

22.383.42.73

Yu-31

Yuldashev, N.A. Taylanov, B.I. Hamdamov

ATOM VA YADRO FIZIKASI



12.202.38.73
Yu-34

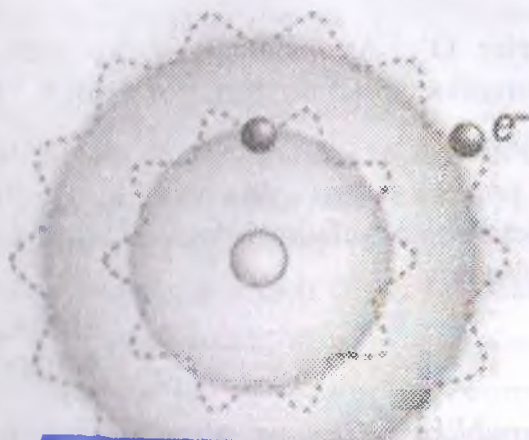
**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O'RTA
MAXSUS TA'LIM VAZIRLIGI**

JIZZAX POLITEXNIKA INSTITUTI

U. Yuldashev, N.A. Taylanov, B.I. Hamdamov

ATOM VA YADRO FIZIKASI

Oliy o'quv yurtlari talabalari uchun o'quv qo'llanma



JIZZAX DPI

INV № 138869

AXBOROT RESURS MARKAZI

«Sano-standart» nashriyoti

TOSHKENT – 2019

UO‘K: 539.1(075.8)

KBK: 22.383ya73

Yu 31

Yu 31 Yuldashev, U.

Atom va yadro fizikasi [Matn]: o‘quv qo‘llanma /
U. Yuldashev, N.A. Taylanov, B.I. Hamdamov. – Toshkent:
Sano-Standart, 2019. – 320 b.

Ushbu o‘quv qo‘llanma 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 mo‘ljallangan. Ushbu o‘quv qo‘llanmada atom fizikasi fanining asosiy tushunchalari va yadro xususiyatlari bayon etilgan. O‘quv qo‘llanmadan oliy o‘quv yurtlari fizik-bakalavrlari, magistrantlar, tadqiqotchilar, o‘qituvchilar hamda akademik litseylar, kasb-hunar kollejlari talabalari foydalanishlari mumkin.

O‘quv qo‘llanma O‘zbekiston Respublikasi Oliy va o‘rta maxsus ta‘lim vazirligi tomonidan tasdiqlangan namunaviy dasturi asosida, 5140200 – fizika ta‘lim yo‘nalishlari talabalari uchun mo‘ljallangan. Shuningdek, o‘quv qo‘llanmadan soha mutaxassislari va ilmiy izlanuvchilar ham foydalanishlari mumkin.

Mas‘ul muharrir: O‘zFA qoshidagi Yadro fizikasi Instituti ilmiy xodimi, fizika-matematika fanlari doktori, professor S. Jumanov

Taqrizchilar: O‘zR FA akademigi, fizika-matematika fanlari doktori, fizika kafedrası professori A. Mamadolimov, Jizzax politexnika Instituti "Radio elektronika" kafedrası dotsenti, fizika-matematika fanlari nomzodi A. Mustafaqulov.

UO‘K: 539.1(075.8)

KBK: 22.383ya73

O‘zbekiston Respublikasi Oliy va o‘rta maxsus ta‘lim vazirligining 2019-yil 20-iyuldagi 654-sonli buyrug‘iga asosan o‘quv qo‘llanma sifatida nashr etishga ruxsat etildi.

ISBN 978-9943-5912-4-0

© U. Yuldashev, N.A. Taylanov, B.I. Hamdamov

© «Sano-standart» nashriyoti, 2019

MUNDARIJA

I BO'LIM ATOM FIZIKASI	5
I BOB. ATOM FIZIKASI ASOSLARI	6
1.1. Absolyut qora jismning issiqlik nurlanishi	16
1.2. Fotoeffekt hodisasi	23
1.3. Yorug'likning kvant tabiati.....	32
1.4. Yorug'likning tabiati. Eynshteynning fotonlar nazariyasi	38
1.5. Fotonlar. Elektron-pozitron juftligi va anniglyasiyasi	41
II BOB. DEBROYL TO'LQINLARI	44
2.1. Mikrozzarralar dualizmi. DeBroyl g'oyasi	45
2.2. To'lqin funksiyasi.....	59
2.3. Vodorod atomi uchun Shredinger tenglamasi.....	66
2.4. Shredinger tenglamasining erkin zarralar uchun tadbiqui...	73
III BOB. ATOM TUZILISHI	81
3.1. Atom modellari.....	81
3.2. Atomning spektral seriyalari.....	87
3.3. Vodorod atomining nurlanish spektrlari	91
3.4. Atomlarning xususiyatlari.....	97
3.5. Pauli prinsipi.....	104
3.6. D.I.Mendeleev elementlar davriy sistemasi	107
3.7. Vodorod molekulasi	112
3.8. Ikki atomli molekularining harakati energiyasi.....	117
IV BOB. KVANT STATISTIKASI ELEMENTLARI.....	124
4.1. Kvant tizimining statistik tavsifi.....	124
4.2. Kristall jismlar zonaviy nazariyasining elementlari.....	129
4.3. Yarim o'tkazgichlarda elektr o'tkazuvchanlik.....	132
4.4. Majburiy nurlanish. Lazerlar	136
4.5. Kristallarning tuzilishi	138
4.6. Myossbauer effekti	146
4.7. Rentgen nurlanishi. Mozli qonuni.....	148
II BO'LIM YADRO FIZIKASI	154
I BOB. YADRONING XUSUSIYATLARI.....	160
1.1. Yadroning asosiy xususiyatlari	160
II BOB. YADRO KUHLARI VA MODELLARI.....	171

2.1. Izotopik spin	171
2.2. Paulining umumlashgan tamoyili	173
2.3. Yadro kuchlarining xususiyatlari	175
2.4. Yadro modellari	179
2.5. Veytzekkerning yarim empirik formulasi	189
III BOB. RADIOAKTIVLIK HODISASI	194
3.1. Radioaktivlik hodisasi	194
3.2. Alfa-yemirilish	201
3.3. Beta-yemirilish	205
IV BOB. GAMMA NURLANISH	214
4.1. Gamma – nurlanish	214
4.2. Ichki konversiya hodisasi	217
V BOB. YADRO FIZIKASINING TAJRIBAVIY	
USULLARI	220
5.1. Yadroviy reaksiyalarning asosiy qonuniyatlari	220
VI BOB. YADROVIY NURLANISHLARINING	
MODDALAR BILAN O‘ZARO TA‘SIRI	226
6.1. Ionizatsion energiya yo‘qotish	226
6.2. Vavilov – Cherenkov nurlanishi	236
VII BOB. ELEMENTAR ZARRACHALAR FIZIKASI	242
7.1. Elementar zarrachalarning asosiy xossalari	242
7.2. Elementar zarralar klassifikatsiyasi	247
7.3. Kombinatsiyalangan juftlik va neytral K—mezonlar	
xossalari	259
7.4. T-almashtirish va CPT-teorema	264
Masalalar	267
Ilovalar	295
Adabiyotlar	318

SO‘Z BOSHI

XXI asrda ilmiy-texnikaviy inqilobning Yanada shiddatli ravishda o‘sishi oliy texnika o‘quv yurtlarida fizika kursining mazmunini tubdan qayta ko‘rib chiqishni taqozo etmoqda. Zamonaviy muhandisdan faqat klassik fizikadagina emas, balki hozirgi zamon fizikasi (kvant mexanikasi va elektronikasi, qattiq jismlar fizikasi va boshqalar) dan ham chuqur bilimlar talab qilinmoqda. Biroq davrimizning asosiy xususiyati — axborotlar texnologiyasi va ko‘lamining tez kengayib borishi, vaqt tanqisligi esa katta hajmdagi o‘quv adabiyotlariga ehtiyojni kamaytirib, asosiy ma‘lumotlarni mujassamlashtirgan ixcham va uslubiy jihatdan yuqori did bilan tuzilgan qo‘llanmalarga zaruriyat tug‘dirmoqda. Shu munosabat bilan Jizzax Politexnika instituti «Fizika» kafedrasining professor-o‘qituvchilari uzoq yillar mobaynida muhandislikning turli yo‘nalishlari bo‘yicha tahsil olayotgan talabalarga o‘qigan ma‘ruzalari asosida ushbu «Atom va yadro fizikasi» qo‘llanmasini yaratishdi. U texnika oliy o‘quv yurtlarining fizika fani o‘qitiladigan bakalavriat yo‘nalishlarining talabalariga mo‘ljallangan bo‘lib, O‘zbekiston Respublikasi Oliy va O‘rta maxsus tahlil Vazirligining o‘quv-uslubiy boshqarmasi tomonidan tasdiqlangan fizikadan yangi namunaviy o‘quv dasturiga mos keladi.

Qo‘llanmani tayyorlashda mualliflar o‘zlarining ko‘p yillik tajribalariga tayanib, fizik tushunchalar va kattaliklar, hodisalar va qonunlarning fizik mohiyatlarini sodda va ravon tilda qiziqarli tarzda bayon qilishga harakat qildilar. Qo‘llanma oliy texnika o‘quv yurtlari birinchi bosqich talabalarining matematik tayyorgarligiga mos keladi. Mualliflar ushbu qo‘llanmaning mazmunini yaxshilashga qaratilgan barcha fikr-mulohazalarni chuqur minnatdorchilik bilan qabul qiladilar.

*Mas‘ul muharrir,
S.Jumanov*

I BO‘LIM ATOM FIZIKASI

Tabiatdagi jamiki tirik va jonsiz mavjudotlarning asosini atomlar tashkil qiladi. Atomlar esa o‘z navbatida molekulalarni hosil qiladi. Atom fizikasi shu atrofimizdagi bizni o‘rab turgan olamning asosi bo‘lgan atomlar tuzilishi, xususiyatlari va ular bilan bo‘ladigan jarayonlarni o‘rganadi. Fizikaning atom fizikasi bo‘limi o‘zining tutgan o‘rni va ahamiyati jihatidan fizikaning boshqa bo‘limlaridan ajralib turadi va juda ko‘p fan tarmoqlari bilan uzviy bog‘lanib ketgan. Ushbu metodik qo‘llanma atomning tuzilishi to‘g‘risidagi asosiy tushuncha va qonuniyatlarni o‘zida mujassamlashtirgan: issiqlikning nurlanishi; elektromagnit nurlanishning korpuskulyar xususiyatlari; zarralar va to‘lqinlar; vodorod atomining Bor nazariyasi; kvant mexanikasining asoslari; bir elektronli atomlar; ko‘p elektronli atomlar; rentgen spektrari; atom tashqi kuchlar maydonida; molekulalar xususiyatlari. Qo‘llanmadagi har bir bobdan keyin: tayanch iboralar; nazorat savollari, asosiy va qo‘shimcha adabiyotlar ro‘yxati keltirilgan.

Ushbu qo‘llanma oliy o‘quv yurti “Fizika” ta’lim yo‘nalishi talabalarining o‘z ustida mustaqil ishlash, adabiyotlardan foydalana bilish va shu asosda yetarli bilimga ega bo‘lish uchun asos bo‘lib xizmat qilishi mumkin.

Ma’lumki, fizika fani moddiylikning harakatlarini o‘rganadi. Moddiylik ko‘rinishi xilma-xil bo‘lib, cheksiz kichik obyektlardan tortib to Koinot galaktikalarigacha bo‘lishi mumkin. Tarixan inson dastlab o‘zini o‘rab olgan ko‘zga ko‘rinadigan atrof-muhitni mukammal o‘rgangan va ma’lum qonuniyatlar, tushunchalar yaratdi (ilmiy asoslar yaratdi). Ana shu ilmiy asoslar natijasida fizika fanining ham yangi bo‘limlari paydo bo‘la boshladi. Hozirgi kunda inson o‘z tafakkuri, fan va texnika yutuqlari yordamida uzunlikning eng kichik (10^{-18} m) (elektron o‘lchami) masofadan boshlab eng katta (10^{26} m) (Koinot chegarasi o‘lchami) gacha o‘lchay oladi. Bundan kelib chiqadiki, bir butun olam uchun umumiy (universal) qonuniyatlar mavjud emas, lekin uning xususiyatlariga qarab uzunliklikni quyidagi to‘rtta sohaga shartli

ravishda bo'lish mumkin bo'ladi: submikroolam $0 \leq R \leq 10^{-18} \text{ m}$; mikroolam $10^{-18} \leq R \leq 10^{-7} \text{ m}$; makroolam $10^{-7} \leq R \leq 10^{24} \text{ m}$; megaolam $10^{24} \leq R \leq \infty \text{ m}$.

Atomni qandaydir bir dinamik sistema deb tasavvur etsak, unda atom bir hajmni egallagan yadrodan, uni o'rab turgan elektronlar muhitidan iborat deb qarash kerak bo'ladi. Elektronlar yadroga elektromagnit kuchlar ta'siri ostida tortiladilar. Atomlar va molekularlar xossalari tushunish uchun nazariya bilan tajribalarga nisbatan asoslangan elektromagnit kuchlar ishonch bo'lib kelmoqda.

Zaryadlangan zarrachalar bilan elektromagnit maydonning ta'siri ifodalaydigan kvant nazariyasi kvant elektrodinamikasi deyiladi. Bu nazariya maxsus nisbiylik nazariyasi qonuniyatlarini o'z ichiga kiritgan. Bu nazariya atom va molekularlarning tuzilishi xuddi shunday obyektlar, elektromagnit nurlarni chiqarishi va yutishini tavsiflashga olib kelgan. Tajribalar shuni ko'rsatib kelmoqdaki, yadroni o'lchami 10^{-13} sm , atomniki esa 10^{-8} sm . Shunday qilib, yadroning o'lchami butun atom hajmiga nisbatan juda kichik. Yadroning massasi elektron massasiga nisbatan juda katta, u 0,0005486 m.a.b. teng. Haqiqatan elektron massasining yadro massasiga nisbati quyidagiga teng:

$$\frac{m}{M} = \frac{1}{1836}$$

Yadroning o'lchami juda kichik bo'lgani uchun, masalani yechimini yengillashtirish maqsadida yadroni "nuqta" deb hisoblash mumkin. Atomning bunday modelida modelning roli potensialga ega bo'lgan elektrostatik maydon hosil qiladi, deb qarash mumkin.

$$V(r) = \frac{eZ}{r}$$

bu yerda e – elementar zaryad; Z – atom tartib raqami. Birinchi yaqinlashda atom nazariyasining masalasi bunday elektrostatik maydonda elektrotning harakatini tadqiq qilish hisoblanadi. Elementar zaryad e kattaligi bog'lanishning konstantasi rolini o'ynaydi, elektron elektromagnit maydon bilan qanchalik kuchli bog'langanini ko'rsatadi. Bunday bog'lanishning kuchini

xarakterlash uchun yuqorida ko'rsatilgan o'lchov birligida \hbar/mc masofada turgan ikki elektronning itarilish elektrostatik energiyasini quyidagicha hisoblash mumkin bo'ladi:

$$\alpha = \frac{e^2 \left(\frac{\hbar}{mc}\right)}{mc^2 \hbar c} = \frac{e^2}{\hbar c} = (7,29720 \pm 0,00003) \cdot 10^{-3} \approx \frac{1}{137}.$$

Konstanta α atom fizikasida yupqa struktura doimiyligi deb nomlanadi. Bu kattalik tabiiy o'lchov birligida elementar zaryadning kvadratini tavsiflaydi. α kattalikning sonli miqdori juda kichik, bunday bo'lishi elektromagnit ta'sirlanishning "kuchsiz" ligini ifodalaydi: bir-biridan \hbar/mc masofada turgan ikki elektronning elektrostatik energiyasi, ularning elektronning tinchlikdagi energiyasidan kichik ekanligini ko'rsatadi. Yupqa struktura doimiysi tabiatning haqiqiy fundamental konstantalaridan biri bo'lib hisoblanadi, α kattaligining nazariy tushunchasi yo'q. Agar α katta miqdorda bo'lganida, dunyo boshqacha ko'rinishda bo'lar edi deb tushunish mumkin.

Elektron massasi α ni topish formulasida qatnashmagani sababli zaryadi e bo'lgan, ixtiyoriy elementar zarracha uchun elektromagnit bog'lanish konstantasi bo'lib hisoblanadi. Bor vodorod atomining yarim mumtoz nazariyasini taklif etdi va xususiy holda uning atom o'lchamini quyidagi formula bilan ifodalashni taklif etdi:

$$a_0 = \frac{\hbar^2}{(2\pi)^2 m e^2} = 5,29 \cdot 10^{-9} \text{ cm}.$$

Shuni ko'rsatish joizki, atom o'lchami uning bog'lanish energiyasi masalasiga bevosita bog'liq. Agar elektron va yadro o'rtasidagi masofa aniq bo'lsa, unda atomni tartib qismlariga bevosita ajratishdagi ishini baholash mumkinligi kelib chiqadi. Kattalik a_0 – birinchi Bor radiusini ifodalaydi. Konstanta a_0 ham boshqa mazmunga ega: $\frac{1}{a_0}$ ning teng o'rtacha miqdori vodorod atomining asosiy holatida $\frac{1}{r}$ ga teng, (bu yerdagi r - elektron bilan protoni o'rtasidagi masofa). a_0 ning fizik ma'nosi elektron va proton o'rtasidagi "tipik" masofasi ma'nosini belgilaydi. Hozirgi

zamon atom fizikasi fani, texnikasi va energetikasining katta yutug'i bu atom va yadro fizikasining intensiv rivojlanishidir. Hozirgi zamon atom va yadro fizikasi modda tuzilishi to'g'risidagi bilimning asosi deb aytilsa mubolag'a bo'lmaydi. Bundan tashqari moddalargina (gazlar, suyuqliqlar, qattiq jismlar) emas, balki elektr, yorug'lik va materiyaning boshqa ko'rinishlari atomistik tabiatga ega. Xuddi shunday va materiya harakati atomistik qonunlari bilan aniqlanadi. Aytilganlarga asosan xulosa qilish mumkinki, materiyaning tuzilishi va harakati to'g'risidagi atomistik bilim hozirgi zamon fizikasida ollohning bergan bilimi bo'ladi.

Hozirgi zamon atom va yadro fizikasi olimlar oldida zaruriy filosofik muammolarni olib keldi: materiyaning vositali va bevositali muammosi; zarrachalar va to'lqinlarning dualizmi, zarrachalarning bir xil shakldan boshqa shaklga o'zaro o'tishi ahular jumlasidandir. Aniqroq qilib aytilganda bunday muammolarga zarrachalarning maydon bilan, fazoning materialligi, elektron-pozitron vakuum muammolari va h.k. Fizikaning "Atom fizikasi" bo'limida atomning elektron qobig'i tuzilishi va atomlarning asosiy xossalari: kimyoviy, elektr, optikaviy va b.q. ko'rib o'tiladi. Atom to'g'risidagi bilimlar qadim zamonda tug'ilgan edi. Grek faylasuflari Levklipp (500-yil bizning eramizgacha), Anaksagor (500-428 yil bizning eramizgacha), Empedokl (492-432 yillar bizning eramizgacha), Demokrat (460-370 yil bizning eramizgacha), Epikur (341-270 yil bizning eramizgacha) jumlarining atom tuzilishi haqidagi bilimlar o'sib keldi. Bu sohada Demokratning xizmatlari juda katta, u olam bo'sh fazodan va cheksiz ko'p bo'linmaydigan materiya zarrachalar-atomlardan iborat deb hisoblagan. Barcha jismlar o'zlarining shakli, holati va taqsimlanishi bilan farq qiladigan atomlardan tuzilgan, Atomlarning qo'shilishi va ajralishi yo'li bilan jismlar paydo bo'ladi va yo'qoladilar. Demokrat g'oyasining kamchiligi shundaki, u bo'sh fazo mavjud deb hisoblagan. Demokratning bu g'oyasiga Aristotel teskari qarab, materiyaning uzluksizligi

asosida uningcha bo'sh fazo bo'lishi mumkin emas deb qaraydi, yana Aristotel atomlarning bo'linish g'oyasiga ham qarshi chiqdi.

Shunday qilib, o'sha zamonda materiyaning tabiatiga qarab (birinchidan materiya bo'linadi va ikkinchidan materiyaning uzluksiz ekanligidan kelib chiqqan holda) ikki qarama-qarshi g'oyalari paydo bo'ldi.

Atomistika XVII–XVIII asrlarda boshqa barcha fanlarga o'xshash atomistika ham ko'zga ko'rinarli mufaffaqiyatlarga erishdi. Lekin shu davrning buyuk olimlari G.Galiley (1564–1642) va Rene Dekart (1596–1650) atomistikaning tarafdorlari bo'lmadilar. Ularning g'oyalari bo'yicha materiya zarrachalardan iborat deb qaradilar. P.Gassendi (1592–1655) Demokratning g'oyasini rivojlantirib bo'linmas atomlar orasida bo'sh fazolar mavjud deb qaradi. Materiyaning atomistik tuzilishi va harakati yo'nalishida M.V.Lomonosovning (1711–1765) buyuk ishlari misol bo'ldi.

XIX asr xalq xo'jaligining keskin rivojlanishi, bug'dvigatellarning yaratilishi, barcha fan sohalarning taraqqiyoti bilan xarakterlandi. 1811-yilda buyuk italiyalik fizik-ximik Avogadro (1776–1856), fransuz fizik-ximik Gey-Lyussak (1778–1850) ishlariga tayangan holda bir xil tashqi holatda: temperatura (haroratda); bir xil hajmda barcha gazlarning molekulalar soni bir xil bo'ladi degan kashfiyotlar yaratildi. Shundan keyin atomistik bilim gipotezasidan ilmiy nazariyaga o'tishga to'g'ri keldi, bu esa moddalarning tuzilishi to'g'risidagi bilimlarning boyishiga asos bo'ldi. XIX asrda moddalarning molekulyar-kinetik nazariyasi, 1827-yilda esa ingliz olimi Broun mikroskopik zarrachalarning uzluksiz xaotik harakati yaratildi.

1860-yillardan qeyin moddalarning molekulyar-kinetik nazariyaga ta'luqli tadqiqotlarga bir qancha dunyo olimlarining ilmiy ishlarini va ixtirolarini qo'shsa bo'ladi: nemis fiziklari A.Kryoniga (1822–1879), R.Klauzius (1822–1888); ingliz fiziklari D.Djoul (1818–1889), D.K.Maksvel (1831–1879); avstraliyalik fiziq L.Bolstman(1844–1906); polshalik fizik M.Smoluxovski (1872–1917) va b.q.shular jumlasidandir.

Buyuk russ kimyochi D.I.Mendeleevning (1834–1907) kimyoviy elementlarning davriy qonunini yaratilganidan keyin atom to'g'risidagi bilimlar yana boyidi. Bu qonun atom va molekulalar tuzilishining murakkab masalalarini yechishda yo'l boshlovchi bo'lib xizmat qildi. V.Kruks (1832–1919) va D.D.Tomsonlarning (1856–1940) katod nurlarini kashf qilganlarida ular elektronlar oqimini kashf etganlarini payqab qolishdi. Keyinchalik esa ular tomonidan elektron zaryadi va massasi aniqlandi. 1911-yilda D.D.Tomson tomonidan atom tuzilishi modeli yaratildi. Tomson bo'yicha atom musbat zaryadlangan shar shaklida bo'lib uning ichida manfiy zaryadlangan elektronlar mavjud. Bunday model noto'g'ri bo'lsa ham, lekin o'sha zamonda moddalarning elektr, optik va boshqa xossalarni tushuntirib berishga qodir bo'lib qoldi.

1896-yilda fransuz fizigi Anri Bekkerel (1852–1908) radiaktiv hodisasini yaratdi. Bunday hodisani Per Kyuri (1859–1909) va Mariya Sklodovskaya-Kyuri (1867–1937) va ingliz fiziki Rezerfordlar tekshirib moddalarning asosiy xossalarni va radiaktiv hodisasining sabablarini aniqladilar. Aniqlashlaricha bir qator og'ir yadrolar (uran, radiy va b.q) ko'zga ko'rinmaydigan nurlarni nurlaydilar.

Rezerford tez α – zarrachalarni turli elementlarning atomlari bilan to'qnashtirganda tajriba natijalariga qarab xulosa qiladiki, atom barcha massasini o'z ichiga olgan va musbat zaryadga ega bo'lgan kichik hajmga ega bo'lgan, uning diametri esa taxminan 10^{-11} sm ga teng bo'lgan yadroga ega. Atomning bu qismi (yadrosi) atom o'lchamidan yuz ming marta kichik bo'ladi.

Birinchi bo'lib atomning musbat zaryadlangan qismini Rezerford yadro deb nomladi. Bunga asosan atomning yadroviy (yoki planetar) modeli yaratildi. Tomson modelini o'zgartirgan atomning bunday yadroviy modeli hozirgi kungacha atom tuzilishi to'g'risidagi tassavvurlar asosi bo'lib kelmoqda. Yorug'lik nurlanishining kvant tabiati va yorug'lik jarayonlarning ochilishi yorug'lik tabiatining ikki xil tabiatga ega ekanligiga olib keldi. Lui deBroylning taxminlariga asosan harakatlanayotgan har bir

zarrachaga to'liqin tarqalishi to'g'ri keladi. Amerikalik fiziklar Devvison va Djermer 1927-yilda tajribalar asosida elektronlarning difrakstiya hodisasini aniqlab zarrachalarning to'liqin tabiatga ega ekanligini tasdiqladilar. Zarrachalar korpuskulyar va to'liqin tabiatga ega ekanligi atomning ichki tuzilishi to'g'risidagi tassavvurlarni yanada yangi nazariyalar bilan boyitdi. Bu sohada kerakli usullar va tadqiqotlar sovet fiziklariga tegishli: Ya. I.Frenkel, V.A.Fok, D.D.Ivanenko, I.E.Tamm, L.D.Landau, A.A.Sokolov, A.S. Davidov va b.q. α – zarrachalarning azot yadrosi bilan to'qnashgandan keyin vodorod atomi yadrosi va proton yuzaga kelishini 1919-yilda Rezerford aniqladi, bunday hodisa sun'iy ravishda atomlarning bir ko'rinishidan boshqasiga o'tishining boshlanishi davri bo'lib qoldi. 1919-yildan boshlab ingliz fizigi Aston tomonidan izotoplar kashf qilindi, fransuz fiziklari I.Kyuri (1897–1956) va F.Jolio-Kyuri (1900–1958) va ingliz fiziki Chadvik neytronni kashf qilishdi, bular esa yadro fizikasining kelib chiqishiga asos bo'lib qoldi [3].

Shunday qilib, atom fizikasi XX asrning 20-yillarida farq sifatida shakllana bordi. Buning sababi esa o'sha yillari buyuk ilmiy kashfiyotlarning ochilgani bo'ldi. Bulardan ba'zilarini qisqa mazmunda keltiramiz: 1874-y.-Stoni, Faradey va Avogadro sonlaridan kelib chiqib elementar zarracha miqdori e va 1891y. "elektron" termini kiritildi.

1888-y. – Stoletov fotoeffekt hodisasini tadqiq qildi.

1895-y. – rentgen nurlarining ochilishi bo'ldi.

1896–97-yy. – Tomson elementar zaryadning elektron massasiga nisbatini o'lchadi e/m_e .

1900-y. – Plank absolyut qora jism nurlanishining kvant nazariyasini yaratdi va doimiylik h kiritdi.

1902-y. – Tomson musbat zaryadlardan iborat shar ichida elektronlar tarqalgan degan atom modelini taklif etdi.

1905-y. – Eynshteyn fotoeffektt hodisasini energiya saqlanish qonuniga asosan tushuntirib o'tdi.

1906–1911-yy. – Rezerford atom yadrosi o'lchamini o'lchadi.

1913-y. – Bor bo'yicha atomning planetar modeli.

1925-27 yy. -- Kvant mexanikasining asosi yaratildi.

Shunday qilib yuqorida keltirilgan fikrlarga asosan atom fizikasi predmeti—fizikaning bir bo‘limi bo‘lib, unda atomlarning tuzilishi, xossalari va atom sathlarida yuz beradigan elementar jarayonlarni o‘rganadi. XIX asrning oxiriga kelib klassik fizika ko‘pgina fizik hodisalarni tushuntirib bera olmay qoldi. Bunday hodisalar qatoriga absolyut qora jismning issiqlik nurlanishi, fotoeffekt, Kompton effekti, kristallarning past temperaturalardagi issiqlik sig‘imi, atom nurlanish spektri va boshqa hodisalarni kiritish mumkin. Bu hodisalar atrof-muhitni o‘rab olgan materiyaning ichki xususiyatlariga, jarayonini bevosita kuzatib bo‘lmaydigan mikro olamga xos bo‘lib, uni hal qilish uchun o‘sha paytlarda fanga yot bo‘lgan tushunchalar kiritilishini talab qilar edi. Bunday tushunchalar esa hodisaning tub mohiyatidan kelib chiqishi kerak. Ana shunday yangi tushuncha — absolyut qora jismning nurlanish nazariyasini yaratishda Maks Plank (1900-y.) tomonidan taklif etilgan mikroobyektlar energiyasini kvantlanishi bo‘ldi.

1886-yilda Velgelm Vin absolyut qora jism nurlanishini tushuntirib, birlik hajm va chastota oraligiga mos keluvchi nurlanish energiyasi v/T nisbat ortishi bilan eksponentsial holda kamayishini ko‘rsatadigan formulani topdi. Vinning bu formulasini klassik fizika nuqtai nazaridan tushuntirib bo‘lmadi. Chunki, klassik fizikaga ko‘ra chastota ortishi bilan nurlanish intensivligi ham ortib borishi kerak. M. Plank, Vin qonunini tushuntirish uchun absolyut qora jism turli chastotalarda nurlanuvchi cheksiz ko‘p sonli zarrachalardan, ya’ni nurlangichlardan (ostsillyatorlardan) iborat deb, bu nurlangichlarning energiyasi nurlanish natijasida uzluksiz holda o‘zgarmasdan, balki sakragan holda va doimo $h\nu$ energiya bo‘lagi miqdorida o‘zgaradi deb oldi. Plankning bu farazidan keyin v/T nisbat ortishi bilan nurlanish qobiliyatining kamayishini tushuntirish mumkin bo‘ldi va u bu faraziga asoslanib absolyut qora jism nurlanishining kvant nazariyasini yaratdi. Plank nurlanish modda zarrachalaridan kvantlar ko‘rinishida, diskret

uchun to'liq uzunligi va temperaturaning universal funksiyasidir, u absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyatiga tengdir. Yuqoridagi ifodalardan:

$$r_T = a_T R_T$$

$$r_{\lambda, T} = a_{\lambda, T} R_{\lambda, T}$$

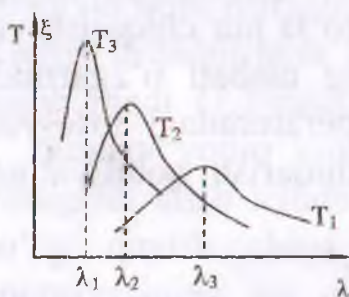
Demak, ixtiyoriy jismning nur chiqarish qobiliyati shu jismning nur yutish qobiliyati bilan absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyatining ko'paytmasiga tengdir. Oddiy jism uchun $r_T < R_T$.

Stefan-Bolsman qonuni. Issiqlik nurlanish nazariyasining eng asosiy vazifasi absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyatining T va λ ga bog'liqlik xarakterini aniqlashdan iborat. Bu sohada olib borilgan izlanishlar tufayli kashf etilgan qonunlar bilan tanishaylik. 1879-yilda Yozef Stefan eksperimental ma'lumotlar tahlili asosida absolyut qora jismning $R(T)$ to'la nur chiqarish qobiliyati T temperaturaning to'rtinchi darajasiga proporsional degan xulosaga keldi:

$$R(T) = \sigma T^4$$

Undan keyinroq 1884-yilda L. Boltsman bu bog'liqlikni termodinamik nuqtai nazardan nazariy isbotladi. Bu qonun *Stefan-Bolsman qonuni* nomini oldi. Doimiyning son qiymati hozirgi zamon o'lchashlari bo'yicha

$s = 5,671 \cdot 10^{-8} \text{ Vt}/(\text{m} \cdot \text{K}^4)$ ga teng. R kattalikning termodinamik



1.2- rasm

temperauraga bog'liqligini kuzatib, absolyut qora jismning spektral tarkibi haqida aniq tasavvur bermaydi, ammo absolyut qora jism spektrida energiya bir xil taqsimlanmaganligini ko'rsatadi. Hamma egri chiziqlar aniq ko'rinadigan maksimumga ega bo'lib, u maksimum temperaturaning oshishi bilan qisqa to'liq

uzunlik tomonga siljishi kuzatiladi.

Vin qonuni. XIX asrning 90-yillari oxiriga kelib absolyut qora jism nurlanishining spektral taqsimoti ustida puxta eksperimental o'lchashlar bajarildi. Ular shuni ko'rsatadiki, T haroratning har bir qiymatida $r(\lambda, T)$ bog'lanish aniq maksimumga ega (1.2-rasm).

