 2\mathbf{h}w_L m_S$$

ekanligi va tanlash qoidalari

$$\Delta m_L = 0, \pm 1 \text{ va } \Delta m_S = 0$$

Hisobga olinsa, (9.19) formuladan

$$\Delta w = w_{12} - w = w_L \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} w_L \\ 0 \\ -w_L \end{pmatrix}.$$

Ya'ni uchta chastota hosil bo'ladi. Demak, nurlanish chiziqlarining ajralishi oddiy Zeyeman ajralishiga teng bo'ladi. Shunday qilib,

kuchli magnit maydonda murakkab Zeyeman effektining oddiy effektiga aylanishiga *Pashen-Bak effekti* deyiladi. Demak, kuchli magnit maydonda spektr chiziqlari uchta komponentaga ajraladi.

9.3-§. Shtark effekti

Shtark effekti shundan iboratki, elektr maydoni ta'sirida atomlar, molekulalar, kristallarning energetik sathlari siljiydilar va sathchalarga ajraladilar. Bu hodisani atom, molekula yoki kristallarning chiqarish va yutilish spektrlaridagi spektr chiziqlarining ajralishi va siljishida kuzatish mumkin. Shtark tomonidan birinchi marta aniqlangan bu hodisa uning nomi bilan atalgan bo'lib, *Shtark effekti* deyiladi. 1913-yilda Shtark bu hodisani vodorod atomi Balmer seriyasi spektral chiziqlarida batafsil tushuntirdi. Keyinchalik boshqa atomlar spektr chiziqlarida ham *Shtark effekti* kuzatildi. Shtark effektini klassik nazariya bilan tushuntirib bo'lmaydi. Shtark effektining nazariyasi Borning yarim klassik nazariyasiga asoslangan holda K.Shvarsshildom va A.Eynshteyn tomonidan 1916-yilda berildi. Ularning asosiy natijalari 1926-yilda Shredinger rivojlantirgan kvant mexanikasi nazariyasi orqali tushuntirildi. Shtark effekti elektr maydonda atom zaryadlarining siljishi oqibatida atom elektr qutblangan bo'lib qolishida yuz beradi. Qutblanish esa tashqi elektr maydoniga proporsional bo'ladi. Tashqi elektr maydonda atomning elektr qutblanishidan vujudga kelgan elektr dipol momenti elektr maydon kuchlanganligi \vec{e} ga proporsional bo'ladi.

$$\vec{P}_{el} = a\vec{e} \quad (9.20)$$

Bunda a – atomning elektr qutblanuvchanligidir. Atom elektr dipol momenti \vec{P}_{el} ning qiymati maydonga nisbatan atom harakat miqdor momenti \vec{I} ning yo'nalishiga, ya'ni orbita oriyentatsiyasiga bog'liq. Ma'lumki, atom har doim mumkin bo'lgan minimum energiyali holatda bo'ladi. Tashqi elektr maydon ta'sirida atom tizimining minimal energiyali holatga intilishi maydon yo'nalishi \vec{e} atrofida harakat miqdor momenti \vec{I} ning presessiyasini vujudga keltiradi. \vec{I} ning presessiyasi davomida m_I saqlanadi (m_I to'liq moment \vec{I} ning z o'qiga proyeksiyasi).

Atom energetik sathlarining ajralishi bir jinsli va bir jinsli bo'lmagan elektr maydonlarida kuzatiladi. Bir jinsli maydonlarda energetik sathlarning ajralgan komponentalari orasidagi energetik oraliq (energiya farqi) elektr maydon kuchlanganligi ortishi bilan ortib boradi. Shtark effekti chiziqli va kvadratik effektlardan iborat bo'ladi. Agar spektral chiziqlarning siljishi va ajralishi elektr maydon kuchlanganligi e ga proporsional bo'lsa, bunday holda Shtarkning chiziqli effekti hosil bo'ladi. Agar spektral chiziqlarning siljishi va ajralishi elektr maydon kuchlanganligi kvadrati e^2 ga proporsional bo'lsa, *Shtarkning kvadratik effekti* deyiladi. Kvadratik effekt barcha atomlarda, chiziqli effekt esa vodorod va vodorodsimon atomlarda kuzatiladi. Atom elektr dipol momentining tashqi elektr maydoni bilan o'zaro ta'sirlashuvi natijasida hosil bo'lgan qo'shimcha energiyani, ya'ni atomning tashqi elektr maydonidagi qo'shimcha energiyasi quyidagi formula orqali aniqlanadi:

$$\Delta E = -(\vec{P}_{el} \cdot \vec{e}) = -\int_0^e aede = -\frac{ae^2}{2} \quad (9.21)$$

P_{el} ning z o'qiga bo'lgan proyeksiyasi:

$$P = P_z = a\vec{e} \quad (9.22)$$

Shunday qilib, atom elektr dipol momentining tashqi elektr maydoni bilan o'zaro ta'sirlashuvi natijasida atomning tashqi elektr maydonida olgan qo'shimcha energiyasi ΔE quyidagicha ifodalanadi:

$$\Delta E = -\frac{1}{2}ae^2, \quad (9.23)$$

Qo'shimcha energiyaning qiymati maydon yo'nalishiga bog'liq emas. Bu hol murakkab atomlarda kuzatiladi. Elektr maydonda atom sathlarining ajralishini atomning vektor modeliga asosan tushuntirish mumkin.

Ma'lumki, murakkab atomlarda \vec{J} vektor, \vec{L} va \vec{S} larning vektor yig'indisidan iborat. Agar tashqi maydon ta'sirida $\vec{L}\vec{S}$ bog'lanish uzilmasi, \vec{J} vektorining tashqi elektr maydoni yo'nalishidagi proyeksiyasi $m = -J, -J+1, \dots, J-1, J$ ga teng qiymatlar qabul qiladi. Elektr maydonning ta'siri atom harakat miqdori momenti \vec{J} ning maydon yo'nalishiga bog'liq bo'lishi sababli, tashqi elektr maydon atom energetik sathlarining ajralishiga olib keladi.

Lekin, sathlarning magnit maydon ta'siridagi ajralishidan farqli ravishda, termlarning elektr ajralish komponentalari soni $2J+1$ ga teng emas, chunki (qo'shimcha energiyaning elektr maydon yo'nalishiga bog'liq bo'lmaganidek) magnit momentlarining qarama-qarshi yo'nalganligi bilan farqlanuvchi ikki holatda ham atomning qo'shimcha energiyalari teng bo'ladi. Boshqacha aytganda, faqat m_J va $-m_J$ bilan farqlanuvchi holatlar energiya sahlari ustma-ust tushgan bitta sathdan iborat bo'ladi, ya'ni tashqi elektr maydon atom sathlarining ayniganligini to'la yo'qotmaydi. Shu sababdan, energiya sahlari to'la momentning butun son qiymatli holida $J+1$ ta, yarim butun son qiymatida esa $J+1/2$ ta komponentalarga ajraladi. Bu komponentalarning har biri kuchsiz magnit maydonda (ya'ni tashqi elektr maydon ustiga magnit maydoni ham qo'yilsa) yana ikkitaga ajraladi, chunki magnit maydonda m_J va $-m_J$ holatlari ekvivalent emas.

Vodorod atomida Shtark effekti. Vodorod atomi holida tashqi elektr maydondagi atom uchun Shredinger tenglamasini aniq yechish mumkin. Agar tashqi elektr maydonini z o'qiga mos yo'nalishda olsak, elektronning atomdagi ichki potensial energiyasi $U = -e^2/(4\pi\epsilon_0 r)$ ga qo'shimcha tashqi elektr maydondagi potensial energiyasi $e e_z$ ga teng bo'ladi. Odatda, atomning ichki elektr maydoni tashqi maydonga nisbatan juda katta bo'ladi. Masalan, vodorod atomida birinchi Bor orbitasi (a_1) uchun Kulon maydonining kuchlanganligi

$$e_0 = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 a_1^2} \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ V/m}.$$

Shuning uchun atomning tashqi elektr maydonda olgan qo'shimcha potensial energiyasi

$$\Delta E = e e_z,$$

uning maydon bo'lmagandagi to'la energiyasi

$$E_0 = \frac{P^2}{2m_e} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r},$$

ga tuzatma tarzida qarash mumkin. Kvant mexanikasida bu xil masalalar g'alayonlanish nazariyasiga asoslangan usul bilan yechiladi. G'alayonlanish nazariyasi kvant mexanikasiga oid maxsus darsliklarda beriladi.

Tashqi elektr maydondagi vodorod atomi uchun Shredinger tenglamasini g'alayonlanish nazariyasi bo'yicha yechish g'alayonlanmagan holatning to'la energiyasiga ikkinchi tartibli yaqinlashishdagi tuzatmani o'z ichiga olgan quyidagi ifodani beradi:

$$E = E_0 + E^{(1)} + E^{(2)} = -\frac{Rh}{n^2} + 3e e a_1 (n_1 - n_2) \frac{n}{2} - a_1^3 e^3 [17n^2 - 3(n_1 - n_2)^2 - 9m_l^2 + 19] \left(\frac{n}{2}\right)^2 \quad (9.24)$$

Bu yerda n – bosh kvant soni; $n=1+|m_l|+n_1+n_2$, n_1 va n_2 lar butun musbat sonlar, m_l – orbital magnit kvant soni. E_0 – atomning $e=0$ holdagi to'la energiyasi, $E^{(1)}$ va $E^{(2)}$ lar g'alayonlanmagan holatning to'la energiyasi E_0 ga birinchi va ikkinchi tartibli yaqinlashish tuzatmasi. Birinchi yaqinlashish elektr maydon kuchlanganligiga (e) nisbatan birinchi tartibli Shtark effektsiga olib keladi: $E = E_0 - E^{(1)}$, ikkinchi yaqinlashish esa e^2 nisbatan ikkinchi tartibli Shtark effektini beradi. e va e^2 oldidagi doimiy koeffitsiyenlarni hisoblab,

$$\frac{3}{2} e a_1 = \frac{3h^2}{8\pi^2 m_e e} = 1,28 \cdot 10^{-28} \frac{\text{erg}}{\text{V/sm}} = 6,42 \cdot 10^{-5} \frac{\text{sm}^{-1}}{\text{V/sm}};$$

$$\frac{a_1^3}{16} = \frac{-h^6}{16(2\pi e)^6 m_e^3} = -1,04 \cdot 10^{-31} \frac{\text{erg}}{\text{V/sm}} = -5,22 \cdot 10^{-16} \frac{\text{sm}^{-1}}{\text{V/sm}},$$

bunda birinchisi ikkinchisidan taxminan 10^{11} marta katta ekanligi aniqlanadi. Xulosa qilish mumkinki, uncha kuchli bo'lmagan elektr maydonlarda chiziqli Shtark effekti kuzatilar ekan.

Vodorod atomi sathlarining tashqi elektr maydon ta'sirida ajralishini ko'rish mumkin. n – bosh kvant soni va n_1, n_2 lar musbat butun sonlar o'rtasidagi munosabatlardan $0 \leq n_1 \leq n-1$, $0 \leq n_2 \leq n-1$ va $|m_l| \leq n-1$ ekanligi kelib chiqadi. Chiziqli Shtark effektida vodorod atomining birinchi to'rt termining ajralishi 9.1-jadvalda keltirilgan.

9.1-jadval

n	m_l	n_1	n_2	$c(n_1-n_2)n$	n	$ m_l $	n_1	n_2	$c(n_1-n_2)n$
1	0	0	0	0	4	3	0	0	0
2	1	0	0	0	4	2	1	0	4c
2	0	1	0	2c	4	2	0	1	-4c
2	0	0	1	-2c	4	1	2	0	8c

3	2	0	0	0	4	1	0	0	-8c
3	1	1	0	3c	4	1	1	1	0
3	1	0	1	-3c	4	0	3	0	12c
3	0	2	0	6c	4	0	0	3	-12c
3	0	0	2	-6c	4	0	2	1	4c
3	0	1	1	0	4	0	1	2	-4c

$$C = 3he \left| (8p^2 m_l e) = E^{(1)} \left[h(n_1 - n_2)n \right] \right.$$

Bosh kvant son $n=1+|m_l|+n_1+n_2$; m_l – orbital magnit kvant soni. $E^{(1)}$ – g'alayonlanmagan holatda birinchi yaqinlashishdagi energiya tuzatmasi. Shunday qilib, tashqi elektr maydoni ta'sirida atom sathlari ajralishidan quyidagi natijalarga kelish mumkin:

1. Bosh kvant sonining ortishi bilan ajralgan komponentalar soni juda tez o'sadi. $n=1$ sath butunlay ajralmaydi; $n=2$ cath uchtaga ajraladi; $n=3$ sath oltitaga; $n=4$ sath o'ntaga ajraladi. Oxirgi ikki holda ba'zi komponentalar energiyasi teng va tegishli sathlar ajralmagan. $n=3$ da birinchi va oxirgi komponentalar energiyasi nolga teng va ularning sathlari $e=0$ dagi o'rnidan siljimgan $n=4$ da esa birinchi va beshinchi, ikkinchi va to'qqizinchi, uchinchi va o'ninchi komponentalar energiyalari o'zaro teng. Shunday qilib, berilgan n da sathlarning ajralish komponentalar soni $(2n-1)$ ta bo'ladi.

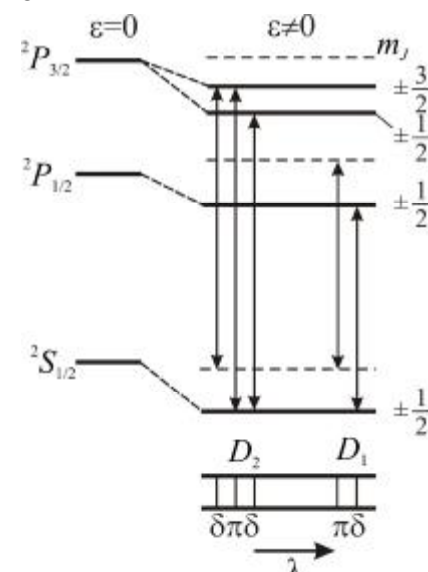
2. n sathning $(2n-1)$ ta komponentasi bilan n' sathning $(2n'-1)$ ta komponentasi o'rtasidagi o'tishlarning maksimal soni $(2n-2)(2n'-1)$ taga teng chiziqni berishi kerak. $(2n-1)(2n'-1)$ o'tishlarning ba'zilari $\Delta|m|=0, \pm 1$ tanlash qoidasi bilan taqiqlangan bo'lishi mumkin.

3. Chizikli Shtark effektida komponentalarning o'zaro siljish kattaligi magnit kvant soni m_l ga bog'liq bo'lmasdan (n_1-n_2) ayirmaga bog'liqdir. Chunki (n_1-n_2) kattalik $(n-1)$ dan $(n+1)$ gacha o'zgaradigan qiymatlar qabul qiladi. Demak, vodorod atomida chizikli Shtark effekti hosil bo'lganda, yuqori sathlarning bir-birini qoplashi kuzatilishi kerak. Tashqi elektr maydon kuchlanganligining 10^6 V/sm qiymatlaridan boshlab, kvadratik Shtark effekti sezilarli bo'ladi. Ajralgan har bir chiziq yuqorisidagi chizig'iga qaraganda ko'proq siljiydi. Natijada spektr chiziqlari chastotasining ortishi va spektrning qizil tomonga siljishi kuzatiladi.

Murakkab atomlarda Shtark effekti. Kuchsiz tashqi elektr maydonida vodorod atomi uchun to'g'ri bo'lgan chizikli Shtark effekti orbital kvant son (ℓ) ga nisbatan aynishga ega bo'lmagan sathlarda (vodorodsimon va murakkab atomlarda) yo'qoladi. Shuning uchun vodorodsimon va boshqa murakkab atomlarda sathlarning kuchsiz tashqi elektr maydoni ta'sirida maydon kuchlanganligining kvadratiga (e^2) proporsional ravishda ajralishi kuzatiladi va bu hol esa (9.23) formulada ifodalangan.

Kuchsiz elektr maydonlaridan kuchli maydonlarga o'tishda kvadratik Shtark effekti asta-sekin chizikli effektga o'tadi.

Ishqoriy metallarning D chizig'i uchun Shtark effektini ko'rish mumkin (9.6-rasm). D chiziq sathlari $^2P_{3/2}$, $^2P_{1/2}$ va $^2S_{1/2}$ tashqi kuchsiz elektr maydonida, to'la momentning yarim butun son qiymatiga mos. $I+1/2$ ta komponentalarga ajraladi, ya'ni $^2P_{3/2}$ sath $I+1/2=3/2+1/2=2$ taga ajraladi, $^2P_{1/2}$ va $^2S_{1/2}$ uchun esa $I+1/2=1$ ajralmaydi. Bundan tashqari, sathlarning hammasi har xil qiymatga, energiyasi kam tomonga siljiydi. Bu holat 9.6-rasmda ko'rsatilgan. Shunday qilib, 2P termlar uchta termga ajraladi: $^2P_{3/2}$ ikkitaga va $^2P_{1/2}$ ning o'ziga. 2P ning bu uchta komponentalaridan $^2S_{1/2}$ sathga o'tishlar uchta chiziqni beradi:



9.6-rasm

$$^2P_{3/2} \rightarrow ^2S_{1/2}$$

$$|m_1| = 3/2 \rightarrow 1/2; \quad ^2P_{3/2} \rightarrow ^2S_{1/2},$$

$$|m_1| = 1/2 \rightarrow 1/2; \quad ^2P_{1/2} \rightarrow ^2S_{1/2}$$

$$m_j = 1/2 \rightarrow 1/2.$$

Kuchli elektr maydonga o'tishda, sathlarning elektr ajralishi shu sathning \vec{L}, \vec{S} o'zaro ta'siri ostida ajralishi bilan tenglashadi. Tashqi maydon kuchlanganligining ortishida \vec{L} va \vec{S} vektorlarning o'zaro ta'sirini kichik deb, bu ta'sirning energiyasini atom energiyasiga tuzatma sifatida qarash mumkin. Natijada, \vec{L}, \vec{S} bog'lanish uziladi va \vec{L} vektorning tashqi kuchli maydonda mustaqil kvantlanishi yuz beradi. Berilgan \vec{L} bilan aniqlanadigan term $2L+1$ komponentalarga ajraladi, lekin $\ell+1$ ta komponentagina har xil energiyaga ega bo'ladi.

Shunday qilib, chiziqli Shtark effekti kuchli elektr maydonda, kvadratik Shtark effekti esa kuchsiz elektr maydonida hosil bo'ladi.

Nazorat savollari

1. Zeyeman effekti qanday hodisa va u qachon kashf qilingan?
2. Kuchli va kuchsiz magnit maydonlari haqida tushuncha bering.
3. Zeyemanning murakkab effektini ayting va uni natriy (Na) dubleti misolida tushuntiring.
4. Magnit maydonidagi atom energetik sathlarining energiyasi formulasida qanday energiyalar hisobga olingan?
5. Zeyemanning oddiy effektini ayting va spektral chiziqlar chastotalarini yozib tushuntiring.
6. Pashen va Bak effekti qanday hodisa va qaysi vaqtda sodir bo'ladi?
7. Shtark effektining hosil bo'lishini tushuntiring.
8. Chiziqli Shtark effekti qanday effekt, uning hosil bo'lishi qaysi kattalikka bog'liq va qanday atomlarda kuzatiladi?
9. Kvadratik Shtark effekti qaysi kattalikka bog'liq va u qaysi atomlarda kuzatiladi?

X-BOB. MOLEKULALAR

10.1-§. Molekulalar va ularning hosil bo'lishi

Molekula – bir jinsli moddaning eng kichik zarrasi bo'lib, shu moddaning asosiy kimyoviy xossalari ega bo'ladi. "Molekula" tushunchasi kimyo faniga 1860-yilda kiritilgan bo'lib, uning mavjudligi 1906-yilda J.Perren tomonidan tajribada tasdiqlangan. Molekula atomlar orasidagi kimyoviy bog'lanishlar orqali o'zaro birlashgan bir xil yoki turli xil atomlardan tashkil topgan barqaror tizimdir. Masalan, vodorod molekulas (H_2), kislorod molekulas (O_2), azot molekulas (N_2), bir xil atomlardan tashkil topgan ikki atomli molekulalardir. Osh tuzi molekulas ($NaCl$) ikki xil atomlardan tashkil topgan ikki atomli molekuladir. Molekulalar (H_2 , C_6H_6 , NH_3), atomlar, ionlar (SO_4^- , BF_4^- , NO_3^-), radikallar (CH_3 , OH , C_5H_5) orasida kimyoviy kuchlar ta'sir qiladi. Bu kuchlar molekularning erkin, ya'ni boshqa zarralardan ajralgan alohida holatidagi barqarorligini ta'minlaydi. Masalan, C_2 , CH_3 , I_2 molekulari erkin, alohida holatda kerakli uzoq vaqt mavjud bo'la oladi. Lekin ular bir-biri bilan birlashsa, oddiy sharoitda ham tegishli grafit, etan, yod kristalliga aylanadi. Bunday molekular atomlar orasidagi kimyoviy bog'lanishlar tufayli mustaqil mavjud bo'la oladi. Kimyoviy bog'lanishlar – ikki yoki bir nechta atomlarning o'zaro ta'sirlashuvi natijasida kimyoviy barqaror tizimlar (molekulalar, radikallar, kristallar va b.) hosil bo'lishidir. Atomlar orasidagi kimyoviy bog'lanishlar atomning tashqi qobig'idagi elektronlarning (valent elektronlarning) turli xil o'zaro ta'sirlari orqali tushuntiriladi.

Ichki qobiq elektronlari atomning kimyoviy xossalari ta'sir qilmaydi. Elementlarning kimyoviy xossalari tashqi qobiq elektronlari bilan aniqlanadi. Atomlardan molekular hosil bo'lishida ta'sir qiladigan kuchlar musbat zaryadlangan yadro va manfiy zaryadlangan elektronlar orasidagi elektrostatik o'zaro ta'sir kuchlaridan iboratdir. Atom spektrlarini tahlil qilish, spektrlarda kuzatiladigan asosiy qonuniyatlar atom elektron qobig'i tuzilishi va atom elektron holatlari bilan bog'liqligini ko'rsatadi. U yoki bu molekulaning hosil bo'lishida atomlarning muhim bo'lgan kimyoviy xossalari ham elektron qobiqlar xossalari bilan tushuntiriladi. Lekin

atomlarning kimyoviy xossasi bitta atomda emas, balki o'zaro ta'sirlashib molekula hosil qiladigan atomlar to'plamida namoyon bo'ladi. Bu esa molekulani tashkil etuvchi atomlar o'zaro ta'sirlashuvchi kuchlar bilan bog'langanligini ko'rsatadi. Molekulani atomlarga ajratish uchun ma'lum miqdorda ish bajarish kerak, ya'ni energiya sarflash kerak. Aksincha, molekula hosil bo'lish jarayonida energiya ajraladi. Bu esa molekula atomlarini bog'lab turuvchi kuch mavjudligini ko'rsatadi. Molekula hosil bo'lishida ajraladigan energiya molekulada atomlarni bog'lab turadigan o'zaro ta'sir kuchi o'lchovi hisoblanadi. Molekulalar ikki atomdan, uch atomdan va ko'p sondagi atomlardan tuzilgan bo'lishi mumkin. Masalan, osh tuzi bir natriy atomidan va bir xlor atomidan tuzilgan, ya'ni osh tuzi molekulasi ikki atomli molekuladir. Suv molekulasi ikki vodorod atomidan va bir kislorod atomidan tuzilgan, ya'ni uch atomli molekulani hosil qiladi. Molekulalar o'lchami turli moddalar molekulalari uchun turlicha bo'ladi. Masalan, vodorod molekulasi (H_2) o'lchami $2,47 \cdot 10^{-8} \text{ sm}$, kislorod molekulasi (O_2) o'lchami $2,98 \cdot 10^{-8} \text{ sm}$, suv molekulasi (H_2O) o'lchami $2,72 \cdot 10^{-8} \text{ sm}$ va h.k. Molekulalar o'lchami diffuziya, issiqlik o'tkazuvchanlik, ichki ishqalanish hodisalari asosida aniqlanadi. Atomlarning molekulaga birikishi to'ldirilmagan tashqi elektron qobiq bilan bog'liq.