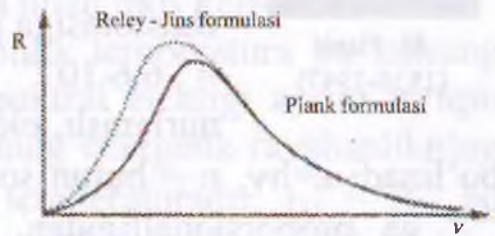
Temperaturaning o'zgarishi bilan maksimum qiymat qisqa to'lqinlar sohasi tomon siljiydi. Bunda maksimumga mos tushadigan to'lqin uzunligi λ_m bilan T temperaturaning ko'paytmasi doimiy bo'lib qoladi.

$$\lambda_m T = b$$

Bu munosabat oldinroq termodinamikadan Vinn tomonidan chiqarilgan edi va u *Vinning siljish qonuni* deb aytiladi. Bunga ko'ra absolyut qora jism nurlanish energiyasining maksimumiga to'g'ri keluvchi λ_m to'lqin uzunligi T temperaturaga teskari proporsionaldir. Bu konundagi b Vin doimiysi deyiladi va uning qiymati

$$b = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}.$$

Laboratoriya sharoitida erishilgan temperaturada $r(\lambda, T)$ nurlanish qobiliyati maksimum qiymati infraqizil sohada yotadi. Faqat $T \geq 5 \cdot 10^3 \text{ K}$ da maksimum spektrning ko'rinadigan chegarasiga o'tadi. Quyoshning nurlanish energiyasining maksimumi taxminan 470 nm (spektrning yashil sohasi) to'g'ri keladi. Bu quyoshning yuza qatlamlariga 6200 K harorat to'g'ri keladi (agar Quyoshni absolyut qora jism deb qaralsa).



1.3- rasm.

Reley-Jins formulasi

Ingliz olimlari D.Jins va D.Releylar Kixrgofning universal funksiyasi $r_{\nu, \nu}$ ni topish uchun statistika qonunlaridan foydalandilar va energiyaning teng taqsimlanishini ko'zda tutdilar, erkinlik darajalari bo'ylab energiyaning teng taqsimlanishini hisobga olib hisoblashda energetik ravshanlikning spektral zichligi formulasini, absolyut qora jism misolida

$$r_{\nu, \nu} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \bar{\epsilon} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT$$

ko'rinishida yozdilar.

Bu yerda, $\bar{\epsilon} = kT$ xususiy chastotasi ν bo'lgan ossillyatorning o'rtacha energiyasi. Tebranayotgan ossillyatorning o'rtacha

holda chiqadi deb hisoblagan bo'lsa, A.Eynshteyn Plank g'oyasini yanada rivojlantirib nurlanish moddada kvantlar holda yutiladi ham deb, fotoeffektni tushuntirishda klassik fizika duch kelgan muammoni yechib berdi. Eynshteyinning fotoeffekt nazariyasiga ko'ra, moddaga tushgan yorug'lik kvanti energiyasi elektronning chiqish ishidan katta bo'lsa elektronlar moddadan uchib chiqadi va fotoeffekt kuzatiladi. Uchib chiqqan elektronlarning kinetik energiyasi yorug'lik kvanti energiyasidan elektronlarning chiqish ishini ayirmasiga teng: $E_k = h\nu - A$. Bu nazariya tajriba asosida topilgan fotoeffekt qonunlarini tushuntirib berdi.

Yorug'likning moddalarda kvantlar tarzida sochilishidan va yutilishidan yorug'likning o'zini ham kvant tarzida tarqalishi kelib chiqadi. Klassik fizika kristallarning issiqlik siqimini tushuntirishda ham ziddiyatga duch keldi. Kristallarning issiqlik sig'imi uchun klassik nazariyaga asoslanib chiqarilgan Dyulong Pti qonunidan issiqlik sig'imini o'zgarishligi kelib chiqadi:

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

Lekin tajribada kristallarning issiqlik sig'imi bilan temperatura orasidagi bog'lanishni o'rganish shuni ko'rsatdiki, bu qonun faqat nisbatan yuqori temperaturalarda bajarilar ekan. Temperatura absolyut nolga yaqinlashishi bilan issiqlik sig'imi ham nolga intiladi. Bunday bog'lanish sababini klassik fizika tushuntirishga o'zgarish qildi. Shundan keyin 1907-yilda A.Eynshteyn kvant tasavurlarga asoslanib, tajribaga mos keladigan issiqlik sig'imining kvant nazariyasini yaratdi. 1916-yilda Eynshteyn yorug'lik kvanti energiyasi $h\nu$ ni uning impulsi $h\nu/c$ bilan bog'lashni taklif qildi. Yorug'lik kvantlarini (fotonlarini) haqiqatdan ham mavjudligi 1923-yilda Kompton tajribasida, 1926-yilda Bote tajribasida tasdiqlandi. Atom energiyasi diskret, ya'ni kvantlangan holda o'zgarishi Frank-Gerts tajribasida tasdiqlangandan keyin, yana bir qancha tajribalar kvantlanish g'oyasining to'g'riligini asoslab berdi. Masalan, Shtern-Gerlax tajribalari atomlarning magnit momentlarida ham fazoviy kvantlanish mavjudligini isbotladi. Mikrozarrahaning to'liq xossaga ega bo'lishi haqidagi deBroyl gipotezasini Devisson va

Jermerlar tajribasida tasdiqlanishi to'liqin – korpuskula dualizmi nafaqat yorug'lik uchun, butun mikrozarra ko'rinishdagi moddalarga ham xos ekaniga shubha qoldirmadi.

Shunday keyin zarrachalarning to'liqin xossalarini hisobga oluvchi umumiy xarakter tenglamasini yaratishga kirishildi. Bunday tenglamani avstriyalik fizik E.Shredinger yaratdi. Zarrachalarning to'liqin xossalarini o'rganadigan fizikaning bo'limiga to'liqin mexanikasi deyiladi. To'liqin mexanikasi bilan keyingi ma'ruzalarda tanishamiz. XIX asrning oxiriga kelib klassik fizika gazlarning spektri va atom tuzilishini o'rganishda yana bir ziddiyatga duch keldi. Bu vaqtda atomlarning nurlanish spektri ma'lum tartibda joylashgan spektral chiziqlardan iborat ekanligi ma'lum bo'ldi. Ya'ni, vodorod atomi va boshqa atomlarning spektral seriyalari aniqlandi. Lekin klassik fizika atomlarning spektri nima sababdan chiziqli ekanini va bu spektral chiziqlarning joylashishidagi qonuniyatlarni tushuntirib bera olmadi. Atom qanday tuzilgan, uning tuzilishi bilan spektrlaridagi qonuniyatlarni orasida qanday bog'liqlik bor? Bunday savollarga klassik fizika javob topa olmadi.

I BOB

ATOM FIZIKASI ASOSLARI

1.1. Absolyut qora jismning issiqlik nurlanishi

Manba tomonidan nurlangan yorug'lik o'zi bilan energiya olib ketadi. Nurlanishlar turli xil bo'ladi. Masalan: oksidlanayotgan fosforning nurlanishi, gazlarda elektr toki o'tishi jarayonida vujudga keladigan nurlanish, qattiq jismlarni elektronlar bilan bombardimon qilish jarayonida vujudga keladigan nurlanish, qizdirilgan jismlarning nurlanishi, ya'ni issiqlik nurlanishi. Bu nurlanishlar bir-birlaridan o'zlarining vujudga kelish jarayoni bilan farq qiladi. Lekin har qanday nurlanishda ham energiyaning biron turi nurlanish energiyasiga aylanadi. Agarda jismga energiya qizdirish yo'li bilan uzatilsa, jism nurlanishi issiqlik yoki temperaturaviy nurlanish deyiladi. Nurlanishning bunday turi XIX asrning oxirida boshqa lyuminessensiya kabi turiga nisbatan boshqacha qiziqish o'yg'otdi. Issiqlik nurlanishi qizdirilgan jism bilan termodinamik muvozanat holatida bo'lishi mumkin. Fiziklar jismlarning issiqlik nurlanish qonunlarini o'rganish bilan termodinamika va optika o'rtasida ko'prik o'rnatishga ishongan edi. Agar har xil temperaturali jismlarni ko'zgusimon qaytaruvchi devorlar bilan o'ralgan yopiq idishga solib kuzatishsa, vaqt o'tishi bilan termodinamik muvozanatga kelishi, ya'ni barcha jismlar bir xil temperaturaga ega bo'lishi eksperimentda aniqlandi. Jismlar chiqarayotgan va yutayotgan nur orqali energiya almashinishi sodir bo'lar ekan. Muvozanat holatida har bir jismning energiya chiqarish va yutish jarayonlari bir-birini o'rtacha kompensatsiyalaydi. Jismlar aro fazoda energiya zichligi aniq bir qiymatga erishadi. Ma'lum bir temperaturali termodinamik muvozanatda bo'lgan bunday jismlarning nurlanishi muvozanat yoki qora nurlanish deb ataladi. Muvozanat nurlanish energiya zichligi va uning spektral tarkibi faqat jism temperaturasiga bog'liq bo'ladi.

Agar termodinamik muvozanat bo'lgan yopiq idish ichiga kichik tuynuk orqali qaralsa, unda ko'z jismlar tasvirini

ilg'amaydi va faqat butun yopiq idish ichki tomonidan bir xil nurlanishini ko'radi. Aytaylik, idishdagi jismlardan biri unga tushadigan energiyani butunlay yutish xususiyatiga ega bo'lsin. Boshqacha qilib aytganda o'ziga tushayotgan barcha to'liq uzunlikdagi nurlanishni batamom yutib oladigan jism absolyut qora jism deyiladi. Ma'lum bir temperaturada issiqlik muvozanat holatida absolyut qora jism nurlanishining spektral tarkibi, uning atrofidagi jism muvozanat nurlanishi spektral tarkibi bilan bir xil bo'ladi. Aks holda absolyut qora jism va atrofidagi jism nurlanishi o'rtasida muvozanat bo'lmasligi mumkin. Shuning uchun absolyut qora jism nurlanishi spektral tarkibini o'rganish muammosi tug'ilgan. Mumtoz fizika bu muammoni yecholmasligi ma'lum bo'ldi.

Bu nurlanish absolyut noldan farqli hamma temperaturada jismlarda kuzatiladi va temperaturaga kuchli bog'liq bo'ladi. Agar nurlanish oqimi F biror yassi parallel plastinkaga tushayotgan bo'lsa, bu oqim qisman qaytadi F_q , qisman jismda yutiladi F_{yut} va qismini o'tadi F_{ot} .

$$F_q + F_{yut} + F_{ot} = F$$

Bu tenglikni ikkala tomonini F ga taqsimlasak:

$$\rho + a + D = 1$$

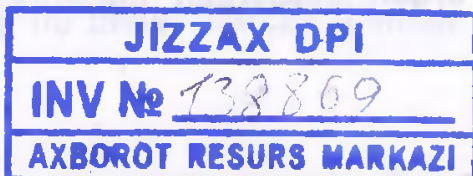
Bu yerda $F_q/F = \rho$ – jismning nur qaytarish qobiliyati; $F_{yut}/F = a$ – jismning nur yutish qobiliyati; $F_{ot}/F = D$ – jismning nur utgazish qobiliyati. Nisbatan qalinroq jismda $D=0$ bo'ladi, unda

$$\rho + a = 1.$$

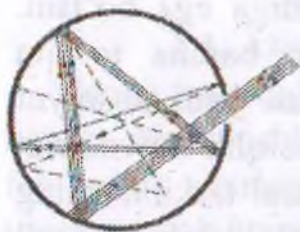
Shuning uchun T temperaturali jismning λ to'liq uzunlikli nur qaytarish qobiliyati $\rho_{\lambda,T}$ va nur yutish qobiliyati $a_{\lambda,T}$ uchue quyidagi tenglik

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

o'rinli bo'ladi. Umuman, $\rho_{\lambda,T}$, $a_{\lambda,T}$ lar 0 dan 1 gacha bo'lgan intervalda o'zgarishi mumkin. Ikki xususiy holni ko'raylik: $\rho_{\lambda,T} = 1$, $a_{\lambda,T} = 0$ bo'lsin, ya'ni jismga tushayotgan nur to'la qaytsin. Bunday jism *absolyut oq jism* deyiladi.



$\rho_{\lambda,T} = 0, a_{\lambda,T} = 1$, ya'ni jismga tushayotgan nur to'la yutilsin, bunday jism *absolyut qora jism* deyiladi. Jismning nur yutish va



1.1-rasm. Absolyut qora jism modeli.

qaytarish qobiliyatidan tashqari yana bir xarakteristikasi mavjud, u T temperaturadagi jismning birlik sirtidan birlik vaqtda nurlanayotgan elektromagnit to'lqinlarning energiyasini ifodalaydi. Bu kattalikni T temperaturadagi jismning nur chiqarish ρ_T qobiliyati deb ataydi. ρ, a -lar o'lchamsiz kattalik, ρ_T esa Wt/m^2 larda o'lchanadi.

Jismlar bilan ular solingan yopiq idish o'rtasida muvozanat bo'lishi uchun har bir jism qancha energiya chiqargan bo'lsa, u shuncha energiya yutishi kerak bo'ladi. Bu issiqlik nurlanishining eng muhim qonuniyatlaridan biridir. Bundan ko'rinadiki, ma'lum bir temperaturali absolyut qora jism vaqt birligida birlik yuzasidan chiqargan nur energiyasi boshqa har qanday jism chiqargan nur energiyasidan ko'p bo'ladi. Absolyut oq jism ham, absolyut qora jism ham tabiatda bo'lmaydi. Har qanday jism nurlanishning bir qismini yutsa, qolgan qismini qaytaradi. Ularning farqi shundaki, ba'zi jismlar nurlanishning ko'proq qismini yutsa, ba'zilari esa kamroq qismini yutadi. Odatda, o'zining xususiyatlari bilan absolyut qora jismdan kam farq qiladigan modeldan foydalaniladi. Kichik tirqishli berk kovak idish bunday jismning yaxshi modeli hisoblanadi. (1.1-rasm).

Bunday yopiq kovak idishning kichik tirqishi orqali tushgan yorug'lik idish ichida uning devorlaridan ko'p marta qaytgandan so'ng qaytib chiqa oladi. Har bir qaytish jarayonida nur energiyasining bir qismi yutiladi. Natijada, nur energiyasining juda kichik qismigina kovakdan qaytib chiqishi mumkin. Shuning uchun bunday modelning nur yutish qobiliyati 1 ga juda yaqin bo'ladi. Bu yopiq kovak idish tashqaridan qaraganda mutlaqo qora bo'ladi. Ammo, ma'lum bir T temperaturagacha qizdirilgan yopiq kovak idish issiqlik muvozanatida bo'lsa, uning kichik tirqishi orqali chiqargan nurlanishi absolyut qora jismning nurlanishi

deyish mumkin. Aynan shunday issiqlik nurlanishini tadqiq qilish bo'yicha olib borilgan barcha eksperimentlar asosida absolyut qora jism modellashtiriladi. Yopiq kovak idish ichida temperaturani ortishi bilan uning tirqishi orqali chiqarayotgan nurlanishining spektral tarkibi o'zgaradi. Berilgan T temperaturada absolyut qora jismning nurlanish energiyasining to'liq uzunligi bo'yicha taqsimoti *nur chiqarish qobiliyati* $r(\lambda, T)$, bilan xarakterlanadi. Nurlanish qobiliyati birlik jism yuzasidan birlik to'liq uzunligi intervalidagi nurlanish quvvatiga teng bo'ladi. $r(\lambda, T)d\lambda$ ko'paytma absolyut qora jism yuzasi birligidan ((to'liq uzunlik intervalida barcha yo'nalish bo'yicha nurlanish quvvatiga teng. Shuningdek, energiya taqsimotini $r(\nu, T)$ chastota bo'yicha ham keltirish mumkin. $r(\lambda, T)$ funksiya ba'zida *spektral nurlanish* ham deb ataladi. Barcha to'liq uzunliklari uchun to'la nurlanish $R(T)$, quyidagiga teng bo'ladi:

$$R(T) = \int_0^{\infty} r(\lambda, T) d\lambda = \int_0^{\infty} r(\nu, T) d\nu$$

U jismning to'la nur chiqarish qobiliyati deb ataladi. XIX asrning oxirida absolyut qora jism nurlanishi eksperimentlarda yaxshi o'rganildi.



G. R. Kirxgof
(1824-1887).

Krixgof qonuni. Har qanday jismning muayyan temperaturadagi to'la nur chiqarish va nur yutish qobiliyatlarining nisbati o'zgarmas kattalik bo'lib, u ayni temperaturadagi absolyut qora jismning to'la nur chiqarish qobiliyatiga teng.

$$\frac{r_{\tau}}{a_{\tau}} = \frac{R_{\tau}}{1} = R_{\tau}$$

Bu Krixgofning integral qonunidir. — absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyati. Krixgofning differensial qonunini quyidagicha yozish mumkin.

$$\frac{r_{\lambda, T}}{a_{\lambda, T}} = \frac{R_{\tau}}{1} = R_{\lambda, T}$$

Ixtiyoriy jismning nur chiqarish va nur yutish qobiliyatlarining nisbati bu jismning tabiatiga bog'liq bo'lmay, barcha jismlar

kinetik va potensial energiyasi bir xil bo'radi. Keltirilgan ifoda tajriba natijalari bilan kichik chastota va yuqori temperaturalardagina mos keladi. Katta chastotalarda esa bu ifoda ma'noga ega bo'lmaydi, Shuningdek Vin va Stefan-Boltsman qonunlaridan ancha farq qiladi:

$$R_e = \int_0^{\infty} r_{v,r} dv = \frac{2\pi kT}{c^2} \int_0^{\infty} v^2 dv = \infty$$

Bu ifoda tarixda ultrabinafsha «halokati» nomi bilan qoldi.

M. Plank gipotezasi



M. Plank
(1858-1947)

1900-yilda Plank klassik fizikaning energiya hamma vaqt, uzluksiz o'zgarishi qonunidan voz kechib, yangi kvant gipotezasini ilgari suradi. Atom-ossillyatorlar energiyani uzluksiz chiqarib, ma'lum porsiyalarda – kvantlarda chiqarishini ta'kidlaydi. Kvantning energiyasi, to'liq chastotasiga proporsional $\epsilon_0 = hv = hc/\lambda$. bu yerda $h = 6,6 \cdot 10^{-34}$ J·s, – Plank doimiysi. Umumiy nurlanish, elementar kvant energiyasiga qoldiqsiz bo'linadi $\epsilon = hv$, n – butun son. Ossillyator energiyasi ehtimoli $e^{-\epsilon k/kt}$ ga proporsionalligidan, ossillyatorning o'rtacha energiyasi $\epsilon = \frac{hv}{e^{hv/kt} - 1}$ energetik ravshanlikning spektral zichligini absolyut qora jism uchun yozsak,

$$r_{v,r} = \frac{2\pi v^2}{c^2} \frac{hv}{e^{hv/kt} - 1} = \frac{2\pi hv^3}{c^2} \frac{1}{e^{hv/kt} - 1}$$

Kixrgofning universal funksiyasi uchun Plank formulasi

$$r_{v,r} = \frac{2\pi hv^3}{c^2} \frac{1}{e^{hv/kt} - 1}$$

tajriba natijalari bilan mos keladi. Shunday qilib, Plank absolyut qora jism nurlanish energiyasining taqsimlanishi temperatura va chastotaga bog'liqlik formulasini keltirib chiqardi. Issiqlik nurlanish qonunlari qizigan jismlarning va o'zi nurlanar jismlarning temperaturasi o'lchashda keng qo'llaniladi. Modda temperaturasi energetik ravshanlikning spektral zichlikga bog'liq ravishda qo'llaniladigan usullariga optik pirometriya

deyiladi. Jism temperaturasini o'lchashda qaysi issiqlik nurlanish qonunidan foydalanilganiga bog'liq ravishda radiatsion, rang va ravshanlik temperaturalarini farqlanadi.

1. *Radiatsion temperatura.* Bu temperaturada absolyut qora jismning energetik ravshanligi R_e , oddiy jismning energetik ravshanligi R_r ga teng. Absolyut qora jismnikiga kulrang jismniki tenglashtirib olinadi. Bu vaqtda oddiy jism temperaturasi absolyut qora jism uchun yozilgan ifodadan topiladi $T_R = \sqrt[4]{\frac{R_r}{\sigma}}$, $R_r^s = A_r R_c = A_r \sigma T_R^4$ yoki $R_r^s = \sigma T_R^4$ dan foydalanib, $T_R = \sqrt[4]{A_r T}$ dek yozib olinadi, bu yerda $A_r < 1$, $T_R < T$ bo'ladi, jismning haqiqiy temperaturasi uning radiatsion temperaturasidan katta bo'ladi.

2. *Rangli temperatura.* Kulrang jism uchun energetik ravshanlikning spektral zichligi $R_{\lambda t} = A_r r_{\lambda t}$ ko'rinishida. Bu yerda, A_r sonst < 1 bo'ladi. Kulrang jism uchun Vin qonuni qo'llaniladi $T_{\text{rang}} = b/\lambda_{\text{max}}$ va bu rang temperatura deyiladi. Kulrang jism uchun rang temperatura haqiqiy temperatura bilan mos keladi.

3. *Yorqinlik temperaturasi.* Yorqinlik temperatura bu kulrang jismning energetik ravshanligi T_p spektral zichligi ayrim to'liq uzunliklar uchun absolyut qora jismning energetik ravshanlikning spektral zichligi bilan mos kelgan temperaturadir: $r_{\lambda t} = R_{\lambda t}$ bu yerda, T – jismning haqiqiy temperaturasi. Kirxgof bo'yicha kuzatilayotgan jism uchun λ – to'liq uzunlik uchun bo'ladi, $R_{\lambda,t}/A_{\lambda,t}$ yoki $A_{\lambda,t} = R_{\lambda,t}/r_{\lambda,t}$ Jismning yorqinlik temperaturasini aniqlashda asosan yo'qoluvchi ip usulidan keng foydalaniladi.

1.2. Fotoeffekt hodisasi



G.L. Gerts
(1887–1975)

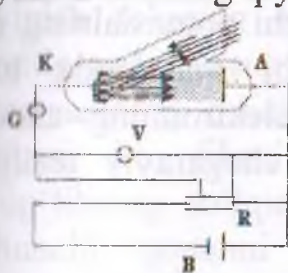
Frank-Gers tajribasi. Nemis fiziklari D. Frank (1882–1964) va G. Gertslar (1887–1914) 1913-yilda to'xtatuvchi potentsiallar usuli bilan gaz atomlari bilan elektronlar to'qnashganda atom energiyasining diskret holda o'zgarishini isbotladilar. Yorug'lik ta'sirida elektronlarning moddalardan ajralib chiqish hodisasi tashqi fotoeffekt deyiladi. Bu hodisani 1887-yilda G. Gerts kashf qilgan

va u 1890-yilda rus fizigi A.Stoletov tomonidan o'rganilgan.

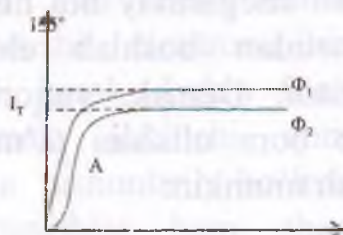
Agar tashqi fotoeffekt asosan o'tkazgichlarda ro'y berishi va ulardagi elektronlarning atom va molekularlarga bog'lanish energiyasi juda kichikligini e'tiborga olsak, elektronlar atomlar va molekularlardan ajralib chiqishiga ishonch hosil qilamiz. Agar atom yoki molekuladan ajratib olingan elektron moddaning ichida erkin elektronlar sifatida qolsa, bunday hodisaga ichki fotoeffekt deyiladi. Ichki fotoeffekt asosan yarim o'tkazgichlarda kuzatilib, 1908-yilda rus fizigi A.Ioffe (1880–1960) tomonidan o'rganilgan. Stoletov tomonidan tashqi fotoeffektning o'rganish tajribasining sxemasi 1.4-rasmda keltirilgan. Vakuumlilikda katod vazifasini bajaruvchi tekshirilayotgan K plastinka va anod vazifasini bajaruvchi A elektrod joylashtirilgan. Katod va anod R qarshilik orqali tok manbayiga ulangan. Elektrodlar orasida kuchlanish (anod kuchlanishi) voltmetr V, zanjirdagi tok esa galvanometr (kichik toklarni o'lchaydigan asbob) G yordamida o'lchanadi. Katod yoritilmagan dastlabki paytda zanjirda tok bo'lmaydi. Chunki katod va anod o'rtasidagi bo'shliqda zaryad tashuvchi zarralar bo'lmaydi. Agar katod shisha, ko'zgi orqali yoritilsa, galvanometr zanjirda tok paydo bo'lganini ko'rsatadi (unga fototok deyiladi). Bunga sabab, katod plastinkasiga tushgan yorug'likning undan elektronlarni (ular fotoelektronlar deyiladi) urib chiqarishi va bu elektronlarning elektr maydon ta'sirida anod tomon batartib harakatining vujudga kelishidir. Potensiometr yordamida anod kuchlanishining qiymati va ishorasini o'zgartirish mumkin. Bu paytda galvanometr tok kuchining mos o'zgarishlarini ko'rsatadi.

Rasmda anod kuchlanishi va fototok orasidagi bog'lanish ko'rsatilgan. Bu bog'lanish fotoeffektning volt-amper xarakteristikasi deyiladi. Undan ko'rinib turibdiki, katod va anod orasidagi kuchlanish ortishi bilan fototokning qiymati ham ortib boradi. Bunga sabab, yorug'lik ta'sirida katoddan urib chiqarilayotgan elektronlarning barchasi anodga yetib borayotganligidir. Bu tokka to'yinish toki (I_0) deyiladi. Shuni ta'kidlash lozimki, to'yinish tokining qiymati katodga tushayotgan

yorug'lik oqimiga bog'liq bo'lib, yorug'lik oqim ko'payishi bilan to'yinish tokining qiymati ham ortadi.



1.4-rasm



1.5-rasm

Fotoeffektning volt-amper xarakteristikasidan ko'rinib turibdiki, anod kuchlanishi nolga teng bo'lganda ham zanjirda tok bo'laverar ekan. (Anod kuchlanishi nolga teng bo'lganda fotoelektronlarni anodga tomon harakatlantiruvchi elektr maydon bo'lmaydi.) Bunga sabab, katoddan urib chiqarilayotgan elektronlarning tashqi ta'sir bo'lmaganda ham anodga yetib olishlari uchun yetarli bo'lgan kinetic energiyaga ega bo'lishlaridir. Bu elektronlarni to'xtatish uchun tormozlovchi kuch bo'lishi kerak. Bunday kuchni vujudga keltirish uchun oldingisiga teskari yo'nalishda kuchlanish qo'yiladi va hosil bo'lgan elektr maydon elektronlarning anodga tomon harakatiga to'sqinlik qiladi. Natijada tormozlovchi kuchlanishning ma'lum qiymatidan boshlab barcha elektronlar to'xtatib qolinadi va zanjirdagi tok nolga teng bo'ladi. Kuchlanishning bu qiymati tutuvchi kuchlanish (U_t) deyiladi. Tutuvchi kuchlanishning qiymatiga qarab chiqayotgan elektronlarning tezligini aniqlash mumkin.

Aytaylik, m massali elektronlar v tezlik bilan chiqayotgan bo'lsin. Unda elektronning kinetik energiyasi $\frac{mv^2}{2}$ ga teng bo'ladi. Ikkinchi tomondan, e zaryadli elektron U_t potentsialli tutuvchi maydondan o'tishi uchun eU_t energiya sarflashi kerak. Agar elektronning kinetik energiyasi tutuvchi maydon energiyasidan katta bo'lsa, ya'ni $\frac{mv^2}{2} > eU_t$, elektron anodga yetib boradi. Aks holda, ya'ni $\frac{mv^2}{2} < eU_t$ bo'lganda, elektron anodga yetolmaydi.

$$\frac{mg^2}{2} = eU_1$$

Hol chegaraviy hol hisoblanadi va tutuvchi potensialning shu qiymatidan boshlab elektron tormozlovchi maydonda tutib qolinadi. Demak, yuqoridagi tenglikdan, elektronning anodga yetib bora olishini ta'minlay olmaydigan chegaraviy tezligini topish mumkin:

$$g = \sqrt{\frac{2eU_1}{m}}$$

Stoletov qonunlari. O'tkazgan juda ko'p nozik tajribalari asosida Stoletov fotoeffektning quyidagi qonunlarini aniqladi.

1. To'yinish fototokining kuchi katodga tushayotgan yorug'lik oqimiga proporsional:

$$I_t = k F_e,$$

ya'ni yorug'lik oqimi qancha katta bo'lsa (intensive bo'lsa), fototok ham shuncha katta bo'ladi. Bu yerda k – katod materialining yorug'likni sezishini xarakterlovchi koeffitisent (1.5-rasm).

2. Fotoelektronlarning kinetik energiyasi tushayotgan yorug'likning chastotasiga to'g'ri proporsional va yorug'lik oqimiga bog'liq emas.

3. Tushayotgan yorug'lik intensivligi qanday bo'lishidan qat'iy nazar, fotoeffekt ma'lum chastotadan (to'lqin uzunligidan) boshlab ro'y bera boshlaydi va bu chastota katodning qanday materialdan yasalganiga bog'liq.



A.G.Stoletov
(1839-1896)

Fotoeffekt hodisasining talqini. Fotoeffekt hodisasini yorug'likning to'lqin xususiyati asosida tushuntirish mumkinmi? Birinchi qonunni tushuntirish mumkin. Chunki katodga tushayotgan yorug'lik metal sirtidagi elektronlarni tebranma harakatga keltiradi. Tebranish amplitudasi esa tushayotgan yorug'lik intensivligiga bog'liq. U qancha katta bo'lsa, elektronning kinetik energiyasi ham shuncha katta bo'ladi va musbat ionlarning tortish kuchlarini yengib, katodni tark etadi. Intensivlik ortishi

bilan katodni tark etuvchi elektronlar soni ham ortadi va demak, to'yinish tokining qiymati ham ortadi. Shu tariqa mulohaza yuritilganda yorug'lik oqimining ortishi elektron kinetik energiyasining ortishi ham olib kelishi kerak. Lekin Stoletov tajribasi bu fikrni tasdiqlaydi. Demak, ikkinchi qonunni yorug'likning to'liq nazariyasi asosida tushuntirib bo'lmaydi. Uchunchi qonunni tushuntirishga urinishlar ham shunday xulosaga keiishni taqoza etadi. U holda fotoeffekt hodisasini yorug'likning qanday tabiati nuqtayi nazaridan tushuntirish mumkin, degan savol tug'uladi.

Stoletov qonunlari haqida chuqur mulohaza yuritgan A.Eynshteyn fotoeffekt hodisasini Plank gipotezasi asosida tushuntirishga qaror qildi. U Plank gipotezasini rivojlantirib, yorug'lik nafaqat chiqarilganda, balki fazoda tarqalganida ham, boshqa moddalar tomonidan yuritilganida ham o'zini fotonlar oqimidek tutadi, degan fikrni bildirdi. Eynshteyn fotoeffekt hodisasini shunday tushuntirdi. Katodga tushayotan foton o'zining $h\nu$ energiyasini elektronga beradi. Agar bu energiya elektronning chiqish ishi A dan katta bo'lsa, elektron katoddan ajralib chiqadi. Lekin anodga yetib borishi uchun $\frac{m\nu^2}{2}$ kinetik energiyaga ham ega bo'lmog'i kerak. Aks holda u yana qaytadan katod moddasida yutilishi mumkin. Shunday qilib, fotoeffekt hodisasini to'y berishi uchun fotonning energiyasi elektronning moddadan ajralib chiqishiga va unga kinetic energiya berishga yetarli bo'lmog'i kerak ya'ni

$$h\nu = A + \frac{m\nu^2}{2},$$

Ushbu ifoda tashqi fotoeffekt uchun Eynshteyn tenglamasi deyiladi va u fotoeffekt hodisasi uchun energiyaning saqlanish va aylanish qonunini ifodalaydi. Eynshteyn o'z mulohazalarida elektron faqat bittagina fotondan energiya oladi, deb hisoblagan.

Fotoeffektning qizil chegarasi. Elektronning metallan chiqish ishi moddaning tabiatiga bog'liq. U turli metallar uchun turli qiymatlar qabul qiladi. Fotonning energiyasi faqat elektronni

moddadan ajratib chiqara olishga, ya'ni chiqish ishini bajarishga yetarli bo'lgan holni qaraylik:

$$h\nu_q = A$$

Agar $\nu = \frac{c}{\lambda}$ ekanligini e'tiborga olsak,

$$\frac{hc}{\lambda_q} = A,$$

bo'ladi. Odatda, bu shart fotonning energiyasi kichik bo'lganda ro'y bergani uchun unga fotoeffektning qizil chegarasi deyiladi. Bunga sabab, ko'zga ko'rinadigan nurlar orasida to'lqin uzunligi eng katta – chastotasi eng kichik va demak, eng kam energiyali foton qizil nurga taaluqli ekanligidir. Aynan shu qizil chegaradan boshlab fotoeffekt hodisasi ro'y bera boshlaydi. Oxirgi ikkita formulalardan quydagi ifodani hosil qilamiz

$$\lambda_q = \frac{hc}{A}$$

Tushayotgan yorug'lik to'lqinini fotoeffekt hodisasi boshlanishni ta'minlay oladigan chegaraviy chastotasi ν_q yoki to'lqin uzunligi λ_q fotoeffektning qizil chegarasi deyiladi.

Stoletov qonunlarining talqini. Endi Eynshteyn tenglamasi yordamida Stoletov qonunlari haqida mulohaza yurutaylik.

1. Agar tushayotgan yorug'lik oqimi qancha katta bo'lsa, undagi fotonlar soni ham shuncha ko'p bo'ladi. Ko'p sondagi fotonlar ko'proq elektronlarni urib chiqaradi va demak, to'yinish tokining qiymati ham katta bo'ladi.

2. Agar elektron bittagina fotondan energiya olar ekan, demak, uning kinetik energiyasi katodga nechta foton tushayotganiga (yorug'lik oqimiga) emas, balki har bir fotonning energiyasiga bog'liq bo'ladi. Shuning uchun faronning energiyasi ya'ni chastotasi otishi bilan elektronning kinetik energiyasi ham ortadi. Boshqacha qilib aytganda fotoelektronlarning kinetic energiyasi tushayotgan yorug'lik chastotasiga to'g'ri proporsional bo'ladi.