Molekuladagi atomlar aniq bir tartib bilan o'zaro bog'langan va fazoda ma'lum tartibda joylashgan bo'ladi. Molekula tuzilishi fazoda va vaqt oralig'ida barqarorligi bilan xarakterlanadi. Molekulaning barqarorligi uning boshqa zarralar bilan o'zaro ta'siriga, temperaturaga, bosimga va boshqa tashqi faktorlarga bog'liq bo'ladi. Masalan, juda yuqori temperaturalarda ko'pchilik molekulalar atomlarga ajraladi, ya'ni molekulyar tuzilishi buziladi. Molekulaning asosiy xarakteristikasi bu uning ichki energiyasi bo'lib, faqat kvantlangan qiymatlarni qabul qiladi. Molekula hosil bo'lishida atomlar orasidagi kimyoviy bog'lanishlarda atomlarning o'zaro bog'lanish sohasida elektronlar zichligining qayta taqsimlanishi muhim o'rin tutadi. Atomlarning o'zaro bog'lanishi sohasida elektronlar zichligi taqsimlanishining qaydayligiga bog'liq ravishda kimyoviy bog'lanishlar asosan uch turga bo'linadi – kovalent (gomepolyar), ion (geteropolyar) va metall bog'lanishlar. Bunday bog'lanishlarning har birining o'z nazariyasi mavjud.

10.2-§. Ion bog'lanish

Elektrostatik tortishuv tufayli ionlar orasida vujudga keladigan kimyoviy bog'lanish *ion bog'lanish* deyiladi. Ionlarning o'zaro tortishish yo'li bilan hosil bo'lgan molekulalar ion yoki geteropolyar molekulalar deb ataladi. Ionli molekulalar hosil bo'lishi asosida tashqi qobiqchalari turlicha to'ldirilgan, ya'ni elektromanfiyligi bir-biridan keskin farq qiladigan atomlarning o'zaro ta'sirlashuvi turadi. Bunday atomlar o'zaro ta'sirlashganda, elektron buluti elektromanfiyligi kuchli bo'lgan atomga tomon siljiydi, ya'ni qutblanadi. *Qutblanish* – elektr maydoni ta'sirida elektr zaryadi elektron zichligining siljishidir. Eng ko'p bir tomonlama qutblanish ion bog'lanishda hosil bo'ladi. Elektromanfiylik bog'langan atomning boshqa atomlar elektron qobig'idan elektronni tortish xususiyatidir.

Elementlar davriy sistemasida I va II guruhlar metallari va tipik metallmaslar – galogenlar ionli molekulalarni hosil qiladi. Masalan, $NaCl(Na^+, Cl^-)$, $CsI(Cs^+, I^-)$, $LiF(Li^+, F^-)$ va boshqa molekulalar ionli molekulalarga misol bo'ladi. Ishqoriy metallarda tashqi elektron qobiqdagi s holat elektronlari yadro bilan kuchsiz bog'langan, ular kimyoviy reaksiyalarda o'z atomidan yengilgina ajraladi. Masalan, natriy (Na) atomida (natriyning elektron konfiguratsiyasi $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$) $3s^1$ holatdagi bir elektron o'z atomidan yengilgina ajraladi. Bunda bir elektroni ajralgan natriy atomi natriyning musbat Na^+ ioniga aylanadi. Aksincha, metallmaslar – galogenlar atomlarida tashqi elektron qobiq elektronlari yadro bilan kuchli bog'langan bo'lib, kimyoviy reaksiyalarda boshqa elektronni biriktirib oladi. Masalan, xlor (Cl) atomining (xlorning elektron konfiguratsiyasi $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^5$) tashqi qobig'ida $3p^5$ holat elektron bilan to'lishiga bir elektron yetmaydi, u yana bir elektronni biriktirib oladi, $3p$ holat to'ladi. Bunda xlorning manfiy ionii Cl^- hosil bo'ladi. Demak, xlarning elektron manfiyligi yuqori.

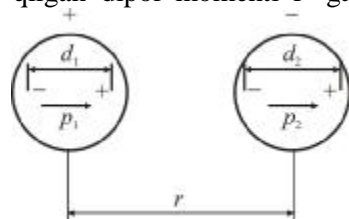
Ikki xil ishorali Na^+ va Cl^- ionlar orasida vujudga keladigan kulon elektrostatik tortishish kuchi tufayli ionli $NaCl$ molekula hosil bo'ladi.

Ionli molekulalar umumiy nazariyasini 1925-yilda M.Born va V.Geyzenberglar klassik tasavvurlar asosida ishlab chiqdilar. Bunda

bog‘lanish energiyasini hisoblashda elektrostatik tasavvurga asoslangan holda yarimempirik hisoblash usulidan foydalanildi. Bir-biridan yetarlicha masofada uzoqlashtirilgan ikki ion (masalan, Na^+ va Cl^- ionlari) birinchi yaqinlashishda bir-biri bilan nuqtaviy zaryadlar kabi Kulon qonuni bo‘yicha tortishadi. Bunday o‘zaro ta‘sir energiyasi quyidagicha aniqlanadi:

$$U_e = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (10.1)$$

Keyingi yaqinlashishda ionlarning o‘zaro qutblanishini hisobga olish kerak. Molekulada ionlarning har biri qo‘shni ionning elektr zaryadi ta‘sirida qutblanadi, ya‘ni ionlarda manfiy va musbat zaryadlarning siljishi hosil bo‘ladi. Natijada har bir ionning induksiyalangan P_1 va P_2 dipol momentlari hosil bo‘ladi. Bu dipol momentlari molekulaning ionlar hosil qilgan dipol momenti P ga qarama-qarshi yo‘nalgan bo‘ladi. Ionlarning qutblanishi natijasida ularning elektron buluti deformatsiyalanadi. Buni har bir ionning yadrosi va elektron bulutining d masofaga nisbiy siljishi deb qarash mumkin (10.1-rasm).



10.1-rasm

Har bir ionning induksiyalangan dipol momentining kattaligi elektr maydoni kuchlanganligi orqali aniqlanadi:

$$P = ed = e_0 aE, \quad (10.2)$$

Bunda a – ion elektron bulutining deformatsiyalanish xususiyatini ifodalaydi va unga *qutblanuvchanlik* deyiladi. U vaqtda (10.1) formuladagi Kulon o‘zaro ta‘sir energiyasiga yana har bir ion dipol momentining qo‘shni ion yig‘indi zaryadi bilan o‘zaro ta‘sir energiyasi (U_p)ni qo‘shish kerak bo‘ladi:

$$U_p = -\frac{e}{4\pi\epsilon_0 r^2} (P_1 + P_2) \quad (10.3)$$

(10.3) ifodadagi energiyaga dipollarning hosil bo‘lishiga sarflangan energiya (U_a)ni ham qo‘shish kerak bo‘ladi. Bu energiyani zaryadlarning siljishi uchun bajarilgan ish deb ham qarash mumkin, ya‘ni:

$$U_a = e_0 \int_0^{E_1} a_1 E_1 dE_1 + e_0 \int_0^{E_2} a_2 E_2 dE_2 = \frac{P_1^2}{2e_0 a_1} + \frac{P_2^2}{2e_0 a_2} \quad (10.4)$$

Endi dipollarning o‘zaro ta‘sir energiyasi ($U_{P_1 P_2}$)ni ham hisobga olish kerak bo‘ladi:

$$U_{P_1 P_2} = -\frac{P_1 P_2}{2\pi\epsilon_0 r^3}. \quad (10.5)$$

Faqat ionlarning o‘zaro tortishishi to‘liq ravishda qoplashga olib kelishi kerak edi. Lekin bunday bo‘lmaydi, chunki kichik masofalarda ionlar qobiqlari ustma-ust tushadi va bunda itarishish kuchlari yuzaga keladi. Bu kuchlarning tabiati yetarlicha murakkab bo‘lib, klassik mexanikada itarishish kuchlari energiyasini aniqlashda quyidagi empirik formuladan foydalaniladi:

$$U_n = \frac{B}{r^n} \quad (10.6)$$

Kvant mexanikasida itarishi to‘ldirilgan elektron qobiqlarning almashtirish integrali sifatida namoyon bo‘ladi. Ionlar elektron qobiqlarining o‘zaro singishlarida har bir yadro maydoniga qo‘shimcha elektronlar tushadi.

Birinchi yaqinlashishda ionli molekulaning bog‘lanish energiyasini hisobga olmagan holda (10.1) va (10.6) formulalardan aniqlash mumkin:

$$U = U_e + U_n = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} + \frac{B}{r^n} \quad (10.7)$$

Muvozanat holatda U energiya minimal bo‘ladi va $r=r_0$. Shuning uchun

$$\left(\frac{dU}{dr} \right)_{r=r_0} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0^2} - \frac{nB}{r_0^{n+1}} = 0$$

Bundan

$$B = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 n} \cdot r_0^{n-1}$$

Shunday qilib, $r=r_0$ bo‘lganda ionli molekulaning bog‘lanish energiyasi quyidagicha aniqlanadi:

$$U_{r=r_0} = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0} \left(1 - \frac{1}{n}\right) \quad (10.8)$$

r_0 va n kattaliklar molekulaning boshqa xususiyatlarini tekshiradigan tajribalardan aniqlanadi. Odatda, kristallar uchun r_0 rentgenografiya yoki elektronografiya usullari orqali topiladi, n kristallarning siqilishiga qarab aniqlanadi. Barcha aniq kristall panjaralar uchun n ning qiymati 6 dan 10 gacha bo'ladi va ionda elektronlar sonining ortishi bilan ortib boradi. r_0 ning son qiymatidan foydalangan holda (10.8) ifodadan bir qator ionli molekullarning bog'lanish energiyasini aniqlash mumkin. Olingan natijalar 5-10% aniqlikda tajriba natijalari bilan mos keladi.

10.3-§. Kovalent bog'lanish. Vodorod molekulasi kvant nazariyasi

Kovalent bog'lanishda molekula bir xil element atomlaridan tashkil topgan bo'ladi. Bunday molekula hosil bo'lishidagi bog'lanish kovalent bog'lanish yoki gomopolyar (grekcha "gomeo" degan so'zdan olingan bo'lib, "bir xil" degan ma'noni bildiradi) bog'lanish deyiladi.

Kovalent bog'lanish kvant mexanikasi nuqtai nazaridan tushuntiriladi. Kovalent bog'lanishni ikkita vodorod atomidan tashkil topgan vodorod molekulasi hosil bo'lishi misolida ko'rish mumkin. O'zaro ta'sirlashmaydigan masofada joylashgan ikkita vodorod atomi bo'lsin. Birinchi atomdagi elektronning ham, ikkinchi atomdagi elektronning ham yadrodan biror masofa uzoqlikda bo'lishining ehtimoliyati (elektronning to'lqin funksiyasining kvadrati) aynan bir xil bo'ladi. Eng oddiy hol elektron $\ell=0$ bo'lgan s holatda bo'lganda ehtimoliyat sferik-simmetrik bo'ladi, ya'ni elektron bulut biror radiusli sferadan iborat bo'ladi. Endi har ikki atomni bir-biri bilan ta'sirlashadigan masofaga joylashtirilganda, ikkala atomning elektron bulutlari tutasha boshlaydi. Buni quyidagicha tushuntirish kerak: har ikki atom o'zaro ta'sirlashmaydigan masofada joylashtirilganda atomlarda elektronlar faqat o'z yadrolari atrofida harakatlanar edi. Atomlar bir-biriga yaqinlashganda esa birinchi atom elektronini ikkinchi atom yadrosi atrofida, ikkinchi atom elektroni esa birinchi atom yadrosi atrofida qayd qilish ehtimoliyati noldan farqli bo'ladi. Atomlar yanada yaqinlashganda, ularning elektron bulutlari

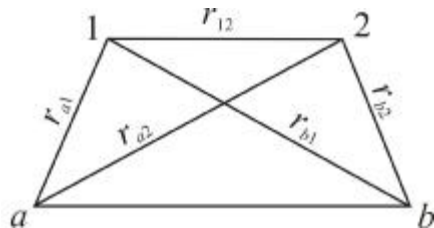
shunchalik tutashib ketadiki, bunda birinchi atom elektroni yoki ikkinchi atom elektroni degan so'zlarga o'rin qolmaydi. Bunda kvant mexanikasidagi bir xil zarralarni farq qilib bo'lmazligi prinsipini hisobga olish kerak bo'ladi, chunki har ikki atom elektronlari bir-biridan farq qilmaydi, ikkala elektronning ham zaryadi, massasi, spini bir xil. Bunday holda har bir elektron bir vaqtning o'zida ikkala atomga ham tegishli bo'ladi. Ikkala elektronning umumiyashgani uchun ikki yadro oralig'ida elektron buluti zichligi ortadi, bu esa yadrolarni bir-biriga maksimal yaqinlashtiradi. Yadrolar orasidagi masofaning biror r_0 qiymatida kovalent bog'lanishda ikki atomli barqaror molekula hosil bo'ladi.

Kovalent bog'lanishga vodorod molekulasi hosil bo'lishi misol bo'la oladi. 1927-yilda V.Gaytler va F.London birinchi marta vodorod molekulasi (H_2)ning asosiy holati uchun kvant mexanik hisoblashlarni o'tkazdilar. Bu esa kvant kimyosining rivojlanishiga asos bo'ldi. Gaytler va London ishlarida gomopolyar bog'lanishning fizikaviy tomonlarini ko'rib chiqiladi. Hamma molekular atom yadrolaridan va elektronlardan tuzilgan. Yadro va elektron massalari bir-biridan katta farq qilgani uchun yadroning nisbiy harakati elektron harakatidan yuz martalab kichik deb hisoblash mumkin. Shuning uchun stasionar holat masalasini yadro harakatini hisobga olmay balki, kuch markazi maydonida faqat elektronlar harakatini hisobga olgan holda yechish mumkin. Kuch markazlarining (atom yadrolarining) nisbiy joylashishi molekulaning fazoviy konfiguratsiyasini aniqlaydi, bunda turg'un muvozanat molekulaning eng kichik energiyasiga tegishli bo'ladi. Kvant mexanikasida Shredinger tenglamasidan foydalaniladi, bu tenglamaning ko'rinishi molekulaning murakkabligiga bog'liq bo'ladi. Vodorod – H_2 molekulasi uchun Shredinger tenglamasini quyidagicha yozish mumkin:

$$\sum_{i=1}^2 \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y_i^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z_i^2} \right) + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U)\psi = 0 \quad (10.9)$$

Vodorod molekulasi ikki proton va ikki elektrondan tuzilgan eng oddiy molekuladir. Vodorod molekulasi 10.2-rasmda keltirilgan. Rasmda a va b lar bilan protonlar, 1 va 2 raqamlar bilan elektronlar belgilangan. Agar protonlar orasidagi masofa juda katta bo'lmasa,

molekulani tashkil qilgan atomlar to'liq funksiyalari bir-birini qoplaydi. Bu esa har bir elektron har ikki atomga tegishli bo'ladi, ya'ni atomlar orasida elektronlar almashinishi bo'ladi, bunda almashinish kuchlari paydo bo'ladi. Bu esa kovalent bog'lanishni hosil qiladi. (10.9) ifodadagi Shredinger tenglamasida U molekulaning potensial energiyasi bo'lib, u uch haddan iboratdir, ya'ni



10.2-rasm

$$U = U_1 + U_2 + U' \quad (10.10)$$

$U_1 = -e^2 / 4\pi\epsilon_0 r_{a_1}$ – a yadro maydonidagi birinchi elektronning energiyasi, $U_2 = -e^2 / 4\pi\epsilon_0 r_{b_2}$ – b yadro maydonidagi ikkinchi elektronning (10.1-rasm) energiyasi, U' – yadro va elektronlar orasidagi o'zaro ta'sir energiyasi.

$$U' = - \left(\frac{1}{r_{a_2}} + \frac{1}{r_{a_1}} - \frac{1}{r_{12}} - \frac{1}{R} \right), \quad (10.11)$$

(+) ishoraga ega bo'lgan hadlar elektronlar va yadrolarning o'zaro itarishish energiyasini bildiradi, R protonlar orasidagi masofa. Tizimning to'liq energiyasi (E) kimyoviy bog'lanishlar o'lchovi deb hisoblanadi. Potensial energiya R va r masofalarning uzluksiz funksiyasi bo'lsa, to'liq energiya E aniq masofalar uchun aniq qiymatlarni qabul qiladi. Bu energiya qiymatlaridan tizimning turg'un holatiga tegishli bo'lgan eng kichik qiymati muhimdir. (10.9) tenglamani aniq yechish mumkin bo'lmaganligi uchun yaqinlashish usulidan foydalanamiz.

Nolinchi yaqinlashishda vodorod molekulasini o'zaro ta'sirlashmaydigan ikki vodorod atomidan tashkil topgan bo'lib, $1s$ ($R=\infty$) holatda deb qaraladi. Shuning uchun nolinchi yaqinlashishda potensial energiya $U^0 = U_1 + U_2$ kattalikka teng bo'ladi. Birinchi va ikkinchi atomlar o'zlarining $y_a(1)$ va $y_b(2)$ to'liq funksiyalari bilan xarakterlanadi. O'zaro ta'sirlashmaydigan ikki atomdan iborat sistemaning to'liq funksiyasi shu atomlar funksiyalari ko'paytmasidan iborat:

$$\Psi_1 = y_a(1)y_b(2), \quad (10.12)$$

nolinchi yaqinlashishda tizimning to'liq energiyasi ikkita vodorod atomining $1s$ holatidagi bir xil energiyalari yig'indisiga teng:

$$E^{(0)} = E_1 + E_2 = 2E_0 \quad (10.13)$$

y_1 ikki atomdan iborat tizimi uchun yagona funksiya emas. Bu funksiyaning kvadrati birinchi elementlari a – yadro atrofida va bir vaqtda ikkinchi elektronning b – yadro atrofida topilish ehtimoliyatini bildiradi. Elektronlar to'liq xossasiga ega bo'lgani uchun bir tizimga tegishli bo'lgan elektronlarni bir-biridan ajratib bo'lmaydi. Shuning uchun elektronlar o'rinlari almashtirilganda, tizimda hech qanday o'zgarish bo'lmaydi. Elektronlar o'rinlari almashtirilgandagi

$$\Psi_2 = y_a(2)y_b(1) \quad (10.14)$$

to'liq funksiyasi ham nolinchi yaqinlashishda tenglama yechimi bo'la oladi. Bu to'liq funksiyasiga to'g'ri keladigan energiya $E^{(0)} = 2E_0$ kattalikka teng. Energiyaning $E^{(0)}$ qiymatiga ikkita xususiy funksiya, ikkita holat to'g'ri keladi. Bunday holatlar *aynigan holatlar* deyiladi. Qaralgan bunday holatda aynish *almashilgan aynish* deyiladi. Ko'rilgan holatlar molekulaning real holatini ifodalamaydi. Nolinchi yaqinlashishning Ψ_1 va Ψ_2 funksiyalari energiyasi bir xil $E^{(0)}$ bo'lgan holatlarga tegishlidir. Bu vaqtda Ψ_1 va Ψ_2 funksiyalar ixtiyoriy chiziqli tenglamaning nolinchi yaqinlashishdagi yechimi bo'la oladi. Shunday qilib, Shredinger tenglamasining yechimini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$\Psi(1,2) = C_1\Psi_1 + C_2\Psi_2 = C_1y_a(1)y_b(2) + C_2y_a(2)y_b(1), \quad (10.15)$$

(10.15)da C_1 va C_2 lar masalaning fizikaviy shartlarini qanoatlantiradigan koeffitsiyentlardir. Haqiqatdan ham $\Psi(1,2)$ funksiyaning kvadrati birinchi va ikkinchi elektronning yadrodan u yoki bu masofada bir vaqtda topilish ehtimoliyati zichligini ifodalaydi. Elektronlar bir-biridan farq qilinmaganligi uchun quyidagi shart bajarilishi zarur:

$$\Psi^2(1,2) = \Psi^2(2,1). \quad (10.16)$$

Bu holat $C_1^2 = C_2^2$ bo'lganda o'rinli bo'ladi. U vaqtda $y(1,2)$ funksiyasi uchun ikkita qiymat mavjud:

$$\Psi_+(1,2) = C(\Psi_1 + \Psi_2) = C[\mathbf{y}_a(1)\mathbf{y}_b(2) + \mathbf{y}_a(2)\mathbf{y}_b(1)]$$

$$\Psi_-(1,2) = C'(\Psi_1 - \Psi_2) = C'[\mathbf{y}_a(1)\mathbf{y}_b(2) - \mathbf{y}_a(2)\mathbf{y}_b(1)] \quad (10.17)$$

C_1 va C_2 ning boshqa qiymatlarida (10.16) shart bajarilmaydi. Ψ_+ funksiya simmetrik bo'lib, elektronlar o'rinlari almashganda o'z qiymatini saqlaydi:

$$\Psi_+(1,2) = \Psi_+(2,1)$$

$\Psi_-(1,2)$ funksiya assimetrik bo'lib, elektronlar o'rin almashganda o'z ishorasini o'zgartiradi:

$$\Psi_-(1,2) = -\Psi_-(2,1)$$

Har ikkala funksiyalar kvadrati (10.16) shartni qanoatlantiradi. Boshlang'ich Ψ_1 va Ψ_2 funksiyalar o'rniga $\Psi_+(1,2)$ va $\Psi_-(1,2)$ funksiyalar hosil bo'ladi. Bu funksiyalar masalaning fizikaviy mazmunini qanoatlantiradi. Endi o'zaro ta'sir potensial energiyasi U_1 ni hisobga oladigan yaqinlashishga o'tamiz. Variasiya usuli bilan o'tkazilgan hisoblashlar ko'rsatadiki, o'zaro ta'sir natijasida Ψ_+ va Ψ_- funksiyalarga to'g'ri keladigan energiya qiymatlari turlicha bo'ladi. Simmetrik funksiya Ψ_+ uchun energiya quyidagicha aniqlanadi:

$$E_+ = 2E_0 + \frac{K + A}{1 + S^2}, \quad (10.18)$$

antisimetrik funksiya Ψ_- uchun esa

$$E_- = 2E_0 + \frac{K - A}{1 - S^2}. \quad (10.19)$$

Bu formulalarda

$$K = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \iint \mathbf{y}_a^2(1) \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{r_{12}} - \frac{1}{r_{b_1}} - \frac{1}{r_{a_2}} \right) \mathbf{y}_a^2(2) dJ_1 dJ_2$$

K – Kulon integrali elektronlar bilan yadro orasidagi elektrostatistik o'zaro ta'sirni xarakterlaydi.

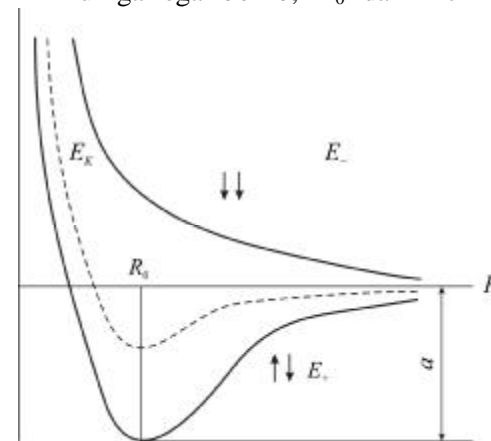
$$A = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \iint \mathbf{y}_a(1)\mathbf{y}_b(1) \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{r_{12}} - \frac{1}{r_{b_1}} - \frac{1}{r_{a_2}} \right) \mathbf{y}_a(2)\mathbf{y}_b(2) dJ_1 dJ_2$$

kattalikni *almashinish integrali* deyiladi. Almashinish integrali elektronlarni bir-biridan farq qilib bo'lmasligi va Pauli prinsipini

hisobga olib, simmetrik va antisimetrik yaqinlashgan to'lqin funksiyalari kiritilishi natijasida hosil bo'ladi. Simmetrik va antisimetrik to'lqin funksiyalari elektron koordinatalarining almashtirilishi bilan bir-biridan farq qiladi. Elektronlarni bir-biridan ajratib bo'lmasligi natijasida quyidagi qoplash integrali hosil bo'ladi.

$$S = \int \mathbf{y}_a(1)\mathbf{y}_b(1) dJ_1 = \int \mathbf{y}_a(2)\mathbf{y}_b(2) dJ_2$$

S – kattalik *qoplash integrali* deyiladi. K va A kattaliklar muvozanatli masofada manfiydir. S o'lchamsiz kattalik bo'lib, muvozanatli yadroviiy masofalarda 0,56 ga teng. Absolyut qiymat jihatdan $|A| > |S|$. Antisimetrik va simmetrik holatlar uchun (10.18) va (10.19) formulalar bilan hisoblangan energiyalarning atomlar orasidagi masofaga bog'liqligi 10.3-rasmda keltirilgan. A ning oldidagi turli ishoralar har ikkala holatni sifat jihatdan farq qilinishiga olib keladi. Antisimetrik to'lqin funksiyasiga Ψ_- tegishli bo'lgan E_- egri chizig'i ixtiyoriy R masofada atomlarning itarilishini ko'rsatadi. E_+ egri chizig'i R_0 nuqtada minimumga ega bo'lib, R_0 dan kichik masofalarda atomlarning itarishishini va R_0 dan katta masofalarda esa tortishishini xarakterlaydi. R ning ortishi bilan har ikkala egri chiziq $2E_0$ qiymatga asimptotik yaqinlashadi, chunki katta masofalarda atomlar orasidagi o'zaro ta'sir yo'qoladi, energiya esa alohida atomlar energiyalar yig'indisiga teng bo'ladi. E_+ va E_- egri



10.3-rasm

chiziq-larni taqqoslash shuni ko'rsatadiki, gomeopolyar bog'lanish almashinish integrali bilan tushuntiriladi. Bundan tashqari, bog'lanish energiyasi kattaligi amalda almashinish integrali kattaligiga teng. (10.18) va (10.19) formulalarda almashinish integrali A va qoplash integrali S ni hisobga olmasdan, faqat Kulon o'zaro ta'sir hadi K gina hisobga olinsa, tegishli hisoblashlardan hosil qilinadigan natija E_K 10.3-rasmda punktir egri chizig'i bilan ifodalangan. Bu egri chiziq R_0

yaqinida minimumga ega. Bu esa kovalent bog‘lanishning kvant xarakterga ega ekanligini ko‘rsatadi.

Vodorod molekulasida elektronlarning fazoviy taqsimlanishini ko‘raylik. Elektronning biror hajmining ixtiyoriy sohasida topilish ehtimoliyati zichligi

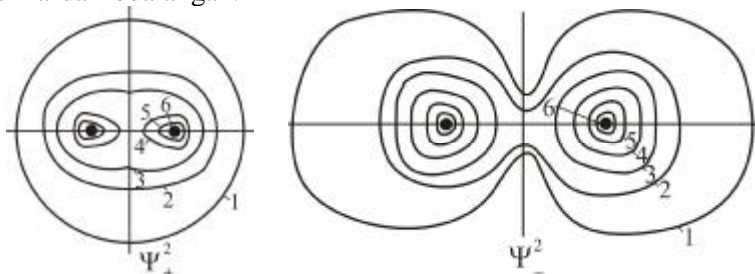
$$\Psi_{\pm}^2(1,2) = \Psi_{\pm}^2(2,1) \quad (10.20)$$

kattalik bilan aniqlanadi. (10.17) ifodaga asosan

$$\Psi_+^2 = C^2(\Psi_1^2 + \Psi_2^2 + 2\Psi_1\Psi_2),$$

$$\Psi_-^2 = C^2(\Psi_1^2 + \Psi_2^2 - 2\Psi_1\Psi_2)$$

Vodorod ikki atomining o‘zaro ta‘siri natijasida elektron zichligi holatga bog‘liq ravishda $2\Psi_1\Psi_2$ kattalikka kamayadi yoki ortadi. $\Psi_1^2 + \Psi_2^2$ kattalikka qaraganda $\Psi_1\Psi_2$ kattalik vodorod yadrolari orasidagi fazoda eng katta qiymatga ega bo‘ladi. Bog‘lanish hosil bo‘lganda (Ψ_+) funksiya yadrolar orasidagi sohada elektron buluti zichligi ortadi, itarishishda (Ψ_-) funksiya esa kamayadi. Elektron zichligining taqsimlanishida Ψ^2 ning qiymatlari 12.4 va 12.5-rasmlarda ifodalangan.



10.4-rasm

10.5-rasm

Bunda Ψ^2 ning bir xil qiymatlarining chiziqlari (bir xil zichliklar) ko‘rsatilgan. Chiziq oldidagi katta son qiymati elektron topilish ehtimoliyati zichligining kattaligini bildiradi. Rasmdan ko‘rinadiki, vodorod atomlaridan H_2 molekulasining hosil bo‘lishi yadrolar orasidagi elektron buluti zichligining ortishi bilan amalga oshadi.

10.3-§. Molekulalar spektrlari

Molekulalar spektri o‘z tabiati bilan atomlarning chiziqli spektridan farq qiladi. Molekulalar spektrlari o‘z xarakteriga ko‘ra

yo‘l-yo‘l spektrlar deb ataladi. Spektrda yo‘llar ma’lum bir tartibda joylashgan bo‘lib, yo‘llar seriyalarni tashkil qiladi. Spektrda bir qator seriyalar kuzatiladi. Molekulalar spektri atom spektriga qaraganda murakkab tuzilgan, bu esa molekulalarning tuzilishi murakkab ekanligini ko‘rsatadi.

Molekulalar nurlanishi spektrining hosil bo‘lishini quyidagicha tushuntirish mumkin: molekulalar nurlanishi molekulaning bir stasionar energetik sathdan undan quyiyoqda joylashgan sathga o‘tishida hosil bo‘ladi. Molekula stasionar holatining energiyasi bir necha faktorlarga bog‘liq. Masalan, ikki atomdan tashkil topgan molekulaning energiyasi uch qismdan iborat: 1. Molekulaning elektron qobig‘ining energiyasi E_{elek} ; 2. Molekula tarkibidagi atomlar yadrolarining tebranish energiyasi E_{tebr} ; 3. Molekula o‘zining biror o‘q atrofida aylanish energiyasi E_{ayl} .

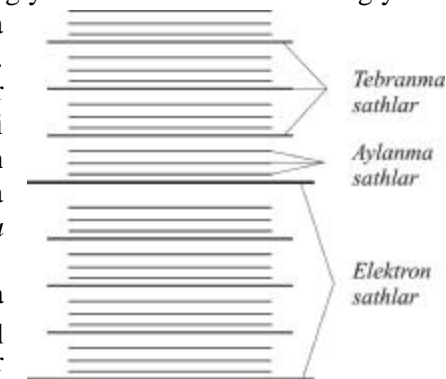
Molekulaning bu uch xil energiyasidan hosil bo‘ladigan energetik sathlar 10.6-rasmda tasvirlangan. Rasmda molekulaning tebranma, aylanma, elektron energetik sathlari ko‘rsatilgan. Molekulaning tebranma energiyasi elektron bulut energiyasini orttiradigan qo‘shimcha kattalik qaralishi mumkin. Molekulaning aylanishi esa har bir tebranish energetik sathini bir necha bir-biriga yaqin joylashgan sathlarga ajralishiga olib keladi. Bu sathlar *aylanma sathlar* deb ataladi.

Yuqoridagi mulohazalarga asosan molekulaning to‘liq energiyasi quyidagi energiyalar yig‘indisidan iborat bo‘ladi:

$$E = E_{elek} + E_{tebr} + E_{ayl}$$

Molekula bir energetik holatdan ikkinchi energetik holatga o‘tganda energiyasining uchala qismi ham bir vaqtning o‘zida o‘zgarishi mumkin. Energiyaning bunday o‘zgarishida chiqadigan nurlanish chastotasi Bor chastotalar qoidasi asosida aniqlanadi, ya’ni:

$$\Delta E = E_2 - E_1 = h\nu$$



10.6-rasm

Formulaga asosan molekula nurlanishi kvantining chastotasi quyidagicha ifodalanadi:

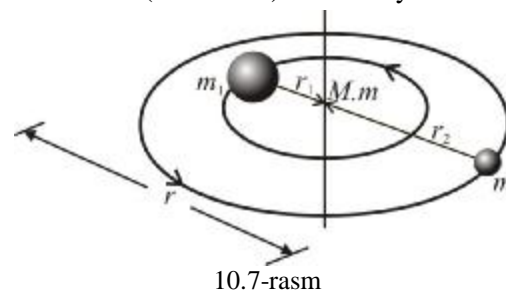
$$n = \frac{\Delta E'}{h} = \frac{\Delta E_{elek}}{h} + \frac{\Delta E_{tebr}}{h} + \frac{\Delta E_{ayl}}{h} \quad (10.21)$$

(10.21) formulada ΔE_{elek} , ΔE_{tebr} , ΔE_{ayl} kattaliklar E_{elek} , E_{tebr} , E_{ayl} energiyalarning o'zgarishini bildiradi. E_{elek} , E_{tebr} , E_{ayl} energiyalar diskret qiymatlarni qabul qiladi. Molekular spektrining turli qismlarida yo'l-yo'llar hosil qiladigan zich joylashgan chiziqlarning paydo bo'lishi quyidagi munosabat bilan tushuntirilishi mumkin:

$$\Delta E_{ayl} \ll \Delta E_{tebr} \ll \Delta E_{elek}$$

Spektrning infraqizil qismida ($I=0,1+1 \text{ mm}$) molekulaning bir aylanma energetik sathdan boshqasiga o'tishida molekulaning aylanma spektrining spektral chiziqlari hosil bo'ladi. Molekulaning bir tebranma energetik sathdan ikkinchisiga o'tishida spektrning infraqizil qismida molekulaning tebranma spektri chiziqlari hosil bo'ladi. Molekulaning tebranma energetik sathlari energiyasi o'zgarishida, bir vaqtda uning aylanma energetik sathlari energiyasi ham o'zgaradi. Shuning uchun molekulaning tebranma energetik sathlari orasidagi o'tishlari tebranma-aylanma o'tishlar deb qaraladi. Bundan esa molekulaning chastotasi $n_{tebr-ayl}$ bo'lgan tebranma-aylanma spektri hosil bo'ladi. Bu spektr bir-biriga yaqin chiziqlar guruhlaridan iborat bo'ladi va berilgan tebranma o'tishlar aylanma o'tishlar bilan bir vaqtda bo'lishi orqali aniqlanadi. Molekular spektrining ko'rinadigan va ultrabinafsha sohalari molekulaning elektron energetik sathlari orasidagi o'tishlarda hosil bo'ladi. Har bir elektron energetik sathga molekuladagi yadrolarning mumkin bo'lgan turli tebranishlari to'g'ri keladi, ya'ni tebranuvchi energetik sathlar to'plami to'g'ri keladi. Elektron tebranma sathlar orasidagi o'tishlar molekulaning elektron tebranma spektrini hosil qiladi, bu spektr chastotasi $n_{elek-tebr}$ bo'lgan alohida chiziqlardan iborat bo'ladi. Har bir tebranma energetik holatga aylanma sathlar tizimi tegishli bo'ladi, u vaqtda har bir elektron-tebranma o'tishlarga spektrda qandaydir yo'l-yo'llar to'g'ri keladi. Molekula spektrining ko'rinadigan sohasida elektron-tebranma spektri bir necha yo'llar guruhidan iborat tizimni hosil qiladi. Molekuladagi tebranma-aylanma o'tishlarda molekulaning elektron holati o'zgarmaydi. Aylanma energetik sathlar oralig'i kichik bo'lib (energiya hisobida),

10^{-3} eV tartibidadir. Bu sathlar orasidagi o'tishlarda chiqariladigan nurlanishlar to'lqin uzunligi $0,1 \text{ mm}$ dan 1 sm gacha yetadi. Tebranma energetik sathlar oralig'i $0,1 \text{ eV}$ ga teng. Bu sathlar orasidagi o'tishlarda chiqariladigan nurlanishlar to'lqin uzunligi 1 mkm dan $0,1 \text{ mm}$ gacha bo'ladi. Valent elektronlar energetik sathlari oralig'i bir necha elektronvoltni tashkil qiladi, bu spektrning ko'rinadigan va ultrabinafsha qismidagi spektral chiziqlarning to'lqin uzunligiga to'g'ri keladi. Eng oddiy molekula ikki atomdan iborat molekuladir. Ikki atomli molekulani ikki atom massa markazi atrofida aylanuvchi gantel shaklidagi qattiq rotator deb qarash mumkin (10.7-rasm). Bunday tizimning inersiya momentini



10.7-rasm

quyidagicha ifodalash mumkin:

$$I = m r^2 \quad (10.21a)$$

(10.21a) formulada

$$m = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$$

kattalik keltirilgan massani ifodalaydi,

$r=r_1+r_2$. Aylanma harakat qilayotgan ikki atomli molekulaning impuls momenti kvantlangan bo'lib, quyidagicha aniqlanadi:

$$L_{rot} = \sqrt{J_R(J_R + 1)} \mathbf{h} \quad (10.22)$$

Bu formulada J_R – aylanma kvant soni bo'lib, mumkin bo'lgan butun son qiymatlarini qabul qiladi, ya'ni $J_R=0,1,2,3,\dots$. Impuls momenti $L=I\omega$ bo'lgan molekulaning aylanma kinetik energiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$K_{rot} = \frac{1}{2} I \omega^2 = \frac{(I\omega)^2}{2I} = \frac{L^2}{2I} \quad (10.23)$$

Bunda K_{rot} kvantlangan bo'ladi, ya'ni

$$K_{rot} = J_R(J_R + 1) \frac{\mathbf{h}^2}{2I} \quad (10.23a)$$

Qo'shni aylanma sathlar energiyalari farqi quyidagicha aniqlanadi:

$$K_{rot(J_R+1)} - K_{rot(J_R)} = \Delta K_{rot} = \frac{\mathbf{h}^2}{I} (J_R + 1) \quad (10.24)$$

(10.24) formuladan ko‘rinadiki, aylanma molekulyar spektr bir-biridan teng oraliqlarda joylashgan chiziqlar seriyasini hosil qiladi.

Qo‘shni energetik sathlar oralig‘i $\frac{h^2}{I}(J_R + 1)$ kattalikka teng.

Bunday o‘tishlar $\Delta J_R = \pm 1$ tanlash qoidasi bilan amalga oshadi. Tanlash qoidasi bajarilganda bo‘ladigan o‘tishlarda chiqarilgan fotonlar energiyasi quyidagiga aniqlanadi:

$$hn_R = \frac{h^2}{I}(J_R + 1) \quad (10.24a)$$

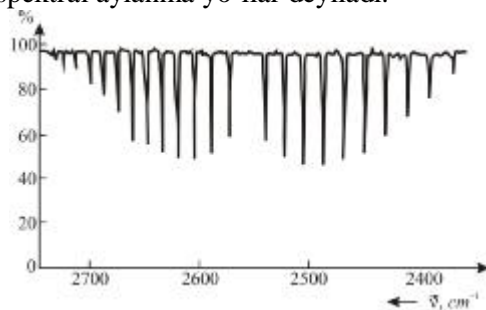
Bu o‘tishlarda hosil bo‘lgan spektral chiziqlar spektrning infraqizil sohasida va miqroto‘lqinli sohasida joylashgan bo‘ladi.

Ikki atomli molekulaga yetarlicha energiya berilganda, u uyg‘ongan holatga o‘tadi, molekulaning tebranma va aylanma harakati vujudga keladi. Energiyaning minimal qiymatida tebranma spektr energiyasi quyidagi munosabat orqali aniqlanadi:

$$K_n = \left(n + \frac{1}{2}\right)hn_0$$

bunda n – sathlar tartib raqami, $n=0,1,2,\dots$. Minimal tebranishning minimal energiyasi $\frac{1}{2}hn_0$ kattalik bilan aniqlanadi. Tebranma o‘tishlar aylanma o‘tishlar bilan birga bo‘ladi. Bu o‘tishlar natijasida spektrning infraqizil sohasi spektral aylanma yo‘llar deyiladi.

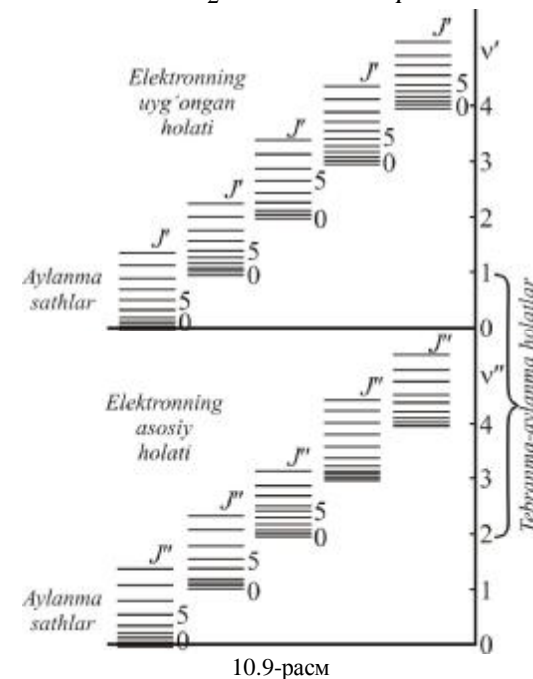
Vodorod-bromid molekulasining tebranma-aylanma molekulyar spektri 10.8-rasmda keltirilgan. Bunda vodorod bromid bilan to‘ldirilgan ampuladan uzluksiz ravishda infraqizil nurlanishni o‘tkazish orqali hosil bo‘lgan yutilish spektri qayd qilingan. Agar bildirilgan energiya molekulaning uyg‘ongan holatda bo‘lishi uchun yetarli bo‘lsa, bunda aylanma-tebranma elektron o‘tishlar hosil bo‘lishi mumkin. Bunday o‘tishlarda energiyasi



10.8-rasm

$$hn = hn_e + (E'_J - E''_J) + (E''_{rot} - E'_{rot}) = hn_e + \frac{1}{2}hn_0 + J_R(J_R + 1)\frac{h^2}{I} \quad (10.24b)$$

formula bilan aniqlanadigan fotonlar (nurlanish) chiqariladi. Molekulani hosil qilgan atomlarning tashqi qobiqlardagi elektronlar o‘tishida spektrning ko‘rinadigan va ultrabinafsha sohasida yo‘l-yo‘l elektron spektr hosil bo‘lishiga yetarli energiya ajraladi. Molekulalar energetik sathlarning nisbiy joylashishi 10.9-rasmda keltirilgan. Har bir elektron holat uchun u bilan bog‘liq bo‘lgan tebranma holat va har bir tebranma holat



10.9-pacm

uchun u bilan bog‘liq bo‘lgan aylanma sathlar mavjud bo‘ladi. Tanlash qoidasi $\Delta J_R = 0$ bo‘lgan o‘tishlarni man qiladi. 10.9-rasmda ikki guruh spektral chiziqlari tanlash qoidalari $\Delta J_R = -1$ va $\Delta J_R = +1$ larning bajarilishi bilan hosil bo‘ladi.

Ayni bir tebranma o‘tishga tegishli aylanma chiziqlar to‘plami tebranma-aylanma yo‘l deyiladi. Tebranma-aylanma yo‘llar joylashadigan soha taqriban 8000 Å dan 50000 Å (0,8-5 mk) gacha boradi. Tebranma-aylanma yo‘lining komponentalari orasidagi masofa molekulalarning inersiya momentiga bog‘liq bo‘ladi.

10.4-§. Molekulalar energiyasi

Molekulaga birikkan atomlar va ular elektronlarining, yadrolarining harakatini molekula massa markaziga nisbatan qarash mumkin. Ushbu sanoq tizimida yadro o‘z massasining elektron massasiga nisbatan cheksiz kattaligi tufayli juda sekin harakatlanadi.

Shu sababdan, yadro harakati bilan bog'liq energiya elektronning yadro atrofida aylanish energiyasidan ko'p marta kichik, biroq yadroning molekula bo'ylab aylanish davri elektronnikiga nisbatan juda katta. Demak, elektronlar harakatini hisoblashda yadroni qo'zg'almas deb hisoblash mumkin. Shunday qilib, yadroning o'rni bilan elektronlarning harakati moslangan.

Yadro harakatini ilgariylanma, aylanma va muvozanat holat atrofida tebranma harakatlarga ajratish mumkin. Ilgariylanma harakat kvant effektlariga olib kelmaydi va spektr chiziqlarini vujudga keltirmaydi. Shunday qilib, molekulaning energetik sathini uch turga ajratish mumkin: elektronlar energetik sathlariga, tebranish va aylanish energetik sathlariga. Bu energetik sathlarning nisbiy kattaliklarini aniqlash unchalik murakkab emas. Aytaylik, molekulaning chiziqli o'lchami a ga teng bo'lsin. Ma'lumki, atomlarni molekulaga biriktiruvchi valent elektronlar molekulyar orbita bo'ylab harakat qilib, o'z harakatida to'ldirilgan elektron qobiqlar sohasidan tashqari molekulaning butun sohasini o'tadi. Shuning uchun valent elektronning harakat energiyasi tartibi jihatdan m_e massali elektronning a radiusli aylanma orbita bo'ylab harakat energiyasiga teng, ya'ni

$$E^e \approx \frac{\mathbf{h}^2}{m_e a^2}, \quad (10.25)$$

bunda a bir necha angstromga teng. Ushbu energiya miqdoriga mos keluvchi chastota spektrining ko'rinuvchi va ultrabinafsha sohasi chastotasiga to'g'ri keladi.