3. Fotonning energiyasi chiqish ishiga teng bo'lganidan boshlab fotoeffekt hodisasi ro'y bera boshlaydi. Energiyasi chiqish ishida kichik bo'lgan foton, yorug'lik intensivligi qanday bo'lishidan

qat'iy nazar elektronni metallardan urib chiqara olmaydi va Shuning uchun fotoeffekt ro'y bermaydi. Turli metallar uchun chiqish ishining qiymati turlicha bo'lganligidan, ular uchun fotoeffekt qizil chegarasi ham turlichadir. Yuqoridagi mulohazalar – yorug'lik fotonlar (zarralar) oqimidan iborat, deb qarashini taqozo etadi va Shuning uchun fotoeffekt hodisasi yorug'likning korpuskula nazariyasini tasdiqlovchi jarayon hisoblanadi.

Ichki fotoeffekt. Yorug'lik ta'sirida atom yoki molekuladan ajratib olingan elektron moddaning ichida erkin elektron sifatida qolsa, bunday hodisa ichki fotoeffekt deyilishini qayd etgan edik. Masalan, bu hodisa yarimo'tkazgichda ro'y bersa, fotoelektronlar erkin zaryad tashuvchi zararlari – erkin elektronlar va teshiklar soning ortishiga olib keladi. Boshqacha aytganda, foton valent zonadagi elektronni o'tkazish zonasiga o'tkazadi. Natijada o'tkazish zonasidagi erkin elektronlar va teshiklar soni ortadi, ya'ni yarim o'tkazgichning o'tkazuvchanligi yaxshilanadi. Shuning uchun ichki fotoeffekt fotoo'tkazuvchanlik deyiladi. Shuni ta'kidlash lozimki fotoo'tkazuvchanlik ro'y berishi uchun fotonning energiyasi man qilingan zonaning energiyasidan katta bo'lmog'i kerak aks holda, fotonning energiyasini olgan elektron man qilingan zonadan sakrab o'tmaydi va demak, ichki fotoeffekt hodisasi ro'y bermaydi.

Fotoelement. Fotoeffekt hodisasiga asoslanib ishlovchi qurilmalar-fotoelementlar texnikada juda keng qollaniladi. Ulardan eng ko'p tarqalgani – vakuumli va gaz to'ldirilgan fotoelementlar. Fotoelementning qo'llanilishi. Tasvirni simsiz uzatish (fototelegrafiya) – fotoelement eng ko'p qo'llaniladigan sohalardan biridir. Bunga televideniye yaxshi misol bo'la oladi. Oldin qayd etilganidek, tasvirni elektr signallariga aylantirish ikonoskop deb ataluvchi qurilmada amalgam oshiriladi. Ikonoskop – sirti juda ko'p mitti foto elementlardan iborat asbob ular o'zlariga tushayotgan yorug'likka mos bo'lgan elektron magnit to'lqinlari hosil qiladi va bu to'lqinlar uzoq masofalarga uzatiladi. Antenna yordamida qabul bilingan signallar esa kineskopda qaytadan yorug'lik signaliga ya'ni tasvirga

aylantiriladi. Fotoelement yordamida ishlovchi fotorelelar sanovchi avtomatik ravishda turli mexanizmlarni ishga tushuruvchi va nazorat qiluvchi qurilmalarini asosini tashkil qiladi. Fotorele – yorug‘lik tushganda yoki yorug‘lik tushishi to‘xtaganda ishga tushishi mumkin. Fotorele – zamonaviy robotlarning sezish qurilmalaridan (ko‘zidan) tortib, metrolarga kirishi nazorat qiluvchi qurilmalarigacha shaxar ko‘chalarning yoritish sistemasi, suv yo‘llari mayoqlarni ishga tushurishdan tortib, detallarning shakli va rangiga qarab ajratishgacha bo‘lgan vazifani bajaruvchi qurilmalarning asosini tashkil qiladi.

Fotoqarshilik. Fotoqarshilik ichki fotoeffektga asosan ishlaydigan asbob hisoblanadi. Fotoqarshilik deb, qarshiligi unga tushayotgan yorug‘lik intensivligiga bog‘liq bo‘lgan yarimo‘tkazgichli qurilmaga aytiladi. Uning ish prinsipini tushunish uchun yarim o‘tkazgichni ish prinsipini tahlil qilaylik. Shuni ta’kidlash lozimki, yoritilmagan (yorug‘likdan to‘silgan) yarimo‘tkazgichga ham ma’lum miqdordagi erkin elektronlar mavjud bo‘ladi va ular yarimo‘tkazgichni xususiy o‘tkazuvchanligini hosil qiladi. Agar yarimo‘tkazgichda kuchlanish qo‘yilsa, unda elektron toki vujudga keladi va bu tok xususiy tok (I_x) deyiladi. Agar yarimo‘tkazgich yoritilsa qo‘shimcha elektronlar va teshiklar vujudga kelib, uni o‘tkazuvchanligi yaxshilanadi va zanjirdagi tok I_{y0} yorug‘lik tokigacha ortadi. Yorug‘lik toki va xususiy toklarning farqi: $I = I_{y0} - I_x$ – fototok deyiladi. Fotoqarshilik tovushli kinoda, televideniya, telemexaniklarda, avtomexanikada signal beruvchi (xabar beruchi) vosita sifatida ishlatiladi.

Fotoelektr yurutuvchi kuch. Ichki fotoeffekt prinsipiga asosan ishlaydigan qurilmalarning eng katta tarqalgani fotoelektr yurutuvchi kuch vujudga keladigan qurilmalardir. Ba’zan ularga fotogalvanlik elementlar ham deyiladi. Foto – EYKning vujudga kelishi ancha soda. Aytaylikki yarimo‘tkazgichning bir bo‘lagi toritilayotgan bo‘lsin. Tushayotgan yorug‘lik qo‘shimcha zaryad tushuvchilarni (elektronlarni va teshiklarni) vujudga keltiradi. Natijada yarimo‘tkazgichning yoritilgan qismida zaryad

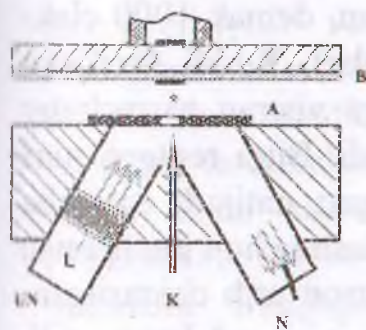
tashuvchilarning soni ko'p, yoritilmagan qismida kam bo'lib qoladi. Bu esa yarimo'tkazgichning har ikkala qismi orasida elektr yurutuvchi kuch vujudga kelishiga sabab bo'ladi. Bunday EYK diffusion foto – EYK deyiladi.

To'siqli fotogalvanik elementlar. Foto – EYK vujudga keluvchi elementlarda metal va yarimo'tkazgich yoki p va n tipidagi yarimo'tkazgichlar orasida bir tomonlama o'tkazish xususiyatiga ega bo'lgan to'suvchi qatlam vujudga keltiriladi. Bu jarayonni tasavvur qilish uchun quyidagicha tahlil qilaylik.

Elektrod vazifasini o'tovchi metal plastinka M ga yarimo'tkazgichning yupqa qatlami (p) qoplangan. O'z navbatida, bu qatlam elektrod vazifasini bajaruvchi yupqa metall qatlami bilan qoplangan. Elektrodlar bir-birlariga galvanometer (G) orqali ulangan. Endi yarimo'tkazgich elektrodlarda vujudga kelgan razryad nurlanishi orqali yoritilsin. Unda p qatlamda ichki fotoeffekt natijasida erkin elektronlar vujudga keladi. Bu elektronlar betartib harakat qilib M qatlamga o'tadi. Metall – yarimo'tkazgich chegarasida hosil bo'lgan to'suvchi qatlam esa teshiklarning o'tishiga to'sqinlik qiladi. Natijada metall qatlami M da ortiqcha elektronlar, yarimo'tkazgich qatlami p da esa ortiqcha teshiklar hosil bo'ladi.

Boshqacha aytganda, to'siqning mavjudligi ikki qatlam orasida foto-EYKning vujudga kelishiga olib keladi. Agar zanjir yopiq bo'lsa, unda tok oqadi va buni galvanometr yordamida ko'ramiz. Shunday qilib, to'siqli fotogalvanik element – yorug'lik energiyasini bevosita elektr energiyasiga aylantirib bera oladigan qurilma. Bu quyosh energiyasini elektr energiyasiga aylantirib bera oladigan qurilma yasashga

imkon beradi. Ularning hech qanday tok manbayisiz ham ishlay olishi yanada katta imkoniyatlar tug'diradi. Ayniqsa, p-n tipidagi to'siqli galvanik elementlarning unumdorligi ancha yuqori bo'lib, 10 % ni tashkil qiladi. Hozirgi paytda bunday tipdagi elementlar



1.6-rasm

kosmik kemalarning quyosh batareyalarida juda ko'p qo'llaniladi. Toshkent viloyatining Parkent tumanida faoiyat ko'rsatayotgan, quvvatli 1000 kW bo'lgan katta quyosh sandoni ham fotogalvanik elementlar majmuasidan iborat. Vatanimizning serquyosh yurt ekanligi shu usul bilan elektr energiya hosil qilishning katta istiqbolga ega ekanligini ko'rsatadi.

1.3. Yorug'likning kvant tabiati

Issiqlik nurlanish qonunlari va fotoelektrik effekt yorug'likning kvant tabiati haqida juda ko'p inkor qilish mumkin bo'lmaydigan ma'lumotlar berdi. Quyida biz fotonlarning mavjudligini ko'rsatadigan tajribalardan ba'zilarini keltiramiz.

A.F.Ioffe va N.I. Dobronravov tajribasida rentgen nurlari yordamida vujudga keltirilgan fotoeffekt kuzatilgan. Qalin ebonit plastinkasida bo'shliq vujudga keltirilgan, undagi gaz ma'lum trubka yordamida so'rib olingan. Bu bo'shliq rentgen trubkasi rolini o'ynaydi. Bo'shliqdagi alyumin simga nur tushib undan elektronlarni urib chiqargan, elektronlar bo'shliqdan tashqaridagi plastinkaga tushgan. A plastinka bilan alyumin sim orasidagi kuchlanish 12000 volt bo'lgan. Shunday sust yorug'lik bilan yoritilganki har sekunda 1000 ta fotoelektron urib chiqarilgan xolos. Bu elektronlar katta elektr maydonida tezlashib, B plastinkaga urilishi natijasida rentgen nuri chiqargan, demak 1000 elektron 1000 ta rentgen nuri chiqargan (impulsi). Xuddi Melliken tajribasidagidek A va B plastinkalar orasiga vismut zarrachalar kiritilib, u muvozanat holatida ushlab turiladi. Bitta rentgen nuri (impulsi), tushib bitta elektronni urib chiqargan, natijada zarracha yengillashib pastga tusha boshlagan, uni ushlab uchun kuchlanish oshirilgan va h.k. Har 30 minutda bitta elektron urib chiqarilgan. Demak, rentgen nuri oqimidan bazi birlarigina elektron urib chiqara olgan xolos. Tajriba natijasiga asosan:

1. Rentgen nuri oqimidan elektron faqat qat'iy energiyaga ega bo'lganinigina yutadi, demak har qanday energiyani yutmaydi.

2. Rentgen nuri energiyasi bir necha ming elektronni urib chiqarishga yetarli bo'lsada, faqat bitta elektron tomonidan

yutiladi. Hisoblash ko'rsatadiki, rentgen fotoni energiyasini erkin elektron yutadi yoki atom bilan sust bog'langan elektron yutib atom ta'siridan butunlay chiqib ketadi.

$$\varepsilon = h\nu = hc/\lambda = 6,62 \cdot 10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10} / 10^{-8} \cdot 1,6 \cdot 10^{-12} \approx 1,25 \cdot 10^4 \text{ ev} = 2 \cdot 10^{-15} \text{ j.}$$

Chunki hammasi bo'lib 1–10 ev. energiya elektronni atom ta'siridan chiqishga yetarli. Shunday qilib, rentgen nuri ma'lum nisbatan katta energiyaga ega bo'lgan fotonlardan iboratdir. Eynshteyn nazariyasiga asosan har qanday harakatdagi jism energiyasi uning tezligiga bog'liqdir:

$$E = mc^2$$

Kvant nazariyasiga asosan yorug'lik fotoni energiyasi uning tebranish chastotasiga bog'liqdir:

$$E = h\nu$$

Fotonning impulsi

$$p = \frac{h\nu}{c},$$

Yorug'lik fotoni to'lqin uzunligi uning tezligiga bog'liq. Shuningdek, bu formuladan shunday xulosa kelib chiqadiki, har qanday ma'lum tezlikda harakat qilayotgan zarracha, shu tezlikga bog'liq bo'lgan to'lqin uzunlikda tebranma harakat qiladi. Yorug'lik dualizmi vujudga keladi. Yorug'likning difraksiyasi, interferensiyasi va qutblanishi uning to'lqin xossasi bilan tushuntirilsa, fotoelektrik effekt hodisasi esa uning kvant xossasi bilan tushuntiriladi. Yorug'lik to'lqin va zarra xossasiga egadir. Agar bu tushunchani boshqa harakatdagi zarralarga ham tadbiiq etsak, unda ularning tezligiga bog'liq ravishda tebranish chastotasini topish mumkin. Faqat makroskopik jismlar tezligi yorug'lik tezligiga nisbatan juda kichik bo'lganligi uchun tebranish chastotasi ham kichik ya'ni to'lqin uzunligi juda kattadir. Nyutonning korpuskulyar nazariyasi hamda Gyugensning to'lqin nazariyasi o'sha davrlardayoq yorug'lik dualizmini ko'rsatgan ekan.

«Chorak to'lqinli» slyuda (ikki optik o'qli kristall) o'ziga tushgan aylana bo'ylab qutblangan yorug'likni chiziqli qutblangan

yorug'lik dastasiga aylantiradi. Shu payt plastinka yorug'lik dastasidan ma'lum miqdorda harakat miqdorini olib qoladi (Poyting, 1909-y.). Shu kamaygan harakat miqdori momentini tajribada aniqlash uchun «chorak to'lqinli plastinka»ni gorizontol holatda og'irlik markazidan o'tuvchi o'q bo'ylab ipga shunday osib qo'yiladiki, natijada u bernalol tebrana oladi.

Korpuskulyar nazariyaga asosan har bir foton $h/2\pi$ ga teng harakat miqdoriga ega bo'ladi. O'ngga aylanma qutblangan yorug'lik dastasi, faqat shunday fotonlardan tashkil topgan bo'ladiki, ularning harakat miqdori momenti vektori yorug'lik tarqalish yo'nalishiga parallel bo'ladi, chap aylana bo'ylab qutblangan yorug'lik dastasining harakat miqdori momentining vektori esa yorug'likning tarqalish yo'nalishiga teskari(anti) parallel bo'ladi.

Vakuumba yorug'lik to'lqinlari qat'iy ko'ndalangdir. Shuning uchun ham fotonning harakat miqdori momenti vektori, fotonning tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar tashkil etuvchiga ega bo'ladi.

Chiziqli qutblangan yorug'lik dastasida, yorug'likning tarqalish yo'nalishiga parallel bo'lgan harakat miqdori momenti vektoriga ega bo'lgan fotonlar soni, shu yo'nalishga antiparallellariga teng. Tushuntiraylik: yorug'likning to'lqin xossasiga asosan har qanday chiziqli qutblangan yorug'lik dastasi chap va o'ng aylana bo'yicha qutblanganlar birikishidan iborat bo'ladi. Ellips bo'yicha qutblangan nur dastasi esa, aylana va chiziqli qutblanganlar oralig'ida bo'ladi, bunday holda fotonlarning harakat miqdori momenti vektori, mumkin bo'lgan holatlarning ustunrog'i bo'ladi. Yorug'likning to'lqin xossasida yorug'likning chiziqli qutblanishidan korpuskulyar xossasida esa aylana bo'ylab qutblanishidan kelib chiqadi.

Aylana bo'ylab qutblangan yorug'lik jismga bergan harakat miqdori momentini mexanikaviy o'lchashlar natijasi ko'rsatadiki, birgina foton uchun qaralganda bir (10) tartib aniqligida o'lchash imkonini beradi.

Yuqorida keltirilgan $h/2\pi = \hbar$ miqdor qimmatli spektroskopik tahlil qoidasidan boshqacha yo'llar bilan topilgan. Har bir energetik sathlar sxemasida har bir sath zinachasi S, P va D harflari bilan belgilangan hamda pastdan-o'ng tomonida raqamli indekslar bilan ham belgilangan. Bu sonlar elektronning ichki kvant j – sonini ko'rsatadi. U elektronning to'la kvant sonini ko'rsatadi va spin hamda orbital kvant sonlarining yig'indisidan iborat. U , $h/2\pi$ – elementar momentga nisbatan butun miqdordir. Optik elektronning har qanday ikki energetik sathlari orasidan o'tishlarida nurlanish yoki yutilish sodir bo'ladi va j – kvant soni, qoida bo'yicha birlikka o'zgaradi. Harakat miqdorining saqlanish qonuniga asosan, har bir yutulayotgan yoki nurlanayotgan yorug'lik kvanti, o'zi bilan $h/2\pi$ ga teng harakat miqdori olib keladi yoki olib ketadi. Bu qoidadan chetlanish vaqtlarida boshqa bir mexanizm sodir bo'lgan bo'ladi.

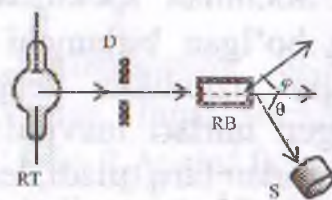
Kompton tajribasi



A.K.Kompton
(1892–1962)

1922–23 yillarda A.Kompton rentgen nurlarining bir qator moddalarda sochilishini kuzatdi. Tajriba qurilmasi 1.6-rasmda tasvirlangan. 20 keV energiyaga ega bo'lgan rentgen nurlari rentgen trubkasining molibdendan yasalgan antikatodida hosil qilinadi. Hosil qilingan rentgen nuri kollimator va tirqishlar yordamida sochuvchi modda grafitiga yo'naltiriladi. Kollimator bir xil to'lqin

uzunlikdagi (λ_0) nurlarni ajratadi, tirqish esa keraksiz nurlarni nishonga o'tkazmaydi. Grafitdan sochilgan nurlar spektrometrdan qayd qilinadi. Spektrografni asosiy elementlari tajriba vaqtida tebranuvchi K kristalldan va fotoplastinka FP dan iborat. Plastinkadagi qorayish chiziqlarini o'rniga qarab siljish burchagi φ aniqlanadi. Sochilgan nurlarni to'lqin uzunligi λ Bregg Vulfning $d \sin \varphi = n \lambda$, $n=1,2,3,\dots$ formulasi



1.7-rasm

bilan hisoblanadi, bunda d -kristall doimiyligi, n -qaytgan nurlarning maksimumlarining tartibi.

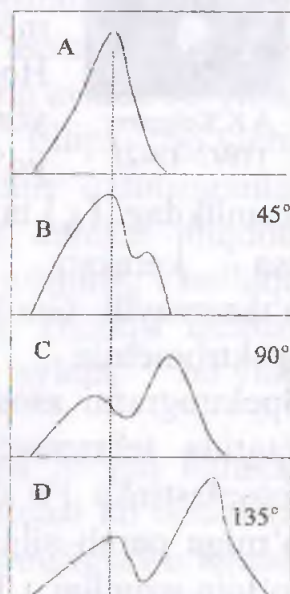
Spektrometr tushuvchi nurga nisbatan θ burchak ostida o'rnatilgan. Uni yoki sochuvchi moddani turli holatda joylashtirish bilan sochilish burchagi o'zgartiriladi. 1.6-rasmda grafitda sochilgan rentgen nurlarining spektri φ bo'yicha tasvirlangan (λ to'liq uzunlik φ ga proporsional o'zgaradi). x o'qida φ burchakning qiymatlari joylashtirilgan. y o'qi esa sochilish spektrining intensivlik qiymatlariga sozlangan. 1.7-rasmda tasvirlangan grafiklardagi sochilish spektrining intensivligi ikkita maksimumdan iborat. Ordinata o'qiga yaqin bo'lgan nur spektrining maksimumi siljimagan komponenta deyiladi, chunki barcha siljish burchaklari uchun u bitta siljish burchagi ya'ni bitta to'liq uzunlikka ega. Odatda bu komponentaga birlamchi nurlanish spektri ham deyiladi. o'ngda joylashgan maksimumdan iborat egrilikli sochilish spektrining siljigan komponentasi deyiladi, chunki u sochilish burchaklariga mos ravishda katta to'liq uzunliklar ω to'g'ri keladi. 1.7-rasmdagi A grafik $\lambda_0 = 0,71 \text{ \AA}$ teng bo'lgan birlamchi nurlanishni xarakterlaydi. V, S, D grafiklarda esa $\theta = 45^\circ, 90^\circ$ va 135° dan sochilish burchaklari uchun sochilish spektrini intensivligi keltirilgan.

Rasmdagi grafiklarni manzarasiga qarab kompton tajribasiga quyidagi natijalar berish mumkin:

1. Sochilish spektrida λ_0 to'liq uzunlikka teng bo'lgan birlamchi rentgen nurlari va λ -to'liq uzunlikka teng bo'lgan ikkilamchi rentgen nurlari mavjud. Bu to'liq uzunliklar bir-biridan farq qiladi, lekin miqdorlari yaqin.

2. λ -to'liq uzunlik doimo λ_0 to'liq uzunlikdan katta, ya'ni $\lambda > \lambda_0$, aksincha $\omega < \omega_0$.

3. Sochilish burchagi θ ni ortishi bilan siljimagan komponentaning intensivligi kamayadi, aksincha siljigan komponentaning intensivli esa oshadi.



1.8-rasm

4. Siljigan nurning to'liqin uzunligi sochilish burchagi θ ga bog'liq, biroq sochuvchi moddaning tabiatiga bog'liq emas.

Qizig'i shundaki litiy elementida qilingan tajribada sochilgan nurlanish spektrida faqat siljimagan komponenta kuzatiladi. Og'ir element misda esa siljigan komponentaning intensivligi siljimagan komponentaning intensivligidan uncha katta emas. $\Delta\lambda$ yoki ikkilamchi nurning to'liqin uzunligi moddaning tabiatiga bog'liq emas. Bu tasdiq rentgen nurlari nishonning atomlarida emas balki uning elektronlarida sochilishidan darak beradi.

Yengil elementlar (grafit, litiy va h.k) ning atomlarida tashqi elektronlarning yadro bilan bog'lanish energiyasi (ionlashish energiyasi) 10eV atrofida. Bu energiya unga tushayotgan rentgen nurini energiyasi ($\sim 20\text{keV}$) dan 10^3 tartibida kichkina. Elektronning tinchlikdagi energiyasi $m_0 c^2 = 0,511\text{MeV}$, bu esa o'z navbatida rentgen nurini energiyasidan nihoyatda katta, bu holda elektronlarning nishondagi harakati norelektivistik harakat bo'ladi va sochilishni ham norelektivistik deb qarash mumkin. Sochilish spektridagi siljimagan komponentani tabiati nishon atomlaridagi ichki elektronlariga bog'liq. Ichki elektronlarni yadro bilan bog'lanish energiyasi nihoyatda katta bo'lgani uchun, tushayotgan nur uni tebratmaydi, lekin elektronlar erkin emas. Shuning uchun sochilish jarayoni butun nishon bo'ylab ro'y beradi. Sochilmagan komponenta paydo bo'lishiga sabab, sochilishning barcha atomlarda bo'lishi, ya'ni ichki elektronlar spektrda siljish komponentasini bermaydi.

Tajribalar $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ farq tushuvchi nurlanishning to'liqin uzunligi λ , sochuvchi jismga bog'liq bo'lmay, faqat sochilish burchagi θ ga bog'liqligini ko'rsatdi: $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2 \Lambda_c \sin^2 \theta/2$

bu yerdagi Λ_c kompton doimiysi deb ataladi va $\Lambda_c = 2,41 \cdot 10^{-12}$ m ga teng. 3.10-rasmda ko'rsatilgan D_1 , D_2 diafragmalardan o'tgan ingichka rentgen nurlari K_r kristallga tushadi. Sochilgan nurlanishni S_n – spektrograf yordamida tekshirish mumkin. Nurlanish yo'nalishda ($\theta=0$) λ o'zgarmaydi, boshqa yo'nalishlarda $\Delta\lambda \sim \sin^2 \theta/2$.

Shunday qilib, Kompton effekti deb nurlanish (rentgen, γ – nurlanish) moddaning erkin elektronlarida sochilishi natijasida to‘lqin uzunligining ortishiga aytiladi. To‘lqin nazariya nuqtai nazaridan bu hodisani tushintirib bo‘lmaydi. Elektron yorug‘lik to‘lqini ta’sirida shu to‘lqin chastotasiga teng chastota bilan tebranishi va shu chastotaga teng to‘lqin nurlantirishi kerak.

Kvant nuqtai nazariga ko‘ra rentgen fotonlarining kristall elektronlari bilan ta’sirlashganda yuqoridagi ifoda hosil bo‘ladi bunda $\Lambda_c = h/m_0c$. hisob-kitoblar Λ_c uchun yuqoridagi son qiymatini beradi.

1.4. Yorug‘likning tabiati. Eynshteynning fotonlar nazariyasi

Ossillyatorlarni kvantlash haqidagi Plank g‘oyasi absolyut qora jismning nurlanish muammosini to‘la-to‘kis hal qildi va jismlarning nurlanish energiyasini yutish va chiqarish jarayoni uzlukli ravishda yuz berishini ko‘rsatdi. Klassik fizika tasavvurida yechim bo‘lmaydigan masala hal qilindi, bu esa fan tarixida buyuk burilish edi. Lekin Plank o‘z g‘oyasini elektromagnit nurlanishiga qo‘llamadi. Nurlanishning tarqalish jarayonlari, yorug‘likning tabiati haqidagi muammolar hali ham klassik nazariya qonuniyati asosida tushuntirilar edi. Uzlukli kattaliklar tushunchasi, ya’ni Plank g‘oyasi elektrodinamika nazariyasiga hali kirib kelgani yo‘q edi.

1905-yilda Albert Eynshteyn Plank ossillyatorini kvantlash g‘oyasini yanada olg‘a surib, elektromagnit nurlanishga tatbiq edi. Plank formulasi energiya bo‘yicha o‘rtacha taqsimot beradi. Nurlanish energiyasi zichligini fluktuatsiyani chuqur tahlil qilgan Eynshteyn kvant xususiyat umuman yorug‘likka tegishli xususiyat degan xulosaga keldi. Eynshteynning yorug‘lik kvantlari haqidagi yangi gipotezasiga ko‘ra monoxromatik yorug‘lik dastasi $h\nu$ energiyaga va yorug‘lik tezligida harakat qiluvchi kvantlardan korpuskula-fotonlardan iboratdir. (Foton atamasi 1926-yilda D. Lyuis tomonidan



A. Eynshteyn
(1879-1955)

kiritilgan. 1927-yilda elektronlar va fotonlar mavzusiga bag'ishlangan Solovev kongressida yorug'lik zarrasiga rasmiy ravishda foton ismi beriladi). Eynshteyn gipotezasiga ko'ra Plank ossillyatori yorug'lik kvantini chiqarish yoki yutish hisobiga o'z energiyasini o'zgartiradi. Foton zarra bo'lganligi sababli u energiya E ga ega bo'lishi bilan birga $p = \frac{E}{c}$ impulsga ega bo'lishi zarurligini Eynshteyn angladi. \vec{k} – to'lqin vektori tushunchasini kiritaylik. To'lqin vektorning komponentlari $k_x = \frac{2\pi}{\lambda} \cos \alpha$, $k_y = \frac{2\pi}{\lambda} \cos \beta$, $k_z = \frac{2\pi}{\lambda} \cos \gamma$ ga teng, bunda λ – to'lqin uzunlik, $\cos \alpha, \cos \beta, \cos \gamma$ yorug'lik to'lqiniga normal bo'lgan yo'naltiruvchi kosinuslar. Bu holda yorug'lik impulsini vektor ko'rinishda yozish mumkin: $\vec{p} = \hbar \vec{k}$. Shunday qilib, Eynshteynning foton nazariyasiga ko'ra ikkita formula hosil qilamiz:

$$E = h\nu = \hbar\omega, \text{ bunda } \hbar = \frac{h}{2\pi} \quad (1.1)$$

$$\vec{p} = \hbar \vec{k} \quad (1.2)$$

(1.1) va (1.2) formulalar yorug'likni kvant nazariyasining asosiy tenglamalari deyiladi. Bu tenglamalar yorug'lik kvanti energiyasi E va impulsini p ni yassi monoxromatik to'lqinning chastotasi va to'lqin uzunligi bilan bog'laydi. Shunday qilib yorug'lik tabiatiga aniqlik kiritildi. Elektromagnit maydonning kvantlari bu fotonlardir. Fotonning tinchlikdagi massasi nolga teng. Fotonning tinchlikdagi massasi degan tushuncha ma'noga ega emas, ya'ni foton faqat harakatda mavjuddir. Yorug'likning kvant nazariyasiga ko'ra yorug'likni (elektromagnit nurlanishni) $\hbar\omega$ energiyaga va $\hbar\vec{k}$ impulsiga ega bo'lgan zarralardan (fotonlardan) tashkil topgan gaz sifatida tasavvur qilish mumkin. Lekin yorug'likning kvant nazariyasini ma'nosi yanada chuqurroq bo'lib, yorug'likni moddalar bilan o'zaro ta'sirini energiya va impulsni saqlash qonunlari orqali ifodalashdir. Yorug'lik va mikrosistemalar (elektron, atom, molekula va h.k) orasida bo'ladigan energiya va impuls almashuvi bir kvantni paydo bo'lishi va ikkinchi boshqa yorug'lik kvantini yo'qolishi hisobiga bo'ladi. Bu fikr yorug'lik bilan o'zaro ta'sirda bo'lgan sistemalar

uchun energiya va impulsning saqlanish qonunlarini formulasi yozishga imkoniyat beradi. Natijada klassik fizikada jismlarning to'qnashish jarayonlari uchun yoziladigan saqlanish qonunlariga o'xshagan saqlanish qonunlarini foton va mikrosistemalar uchun ham yozsa bo'ladi va bu o'z navbatida mikromasshtabda fizikaviy kattaliklarni miqdorini hisoblash matematikasini beradi.

Foton bilan elektronning to'qnashish (o'zaro ta'sir) jarayoni uchun energiya va impulsning saqlanish qonunini ko'raylik.

Foton va elektrondan tashkil topgan sistemani to'qnashguncha bo'lgan energiyasi va impulsini E va \vec{p} , to'qnashish sodir bo'lgandan so'ng sistemaning energiyasi va impulsini E_1 va \vec{p}_1 deylik. $\hbar\omega$ va $\hbar\vec{k}$ yorug'lik kvantining to'qnashguncha energiyasi va impulsi, to'qnashish ro'y bergandan keyin yorug'lik kvantining energiyasi va impulsi $\hbar\omega_1$ va $\hbar\vec{k}_1$ bo'lsin.

Endi to'qnashish so'ziga aniq ma'no beramiz. Foton va elektronning o'zaro ta'siri natijasida chastotasi ω va \vec{k} yo'nalishdagi elektromagnit to'lqinning energiyasi va impulsi mos ravishda $\hbar\omega$ va $\hbar\vec{k}$ ga (yorug'lik kvanti yo'qoldi) kamaydi, ω_1 chastotaga va \vec{k}_1 yo'nalishdagi boshqa elektromagnit to'lqinining energiyasi va impulsi $\hbar\omega_1$ va $\hbar\vec{k}_1$ ga ortdi (yorug'lik kvanti paydo bo'ldi). Bu holni matematika nuqtai nazaridan quyidagicha yozish mumkin:

$$\hbar\omega + E = \hbar\omega_1 + E_1 \quad (1.3)$$

$$\hbar\vec{k} + \vec{p} = \hbar\vec{k}_1 + \vec{p}_1 \quad (1.4)$$

(1.3) va (1.4) formulalar fotonlar bilan mikrozaralarning o'zaro ta'sirini xarakterlaydigan saqlanish qonunlaridir. Kvant nazariyada ushbu energiya va impulsni saqlanish qonunlari yorug'lik va moddalar orasidagi bo'ladigan jarayonlarni miqdoriy hisoblashga imkon beradigan universal tenglamalardir. (1.3) va (1.4) ko'rinishdagi energiya va impulsini saqlanish qonunlarini klassik fizika tasavvurida to'rib talqin qilib bo'lmaydi. Bu tenglamalar matematik ko'rinishi jihatidan klassik fizikadagi energiya va impulsning saqlanish qonunlarga o'xshagan bo'lsa

ham, ularning fizik ma'nosi yorug'likni to'liqin tasavvuriga ham, korpuskulyar tasavvurga ham ziddir.

Mexanikada qo'llaniladigan energiyaning saqlanish qonunida kinetik energiya K ning bilan qiymati v tezlik (ω emas) belgilanadi. Mexanik to'qnashishda, to'qnashgandan so'ng zarralarning tezligi o'zgaradi, bizning (1.3)da tezlik o'zgarmaydi. To'liqin nazariyaga ko'ra to'liqin maydonining energiyasi K to'liqinni ω chastotasi bilan emas, balki shu maydonni hosil qiluvchi to'liqin amplitudasi bilan aniqlanadi. Lekin ikkinchi tomondan chastota bilan amplitudani bir-biriga bog'laydigan formulani biz bilmaymiz. Ko'rib turibsizki, yuzaki mulohazalar ham (1.3) va (1.4) qonuniyatlarni klassik qonuniyatlarga zid ekanligini ko'rsatadi. (1.3) va (1.4) saqlanish qonunlari yorug'likni ikkiyoqlama xususiyati to'liqin va korpuskulyar xossalarni inobatga olgan tenglamalar bo'lib, uning tasavvuri klassik fizikaning tasavvuriga nisbatan boyroqdir. Hozirgi zamon elektromagnit maydonni kvant nazariyasi yorug'likni shu ikki tomonini hisobga oladi.

1.5. Fotonlar. Elektron-pozitron juftligi va anniglyasiyasi

Foton tom ma'noda relyativistik zarra; u doimo yorug'lik tezligida harakat qiladi. Shuning uchun fotonning massasi, impulsi va energiyasi maxsus nisbiylik nazariyasining formulalari yordamida hisoblanishi kerak. Maxsus nisbiylik nazariyasiga ko'ra istalgan zarraning massasi

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (1.5)$$

formula bilan topiladi. Foton uchun $v=c$. Bu holda (1.5) formulani maxraji nolga aylanadi. Bundan chiqadiki fotonning tinchlikdagi massasi nolga teng bo'lishi yoki uning energiyasi $E = mc^2$ cheksizga teng bo'lishi kerak edi. Foton doim harakatda, u hech qachon tinch holatda bo'lmaydi. $m_0 = 0$ da fotonning impulsi

$$E^2 = p^2 c^2 + m_0^2 c^4 \quad (1.6)$$

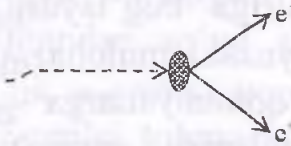
formulaga ko'ra

$$p = \frac{E}{c} \quad (1.7)$$

bilan aniqlanadi. $E = h\nu$ bo'lgani uchun fotonning impulsi to'liq uzunlik bilan

$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad (1.8)$$

munosabat orqali bog'langan. Foton energiyasiga ega bo'lgani uchun, bu energiya massaga aylanishi mumkin. Bu hodisa pozitron va elektron tug'ilishi jarayonida (1.8-rasm) ro'y beradi. Pozitron 1932-yilda S.Anderson tomonidan kashf qilingan. So'ng



1.9-rasm

radioaktiv yadrolarning yemirilishida pozitron hosil bo'lishi kuzatilgan. Masalan, fosforning radioaktiv izotopizorni yemirilishida pozitronlar kuzatiladi. Katta energiyadagi γ -nurlar moddadan o'tganda ham pozitron paydo bo'ladi. Yadroning elektr maydonida γ -kvantlar elektron-pozitron juftligini hosil qiladi. Aksincha pozitron elektron bilan to'qnashganda, ikkala zarra ham yo'qolib (anniglyasiyalanib) ularning o'rniga energiyasi, ularning energiyasiga teng bo'lgan fotonlar paydo bo'ladi.

Moddalarni pozitron bilan nurlantirganda anniglyasiya hodisasi sodir bo'ladi. Anniglyasiya jarayoni uchun

$$e^+ + e^- = n\gamma \quad (1.9)$$

reaksiyani yozish mumkin; bunda γ - foton, n - fotonlar soni.

Anniglyasiya paytida ikkitadan ortiq ($n \geq 2$) foton hosil bo'ladi, chunki bitta foton uchun energiya va impulsning saqlanish qonuni bajarilmaydi. (Elektron va pozitron to'qnashish momentida teng turgan bo'lsalar, u holda sistemaning dastlabki holatdagi impulsi nolga teng. Impulsning saqlanish qonuniga ko'ra sistemaning to'qnashgandan keyingi holatining impulsi ham nolga teng bo'lishi kerak; yagona foton uchun impulsning saqlanish qonuni bajarilmaydi). Shunga ko'ra ikkala foton ham bir xil miqdordagi impulsga ega bo'lishi, yo'nalishi esa qarama-qarshi bo'lishi kerak. Bundan bu fotonlarning energiyalari ham, chastotalari ham tengligi kelib chiqadi.

Fotonning chastotasini ω desak, energiyaning saqlanish qonuniga ko'ra

$$2 h\omega = 2 \text{ ts}^2 \quad \text{yoki} \quad \lambda = \frac{2 \pi c}{\omega} = \frac{\lambda}{\text{ts}} \quad (1.10)$$

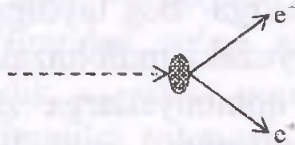
Fotonning to'liqin uzunligi $\frac{h}{mc} = 0,0243 \text{ \AA} = 0,0243 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ Elektron-pozitron anniglyasiyasi jarayonida paydo bo'lgan fotonlarning to'liqin energiyasi $0,0243 \text{ \AA}$ bo'lib, u kompton to'liqin uzunligiga teng. Fotonning bunday to'liqin uzunligiga to'g'ri kelgan foton energiyasi $mc^2 = 0,511 \text{ MeB}$. Bu energiya eksperimentda kuzatiladi. Keyingi ma'ruzamizda Eynshteynning saqlanish qonunlarini fotoeffekt va Kompton effektlari uchun tatbiq etamiz va yana bir bor yorug'likni kvantlardan tashkil topgan degan tasavvurni nihoyatda to'g'ri ekanligi va bu hodisalarda ham h sonini uchrashi, bu sonini fundamental ekanligidan darak berishi haqida to'xtalamiz.

$$p = \frac{E}{c} \quad (1.7)$$

bilan aniqlanadi. $E = h\nu$ bo'lgani uchun fotonning impulsi to'liq uzunlik bilan

$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad (1.8)$$

munosabat orqali bog'langan. Foton energiyasiga ega bo'lgani uchun, bu energiya massaga aylanishi mumkin. Bu hodisa pozitron va elektron tug'ilishi jarayonida (1.8-rasm) ro'y beradi. Pozitron 1932-yilda S.Anderson tomonidan kashf qilingan. So'ng



1.9-rasm

radioaktiv yadrolarning yemirilishida pozitron hosil bo'lishi kuzatilgan. Masalan, fosforning radioaktiv izotopizorni yemirilishida pozitronlar kuzatiladi. Katta energiyadagi γ -nurlar moddadan o'tganda ham pozitron paydo bo'ladi. Yadroning elektr maydonida γ -kvantlar elektron-pozitron juftligini hosil qiladi. Aksincha pozitron elektron bilan to'qnashganda, ikkala zarra ham yo'qolib (anniglyasiyalanib) ularning o'rniga energiyasi, ularning energiyasiga teng bo'lgan fotonlar paydo bo'ladi.

Moddalarni pozitron bilan nurlantirganda anniglyasiya hodisasi sodir bo'ladi. Anniglyasiya jarayoni uchun

$$e^+ + e^- = n\gamma \quad (1.9)$$

reaksiyani yozish mumkin; bunda γ – foton, n – fotonlar soni. Anniglyasiya paytida ikkitadan ortiq ($n \geq 2$) foton hosil bo'ladi, chunki bitta foton uchun energiya va impulsning saqlanish qonuni bajarilmaydi. (Elektron va pozitron to'qnashish momentida teng turgan bo'lsalar, u holda sistemaning dastlabki holatdagi impulsi nolga teng. Impulsning saqlanish qonuniga ko'ra sistemaning to'qnashgandan keyingi holatining impulsi ham nolga teng bo'lishi kerak; yagona foton uchun impulsning saqlanish qonuni bajarilmaydi). Shunga ko'ra ikkala foton ham bir xil miqdordagi impuls ga ega bo'lishi, yo'nalishi esa qarama-qarshi bo'lishi kerak. Bundan bu fotonlarning energiyalari ham, chastotalari ham tengligi kelib chiqadi.

Fotonning chastotasini ω desak, energiyaning saqlanish qonuniga ko'ra

$$2h\omega = 2ts^2 \quad \text{yoki} \quad \lambda = \frac{2\pi c}{\omega} = \frac{\lambda}{ts} \quad (1.10)$$

Fotonning to'liqin uzunligi $\frac{h}{mc} = 0,0243 \text{ \AA} = 0,0243 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ Elektron-pozitron anniglyasiyasi jarayonida paydo bo'lgan fotonlarning to'liqin energiyasi $0,0243 \text{ \AA}$ bo'lib, u kompton to'liqin uzunligiga teng. Fotonning bunday to'liqin uzunligiga to'g'ri kelgan foton energiyasi $mc^2 = 0,511 \text{ MeB}$. Bu energiya eksperimentda kuzatiladi. Keyingi ma'ruzamizda Eynshteynning saqlanish qonunlarini fotoeffekt va Kompton effektlari uchun tatbiq etamiz va yana bir bor yorug'likni kvantlardan tashkil topgan degan tasavvurni nihoyatda to'g'ri ekanligi va bu hodisalarda ham h sonini uchrashi, bu sonini fundamental ekanligidan darak berishi haqida to'xtalamiz.

II BOB

DEBROYL TO‘LQINLARI

Optika bo‘limidan bilamizki, ko‘pgina optikaviy hodisalarni to‘lqin nuqtai nazarida turib tushuntirish oson. Masalan, interferensiya yoki difraksiya kabi hodisalar bu nazariyadan juda yaxshi tushuntiriladi. Biroq, issiklik nurlanish, fotoeffekt va Kompton effekt hodisalarni tahlilidan ko‘rdikki, yorug‘lik korpuskulyar tabiatiga ega. Shunday qilib yorug‘likni ikki xil tabiatga ega bo‘lishi eksperimental dalildir. To‘lqin va zarralik xususiyati esa bir-biriga zid va bir-biriga qarama-qarshi bo‘lgan tushunchadir. Yorug‘likni bu ikki tabiatini bir vaqtda kuzatish mumkin emas. Yorug‘likni ana shu ikki yoqlama xususiyatini to‘lqin-zarra dualizmi deyiladi. Bundan kelib chiqadiki yorug‘likni to‘la tavsiflaydigan nazariya, yorug‘likning to‘lqin va zarralik tabiatini inobatga olishi zarur, qisqacha aytganda yorug‘lik nazariyasi korpuskulyar-to‘lqin shaklda bo‘lishi kerak.

Plank yorug‘lik zarralari (fotonlar)ning energiyasini yorug‘likni to‘lqin xususiyatini xarakterlovchi kattalik-chastota bilan bog‘ladi:

$$E = h\nu \quad (2.1)$$

bunda ν – chastota, h – Plank doymiyisi.

Ushbu energiyani maxsus nisbiylik nazariyasidagi

$$E = m_0c^2 + mc^2 \quad (2.2)$$

munosabatdan ham topish mumkin. Fotonning tinchlikdagi energiyasi

$$E_0 = m_0c^2 = 0 \quad (2.3)$$

Bo‘lgani uchun to‘la energiya faqat fotonlarning kinetik energiyasi $k = mc^2$ ga teng bo‘ladi, ya’ni

$$E = mc^2 \quad (2.4)$$

munosabat bilan topiladi. Biroq klassik fizika nazariyasida esa energiyani chastota bilan bog‘lovchi birorta ham formula yo‘q. Bu hodisa klassik fizika uchun juda katta yechib bo‘lmaydigan muammo edi. Bu muammoni xal etish uchun Lui de Broyl har bir

foton to'liq jarayoni bilan uzviy bog'langan bo'lishi kerak degan gipotezani ilgari surdi. Uning bu gipotezasi fotonning to'liq tabiatiga oid bo'lgan giterferensiyani tushuntirdi. Ikkinchi tomondan yorug'lik to'liqlarining impulsiga ega ekanligini Eynshteyn nazariy ko'rishda, A.Kompton esa tajribada tasdiqladi. Shunday qilib, (2.1) va (2.3) munosabatlardan $E = mc \cdot c = p \cdot c$ yoki

$$h\nu = pc \quad (2.5)$$

ni olamiz, bunda $p = mc$ - foton impulsi bo'lib

$$p = \frac{h\nu}{c} \quad (2.6)$$

formula hosil bo'ladi. (2.6) formula fotonning korpuskulyar tabiatini xarakterlovchi impulsni fotonning to'liq tabiatini ifodalovchi kattalik-chastotasi (yoki to'liq uzunlik) bilan bog'laydi. Demak (2.6) formulada fotonning bir-biriga zid bo'lgan ikki yoqlama xususiyati bo'lgan korpus-to'liq tabiati mujassamlangandir.

2.1. Mikrozzarralar dualizmi. DeBroyl g'oyasi

Yorug'lik dualizmini chuqur anglagan de Broyl foton kabi, tinchlikdagi massasi nolga teng bo'lmagan boshqa mikrozzarralar



Viktor Lui de Broyl (1892–1986)-fransuz fizigi. Dospe shahrida tug'ilgan. Kvant mexikaning asoschilaridan biri. 1913-yilda Parij universitetining filologiya fakultetini bitirgan. Fizikani akasi Morisdan o'rgangan. 31 yoshida moddalarning korpuskulyar-to'liq nazariyasini yaratdi. De Broyl to'liq funksiyalari yoki de Broyl to'liqlari fizikada uning nomi bilan bevosita bog'langan. Klassik va kvant mexikaning ko'p sohalarida, fizika tarixi va fizika uslubiyati ustida ko'plab maqolalar yozgan. 1929-yilda moddalarning to'liq xususiyati nazariyasi uchun Nobe! mukofoti bilan taqdirlangan.

ham to'liq tabiatiga ega bo'lishi kerak degan g'oyani dadil ilgari surdi.

1924-yil de Broyl «Kvantlarga doir izlanishlar» deb atalgan doktorlik himoyasida, shunday fikrni berdi: «agar yorug'lik nuri ko'p hollarda o'zining korpuskulyarlik xususiyatini namoyon etar ekan, nima uchun elektron ham to'liq xususiyatiga ega bo'lmasligi kerak». Bu fikrni keyin yanada rivojlantirib, o'zining

«Fizikada inqilob» kitobida to‘lqin xarkterga ega bo‘lgan yangi mexanika yaratish kerak dedi. Haqiqatdan ham dastlabki paytda kvant mexanika fani to‘lqin mexanika deb atalgan. Natijada de Broylning zarralar dualizmi degan gipotezasi vujudga keldi. Shunday qilib de Broyl mikrozzarralar dualizmini nazariyasini ishlab chiqdi va bu nazariyaning miqdoriy munosabatini topdi.

De Broyl g‘oyasiga binoan (2.6) formulani harakatdagi istalgan zarraga qo‘llash imkoni bo‘ldi. Elektron aniq impulsiga

$$p = mv = \frac{h}{\lambda} \quad (2.7)$$

ga ega bo‘lishi mumkin, bunda m -elektronning relyativistik massasi, v -elektronning tezligi (2.7) munosabatdan ko‘rinib turibdiki elektronga ν - chastotaga ega bo‘lgan to‘lqinga xarakteristika berdik. (2.7) tenglikdan elektronning to‘lqin uzunligi

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{p} \quad (2.8)$$

ga teng. Shunday qilib, elektron to‘lqin xossaga ega va uning to‘lqin uzunligi (2.8) munosabatdan topiladi. Kvant texanikada ν - chiziqni chastota o‘rniga odatda burchak chastota $\omega = 2\pi\nu$ ishlatiladi. Shunga ko‘ra, h - ni o‘rniga nol Dirak tomonidan kiritilgan \hbar (xash chiziqli) doimiylik

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ ж} \cdot \text{с} \quad (2.9)$$

ishlatiladi. (2.9) ni e‘tiborga olsak, u holda (2.8) formulani

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{p} \quad (2.10)$$

ko‘rinishda yozish mumkin bo‘ladi. (2.9) va (2.10) ifodalardagi λ -to‘lqin uzunliklar de Broyl to‘lqin uzunligi deyiladi. Harakatdagi zarralar uchun (2.10) munosabatdan bir qator foydali munosabatlar keltirib chiqarish mumkin. Maxsus nisbiylik nazariyasiga ko‘ra relyativistik impuls

$$p = \frac{1}{c} \sqrt{E^2 - E_0^2} \quad (2.11)$$

formula bilan aniqlanadi. (2.11) ifodani (2.8) ga ko‘ysak

$$\lambda = \frac{hc}{\sqrt{E^2 - E_0^2}} = \frac{hc}{\sqrt{m^2 c^4 - m_0^2 c^4}}$$

$$\lambda = \frac{h}{m_0 v \sqrt{1 - v^2/c^2}} = \frac{h \sqrt{1 - v^2/c^2}}{m_0 v}$$

bundan $v \ll c$ da $\lambda = \frac{h}{mv}$ ni hosil qilamiz. Xuddi Shuningdek uni zarraning kinetik energiyasi K bilan bog'lasak, $K = E - mc^2$ bo'lgani uchun

$$\lambda = \frac{2\pi h}{\sqrt{2mK}} \quad (2.12)$$

ifodani topamiz. Norelyativistik elektronlar uchun $v = \sqrt{2\frac{e}{m}U_{\text{tes}}}$ bo'lgani uchun

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2meU_{\text{tes}}}} \quad (2.14)$$

munosabatni eksperimentator-fiziklar qo'llaydi. U_{tes} - tezlantiruvchi potensial. Agar elektronlar dastasi to'liqin xususiyatiga ega bo'lsa, u kristalldan rentgen nurlari kabi qaytishi kerak. Bregg-Vulf

$$2d \sin \phi = n\lambda, \quad n=1, 2, 3, \dots \quad (2.15)$$

formulasiga ko'ra tezlantiruvchi potensial

$$\sqrt{U_{\text{tes}}} = \frac{nh}{\sqrt{2m_e} \cdot 2d \sin \phi} = nD, \quad n=1, 2, 3, \dots \quad (2.16)$$

Zarralarning to'liqin xossasi haqidagi g'oya kvant mexanika negizini tashkil qiladi. Korpuskulyar-to'liqin dualizmi universal xarakterga ega ekanligi qarama-qarshiliklar bir butunligi qonuniga mosdir. Zarra va to'liqin ko'p jihatdan bir-biridan farq qiladilar. Masalan, monoxromatik to'liqin fazoda cheksiz, zarra esa aksincha fazoning biror qismida joylashgan. Bu qarama-qarshilik doimo bordir.

DeBroyl formulasi.

DeBroyl gipotezasiga tayanib yozilgan yuqorida keltirilgan formulalar

$$E = h\nu = \hbar\omega \quad (2.17)$$

$$\vec{p} = \frac{h}{\lambda} = \hbar\vec{k} \quad (2.18)$$

ni deBroyl formulalari deyiladi. Zarra bilan bog'langan to'lqin uzunlik,

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi h}{p} \quad (2.19)$$

DeBroyl to'lqin uzunligi deyiladi. Optikadan bilamizki to'lqinlarning eng soddasi-bu yugurma yassi monoxromatik to'lqinlardir. Chastotasi ω ga teng bo'lgan yassi monoxromatik to'lqin

$$\psi(r, t) \sim \exp[-i(\omega t - \vec{k}\vec{r})] \quad (2.20)$$

ko'rinishga ega. (2.20) ifodaga (2.17) va (2.18) larni qo'ysak, harakatdagi zarralar uchun

$$\psi(r, t) = A \exp[-\frac{i}{h}(Et - \vec{p}\cdot\vec{r})] \quad (2.21)$$

funksiyani olamiz. (2.21) funksiyani deBroyl to'lqini deyiladi. Optikada $\psi(r, t)$ - funksiya istalgan t -paytda fazoning istalgan nuqtasida tebranayotgan ψ -kattalikni oniy qiymatini beradi. Bunda \vec{r} -radius vektor, \vec{k} -to'lqin vektor, ω -burchak chastota, A -tebranish amplitudasi, \vec{p} -impuls, E -energiya. To'lqin vektor $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ bo'lib, u 2π uzunlik birligiga qancha to'lqin uzunliklar soni to'g'ri kelishini xarakterlaydi, yo'nalishi esa to'lqinning tarqalish yo'nalishini xarakterlaydi. Agar to'lqin z yo'nalishda harakat qilayotgan bo'lsa, u holda

$$\vec{k}\cdot\vec{r} = k_z \cdot z = k \cdot z \quad (2.22)$$

Skalyar ko'paytma olish mumkin. To'lqin vektor, to'lqin uzunlik bilan bevosita bog'langan, ya'ni to'lqin jarayonning fazoviy davriyligi bilan bog'langan. Siklik (burchak) chastota

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu \quad (2.23)$$

bo'lib, to'lqin jarayonning vaqtdagi davriyligini xarakterlaydi. Endi bu kattaliklar bilan deBroyl kattaliklari qanday bog'langanligini ko'ramiz. To'lqin vektorning yo'nalishi harakatda bo'lgan zarra bilan bog'langan to'lqinning yo'nalishini xarakterlagani uchun zarra yo'nalishi sifatida zarra impulsining yo'nalishini olamiz. Natijada \vec{k} va \vec{p} ni bog'lovchi $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ ёки $\vec{k} = \frac{\vec{p}}{\hbar}$ munosabatni olamiz. DeBroyl to'lqinning asosiy

xarakteristikalaridan biri bo'lgan to'liqin vektor zarra impulsi bilan bog'langan. \bar{k} va \bar{p} ni bog'lovchi koeffitsent vazifasini \hbar -Plank doyimiyasi bajaradi. Demak (2.18) munosabatni kvant tabiatga ega ekanligini ko'rsatadi.

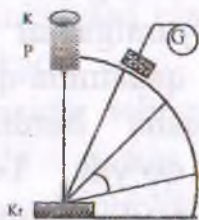
Kvant fizikada tezlik emas, balki impuls asosiy rol o'ynaydi. DeBroyl to'liqinida chastota bilan energiya ham \hbar – doyimiylik orqali bog'langan, ya'ni $\omega = E/\hbar$. Bu formula fotonning to'la energiyasini chastotaga bog'lanishini xarakterlaydi. Bu formulani hozirgi zamon fizikasida universal munosabat deb yuritiladi. Chunki deBroyl g'oyasidan so'ng bu munosabat faqat fotonlar uchungina xos bo'lmay, balki harakatdagi barcha mikrozarralar uchun ham o'rindir. DeBroyl to'liqinining amplitudasini fizik ma'nosini anglash juda qiyin. Dastlabki paytda uning ma'nosini deBroylning o'zi ham, kvant mexanikani yaratganlar ham bilmaganlar. Uning asl ma'nosi asta-sekin, qadamma-qadam kvant mexanikaning rivojlanishi bilan oydinlasha bordi. Uni anglash yo'lidagi birinchi qadamni Born qo'ydi. To'liqin funksiyasining statistik izohidan so'ng, de Broyl to'liqini bu ehtimol to'liqini ekanligi ma'lum bo'ldi. DeBroyl to'liqini amplitudasining kvadrati berilgan vaqtda va fazoning berilgan nuqtasida zarraning qayd qilish ehtimolini berish mumkin. Keyingi mavzularda shu haqda suxbatni davom ettiramiz.

Devisson va Jermer tajribasi.

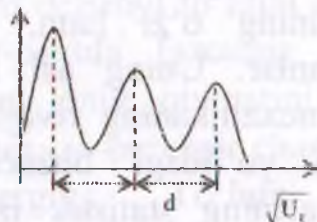
1925-yilda «Bell telefon» laboratoriyasining xodimlari K. Devisson va K.X.Kunsmann ikkilamchi elektronlar chiqishi hodisasini o'rganishdi. So'ng bu hodisani o'rganishni K. Devisson va L. Jermer davom ettirdi. Bu tajribada nikel kristalliga tushirilgan elektronlar dastasi ta'siri natijasida, ikkilamchi elektronlarning chiqishini kuzatishdi. Bir kuni tasodifan nikel oksidlanadi. Oksidlanishni yo'qotish uchun nikel plastinkasi qattiq qizdiriladi. So'ng tajribani bu kristall nishon bilan qayta bajarishganda natija butunlay boshqacha chiqdi. Plastinka uzoq qizdirilishi tufayli mayda kristallar o'rmini yirik monokristallar egallagan edi. Ikkilamchi elektronlarning chiqishi oldingi tajribadagilar kabi istalgan burchakda bo'ldi, biroq ayrim

burchaklarda siqilgan elektronlarning soni keskin ko'payib ketdi. $\kappa = 54$ eV energiyaga ega bo'lgan elektronlarning $\varphi = 50^\circ$ burchakdagi sochilgan ikkilamchi elektronlarning intensivligining taqsimoti 9.1-rasmda ko'rsatilgan.

Devisson va Jermer elektronlarning to'liq uzunligini aniqlash uchun rentgen spektrometri g'oyasidan foydalandilar. Tajribada chizmasi 2.1-rasmda keltirilgan. Rentgen trubkasi elektron to'pi bilan almashtirildi. K-katod, u nikel kuchlanishi yordamida qizdiriladi. Katoddan uchib chiqqan elektronlar dastasi o'z navbatida tezlantiruvchi potensial U_1 bilan tezlantiriladi. Tezlantirish kuchlanishini miqdori P-potensiometr yordamida bajariladi. Potensiometr yordamida to'pdan chiqqan elektronlarning tezligi boshqariladi.



2.1. rasm



2.2.-rasm

Elektronlar kristall sirtiga tushgandan so'ng, ma'lum burchaklarda qaytadilar. Qaytgan nurlar elektron detektori (Faradey silindri) bilan qayd qilinadi va I tok miqdori galvanometr yordamida o'lchanadi. Elektron to'pi, kristall va Faradey silindri vakuumga joylashtiriladi. Tajriba quyidagicha olib borildi. Kristallga tushayotgan elektron nurlarining tezligi tezlantiruvchi kuchlanish yordamida o'zgartiriladi va unga mos ravishda Faradey silindridagi tok galvanometr bilan o'lchanadi. Bu holda kristall sirtiga tushayotgan elektronlarini burchagi o'zgarmay qoladi. Faradey silindrida olingan natija 2.2-rasmda tasvirlangan. 2.2-rasmdan ko'rinadiki egrilik bir-biridan baravar uzoqlikda yotuvchi maksimumlarga ega. Qurilmaning elektr sxemasi diodning volt-amper xarakteristikasiga o'xshash monoton bo'lishi kerak edi. Biroq unday emasligi 2.2-rasmdan ko'rinib turibdi. Shu sababli

Devisson-Jermer tajribasini natijalarini tushuntirish uchun deBroyl goyasini jalb qilish kerak bo'ldi.

Tajribalarning birida elektronlar dastasining energiyasi $\kappa = 54 \text{ eV}$ bo'lganda sochilgan (qaytgan) elektronlarning intensivligini maksimumi $\varphi = 50^\circ$ da ro'y berdi. Elektronlarning impulsi $p = \sqrt{2m_0 K}$ ni bilgan holda erkin elektronning deBroyl to'lqin uzunligini quyidagi formuladan topamiz.

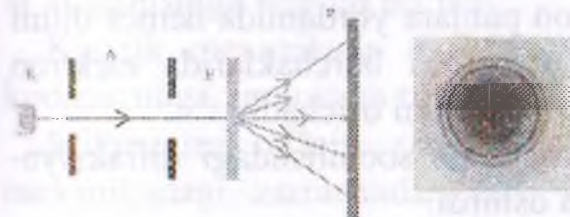
$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}}{\sqrt{2 \cdot 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg} \cdot 54 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}}} \cdot 10^{10} \frac{\text{A}}{\text{m}} = 1,67 \text{ A}$$

Bu elektron bilan bog'langan to'lqinning deBroyl to'lqin uzunligidir. Ikkinchi tomondan kristall tekisligida to'lqin difraksiyasi hodisasiga asoslangan holda Bregg metodi yordamida davri $d = 0,91 \text{ A}$ ga teng bo'lgan nikel kristallida ro'y bergan elektronlar difraksiyasini birinchi tartibdagi maksimumi ($n=1$) uchun,

$$\lambda = 2 d \sin \theta = 2 \cdot 0,91 \cdot \sin 65^\circ = 1,65 \text{ A}.$$

Ko'rib turibsizki, ikkala natija bir-biriga mos tushadi. Bu esa o'z navbatida elektronlar zarralik xossasi bilan bir qatorda to'lqin xususiyati ham namoyon bo'lishini ko'rsatadi.

Tomson va Tartakovskiy tajribalari. Elektronlar difraksiyasini kuzatish uchun Tomson va Tartakovskiylar Debay-Sherer usulidan foydalandilar. Bunda elektronlar dastasi polikristall metall plastinkadan o'tkazilganda sochilgan elektronlar fotoplastinkada difraksion halqalarni hosil qilishi kerak. Tomson va Tartakovskiy tajribalarida haqiqatdan ham difraksion halqalar tizimi kuzatildi.



2.3.-rasm

1927-yilda D.P.Tomson tajribani o'tkazishda energiyasi (17,5-56,5) keV bo'lgan tez elektronlardan foydalandi. Tomson tajribasi sxemasi 2.3.-rasmدا keltirilgan.

Energiyasi 104 eV bo'lgan elektronlarning parallel dastasi qalinligi $10-5 \text{ sm}$ bo'lgan oltin folgaga yo'naltirildi. Bunda

Tomson ekranda bir qator difraksion halqalar hosil bo'lishini kuzatadi. Elektronlarning sochilish burchaklari q_1, q_2, q_3 yorug'lik nurlari difraksiyasining tenglamasi $n\lambda = d \sin \alpha$ ($n=1,2,3,\dots$), (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'liq xossasiga ega ekanligini tasdiqladi. P.S.Tartakovskiy energiyasi $1,7 \text{ keV}$ gacha bo'lgan sekin elektronlar bilan tajriba o'tkazdi. Tartakovskiy tajribasining sxemasi 2.3-rasmda tasvirlangan. Elektronlar dastasi 1 yupqa polikristall metall varag'iga 2 yo'naltiriladi. Difraksiyalangan elektronlar dastalari 3 fotoplastinkada o'z izlarini qoldiradi. Keyinchalik deBroyl gipotezasi to'g'riligi ko'p olimlarning tajribalarida ham isbotlandi. Masalan, rus olimi P.S.Tartakovskiy katta tezlikdagi elektronlarni yupqa ($d=1 \text{ mkm}$) metall qatlamdan o'tkazib, bu elektronlar hosil qilgan difraksiya manzarasining rasmini fotoqog'ozga tushirdi (2.3-rasm). 1948-yilda V. Fabrikant, B. Biberman va N. Sushkinlar nihoyatda zaif intensivlikdagi elektronlar oqimi bilan tajriba o'tkazib, to'liq xususiyatlar elektronlar oqimi uchunгина emas, balki ayrim elektronlar uchun ham tegishlidir degan xulosani isbot qilishdi. Xulosa qilib aytganda, deBroyl gipotezasi bir qator tajribalarda tasdiqlandi va u to'liq mexanikasining yaratilishida muhim rol o'ynadi.

Quyidagi zarralarning to'liq tabiatini tasdiqlagan tajribalarni ro'yxatini keltiramiz:

1. Oddiy optikaviy difraksion panjara yordamida nemes olimi Rupp 1929-yilda juda kichik sirpanish burchaklarida elektron difraksiyasining elektron to'liq uzunligini o'lchadi.
2. Vodorod molekulasini kristalda sochilishdagi difraksiyasini 1931-yilda Djonson amalga oshirdi.
3. Geliy atomi dastasini fto'liq litiy kristalda sochilishini eksperimental amalga oshirgan Estermen, Frish va Shtern 1938-yilda geliy atomini to'liq xususiyatiga ega ekanligini tasdiqladilar.

Yuqorida keltirilgan tajriba natijalari zarralarning haqiqatan ham to'liqin tabiatiga ega ekanligini to'la tasdiqladi, lekin shu bilan birga bir qator yangi savollar hosil bo'ldi. Masalan, fotonlar, elektronlar o'zlarining to'liqin va zarra tabiatini namoyon qilar ekanlar, u vaqtda demak zarralar bilan to'liqinlar orasida hech qanday farq yo'qdir. Biroq to'liqin nazariyani faqat o'ziga asoslanib, fotoeffekt, Kompton sochilishi kabi eksperiment natijalarini tushuntirib bo'lmaydi. SHu bilan birga zarralarni yorug'lik tezligidagi tezlik bilan harakat qila olmasligi ham muammoligicha qoladi. To'liqin zarra ziddiyatini bartaraf qilish maqsadida Nils Bor o'zining to'ldirish prinsipini taklif qildi.

Bitta eksperimentning o'zida bir vaqtda to'liqin xossa ham, korpuskulyar xossa ham hech qachon namoyon bo'lmasligi eksperimental fakt bo'lib, bu to'ldirish prinsipini asosini hosil qiladi. Har bir holda, u nima, nurlanish bo'ladimi yoki elektronlar dastasi bo'ladimi baribir, hodisani to'la tavsiflash uchun to'liqin modelni ham korpuskulyar modelni ham qo'llash zarur, albatta bu modellar o'zining qo'llaniladigan sohasi mavjud.

Geyzenbergning noaniqliklar munosabati.

Elektronning to'liqin xossasini ochilishi unga oddiy zarracha sifatida emas, balki to'liqin xossasiga ega bo'lgan murakkab bir borliq sifatida qarash kerakligini ko'rsatadi. Uni o'lchami, aniq trayektoriyasi haqida gapirish qiyin. Elektron fotondan farqli zaryadiga ega bo'lib, uni fazodagi vaziyati va taqsimlanishi boshqa zarrachalar bilan, masalan, atomda yadro bilan o'zaro ta'sirlashishiga bog'liq bo'ladi.

Klassik mexanikada moddiy nuqta bir vaqtning o'zida aniq koordinataga, impuls va trayektoriyaga ega bo'ladi.

Mikrozarra to'liqin xossaga ega bo'lgani uchun u klassik mexanikadagi zarrachadan farq qiladi. Asosiy farq shundaki, mikrozarrachani trayektoriyasi bo'lmaydi. Bundan tashqari uni aniq koordinata va impuls haqida ham gapirish mumkin emas. Masalan, mikrozarrachaning impulsini to'liqin uzunligi orqali ifodalashimiz mumkin. Ammo mikrozarracha to'liqin xossaga ega

bo'lgani uchun u fazoda ancha katta oraliqni egallaydi va koordinatasining noaniqligi katta bo'ladi. Demak, zarrachaning impulsi aniq bo'lsa, uni koordinatasi noaniq qoladi. Aksincha, mikrozarrani koordinatasini aniq hisoblasak, uning impulsining noaniqligi Δr ortadi, ya'ni $\Delta x \rightarrow 0$ bo'lganda $\Delta r \rightarrow \infty$ bo'ladi.