Tebranish energiyasini hisoblash uchun molekulada atomlar elastik bog'langan va o'zlarining muvozanat vaziyati atrofida tebranadi, deb faraz qilinadi. Ma'lumki, har qanday tebranishni garmonik tebranishlar yig'indisi orqali tasvirlash mumkin. Birinchi yaqinlashishda atomlar tebranishini M massaning K_0 elastiklik koeffitsiyentli garmonik tebranishi sifatida qaraladi. M massa taxminan yadro massasiga teng. Atom tebranishi yadro tebranishi bilan xarakterlanadi, chunki elektronlarning yadro atrofidagi harakati shunchalik tezki, ular yadroning siljishida har doim ulguradi va o'zini yadro bilan mahkam bog'langandek tutadi. Demak, atom tebranishida elektronlar buluti o'zgarmaydi. Atom tebranishining elastiklik koeffitsiyenti kimyoviy bog'lanishning tarangligini

xarakterlaydi. K_0 ni quyidagicha aniqlash mumkin. Agar tebranish bo'yicha a masofaga (molekula o'lchami) siljish yuz bersa, molekula energiyasi albatta E^e ga o'zgaradi, chunki bunday katta masofaga siljish molekulyar orbitadagi elektron harakatining buzilishiga olib keladi, ya'ni

$$E^e \approx -Fa \approx K_0 a^2, \quad (10.26)$$

bu yerda $F = -k_0 r$ – har doim atomning muvozanat vaziyatiga yo'nalgan va siljishi r ga proporsional kuch. Shunday qilib, elastiklik koeffitsiyenti taqriban quyidagiga teng:

$$K_0 \approx E^e / a^2. \quad (10.27)$$

U holda molekulaning kichik uyg'ongan holatiga mos keluvchi muvozanat vaziyati atrofida atomning kichik garmonik tebranishi bilan bog'liq energiyasi garmonik tebranish chastotasi bilan elastiklik koeffitsiyenti orasidagi quyidagi munosabat

$$w^2 = \frac{K_0}{M}, \quad (10.28)$$

hisobga olinganda, molekulaning tebranma harakati energiyasi quyidagicha aniqlanadi:

$$E^T \approx \mathbf{h}w = \mathbf{h} \left(\frac{K_0}{M} \right)^{1/2} = \frac{\mathbf{h}}{a} \left(\frac{E^e}{M} \right)^{1/2} = \frac{\mathbf{h}^2}{a^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{M m_e}} = \sqrt{\frac{m_e}{M}} E^e \quad (10.29)$$

bo'ladi, bu yerda M – taxminan protonlar massasi va $m_e/M \approx 10^{-4}$ tartibga ega. Demak, E^T energiya E^e energiyaga qaraganda taxminan ikki tartibga kichik va u spektr chizig'ining infraqizil sohasi chastotasiga mos keladi. Tebranish kvant soni J tanlash qoidasiga bo'ysunadi: $\nabla J = \pm 1$. Shuning uchun ossilyator energiyasi faqat $\mathbf{h}w_J$ ulushlar bilan o'zgarishi mumkin. Molekulaning aylanma harakat energiyasini hisoblash uchun uning inersiya momentidan foydalaniladi. Klassik nazariyaga binoan molekulaning inersiya momenti M^2 ga proporsional

$$I \sim M^2 \quad (10.30)$$

Kvant nazariyasiga asosan rotasion aylanma holat energiyasi:

$$E^A = J(J+1) \frac{\mathbf{h}}{2I} = B_0 J(J+1). \quad (10.31)$$

Bu yerda J – rotasion kvant soni deyiladi va 0,1,2,... butun musbat son qiymatlarni qabul qiladi. U holda, molekulaning aylanma harakat energiyasi tartib jihatidan quyidagicha aniqlanadi:

$$E^A = \frac{\mathbf{h}^2}{Ma^2} = \frac{m_e}{M} E^e, \quad (10.32)$$

Demak, E^e dan to‘rt tartibga kichik. Aylanma harakat energiyasining chastotasi spektr chizig‘ining mikroto‘lqinlar sohasi chastotasiga to‘g‘ri keladi. Shunday qilib, (10.25), (10.30) va (12.20) ifodalarga asosan, elektronlar energetik sathlarini, tebranish va aylanish energetik sathlarini kichik parametr $(m_e/M)^{1/2}$ bo‘yicha ketma-ket yoyilgan hadlar qatori sifatida qarash mumkin. Ushbu mulohazada molekula energiyasi qatorida nolinci had yoyilmasi elektron energetik sathlari bilan, birinchi had yoyilmasi tebranish energetik sathlari bilan, ikkinchi had yoyilmasi esa aylanish energetik sathlari bilan ifodalanadi. U vaqtda molekulaning biror stasionar holatidagi to‘liq energiyasini quyidagi ko‘rinishda ifodalash mumkin:

$$E = E^e + E^T + E^A = \frac{\mathbf{h}^2}{m_e a^2} + \sqrt{\frac{me}{M}} + E^l + \frac{m_e}{M} E^l \quad (10.32a)$$

Kuchsiz va kuchli uyg‘onishlarda E^T o‘zgaradi, yanada kuchli uyg‘onishlarda E^e o‘zgaradi, ya‘ni molekulaning elektron konfiguratsiyasi o‘zgaradi.

Energetik sathlarning bunday bir-biridan keskin farq qiluvchi guruhlarga ajralishi molekulalarning nurlanish spektrining atomlar nurlanish spektridan keskin farq qilishiga olib keladi. Atomlar spektri alohida-alohida aniq chiziqlardan iborat, ya‘ni chiziqli bo‘ladi. Molekulalar spektri esa bir tomonidan aniq chegaraga ega bo‘lmagan yo‘l-yo‘l tasvirga ega bo‘ladi. Molekulalar spektrini atom spektridan farq qilishi tushunarli. Ma‘lumki, atomlarning optikaviy spektri tashqi qobiqdagi elektronlar harakatining o‘zgarishi bilan bog‘liq. Molekulada esa xuddi shu elektronlar kimyoviy bog‘lanishda ishtirok etadi. Shuning uchun molekuladagi atom tashqi qobiq elektronlarining harakati tubdan o‘zgargan bo‘lib, bu spektrni butunlay o‘zgartirib yuboradi. Molekula spektrining atom spektridan farq qilishining boshqa sababi molekulani atomga nisbatan qo‘shimcha erkinlik darajasiga ega bo‘lishidir, chunki ushbu qo‘shimcha harakatlar ham nurlanish spektriga hissa qo‘shadi.

Atomlarning molekulaga birlashishida elektronlarning ishtirok qilishining tasdig‘i molekula rentgen spektrining atom rentgen spektriga mos kelishidir. Bu shuni bildiradiki, molekuladagi atomlarning ichki elektron qobiqlarining tuzilishi atomlarning erkin holidagi tuzilishidan farq qilmaydi. Shunday qilib, ikki atomli molekulaning energiyasi elektronning orbita bo‘ylab harakat energiyasi – E^e , molekulaning tebranma harakat energiyasi – E^T va aylanma energiyasi – E^A larning yig‘indisidan iborat bo‘ladi.

10.5-§. Molekulyar kuchlar

Molekula va atomlar orasidagi o‘zaro ta‘sir kuchlari musbat zaryadlangan yadro va manfiy zaryadlangan elektronlar orasidagi Kulon tortishish va itarishish kuchlari deb qaraladi. Birinchidan, molekulyar kuchlarga kimyoviy yoki valent kuchlari kiradi. Bu kuchlar kichik masofalarda ta‘sir qiladigan kuchlar bo‘lib, atom yadrolari spinlarining qarama-qarshi orientatsiyasi bilan bog‘liq va ta‘sirlashuvchi atomlar elektronlari to‘lqin funksiyalarining bir-birini qoplashi darajasi bilan aniqlanadi. Atom markazigacha bo‘lgan masofaning ortishi bilan elektronlar zichligi eksponensial kamayib boradi. U vaqtda atomlar orasidagi masofa ortishi bilan kimyoviy kuchlar eksponensial ravishda kamayadi. Ikkinchidan, molekulyar kuchlarga qisqa ta‘sir etuvchi itarishish kuchlari kiradi. Bu kuchlar o‘zaro ta‘sirlashuvchi zarralarning yaqinlashishida elektron qobiqlarining bir-biriga kirishi natijasida hosil bo‘ladi. Bunday kuchlar ta‘sirlashuvchi zarralar orasidagi masofaga bog‘liq ravishda eksponensial kamayadi. Uchinchidan, neytral atomlar va molekulalar orasida o‘zaro tortishish kuchlari ta‘sir qiladi. Bu kuchlar masofaga bog‘liq ravishda eksponensial qonun bilan emas, balki darajali qonun asosida, ya‘ni sekin kamayadi. Bunday kuchlar uzoq ta‘sir etuvchi kuchlar deyiladi. Bu kuchlar atomlar va molekulalar elektr dipol momentlari o‘zaro ta‘siri yoki ularning elektron qobiqlari deformatsiyasi natijasida hosil bo‘ladi. Agar molekulalar qutblangan bo‘lsa, ya‘ni dipol momentiga ega bo‘lsa, bunday o‘zaro ta‘sir tushunarli bo‘ladi. Lekin molekulalar doimiy dipol momentiga ega bo‘lmasa ham o‘zaro ta‘sir mavjud va qutblangan molekulalar o‘zaro ta‘sirdan katta bo‘ladi. Bunday holda o‘zaro ta‘sir kuchlar Van-der-Vaals yoki dispersion kuchlar deyiladi. Molekulalar dipol momentiga

ega bo'lmasa, ular orasida dipol o'zaro ta'sir qanday paydo bo'ladi? Gap shundaki, uyg'otilgan molekula va atomlarda dipol momentlari paydo bo'ladi. Agar atom va molekular uyg'otilmagan bo'lsa, klassik nuqtai nazaridan uyg'otilmagan molekula va atomlar nolinch energiyaga ega bo'lib, nolinch tebranishlarni hosil qiladi. Nolinch tebranishlarning mavjudligi Van-der-Vaals kuchlarining kelib chiqishi bilan bog'liq. Nolinch tebranishlar issiqlik harakati bilan bog'liq emas, ya'ni temperaturaga bog'liq emas. Shuning uchun Van-der-Vaals kuchlari temperaturaga bog'liq bo'lmaydi. Shunday ekanligi tajribada tasdiqlangan. Qutblanmagan molekular uchun dispersion kuchlar asosiy rol o'ynaydi. Dispersion kuchlar lahzali elektr dipollarining o'zaro ta'sirini xarakterlaydi. Molekular orasidagi o'zaro ta'sirning barcha hollarida potensial energiya molekular orasidagi masofaning oltinchi darajasiga teskari proporsional bo'ladi, ya'ni:

$$U = -\frac{a}{r^6} \quad (10.33)$$

Bu formulada r – molekular orasidagi masofa, a – molekulaning qutblanuvchanligi.

O'zaro ta'sirning turli holatlari uchun a quyidagicha aniqlanadi:

$$a_1 = \frac{P^4}{24p^2 e_0^2 KT} \quad (\text{oriyentasiya effekti})$$

$$a_2 = \frac{aP^4}{16p^2 e_0^2} \quad (\text{qutblanish effekti})$$

$$a_3 = \frac{0,6a^{3/2} \sqrt{n'he}}{32p^2 e_0^2 \sqrt{m}} \quad (\text{dispersion effekt})$$

Bu yerda P – molekulaning dipol momenti, m – elektron massasi, n – atom tashqi elektron qobig'idagi elektronlar soni. (10.33) formuladagi (–) ishora barcha molekular kimyoviy tabiatiga bog'liq bo'lmagan holda o'zaro tortish ishlarini ko'rsatadi. Lekin to'yingan molekular yoki o'zaro bog'lanish hosil qila olmaydigan molekular holida Van-der-Vaals kuchlariga itarishish kuchlari ham ko'shiladi. Shuning uchun bunday molekularning o'zaro ta'sir potensial energiyasini birinchi yaqinlashishda quyidagicha ifodalash mumkin:

$$U = U_0 - \frac{a}{r^6} \quad (10.34)$$

Bunda U_0 – itarishish energiyasini bildiradi. (10.33)dan ko'rinadiki, energiyalarni qo'shish natijasida Van-der-Vaals kuchi va itarishishning musbat energiyasi egri chizig'i bog'lanish $U(r)$ chuqur bo'lmagan minimumga ega bo'ladi. Bu esa Van-der-Vaals molekulasining turg'unligini hosil qiladi. Tajriba va nazariyadan olingan natijalar ko'rsatadiki, bunday holda muvozanatli oraliq r_0 Van-der-Vaals molekulari uchun oddiy molekular muvozanatli oralig'idan bir necha marta kattadir. Van-der-Vaals molekularining dissosiasiya energiya kattaligi oddiy molekula dissosiasiya energiyasidan 10^2 - 10^3 marta kichikdir.

10.6-§. Valentlik

Valentlik (lotinchadan olingan so'z *valentia* – kuch) ma'lum biror element atomining boshqa element atomi bilan kimyoviy bog'lanish hosil qilib birlashish yoki almashish xususiyatidir. Valentlik tushunchasini fanga 1853-yilda E.Franklend tomonidan kiritilgan.

Ilgari har bir element doimiy valentlikka ega va birikma tarkibi doimiy bo'lishi kerak deb hisoblanar edi. Valentlikning o'lchov birligi sifatida vodorod (valentligi ikkiga teng) yoki kislorod (valentligi ikkiga teng) olinadi. Bunda element atomining valentligi son jihatdan shu element atomi bilan birika oladigan vodorod atomlari soniga teng. Valentlikning bunday aniqlanishi kimyoviy bog'lanishlar tushunchasi bilan bog'lanmagan. Lekin valentlikning bunday tushunchasi rus kimyogari A.M.Butlerovning kimyoviy tuzilish nazariyasini kashf qilishida, D.I.Mendelev tomonidan elementlarning davriylik qonuni ochilishida, kimyoviy elementlar davriy tizimining tuzilishida valentlik tushunchasi muhim o'rin tutdi. D.I.Mendelev elementlarning davriy tizimdagi o'rni bilan valentlik o'rtasida bog'lanish borligini isbotladi va o'zgaruvchan valentlik tushunchasini kiritdi. 1897-yilda elektronning ochilishi bilan valentlikning elektron nazariyasiga asos solishga harakat qilindi (ingliz fizigi J.Tomson tomonidan). 1916-yilda nemis fizigi V.Kossel nazariyasiga asosan, elementlar yoki elementlar guruhi o'zaro

birikkanda bittasi elektron beradi, ikkinchisi esa bu elektronni qabul qilib oladi. Berilgan elektron soniga qarab musbat valentlik, qabul qilib olingan elektron soniga qarab manfiy valentlik deyiladi. Shunga ko'ra, natriy musbat bir, xlor esa manfiy bir valentlikka ega. Lekin elementlar kovalent bog'lanish hosil qilib birikkanda elektron bermaydi va biriktirmaydi. Amerikalik fizik-kimyogar G.N.Lyuns nazariyasi bo'yicha valentlik element atomlari elektron jufti – kovalent bog'lanish hosil qilish uchun bergan elektronlar soniga teng. V.Kossel va G.N.Lyuns nazariyalari valentlik mohiyatini to'la ochib bermadi. Atomning kvant mexanikasi nazariyasi yuzaga kelgach (1926), valentlikning mohiyati oydinlashdi.

Valentlik tushunchasi kvant mexanikasi nuqtai nazaridan qaralganda, uning kimyoviy bog'lanishlar nazariyasining qaysi turida aniqlanishi hisobga olinadi, ya'ni valentlik kimyoviy bog'lanishlar turiga bog'liq ravishda aniqlanadi. Bu nazariyaga asosan, valentlik juftlanmagan (yakka) elektronlar soniga teng. Masalan, ishqoriy metallar atomining tashqi elektron qobig'ida bita elektron bor. Shuning uchun ishqoriy metallar atomlari bir valentlidir. Ba'zi atomlarda juftlanmagan yakka elektronlar reaksiya jarayonida hosil bo'ladi. Masalan, uglerod atomining qobig'ida juftlanmagan ikkita elektron bor. Reaksiya paytida juftlangan ikki elektron yakkaleshib, juftlanmagan ikkita elektron beradi. Shunday qilib, juftlanmagan elektronlar soni to'rttaga yetadi. Ba'zan atomlar ta'sirlashib boshqa valent holatiga o'tadi, bitta elektronni boshqa atomga berishi yoki boshqa bir atomning elektronini biriktirib olishi mumkin. Shunday qilib, elementning valentligi uning vodorodli yoki kislorodli birikmasi orqali aniqlanadi.

Nazorat savollari

1. Molekula qanday zarra?
2. Molekulaning hosil bo'lishini, tuzilishi turlarini tushuntiring va misollar keltiring.
3. Molekula hosil bo'lishida ta'sir qiladigan kuchlar qanday kuchlar hisoblanadi?
4. Turli moddalar molekulari o'lchamlari orasida farq bormi? Misollar keltiring.
5. Atomlar orasidagi kimyoviy bog'lanishlar qaysi elektronlarning o'zaro ta'siri bilan tushuntiriladi?

6. Molekula hosil bo'lishida energiya chiqariladimi yoki yutiladimi?
7. Molekula spektrining ko'rinadigan va ultrabinafsha sohalaridagi spektral chiziqlar qanday hosil bo'ladi?
8. Ion bog'lanishda molekula qanday hosil bo'ladi? NaCl molekulasini misolida rasmda chizib tushuntiring.
9. Kovalent (gomepolyar) bog'lanishda vodorod molekulasining hosil bo'lishini rasmda chizib tushuntiring.
10. Molekulalar spektrlari qanday ko'rinishga ega bo'ladi?
11. Molekulalarning aylanma, tebranma, tebranma-aylanma spektrlaridagi spektral chiziqlar qanday hosil bo'ladi?
12. Molekulaning biror stasionar holatdagi to'liq energiyasi qanday harakatlardagi energiyalar yig'indisidan iborat?
13. Qisqa ta'sir etuvchi kuchlar qanday kuchlar?
14. Qutblanmagan molekularlar orasida qanday kuchlar ta'sir qiladi?
15. Vodorod molekulasini uchun Gaytler va London nazariyasida qaysi kvant mexanik kattaliklar hisoblangan?
16. Kovalent bog'lanishda yadro va elektronlar orasidagi o'zaro ta'sir energiyasi qanday formula orqali ifodalanadi?
17. Vodorod molekulasini uchun Shredinger tenglamasini yozing va tushuntiring.
18. Vodorod molekulasini uchun to'liq funksiyasi qanday koordinatalarga bog'liq bo'ladi?
19. Molekulaning stasionar holatdagi to'liq energiyasi qanday harakatlar energiyalari yig'indisidan iborat bo'ladi?
20. Elektronning aylanma orbita bo'ylab harakat energiyasi qaysi formula bilan ifodalanadi va bu energiyaga mos keluvchi chastota spektrining qaysi sohasi chastotasiga to'g'ri keladi?
21. Molekulaning tebranma harakati energiyasi qanday formula bilan ifodalanadi va bu energiya to'g'ri kelgan chastota spektrining qaysi sohasi chastotasiga to'g'ri keladi?
22. Molekulaning aylanma harakatidagi energiyasining formulasini yozing va bu energiyaga to'g'ri kelgan chastota spektrining qaysi sohasi chastotasiga mos keladi?
23. Molekula va atomlar orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari qanday kuchlardir?
24. Qanday molekulyar kuchlarni bilasiz?

ILOVALAR

Mikrodunyoda fizik kattaliklar o'lchamlari. Mikrodunyoda hodisalarini tekshirishlar ko'rsatadiki, atomlar va boshqa elementar zarralar bo'ysinadigan qonunlar mikrodunyoda qonunlaridan farq qiladi. Bu esa ma'lum darajada tezlik, energiya, uzunlik va boshqa fizik kattaliklar o'lchamliklarining boshqa masshtabga o'tishi bilan bog'liqdir. Lekin buni makrodunyoda va mikrodunyoda qat'iy chegara bilan ajratilgan, mikrodunyoda boshqa qonunlar, makrodunyoda yana boshqa qonunlar ta'sir qiladi deb tushunmaslik kerak. Mikrodunyoda ta'sir qiladigan barcha qonunlar makrodunyoda ham ta'sir qiladi, lekin tekshiriladigan namunalar masshtabi boshqa bo'lgani uchun bu qonunlarning shakli, foydalanishlari o'zgaradi va mikrodunyoda qonunlariga o'tadi. Mikrodunyoda fizik kattaliklarning o'lchamliklari masshtabini qarab chiqaylik.

Uzunlik. Atom o'lchami 10^{-8} sm ($1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ sm} = 10^{-10} \text{ m}$) yoki 10^{-10} m tartibidadir. Bu kattalik atomning tashqi elektron orbitasi radiusini ifodalaydi. Yuz million atomni bir qatorga joylashtirsa $1 \text{ sm} = 10^{-2} \text{ m}$ uzunlikni egallaydi. Yadroning o'lchami ($10^{-12} \div 10^{-13} \text{ sm}$) yoki ($10^{-14} \div 10^{-15} \text{ m}$) tartibidadir. $10^{-13} \text{ sm} = 10^{-15} \text{ m}$ uzunlik bir *Fermi* deb qabul qilingan. Ya'ni,

$$1 \text{ fermi} = 10^{-15} \text{ m}$$

yoki

$$1 \text{ fermi} = 10^{-13} \text{ sm}.$$

Hozirgi kungacha o'tkazilgan tajribalarda 0,1 Fermi yoki $10^{-14} \text{ sm} = 10^{-16} \text{ m}$ gacha bo'lgan uzunlikni o'lchashga muvaffaq bo'lingan. Demak, mikrodunyoda uzunlik Fermi birliklarida o'lchanadi.

Energiya. Atom va yadro tadqiqotlarida energiyaning o'lchov birligi sifatida elektronvolt (eV), kiloelektronvolt (keV), megaelektronvolt (MeV) va gigaelektronvolt (GeV) birliklari ishlatiladi.

Bir elektronvolt elektron elektr maydonida potentsiallari farqi bir volt bo'lgan ikki nuqta orasida harakatlanganida olgan energiyasidir. Bir elektronvolt energiya va ish birliklari orasidagi bog'lanishlarni ko'raylik. Elektr maydonda zaryadni bir nuqtadan ikkinchi nuqtaga ko'chirishda maydon kuchlarining bajargan ishi quyidagicha aniqlanadi:

$$A = qU, \quad (1)$$

q – elektron zaryadi. O'lchov birligi SI – tizimida Kulon. Zaryad kattaligi

$$q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}.$$

$$1 \text{ Kl} = 3 \cdot 10^9 \text{ SGSE zaryad birligi}.$$

U vaqtda: $q = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 3 \cdot 10^9 = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE zaryad birligi}.$

U – potentsiallar farqi, o'lchov birligi SI tizimida volt.

$$1 \text{ V} = \frac{1}{3 \cdot 10^2} \text{ SGSE} = \frac{1}{300} \text{ SGSE potentsial birligi}.$$

(1) formula asosida SGSE birliklar tizimida:

$$1 \text{ eV} = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE} \cdot \frac{1}{300} \text{ SGSE} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg}.$$

Demak, mikrodunyoda energiya birliklari quyidagicha:

$$1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Joul};$$

$$1 \text{ keV} = 10^3 \text{ eV} = 10^3 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg} = 1,6 \cdot 10^{-9} \text{ erg} = 1,6 \cdot 10^{-16} \text{ Joul};$$

$$1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV} = 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg} = 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ erg} = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ Joul};$$

$$1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV} = 10^9 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg} = 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ erg} = 1,6 \cdot 10^{-10} \text{ Joul}.$$

Bu birliklar asosida massa atom birligining energiya ekvivalentini aniqlash mumkin:

$$1 \text{ m.a.b} = 931,5 \text{ MeV};$$

$$1 \text{ elektron massa} = 0,511 \text{ MeV}.$$

Tezlik. Har qanday harakatlar tezligining mutlaq chegarasi yorug'likning vakuumdagi tezligi hisoblanadi, ya'ni:

$$c = 3 \cdot 10^{10} \text{ sm/s} = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}.$$

Yorug'lik tezligi bilan elektromagnit to'lqinlar va massaga ega bo'lmagan neytrino harakatlanadi. Massaga ega bo'lgan boshqa elementar zarralar yorug'lik tezligiga yaqin tezlikka ega bo'lishi mumkin, lekin yorug'lik tezligidan kichik. Masalan protonning kinetik energiyasi 10^9 eV bo'lganda, uning tezligi yorug'lik tezligining 85% iga teng bo'ladi. Mikrodunyoda zarralar tezligi yorug'lik tezligi bilan taqqoslanishi va unga yaqin bo'lishi mumkin, bunday hol makrodunyoda hiech qachon bo'lmaydi. Yorug'lik tezligi mikrodunyoda tezliklar masshtabini belgilaydigan kattalik sifatida qabul qilinadi. Demak, mikrodunyoda tezlik yorug'lik tezligi ulushlari bilan o'lchanadi.