1927-yilda nemis olimi Verner Geyzenberg (1901–1976) mikrozarrachalarning to'liq xossasini hisobga olib, ularning impuls va koordinatalarini bir xil aniqlik bilan hisoblab bo'lmaydi



V. Geyzenberg
(1901–1976)

degan xulosaga keldi va o'zining noaniqliklar munosabati qonunini yaratdi. Biror hodisani tushuntirishda u yoki bu nazariyaning qo'llanish me'yorini aniqlash bilan bevosita bog'liq bo'lgan masalalardan biri fizik kattaliklarni o'lchash masalasidir. Fizik uchun biror hodisani o'rganish bu hodisani oddiy kuzatishdan iborat bo'lib qolmasdan, berilgan hodisani xarakterlovchi ayrim kattaliklarni o'lchashdan ham iborat hisoblanadi. Tekshirilayotgan obyektning xususiyatlari to'g'risida olinadigan ma'lumotlarning haqqoniyligi o'lchanadigan ana shu fizik kattaliklarning aniqligiga bog'liqdir. Geyzenberg fikricha kvant mexanikasida zarra impulse va koordinatasini birvaqtning o'zida aniq o'lchab bo'lmaydi. Buni isbot qilish maqsadida Geyzenberg bir necha fikriy tajribalarni taklif etgan. Ularni biz qisqacha qarab o'tamiz.

Elektronlar parallel dastasi kengligi Δx bo'lgan tirqish orqali o'tib ekranga tushsa, difraksiya manzarasi hosil bo'ladi.

Korpuskulyar nuqtai nazardan (klassik fizika nuqtai nazaridan) tirqishning kengligi zarra koordinatasining aniqlik o'lchami vaifasini o'taydi, chunki zarra tirqish orqali o'tganida tirqishning qaysi joyidan o'tganligi bizga noma'lum hisoblanadi. Ekranda difraksiya manzarasining hosil bo'lishi har bir elektron tirqish orqali o'tayotganida o'zining boshlang'ich yo'nalishiga tik bo'lgan yo'nalishda qo'shimcha Δp impuls olinishi ko'rsatadi. Shuning uchun elektron yuqoriga yoki pastga chetlangan bo'ladi. Olingan qo'shimcha impulsning o'rtacha qiymati $\Delta p = p \sin \alpha$ ga

teng bo'лади. Bu yerda α elektronlarning dastlabki yo'nalishdan chetlanishining o'rtacha burchagi. Ikkinchi (bu ham klassik fizika nuqtai nazaridan) tomondan to'lqin mexanikasidan ma'lumki, tirqish chetlarida «nurlar» yo'lining farqi $d = \Delta x \sin \alpha$ difraksiya hosil bo'lishi uchun $d \approx \lambda$ shartni qanoatlantirishi kerak. Bundan $\Delta x = \frac{\lambda}{\sin \alpha}$

$$\Delta x \cdot \Delta p \approx p \cdot \lambda$$

U holda $\Delta x \Delta p$ ko'paytmani hosil qilsak, u tartibda bo'лади hamda DeBroyl formulasi $p = \frac{h}{\lambda}$ ni e'tiborga olsak,

$$\Delta x \cdot \Delta p \sim h$$

ko'rinishidagi Geyzenbergning mashhur aniqmaslik munosabatini olamiz.

Bu munosabat elektron koordinatasi va impulsini bir vaqtning o'zida faqatgina Δp va Δx aniqligida o'lchanish mumkinligini ko'rsatadi. O'lchanishning bu aniqliklari bir-biri bilan Geyzenbergning munosabati orqali chambarchas bog'lanishda bo'лади.

Mikrozarraning impuls va koordinatasini aniq o'lchab bo'lmasligi o'lchov asboblari aniqlik darajasiga bog'liq bo'lmasdan mikrozarraning to'lqin xossasidan kelib chiqadi. Agar mikrozarraning fazodagi koordinatalarini X, U, Z va impulsining o'qlardagi proyeksiyalari R_x, R_u, R_z desak, Geyzenberg noaniqlik munosabatlarga ko'ra koordinata noaniqligini impuls noaniqligiga ko'paytmasi Plank doimiysidan kichik bo'lmaydi, ya'ni :

$$\left. \begin{aligned} \Delta x \cdot \Delta p_x &\geq h \\ \Delta y \cdot \Delta p_y &\geq h \\ \Delta z \cdot \Delta p_z &\geq h \end{aligned} \right\} \quad (2.24)$$

Demak, koordinata noaniqligi impuls noaniqligiga ko'paytmasi doimo h dan katta bo'лади. Impuls koordinatalar juda katta aniqlikda o'lchanganda ularning ko'paytmasi h teng bo'lishi mumkin. (2.24) munosabatlardan ko'rinadiki, koordinatalarni juda katta aniqlikda o'lchab, uni noaniqligi X ni juda kichik bo'lishiga ($\Delta X=0$) erishish mumkin. Ammo bu vaqtda mikrozarra impulsini

noaniqligi R ortib ketadi ($r=\infty$). Doimo ΔX ni ΔR ga ko'paytmasi Plank doimiysi h dan katta bo'ladi. Bundan zarraning impulsi va koordinatasini bir xil aniqlikda o'lchab bo'lmazligi kelib chiqadi. Bundan tashqari mikrozarraning energiyasi va vaqtini o'lchashdagi noaniqliklar uchun quyidagi munosabat ham mavjud:

$$\Delta W \cdot \Delta t \geq h \quad (2.25)$$

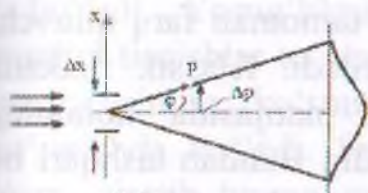
Bu ifodadan yashash vaqti Δt bo'lgan zarrani energiyasi aniq bir W qiymatga ega bo'lmazligi kelib chiqadi. Zarraning yashash vaqti kamayishi bilan uning energiyasining noaniqligi ortadi. Shunday qilib, noaniqliklar munosabatlari inson irodasiga bog'liq bo'lmagan o'zaro bog'lanishlarni ifodalaydi. Shuning uchun ham bu munosabatalarni tabiatning obyektiv qonuni deb qaramoq lozim.

Shunday qilib, qarab chiqilgan «tajriba» yuqorida qo'yilgan savolga ma'lum darajada javob beradi, chunki, kvant mexanikasida har qanday kattaliklar istalgan darajada bir vaqtning o'zida aniq o'lchana berilmas ekan: bir kattalikning biror aniqlikda o'lchanishi boshqa kattalikning o'lchanishi aniqligiga albatta ta'sir etar ekan. Biror kattalikni qanchalik aniq o'lchasa, ikkinchi bir kattalikni shunchalik aniq o'lchay olmas ekanmiz.

To'lqinlar difraktsiyasi. Quyidagi sodda tajribani ko'rib chiqamiz. Erkin zarracha x koordinatasini qiymatini ularning harakat yo'nalishiga perpendikulyar joylashgan Δx tirqishga nisbatan aniqlaylik (2.4-rasm). Zarrachaning to'siqdan o'tishidan oldingi impulsi aniq qiymatga ega $p_x = 0$, ammo zarrachaning x koordinatisi noaniq $\Delta x = \infty$. Zarrachani to'siqdan o'tish vaqtida koordinatasining noaniqligi to'siqning kengligi bilan teng, ammo impulsning aniqligi yo'qoladi

$$\frac{\Delta p_x}{p} = \sin \varphi$$

Difraksiya tufayli, zarralarning 2φ burchagi bo'ylab harakatlanishi ehtimoli mavjud, bu yerda φ birinchi diffraksiya minimaliga mos burchak. Δx to'siq kengligiga mos keluvchi birinchi diffraksiya minimumlik sharti quyidagicha aniqlanadi



2.4-rasm

$$\Delta x \sin \varphi = \lambda$$

Faraz qilaylikki, elektronning fazodagi holatini mikroskop yordamida aniqlayotgan bo'laylik. Elektronni bevosita kuzatish mumkin bo'lmaganidan, biz unga yorug'lik yo'naltirib, undan sochilgan yorug'lik orqali uni kuzatishimiz mumkin. Sochilgan yorug'lik yo'nalishi bo'yicha elektronning fazodagi holati to'g'risida fikr yuritishimiz mumkin bo'ladi.

Optikadan ma'lumki, bunday paytda obyektning fazoviy koordinatasi ma'lum bir xatolik bilan o'lchanadi: $\Delta x = \frac{\lambda}{\sin \varphi}$. Bu

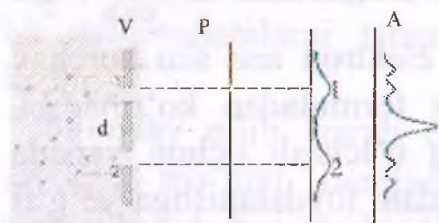
yerda φ - mikroskop aperturasi, ya'ni elektron ana shu burchak ichidagi istalgan nuqtada topiladi. Bu formuladan ko'rinadiki, elektronning fazodagi holatini aniqroq o'lchash uchun yanada qisqaroq to'lqin uzunlikdagi yorug'likdan foydalanishga to'g'ri keladi. Lekin yorug'lik kvantlari boshqa mikrozarralar kabi $p = \frac{h}{\lambda}$

impulsga ega bo'ladilar va elektrondan sochilganda unga ma'lum miqdorda $\Delta p = p \sin \psi = \frac{h}{\lambda} \sin \psi$ impuls beradi. Bu yerda ψ kvantning elektrondan sochilish burchagi bo'lib, mikroskop aperturasi chegarasida istalgan qiymatlarni olish mumkin. Demak, elektron impulsi $\Delta p = \frac{h}{\lambda} \sin \varphi$ chegarasidagi xatolik bilan o'lchangan bo'ladi.

Bulardan biz yana Geyzenbergning $\Delta p \Delta x \approx \frac{h}{\lambda} \sin \varphi \frac{\lambda}{\sin \varphi} \approx h$ munosabatiga kelamiz.

Keltirilgan bu fikriy tajribalardan ko'rinadiki, aniqmaslikning kelib chiqishiga sabab elektronga beriladigan $\Delta p = \frac{h}{\lambda} \sin \varphi$ impuls kattaligini oldindan aytish mumkin emasligida, uni nazorat qilib bo'lmasligida hisoblanadi. Birinchi tajribada nazorat qilib bulmaydigan bu impuls Δp tirqish tomonidan elektronlar holatining o'zgarishiga asoslangan bo'lsa, ikkinchi tajribada esa elektronlarning ularga kelib tushayotgan yorug'lik bilan o'zaro ta'siriga asoslangandir. Bu aytilganlardan kvant mexanikasida

o'lovli asbobning klassik fizikadagidan tamoman farq qiluvchi muhim roli mavjud ekanligi yaqqol seziladi. Klassik fizikada sistemaning asbob bilan o'zaro ta'siri natijasida holatning o'zgarishi nazorat qilib bo'ladigan hodisadir. Bundan tashqari bu o'zgarishni istalgancha kichik qilish mumkin yoki uni bir qiymatli ravishda e'tiborga olish mumkin. Shuning uchun o'lchanuvchi kattaliklar klassik fizika qonunlarining diterminallashtirilganligini ko'rsatadi, ya'ni fizik sistema holatining boshlang'ich shartlariga ko'ra harakat tenglamasini yechish yordamida sistemaning istalgan vaqtdagi holatini bir qiymatli ravishda oldindan aytib berish mumkin.



2.5-rasm

Parallel monoxromatik nurlar dastasi bir-biridan d masofada joylashgan ikkita parallel tirqishi bo'lgan V ekranga perpendikulyar tushayotgan bo'lsin (2.5 - rasm). Bunda bu tirqishlar yorug'likning kogerent manbalari bo'lib qoladi. Agar

V ekran orasida S yig'uvchi linza qo'yilgan bo'lsa, u holda linzaning fokal tekisligida joylashgan. A ekranda difraksiya manzarasi vujudga keladi, bu difraksiya manzarasi ikki jarayonning, ya'ni yorug'likning har bir ayrim tirqishdan interferensiyasi natijasidir. Biroq bu manzaraning asosiy xususiyatlari ko'proq ikkinchi jarayon bilan aniqlanadi. 2.5-rasmdagi ikki parallel nurlar yo'llarining ayirmasi $d \sin \varphi = \Delta l$. Agar bu ayirma,

$$d \sin \varphi = n\lambda$$

shartni qanoatlantirsa, ekranda interferension maksimum kuzatiladi. Agar

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

bo'lsa, interferension minimum kuzatiladi. Maksimumlarning mumkin bo'lgan soni, $\sin \varphi \leq 1$ ligidan

$$n \leq \frac{d}{\lambda}$$

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

Geyzenberg munosabatlarining fizik ma'nosi ustida to'xtaladigan bo'lsak, bu munosabatlar sistema holatining o'zgarishini o'lchovchi asbob ta'sirida nazorat qilib bo'lmasligi natijasidir. Agar biz sistema koordinatasi va impulsini o'lchash paytida uning holatini o'zgartirmasak, umuman aytganda, sistema bir vaqtning o'zida aniq koordinata va aniq impulsga ega bo'ladi degan xulosaga kelish xato bo'lgan bo'lur edi. Geyzenbergning o'zi ham qayd qilganidek, uning munosabatlari klassik mexanikaga nisbatan kvant mexanikasi sistemaning sifat jihatdan tamoman yangi xususiyatini ifoda etadi: kvantmexanik sistemaning koordinatasi va impulsining bir vaqtning o'zida aniq o'lchanmasligiga sabab bu sistemaning bir vaqtning o'zida koordinata va impulsga ega bo'lmasligida hisoblanadi, ya'ni koordinata va impuls tushunchalari zarra uchun klassik tushunchalar bo'lib, kvantmexanik zarralar uchun bu tushunchalarni ishlatib bo'lmas ekan. Bas, zarra koordinatasi va impulsini bir vaqtning o'zida bila olmas ekanmiz, biz bunday zarra harakati ketidan kuzatish olib borishimiz mumkin emas ekan. Demak, kvant mexanikasida sistemalar harakatida trayektoriya tushunchasidan voz kechishga to'g'ri keladi.

2.2. To'lqin funksiyasi

DeBroyl gipotezasini tajribada tasdiqlanishi, mikrozarralarning impuls va koordinatalarini aniqlashda noaniqlik munosabatlarini bajarilishi va boshqa qator tajribalar kvant mexanikasini

yaratilishiga olib keldi. Kvant mexanikasini yaratilish davri 1900-yilda M.Plank tomonidan yorug'lik kvanti haqidagi gipotezani ixtiro qilinishi davridan boshlab 1920-yillarni oxirigacha bo'lgan vaqtni o'z ichiga oladi. Kvant mexanikasini yaratishga avstriyalik fizik E.Shredinger, nemis fizigi V.Geyzenberg va angliyalik fizik P.Diraklar katta hissa qo'shgan. Bu mexanikada faqat mikroobyektlardagina aniq kuzatiladigan kvant tasavvurlar o'z aksini topganligi uchun uni, odatda, *kvant mexanikasi* deb ham ataladi.

Yorug'likning kvant nazariyasiga ko'ra difraksiya manzarasining intensivligi, o'sha joyga tushayotgan kvantlar soni bilan aniqlanadi. Shuningdek, difraksiya manzarasining ma'lum nuqtasiga mos kvantlar soni yorug'lik to'liqini amplitudasining kvadrati bilan aniqlanadi. Bitta kvant uchun to'liqin amplitudasining kvadrati uni fazoning u yoki bu nuqtasiga tushish ehtimolligini bildiradi. Mikrozararlarda kuzatiladigan difraksiya manzarasi ham ma'lum yo'nalishlar bo'yicha zarralar oqimini bir xilda taqsimlanganligiga bog'liq. Ma'lum yo'nalishga ko'p sondagi zarralar to'g'ri kelsa, boshqa yo'nalishga kam sonli zarralar to'g'ri keladi.

To'liqin nazariyaga ko'ra difraksiya maksimumga deBroyl to'liqinining eng katta intensivligi mos keladi. Fazoning qayeriga ko'p sonli zarralar tushayotgan bo'lsa, o'sha joyda deBroyl to'liqinining intensivligi ham katta bo'ladi. Boshqacha aytganda mikrozararlardan hosil bo'ladigan difraksiya manzarasi zarralarning fazoning o'sha joyiga tushish ehtimolligiga bog'liq. Ma'lumki, istalgan to'liqinli jarayon to'liqin tenglamasining yechimi bo'lgan to'liqin funksiyasi bilan ifodalanadi. Energiyasi E , impulsi p bo'lgan erkin zarra uchun de Broyl to'liqin funksiyasi

$$\psi_0(x, t) = C_p e^{\frac{i}{\hbar}(px - Et)} \quad (2.26)$$

ko'rinishda beriladi. Bu yerda $E = \hbar\omega$. Bu funksiya fizik ma'nosini oydinlashtirishga qo'yilgan birinchi qadam bo'lib bu funksiya modulining kvadrati $|\psi|^2$ modda zichligi bilan bog'langan deb qarash hisoblanadi. Bunga ko'ra $|\psi|^2$ qancha katta bo'lsa, moda

zichligi shuncha katta bo'lmog'i kerak. Ammo to'liqin funksiyasining bunday talqini quyidagi sabablarga ko'ra qanoatlanarli bo'lmaydi.

Birinchi, (2.26) formula orqali ifodalanuvchi to'liqinlar guruhi amplitudasi vaqtning funksiyasi bo'lib, bu amplitudaning harakat tezligi guruh tezligini ifodalaydi va bu tezlik,

$$x - \left(\frac{d\omega}{dk} \right)_{k=k_0} t = \text{const}$$

tenglikdan aniqlanadi hamda,

$$\frac{dx}{dt} = \left(\frac{d\omega}{dk} \right)_{k=k_0} = v_{\text{gur}}$$

ko'rinishda yoziladi. Bu tezlik bilan to'liqinlar guruhi markazi harakat tezligini ham bog'lash mumkin.

$$v_{\text{gur}} = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d(\hbar\omega)}{d(\hbar k)} = \frac{dE}{dp} = \frac{d\sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4}}{dp} = \frac{pc^2}{E} = v$$

Demak, to'liqin paketini hosil qiluvchi yassi to'liqinlar tashkil etuvchilarning vakumda dispersiyaning mavjud bo'lishligi to'liqin paketining vaqt bo'yicha yoyilib ketishini ko'rsatadi. Haqiqatdan, faza tezligi to'liqin fazasining doimiyligi

$$Et - px = \hbar(\omega t - kx) = \text{const}$$

dan

$$v_{\text{faz}} = \frac{x}{t} = \frac{\omega}{k}$$

tariqasida aniqlanadi. Bu esa to'liqin paketining tashkil etuvchilari har xil dispersiya hosil qilishni ko'rsatadi va to'liqin paketi shaklining vaqt bo'yicha o'zgarishiga olib keladi.



M. Born
(1882–1970)

Ikkinchidan, to'liqin funksiyasining moda zichligi bilan bog'lashning noto'g'ri ekanligini mikrozaralar difraksiyasi ko'rsatib beradi. Ma'lumki, kristall sirtiga tushayotgan to'liqinlar (mikrozaralar oqimi) kristallning har xil atom tekisliklaridan turli burchak ostida qaytib, bir-birini interferensiyalovchi kogerent to'liqinlarga ajraladi va ekranda difraksion halqalar hosil qilishadi. Tajriba natijasini bu holda to'liqin

funksiyasining «moda zichligi» talqini nuqtai nazaridan tahlil qiladigan bo'lsak, tushayotgan zarraning biror bo'rchak ostida bir

qismi, ikkinchi burchak ostida boshqa qismi tarqalayapti deb tushunish kerak bo'ladi. Vaholanki, berilgan tajribada zarra turg'un bo'lib qoladi. Demak, bu natija to'liq funksiyasining yuqorida aytilgan talqinidan voz kechishga majbur etadi.

Kvant nazariyasining o'ziga xos tomoni shundaki, mikrozarralarning xossalarini o'rganishda ehtimolliklar qonuniyatlaridan foydalaniladi. DeBroyl to'liqini ehtimolliklar to'liqinidan iborat deb qarash, ya'ni zarrani fazoda topilish ehtimolligi to'liqin qonuniyat bilan o'zgaradi deyish xato bo'lar edi. Chunki, bunday bo'lganda zarrani fazoda topilish ehtimolligi manfiy qiymat ham oladi. Ehtimollikni manfiy bo'lishi ma'noga ega emas.

To'liqin funksiyasining to'g'ri talqini 1926-yilda M.Born tomonidan berilgan. Bunga ko'ra fazoning biror qismida qandaydir vaqt momentidan DeBroylcha to'liqlar intensivligi fazoning o'sha qismida zarraning topilish ehtimoliga proporsional bo'ladi. DeBroyl to'liqini Shredinger tenglamasini qanoatlantirgani uchun kvant mexanikasining asosiy tenglamasida ishtirok etuvchi har qanday to'liqin uchun bunday statistik talqin to'g'ri hisoblanadi.

Agar biz tirqishdan o'tayotgan zarralarning difraksiyalanish hodisasini eslasak, to'liqin funksiyasining borncha talqiniga ko'ra ekranning ravshan joylarida zarraning topilish ehtimoli maksimum bo'lib, qorong'u joylarida esa bu hetimol minimal bo'ladi.

To'liqin funksiyasining bunday statistik talqini kvant mexanikasi qonunlarining ehtimolli xarakteriga ega ekanligini ko'rsatadi. Bu holat faqatgina zarralar to'plamiga tegishli bo'lmasdan, Shuningdek, alohida olingan zarraga ham tegishli bo'ladi vash u ma'noda kvant mexanika qonunlarining statistik klassik statistlikdan farq qiladi.

Kvant mexanikasiga oid ayrim darsliklarda to'liqin funksiyasining statistik talqini bayon etilganda, bu funksiya modulining kvadrati zarraning fazoning biror qismida topilishi ehtimoli bilan bog'langan deb qayd qilinsada, bu funksiyaning o'zi hech qanday ma'noga ega emas degan noto'g'ri xulosaga kelinadi.

To‘lqin funksiyasining ma‘nosi yo‘q degan xulosaning noto‘g‘riligi shundaki, bu xulosada to‘lqinning rolini baholashga klassik nuqtai nazardan yondashiladi va uning sistema holatini tavsiflashi kabi muhim roli unitiladi. Klassik fizikada to‘lqin intensivlik bilan u olib yuradigan energiya bog‘langan bo‘lsa, kvant mexanikasida to‘lqin intensivligi zarraning topilishi ehtimoli bilan bog‘langan, xolos. Shu sababga ko‘ra to‘lqin funksiyasining talqinini quyidagicha ta‘riflash to‘g‘riroq bo‘lgan bo‘lur edi: to‘lqin funksiyasi fizik sistema holatini tavsiflab, uning modulining kvadrat zarrani fazoning biror qismida topilish ehtimolini aniqlaydi.

Ehtimollikning amplitudasi fazoning koordinatalari va vaqtga bog‘liq bo‘lgan (x, u, z, t) to‘lqin funksiya orqali ifodalanadi. Ehtimollik amplitudasi mavhum bo‘lishi mumkin. Shuning uchun ehtimollik uning modulining kvadratiga proporsional:

$$W = |\Psi(x, y, z)|^2 \quad (2.27)$$

Demak, deBroyl to‘lqini amplitudasining kvadrati fazoning ayni nuqtasida mikrozarraning qayd qilish ehtimolligini xarakterlaydi. Shunday qilib mikrozarrani holatini to‘lqin funksiya bilan ifodalash statistik yoki boshqacha aytganda ehtimollik xarakteriga ega. To‘lqin funksiya qiymatini kvadrati zarrani t vaqt momentida fazoning tomonlari x va $x+dx$, u va $u+dy$, z va $z+dz$ sohasida topilish ehtimolligini ko‘rsatadi. Kvant mexanikasida zarrani holati butunlay yangicha, ya‘ni zarraning ham to‘lqin, ham korpuskulyar xususiyatini o‘zida mujassamlashtirgan to‘lqin funksiyasi orqali ifodalanadi. Zarrani hajmining dV bo‘lakchasida bo‘lish ehtimolligi,

$$dW = |\Psi|^2 dV \quad (2.28)$$

ko‘rinishda ifodalanadi. Bunda Ψ – funksiya qiymatining kvadrati

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

ehtimollik zichligini bildiradi. Agarda zarra haqiqatdan ham mavjud bo‘lsa, uni butun V hajmda bo‘lish ehtimolligi 1 ga teng

bo'ladi. Shu holda ψ – funksiya normallar deb ataluvchi shartni qanoatlantiradi, ya'ni

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi|^2 dV = 1 \quad (2.29)$$

bo'ladi. Bundan tashqari to'liqin funksiyaning fizik ma'nosidan kelib chiquvchi quyidagi shartlar ham bajarilishi kerak:

a) ψ – funksiya chekli bo'lishi kerak, chunki mikrozarani qayd qilish ehtimolligi birdan katta bo'la olmaydi;

b) ψ – funksiya bir qiymatli bo'lishi kerak, chunki mikrozarani fazoning biror nuqtasida qayd qilish ehtimolligining qiymati bir nechta bo'lishi mumkin emas;

v) ψ – funksiya uzluksiz bo'lishi kerak, chunki mikrozarani qayd qilish ehtimolligi sakrashsimon xarakterda o'zgarmaydi. Bu shart to'liqin funksiyaning talqini superpozitsiya tamoyiliga olib keladi. Bu tamoyilga ko'ra sistema holatini tavsiflovchi to'liqin funksiya ψ sistemaning mumkin bo'lgan holatlarini tavsiflovchi

$$\Psi_1, \Psi_2, \dots, \Psi_n$$

funksiyalarining chiziqli kombinatsiyasidan iborat bo'ladi:

$$\psi = C_1 \Psi_1 + C_2 \Psi_2 + \dots + C_n \Psi_n = \sum_{m=1}^n C_m \Psi_m \quad (2.30)$$

Bu tamoyil tashqi bilan klassikada superpozitsiya tamoyiliga o'xshasada, mazmunan undan farq qiladi. Birinchidan, (2.30) dan ko'rinadiki, biror to'liqin funksiyaning nolga teng bo'lmagan



E. Shredinger
(1887-1961)

istalgan kompleks son c ga ko'paytish natijasida hosil bo'ladigan yangi to'liqin funksiya sistemaning dastlabki holatiga mos keladi. Klassik fizikada esa, masalan, ikkita bir xil tebranishlarni qo'shish natijasida bu tebranishlarni xarakterlovchi fizikaviy kattaliklar qiymatlari o'zlarining boshlang'ich qiymatlaridan farq qiladi. Kvant mexanikasida bir xil holatlarni qo'shish fizikaviy kattaliklar qiymatini o'zgartmaydi.

Shuning uchun to'liqin funksiya kvant mexanikasida biror fazoli ko'paytuvchi aniqligida berilgan bo'ladi. Haqiqatdan, $\psi(r,t)$ va $e^{i\alpha}\psi(r,t)$ funksiyalari bir xil ehtimol zichligiga olib keladi.

Ikkinchidan, kvant mexanikasida boshlang'ich har xil holatlarni qo'shish natijasida hosil bo'ladigan holatda biror fizikaviy kattalik L ni qandaydir ehtimol bilan o'lchash vaqtida biz yoki λ_1 , yoki λ_2, \dots , yoki λ_n qiymatlarni olamiz. Klassik fizikada esa bunday holda natijaviy o'lchanadigan kattalik $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$ larning chiziqli kombinasiyaga teng bo'ladi. Shunday qilib, kvant mexanikasida fizikaviy kattalik L ni o'lchash natijasi λ_1 , yoki λ_2 , yoki λ_n dan farq qilmasdan, ehtimollar qonuniga mos ravishda shu qiymatlarning biriga teng bo'ladi. Albatta, topiladigan qiymat aralash holat ψ da $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$ holatlarning nisbiy salmog'iga bog'liq bo'ladi. Kvant mexanikasining matematik apparati esa sistemaning ψ to'lqin funksiyasi bilan tavsiflanuvchi yig'indi holatida fizikaviy kattalik L ning alohida-alohida o'lchashlar natijasi ehtimolini hisoblash imkonini beradi. ψ – funksiyani 1926-yilda Shredinger tomonidan taklif etilgan va uning nomi bilan ataladigan tenglama dan yechib topiladi.

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial Z^2} \right) + U\psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (2.31)$$

Bunda m -mikrozarraning massasi, U – mikrozarraning potensial energiyasi, \hbar – Plank doimiysi, $i = \sqrt{-1}$ – mavhum birlik. (2.31) da ψ – funksiyadan vaqt bo'yicha olingan hosilali had qatnashayotgani uchun uni vaqt ishtirok yetgan Shredinger tenglamasi deb ataladi. Bu tenglamada mikrozarraga ta'sir etuvchi kuchlar potensial funksiya $U(x, u, z, t)$ orqali aks ettirilgan, ya'ni mikrozarra potensial energiyasining qiymati fazoning turli nuqtalaridagina emas, balki fazoning ayni nuqtasida ham vaqtning turli onlarida turlichadir. Lekin mikroduyoda sodir bo'ladigan aksariyat hodisalarda mikrozarraning potensial energiyasi vaqtga oshkor bog'liq bo'lmaydi (turg'un holatlar uchun). Bu holda ψ – funksiya ikkita ko'paytuvchiga ajralib, biri faqat koordinatalarga, ikkinchisi faqat vaqtga bog'liq bo'ladi:

$$\psi(x, y, z, t) = \Psi(x, y, z) \cdot \varphi(t) \quad (2.32)$$

Natijada bir qator matematik amallardan so'ng (2.32) tenglamani quyidagi ko'rinishga keltirish mumkin:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (W - U)\Psi = 0 \quad (2.33)$$

Bu tenglamada W – mikrozarraning to‘liq energiyasi. (2.33) ifoda vaqt ishtirok etmagan turg‘un holat uchun Shredinger tenglamasidir. Kvant mexanikasining ko‘p masalalarini yechishda shu tenglamadan foydalaniladi. Differensial tenglamalar nazariyasidan ma‘lumki, Shredienger tenglamasiga o‘xshash tenglamalar har doim ham yechimga ega bo‘lavermaydi. U faqat energiyaning ma‘lum bir aniq qiymatidagina xususiy yechimga ega bo‘ladi. Topilgan W energiyaning qiymati uzluksiz yoki diskret bo‘lishi mumkin. Biz ham ayrim masalalarni yechishda shu tenglamaning tadbirlarini ko‘rib chiqaylik.

2.3. Vodород atomi uchun Shredinger tenglamasi.

Bor nazariyasi yangi kvant qonuniyatlarni tushunishda katta qadam bo‘ldi. U mikroduyo fizikasi oldida paydo bo‘lgan atom nurlanishi bilan bog‘liq bo‘lgan butun bir katta masalani yechdi va shu bilan birga klassik fizika qonuniyatlarini atom hodisalariga qo‘llash mumkin emasligini, atom hodisalarida kvant qonunlarning rolini ko‘rsatdi. Lekin boshidanoq Bor nazariyasi jiddiy kamchiliklardan holi emasligi ayon bo‘ldi. U yarim klassik, yarim kvant nazariya edi.

Bor nazariyasining dastlabki yutuqlarini e‘tiborga olgan holda, uning bir qator muammolarni hal qila olmaganligini aytib o‘tish ham joizdir. Bor nazariyasi quyidagi muammolarni hal qila olmadi:

1. Nima uchun o‘tishlar faqat berilgan energetik sathlar orasida bajariladi-yu, xohlaganida emas?
2. Nima uchun elektronlar elektromagnit nurlanish chiqarmaydi va spiralsimon harakat qilib yadroga qulab tushmaydi?
3. Murakkab atomlar, xususan geliy va litiy spektrining tabiati qanday?

Kvant mexanika va to‘lqin funksiya tushunchalaridan foydalangan Ervin Shredinger atom tuzilishi tugal nazariyasini yaratish imkoniga ega bo‘ldi. Shredinger nazariyasini tushunish

uchun eng oddiy strukturaga ega bo'lgan vodorod atomi misolida ko'ramiz. Kvant mexanika tarixidagi eng katta yutuqlar bu oddiy atomlar spektrini detallarigacha tushuntirib berishi va kimyoviy elementlarning davriyligini ham tushuntirishi edi. Shu bilan birga kimyoviy elementlarning sirli xossalari sifatida tushuntirilishi haqida ham gapiramiz.

Bu masalani hal etish uchun atomda elektronning xatti-harakatini mufassal o'rganamiz: birinchi navbatda uning fazoda taqsimlanishini hisoblaymiz.

Vodorod atomini to'la tavsiflash uchun ikkala zarraning- elektron va protonning ham harakatini e'tiborga olish zarur. Biz protonni elektronga nisbatan juda og'ir zarra ($1836 m_e$) deb uning harakatini hisobga olmaymiz va proton atomning markazida turibdi deb faraz qilamiz. Ikkinchidan, elektronning spinini ham inobatga olmaymiz. Relyativistik mexanika qonunlari orqali tasvirlangan elektron spini umuman moddalarga kam hissa qo'shadi, deb hisoblaymiz. Boshqacha aytganda, Shredingerning norelyativistik tenglamalaridan foydalanamiz. Yuqorida aytilgan taxminlar asosida atom fazosining u yoki bu nuqtasida elektronning qayd qilinishi (kuzatilishi) amplitudasi holat va vaqt funksiyachsi sifatida qaraladi. t – vaqt momentida x, y, z nuqtada elektronning qayd qilinish amplitudasi $\psi(x, y, z, t)$ deb belgilaylik. Kvant mexanikaga ko'ra, bu amplitudaning vaqt bo'yicha o'zgarish tezligi, shu funksiyaga ta'sir etayotgan Gamilton operatorini beradi. Avvaldan bilamizki,

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi \quad (2.34)$$

bunda

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U(\vec{r}) \quad (2.35)$$

Bu yerda m -elektron massasi, $U(\vec{r})$ -protonning elektrostatik maydonidagi elektronning potensial energiyasi. Kulon maydonidagi elektronning potensial energiyasi

$$U(\vec{r}) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \quad (2.36)$$

Bunda m – elektron zaryadi va $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{Ф} \cdot \text{м}^{-1}$ – elektr doimiysi. Kvant mexanika nuqtai nazaridan elektron to‘lqinlar yig‘indisidan tashkil topgan sistema bo‘lib, u Kulon maydonining potensial o‘rasi bilan chegaralangan. Bunday qarash, o‘rada ruxsat etilgan to‘lqinlar sistemasining to‘plami mavjudligi va ulardan har biri bo‘lgan energiyaning biror mumkin bo‘lgan qiymatiga mos keldai degan fikrga olib keldai. Bu holda to‘lqin tenglamasini uch o‘lchovli ko‘rinishda yozishga to‘g‘ri keladi. Bunday qarashda Ψ to‘lqin funksiya

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r} \quad (2.37)$$

tenglikni qanoatlantirishi kerak. Biz aniq energiyaga ega bo‘lgan holatni izlaganimiz uchun yechimni

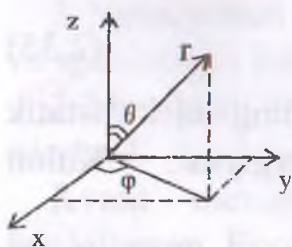
$$\psi(r,t) = \exp\left(-\frac{i}{\hbar} Et\right) \psi(\vec{r}) \quad (2.38)$$

ko‘rinishda yozamiz. U holda $\psi(\vec{r})$ funksiya

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi = \left(E + \frac{e^2}{r}\right) \psi \quad (2.39)$$

Tenglikni yechimi bo‘lishi kerak. Vodorod atomi statsionar holatda bo‘lgani uchun Shredingerning vaqtga bog‘liq bo‘lmagan tenglamasidan foydalanish ma’qul. Tenglamadan ko‘rinib turibdiki, Laplas operatori va psi funksiya x, y, z ga bog‘liq, ammo potensial energiya $V(r)$ x, y, z ning emas, balki r masofaning funksiyasidir. Potensial energiya faqat r ga bog‘liq bo‘lgani uchun (2.39) tenglamaning qutbiy koordinatalar sistemasida yechgan ma’qul. To‘g‘ri burchakli koordinatalar sistemasida Laplasian

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



2.6-rasm

Masala simmetriyaga ega bo‘lgani uchun, eng qulay koordinatalar sistemasi sferik sistemadir. Bunday sistema 2.6-rasmda tasvirlangan. Sferik koordinatalar bo‘lib \vec{r} – radius vektor, θ – qutbiy burchak va φ – azimutal burchak xizmat qiladi. Sferik koordinatalar sistemasidan to‘g‘ri burchakli koordinatalarga o‘tish formulasi

$$x = r \sin \theta \cos \varphi$$

$$y = r \sin \theta \sin \varphi$$

$$z = r \cos \theta$$

bunda $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ koordinata boshidan R nuqtaga o'tkazilgan radius vektorning uzunligi. $\theta = \arccos \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}$ radius-vektor bilan z o'q tashkil qilgan (qutbiy) burchak. $\varphi = \arctg \left(\frac{y}{x} \right)$ radius-vektorning (xy) tekisligiga proeksiyasining x o'qi bilan tashkil qilgan (azimutal) burchagi. Matematik almashtirishlar yordamida Laplas operatorini sferik koordinatalarda ifodalasak, oraliq $f(\vec{r}) = f(r, \theta, \varphi)$ funksiya uchun:

$$\nabla^2 f(r, \theta, \varphi) = \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (rf) + \frac{1}{r^2} \left\{ \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial f}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 f}{\partial \varphi^2} \right\}$$

tenglikni yozish mumkin. Shunday qilib sferik koordinatalar sistemasida $\psi(r, \theta, \varphi)$ funksiyani qanoatlantiruvchi statsionar Shredinger tenglamasi

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} \right] + \left(-\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \psi = E\psi \quad (2.40)$$

ko'rinishga ega. Shunday qilib to'liq funksiya endi r , θ va φ ga bog'liq, ya'ni

$$\psi = \psi(r, \theta, \varphi)$$

Umuman olganda, to'liq funksiya r va θ , φ burchaklarga bog'liq, lekin to'liq funksiya maxsus hollarda burchakka bog'liq bo'lmasligi ham mumkin. Agar to'liq funksiya burchakka bog'liq bo'lmasa, amplituda-koordinata sistemasini burilishiga bog'liq bo'lmaydi. Bu holat harakat miqdori momentining barcha komponentalarini nolga teng qoladi. Natijada to'liq funksiya to'la harakat miqdori momenti nolga teng bo'ladi va u S -holat deyiladi. (2.40) Tenglamaning qulay tomoni uni uchta tenglik orqali yozish mumkinligidir. Buning uchun (2.40) ni uchta funksiya ko'paytmasi tarzida ifodalaymiz:

$$\psi(r, \theta, \varphi) = R(r)\Theta(\theta)\Phi(\varphi) \quad (2.41)$$

Bu yerda $R(r)$ - θ va φ ning o'zgarmas qiymatida psi-funksiyaning radius vektori bo'yicha o'zgarishini xarakterlaydi. $\Theta(\theta)$ - r va φ ning o'zgarmas qiymatida markziy maydon sferasi

meridiani bo'ylab to'liqin funksiya Ψ ning zenit burchagi θ ga bog'liq o'zgarishini tasvirlaydi. $F(\varphi)-r$ va θ ning o'zgarish qiymatida psining mazkur sfera paralleli bo'ylab o'zgaruvchi azimut burchagi φ ga bog'liq o'zgarishini xarakterlaydi. (2.41) ifodani (2.40) tenglamaga qo'yamiz va quyidagini olamiz:

$$\theta \Phi \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \frac{R\theta}{\sin^2 \theta} \frac{d^2 \Phi}{d\varphi^2} + \frac{\Phi R}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\theta}{d\theta} \right) + \frac{2mr^2}{\hbar^2} \left(E + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) R \theta \Phi = 0 \quad (2.42)$$

(2.42) ni $\Psi=R\theta F$ ga bo'lib r bog'lik ifodalarni θ yoki φ ga bog'liq bo'lgan ifodalardan bog'liqsiz yozib olishga imkon beradi. Natijada faqat r ga bog'liq bo'lgan radial qism va faqat θ va φ ga bog'liq bo'lgan burchak qismini ajratish mumkin bo'ladi:

$$R \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \frac{\Phi}{\sin^2 \theta} \frac{d^2 \Phi}{d\varphi^2} + \frac{\theta}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\theta}{d\theta} \right) + \frac{2mr^2}{\hbar^2} \left(E + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) = 0.$$

Har birini $l(l+1)$ ko'rinishdagi doimiylikka tenglaylik:

$$\frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \frac{2mr^2}{\hbar^2} \left(E + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) = l(l+1)R$$

va

$$\frac{1}{\Phi \sin^2 \theta} \frac{d^2 \Phi}{d\varphi^2} + \frac{1}{\theta \sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\theta}{d\theta} \right) = l(l+1) \quad (2.43)$$

larni hosil qilamiz. Shuningdek (2.43)ni ikkita bir-biriga bog'liq bo'lmagan tenglama ko'rinishida yozish mumkin. Buning uchun (2.43) ni $\sin^2 \theta$ ga ko'paytirib, guruhlab tenglik ko'rinishiga keltiramiz.

$$\frac{1}{\Phi} \frac{d^2 \Phi}{d\varphi^2} = l(l+1) \sin^2 \theta - \frac{\sin \theta}{\theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\theta}{d\theta} \right)$$

hosil bo'lgan tenglikni ikki tomonini bir o'zgarishga m_l^2 ga teng bo'lgan holdagina o'rnlidir.

$$\frac{m_l^2}{\sin^2 \theta} - \frac{1}{\theta \sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\theta}{d\theta} \right) = l(l+1)$$

va

$$\frac{d^2 \Phi}{d\varphi^2} + m_l^2 \Phi = 0$$

Shunday qilib, Shredinger tenglamasini uchta oddiy differensial tenglamalarga ajratdik.

Radial tenglama. To'liq funksiyaning radiusga bog'liqligini tavsiflash uchun,

$$\frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \frac{2mr^2}{\hbar^2} \left(E + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) R = l(l+1)R$$

radial tenglamadan foydalanamiz. Bu tenglamaning yechimi $L_{n,l}(r)$ – Lagerr polinomialari ko'rinishida izlanadi. Mufassal matematik amallarni bajarib o'tirmasdan, biz radial xususiy funksiyalarni quyidagi ko'rinishda yozamiz.

$$R_{n,l} = \exp(-nr) r^l L_{n,l}(r)$$

bunda n – bosh kvant son noldan farqli istalgan butun son. orbital kvant son bo'lib boshqa tenglamalardan olinadi. Lagerr polinomialari xossalariga asosan (1) ning yechimi $n \geq l+1$ xollar uchun mavjud. Bunda bosh kvant son $n=1,2,3..$ qiymatlar qabul qiladi.

Orbital kvant son $l=0,1,2,..,(n-1)$

Magnit kvant son $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm l$; qiymatlar oladi.

Azimutal tenglama va uning yechimi. Yuqorida yozilgan tenglamalar ichida eng soddasi bu azimutal to'liq tenglamasidir. Bu tenglama sistemaning z o'qi atrofida aylangandagi to'liq funksiya holatini tasvirlaydi. Bu tenglama ikkita xaqiqiy va bitta mavhum yechimga ega. Ikkinchi tartibli birinchi tartibli hosilasi bo'lmagan azimutal to'liq tenglama,

$$\frac{d^2\Phi}{d\varphi^2} + m_l^2\Phi = 0$$

quyidagi yechimlarga ega.

$$\Phi = A \sin m_l \varphi$$

$$\Phi = A \cos m_l \varphi$$

$$\Phi = A \exp(im_l \varphi)$$

(2.44)

Agar atom z o'qi atrofida to'la aylansa, u holda F ning yechimi uning dastlabki qiymatiga teng bo'ladi, chunki φ – burchak o'zining dastlabki holatiga o'tadi. $m_l \varphi$ kattalik 2π ga karrali o'zgaradi (2.44). Funksiya bu shartni qanoatlantiradi. φ radianlarda o'lchanganligi uchun m_l – kattalik butun sonlar qabul qilishi lozim. m_l ni nolga tengligi va teskari tomonga aylanganligi ham hisobga olsak m_l ni olishi mumkin bo'lgan qiymatlar quyidagilar:

$$m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots; \quad (2.45)$$

Kvant mexanikada avval aytilgan ta'riflarga ko'ra (2.45) dagi m_l ni kvadrati xususiy qiymat bo'lib, (2.44) dagi funksiyalar xususiy funksiyalar deyiladi. m_l – doimiylik kvant mexanikada biz olgan birinchi kvant son bo'lib, ma'lum mulohazalarga ko'ra uni magnit kvant soni deb ataladi.

Qutbiy to'liqin funksiya. Qutbiy burchak θ uchun yozilgan (8.18) tenglama

$$\frac{m_l^2}{\sin^2 \theta} - \frac{1}{\theta \sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\theta}{d\theta} \right) = l(l+1)$$

differensial tenglama murakkab yechimga ega. SHu sababli uning yechimi

$$\theta(\theta) \sim R_{l,m_l}(\cos \theta)$$

ko'rinishda ekanligini ko'rsatamiz. $R_{l,m_l}(\cos \theta)$ – Lejandrning birlashtirilgan polinomi deyiladi. Bu polinom haqida ham to'xtalmasdan, faqat uni $\cos(\theta)$ ga l va m_l kabi ikkita doimiylikka bog'liq ekanligini aytamiz. m_l kvant soni faqat musbat va manfiy butun qiymatlarga, Shuningdek nol qiymat olishi mumkinligi eslatilib, qutbiy burchakning 0 bilan π orasida o'zgarishini inobatga olib, Shuningdek Lejandr polinomining xossaligidan foydalanib l ni faqat butun sonlar qabul qilishini uqtiramiz. Natijada l uchun quyidagi shart bajariladi:

$$l = 0, 1, 2, \dots \quad m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l, \dots$$

l ning qiymati m_l absolyut qiymatiga teng yoki undan katta bo'lishi mumkin. Shuning uchun

agar $l=0$ bo'lsa, $m_l=0$

agar $l=1$ bo'lsa, $m_l=0$ yoki ± 1

agar $l=2$ bo'lsa, $m_l=0$ yoki $\pm 1, \pm 2$ va hokazo bo'lishi mumkin.

Umuman olganda l ni har bir berilgan qiymati uchun $2l+1$ ta mumkin bo'lgan yechim mavjud. Bu holni shunday ta'riflash mumkin: l ning berilgan qiymatiga mos keluvchi holat m_l ga nisbatan $(2l+1)$ karra aynigan. l ning berilgan qiymatiga mos kelgan $(2l+1)$, energiyaning xususiy qiymatlari o'zaro teng bo'lsa,

bunday holat aynigan holat deyiladi. Tashqi fizik xodisalar ta'sirida bu xususiy qiymat parchalansa, u holda aynish yo'qoladi va hosil bo'lgan holat aynimagan deyiladi. Agar vodorod atomini magnit maydonga joylasak, m_l ga nisbatan aynishni yo'qotish mumkin. Shu sababga ko'ra m_l ni magnit kvant soni deb aytiladi.

2.4. Shredinger tenglamasining erkin zarralar uchun tadbiqu.

Agar zarra erkin, unga hech qanday tashqi kuchlar ta'sir etmayotgan bo'lsa, uning potensial energiyasi nolga ($U=0$) teng bo'lib, to'liq energiyasi uning kinetik energiyasidan iborat bo'ladi. Masalani soddalashtirish uchun zarra koordinatining X o'qqa parallel holda harakatlanmoqda deb olamiz. Uni koordinatalaridan olingan xususiy hosilalari nolga teng bo'lib, Laplas operatorida bitta had qoladi:

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

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

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2}W\psi = 0 \quad (2.46)$$

(2.46) ko'rinishdagi Differensial tenglamaning xususiy yechimi yassi to'lqin tenglama ko'rinishida bo'ladi:

$$\psi(x,t) = A\sin(\omega t - kx) \quad (2.47)$$

Bunga ishonch hosil qilish uchun (2.47) ifodani va $\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}$ ni (2.46) ga qo'yib ko'ramiz. $-k^2 A\sin(\omega t - kx) + \frac{2m}{\hbar^2}W\sin(\omega t - kx) = 0$ bundan,

$$k = \frac{1}{\hbar}\sqrt{2mW} \quad (2.48)$$

ekanligini topamiz, $\sqrt{2mW} = p$ bo'lgani uchun,

$$k = \frac{p}{\hbar} \quad (2.49)$$

kelib chiqadi. Ko'rinib turibdiki, hosil qilingan bu ifoda deBroyl formulasining o'zginasidir. Bu Shredinger tenglamasidan deBroyl formulasi kelib chiqishini bildirmaydi. Aslida buni teskarisi Shredinger, o'zida deBroyl to'lqinini mujassamlashtirgan

tenglamani izlab topgan. (2.48)ni boshqacha ko‘rinishda ham yozish mumkin.

$$W = \frac{\hbar^2 k^2}{(2m)} = \frac{P_x^2}{(2m)} \quad (2.50)$$

(2.50) dan ko‘rinadiki, erkin zarraning energiyasi har qanday qiymatni olishi mumkin. Ya’ni uni energiyasining spektri uzluksizdir. Bu to‘lqin soni k ni va zarraning impulsi P_x ni uzluksiz holda o‘zgarishidan kelib chiqadi. Shunday qilib, erkin zarra kvant mexanikasida yassi monoxromatik deBroyl to‘lqini (2.49) bilan ifodalanadi. Bunday zarrani fazoning har qanday nuqtasida topilish ehtimolligi bir xil va vaqtga bog‘liq bo‘lmay, amplitudaning kvadratiga teng:

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

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

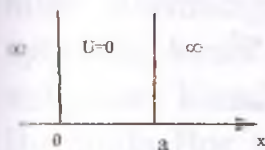
Cheksiz chuqur potensial o‘radagi zarra. Zarra kengligi α bo‘lgan cheksiz chuqur potensial o‘rada harakatlanayotgan bo‘lsin. O‘rani devorlari cheksiz baland bo‘lgani uchun zarracha undan tashqariga chiqa olmaydi. Uni koordinatasi $0 \leq x \leq a$ qiymatlarini olishi mumkin. Zarra o‘raning devorlariga urilib, undan qaytishi natijasida devorlar orasida to‘g‘ri chizikli trayektoriya bilan harakat qilishi mumkin. Zarraning bu o‘radagi potensial energiyasi manfiy va cheskizdir ($U = -\infty$). Agar elektron o‘radan chiqqan taqdirda ham, uning potensial energiyasi nol bo‘lib, u erkin zarraga aylanadi. Shunday qilib, a kenglikdagi cheksiz chuqur potensial o‘radagi zarraning potensial energiyasi uchun,

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

shartni yozish mumkin. Bunday potensial o'raning grafigi 2.7-rasmda ko'rsatilgan. Bu o'rada harakatlanayotgan m – massali mikrozarra uchun Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial X^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (W - U) \psi = 0$$

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



2.7-rasm

O'rani chetlarida $x=0$ va $x=a$ bo'lganda to'liqin funksiya ham nolga aylanadi. Ya'ni chegaraviy shart $\psi(x)=\psi(a)=0$ bo'ladi. O'rani ichidagi zarra uchun Shredinger tenglamasi

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial X^2} + k^2 \psi = 0 \quad (2.51)$$

ko'rinishda bo'ladi. Bu yerda

$$k^2 = \frac{2mW}{\hbar^2}$$

(2.51) ko'rinishdagi Differensial tenglamaning umumiy yechimi $\psi(x) = A \sin kx + B \cos kx$ tenglamadan iborat bo'ladi. Agar yuqoridagi chegaraviy shartdan $\psi(0)=0$ bo'lishi uchun $V=0$ ekanligini hisobga olsak, (2.51) tenglamani yechimi

$$\psi(x) = A \sin kx \quad (2.52)$$

bo'ladi, $X=a$ ekanligini e'tiborga olsak, (2.52) ifoda

$$\psi(a) = A \sin ka$$

ko'rinishni oladi. Yuqoridagi chegaraviy shart, ya'ni $\psi(a) = A \sin ka = 0$ bo'lishi faqat $ka = n\pi$ ($n=1,2,3,\dots$) bo'lganda bajariladi. Demak,

$$k = \frac{n\pi}{a} \quad (2.53)$$

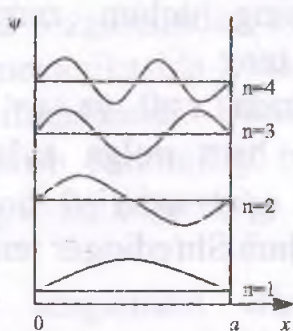
(2.53) ni (2.52) ga qo'yib, zarraning energiyasi uchun

$$W = \frac{n^2 \hbar^2 \pi^2}{2ma^2}, \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (2.54)$$

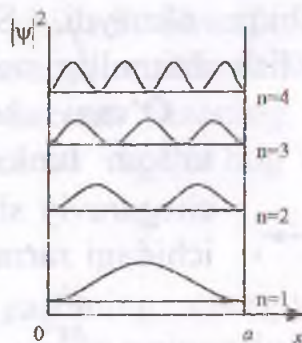
ifodani topamiz. Bu ifodadan quyidagi xulosa kelib chiqadi: potensial o'radagi mikrozarra energiyasi ixtiyoriy qiymatlarga emas, balki qator diskret qiymatlarga ega bo'lishi mumkin (2.8-rasm). Wning kvantlashgan bu qiymatlarini energetik sathlar deb,

mikrozarraning energetik sathini aniqlovchi n son esa *kvant son* deb ataladi. Shunday qilib, W ning faqat (2.54) ifoda bilan aniqlanuvchi qiymatlariga Shredinger tenglamasi yechimga ega bo'lar ekan.

Energiyaning bu qiymatlarini W ning *xususiy qiymatlari* deb, tenglamaning ularga mos kelgan yechimlarini esa *masalaning*



2.8-rasm



2.9-rasm

xususiy funksiyalari deb ataladi. Endi (2.54) dan foydalanib, qo'shni W_n va W_{n+1} energetik sathlarning bir-biridan uzoqligini topaylik:

$$\Delta W = W_{n+1} - W_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} (2n+1) \quad (2.55)$$

Bu ifodadan foydalansak, kengligi atom o'lchamiga mos keluvchi ($a \sim 10^{-10}$ m) potensial o'radagi elektron ($m_e \sim 10^{-30}$ kg) energiyasining xususiy qiymatlari uchun,

$$\Delta W \approx \frac{3,14^2 \cdot 1,05^2 \cdot 10^{-68}}{2 \cdot 10^{-30} \cdot 10^{-20}} (2n+1) J = 0,34 \cdot 10^2 (2n+1) eV$$

ekanligini topamiz. Bu holda energetik sathlarning diskretligi juda aniq namoyon bo'ladi. Biror ($a=10^{-2}$ m) bo'lgan potensial o'ra uchun, molekula massasi $\sim 10^{-26}$ kg deb hisoblasak, u holda $\Delta W = 0,34 \cdot 10^{-18} (2n+1) \text{ eB}$ ni hosil qilamiz. Bu holda energetik sathlar shunchalik zich joylashgan bo'ladiki, ularni uzluksizga yaqin deb hisoblasa ham bo'ladi. Aslida, energetik spektr faqat $a \rightarrow \infty$ dagina ($W=0$) uzluksiz qiymatga ega bo'ladi. Energetik sathlarning

joylashuvi haqida mulohaza qilish uchun (2.55) ni (2.54) ga nisbatini olib,

$$\frac{\Delta W}{W_n} = \frac{2n+1}{n^2}$$

munosabatni hosil qilamiz. n ning ancha katta qiymatlarida kasr suratidagi 1 ni hisobga olmasa ham bo'ladi, natijada $\Delta W/W_n \approx 2/n$ hosil bo'ladi. Demak, n kattalashgan sari ΔW ning qiymati W_n ga nisbatan kichiklashib boradi. Natijada energetik sathlar bir-biri bilan tutashadigan darajada yaqinlashib ketadi. Boshqacha qilib aytganda, kvant sonining katta qiymatlarida kvant mexanikasining xulosalari klassik fizikada olingan natijalarga mos kelishi kerak. Bu qoida Bor tomonidan aniqlangan bo'lib, uni moslik prinsipi deb ataladi. Klassik fizikaga ko'ra o'radagi zarraning barcha holatlari bir xil ehtimollikda bo'ladi. Kvant mexanikasida bu hodisa quyidagicha tahlil qilinadi. Shredinger tenglamasining yechimi, ya'ni n kvant sonining bizni qiziqtiruvchi qiymatlari uchun to'liq funksiyalarini topib, $|\Psi|^2$ ning grafigini chizish kerak. 2.9-rasmda $|\Psi|^2$ ning x ga bog'liqlik grafigi n ning turli qiymatlari uchun tasvirlangan.

Rasmdan ko'rinadiki, $n=1$ holatda zarrani qayd qilish ehtimolligi o'raning o'rtasida maksimumga erishadi. $n=2$ holatda esa zarrani o'ra devorlariga yaqin nuqtalarda va o'raning o'rtasida topib bo'lmaydi, chunki bu nuqtalarda $|\Psi|^2=0$. Bu holatda zarraning qayd qilish ehtimolligi o'raning ikki nuqtasida maksimumga erishadi. $n=3$ holatda esa zarrani qayd qilish ehtimolligi uchta maksimumga erishadi. n ning ancha katta qiymatlarida ehtimollik maksimumlarini xarakterlovchi do'ngliklar ham ortib boradi, ammo bu do'ngliklarning hammasi $\Delta x=a$ kenglikda joylashishi kerak. n kattaroq bo'lgani sari do'ngliklar bir-biri bilan tutashadigan darajada yaqin joylashadi, ya'ni zarrani qayd qilish ehtimolliklari bir xil bo'lgan nuqtalar soni ortib boradi.

Garmonik ossillyator.

Klassik va kvant nazariyasining ko'p masalalarini yechishda elastik kuchga o'xshash kuch ta'sirida tebranma harakat qiluvchi sistema model sifatida foydalaniladi va uni *chiziqli garmonik ossillyator deb ataladi*. Prujinali, fizik va matematik mayatniklar garmonik ossillyatorlarga misol bo'la oladi. Garmonik ossillyatorning potensial energiyasi,

$$U = \frac{m\omega_0^2 x^2}{2} \quad (2.56)$$

formula bilan aniqlanishi bizga ma'lum. Bu yerda ω_0 – ossillyatorning xususiy chastotasi, m – ossillyatorning massasi. (2.56) bog'lanish grafigi paraboladan yoki boshqacha aytganda parabola shaklidagi «potensial» o'radan iborat bo'ladi. Ossillyatorning to'liq energiyasi uni potensial va kinetik energiyalarining yig'indisiga teng va u vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi:

$$W = W_K + U = \frac{m\omega_0^2 A^2}{2} \quad (2.57)$$

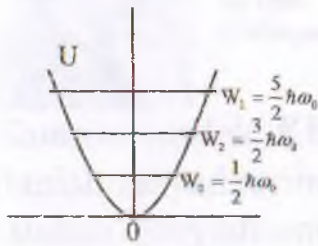
Bu ifoda energiyaning saqlanish qonunini ifodalaydi. Energiyaning saqlanish qonuniga ko'ra to'liq energiya ossillyatorga berilgan dastlabki energiyaga teng bo'ladi. Ossillyatorning to'liq energiyasi uni tebranishi davomida potensial va kinetik energiya orasida turlicha taqsimlanadi. Agar 2.10-rasmda ko'rsatilgan grafikda to'liq energiyaga mos joydan gorizontal chiziq o'tkazsak, bu chiziq koordinatalari $x = \pm A$ bo'ladi, bu yerda A -ossillyatorning tebranish amplitudasi. Ossillyator $-A$, $+A$ oraliqdan chiqa olmaydi. Agar u bu oraliqdan chiqadi desak, uning potensial energiyasi to'liq energiyadan ham katta bo'lib, energiyaning saqlanish qonuni buziladi. Demak, klassik ossillyator chegaralangan fazo sohasida tebranadi.

Kvant mexanikada *chiziqli garmonik ossillyator-kvant ossillyator deb ataladi*. Kvant ossillyatorga misol qilib, kristall panjara tugunida tebranma harakat qilayotgan atomni, molekulani va umuman olganda tebranma harakat qilayotgan har qanday

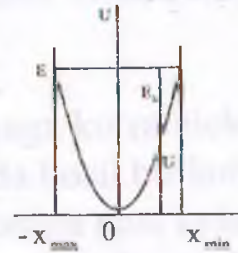
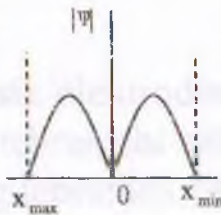
mikrozarrani olish mumkin. Kvant ossillyatori uchun Shredinger tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(W - \frac{m\omega_0^2 x^2}{2} \right) \psi = 0 \quad (2.58)$$

Bu yerda $U = \frac{m\omega_0^2 x^2}{2}$ ossillyatorning potensial energiyasi, W – ossillyatorning to‘liq energiyasi.



2.10-rasm



2.11-rasm

Differensial tenglamalar nazariyasidan ma’lumki, (2.56) ko‘rinishdagi Differensial tenglama energiyaning,

$$W_n = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_0, \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (2.59)$$

bo‘ladigan xususiy qiymatlarida yechimga ega. (2.59) formuladan ko‘rinadiki, kvant ossillyator energiyasi diskret qiymatlarni olib o‘zgaradi, ya’ni uni energiyasi kvantlanadi. Kvant ossillyatorning ham eng kichik energiyasi vertikal devorli potensial o‘ra ichidagi zarraning energiyasiga o‘xshab, noldan katta bo‘ladi. Ossillyatorning bu eng kichik energiyasi (2.59) dan $n=0$ bo‘lganda $W_0 = \frac{\hbar \omega_0}{2}$ bo‘ladi. Kvant ossillyator haqidagi masalaning yechimidan klassik fizikaga xos bo‘lmagan yangi natija kelib chiqadi. Kvant ossillyatori sifatida qaralayotgan zarra klassik fizika nuqtai nazaridan mumkin bo‘lmagan sohada ham bo‘lishi mumkin. Klassik nuqtai nazardan qaraganda zarra ($-A$ va $+A$) oralig‘idan chiqa olmasligi kerak. Ammo kvant ossillyatori parabola shaklidagi potensial o‘radan ham tashqariga chiqishi mumkin. Kvant ossillyatorning koordinatalari x dan $x+dx$ gacha bo‘lgan sohada bo‘lish ehtimolligi

$$W_{\text{min}}(x) dx = |\psi_n(x)|^2 dx$$

ifoda bilan aniqlanadi. 2.11-rasmda $n=1$ kvant holati uchun kvant mexanikasidagi ehtimollik zichliklari solishtirilgan. Grafikdan ko‘rinib turibdiki, kvant ossillyatori klassik fizikaga ruxsat etmagan sohada ham bo‘lishi mumkin. Bu zarraning to‘lqin xususiyatidan, bevosita Shredinger tenglamasining yechimidan kelib chiqadi. Bu yechim murakkab bo‘lgani uchun biz unga to‘xtalmaymiz.



III BOB ATOM TUZILISHI

3.1. Atom modellari



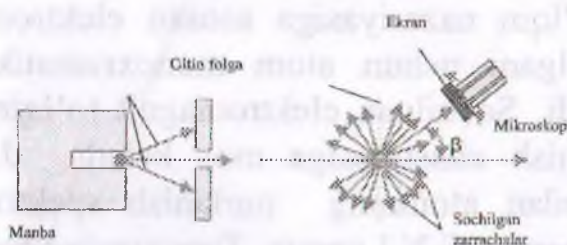
Jozef Jon Tomson (1856–1940). Atomning klassik elektrodinamikaga asoslangan birinchi modelini J.J.Tomson 1903 yilda taklif qilgan. 1906 yilda o'tkazuvchanlik hodisalari uchun Nobel mukofotiga sazovor bo'lgan. 1897 yilda Tomson elektronning zaryadini birinchi bo'lib o'lgan.

Tomson modeli. Klassik elektrodinamikaga ko'ra elektromagnit nurlanish zaryadlarning tebranishi natijasida hosil bo'ladi va uning chastotasi, zaryadlarning tebranish chastotasiga mos keladi. Bunga Gerts vibratorini misol qilib ko'rsatish mumkin. Atomning klassik elektrodinamikaga asoslangan birinchi modelini J.J.Tomson (1856–1940) 1903-yilda taklif qilgan. Bu modelga binoan atom shar shaklida bo'lib, uning butun hajmida musbat zaryadlar bir tekis taqsimlangan. Shu musbat zaryadlar orasida elektronlar ham joylashgan bo'lib, ularning soni musbat zaryadlar soniga teng bo'lgani uchun atom neytral hisoblanadi. Elektron muvozanat vaziyatidan siljiganda uni muvozanat vaziyatiga qaytaruvchi elastiklik kuchga o'xshash kuch hosil bo'ladi. Shu kuch ta'sirida elektron garmonik tebranma harakat qiladi.

Maksvell elektromagnit to'lqin nazariyasiga asosan elektron atomda tebranma harakat qilgani uchun atom monoxramatik elektromagnit to'lqin sochadi. Sochilgan elektromagnit to'lqin chastotasi elektronning tebranish chastotasiga mos keladi. J. Tomson shu atom modeli bilan atomning nurlanish spektri chiziqli bo'lishini tushuntirib berdi. G.N.Lorents, Tomsonning bu atom modeli asosida yorug'lik dispersiyasining elektron nazariyasini yaratdi. Bu nazariya normal va anomal dispersiyalarini tushuntirib berdi. O'z vaqtda atomning Tomson modeli fizikada muhim rol o'ynadi. Ammo bu model uzoq yashamadi.

Rezrford modeli. Ingliz olimi Rezerford radioaktiv moddalardan chiquvchi α -zarrachalarni yupqa metall qatlamidan

o'tganda sochilishini o'rganib, 1911-yilda atom tuzilishining yangi modelini yaratdi. α -zarrachalar bilan ta'sirlashayotgan moddaning atom tuzilishini bilish uchun oldin α - zarrachaning o'zini tabiatini bilish kerak edi. Shuning uchun Rezerford. α - zarrachani zaryadini, massasini va tezligini aniqladi. Rezerford va Geyger radioaktiv moddadan chiqayotgan α - zarrachalarni Faradey tsilindriga to'plab, elektrometr yordamida uning zaryadi musbat bo'lib, ikki elektron zaryadiga ($q=2e$) teng ekanligini aniqladilar. α -zarrachalarni magnit maydonida og'ishiga qarab, uni massasi, 4 ta vodorod atomi massasiga, ya'ni geliy atomni massasiga tengligi aniqlandi. Radioaktiv moddadan uchib chiqayotgan α -zarrachalarning tezligi 10^7 m/s atrofida bo'lib, ular ancha katta kinetik energiyaga ega. Rezerford α -zarrachalar yo'liga kichkina yumaloq tirqishli to'siq qo'yib, tirqishdan chiqayotgan α -zarrachalar dastasini qalinligi 1 mkm ga yaqin bo'lgan oltin qatlam (folga) tomon yo'naltirdi. Rezerford tajribasining sxemasi 1.1-rasmda ko'rsatilgan. Oltin qatlamidan o'tgan α -zarrachalar nurlanuvchi (lyuminestsentsiyalanuvchi) ekran orqali yoki fotoqog'oz yordamida qayd qilinadi. Tajribadan shu narsa ma'lum bo'ldiki, α -zarrachalarning juda ko'p qismi oltin qatlamidan hech qanday to'siqqa uchramay o'tib ekranga borib tushaverar ekan.



3.1. -rasm

Lekin ayrim α -zarrachalarni oltin qatlamdan o'tishda 10^0 , 15^0 , 20^0 burchaklarga og'ishi kuzatiladi. Yana ham oz sondagi α -zarrachalar (taxminan 8000 dan bittasi) 90^0 dan katta

bo'lgan burchakka ham og'ar ekan. Hatto (taxminan 20000 dan bittasini) oltin qatlamdan orqaga qaytgani ham qayd qilindi (3.1-rasm).