Vaqt. Uzunlik Fermilarda, tezlik yorug'lik tezligi ulushlarida o'lchanadigan mikrodunyoda hodisalar yuz beradigan vaqt masshtabi ham biz odatlangan vaqtdan farq qilish kerak. Agar 10 Fermi

uzunlikni yorug'lik tezligiga bo'lsak, ya'ni, zarra yorug'lik tezligi bilan harakatlanib yadroni diaometri bo'yicha kesib o'tishi uchun ketgan vaqti hisoblansa, quyidagi kattalik hosil bo'ladi:

$$\frac{10 \cdot 10^{-13}}{3 \cdot 10^{10}} \approx 3 \cdot 10^{-23} \text{ s},$$

10^{-23} sekund ba'zan *yadro vaqti* deb ham yuritiladi, bu bilan elementar zarralar mikrodunyosida vaqt masshtabi aniqlanadi.

Massa. Massa zarralarning inertligini va gravitasion xossalarini ifodalaydi. Massa orqali zarraning zahira energiyasi aniqlanadi. Nisbiylik nazariyasiga asosan J tezlik bilan harakatlanayotgan jismning to'liq energiyasi:

$$E = mc^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{J^2}{c^2}}}, \quad (2)$$

$J \ll c$ bo'lganda J/c daraja bo'yicha yoyib to'liq energiya uchun quyidagi ifoda hosil qilinadi.

$$E \approx \frac{m_0 J^2}{2} + m_0 c^2, \quad (3)$$

(3) ko'rinadiki, jismning to'liq energiyasi uning kinetik energiyasi va tinchlikdagi energiyasidan iborat tinchlikdagi massasi m_0 bo'lgan jism zahira E_0 hususiy energiyaga ega bo'ladi, bu energiya $E_0 = m_0 c^2$ munosabat bilan ifodalanadi. Elementar zarralarning massa birligi sifatida elektronning tinchlikdagi massasi (m_e):

$$m_e = 9 \cdot 10^{-28} \text{ g} = 9 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$$

qabul qilingan. Agar bu massa energetik birliklarda ifodalansa, elektron massasining energiyaga ekvivalentligi hosil bo'ladi:

$$1 \text{ elektron massa} = m_e c^2 = \frac{9 \cdot 10^{-28} \cdot 9 \cdot 10^{20}}{1,6 \cdot 10^{-6}} = 0,511 \text{ MeV}.$$

Atom va yadro fizikasida atom va yadro massalari massaning atom birliklarida o'lchanadi. 1962-yilgacha massaning bir atom birligi qilib, kislorod ($^{16}_8\text{O}$) neytral atomi massasining 1/16 qismi qabul qilingan edi. 1962-yildan boshlab atom massasining yangi uglerod ($^{12}_6\text{C}$) shkalasi qabul qilindi. Bunda massaning bir atom

birligi qilib uglerod ($^{12}_6\text{C}$) atomi massasining 1/12 qismi qabul qilindi. Massaning atom birligi qisqacha m.a.b ko'rinishida yoziladi. Bu birlik atom massasining xalqaro birligidir.

$$1 \text{ m.a.b} = 1/12 {}^{12}\text{S massasi}.$$

Uglerod shkalada vodorod atomining massasi 1,0078252, neytron massasi 1,0086654, elektron massasi 0,0005486 massa birligiga teng. Massaning atom birligini grammlarda ifodalash mumkin:

$$1 \text{ m.a.b} = \frac{1}{16} \cdot \frac{16}{N_A} = \frac{1}{6,023 \cdot 10^{23}} = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ g}.$$

ya'ni, $1 \text{ m.a.b} = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ g} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$.

Massaning bir atom birligining energiyaviy ekvivalenti ($m = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ g}$ va $c = 3 \cdot 10^{10} \text{ sm/s}$), $E = mc^2 = 1,492 \cdot 10^{-3} \text{ erg}$.

Harakat miqdor momenti. Harakat miqdor momentining kvant birligi qilib \hbar qabul qilingan.

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = \frac{6,625 \cdot 10^{-27}}{2\pi} = 1,054 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s}.$$

Demak, $\hbar = 1,054 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s}$ yoki $\hbar = 1,054 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$.

Atomdagi elektron bir \hbar yoki bir necha \hbar ($n \cdot \hbar$) harakat miqdor momentiga ega bo'lishi mumkin. Harakat miqdor momenti bir qiymatdan ikkinchi qiymatga o'tgandagi o'zgarishi juda kichik bo'ladi, bunday kichik o'zgarishni makrodunyo hodisalarida sezib ham kuzatib ham bo'lmaydi. Zarralarning harakat miqdor momentini oshirish uchun ularning tezligini oshirish kerak. Orbitadagi elektronning harakat miqdor momentini \hbar ga oshirish uchun uning tezligini ikki marta oshirish kerak bo'ladi.

AMALIY MASHG'ULOTLAR MAVZULARI VA MASALALAR

1. Issiqlik nurlanishi

- 1.1. Quyosh qora jismdek nur sochadi deb qabul qilib, uning energetik yorituvchanligi M_e va sirtidagi harorat T hisoblansin. Quyoshning gardishi Yerdan $n=32'$ burchak ostida ko'rinadi. Quyosh doimiysi $C=1,4 \text{ kJ}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$.
(Javob: $64,7 \text{ MVt}/\text{m}^2$; $5,8 \text{ kK}$)
- 1.2. Eritish pechining ko'rish tuynugidan sochilayotgan energiya oqimi $\Phi_e=34 \text{ Vt}$. Agar tuynukning yuzasi $S=6 \text{ sm}^2$ bo'lsa, pechning harorati T aniqlansin.
(Javob: 1 kK)
- 1.3. Qora jismning energetik yorituvchanligi $M_e=10 \text{ kVt}/\text{m}^2$ bo'ladigan harorat T aniqlansin.
(Javob: 648 K)
- 1.4. $T=0^\circ\text{S}$ haroratda qora jism energetik yorituvchanligi spektral zichligining maksimumi $(M_{1T})_{\max}$ qanday to'lqin uzunligiga mos keladi?
(Javob: $10,6 \text{ mkm}$)
- 1.5. $T=400 \text{ K}$ haroratda $t=5 \text{ min}$ vaqt davomida qorakuyaning $S=2 \text{ sm}^2$ yuzali sirtidan $W=83 \text{ J}$ energiya sochiladi. Qorakuyaning issiqlik nurlanish koeffitsiyenti e aniqlansin.
(Javob: $0,9537$)
- 1.6. Quyoshning yuqori qatlamlarining harorati $5,3 \text{ kK}$ ga teng. Quyoshni qora jism sifatida qabul qilib, Quyosh energetik yorqinligi spektral zichligining maksimumi $(M_{1T})_{\max}$ ga mos keluvchi to'lqin uzunligi I_m aniqlansin.
(Javob: 54 nm)

- 1.7. $T=600 \text{ K}$ haroratda ko'mirning issiqlik nurlanish koeffitsiyentini $e=0,8$ deb qabul qilib: 1) ko'mirning energetik yorituvchanligi M_e ; 2) $t=10 \text{ min}$ vaqt davomida ko'mirning $S=5 \text{ sm}^2$ yuzali sirtida sochiladigan W energiya aniqlansin.
(Javob: $R_e=a_7GT^4=5,88 \text{ kVt}/\text{m}^2$; $W=R_eST=1,76 \text{ kJ}$)
- 1.8. Qora jism energetik yorituvchanligi spektral zichligining maksimumi $(M_{1T})_{\max}=4,16 \cdot 10^{11} \text{ (Vt}/\text{m}^2)/\text{m}$. U qanday I_m to'lqin uzunligiga to'g'ri keladi?
(Javob: $1,45 \text{ mkm}$)
- 1.9. Qora jismning energetik yorituvchanligi M_e ikki marta o'sishi uchun uning termodinamik haroratini necha marta orttirish kerak?
(Javob: $1,19$ marta)
- 1.10. Artur yorqin yulduzi energetik yorituvchanligi spektral zichligining maksimumi $(M_{1T})_{\max} I_m=580 \text{ nm}$ to'lqin uzunligiga to'g'ri keladi. Yulduz qora jismdek nur sochadi deb qabul qilib, uning sirtining harorati T aniqlansin.
(Javob: $4,98 \text{ kK}$)
- 1.11. Energetik yorituvchanligi spektral zichligining maksimumi $(M_{1T})_{\max}$ ko'rish spektrining w qizil chegarasiga ($I_1=750 \text{ nm}$); b) binafsha chegarasiga ($I_2=380 \text{ nm}$) to'g'ri kelganda, qora jismning harorati T qanday bo'ladi?
(Javob: $3,8 \text{ kK}$; $7,6 \text{ kK}$)
- 1.12. Agar pechning harorati $T=1,2 \text{ kK}$ bo'lsa, yuzasi $S=8 \text{ sm}^2$ bo'lgan eritish pechining tuynugidan $t=1 \text{ min}$ vaqtda sochiladigan W energiya aniqlansin.
(Javob: $3,65 \text{ kJ}$)
- 1.13. Qora jismning termodinamik harorati T ikki marta ortganida energetik yorituvchanlik spektral zichligining maksimumiga to'g'ri keluvchi I_m to'lqin uzunligi $\Delta I=400 \text{ nm}$ ga kamaydi. Boshlang'ich va oxirgi harorat T_1 va T_2 lar aniqlansin.

(Javob: 3,62 kK; 7,24 kK)

1.14. Quyosh 1 minutda qancha miqdor energiya chiqaradi? Quyosh nurlanishi absolyut qora jism nurlanishiga yaqin deb hisoblansin. Quyosh sirtining temperaturasi 5800°K deb qabul qilinsin.

(Javob: $W=6,5 \cdot 10^{21} \text{ kVt}\cdot\text{c}$)

1.15. Pechdagi 6,1 sm^2 o'lchamli teshikdan 1 sekundda 8,28 kal issiqlik nurlanadigan bo'lsa, pechning temperaturasi qancha? Nurlanish absolyut qora jism nurlanishiga yaqin deb hisoblansin.

(Javob: 1000°K)

1.16. Absolyut qora jismning nurlanishini quvvati 34 kVt. Jism sirti 0,6 m^2 bo'lsa, uning temperaturasi aniqlang.

(Javob: 1000°K)

1.17. Agar absolyut qora jism energetik yorituvchanligining maksimal spektral zichligi 4840 Å to'lkin uzunligi to'g'ri keladigan bo'lsa, absolyut qora jism 1 sekundda 1 sm^2 sirtidan qancha energiya chiqaradi?

(Javob: $W=7,35 \cdot 10^3 \text{ J}$)

2. Elektromagnit nurlanishning korpuskulyar xususiyatlari

2.1. Rux plastinkaga to'lqin uzunligi $\lambda=220 \text{ nm}$ bo'lgan monoxromatik yorug'lik tushadi. Fotoelektronlarning maksimal tezligi aniqlansin.

(Javob: 760 km/s)

2.2. Fotoelektronlarning maksimal tezligi 10 Mm/s ga teng bo'lganda, muayyan metallning sirtiga tushayotgan ultrabinafsha nurlanishning to'lqin uzunligi λ aniqlansin. Elektronlarning metalldan chiqish ishi hisobga olinmasin.

(Javob: 4,36 nm)

2.3. Litiy sirtiga monoxromatik yorug'lik tushadi ($\lambda=310 \text{ nm}$). Elektronlar emissiyasini to'xtatish uchun 1,7 V dan kam bo'lmagan tutuvchi potentsiallar farqini qo'yish kerak. Chiqish ishi A aniqlansin.

(Javob: 2,3 eV)

2.4. Agar fotoeffektning qizil chegarasi $\lambda_0=307 \text{ nm}$ va fotoelektronning maksimal kinetik energiyasi $T_{\text{max}}=1 \text{ eV}$ bo'lsa, foton energiyasining qanday hissasi fotoelektronni urib chiqarishga sarflangan?

(Javob: 0,8)

2.5. Agar natriy uchun fotoeffektning qizil chegarasi $\lambda_0=500 \text{ nm}$ bo'lsa, elektronlarning natriydan chiqish ishi A aniqlansin.

(Javob: 2,49 eV)

2.6. $e=1,53 \text{ MeV}$ energiyali g -fotonlar bilan nurlantirilganda, metalldan uchib chiqqan fotoelektronlarning maksimal tezligi v_{max} aniqlansin.

(Javob: 291 Mm/s)

2.7. g -fotonlar bilan nurlantirilgan metalldan uchib chiqayotgan fotoelektronlarning maksimal tezligi $v_{\text{max}}=291 \text{ Mm/s}$. g -fotonlarning energiyasi e aniqlansin.

(Javob: 1,59 MeV)

2.8. To'lqin uzunligi $\lambda=55,8 \text{ pm}$ bo'lgan rentgen nurlari grafit plitkasidan sochiladi (Kompton hodisasi). Tushayotgan yorug'lik dastasining yo'nalishiga nisbatan $\alpha=60^\circ$ burchak ostida sochilgan yorug'likning to'lqin uzunligi λ' aniqlansin.

(Javob: 57 pm)

2.9. 1) erkin elektronlarda; 2) erkin protonlarda Kompton sochilishida to'lqin uzunligining maksimal o'zgarishi aniqlansin.

(Javob: 1) 4,84 pm; 2) 2,64 fm)

- 2.10. $e=0,4 \text{ MeV}$ energiyali foton erkin elektronda $q=90^\circ$ burchak ostida sochiladi. Sochilgan fotonning energiyasi e' va sochuvchi elektronning kinetik energiyasi T aniqlansin.
(Javob: $0,224 \text{ MeV}$; $0,176 \text{ MeV}$)
- 2.11. Foton ($I=1 \text{ pm}$) erkin elektronda $q=90^\circ$ burchak ostida sochildi. Foton o'z energiyasining qancha hissasini elektronga bergan?
(Javob: 70%)
- 2.12. Fotonning to'liq uzunligi I elektronning Kompton to'liq uzunligi I_s ga teng. Fotonning energiyasi e va impulsi P aniqlansin.
(Javob: $0,511 \text{ MeV}$; $27 \cdot 10^{-22} \text{ kg} \cdot \text{m/s}$)
- 2.13. Grafit rentgen nurlarini 60° burchak bilan sochsa (to'liq uzunligi $2,54 \cdot 10^{-9} \text{ sm}$), kompton sochilishda rentgen nurlarining to'liq uzunligi qanday bo'lgan?
(Javob: $I_0=0,242 \text{ \AA}$)
- 2.14. Rentgen trubkasiga 1) 30 kv , 2) 40 kv va 3) 50 kv potensiallar ayirmasi berilgan. Uzluksiz rentgen spektrining qisqa to'liq chegarasi topilsin.
(Javob: 1) $0,413 \text{ \AA}$; 2) $0,310 \text{ \AA}$; 3) $0,248 \text{ \AA}$)
- 2.15. Rentgen trubkasiga berilgan kuchlanishning 23 kv ga kamayishi izlanayotgan to'liq uzunligini 2 marta orttirishi ma'lum bo'lsa, uzluksiz rentgen spektrining qisqa to'liq chegarasi topilsin.
(Javob: $0,27 \text{ \AA}$)
- 2.16. Rentgen trubkasi elektrodlariga 60 kv potensiallar ayirmasi berilgan. Bu trubkadan olingan rentgen nurlarining eng kichik to'liq uzunligi $0,194 \text{ \AA}$ ga teng. Bu ma'lumotlardan Plank doimiysi topilsin.
(Javob: $h=6,6 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$)

- 2.17. Fotonga muvofiq keladigan to'liq uzunlik $0,016 \text{ \AA}$ bo'lsa, uning energiyasi, massasi va harakat miqdorini toping.
(Javob: $e=1,15 \cdot 10^{-13} \text{ J}$; $m=1,38 \cdot 10^{-30} \text{ kg}$; $p_b=4,1 \cdot 10^{-22} \text{ kg} \cdot \text{m/sek}$)
- 2.18. Foton massasi tinch turgan elektron massasiga teng bo'lishi uchun uning energiyasi qancha bo'lishi kerak?
(Javob: $0,51 \text{ MeV}$)
- 2.19. Litiy, natriy, kaliy va seziiy uchun fotoeffektning qizil chegarasini toping.
(Javob: $5,17 \cdot 10^{-7} \text{ m}$; $5,4 \cdot 10^{-7} \text{ m}$; $6,2 \cdot 10^{-7} \text{ m}$; $6,6 \cdot 10^{-7} \text{ m}$)
- 2.20. Muayyan metall uchun fotoeffektning qizil chegarasi 2750 \AA . Fotoeffektni vujudga keltiruvchi foton energiyasining minimal qiymati nimaga teng?
(Javob: $e=4,5 \text{ eV}$)
- 2.21. To'liq uzunligi $\lambda=0,2 \text{ \AA}$ bo'lgan rentgen nurlari 90° burchak bilan kompton hodisasi bo'yicha sochiladi. 1) Rentgen nurlari sochilganda to'liq uzunligining o'zgarishini, 2) tepkili elektron energiyasini, 3) tepkili elektron harakat miqdorini toping.
(Javob: 1) $\Delta I=0,024 \text{ \AA}$; 2) $W_e = \frac{hc\Delta I}{I_0 I} = 6,6 \cdot 10^3 \text{ eV}$;
3) $p_e=4,4 \cdot 10^{-23} \text{ kg} \cdot \text{m/sek}$)

3. Zarralar va to'liqlar

- 3.1. Kinetik energiyasi: 1) 10 keV , 2) MeV bo'lgan elektron uchun de-Broyl to'liq uzunligini toping.
(Javob: 1) $I=0,122 \text{ \AA}$; 2) $I=0,0087 \text{ \AA}$)
- 3.2. 20°S temperaturada ko'proq ehtimol tezlikda harakat qilayotgan vodorod atomi uchun de-Broyl to'liq uzunligini toping.
(Javob: $I=1,8 \text{ \AA}$)

- 3.3. 1) 1 V va 2) 100 V potentsiallar ayirmasida o'tgan elektronlar uchun de-Broyl to'lqin uzunligi topilsin.
(Javob: 1) $\lambda = 12,3 \text{ \AA}$; 2) $\lambda = 1,23 \text{ \AA}$)
- 3.4. α -zarracha kuchlanganligi 250 V bo'lgan bir jinsli magnit maydonida 0,83 sm radiusli aylana bo'yicha harakat qiladi. Shu α -zarracha uchun de-Broyl to'lqin uzunligini toping.
(Javob: $\lambda = 0,1 \text{ \AA}$)
- 3.5. Agar elektronning tezligi $J = 1 \text{ Mm/s}$ bo'lsa, elektronning to'lqin xususiyatini xarakterlovchi de-Broyl to'lqin uzunligi λ aniqlansin. Shunday hisob-kitob proton uchun ham bajarilsin.
(Javob: 727 pm; 0,396 pm)
- 3.6. Elektron $J = 200 \text{ Mm/s}$ tezlik bilan harakatlanadi. Elektron massasining uning tezligiga bog'liq ravishda o'zgarishi hisobga olingan holda de-Broyl to'lqin uzunligi λ aniqlansin.
(Javob: 2,7 pm)
- 3.7. Elektron uchun de-Broyl to'lqin uzunligi $\lambda = 0,1 \text{ nm}$ bo'lishi uchun u qanday tezlantiruvchi potentsiallar farki U ni o'tishi kerak?
(Javob: 150 V)
- 3.8. 1) 1 kV; 2) 1 MB – tezlantiruvchi potentsiallar farqidan o'tgan protonning de-Broyl to'lqin uzunligi λ aniqlansin.
(Javob: 907 fm; 28,6 fm)
- 3.9. Agar elektronning de-Broyl to'lqin uzunligi λ uning kompton to'lqin uzunligi λ_s ga teng bo'lsa, elektron qanday tezlik bilan harakatlanmoqda?
(Javob: 212 Mm/s)
- 3.10. Vodorod atomining ikkinchi orbitasida turgan elektronning de-Broyl to'lqin uzunligi λ aniqlansin.
(Javob: 0,67 nm)

- 3.11. Asbob elektromagnit impulsning tarqalish tezligini qayd qildi. Asbob qanday tezlikni qayd qilgan – fazaviy tezlikni yoki guruhini?
(Javob: Asbob guruh tezlikni qayd etdi)
- 3.12. Guruh tezlikning umumiy ifodasini bilgan holda norelyativistik va relyativistik hollar uchun de-Broyl to'lqinining guruh tezligi u topilsin.
(Javob: Har ikkala holda ham guruh tezlik, zarraning J tezligiga teng)
- 3.13. Harakatlanayotgan zarra koordinatasining noaniqligini de-Broyl to'lqin uzunligiga teng deb faraz qilib, shu zarra impulsining nisbiy noaniqligi $\Delta p/p$ aniqlansin.
(Javob: 16%)
- 3.14. $\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar$ noaniqliklar munosabatidan foydalanib, vodorod atomidagi elektronning eng pastki energetik sathi baholansin. Atomning chiziqli o'lchamlari $l \approx 0,1 \text{ nm}$ deb qabul qilinsin.
(Javob: $E_{\min} = 2\hbar^2 / (ml^2) = 15 \text{ eV}$)

4. Kvant mexanikasining asoslari

- 4.1. Tomson modeli asosida vodorod atomining radiusini va uning nurlanishining to'lqin uzunligini hisoblang. Vodorod atomining ionlashtirish energiyasi $E = 13,6 \text{ eV}$.
(Javob: $r = 1,6 \cdot 10^{-8} \text{ sm}$; $\lambda = 0,24 \text{ mkm}$)
- 4.2. Tezligi $J = 6 \cdot 10^6 \text{ m/s}$ bo'lgan protonlar dastasi kumush folgaga normal tushmoqda. Folganing qalinligi $d = 1,0 \text{ mkm}$. Protonlarning orqa yarim sferada sochilish ehtimoliyati topilsin.
(Javob: $W = 0,006$)
- 4.3. Geliy ionining (He^+) ikkinchi Bor orbitasida elektronning aylanishining doiraviy chastotasi hisoblansin.
(Javob: $\omega = (m_e^4 / \hbar^3) Z^2 / n^3 = 2,07 \cdot 10^{10} \text{ rad / s}$)

4.4. Uran atomi yadrosining kinetik energiyasi $T=1,5 \text{ MeV}$ bo'lgan α -zarraning $q_1=60^\circ$ dan $q_2=180^\circ$ gacha bo'lgan burchaklar oralig'ida sochilishiga tegishli bo'lgan effektiv kesimi topilsin.

$$(\text{Javob: } \Delta S = p \left(\frac{q_1 \cdot q_2}{27} \right)^2 \left(\csc^2 \frac{q_1}{2} - \csc^2 \frac{q_2}{2} \right) = 7,3 \cdot 10^{-22} \text{ sm}^2)$$

4.5. Elektronning vodorod atomidagi uchinchi energetik sathdan birinchisiga o'tishida chiqariladigan foton energiyasi e hisoblansin.

(Javob: $12,1 \text{ eV}$)

4.6. Vodorod spektri birinchi infraqizil seriyasining (Pashen seriyasi) eng katta I_{\max} va eng kichik I_{\min} to'lqin uzunliklari topilsin.

(Javob: $1,87 \text{ mkm}$; 820 nm)

4.7. Vodorod atomidagi ikkinchi va uchinchi orbitalarning radiuslari r_2 va r_3 hisoblansin.

(Javob: $r_m = 4\pi e_0 h^2 n^2 / (m e^2)$; $r_2 = 122 \text{ pm}$; $r_3 = 477 \text{ pm}$)

4.8. Elektronning vodorod atomining ikkinchi orbitasida aylanish chastotasi aniqlansin.

$$(\text{Javob: } f = \frac{J}{2\pi r} = \frac{m e^4}{32\pi^3 e_0^2 h^3 n^3} = 8,19 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1})$$

4.9. Balmer seriyasidagi uchinchi spektral chiziqqa mos keluvchi to'lqin uzunligi λ aniqlansin.

(Javob: 434 nm)

4.10. $e=16,5 \text{ eV}$ energiyali foton g'alayonlanmagan vodorod atomidan elektronni urib chiqardi. Atom yadrosidan uzoqda elektron qanday J tezlikka ega buladi?