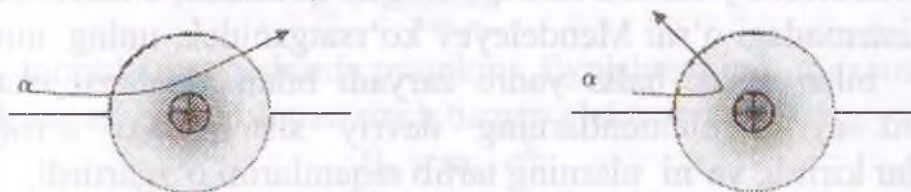
1.2-rasmda yadro kichkina sharcha shaklida tasvirlangan. α -zarrachaning yo'nalish traektoriyasi strelka bilan ko'rsatilgan.

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

1. α -zarrachalarning ayrimlarini oltin qatlamidan o'tishda burilishiga oltin atomlari tarkibidagi musbat zaryadlar bilan o'zaro ta'siri asosiy sababchi bo'ladi.

2. α -zarrachalarning ko'p qismini hech qanday to'sqinlikka uchramay oltin qatlamdan o'tib ketishi atom tarkibidagi musbat zaryadlar atom markazidagi juda ham kichik hajmli yadroga to'planganligini ko'rsatadi.

3. α -zarrachalarning oltin varag'idan orqaga qaytishi musbat zaryadli atom yadrosining massasi α -zarrachalarning massasidan bir necha marta katta,

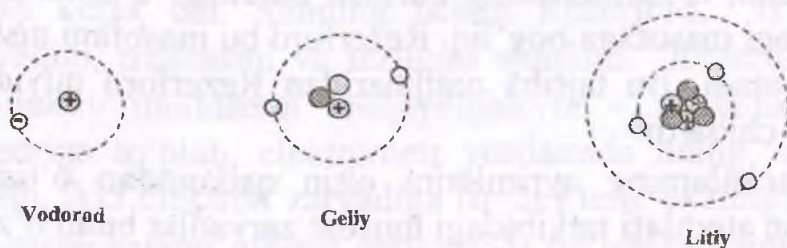


3.2-rasm.

ekanligini va atom massasini asosan shu kichik hajmli yadro tashkil qilishini ko'rsatadi. Rezerford yuqoridagi xulosalari asosida atomning yadro modelini yaratdi. Bu modelga binoan atom markazida musbat zaryadli yadro joylashgan. Yadro bilan elektronlar o'zaro ta'sirlashi natijasida elektronlar yadro atrofida aylana shaklidagi orbitalar bo'ylab aylanadilar. Yadro kuchlari maydoni markazga intilma kuch vazifasini bajaradi. Yadro atrofida aylanayotgan elektron uchun Nyutonning 2-qonuni quyidagi ko'rinishda yoziladi:

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

Bu yerda v – elektronning orbitadagi tezligi, r – orbita radiusi. Elektronlarning umumiy zaryadi, yadrodagi musbat zaryadlarning umumiy zaryadiga teng bo‘lgani uchun atom elektr zaryadiga ega



3.3-rasm

emas. 3.3-rasmda Rezerford atom yadro modeli bo‘yicha vodorod, geliy va litiy atomlarining tuzilishi tasvirlangan. Rezerford tajribaga va atom yadro modeligi asoslanib atom zaryadini va o‘lchamini aniqlashga muvoffaq bo‘ldi. Yadroning zaryadi elektron zaryadiga qarrali bo‘lib, $Q=+Ze$ ekanligi aniqlandi. Bu yerda Z – elementning Mendeleev davriy sistemasidagi tartib raqami. Rezerford yana shu narsaga aniqlik kiritadiki, elementning davriy sistemadagi o‘rni Mendeleev ko‘rsatganidek, uning atom massasi bilan emas, balki yadro zaryadi bilan aniqlanar ekan. Rezerford ayrim elementlarning davriy sistemadagi o‘rniga tuzatishlar kiritdi, ya’ni ularning tartib raqamlarini o‘zgartirdi.

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

$$\frac{m_{\alpha} v^2}{2} = q_{\alpha} \frac{ze}{4\pi\epsilon_0 r_0} \quad (3.1)$$

α -zarrachaning tezligi $v = 107$ m/s, massasi $m = 4mn = 4.1,67 \cdot 10^{-27}$ kg, zaryadi $q = 2.1, 6 \cdot 10^{-19}$ Kl va oltin atomining

davriy sistemadagi tartib raqami $Z=79$ ekanligini hisobga olib, (3.1) tenglikdan r_0 ni hisoblaymiz.

$$R_0 = \frac{q_e Z e}{4\pi\epsilon_0 m_e v^2} \approx 3 \cdot 10^{-14} \text{ m}$$

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

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

formula bilan hisoblanadi. Bu formulada e – elektronning zaryadi, ϕ – o'tkazgich potentsiali. Elektronni r_0 radiusli sharcha deb olsak, uning energiyasi uchun,

$$E_0 = \frac{1}{2} e \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r_0} \quad (3.2)$$

formulani yozishimiz mumkin. Eynishteyning maxsus nisbiylik nazariyasiga binoan tinch turgan elektronning energiyasi

$$E_0 = m_{0e} c^2 \quad (3.3)$$

Bu yerda m_{0e} – elektronning tinchlikdagi massasi, E_0 ning yuqoridagi ifodalarini bir-biriga tenglab, kattaliklarning son qiymatlarini qo'yib, elektronning radiusini hisoblaymiz:

$$r_0 = \frac{1}{2} \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r_0} = m_{0e} c^2$$

$$r_0 = \frac{1}{2} \frac{e}{4\pi\epsilon_0 m_{0e} c^2} = \frac{(1,6 \cdot 10^{-19})^2}{4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} (3 \cdot 10^8)^2} \approx 2 \cdot 10^{-15} \text{ m}$$

Yuqoridagi natijadan ko'rinib turibdiki, elektronning radiusi ham yadro radiusiga yaqin ekan. Yadroning o'lchami va massasini bilgan holda biz yadro moddasining zichligini hisoblashimiz mumkin. Yadroning massasi o'rniga atom massasini olsa ham bo'ladi, chunki elektronning massasi eng kichik atom-vodorod massasidan ham 1836-marta kichik. Ma'lumki, $m_H = 1,67 \cdot 10^{-27}$ kg bo'lgani uchun yadro zichligi uchun

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

natijani olviz. Bunday zichlik hozirgacha fanda ma'lum bo'lgan eng katta zichlikdir. Rezerfordning biz yuqorida ko'rib o'tgan atom yadro modelini ko'pincha atomining planetar modeli deb ham ataladi (3.4-rasm). Lekin bu juda qo'pol qiyoslashdir. Chunki quyosh va planetalar mexanik sistema bo'lsa, atom yadrosi va elektronlar elektrodinamik sistemadir. Quyosh va planetalar o'zaro gravitatsion maydon orqali tortishib tursa, elektronlar yadroga Kulon qonuni bilan aniqlanuvchi elektr maydoni kuchlari orqali tortishib turadi. Yadroga yaqin joylashgan elektronlar yadroning tortishish kuchini tashqi elektronlarga nisbatan kamaytirsa, quyoshga yaqin planetalarqu yoshning tortishish kuchini tashqi planetalarga nisbatan kuchaytiradi. Bundan tashqari, atomdagi elektronlar bir-biriga mutlaqo o'xshash bo'lib, ular orasida o'zaro itarish kuchlari bor.



3.4. rasm

Rezerfordning atom nazariyasi ayrim element atomlari yadro zaryadini va massasini aniqlab, ularning davriy sistemadagi o'rniga aniqlik kiritgani bilan atomning ko'p xossalarini tushuntirib berolmadi. Masalan, atom tashqi ta'sir tufayli ionlashishi, ya'ni u chetki elektronini yo'qotib musbat ionga aylanishi va yana neytral atom holiga qaytishi mumkin. Bu jarayonni Rezerford yadro modeli tushuntirib berolmaydi. Bu model yadro atrofida aylanayotgan elektronning orbitasi nima sababdan turg'un ekaniga ham javob topolmaydi. Elektron yadro atrofida aylanar ekan, ma'lum tezlanishga ega bo'ladi, Shuning uchun atomdan elektromagnit nurlanish chiqib turishi kerak. Natijada elektron orbitasining radiusi qisqara borib, u spiralsimon trayektoriya bo'ylab aylanishi kerak. Atom oldin uzun to'lqin uzunlikdagi yorug'lik, spiralning radiusi qisqarib borgan sari elektronning aylanishi chastotasi ortishi natijasida atom qisqarib to'lqin uzunlikdagi yorug'lik socha boshlashi tufayli atom sochayotgan yorug'likning to'lqin uzunligi uzluksiz qisqarib boradi.

Hisoblashlar shuni ko'rsatadiki, elektron qisqa vaqt ichida ($\sim 10^{-8}$ s) yadro ustiga tushib qolishi natijasida atom "buzilishi" kerak edi. Ma'lumki, bunday hol kuzatilmaydi, atom turg'unligicha qoladi. Atomdan sochilayotgan yorug'lik spektri ham uzluksiz bo'lmay, balki chiziqlidir. Masalan gaz atomlari spektri ham chiziqlidir. Bunday chiziqli spektrga misol qilib vodorod atomi spektrini olish mumkin. Atomlar spektri nima sababdan chiziqli bo'lishini ham Rezerford atom yadro modeli tushuntirib berolmaydi. Demak, klassik mexanika va elektrodinamikaga asoslanib yaratilgan Rezerford atom nazariyasi atom ichida sodir bo'ladigan jarayonlarni tushuntirishga yaroqsiz ekan. Shundan keyin daniyalik nazariyotchi fizik Nils Bor, M. Plankning energiya kvanti haqidagi nazariyasini va tajribada kuzatilgan vodorod atomi spektral seriyalarini o'rganib, atom tuzilishining yangi nazariyasini yaratdi.

3.2. Atomning spektral seriyalari

Atom tuzilishini o'rganishda 1860-yilda nemis olimlari G. Kirxgof (1824-1887) va R. Bunzen (184-1898) ochgan spektral analiz usuli muhim rol o'ynadi. 1885-yilda shveysariyalik maktab fizika o'qituvchisi Balmer ko'zga ko'rinadigan sohada vodorod atomining spektral chiziqlarining joylashish vaziyatida ma'lum qonuniyat borligini sezdi. Balmerning aniqlashicha to'liq uzunlikni kamayishi bilan ular orasidagi masofa ham kamayib borar ekan. Ko'p yillik izlanishlardan so'ng to'liq uzunliklari aniq bo'lgan bu to'rtta spektral chiziqlarini bitta umumiy formula bilan ifodalash mumkinligi aniqlandi:

$$\lambda_n = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4} \quad (3.4)$$

Bu formulada $\lambda_0 = 3646 \text{ \AA}$, formuladagi n ga 3, 4, 5 va 6 qiymatlar berib, vodorod atomining ko'zga ko'rinadigan sohadagi to'rtala spektral chiziqlarining to'liq uzunligini hisoblashimiz mumkin. Quyidagi birinchi jadvalda tajribada kuzatilgan to'liq uzunlik bilan (1.4) formula yordamida hisoblab topilgan to'liq uzunlikni mos kelishi ko'rsatilgan.

CHIZIQLAR	N	HISOBLAB TOPILGAN TO‘LQIN UZUNLIK $\lambda, \text{ \AA}$	KUZATILGAN TO‘LQIN UZUNLIK $\lambda, \text{ \AA}$
H_{α} -- qizil	3	6562,80	6562,79
H_{β} -- yashil	4	4861,38	4861,33
H_{γ} -- ko‘k	5	4340,51	4340,47
H_{δ} -- binafsha	6	4101,78	4101,74

(3.4) formuladagi λ_0 Balmer seriyasidagi eng kichik to‘lqin uzunlik ekanligi ma’lum bo‘ldi. Ya’ni,

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

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

$$\nu = c \frac{4}{\lambda} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) = cR_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (3.5)$$

(3.5) formuladagi $R_H = (10967758,1 \text{ } 0,8) \text{ m}^{-1}$ bo‘lib, u vodorod spektridagi barcha chiziqlar uchun tegishli bo‘lib, Ridberg doimiysi deb ataladi. $R = cR_H$ ham Ridberg doimiysi deb yuritiladi va uning qiymati $R = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ ekanligi aniqlangan.

Keyinchalik vodorod atomi spektrida ko‘zga ko‘rinadigan ultrabinafsha (UB) va infraqizil (IQ) sohalarda ham spektral chiziqlar topiladi. Spektral chiziqlar to‘plamiga spektral seriyalar deyiladi. Bu topilgan chiziqlar ham Balmer formulasi orqali ifodalanadi. Faqat chegaraviy to‘lqin uzunligi va (3.5) ifodaning qavsi ichidagi kasrlari bilan farqlanadi. Balmer formulasi umumiy holda

$$\nu_{mn} = cR_H \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (3.6)$$

ko'rinishda ifodalanadi. (3.6) formulasidagi m va n ning qiymatiga qarab, vodorod atomidagi turli spektral seriyalarini hosil qilish mumkin:

$$m = 1; n = 2, 3, 4, \dots, \nu = cR_n \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{ Layman seriyasi}$$

$$m = 2; n = 3, 4, 5, \dots, \nu = cR_n \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{ Balmer seriyasi}$$

$$m = 3; n = 4, 5, 6, \dots, \nu = cR_n \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{ Paschen seriyasi}$$

$$m = 3; n = 4, 5, 6, \dots, \nu = cR_n \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{ Paschen seriyasi}$$

$$m = 3; n = 4, 5, 6, \dots, \nu = cR_n \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \text{ Paschen seriyasi}$$

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

Borning atom nazariyasi. N.Bor tajribada kuzatilgan vodorod atomi



Niels Xendrik David Bor (1886–1962) Kopengagenda fiziologiya professori oilasida tug'ilgan. 1911-yilda doktorlik dissertatsiyasini yoqiagan, 1914-yilda Bor Manchester universitetida o'qituvchilik qilgan. 1920-yilda Bor Berlinga kelgan, Plank va Gers bilan tanishgan. 1922-yilda Bor elementlarning davriy sistemasini nazariy asoslangan. Borning nazariyasi bo'yicha 71-element Gafniy ochilgan. 1927-yilda to'ldiruvchi prinsipini yaratgan. Yadro fizikasini rivojlanishida Bor katta xissa qo'shdi. 1938-yilda yadroning tomchi modeli va tarkibiy modelini berdi. 1939-yilda yadroning bo'linish nazariyasini yaratdi. 1943-yilda xokimiyatga 1922-yilda atom strukturasi va nurlanishdagi izlashlari uchun nobel mukofotiga sazovor bo'ldi.

spektri va nurlanish kvanti tushunchalarini mohirlik bilan umumlashtirib, 1913-yilda atomning yangi nazariyasini yaratdi. N.Bor (1885–1962) bu nazariyani yaratishda absolyut qora jismning nurlanishi tushuntirib bergan Plankning energiya kvanti haqidagi gipotezasini atomdagi elektronlarga tadbiq etib, elektronlar ixtiyoriy orbitalarda aylanmasdan faqat ruxsat etilgan orbitalar bo'yicha aylanadilar degan xulosaga keldi. Bunday xulosa natijasida u atom spektrining chiziqli bo'lish sababini osonlikcha tushuntirib berdi. Bundan tashqari Bor elektronning ruxsat etilgan orbitalar radiuslarining ham qanday aniqlanishini

topdi. Bor o'zining atom nazariyasiga isbotsiz qabul qilinuvchi uch postulotni asos qilib oldi. Bu postulotlar quyidagicha ta'riflanadi.

1-postulat

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

2-postulat

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

$$mv_n r_n = n\hbar \quad (3.7)$$

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

3-postulat

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

$$h\nu = E_n - E_m \quad (3.8)$$

Bu ifodada n va m lar orbita tartib raqamlari. Ko'pincha 1 va 2-postulotlarni birlashtirib Borning ikkita postuloti bor deb ko'rsatiladi. Borning 2-postulotini yaratilishida Plank domiysi o'lchov birligini impuls momenti o'lchov birligiga mos kelishi asosiy turtki bo'ldi. Kvant mexanikasini tahliliga ko'ra 2-postulotdagi n orbita uzunligiga joylashadigan deBroyl to'liqlinlarini soniga teng:

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

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

bo'lgan uchun

$$mvr = n \frac{h}{m\pi} = n\hbar$$

bo'lib, Borning 2-postulotining matematik ifodasi kelib chiqadi. Elektron yuqori orbitadan quyi orbitaga tushsa, atom yorug'lik kvanti sochadi. quyi orbitadan yuqori orbitaga chiqishi uchun esa tashqaridan yorug'lik kvanti yutadi.

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

$$h\nu = E_2 - E_1$$

3.3. Vodorod atomining nurlanish spektrlari. Bor atom nazariyasi vodorod va vodorodga o'xshagan atomlar uchun mos keladi. Vodorodga o'xshagan atomlar deganda bitta elektronini yo'qotgan geliy, ikkita elektronini yo'qotgan litiy tushuniladi. Chunki, bu atomlar yadrosi atrofida vodorodga o'xshab bittadan elektron aylanadi. Bor nazariyasi bunday atomlarning nurlanish spektrlarini, elektronlarning orbita radiuslarini va energiyalarini aniqlash imkonini beradi. Borning 2-postuloti yordamida elektronning turg'un orbita radiusini hisoblab topishimiz mumkin. Ammo (3.7) tenglikning o'zidan elektron orbita radiusini hisoblab bo'lmaydi. Elektronning tezligi bilan orasidagi bog'lanishni Nyutonning 2-qonunidan foydalanib topamiz. Elektron bilan yadro orasidagi Kulon kuchi elektronga markazga intilma tezlanish beradi. Ya'ni

$$F = ma_n$$

yoki

$$\frac{m\vartheta^2}{r} = \frac{eze}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (3.9)$$

Bu formula klassik fizikaga tegishli bo'lgani uchun Bor postulotlariga ziddir. Ammo bu formuladan foydalanmay turib, elektronning orbita radiusi va tezligini topib bo'lmaydi. (3.9) formuladagi Z – elementining davriy sistemadagi tartib nomeri.

(3.8) va (3.9) tenglamalarini sistema qilib yechib V va r larni topamiz. Vodorod uchun $Z=1$ deb olamiz.

$$\begin{cases} m \mathcal{G}^2 r_n = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \\ m \mathcal{G} r_n = n\hbar \end{cases}$$

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

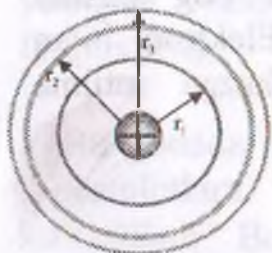
$$V = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 n\hbar} ; \quad n=1, 2, 3, \dots, \quad (3.10)$$

Bu formuladan elektronning $n=1$ bo'lgan orbitadagi tezligi uchun V 106 m/s qiymatni olamiz. Ko'rinib turibdiki, elektronning bu tezligi yorug'lik tezligidan ancha kichik, Shuning uchun atom fizikasida ham Nyuton mexanikasidan foydalanish mumkin. Tezlikning (3.10) ifodasini sistemaning birinchi tenglamasiga qo'yib, turg'un orbitalar radiuslari uchun quyidagi formulani hosil qilamiz.

$$r_n = n^2 \frac{\hbar^2 4\pi\epsilon_0}{me^2} ; \quad n=1, 2, 3, \dots, \quad (3.11)$$

Bu formuladan ko'rinib turibdiki, n ortishi bilan elektronning orbita radiusi 1:4:9:16 va h.k. nisbatda ortib boradi.

Elektronning birinchi turg'un orbita radiusini hisoblaylik,



3.5.-rasm

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

Vodorod atomidagi elektronning bu hisoblangan orbita radiusi birinchi Bor radiusi deb ham ataladi (3.5.-rasm). Vodorod atomidagi elektron $r_1 = 0,588$ dan kichik bo'lgan orbitada hech qachon aylanmaydi. (3.11) formuladan ko'rinib turibdiki, n ortgan sari orbita radiusi ham n ning kvadratiga mos holda ortib boradi. Elektron faqat (3.11) formula bilan aniqlanuvchi orbitalar bo'ylab aylanadi. 2-postulotning yana bir xususiyati shundan iboratki,

undan atom energiyasining kvantlanishi kelib chiqadi. (3.11) formuladan foydalanib, atomning to'liq energiyasini topamiz. Bu energiya elektronning kinetik energiyasi bilan va yadroning o'zaro ta'sir potensial energiyalari yig'indisiga teng.

$$E = E_k + E_p = \frac{m_e v^2}{2} + (-e) \frac{Ze}{4\pi\epsilon_0 r}$$

Yuqoridagi (3.10) ifodadan elektronning kinetik energiyasi potensial energiyaning yarmiga tengligini topamiz:

$$\frac{m_e v^2}{2} = \frac{E_p}{2} = \frac{Ze}{8\pi\epsilon_0 r} \quad (3.12)$$

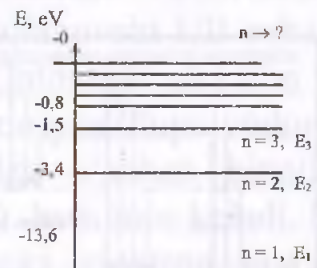
(3.12) ifodaga kinetik energiyaning bu ifodasini qo'yib, atomning to'liq energiyasini aniqlaymiz.

$$E = E_k + E_p = \frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 r} + (-e) \frac{Ze}{4\pi\epsilon_0 r} = -\frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 r} \quad (3.13)$$

To'liq energiyaning manfiy bo'lishligi atomdagi elektronni yadroga bog'langanligini yoki boshqacha aytganda elektron yadroning elektrostatik maydoni hosil qilgan potensial o'rtasida joylashganini bildiradi. (3.13) formuladagi r ni o'rniga uni (3.12) ifodasini qo'yib, atom energiyasi faqat ma'lum bir tayinli qiymatlar olib o'zgarishini ko'rsatadigan formulani hosil qilamiz.

$$E_n = -\frac{1}{n^2} z^2 \frac{m_e e^4}{8h^2 \epsilon_0^2} \quad (3.14)$$

(3.14) formuladagi n bosh kvant soni deyiladi. U elektronning energetik sathi yoki orbita tartib raqamini bildiradi. (3.14) formuladan ko'rinib turibdiki, n ortgan sari yoki boshqacha aytganda elektronning orbita radiusi ortishi bilan atom energiyasi ortib boradi. Energiyaning absolyut miqdori esa kamayib boradi. Atomning maksimal energiyasi nolga teng: bu $n=\infty$ bo'lgan holga yoki elektronni atomdan chiqib ketishiga (atomni ionlashishiga) mos keladi. (3.14) formula faqat atomdagi elektronning energiyasining kvantlanishini ifodalaydi deyish noto'g'ri. Chunki atomning potensial energiyasi elektronning o'ziga tegishli bo'lmay, elektron



3.6-rasm

va yadroning o'zaro ta'siriga bog'liq. Vodorod atomidagi elektronning birinchi, ikkinchi va uchinchi Bor orbitalardagi to'liq energiyasi E_n ni (1.14) formula bilan hisoblaylik.

$$E_1 = -\frac{1}{n^2} Z^2 \frac{m_e e^4}{8h^2 \epsilon_0^2} = -\frac{1 \cdot 1^2 \cdot 9,11 \cdot 10^{-31} \text{kg} (1,6 \cdot 10^{-19} \text{Kl})^4}{1^2 \cdot 8 \cdot (1,05 \cdot 10^{-34} \text{eV})^2 (8,85 \cdot 10^{-12} \text{F/m})^2} = -2,18 \cdot 10^{-18} \text{J}$$

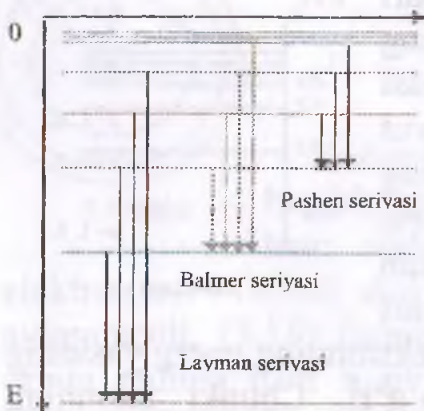
Energiyaning Joule birligini elektron -Volt (eV) birlikka o'tkazamiz.

$$1\text{J} = 6,25 \cdot 10^{18} \text{eV}$$

Xuddi Shuningdek, $n=2$ va $n=3$ bo'lgan hollar uchun E_2 va E_3 energiyalarni hisoblab quyidagi natijani olamiz: $E_2 = -3,4 \text{ eV}$;

$E_3 = -1,5 \text{ eV}$ (3.6.rasm). Elektron yadrodan uzoqlashgan sari, uning to'liq energiyasi kamayib boradi. Elektron yadroni tashlab chiqib erkin zarrachaga aylanganda uni yadro bilan o'zaro tasirlashuv energiyasi nol bo'ladi. Erkin elektronning to'liq energiyasi faqat uning kinetik energiyasidan iborat bo'ladi. 3.6-rasmda vodorod atomidagi elektronni turli orbitalardagi to'liq energiyasi ko'rsatilgan. Bu rasmdagi diagrammada hisob boshi sifatida elektronning yadrodan cheksiz uzoqlikdagi energiyasini nol deb olingan. Shuning uchun elektron yadroga yaqinlashgan sari uning energiyasi manfiy ishora bilan ortib boradi. Vodorod atomida hosil bo'luvchi spektral seriyalarni tushuntirish uchun hisob bosh sifatida birinchi Bor orbitasini olamiz. Elektronning bu orbitadagi energiyasini nol deb hisoblaymiz. Bunday olish uchun elektronning har qaysi orbitalardagi to'liq energiyasiga $+13,6$

eVni qo'shib chiqamiz, natijada 3.7-rasmdagidek diagramma hosil bo'ladi.



3.7-rasm

Elektron yuqori orbitadan quyi orbitaga tushganda atom yorug'lik kvanti sochadi. Atomning turg'un holatiga elektronni 1-Bor orbitasida aylanishi mos keladi. Elektronni boshqa orbitalarda aylanishi atomning qo'zg'algan holatiga to'g'ri keladi. Masalan, elektron

2,3,4-orbitalardan 1-orbitaga tushganda UB sohada joylashgan Layman seriyasidagi yorug'lik kvantlari sochiladi. Ko'zga ko'rinuvchi Balmer seriyasidagi yorug'lik kvantlari esa elektron $n=3,4,5,\dots$, orbitalardan 2-orbitaga o'tganda sochiladi. Xuddi shunga o'xshash cpektrining IQ sohasidagi Breket, Pashen va boshqa seriyalarini ham tushuntirish mumkin.

3.7-rasmda Bor atom nazariyasiga binoan vodorod atomi spektral seriyalarini hosil bo'lishi tasvirlangan. (3.14) formulani atomning ikki xil energetik holati uchun yozib, so'ngra energiya farqlarini topamiz. Bor postulotiga ko'ra

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

bo'ladi. Sochilgan yorug'lik chastotasi

$$\nu = \frac{m_e e^4}{8h^3 \varepsilon_0^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) = R \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right] \quad (3.15)$$

formula bilan aniqlanadi. (3.15) formulada

$$R = \frac{m_e e^4}{8h^3 \varepsilon_0^2} \quad (3.16)$$

bo'lib, u Ridberg doimiysini nazariy chiqarilgan ifodasidir. (3.16) formula bilan hisoblangan Ridberg doimiysi tajribadan topilgan doimiylik bilan mos tushdi. Bu esa spektral seriyalarini ifodalovchi Bor formulasini va umuman Bor atom nazariyasini naqadar to'g'riligini isbotlaydi. Vodorod atomini yutilish spektri ham Bor nazariyasi bilan tushuntiriladi. Vodorodning yutilish chiziqlari Layman seriyasi bilan aniqlanuvchi UB sohada joylashgan bo'ladi. Chunki erkin vodorod atomida elektron 1-turg'un orbitada joylashgan bo'ladi. Bor nazariyasi faqat vodorod atomi uchun qo'llanilmasdan, u vodorodga o'xshab bittadan elektroni bo'lgan ionlarga (He^+ , Li^{++} , Be^{+++} , ...) ham mos keladi. Bu sistemalarning vodorod atomidan farqi shuki, elektron zaryadi $+Ze$ bo'lgan yadro atrofida aylanadi. Z – atom tartib raqami bo'lib, y He uchun ikkiga, Li uchun uchga teng. Vodorod atomi uchun yuqorida keltirilgan formulalar vodorodsimon atomlar uchun ham o'rinli, faqat e^2 ni o'rniga Ze^2 olish kerak.

Vodorodsimon ionlarda elektron orbita radiusi Z marta kamaysa, elektron energiyasi E_n har bir n uchun Z^2 -marta ortadi. Bunday bo'lishini tajriba natijalari ham tasdiqlaydi. Geliy He^+ ionini spektri vodorod spektriga juda o'xshash, bunda faqat nurlanish chastotasi 22-marta katta, to'liq uzunligi esa 4-marta qisqa bo'ladi.

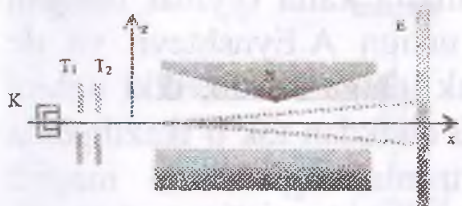
Elektronning $E=0$ energiyasi uni yadrodan cheksizlikgacha uzoqlashish holatiga to'g'ri keladi. Atom va ion uchun energiyaning quyidagi farqi $0-E = -E_1$ ($E_1 < 0$) ionizatsiya potentsiali deb ataladi. Elektron energiyasi $E > 0$ bo'lganda uning orbitasini ochiq giperboladan iborat deyish mumkin. Vodorodning ionlashish potentsiali 13,6 eV ga, bir zaryadli geliy ioniniki $-4.13,6 = 54,4$ eV. Asosiy holatdagi vodorod atomini Bor radiusi $r_0 = 0,53 \text{ \AA}$ bo'lsa, He^+ ionining Bor radiusi ikki marta qisqa. Agar atom yutayotgan fotonning energiyasi, ionlashish potentsialidan kichik bo'lsa, atom qo'zg'algan holatga o'tadi. Agar atomga ionlashish potentsialidan katta energiyali foton tushsa, u atomni ionlashtiradi, ya'ni atomdan elektron uchirib chiqaradi, fotoeffekt yuz beradi.

Atomni ionlashishi yoki qo'zg'alishi faqat fotonlar ta'sirida emas, balki unga elektronlarni yoki atomlarni urilishi natijasida ham bo'lishi mumkin. Qo'zg'algan atom nurlanishi natijasida uning elektroni yana asosiy holatga qaytadi. Gaz razryadlari vaqtida yorug'lik sochilishi ham qo'zg'algan holatdagi atomlarning asosiy holatga qaytishi tufayli yuz beradi. Agar atom elektronlarning urilishi natijasida qo'zg'algan holatga o'tayotgan bo'lsa, elektronlar atomning energetik sathlarining farqiga mos keluvchi energiyasini yo'qotadi. Frank-Gers tajribasida shunday bo'lishi kuzatilgan. Biz buni yuqorida ko'rib o'tdik. Borning atom nazariyasini 1915–1916-yillarda nems olimi Arnold Zomeerfeld takomillashtirdi. U kvantlanish qonidasini erkinlik darajasi ko'p bo'lgan murakkab sistemalarga qo'lladi. Elektron massasining tezlikka bog'liqligidan uning orbitasini pretsessiyalanuvchi ellipsdan iborat bo'lishini ko'rsatib, fizikaga orbital va magnit kvant sonlari tushunchasini kiritdi.

Lekin takomillashgan Bor-Zommerfeld atom modellari ham atomda turg'un orbitalar mavjudligi, elektronlarning bir orbitadan boshqa orbitaga o'tish tartibi, atom nurlanish chiziqlari intensivligining turlicha bo'lish sababi ham tunutirilmadi. Bu nazariyani murakkab atomlarning spektri, tuzilishi va xossalari tushuntirishda qo'llab bo'lmadi. Chunki ularning nazariyasi klassik mexanika bilan kvant mexanikasini sun'iy holda qo'shish natijasida yaratilgan edi. Bor atom nazariyasi atom fizikasining va xususan kvant mexanikasining rivojlanishida muhim ahamiyatiga ega bo'ldi. Ammo Bor atom nazariyasi tugal nazariya emas edi. U ko'p elektronli atomlarning va hatto vodoroddan keyingi element-geliyning nurlanish spektrini ham tushuntirib berolmadi. Atom bir holatdan boshqa holatga o'tishi uchun atom aniq energiyali yorug'lik fotonini yutishi yoki chiqarishi kerak. Atom qanday qilib kerakli energiyali fotonni tanlaydi? Bunday savollarga o'sha vaqtda (1913) Borning o'zi ham javob topa olmadi. Bunday savollarga 1916–1920-yillarda Eynshteyn javob topdi. Frank va Gerlarning tajribasi atomlar energiyasi uzluksiz holda emas, balki diskret holda o'zgarishini ko'rsatib, Bor atom nazariyasining to'g'riligini tasdiqladi.