(Javob: 1 Mm/s)

4.11. Geliy ioni He^+ ning ikkinchi energetik sathdan birinchisiga o'tishida chiqaradigan to'lqin uzunligi hisoblansin. Shunday hisob-kitob litiy ioni Li^{++} uchun ham bajarilsin.

(Javob: $30,1 \text{ nm}$; $13,5 \text{ nm}$)

4.12. Asosiy holatdagi vodorod atomi to'lqin uzunligi $\lambda = 121,5 \text{ nm}$ bo'lgan yorug'lik kvantini yutdi. G'alayonlangan vodorod atomidagi elektron orbitasining radiusi r aniqlansin.

(Javob: 212 PM)

4.13. Vodorod atomining n -orbitasida turgan elektronning kinetik energiyasini hisoblab chiqaring. Masalani $n=1,2,3$ va ∞ uchun hal qiling.

(Javob: $W_1=2,18 \cdot 10^{-18} \text{ J}$; $W_2=5,44 \cdot 10^{-19} \text{ J}$; $W_3=2,42 \cdot 10^{-19} \text{ J}$)

4.14. 1) Birinchi bor orbitasidagi vodorod atomi elektronining aylanish davrini; 2) uning burchak tezligini toping.

(Javob: 1) $T=1,43 \cdot 10^{-16} \text{ sek}$; 2) $\omega=4,4 \cdot 10^{16} \text{ rad/sek}$)

4.15. 1) Vodorod spektrining ultrabinafsha seriyasidagi eng katta to'lqin uzunligini toping; 2) elektron urilishidan vodorod atomlari g'alayonlanishida chiziq paydo bo'lishi uchun elektronlar qanday eng kichik tezlikka ega bo'lishi kerak?

(Javob: 1) $\lambda = 1,21 \cdot 10^{-7} \text{ m}$; 2) $J = 1,90 \cdot 10^6 \text{ m/s}$)

4.17. To'lqin uzunligi $\lambda = 4860 \text{ \AA}$ bo'lgan foton atomni nurlantirganida vodorod atomida elektronning kinetik energiyasi qanchaga o'zgargan?

(Javob: $2,56 \text{ eV}$)

4.18 Vodorod atomida birinchi bor orbitasida harakatlanadigan elektron uchun de-Broyl to'lqin uzunligini toping.

(Javob: $\lambda = 3,3 \text{ \AA}$)

4.19 1) Bir karra ionlashgan geliy uchun birinchi bor elektron orbitasi radiusini; 2) undagi elektron tezligini toping.

(Javob: 1) $r_1 = 2,66 \cdot 10^{-11} \text{ m}$; 2) $J_1 = 4,37 \cdot 10^6 \text{ m/s}$)

4.20. Elektronning vodorod atomining ikkinchi orbitasidagi tezligi J aniqlansin.

$$(\text{Javob: } J = \frac{e^2}{4\pi e_0 h n} = 1,09 \text{ Mm/s})$$

5. Kvant mexanikasining asoslari

5.1. Shryodinger tenglamasining vaqtga bog'liq qismi $i\hbar \frac{\partial y}{\partial t} = E y$ ko'rinishga ega. Tenglamaning yechimi topilsin.

(Javob: $y = C \exp(-iEt/\hbar)$)

5.2. y funksiya chekliligi talabi nimaga asoslangan?

(Javob: y -funksiyaning cheklilik shartidagina $|y|^2$ ni ehtimollikning zichligi sifatida fizik tahlil qilish mumkin)

5.3. $|y(x)|^2$ birdan katta bo'lishi mumkinmi?

(Javob: Bo'la oladi. Zarrani x dan $x+dx$ gacha oraliqda topish ehtimolligini ko'rsatuvchi $|y(x)|^2 dx$ ifodagina birdan kichik bo'lishi kerak. Lekin $|y(x)^2 dx|$ ifoda $|y(x)|^2 > 1$ shart bajarilganda ham birdan kichik bo'lishi mumkin)

5.4. Kengligi l bo'lgan potensial qutidagi elektronning holatini ifodalovchi to'lqin funksiyasi ma'lum: $y(x) = c_1 \sin kx + c_2 \cos kx$ chegaraviy $y(0)=0$ va $y(l)=0$ shartlardan foydalanib, c_2 koeffitsiyent va to'lqin vektori k ning notrivial yechimlar mavjud bo'ladigan qiymatlari aniqlansin.

(Javob: $c_2=0$; $k=pn/l$)

5.5. Kengligi l bo'lgan potensial qutidagi elektronga $k = \frac{pn}{l}$ ($n=1, 2,$

$3, \dots$) to'lqin soni to'g'ri keladi. Elektron energiyasi E ning to'lqin soni k ga bog'lanishidan foydalanib, energiyaning xususiy qiymatlari E_n uchun ifoda hosil qilinsin.

(Javob: $E = \frac{p^2 \hbar^2 n^2}{2ml^2}$)

5.6. Elektron kengligi $l=0,5 \text{ nm}$ bo'lgan potensial qutida turibdi.

Elektron energetika sathlarining eng kichik farqi ΔE aniqlansin.

Javob elektron-voltlarda ifodalansin.

(Javob: $4,48 \text{ eV}$)

5.7. Potensial qutidagi zarra holatini ifodalovchi xususiy funksiya

$y_n(x) = c \sin \frac{pn}{l} x$ ko'rinishga ega. Normalashtirish shartidan foydalanib o'zgarma c aniqlansin.

(Javob: $c_n = \sqrt{2/l}$)

5.8. Zarra potensial qutida asosiy holatda turibdi. Zarrani: 1) qutining o'rtadagi uchdan bir qismida; 2) qutining chekkadagi uchdan bir qismida bir o'lchamli bo'lish ehtimolligi qanday?

(Javob: 1) 0,609; 2) 0,195)

5.9. Kengligi l bo'lgan bir o'lchamli potensial qutida elektron bor. Elektronning quti devorlaridan teng uzoqlikda $1/4$ intervalda, birinchi energetik sathda bo'lish ehtimolligi W hisoblansin.

(Javob: 0,475)

5.10. Zarra kengligi l bo'lgan potensial qutida eng pastki g'alayonlangan holatda turibdi. Zarraning quti devorlaridan teng uzoqlikda $1/4$ intervalda bo'lish ehtimolligi W hisoblansin.

(Javob: 0,092)

5.11. Elektronning kengligi l bo'lgan bir o'lchamli potensial o'ra devorlaridan teng uzoqlikdagi $1/4$ oraliqda, birinchi va ikkinchi energetik sathlarda bo'lish ehtimolliklarining nisbati W_1/W_2 hisoblansin.

(Javob: 5,22)

5.12. Yadrodagi nuklonlarni chiziqli o'lchamlari $l=10 \text{ fm}$ bo'lgan kub shaklidagi uch o'lchamli potensial qutida turibdi deb hisoblab, yadrodagi nuklonning eng pastki energetik sathi baholansin.

(Javob: $6,2 \text{ MeV}$)

5.13. Elektron tomonlari l bo'lgan ikki o'lchamli cheksiz chuqur kvadratsimon potensial qutida, asosiy holatda turibdi. Elektronning quyi devorlaridan teng uzoqlikdagi kvadrat bilan cheklangan va yuzasi quyi yuzasining $1/4$ qismini tashkil qiladigan sohada bo'lish ehtimolligi aniqlansin.

(Javob: 0,67)

5.14. Elektronning tomonlari l_1, l_2, l_3 bo'lgan uch o'lchamli cheksiz chuqur potensial qutidagi holatini tasvirlovchi xususiy y funksiya $y_{n_1 n_2 n_3} = c \sin \frac{pn_1}{l_1} x \sin \frac{pn_2}{l_2} y \sin \frac{pn_3}{l_3} z$ dagi C koeffitsiyent normalashtirish shartidan aniqlansin.

(Javob: $C = \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{l_1 l_2 l_3}}$)

5.15. $E=100$ eV energiyali elektron balandligi $U=64$ eV bo'lgan potensial to'siqqa tegadi. Elektronning to'siqdan qaytish ehtimolligi W hisoblansin.

(Javob: 0,0625)

5.16. Protonning potensial to'siqdan qaytish koeffitsiyenti $r=2,5 \cdot 10^{-5}$. To'siqning balandligi U to'siqqa tushayotgan protonlar kinetik energiyasi T ning necha foizini tashkil qiladi?

(Javob: 2%)

5.17. Elektron kengligi $d=0,5$ nm bo'lgan to'g'ri burchakli potensial to'siq orqali o'tadi. To'siqning balandligi U elektronning energiyasi E dan 1% ga katta. Agar elektronning energiyasi: 1) $E=10$ eV; 2) $E=100$ eV bo'lsa, shaffoflik koeffitsiyenti D hisoblansin.

(Javob: 0,2; $6,5 \cdot 10^{-3}$)

6. Bir elektronli atomlar

6.1. Vodorod atomi asosiy holatda. Elektronning atomdagi holatini tavsiflovchi xususiy to'lqin funksiya $y(r) = c \cdot e^{-r/a}$ ko'rinishga ega (bunda c – ma'lum doimiy). Normalashtirish shartidan c doimiy topilsin.

(Javob: $c = 1/\sqrt{\pi a^3}$)

6.2. Elektronning vodorod atomidagi asosiy holatini tasvirlovchi xususiy funksiya $y(r) = ce^{-r/a}$ ko'rinishga ega, bu yerda $a = 4\pi e_0 \hbar^2 / (e^2 m)$ (Bor radiusi). Elektronning bo'lish ehtimoli eng katta bo'lgan r masofa aniqlansin.

(Javob: $r = \pi e_0 \hbar^2 / (e^2 m)$)

6.3. Vodorod atomida asosiy holatdagi elektron $y(r) = ce^{-r/a}$ to'lqin funksiyasi bilan tavsiflanadi. Elektronning $r_1=0,5a$ va $r_2=1,5a$ radiusli $\Delta r=0,01a$ qalinlikdagi sferik qatlamda bo'lish ehtimolliklarining nisbati w_1/w_2 aniqlansin.

(Javob: 0,825)

6.4. Vodorod atomi asosiy holatda. 1) Elektronning radiusi Bor radiusi a ga teng sfera bilan chegaralangan soha ichida bo'lishining ehtimolligi w_1 ; 2) elektronning shu sohadan tashqarida bo'lishining ehtimolligi w_2 ; 3) ehtimolliklarning nisbati w_1/w_2 hisoblansin. To'lqin funksiyasi ma'lum deb

hisoblansin: $y_{100}(r) = \frac{1}{\sqrt{\pi a^3}} e^{-r/a}$.

(Javob: 0,324; 0,676; 2,09)

6.5. Atomda: 1) s -holatda; 2) p -holatda turgan elektron orbital harakatining impuls momenti L_e hisoblansin.

(Javob: 1) 0; 2) $1,50 \cdot 10^{-34}$ J·s)

6.6. Atomdagi elektron orbital harakatining impuls momenti L_e ning, tashqi magnit maydon yo'nalishidagi proyeksiyasining ehtimoliy qiymatlari aniqlansin. Elektron d -holatda.

(Javob: 0; $1,55 \cdot 10^{-34}$ J·s; $2,11 \cdot 10^{-34}$ J·s)

6.7. Dastlabki paytda asosiy holatda bo'lgan vodorod atomi $e=10,2$ eV energiyali yorug'lik kvantini yutdi. Elektronning orbital harakat impuls momenti ΔL_e ning o'zgarishi aniqlansin. Elektron g'alayonlangan atomda p -holatda.

(Javob: $1,49 \cdot 10^{-34}$ J·s)

6.8. Elektron atomda f -holatda. Elektron impulsining orbital momenti L_e va impuls momentining tashqi magnit maydon yo'nalishidagi proyeksiyasi $Z_{ez\max}$ ning maksimal qiymati topilsin.

(Javob: $\mathbf{h}\sqrt{12} = 3,46\mathbf{h}$; $3\hbar$)

6.9. Vodorod atomidagi elektron orbital harakatining impuls momenti $L_e=1,83\cdot 10^{-34}$ J·s. Elektronning orbital harakati natijasida vujudga kelgan m_e magnit momenti aniqlansin.

(Javob: $1,61\cdot 10^{-23}$ J/Tl)

6.10. Vodorod atomida $2p$ -holatda bo'lgan elektronning to'liq energiyasi E , orbital harakatining impuls momenti L_e va magnit momenti m_e hisoblansin.

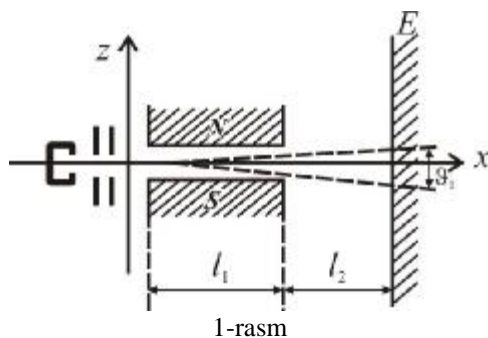
(Javob: $-3,4$ eV; $1,50\cdot 10^{-34}$ J·s; $1,31\cdot 10^{-23}$ J/Tl)

6.11. Elektron impulsining spin momenti L_s va shu momentning tashqi magnit maydon yo'nalishidagi proyeksiyasi L_{sz} hisoblansin.

(Javob: $0,912\cdot 10^{-34}$ J·s; $0,528\cdot 10^{-34}$ J·s)

6.12. $J=0,6$ km/s tezlikka ega bo'lgan kumush atomlari tor tirqishdan o'tkazildi va bir jinsli bo'lmagan magnit maydon induksiyasi chiziq-lariga tik yo'naltirildi (Shtern-Gerlax tajribasi). $l=6$ sm ga cho'zilgan bu maydonda dasta ikkiga ajraldi. Maydondan chiqishda ajralgan dastaning tashkil etuvchilari orasidagi masofa $b=3$ mm bo'lsa, magnit maydonning bir jinslimaslik darajasi $\partial B/\partial z$ aniqlansin. Kumush atomlari asosiy holatda.

(Javob: $5,8$ kTl/m)



1-rasm

6.13. Shtern va Gerlax tajribasida seziiy atomlarining (asosiy holatdagi) ingichka dastasi ko'ndalang bir jinslimas magnit maydon orqali o'tib E ekranga tushadi (1-rasm). Ekranda ajralgan dastani tashkil etuvchilar orasidagi b masofa 6 mm ga teng bo'lishi uchun magnit maydonning bir jinslimaslik darajasi $\partial B/\partial z$ qanday bulmog'i kerak? $l_1=l_2=10$ sm deb qabul qilinsin. Seziiy atomlarining tezligi $0,3$ km/s ga teng.

(Javob: 432 Tl/m)

6.14. Kumush atomlarining ingichka dastasi $l_1=4$ sm ga cho'zilgan bir jinslimas ($\partial B/\partial z=1$ kTl/m) magnit maydondan o'tishda ikki dastaga ajraldi. Kuzatish ekrani magnit maydonining chegarasidan $l_2=10$ sm masofaga uzoqlashtirilgan (1-rasm). Agar ekranda ajralgan dastaning tashkil etuvchilari orasidagi b masofa 2 mm ga teng va kumush atomlari $J=0,5$ km/s tezlikka ega bo'lsa, atom magnit momentining magnit induksiya vektorining yo'nalishidagi proyeksiyasi $m_{i,r}$ (Bor magnitonlarida) aniqlansin.

(Javob: $-m_B$, $+m_B$)

7. Ko'p elektronli atomlar

7.1. Ushbu 1) H; 2) He; 3) Be; 4) Li; 5) B atomlar uchun asosiy termlar yozilsin.

(Javob: 1) $^2S_{1/2}$; 2) 1S_0 ; 3) $^2S_{1/2}$; 4) 1S_0 ; 5) $^2P_{1/2}$)

7.2. Atomlarning ushbu: 1) 2S ; 2) 2P ; 3) 4P ; 4) 5D holatlari uchun mumkin bo'lgan termlar hisoblansin.

(Javob: 1) $^2S_{1/2}$; 2) $^2P_{1/2}$; $^2P_{3/2}$; 3) $^4P_{1/2}$; $^4P_{3/2}$; $^4P_{3/2}$; $^4P_{3/2}$; $^4P_{5/2}$; 4) 5D_0 ; 5D_1 ; 5D_2 ; 5D_3 ; 5D_3 ; 5D_4)

7.3. Ushbu atomlar: 1) Li; 2) Be; 3) B; 4) C; 5) N termlarining mumkin bo'lgan multiplietligi $(2s+1)$ aniqlansin.

(Javob: 1) 2; 2) 1 va 3; 3) 2 va 4; 4) 1,3 va 6; 5) 2,4 va 6)

7.4. p - va d -elektronlarning Russel-Saunders bog‘lanish turiga binoan kombinatsiyasi uchun mumkin bo‘lgan barcha termlar yozilsin. Ularning spektral belgisi berilsin.

(Javob: Singlet termlar – $^1P_1, ^1D_2, ^1F_3$; triplet termlar – $^3P_{0,1,2}, ^3D_{1,2,3}, ^3F_{2,3,4}$)

7.5. s va p holatlarda bitta valentli elektroni bo‘lgan atomlar uchun Lande ko‘paytiruvchisi g hisoblansin.

(Javob: s holatda 2; p holatda 2/3 va 4/3)

7.6. Pauli prinsipidan foydalanib atomdagi elektronlarning qanday N_{\max} maksimal soni ushbu: 1) n, l, m, m_s ; 2) n, l, m ; 3) n, l ; 4) n kvant sonlarining bir xil qiymatlariga ega bo‘lishi mumkin ekanligi ko‘rsatilsin.

(Javob: 1) 1; 2) 2; 3) $2(2l+1)$; 4) $2n^2$)

7.7. To‘ldirilgan elektron qatlami $n=3$ kvant soni bilan xarakterlanadi. Shu qatlamda ushbu: 1) $m_s=+l/r$; 2) $m=-2$; 3) $m_s=-1/2$ va $m=0$; 4) $m_s=1/2$ va $l=2$ kvant sonlariga ega bo‘lgan elektronlarning soni N ko‘rsatilsin.

(Javob: 1) 9; 2) 4; 3) 2; 4) 5)

7.8. 1) Bor; 2) uglerod; 3) natriy atomlari elektron tuzilishining formulasi yozilsin.

(Javob: 1) $1s^2 2s^2 2p^1$; 2) $1s^2 2p^2$; 3) $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$)

7.9. Atomning K -, L - va M -elektron qatlamlarida turishi mumkin bo‘lgan s -, n - va d -elektronlarning maksimal soni nechaga teng?

(Javob: Ikkita s elektron; ikkita s elektron va oltita p elektron; ikkita s elektron, oltita p elektron va o‘nta d elektron)

7.10. Asosiy holatda: 1) K - va L -qatlamlar, $3s$ -qobiq va $3p$ -qobiqning yarmi; 2) K -, L - va M -qatlamlar hamda $4s$ -, $4p$ - va $4d$ -qobiqlari to‘ldirilgan atomlardagi elektronlarning soni N topilsin. Bular qaysi atomlar?

(Javob: 1) 15 (fosfor atomi); 2) 46 (palladiy atomi))

7.11. p va d elektronlardan iborat ikki elektronli sistemaning spektral termlari belgilarini yozing.

(Javob: $^1P_1; ^1D_2; ^1F_3; ^3P_{0,1,2}; ^3D_{1,2,3}$ va $^3F_{2,3,4}$)

7.12. Qaysi element atomida K, L va M qobiqlar $4s$ -holat to‘ldirilgan, $4p$ -holat esa yarim to‘ldirilgan?

(Javob: As)

7.13. Atomning mumkin bo‘lgan maksimal to‘liq mexanik momentini va unga tegishli bo‘lgan spektral termning belgisi topilsin: a) natriy, valent elektronining bosh kvant soni $n=4$; b) elektron konfiguratsiyasi $1s^2 2p^3 3d$ bo‘lganda.

(Javob: a) $^2F_{7/2}, P_{\max} = \frac{\sqrt{63}}{2} \hbar$; b) $^3F_4, P_{\max} = 2\sqrt{5} \hbar$)

8. Rentgen nurlari

8.1. Chastotalari $6 \cdot 10^{19}$ va $7,5 \cdot 10^{19}$ bo‘lgan rentgen nurlarining to‘lqin uzunliklari topilsin.

(Javob: $I_1=50\text{Å}; I_2=0,04\text{Å}$)

8.2. Tormozlangan rentgen nurlanishining spektri qanday bo‘ladi?

(Javob: Tormozlangan rentgen nurlanishi elektronlar oqimining rentgen trubka anodida tormozlanishi natijasida hosil bo‘ladi. Anodga kelayotgan elektronlar turli energiyaga ega. Ularning tormozlanishidov to‘lqin uzunligi turlicha bo‘lgan rentgen nurlari hosil bo‘ladi, shunga ko‘ra spektr tutash (yaxlit) bo‘ladi)

8.3. Agar tutash rentgen nurlanishi spektrining minimal to‘lqin uzunligi $I_{\min}=1 \text{ nm}$ bo‘lsa, rentgen trubkasining antikatomdiga tushayotgan elektronlarning tezligi J aniqlansin.

(Javob: 21 Mm/s)

8.4. Tormozlangan rentgen nurlanishi spektridagi qisqa to‘lqinli chegara $I_{\min}=15,5 \text{ pm}$ bo‘lsa, rentgen trubkasi qanday kuchlanish ostida ishlayotganligi aniqlansin.

(Javob: $79,8 \text{ kV}$)

8.5. Agar Rentgen trubkasi $U=30 \text{ kV}$ kuchlanish ostida ishlayotgan bo'lsa, tutash rentgen nurlanishi spektrining qisqa to'liqlinli chegarasi I_{\min} aniqlansin.

(Javob: 41 pm)

8.6. Skandiy xarakteristik rentgen spektrining K -seriyasidagi eng katta to'liqlin uzunligi I_{\max} hisoblansin.

(Javob: 304 pm)

8.7. Muayyan elementning chiziqli rentgen spektrini tekshirish natijasida K_a -chiziqning to'liqlin uzunligi $I=76 \text{ pm}$ ekanligi topildi. Bu qaysi element?

(Javob: niobiy ($Z=41$))

8.8. Rentgen nurlanishining spektrida vanadiy K -seriyasining barcha chiziqlari paydo bo'lishi uchun antikatodi vanadiy ($Z=23$) bilan qoplangan rentgen trubkasiga qanday eng kichik U_{\min} potentsiallar farqini qo'yish kerak? Vanadiy K -seriyasining chegarasi $I=226 \text{ pm}$.

(Javob: $5,5 \text{ kV}$)

8.9. Marganes ($Z=25$) xarakteristik spektrining chizig'iga mos keluvchi foton energiyasi e aniqlansin.

(Javob: $5,9 \text{ kV}$)

8.10. Volfram atomida elektron M -qatlamdan L -qatlamga o'tdi. Ekranlash doimiysp S ni $5,5$ ga teng deb qabul qilib, chiqarilgan fotonning to'liqlin uzunligi I aniqlansin.

(Javob: $0,14 \text{ nm}$)

8.11. Rentgen trubkasi $U=1 \text{ mV}$ kuchlanish ostida ishlaydi. Rentgen nurlanishining eng kichik to'liqlin uzunligi I_{\min} aniqlansin.

(Javob: $1,24 \text{ pm}$)

8.12. Platina xarakteristik rentgen nurlanishi spektridagi K_a chiziqqa tegishli fotonning to'liqlin uzunligi I va energiyasi e hisoblansin.

(Javob: $20,5 \text{ pm}$; $60,5 \text{ kV}$)

8.13. Rentgen trubkasidagi qanday U_{\min} eng kichik kuchlanishda mis K_a seriyasining chiziqlari paydo bo'la boshlaydi?

(Javob: $8,00 \text{ kV}$)

8.14. Mozli qonuni yordamida hisoblang: 1) alyuminiy va kobalt uchun K_a -chizig'ining to'liqlin uzunligini; 2) vanadiy K va L qobiqlari elektronlarining bog'lanish energiyalari orasidagi farq topilsin.

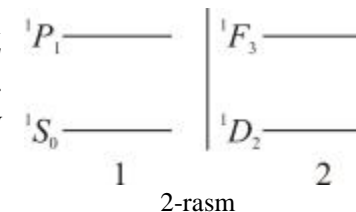
(Javob: a) Al uchun $8,43\text{\AA}$; Co uchun $1,80\text{\AA}$; b) taqriban 5 keV)

8.15. Rentgen trubkasida kuchlanishni $U_1=10 \text{ kV}$ dan $U_2=20 \text{ kV}$ gacha ko'targanda K_a chiziqlarining to'liqlin uzunliklari oralig'i va qisqa to'liqlin chegarasi $n=3,0$ oshdi. Rentgen trubkasi antikatodi elementining tartib raqami topilsin.

$$\text{(Javob: } Z = 1 + \sqrt{\frac{2(n-1)}{3phcR\left(\frac{n}{eU_1} - \frac{1}{eU_2}\right)}} = 29 \text{)}$$

9. Atom tashqi kuchlar maydonida

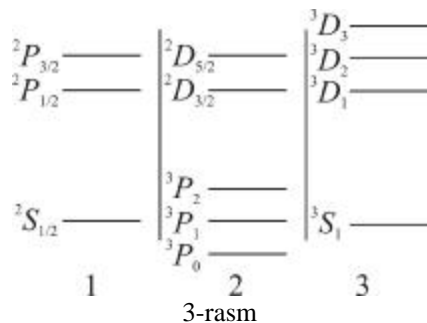
9.1. Atomning holati ikkita spektral term bilan xarakterlanadi. 1) 1S va 1P ; 2) 1D va 1F holatlar uchun S , L kvant sonlari va J kvant sonining mumkin bo'lgan qiymatlari ko'rsatilsin. Bu holatlar uchun energetik sathlarning tarxi magnit maydoni bo'lmagan hol uchun tasvirlansin.



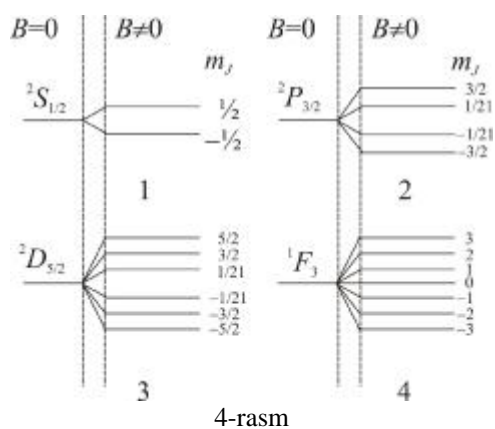
(Javob: 1) 1S term uchun $S=0, L=0, J=0$, 1P term uchun $S=0, L=1, J=1$; 2) 1D term uchun $S=0, L=2, J=2$, 1F term uchun $S=0, L=3, J=3$. Energetik sathlarning tarxi 2-rasmda ko'rsatilgan)

9.2. Atomning holati ikkita spektral term bilan xarakterlanadi. 1) 2S va 2P ; 2) 3P va 2D ; 3) 3S va 3D holatlar uchun kvant soni J ning mumkin bo'lgan qiymatlari ko'rsatilsin. Magnit maydon bo'lmaganda bu holatlar uchun spin-orbital ta'sirni (tabiiy multiplet ajralish) hisobga olib energetik sathlarning tarxi tasvirlansin.

(Javob: 1S term uchun $J=1/2$; 2P term uchun $J=1/2, 3/2$; 2) 3P term uchun $J=0, 1, 2$; 2D term uchun $J=3/2, 5/2$; 3) 3S term uchun $J=1$; 3D term uchun $J=1, 2, 3$. Energetik sathlarning tarxi 3-rasmda tasvirlangan.



9.3. Holatlari: 1) 2S ; 2) $^2P_{3/2}$; 3) $^2D_{5/2}$; 4) 1F_3 spektral termlar bilan aniqlanadigan magnit maydondagi atomning energetik sathlarining ajralishi tarxiy ko'inishda tasvirlansin va m_J kvant sonining mumkin bo'lgan qiymatlari aniqlansin.



(Javob: 1) $-1/2, 1/2$;
2) $-3/2, -1/2, 1/2, 3/2$; 3) $-5/2, -3/2, -1/2, 1/2, 3/2, 5/2$;
3) $-3, -2, -1, 0, 1, 2, 3$. Energetik sathlarning magnit ajralishi 4-rasmda tasvirlangan)

9.4. Zeyemanning murakkab (anomal) hodisasida atom $^2P_{1/2}$ term bilan aniqlanuvchi holatdan $^2S_{1/2}$ holatga o'tgan holida spektral chiziqlarning siljishi Δw hisoblansin. Siljish birligi sifatida

normal (Lorens) siljishi $\Delta w = \left(\frac{m_B}{h} \right) B$ qabul qilinsin.

(Javob: $-4/3\Delta w_0, -2/3\Delta w_0, 2/3\Delta w_0, 4/3\Delta w_0$)

9.5. $I=0,612$ mkm bo'lgan spektral chiziq H magnit maydonida Zeyemanning normal effektini aniqlaydi. Bu chiziqning chetki komponentalari oralig'i ΔI topilsin. $H=10$ kE.

(Javob: $\Delta I = I^2 eH / 2pmc^2 = 0,35 \text{ \AA}$)

9.6. Atom kuchlanganligi $H=2,5$ kE bo'lgan magnit maydonida ajralishning to'liq kattaligi hisoblansin (kE larda): a) 1D term uchun; b) 3F_4 term uchun.

(Javob: a) $5,8 \cdot 10^{-5}$ eV; b) $\Delta E = 2gJm_B H = 14,5 \cdot 10^{-5}$ eV, bunda g – Lande faktori, J – ichki kvant soni)

10. Molekularlar

10.1. Vodorod molekulasini tebranishining xususiy doiraviy chastotasi $w=8,08 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$. Molekula klassik tebranishlarining amplitudasi A topilsin.

(Javob: $A = \sqrt{\frac{h}{mw}} = 12,5 \text{ pm}$)

10.2. CO molekulasini tebranishining xususiy doiraviy chastotasi w ni bilgan holda ($w=4,08 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$), kvazi qayishqoq kuchlar koeffitsiyenti b topilsin.

(Javob: $b = mw^2 = 1,89 \text{ kN/m}$)

10.3. Agar angarmoniklik koeffitsiyenti $g=0,0208$ bo'lsa, HBr molekulasini ega bo'lgan tebranma energetik sathlarning soni aniqlansin.

(Javob: 24)

10.4. H_2 molekulasini uchun ikkita qo'shni energetik sathlarning maksimal va minimal (noldan farqli) oraliqlari necha marta farq qiladi ($g=0,0277$)?

(Javob: 16,2)

10.5. Xususiy doiraviy chastotasi $w=2,98 \cdot 10^{14} s^{-1}$ va angarmoniklik koeffitsiyenti $g=9,46 \cdot 10^{-3}$ ma'lum bo'lgan O_2 molekulasining maksimal tebranish energiyasi E_{max} aniqlansin.

(Javob: $E_{max}=\hbar w/(4g)=5,18 eV$)

10.6. Agar CO molekulasining xususiy chastotasi $w=4,08 \cdot 10^{14} s^{-1}$ va angarmoniklik koeffitsiyenti $g=5,83 \cdot 10^{-3}$ bo'lsa, uning dissosilanish energiyasi D (elektron-voltlarda) aniqlansin. Potensial egri chiziqda tebranma energetik sathlarning tarxi tasvirlansin va unda dissosilanish energiyasi qayd etilsin.

(Javob: $E_d = \frac{\hbar w(1-2g)}{4g} = 11,4 eV$)

10.7. Agar N_2 molekulasining dissosilanish energiyasi $D=9,80 eV$ va xususiy doiraviy chastotasi $w=4,45 \cdot 10^{14} s^{-1}$ bo'lsa, uning angarmoniklik koeffitsiyenti g topilsin. Potensial egri chiziqda molekula energetik sathlarining tarxi tasvirlansin va unda dissosilanish energiyasi qayd etilsin.

(Javob: $g = \frac{\hbar w}{4E_d + 2\hbar w} = 7,36 \cdot 10^{-3}$)

10.8. Ikki atomli molekulaning eng past g'alayonlangan holatga mos keluvchi impuls momenti L topilsin.

(Javob: $1,49 \cdot 10^{-34} J \cdot s$)

10.9. Ikki atomli molekulaning birinchi aylanma sathdan ikkinchisiga o'tishida uning impuls momentining o'zgarishi ΔL aniqlansin.

(Javob: $1,10 \cdot 10^{-34} J \cdot s$)

10.10. Birinchi g'alayonlangan aylanma sathda turgan Sa molekulaning aylanma harakati burchak tezligi w aniqlansin. Yadrolararo masofa $d=189 pm$.

(Javob: $1,57 \cdot 10^{11} s^{-1}$)

10.11. Agar yadrolararo masofasi $d=113 pm$ bo'lsa, CO molekulasini uchun aylanish doimiysi B hisoblansin. Javob millielektron-voltlarda ifodalansin.

(Javob: $0,238 MeV$)

10.12. Aylanma harakat energiyasi $E_z=2,16 MeV$ bo'lgan kislorod molekulasining impuls momenti L topilsin.

(Javob: $3,66 \cdot 10^{-34} J \cdot s$)

10.13. Agar CO molekulasini chiqaradigan sof aylanma spektrning qo'shni chiziqlari orasidagi ΔE intervallar $0,48 meV$ ga teng bo'lsa, CO molekulasining inersiya momenti I va yadrolararo masofasi d topilsin.

(Javob: $14,6 \cdot 10^{-46} kg \cdot m^2$; $113 pm$)

10.14. HCl molekulasini uchun energiyalarining farqi $\Delta E_{z+1,z}=7,86 meV$ bo'lgan ikkita qo'shni sathlarning aylanma kvant soni z aniqlansin.

(Javob: 22 va 3)

10.15. Sof aylanma spektrga taalluqli $n=1250 mkm$ to'lqin uzunligiga ega bo'lgan spektral chiziq chiqarishida azot molekulasining impuls qanchaga o'zgarishi aniqlansin.

(Javob: $-1,035\hbar (J=2 \rightarrow J=1)$)

10.16. N_2 molekulasini uchun ushbu topilsin: 1) agar yadrolararo masofa $d=110 pm$ bo'lsa, inersiya momenti I ; 2) aylanish doimiysi B ; 3) molekulaning uchinchi aylanma energetik sathdan ikkinchisiga o'tishida energiyaning o'zgarishi $|\Delta E|$. Nisbiy atom massasi $A_N=14$.

(Javob: 1) $1,40 \cdot 10^{-46} kg \cdot m^2$; 2) $0,259 MeV$; 3) $6 V=1,55 neV$)

10.17. Agar CH molekulasining sof aylanma nurlanish spektrining qo'shni chiziqlari orasidagi intervallar $\Delta n=29 \text{ sm}^{-1}$ bo'lsa, bu molekulaning yadrolari orasidagi d masofa topilsin.

(Javob: 112 pm)

10.18. HCl molekulasining sof aylanma spektri ikkita qo'shni spektral chiziqlarining to'lqin uzunliklari n_1 va n_2 mos ravishda 117 mkm va 156 mkm larga teng. HCl molekulasini uchun aylanish doimiysi (sm^{-1}) hisoblansin.

(Javob: $B = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{I_1} - \frac{1}{I_2} \right) = 10,7 \text{ sm}^{-1}$)

10.19. Aylanma kvant soni z bo'lgan ikki atomli molekula energetik sathlarining qo'shilish (aylanish) karraliligi aniqlansin.

(Javob: $2J+1$)

TEST SAVOLLARI

- Issiqlik nurlanishi qaysi vaqtda vujudga keladi?
 - Havo tarkibidagi elementlar miqdorining o'zgarishida;
 - Elektronlarning vakuumdagi harakatida;
 - Rentgen nurlari elektronida sochilishida;
 - Modda atom va molekularining issiqlik harakati tufayli.
- Absolyut qora jismning amaldagi modeli qanday?
 - Juda kichik tirqishga ega va ichki sirti qoraga bo'yalgan deyarli berk bo'lgan kovak idishdan iborat qurilma;
 - Ichkari qismi qora kuya bilan to'ldirilgan kub shaklidagi idish;
 - Tashqi sirti qora rangdagi butunlay berk bo'lgan silindrsimon idishdan iborat;
 - Tushgan nurlarni to'liq qaytaradigan shisha idish.
- Absolyut qora jism nurlanishi spektridagi egri chiziqlar qaysi kattaliklar orasidagi bog'lanish ifodalaydi?
 - Issiqlik nurlanishi energiyasining uzluksizligini ifodalaydi;
 - Issiqlik nurlanishi impulsining chastotalar bo'yicha taqsimlanishini ifodalaydi;
 - Absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyatining to'lqin uzunlikka bog'liqligini ifodalaydi;
 - Issiqlik nurlanishini spektrining infraqizil sohasini ifodalaydi.
- Kirxgof qonuni qaysi formulada to'g'ri ifodalangan?
 - $\frac{E_{IT}}{A_{IT}} = E_{IT}$;
 - $E_I A_I = e$;
 - $e_{IT} E_{IT} = \frac{1}{I_{IT}}$;
 - $\frac{E}{A} = eU$.
- Jismlarning nurlanishi to'g'risidagi Plank gipotezasi qanday?
 - Jismlarning nurlanishi uzluksiz emas, balki alohida ulushlar (kvantlar) sifatida chiqariladi;
 - Jismlarning nurlanishi uzluksiz ravishda davom etib turadi;

- d) Jismlarning nurlanishi temperaturaga bog'liq ravishda ortib boradi;
 e) Jismlarning nurlanishi doimiy jarayondir.

6. Issiqlik nurlanishi to'g'risida Plank formulasi qaysi kattalikni tushuntiradi?

- a) Issiqlik nurlanishi to'liq spektrida energiya taqsimlanishining zichligini tushuntiradi;
 b) Absolyut qora jismning issiqlik yutishini tushuntiradi;
 d) Jismlarning issiqlik chiqarishini tushuntiradi;
 e) Absolyut qora jismning nurlarni qaytarishini tushuntiradi.

7. Stefan-Bolsman qonuni qaysi kattaliklar orasidagi bog'lanishni ifodalaydi va uning formulasi qanday ko'rinishda?

- a) Jismning nur yutish qobiliyatining jism massasiga bog'liqligini ifodalaydi;
 b) Absolyut qora jismning to'la nur chiqarish qobiliyati bilan temperatura orasidagi bog'lanishni ifodalaydi: $E_T = ST^4$;
 d) Jismning impuls iva energiyasi orasidagi munosabatni ifodalaydi;
 e) Mikrozarralarning to'lqin va zarra xususiyatlari orasidagi bog'lanishni ifodalaydi.

8. Vin qonuni qaysi formulada to'g'ri ifodalangan?

- a) $c = \lambda n$;
 b) $\frac{h}{I} = S$;
 d) $hn = E$;
 e) $IT = b$.

9. Reley-Jins formulasi qaysi formulada to'g'ri ifodalangan?

- a) $r_n = \frac{8pn^2}{c^3} kT$;
 b) $r_n = mV$;

d) $r_n = nkT$;

e) $r_n = \frac{3}{2} mu^2$.

10. Vin formulasi issiqlik nurlanishi spektrining qaysi sohasini to'g'ri tushuntira oladi?

- a) Spektrning infraqizil sohasini;
 b) Spektrning yuqori chastotali sohasini;
 d) Spektrning ko'zga ko'rinadigan sohasini;
 e) Spektrni to'liq ravishda tushuntira oladi.

11. Plank formulasi qaysi ifodada to'g'ri yozilgan?

a) $r_n = \frac{8phn^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{hn/kT} - 1}$;

b) $r_n = \frac{hn}{kT}$;

d) $r_n = \frac{me^4}{h^2 n^2}$;

e) $r_n = \frac{h}{P}$.

12. Ridberg doimiysining nazariya va tajribadan olingan qiymatlari mos kelishi uchun elektron massasi o'rnida qanday massa olingan?

- a) Elektron massasi o'rnida protonning keltirilgan massasi olingan;
 b) Elektron massasi o'rnida neytron massasi olingan;
 d) Elektron massasi o'rnida elektron va yadroning keltirilgan massasi olingan;
 e) Elektron massasi o'rnida proton va yadroning keltirilgan massasi olingan.

13. Balmerning umumlashgan formulasida m va n-lar qaysi kattaliklarni bildiradi?

- a) m va n lar kvant sonlarni bildiradi;
 b) m va n lar protonlar sonini bildiradi;

- d) m va n lar elektronlar sonini bildiradi;
 e) m va n lar elektron orbitalarining tartibini bildiradi.

14. De-Broyl to'liqlarining guruh tezligi qanday tezlik?

- a) Guruh tezlik bu umumiy tezlikdir;
 b) Guruh tezlik zarrachaning o'z tezligidir;
 d) Guruh tezlik bu fazoviy tezlikdir;
 e) Guruh tezlik bu mikrozarracha tezligidir.

15. Balmer seriyasidagi spektral chiziqlar spektrning qaysi sohasida joylashgan?

- a) Spektrning qisqa to'liqlik sohasida;
 b) Spektrning uzun to'liqlik sohasida;
 d) Spektrning ultrabinafsha sohasida;
 e) Spektrning ko'zga ko'rinadigan sohasida.

16. Pashen, Breket, Pfunda seriyalari spektrning qaysi sohasida yotadi?

- a) Spektrning infraqizil sohasida;
 b) Spektrning yuqori chastotali sohasida;
 d) Spektrning past chastotali sohasida;
 e) Spektrning ultrabinafsha sohasida.

17. Issiqlik nurlanishi spektrining yuqori chastotali sohasida energiya taqsimlanishi zichligi qaysi formulada to'g'ri ifodalangan?

- a) $P = \frac{mJ}{r} kT$;
 b) $r_n = \frac{8phn^3}{c^3} e^{-hn/kT}$;
 d) $P = \frac{4p^3h}{c^2} kT^2 dv$;
 e) $P = \frac{2p^2me^4}{h^2} e^{-hn/kT_{av}}$.

18. Fotoeffekt qanday hodisa?

- a) Yorug'lik ta'sirida moddalardan elektronning uzilib chiqishi;

- b) Jismlarning issiqdan kengayishi;
 d) Yorug'likning turli sirtlardan qaytish hodisasi;
 e) Yorug'likning bir muhitdan ikkinchi muhitga o'tganida sinish hodisasi.

19. Fotoeffektning qizil chegarasini qanday tushunasiz va uning formulasi qanday?

- a) Spektrdagi chiziqlarning eng chetki chizig'i;
 b) Fotoeffekt hosil bo'lishi uchun chegaraviy energiyaga to'g'ri keladigan to'liqlik uzunligi, $I_r = \frac{hc}{A}$;
 d) Modda yutadigan energiyaning maksimal qiymati;
 e) Eng oxirgi orbitadan elektronning uzilib chiqishi.

20. Fotoeffekt hodisasi metallarda qaysi elektronlarda yuz beradi?

- a) Erkin elektronlarda;
 b) Manfiy elektronlarda;
 d) Bog'langan elektronlarda;
 e) Valent elektronlarda.

21. Qaysi formulada fotoeffekt uchun Eynshteyn formulasi to'g'ri ifodalangan?

- a) $hn = \frac{2pc}{l}$;
 b) $E = hn + \frac{1}{2}P$;
 d) $E = A + mJ$;
 e) $hn = A + \frac{mJ^2}{2}$.

22. Kompton effektida qaysi kattalik o'zgarishi yuz beradi, uning formulasi qanday ko'rinishda?

- a) To'liqlik uzunligi, $\Delta l = l - l_0 = 2k \sin^2 \frac{q}{2}$;
 b) Elektron massasi;

- d) Elektron zaryadi;
e) Elektron spini.

23. Kompton to'liqin uzunligi (Kompton doimiysi) qanday ifodalanadi?

- a) $I = nh$;
b) $I = 2pr \cdot h$;
d) $I = \frac{c}{n}h$;
e) $I_K = \frac{h}{m_0c}$.

24. De-Broyl gipotezasi qanday tajribalarda tasdiqlangan?

- a) Elektronlarning difraksiya va interferensiya hodisalarini hosil qilishda;
b) Elektronlarning moddada yutilishi hodisasida;
d) De-Broyl to'liqlarining yoyilishi hodisasida;
e) De-Broyl to'liqlarining tebranishida.

25. Elektron uchun de-Broyl to'liqin uzunligi qaysi formula orqali hisoblanadi?

- a) $I_e = \frac{1,2254}{\sqrt{U}}$ nm;
b) $I = \frac{h}{mJ}$;
d) $I = A + \frac{mJ}{r}$;
e) $I = A + \frac{mJ^2}{2}$.

26. Geliy atomi uchun de-Broyl to'liqin uzunligi qaysi formulada aniqlanadi?

- a) $I_{He} = \frac{h}{1 - e^{hn/kT}}$;

b) $I_{He} = \frac{1}{\sqrt{U}}$;

d) $I_{He} = \frac{2pZe^2}{r}$;

e) $I_{He} = \frac{1,26}{\sqrt{T}}$ nm.

27. Tormozlanish rentgen nurlanishi spektrining qisqa to'liqinli chegarasi qaysi formula orqali ifodalanadi?

a) $I_{tm} = \frac{hc}{eU}$;

b) $I_{tm} = \frac{h}{\sqrt{E + U}}$;

d) $I_{tm} = \frac{h}{mu^2}$;

e) $I_{tm} = \frac{h}{2p^2Ze^4}$.

28. Rentgen nurlari necha xil bo'ladi va qanday ataladi?

- a) Rentgen nurlari faqat ultrabinafsha nurlardan iborat bo'ladi;
b) Rentgen nurlari uch xil bo'ladi, infraqizil, ultrabinafsha va oq rentgen nurlari;
d) Rentgen nurlari bir xil bo'ladi, ko'zga ko'rinadigan nurlar;
e) Rentgen nurlari ikki xil bo'ladi, tormozlanish va xarakteristik rentgen nurlari.

29. De-Broyl to'liqin uzunligi qanday ifodalanadi?

a) $I = c \cdot n$;

b) $I = \frac{h}{P}$;

d) $I = \frac{K}{P}$;

e) $I = 2pr$.

30. De-Broyl to'liqlari qanday tezliklar bilan tarqaladi?

- a) O'rtacha va katta tezliklar bilan;
- b) Kosmik tezliklar bilan;
- d) Fazaviy va guruhiy tezliklar bilan;
- e) To'liq tezliklari bilan.

31. Mikrozaralar trayektoriyaga ega bo'ladimi?

- a) Mikrozaralar trayektoriyaga ega bo'ladi;
- b) Mikrozaralar trayektoriyaga ega bo'lmaydi;
- d) Mikrozaralar aylana ko'rinishdagi trayektoriyaga ega bo'ladi;
- e) Mikrozaralar to'g'ri chiziqli trayektoriyaga ega bo'ladi.

32. $\psi = Ae^{-i(\omega t - kZ)}$ funksiya Shredinger tenglamasining yechimi bo'lishi uchun u qanday shartlarni qanoatlantirishi kerak?

- a) ψ -funksiya ko'ndalang to'liq funksiyasi bo'lishi kerak;
- b) ψ -funksiya bo'ylama to'liq funksiyasi bo'lishi kerak;
- d) ψ -funksiya bir qiymatli, chekli va uzluksiz bo'lishi kerak;
- e) ψ -funksiya uzlukli bo'lishi kerak.

33. De-Broyl yassi to'liq funksiyasi qanday ifodalanadi?

- a) $y = y_0 e^{-xT}$;
- b) $y = A \cdot e^{-kx}$;
- d) $y = y_0 \cos \omega t$;
- e) $y = A \cdot e^{-L(\omega t - kr)}$.

34. Nozik struktura doimiyligining son qiymati qanchaga teng?

- a) $C = \left(\frac{mZ}{hc}\right)^2 = \left(\frac{1}{100}\right)^2$;
- b) $b^2 = \left(\frac{mJ^2}{e^2}\right)^2 = \left(\frac{1}{150}\right)^2$;
- d) $a^2 = \left(\frac{e^2}{hc}\right)^2 = \left(\frac{1}{137}\right)^2$;
- e) $a^2 = \left(\frac{Ze^4}{n^2}\right)^2 = \left(\frac{1}{80}\right)^2$.

35. O'ta nozik struktura deganda nimani tushunasiz?

- a) Atomlarning o'zaro ta'sirlashuvida elektronlar ajralishini;
- b) Atomlar elektr maydonlarining o'zaro ta'sirlashuvida energetik sathlar ajralishi;
- d) Elektron bilan neytronning o'zaro ta'sirlashuvi natijasida energetik sathlar ajralishini;
- e) Elektronlar magnit momenti bilan yadroning kuchsiz magnit maydon momenti orasidagi o'zaro ta'sir natijasida energetik sathlar ajralishini.

36. Pauli prinsipi nimani ma'n qiladi?

- a) Atomlarning asosiy holatlarda bo'lishini;
- b) Atomlarning uyg'ongan holatlarda bo'lishini;
- d) Bitta kvant holatda (energetik sathda) kvant sonlari har xil bo'lgan uchta elektron bo'lishini;
- e) Bir kvant holatda (energetik sathda) to'rtta kvant sonlari bir xil qiymatga ega bo'lgan ikkita elektron bo'lishini.

37. Simmetrik to'liq funksiyasi bilan qaysi zarralar ifodalanadi?

- a) Spini $\frac{1}{2}$ ga teng bo'lgan zarralar – elektronlar, protonlar, neytronlar;
- b) Spini $\frac{3}{2}$ ga teng bo'lgan zarralar – adronlar;
- d) Spini butun songa teng bo'lgan zarralar – yorug'lik kvantlari, p- va K-mezonlar, geliy atomi yadrosi, α -zarralar;
- e) Spini $\frac{5}{2}$ ga teng bo'lgan zarra – giperonlar.

38. Shredinger tenglamasi zarraning qaysi xususiyatini hisobga oladi?

- a) Shredinger tenglamasi mikrozarachaning tezligini ifodalaydi;
- b) Shredinger tenglamasi mikrozarachaning harakat trayektoriyasini ifodalaydi;
- d) Shredinger tenglamasi mikrozarachaning to'liq xususiyatini hisobga oladi;
- e) Shredinger tenglamasi zarracha tezlanishini ifodalaydi.

39. Kompton effekti qaysi zarralar orasidagi to'qnashuvda hosil bo'ladi?

- a) Elektronning yadro bilan to'qnashuvda;
- b) Elektronning elektron bilan to'qnashuvda;
- d) Fotonning elektron bilan to'qnashuvda;
- e) Yadroning yadro bilan to'qnashuvda.

40. Atom nurlaydigan yoki yutadigan energiya qaysi formulada to'g'ri yozilgan?

- a) $E = hn$;
- b) $E = mJr$;
- d) $E = \frac{k}{p}$;
- e) $E = \frac{mJ^2}{2}$.

41. Yadroning zaryadi va o'lchami qanday?

- a) Manfiy, 10^{-5} sm;
- b) Musbat, 10^{-13} sm;
- d) Musbat, 10^{-3} sm;
- e) Neytral, 10^{-6} sm.

42. Atomda elektron holatini nechta kvant sonlari xarakterlaydi?

- a) p, l – ikkita kvant sonlari xarakterlaydi;
- b) p, l, s – uchta kvant sonlari xarakterlaydi;
- d) n, l, m_l, m_s – to'rtta kvant sonlari xarakterlaydi;
- e) n – bitta kvant sonlari xarakterlaydi.

43. Simob atomining «Rezonans potentsiali» qanchaga teng?

- a) 8,8 eV ga;
- b) 6,8 eV ga;
- d) 4,9 eV ga;
- e) 9,5 eV ga.

44. Frank va Gers tajribasi nimani ifodalaydi?

- a) Atomda diskret energetik sathlarning mavjudligini isbotlaydi;
- b) Atomda elektronlarning borligini isbotlaydi;
- d) Yadroda proton va neytronning mavjudligini isbotlaydi;

e) Elektron va yadro orasida o'zaro ta'sirning mavjudligini isbotlaydi.

45. Atom tuzilishining Tomson modeli bo'yicha atom radiusini aniqlash qaysi formulada to'g'ri yozilgan?

- a) $R = \left(\frac{e^2}{m\omega^2} \right)^{1/3}$;
- b) $R = \frac{h}{mJ}$;
- d) $R = \frac{mJ^2}{r^2}$;
- e) $R = \frac{e}{2pr}$.

46. Zarraning erkin harakati uchun Shredinger tenglamasi qaysi tenglamada to'g'ri yozilgan?

- a) $E = \frac{p^2}{2m}$;
- b) $-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = E\psi$;
- d) $E = \frac{p^2}{2m} + \frac{mJ^2}{2}$;
- e) $\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0$.

47. Chiziqli garmonik ossilyator energiyasi qaysi formulada to'g'ri ifodalangan?

- a) $E_n = \frac{8pmZe^2}{\hbar^2 n^2}$;
- b) $E_n = kx + mJ^2$;
- d) $E_n = \sqrt{\frac{2mh}{k}}$;
- e) $E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega$.

48. Rezerford tajribalarida sochilgan alfa-zarralar soni metall folga elementi zaryadiga qanday bog'liq?

- a) Folga elementi zaryadi ortishi bilan sochilgan alfa-zarralar soni ortadi;
- b) Element zaryadi kamayishi bilan sochilgan alfa-zarralar soni ortib boradi;
- d) Sochilgan alfa-zarralar soni element zaryadiga bog'liq emas;
- e) Sochilgan alfa-zarralar soni faqat zarralar tezligiga bog'liq.

49. Qanday energiyalar xususiy energiyalar deyiladi?

- a) Shredinger tenglamasi yechimga ega bo'lgan diskret E_1, E_2, E_3, \dots energiya qiymatlari xususiy energiyalar deyiladi.
- b) Vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydigan energiyalar xususiy energiyalar deyiladi;
- d) Zarraning potensial va kinetik energiyalari xususiy energiyalar deyiladi;
- e) Zarralarning issiqlik harakatidagi energiyasi xususiy energiyalar deyiladi.

50. To'liq funksiyasining normalash sharti qanday ma'noga ega?

- a) Zarraning mavjudligini va harakati tezligini bildiradi;
- b) Zarraning fazoning biror nuqtasida bo'lmasligining ehtimolligini bildiradi;
- d) Zarraning fazoning biror nuqtasida bo'lishi ishonchli hodisa bo'lib, uning ehtimolligi birga teng bo'lishini ko'rsatadi;
- e) Zarraning hajm birligidan chiqib ketishi ishonchli hodisa ekanligini bildiradi.

51. Noaniqlik munosabatlari qanday ma'noga ega?

- a) Klassik fizikada makrozarralar uchun bo'lgan qonunlarni mikrozararlarga tatbiq qilish chegarasini ifodalaydi;
- b) Mikrozararlarning qonunlarini ifodalaydi;
- d) Mikrozararlarga klassik fizika qonunlarini tatbiq qilish mumkinligini ifodalaydi;
- e) Kvant mexanikasida zarraning impulsini o'lchash mumkinligini ifodalaydi.

52. Tunnel effektini qanday tushunasiz?

- a) Mikrozararlarning potensial o'radan chiqa olmasligini bildiradi;
- b) Mikrozararlarning potensial to'siqdan sizib o'tishiga tunnel effekti deyiladi;
- d) Mikrozararlarning potensial to'siq devoriga urilishiga tunnel effekti deyiladi;
- e) Mikrozararlarning potensial o'ra devoriga urilib undan qaytishiga tunnel effekti deyiladi.

53. Elektronning xususiy mexanik momenti qaysi formulada to'g'ri yozilgan?

- a) $L_s = m\mathbf{g}Hm$;
- b) $L_s = \mathbf{h}\sqrt{s(s+1)}$;
- d) $L_s = j+l+1$;
- e) $L_s = \frac{h}{mJr}$.

54. Elektronning orbital impuls momenti qaysi formulada to'g'ri ifodalangan?

- a) $L_1 = \mathbf{h}\sqrt{\mathbf{l}(\mathbf{l}+1)}$;
- b) $L_1 = \mathbf{h}2pr$;
- d) $L_1 = is$;
- e) $L_1 = \frac{\mathbf{h}}{2pe_0\mathbf{l}^2}$;

55. Atomning magnit momenti qaysi formulada to'g'ri yozilgan?

- a) $m_l = \frac{e}{2m} L = \frac{e\mathbf{h}}{2m} \sqrt{\mathbf{l}(\mathbf{l}+1)}$;
- b) $m_l = \sum_{i=\pm 1}^n j_i$;
- d) $m_l = g m_B \sqrt{I(J+1)}$;

e) $m_l = \frac{h}{mJ}$.

56. Bosh kvant son n ning berilgan qiymati bilan aniqlanadigan elektron qobig'idagi elektronlarning maksimal soni qaysi formulada to'g'ri ifodalangan?

a) $\sum_{l=0}^{l=n-1} 2(2l+1) = 2n^2$

b) $Z = 2n^2 + 1$

d) $N = n + 1 + k + 1$

e) $N = 2l + 2p + 2s$

57. Elektron holatlarda berilgan n va l kvant sonlari bilan aniqlanadigan elektronlarning maksimal sonini aniqlashg formulasi qaysi ifodada to'g'ri yozilgan?

a) $2(2l+1)$;

b) $2(n+2)$;

d) $2(hn+1)$;

e) $\sum_{n=1}^{\infty} \left(hn + \frac{mJ^2}{2} \right)$.

58. Molekula qanday zarra va u qanday hosil bo'ladi?

a) Molekula berilgan moddaning eng kichik zarrasi bo'lib, shu moddaning asosiy kimyoviy xossalariga ega bo'ladi. Ma'lum sharoitlarda atomlar birlashib molekulani hosil qiladi;

b) Molekula moddaning ichki energiyasini aniqlaydigan zarra bo'lib, atom yadrosidagi proton va neytronlarning birlashishidan hosil bo'ladi.

d) Molekula moddani qizdirishda hosil bo'ladigan zarra bo'lib, moddaning issiqlik xossalarini ifodalaydi;

e) Molekula moddaning eng kichik zarrasi hisoblanadi va moddaning sovushida hosil bo'ladi.

59. Ionli molekula qaysi javobda to'g'ri ko'rsatilgan?

a) NaCl;

b) H₂, Cl₂;

d) O₂;

e) N₂.

60. Quyidagi javoblarning qaysi birida kovalent bog'lanishda hosil bo'lgan molekular ko'rsatilgan?

a) NaCl, HCl;

b) H₂, O₂, N₂, Cl₂;

d) H₂SO₄;

e) CuSO₄.

61. Molekula to'liq energiyasining formulasi qaysi javobda to'g'ri ifodalangan?

a) $U = eU$;

b) $U = mgh + \frac{mJ^2}{2}$;

d) $U = U_{ekek} + U_{tebr} + U_{ayl}$;

e) $U = \frac{p^2}{2m}$.

62. Kimyoviy bog'lanishlar necha xil?

a) ikki xil: ion bog'lanish, kovalent bog'lanish;

b) besh xil: ion, iduksion, kovalent, geteropolyar, gomopolyar bog'lanishlar;

d) uch xil: chiziqli bog'lanish, burchakli bog'lanish, valent bog'lanish;

e) bir xil: kimyoviy bog'lanish.

63. Molekulaning energetik sathlarini necha turga ajratish mumkin?

a) Besh turga ajratish mumkin: ilgarilanma, aylanma, egri chiziqli, to'g'ri chiziqli va tebranma.

b) Uch turga ajratish mumkin: elektronlar energetik sathlariga, tebranish va aylanish energetik sathlariga.

d) Ikki turga ajratish mumkin: ilgarilanma va aylanma.

e) Bir xil energetik sath bo'ladi: elektronlarning aylanma harakati energetik sathi.

64. Ikki atomli molekulaning energiyasi qanday energiyalar yig'indisidan iborat?

a) Atomning, yadroning, elektronning aylanma harakatidagi energiyalari yig'indisidan iborat: $E=E^A+E^{Ya}+E^e$;

b) Elektronning, yadrodagi proton va neytronning energiyalarining yig'indisidan iborat: $E=E^e+E^p+E^n$;

d) Molekula elektron qobig'ining energiyasi E^e , molekula tarkibidagi atomlar va yadrolarning tebranma harakati energiyasi E^T va molekulaning aylanma harakati energiyasi E^A – larning yig'indisidan iborat: $E=E^e+E^T+E^A$;

e) Ikki elektronning orbitadagi aylanma harakati energiyalarining yig'indisidan iborat: $E=E^e+E^e$.

65. Molekulalar orasida qanday o'zaro ta'sir kuchlari mavjud?

a) Dispersion, oriyentasion va induksion o'zaro ta'sir kuchlari mavjud;

b) Molekula atomlari elektronlari orasida tortishish o'zaro ta'sir kuchlari mavjud;

d) Molekula atomlari yadrolari orasida tortishish o'zaro ta'sir kuchlari mavjud;

e) Molekula atomlari yadrosidagi neytronlar orasida o'zaro itarishish kuchlari mavjud.

1) e	16) a	31) b	46) b	61) d
2) a	17) b	32) d	47) e	62) a
3) d	18) a	33) e	48) a	63) b
4) a	19) b	34) d	49) a	64) d
5) a	20) d	35) e	50) d	65) a
6) a	21) e	36) e	51) a	
7) b	22) a	37) d	52) b	
8) e	23) e	38) d	53) b	
9) a	24) a	39) d	54) a	
10) b	25) a	40) a	55) a	
11) a	26) e	41) b	56) a	
12) d	27) a	42) d	57) a	
13) e	28) e	43) d	58) a	
14) b	29) b	44) a	59) a	
15) a	30) d	45) a	60) b	

Test javoblari

Adabiyotlar

1. Ahmadjonov O. Fizika kursi. Optika, atom va yadro fizikasi. III tom. – Toshkent: O‘qituvchi, 1989. – 272 b.
2. Акоста В., Кован К., Грэм Б. Основы современной физики. // Перевод с английского В.В.Толмачева, В.Ф.Трифоновна. Под редакцией А.Н.Матвеева. – Москва: Просвещение, 1981. – 495 с.
3. Веқјонов R.B., Ahmadxo‘jayev B. Atom fizikasi. – Toshkent: O‘qituvchi, 1979.
4. Белый М.У., Охрименко Б.А. Атомная физика. – Киев: Вища школа, 1984. – 271 с.
5. Борн М. Атомная физика. – Москва: Мир, 1965.
6. Гольдин Л.Л., Новикова Г.И. Введение в атомную физику. – Москва: Наука, 1969. – 304 с.
7. Грабовский Р.И. Курс физики. – Москва: Высшая школа, 1963. – 527 с.
8. Korolev F.A. Fizika kursi. Optika, atom va yadro fizikasi. – Toshkent: O‘qituvchi, 1978. – 616 b.
9. Матвеев А.Н. Атомная физика. – Москва: Высшая школа, 1989. – 439 с.
10. Нерсесов Э.А. Основные законы атомной и ядерной физики. – Москва: Высшая школа, 1988. – 288 с.
11. Сивухин Д.В. Общей курс физики. Атомная и ядерная физика. Ч.1. – Москва: Наука, 1986. – 415 с.
12. Shpolskiy E.V. Atom fizikasi. I tom. – Toshkent: O‘qituvchi, 1970. – 584 b.
13. Chertov A., Vorobyev A. Fizikadan masalalar to‘plami. – Toshkent: O‘zbekiston, 1997. – 604 b.
14. Volkenshteyn V.S. Umumiy fizika kursidan masalalar to‘plami. – Toshkent: O‘qituvchi, 1969. – 456 b.
15. Иродов И.Б. Задачи по общей физики. – Москва: МГУ, 2001.
16. Savelyev I.V. Umumiy fizika kursi. III tom. – Toshkent: O‘qituvchi, 1976. – 449 b.
17. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. – Москва: Наука, 1980.

MUNDARIJA

So‘z boshi

Kirish

I-BOB. ISSIQLIKNING NURLANISHI

- 1.1-§. Issiqlik nurlanishi. Muvozanatli nurlanish
 - 1.2-§. Absolyut qora jism modeli
 - 1.3-§. Kirxgof qonuni
 - 1.4-§. Issiqlik nurlanishining qonunlari
 - 1.5-§. Plank formulasi
 - 1.6-§. Kvant o‘tishlar
- Nazorat savollari

II-BOB. ELEKTROMAGNIT NURLANISHNING KОРPUSKULYAR XUSUSIYATLARI

- 2.1-§. Tutash rentgen spektrining qisqa to‘lqinli chegarasi
 - 2.2-§. Fotoeffekt
 - 2.3-§. Fotoeffekt nazariyasi
 - 2.4-§. Fotonlar
 - 2.5-§. Kompton effekti
 - 2.6-§. Oje elektronlari
- Nazorat savollari

III-BOB. ZARRALAR VA TO‘LQINLAR

- 3.1-§. Mikro va makrozarralarning to‘lqin xususiyatlari
 - 3.2-§. De-Broyl gipotezasi
 - 3.3-§. De-Broyl to‘lqinlarining xususiyatlari
 - 3.4-§. De-Broyl gipotezasining tajribada tasdiqlanishi
 - 3.4.1. Devisson va Jermer tajribalari
 - 3.4.2. Tomson va Tartakovskiy tajribalari
 - 3.5-§. De-Broyl to‘lqinlarining statistik talqini
 - 3.6-§. Noaniqlik munosabatlari
- Nazorat savollari

IV-BOB. ATOM TUZILISHINING MODELLARI. VODOROD ATOMINING BOR NAZARIYASI

- 4.1-§. Atom tuzilishining modellari

- 4.2-§. Atom tuzilishining Tomson modeli
- 4.3-§. Rezerford tajribalari
- 4.4-§. Alfa-zarralarning sochilish nazariyasi. Rezerford formulasi
- 4.5-§. Atom tuzilishining planetar modeli
- 4.6-§. Atom planetar modelining klassik fizika tasavvurlariga mos kelmasligi
- 4.7-§. Yadro zaryadini o'lchash
- 4.7.1. *Atom xususiyatlari*
- 4.8-§. Bor postulatlarini. Atom tuzilishining Bor nazariyasi
- 4.9-§. Doiraviy orbitalarni kvantlash
- 4.10-§. Elliptik orbitalarni kvantlash
- 4.11-§. Frank va Gers tajribalari
- 4.12-§. Vodorod atomi spektridagi qonuniyatlar
- 4.13-§. Spektral termlar. Kombinasion prinsip
- 4.14-§. Vodorod atomining energetik sathlari diagrammasi
- 4.15-§. Pikering seriyasi va vodorodsimon ionlar spektri
- 4.16-§. Vodorod atomining ionlashtirish energiyasi
- 4.17-§. Yadro harakatini hisobga olish
- 4.18-§. Spektral chiziqlarning izotopik siljishi
- 4.19-§. Bor nazariyasining asosiy kamchiliklari

V-BOB. KVANT MEXANIKASINING ASOSLARI

- 5.1-§. To'liq funksiyasi
 - 5.2-§. Shredinger tenglamasi
 - 5.3-§. Operatorlar haqida qisqacha ma'lumot
 - 5.4-§. Zarraning erkin harakati
 - 5.5-§. Bir o'lchamli potensial o'radagi zarra
 - 5.6-§. Zarralarning potensial to'siqdan o'tishi. Tunnel effekti
 - 5.7-§. Chiziqli garmonik ossillyator
- Nazorat savollari

VI-BOB. BIR ELEKTRONLI ATOMLAR

- 6.1-§. Vodorod atomi
- 6.2-§. Vodorodsimon atomlar
- 6.3-§. Kvant sonlar
- 6.3.1. *Vodorod atomi orbitalarining shakli*
- 6.4-§. Elektronning orbital mexanik momenti
- 6.5-§. Elektronning orbital magnit momenti

- 6.6-§. Elektronning xususiy momenti. Spin
 - 6.7-§. Shtern va Gerlax tajribasi
 - 6.8-§. Elektron to'liq mexanik va magnit momentlari
 - 6.9-§. Atomning vektor modeli
 - 6.10-§. Vodorod va vodorodsimon atomlar spektrining nozik strukturasi
 - 6.11-§. Spektrlarning multipletligi
- Nazorat savollari

VII-BOB. KO'P ELEKTRONLI ATOMLAR

- 7.1-§. Ko'p elektronli atomlar tizimi
 - 7.2-§. Ko'p elektronli atomlarda elektron sathlarining tuzilishi
 - 7.3-§. Geliy atomi
 - 7.4-§. Ishqoriy metallar atomlari
 - 7.5-§. Pauli prinsipi
 - 7.6-§. Elementlarning davriy tizimi. Atom elektron qobiq va holatlarining elektronlar bilan to'ldirilish tartibi
 - 7.7-§. Atomning nurlanishi va yutishidagi tanlash qoidalari
 - 7.8-§. Atomda elektronlarning bog'lanish turlari
- Nazorat savollari

VIII-BOB. RENTGEN NURLARI

- 8.1-§. Rentgen nurlarining hosil qilinishi
 - 8.2-§. Rentgen nurlarining spektrlari
 - 8.3-§. Mozli qonuni
 - 8.4-§. Rentgen nurlarining difraksiyasi
 - 8.5-§. Rentgen nurlarining moddada yutilishi
 - 8.6-§. Rentgen nurlarining moddada sochilishi
 - 8.7-§. Elementlar rentgen nurlari spektral chiziqlarining to'liq uzunligini aniqlash
 - 8.8-§. Elektronning solishtirma zaryadini aniqlash
 - 8.9-§. Rentgen nurlarining xossalari va ulardan foydalanish
- Nazorat savollari

IX-BOB. ATOM TASHQI KUCHLAR MAYDONIDA

- 9.1-§. Zeyemanning oddiy va murakkab effektlari
- 9.2-§. Pashen va Bak effekti
- 9.3-§. Shtark effekti

Nazorat savollari

X-BOB. MOLEKULALAR

10.1-§. Molekulalar va ularning hosil bo'lishi

10.2-§. Ion bog'lanish

10.3-§. Molekulalar spektrlari

10.4-§. Molekulalar energiyasi

10.5-§. Molekulyar kuchlar

10.6-§. Valentlik

Nazorat savollari

Ilovalar

Amaliy mashg'ulotlar mavzulari va masalalar

Testlar

Adabiyotlar

**Guljahon Ahmedova,
Isobek Xolbayev,
Orifjon Baxromovich Mamatqulov**

ATOM FIZIKASI

**Oliy o'quv yurtlarining fizik-bakalavr ta'lim yo'nalishi uchun
o'quv qo'llanma**

Muharrir:
Sahifalovchi:
Musahhih:

Nashriyot nomi

Bosishga ruxsat etildi __.__.2012-yil. Bichimi 60×84 1/16.
Ofset qog'ozi. "Times New Roman" garniturasida. Shartli bosma
tabog'i ____. Nashriyot-hisob tabog'i _____. Adadi 5000 nusxa.
Buyurtma № ____

Bosmaxona manzili