3.4. Atomlarning xususiyatlari

Shtern va Gerlax tajribasi. O. Shtern va V. Gerlaxlar tajribada tashqi magnit maydoni ta'sirida atom magnit momentlari fazoda ixtiyoriy yo'nalishlarda emas, balki ruhsat etilgan, tayinli



3.8-rasm

yo'nalishlardagina joylashishini isbotladilar. Ular atomlar dastasi nihoyat darajada bir jinsli bo'lmagan magnit maydonidan o'tganda magnit momentining fazodagi yo'nalishiga qarab ekranning turli joylariga tushishlarini kuzatdilar. Ularning tajriba sxemasi 3.8-rasmda ko'rsatilgan. Kuchli bir jinsli bo'lmagan magnit maydoni elektromagnit o'zagining qutblariga maxsus shakl berish bilan

hosil qilinadi. Qizdirilgan kameradan bug‘lanib chiqqan atomlar T to‘siqdagi tirqishdan chiqqach, ingichka dasta shakliga keladi. So‘ngra bu atomlar dastasi elektromagnit o‘zagi qutblari orasidagi bir jinsli bo‘lmagan magnit maydonidan o‘tib, E ekranga boradi. Qurilma havosi so‘rib olingan maxsus kameraga joylashtirilgan bo‘ladi. Klassik fizika nuqtai nazaridan qaraganda atomlar dastasi ekranni bir joyiga tushishi kerak, chunki atomlarning magnit momentlari har qanday qiymatni olishi mumkin.

Kvant nazariyasiga ko‘ra atomlar dastasi umuman bo‘laklarga ajramasligi yoki kamida uchta bo‘lakka ajralishi kerak. Vodorod atomi dastasi esa magnit momenti nol bo‘lgani uchun umuman bo‘laklarga ajramasligi kerak edi.

Lekin vodorod atomlari dastasi bir jinsli bo‘lmagan magnit maydonidan o‘tishda ikkiga ajralib, ekranning a va b nuqtalarida qayd qilindi. Bir valentli Na, K, Ag va boshqa atomlar dastasini ham vodorodga o‘xshab ikki bo‘lakka ajralishi kuzatildi. Umuman Shtern va Gerlax tajribasi atom magnit momentlarini fazoviy kvantlanishini isbotladi. Agar bir jinsli bo‘lmagan magnit maydondan R – holatdagi ($\ell = 1$) atomlar dastasi o‘tkazilsa, ular uch bo‘lakka ($2\ell + 1 = 3$) bo‘linishi qayd qilindi. Buni sababi keyinchalik ma‘lum bo‘ldi.

A.Eynshteyn va de Gaaz tajribasi

Bu vaqtda giromagnit nisbatni aniqlash bo‘yicha A.Eynshteyn va de Gaazlar o‘tkazgan tajriba natijasini tushuntirish ham muammo bo‘lib turgan edi, chunki tajribadan giromagnit nisbat uchun nazariya ko‘rsatganidan ikki marta katta qiymat olingan edi. Bu nisbatni tajribada aniqlash uchun A.Eynshteyn va de Gaazlar po‘lat sterjenni o‘ramli g‘altak ichiga kiritib, ikki uchini ip bilan mahkamlashgan (3.9-rasm). G‘altakdan tok o‘tkazilganda sterjen magnitlanishi natijasida elektronlarning orbital magnit momentlari tashqi magnit maydoni yo‘nalishida tartibli joylashadi. Natijali mexanik moment noldan farqli bo‘lib qoladi. Ma‘lumki, sistemaning natijali mexanik momenti nol bo‘lishi kerak. Shuning uchun sterjen magnitlanish vaqtida teskari yo‘nalishda moment olib buriladi. Magnit maydoni yo‘nalishi o‘zgarsa, sterjen

ham teskari tomonga buriladi. Sterjen osilgan ipni burilishi juda kichik bo'lgani uchun unga mahkamlangan kichkina ko'zgudan qaytgan yorug'lik nurini burilishiga qarab, sterjen burilganini sezish mumkin. A.Eynshteyn va de Gaaz tajribalarini 1920-yilda rus fiziklari A.F.Ioffe va P.L.Kapitsa boshqacha ko'rinishda takrorladilar. Ular ipga osilgan nikel sterjenni Kyuri nuqtasidan katta temperaturagacha isitilganda magnitsizlanish vaqtida uning burilishini anikladilar. A.Eynshteyn va de Gaaz tajribasida po'lat strejen magnitlanish natijasida burilsa, A.F.Ioffe va P.L. Kapitsa tajribasida nikel sterjen magnitsizlanishi vaqtida elektronlarning impuls momentlarining vaziyati o'zgarishi tufayli buriladi. Impuls momentining saqlanish qonuniga ko'ra sistema impuls momenti o'zgarmasdan qolishi kerak. Shuning uchun elektronlarning impuls momentining o'zgarishini to'ldirish uchun sistema, ya'ni nikel sterjen vertikal o'q atrofida buriladi (3.9-rasm).

Nikel sterjen osilgan ipga mahkamlangan ko'zgudan qaytgan nurning burilish burchagini o'lchab va ipning elastiklik koeffitsentini aniqlab, sterjen olgan mexanik momentni va sterjenni tashkil qilgan atomlarining yig'indi magnit momentlarini ham o'lchash mumkin. Lekin giromagnit nisbat bitta elektron uchun hisoblanadi.

A.F.Ioffe va P.L. Kapitsa tajribasi. A.F.Ioffe va P.L. Kapitsa tajribasida ham A. Eynshteyn va de Gaaz tajribasidagidek natija olindi, ya'ni giromagnetik nisbat nazariy natijadan ikki marta katta bo'lib chiqdi. Bulardan tashqari ko'plab murakkab atomlarning spektrini tushuntirishda ham muammoga duch kelindi.



3.9-rasm



3.10 -rasm

Atomlarning spektral chiziqlarini sinchiklab tekshirish natijasida ayrim chiziqlar yonma-yon joylashgan ikkita chiziqdan iborat ekanligi ayon bo'ldi. Bunga misol qilib natriyning sariq

chizig'ini olish mumkin. Oddiy spektral asbobda ham bu sariq chiziq bir-biriga yaqin joylashgan, to'liq uzunliklari $\lambda_1=5896\%$ va $\lambda_2=5890\%$ bo'lgan ikkita chiziqdan iborat ekanini ko'rish mumkin. Bu muammoni Bor atom nazariyasi ham, o'sha vaqtdagi kvant mexanikasi ham tushuntirib berolmadi. 1925-yili amerikalik fiziklar Jorj Ulenbek (1900) va Semyuel Gaudsmit (1902-1979) agar elektron xususiy mexanik va magnit momentlarga ega deb faraz qilinsa, Shtern va Gerlax, A.Eynshteyn va de Gaaz tajribalarini ham, atomlarining spektral chiziqlarining bo'linishini ham tushuntirish mumkinligini isbotladilar. Klassik fizika nuqtai nazaridan qaraganda elektron o'z o'qi atrofida aylangandagina xususiy impuls va magnit momentiga ega bo'ladi. Elektron zaryadga ega bo'lishi natijasida magnit momenti vujudga keladi. Elektronning xususiy impuls momentini spin, xususiy magnit momentini spin magnit momenti deb ataladi.

“Spin” inglizcha so'z bo'lib “aylanmoq” degan ma'noni anglatadi. Bu termini ishlatilishiga sabab o'sha vaqtda elektronni o'z o'qi atrofida aylanuvchi zaryadli sharcha sifatida tasavvur qilingan. Lekin bunday tasavvur noto'g'ri ekanligi keyinchalik ma'lum bo'ldi. Chunki elektron uchun odatdagi impuls va magnit moment qiymatini olish uchun u yorug'lik tezligidan yuz martadan ham katta chiziqli tezlikda aylanishi kerak ekan. Bu esa Eynshteyn nisbiylik nazariyasiga zid keladi. Bunday bo'lishini hisoblab ko'rish mumkin. Elektronning mexanik impuls momenti,

$$L=I\omega=2/5mr_2 \cdot \omega=2/5 m\vartheta_0r$$

formula bilan aniqlanadi. Bu formulada ϑ_0 elektronning “ekvatoridagi” chiziqli tezligi. Agar elektronni spin momenti $L_s=1/2\hbar$ ekanligini hisobga olsak ϑ_0 uchun,

$$v_0 = \frac{5 \hbar}{2 m r} = \frac{5}{2} \frac{1,05 \cdot 10^{-34}}{9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 2 \cdot 10^{-15}} = 600 \cdot 10^8 \frac{M}{c} = 200 c \quad ?$$

qiymat kelib chiqadi. Hozirgi vaqtda elektron spini, uning aylanishini bildirmaydi.

Spin xuddi zaryad va massa kabi elektronning impuls momentini bildiruvchi kattalik hisoblanadi. Elektron spini uning

aylanishi bilan bog'lash noto'g'ri ekanini zaryadsiz zarrachalarni neytron ham mexanik momentdan tashqari spin magnet momentiga ega bo'lishida ko'rishimiz mumkin. Elektronning spin mexanik momenti ham orbital mexanik momentga o'xshab kvantlanadi, ya'ni

$$L_s = \hbar \sqrt{S(S+1)} = \sqrt{3} \frac{\hbar}{2}$$

Bu formulada $S=1/2$ ga teng bo'lib, spin kvant soni deb ataladi. Spin magnet momentining qiymati,

$$P_{m_s} = \frac{e}{m} L_s = \frac{e}{m} \frac{\hbar}{2} \sqrt{3} = \mu_B \sqrt{3}$$

ifoda bilan aniqlanadi. Elektronning spin mexanik momentida ham fazoviy kvantlanish mavjud, ya'ni u fazodagi ixtiyoriy Z yo'nalishda ikkita proektsiyaga,

$$L_{sz} = m_s \hbar = \pm \frac{1}{2} \hbar$$

ega. Bu ifodada $m_s = \pm$ ga teng bo'lib, magnet spin kvant soni deb ataladi. Bundan ko'rinadiki, elektron Plank doimiysi birligida yarimta spinga ega ekan. Odatda $m_s = +$ ni "spin-tepaga (\uparrow); $m_s = -1/2$ ni "spin-pastga (\downarrow) ko'rinishida belgilanadi. Spin magnet momentining ham tashqi magnet maydon yo'nalishidagi proektsiyasi faqat ikkita qiymatga ega bo'la oladi.

$$P_{m_{sz}} = \frac{e}{m} L_{sz} = \frac{e}{m} m_s \hbar = \pm \frac{eh}{2m} = \pm \mu_B$$

Ko'rinib turibdiki, spin magnet momentining fazodagi tashkil etuvchisining qiymati Bor magnetoni μ_B ga teng ekan. Elektronning spin kvant sonini hisobga olsak, uning atomdagi holati, to'rtta kvant soni orqali aniqlanadi (3.1-jadval).

KVANT SONLARI	OLISHI MUMKIN BO'LGAN QIYMATI	UMUMIY QIYMATI
Bosh kvant soni, n	1, 2, 3, ...	
Orbital kvant soni, ℓ	0, 1, 2, ..., (n-1)	n
Magnet kvant soni, m_ℓ	0, $\pm 1, \pm 2, \dots \pm \ell$	$2\ell + 1$
Spin magnet kvant soni, m_s	-1/2, +1/2	$2S + 1$

Elektronlar atom yadrosi atrofidagi elektron qobiqlarda Pauli taqiqlash prinsipi bo'yicha taqsimlanadi. Bu haqida keyinroq to'liq ma'lumot beramiz. Elektron qobiqlarda elektronlar doimo qarama-qarshi spin bilan juft-juft bo'lib joylashadi. Shuning uchun to'lgan qobiqning natijali spin momenti nolga teng bo'ladi. Bir valentli kimyoviy elementlarda tashqi qobiqida S holatda faqat bittadan elektron bo'lgani uchun yuqorida aytganimizdek, bu elektronning orbital magnit momenti nolga teng, lekin spin magnit momenti nolga teng bo'lmasdan u atomning magnit momentini belgilaydi. Bunday atomlar magnit maydonidan o'tishda spinlari $m_s = +$ ga teng bo'lganlari bir tomonga, $m_s = -$ ga teng bo'lganlari esa boshqa tomonga og'adilar. Natijada tashqi qobiqda S- holatda bittadan elektroni bo'lgan barcha atomlar Shtern-Gerlax tajribasida ekranda bir-biridan aniq ajralgan chiziq hosil qiladi.

Buning sababini spin orqali, xususan spin-orbital o'zaro ta'sir orqali tushuntirish mumkin. Elektronning spin magnit momenti orbital magnit momentiga parallel yoki antiparallel bo'lishi mumkin. Elektron spinini elektron orbitasiga nisbatan bunday ikki xil vaziyati energetik sathni bo'linishiga, ya'ni yonma-yon qo'sh chiziq hosil bo'lishiga olib keladi. Natriy spektridagi qo'sh sariq chiziq ham spin-orbital o'zaro ta'sir tufayli hosil bo'ladi. Elektron spini haqidagi faraz Eynshteyn - de-Gaaz tajribasi natijasiga ham oydinlik kiritdi. Ya'ni ferromagnetiklarning magnit xossalari elektronlarning orbital magnit momentlari orqali emas, spin magnit momentlar orqali belgilanishi aniqlandi. Natijada giromagnit nisbatni tajribada nima sababdan ikki marta katta chiqqani aniq bo'ldi.

Shunday qilib, ko'rib o'tilgan tajriba natijalari spin haqidagi tushuncha kiritilishi bilan tushuntirildi. Lekin bu tushuncha o'sha vaqtdagi kvant nazariyasidan kelib chiqmagan edi. Shuning uchun olimlar elektron spinini ham o'z ichiga olgan nazariya yaratishga harakat qildilar. Bunday nazriyani 1928-yilda ingliz fizik-nazariyotchisi Pol Dirak yaratdi. U yaratgan tenglama elektronning nafaqat to'liq xossasini, balki Eynshteyn nisbiylik

nazariyasi talablarini ham hisobga oldi. Nisbiylik nazariyasiga mos keladigan kvant mexanikasini, relyativistik kvant mexanikasi deb ataladi.

Relyativistik kvant mexanikasi asoschisi P.Dirak yaratgan to'liq tenglama, yorug'lik tezligiga yaqin tezlikda harakatlanayotgan zarrachalarning to'liq xossalarini hisobga olgan tenglamadir. Biz relyativistik kvant mexanikasiga, xususan Dirak tenglamasiga to'xtalmaymiz, u maxsus kurslarda ko'rib o'tiladi. P.Dirak tenglamasidan elektronni xususiy magnit momentga, ya'ni spin magnit momentga ega bo'lishligi va massasi elektron massasiga, zaryadi elektron zaryadiga teng, lekin ishorasi musbat bo'lgan zarracha – antielektronni mavjud bo'lishligi nazariy kelib chiqdi.

1932-yilda bunday antizarracha amerikalik fizik K.Anderson tomonidan Vilson kamerasida kosmik nurlar tarkibida qayd qilindi va unga pozitron deb nom berildi. Pozitron topilgandan keyin boshqa elementar zarrachalarning ham antizarrachalari kashf qilina boshladi. Agar bitta zarrachaning harakatini tekshirishdan (masalan bir elektronni) ko'p elektronli sistemaga o'tsak, ularning klassik fizikada o'xshashi yo'q xususiyati namoyon bo'ladi. Aytaylik kvant mexanikasida tekshirilayotgan sistema bir xil zarrachalardan, masalan elektronlardan iborat bo'lsin. Hamma elektronlar bir xil massa, zaryad, spin va kvant soniga ega bo'lgani uchun ularni aynan o'xshash zarrachalar deyiladi. Bir xil o'xshash zarrachalardan tashkil topgan sistemani o'ziga xos xususiyati shundaki, tajriba yordamida ham ularni bir-biridan farqlab bo'lmaydi. Buni kvant mexanikasida o'xshash zarrachalarning farqlanmaslik prinsipi deb ataladi.

Klassik fizikada esa o'xshash zarrachalarni fazodagi o'rni va impulsiga qarab farqlash mumkin. Masalan, biror sistema tarkibiga kirgan zarrachalarni boshlang'ich momentda "xuddi nomerlagandek" belgilab olaylik. U holda zarrachalarni traektoriya bo'yicha harakatini kuzatish natijasida vaqtning turli onlarida u yoki bu zarrachaning vaziyati to'g'risida ma'lumotga ega bo'lamiz. Kvant mexanikasida zarrachani fazoning u yoki bu

sohasida qayd qilish ehtimolligi aniqlanadi. Bunday holda bir xil zarrachalarni “nomeri bo‘yicha” ajratish imkoniyati bo‘lmaydi. Zarrachalarni bir-biridan farq qilib bo‘lmagani uchun ham ularni o‘rni almashib qolgani bilan ehtimollik o‘zgarmaydi. Shunday qilib, kvant mexanikasida o‘xshash zarrachalar o‘zining individualligini (ya’ni alohidaligini) yo‘qotib, bir-biridan farqlanmasdan qoladi.

Kvant mexanikasida zarrachalarning farqlanmaslik prinsipi ularning to‘lqin funksiyalari simmetriyasining alohida bir xususiyatga ega bo‘lishiga olib keladi. Agar zarrachalarning o‘rni almasha to‘lqin funksiya ishorasini o‘zgartirmasa, u simmetrik, ishorasini o‘zgartirsa, antisimmetrik to‘lqin funksiya deb ataladi. To‘lqin funksiyani simmetriyasi vaqt o‘tishi bilan o‘zgarmaydi.

3.5. Pauli prinsipi

Shveysariyalik nazariyotchi fizik Volfrang Pauli (1900–1958) 1940-yilda spini \hbar birligida nol yoki butun songa ega bo‘lgan barcha zarrachalar Boze-Eynshteyn statistikasiga, yarimta spinga ega bo‘lgan zarrachalar esa Fermi-Dirak statistikasiga bo‘yin so‘nishini ko‘rsatib berdi. Butun sonli spinga ega bo‘lgan zarrachalarga π -mezonlar va fotonlar kiradi, ular bozonlar deb ataladi va simmetrik to‘lqin funksiya bilan ifodalanadi. Yarimta spinli zarrachalarga elektron, proton va neytron kiradi va ularga fermionlar deb nom berilgan. Fermionlarning to‘lqin funksiyasi antisimmetrik hisoblanadi.



Volfrang Pauli (1900–1958). Shveysariyalik nazariyotchi fizik Volfrang Pauli 1940 yilda spini \hbar birligida nol yoki butun songa ega bo‘lgan barcha zarrachalar Boze-Eynshteyn statistikasiga, yarimta spinga ega bo‘lgan zarrachalar esa Fermi-Dirak statistikasiga bo‘yin so‘nishini ko‘rsatib berdi.

Atomlarning chiziqli spektrini o‘rganish, atom ichiga “nazar solishga” imkon beradi deyish mumkin. Pauli ham atom

spektrlarini o'rganib, atomda ma'lum bir holatda n , ℓ , m_ℓ , m_s to'rtala kvant sonlari bir xil bo'lgan bittadan ortiq elektronni bo'lishi mumkin emas degan xulosaga keldi. Bu fizikada Paulining taqiqlash prinsipi deb yuritiladi. Pauli prinsipiga yana boshqacha ta'rif berish mumkin: bir xil fermionlardan ikkitasi bir vaqtning o'zida ayni bir holatda bo'lishi mumkin emas.

n	ℓ	m_ℓ	m_s
1	0(1S)	0	$\pm 1/2$
2	1(2p)	+1	$\pm 1/2$
		0	$\pm 1/2$
		1	$\pm 1/2$
	0(2S)	0	$\pm 1/2$
3	2(3d)	+2	$\pm 1/2$
		+1	$\pm 1/2$
		0	$\pm 1/2$
		1	$\pm 1/2$
		2	$\pm 1/2$
	1(3p)	+1	$\pm 1/2$
		0	$\pm 1/2$
		1	$\pm 1/2$
	0(3S)	0	$\pm 1/2$

Tabiatda holati faqat antisimmetrik to'liqin funksiya bilan ifodalanuvchi fermionlar juftini uchratish mumkin. Bundan, agar to'rtala kvant sonlaridan hech bo'lmaganda bittasi bilan, masalan, spin kvant sonlari bilan farq qilsa, ayni bir holatda n , ℓ , m_ℓ kvant sonlari bir xil bo'lgan ikkita elektron bo'lishi mumkin degan xulosa kelib chiqadi. Paulining taqiqlash prinsipi shunday kuchli prinsipki, u hatto fizik sistemani o'z-o'zidan eng kichik energiyali holatni olishga intilishidan ham ustun keladi. Lekin bozonlar uchun Pauli prinsipi bajarilmaydi. Ayni bir holatda bir xil bozonlardan istagancha sonidagisi bo'lishi mumkin. Atomdagi elektronlarning energetik sathlar (holatlar) bo'yicha taqsimlanishi

ham Pauli prinsipiga amal qiladi. Pauli prinsipini atomdagi elektronlarga tadbiq qilib, uni quyidagicha ta'riflash mumkin. Atomda n , ℓ , m , s kvant sonlar to'plami bilan ifodalanuvchi ixtiyoriy energetik sathda bittadan ortiq elektronni bo'lishi mumkin emas. Atomda bir energetik sathda ikkita elektron bo'lsa, ular qarama-qarshi spinga ega bo'lishi kerak. Atomda ayni bir n bosh kvant soni uchun bo'lishi mumkin bo'lgan energetik sathlarining umumiy sonini hisoblaylik. Agar n va ℓ larning qiymatlari o'zgarmasdan m va s lari bilan farqlanuvchi sathlar sonini topish kerak bo'lsa, har bir n va m ning $2\ell + 1$ ruxsat etilgan qiymati bor. Demak, n va s larning aynan to'plami $(2\ell + 1)$ sathdan iborat. Nihoyat, ayni n uchun ℓ , m va s lari bilan farqlanuvchi sathlar sonini topaylik. Ayni n uchun ℓ ning qiymatlari 0 dan $n - 1$ gacha bo'lgan butun sonlarni olishi mumkin. Shuning uchun asosiy kvant soni n ning ayni bir qiymati bilan ifodalanuvchi sathlar soni (arifmetik progressiya hadlarining yig'indisi formulasiga asosan) quyidagicha aniqlanadi

$$\sum_{\ell=0}^{n-1} 2(2\ell + 1) = 2 \frac{1 + [2(n-1) + 1]n}{2} = 2n^2$$

Sathlar soni ham elektronlar soniga teng bo'ladi. 3.2-jadvalda $n=1$; $n=2$ va $n=3$ bo'lgan hol uchun energetik sathlar ko'rsatilgan. $n=1$ bo'lgan sathlar soni 2 ta, $n=2$ bo'lgandagi sathlar soni 8 ta, $n=3$ bo'lsa, sathlar soni 18 ga teng. Masalan; vodorod atomida $n=1$ bo'lgan ikkala sath bir xil energiyaga ega yoki $n=2$ bo'lgan sakkizta sathning hammasi aynan bir xil energiyaga ega bo'ladi.

Lekin ko'p elektronli atomlarda o'zaro ta'sir tufayli atomdagi energetik sathlarning energiyalari boshqa kvant sonlariga ham bog'liq bo'lib qoladi. Ko'p elektronli atomlarda ayni bir bosh kvant soni n ga to'g'ri kelgan elektronlar to'plami elektron qobiqni hosil qiladi. Har bir qobiq ℓ kvant soniga mos holda qobiqchalarga bo'linadi. Ma'lumki, orbital kvant soni ℓ , 0 dan

$n - 1$ gacha bo'lgan qiymatni qabul qilgani uchun qobiqdagi qobiqchalarni soni n tartibida bo'ladi.

Bosh vant soni, n	1	2	3			4			5						
Qobiq belgisi	K	L	M			N			O						
Qobiqdagi elektronlar ning maksimal soni	2	8	18			32			50						
Orbital kvant soni, ℓ	0	0	1	0	1	2	0	1	2	3	0	1	2	3	4
Qobiqcha belgisi	1s	2s	2r	3s	3r	3d	4s	4r	4d	4f	5s	5r	5d	5f	5g
Qobiqchadagi elektronlar ning maksimal soni	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	14	18

Qobiqlarni belgilanishi va elektronlarni qobiq va qobiqchalarda taqsimlanishi 3.3-jadvalda ko'rsatilgan.



D. I. Mendeleev
(1834 – 1907)

3.6. D.I.Mendeleev elementlar davriy sistemasi.

Ma'lumki, kimyoviy elementlar dunyosi xilma-xil. Shuning uchun olimlar ularni ma'lum bir tartibga solishga harakat qildilar. 1869-yilda rus olimi D.I.Mendeleev elementlarni atom massalari bo'yicha ma'lum bir sistemaga solishga erishdi. Ya'ni, kimyoviy elementlar davriy sistemasini yaratdi. Agar elementlarni massalarining ortib borishi tartibida joylashtirilsa, ma'lum bir tartib raqami oralig'ida (bu oralig' davr deb ataladi), ularning ko'pgina kimyoviy va fizik xossalari takrorlanishi ma'lum bo'ldi. Masalan, litiy bir valentli ishqoriy metal bo'lib, tartib raqami $Z=3$ ga teng.

Yana 8 ta tartib raqamidan keyin kelgan natriy ($Z=11$) ham, undan Yana 8 ta raqam keyin joylashgan kaliy ($Z=19$) ham litiyga o'xshab ishqoriy metall hisoblanadi. Bunday ishqoriy metall xossasi 18 tartib raqamidan keyin rubidiy ($Z=37$) va tseziyda ($Z=55$) ham takrorlanadi. Davriy sistema yaratilgan vaqtda 63 ta kimyoviy element borligi ma'lum edi. D.I.Mendelev tomonidan katakchalarga davriy sistemadagi elementlar birin-ketin qo'yib chiqilgandan keyin ayrim katakchalar bo'sh qoldirildi. Mendelev bu bo'sh katakchalarni to'ldirishi mumkin bo'lgan, hali topilmagan kimyoviy elementlarning xossalarini oldindan aytib berdi. Masalan, shunday yo'l bilan Fransiyada davriy sistemada ruxdan keyin joylashgan galliy elementi kashf etildi. Undan keyin boshqa kimyoviy elementlar ham kashf etilib, davriy sistemadagi bo'sh kataklar to'lib bordi. Davriy sistema yaratilgandan keyin ko'p savollarga javob topishga to'g'ri keldi.

O'sha vaqtda bunday savollarga javob topishni imkoni bo'lmadi. Keyinchalik ma'lum bo'ldiki, kimyoviy elementning davriy sistemadagi tartib raqami atom yadrosi zaryad sonini yoki yadro atrofida elektronlar sonini bildirar ekan. Elementning davriy sistemadagi tartib raqami ortgan sari uni massasi ham, yadro zaryadi ham ortib boradi. Birinchi savolga javob topilgandek bo'ldi, lekin Yana boshqa savollar paydo bo'ldi. Masalan, yadro atrofida aylanuvchi elektronlar eng kichik energiyali holatni olishga intilishi natijasida hammasi birinchi Bor orbitasida aylanishi kerak edi. Agar birorta elektron qo'shilganda ham elementlarning xossalarini unchalik o'zgartirmasligi kerak. Ammo bizga ma'lumki, bitta elektron bilan farq qiluvchi argon ($Z=18$) inert gaz, kaliy ($Z=19$) ishqoriy metall. Shunday holni kripton ($Z=36$) va rubidiy, ksenon ($Z=54$) va tseziy ($Z=56$), radon ($Z=86$) va fransiy ($Z=87$) juftlarida ham kuzatishimiz mumkin. Bu elementlar bitta elektroni bilan farq qilgani holda, birinchilari inert gaz, ikkinchilari esa ishqoriy metallardir. Buning sababini ham tushuntirib berish kerak edi. Atomning tartib raqami ortgan sari uning o'lchami uzuluksiz kichiklashib borishi kerak, chunki elektronlar soni ortgan sayin Kulon tortishish kuchlari ham ortib

boradi. Lekin amalda esa atomlarni o'lchami bir davr elementlaridan boshqa davr elementlariga o'tganda uzluksiz holda emas, aniq bir qiymatni olgan holda keskin ortib ketadi (3.4-jadval).

Element II davr	Li	Be	B	C	N	O	F
Diametr $\overset{\circ}{\text{A}}$	3,10	2,26	1,82	1,54	1,42	1,32	1,28
Element III davr	Na	Mg	Al	Si	O	S	Cl
Diametr $\overset{\circ}{\text{A}}$	3,78	3,29	2,89	2,68	2,60	2,08	1,98

Masalan, bunga misol qilib ikkinchi davr oxiridagi fluor bilan uchinchi davr boshidagi natriyni olishimiz mumkin. Atom o'lchamini bir davrdan boshqa davrga o'tganda keskin o'zgarib ketishini nima bilan izohlashni Pauli tomonidan taqiqlash prinsipi yaratilguncha bilishmadi.

Hozirgi vaqtda davriy sistemadagi barcha elementlarning elektronlari Pauli prinsipiga bo'yin so'ngan holda energetik sathlar bo'yicha qanday taqsimlanishi ma'lum. Biz birinchi element vodoroddan boshlaylik. Uning bittagina elektroni bor. Bu elektron Pauli va minimal energiya prinsipiga asosan $n=1$, $\ell=0$, $m=0$, $S=-1/2$ kvant sonlar bilan ifodalanuvchi 9.2-jadvalda keltirilgan $1s$ energetik sathni egallaydi. Geliy atomida ikkita elektron $1s$ holatda spinlari antiparalell bo'lgan holda joylashadi, va $1s^2$ ko'rinishida ($1s$ holatda 2 ta elektron) yoziladi. Geliyda K-qobiq 2 ta elektron bilan to'ladi, natijada davriy sistemadagi I davr tugaydi (3.5-jadval).

Litiydagi ($Z=3$) uchinchi elektron Pauli prinsipiga ko'ra to'lgan K-qobiqda joylashishi mumkin emas, u $n=2$ bo'lgan L-qobiqdagi eng kichik $2s$ energetik sathni egallaydi. Litiyda elektronlarni qobiqlar bo'yicha taqsimlanishi $1s^2 2s$ ko'rinishda belgilanadi. To'rtinchi element Ve-berilliyda ($Z=4$) ikkinchi qobiqdagi $2s$ qobiqcha to'ladi. Berilliydan keyingi V ($Z=5$) dan boshlab Ne ($Z=10$) gacha bo'lgan oltita elementda $2p$ qobiqchani to'lishi tugallanadi. (2.5-jadval). Sistemani II davri inert gaz neon bilan tugaydi. Neonda L- qobiq to'lgan bo'ladi. Natriydagi ($Z=11$) o'n birinchi elektron M-qobiqdagi eng quyi sath $3s$ da joylashadi. Unda elektronni qobiqlarda taqsimlanishi $1s^2 2s^2 2p^6 3s$

ko'rimishida belgilanadi. Natriydagi 3s va litiydagi 2s-sathlarda bittadan elektron bo'lgani uchun ularning kimyoviy va fizik xossalari o'xshash bo'lib, ishqoriy metallar guruhiga kiradi. Uglorodan ($Z=12$) boshlab M-qobiqni to'lishi boshlanadi va argonda ($Z=18$) tugaydi.

Argon ham He, Ne ga o'xshab inert gazdir. III davr argon bilan tugaydi. Kaliyning ($Z=19$) optik va kimyoviy xossalari xuddi Li va Na atomlariga o'xshaydi. Bu shundan dalolat beradiki, elektronlarning o'zaro ta'siri tufayli $n=4$, $\ell=0$ holat $n=3$, $\ell=2$ holatga qaraganda kichik energiyaga ega bo'lib qolar ekan. Shuning uchun kaliyning 19-elektroni M-qobiqining 3d qobiqchasida joylashmasdan N qobiqning 4S qobiqchasida joylashar ekan. Natijada kaliy ham ishqoriy metall bo'lib qoladi. Kaltsiyning ($Z=20$) spektroskopik va kimyoviy xossalari ham uni 20-elektronini 4S sathda joylashganini ko'rsatadi. Keyingi 21-element Ss-skandiydan boshlab M-qobiqni 3d qobiqchasi ham to'la boshlaydi va uni to'lishi Zn-ruxda ($Z=30$) tugaydi. Keyingi N -qobiqni to'lishi Kr-kriptonda ($Z=36$) tugaydi. Ne va Ar ga o'xshab, kriptonni ham tashqi S va R qobiqchalari to'lgan bo'ladi. IV davr shu kripton-inert gazi bilan tugaydi. Shunday mulohazalar Mendeleev jadvalidagi boshqa elementlarga ham tegishli. Yana shu narsani aytib o'tish kerakki, elementlarning keyingi davrlari ham ishqoriy metallardan boshlanib, inert gazlarda tugaydi. Keyingi inert gazlarning ham oxirgi tashqi S va R qobiqchalari to'lgan bo'ladi. Davriy sistemadagi lantanidlar deb ataluvchi bir guruh elementlarni lantandan ($Z=57$) boshlab lyuteytsiygacha ($Z=71$) xossalari bir xil bo'lgani uchun bir katakka, yana aktinidlar nomini olgan bir guruh elementlarni (aktiniydan ($Z=89$)) boshlab lourensiy gacha ($Z=103$) yana bir boshqa katakka joylashga to'g'ri keldi. Chunki, aktinidlarning ham xossalari bir-biriga juda o'xshash.

Lantanidlarning xossalari o'xshash bo'lishiga tashqi R va Q qobiqlarda bir xil, ya'ni 6s va 7s sathlarda ikkitadan elektron bo'lishi sabab bo'ladi. Shunday qilib davriy sistemadagi

elementlarning xossalari bir-biriga yaqin bo'lishiga ularning tashqi elektron qobiqini o'xshashligi sabab bo'lar ekan. Masalan, inert gazlarning hammasining tashqi qobig'ida 8 tadan elektron bo'ladi. Ya'ni doimo S va R-qobiqcha elektron bilan to'lgan bo'ladi. Ishqoriy metallarning (Li, Na, K, Rb, Cs, Fr) S-qobiqchasida doimo 1 tadan elektron, ishqoriy-er metallarida (Be, Mg, Ca, Sr, Ba, Ra) s sathda 2 tadan elektron, gologenlarining (F, Cl, Br, I, At) tashqi qobiqini to'lishiga bittadan elektron yetishmaydi.

Davr	Z	Element	K			L			M			N			
			1S	2S	2R	3S	3R	3d	4S	4R	4d	4f			
I	1	N	1												
	2	Ne	2												
II	3	Li	2	1											
	4	Be	2	2											
	5	B	2	2	1										
	6	C	2	2	2										
	7	N	2	2	3										
	8	O	2	2	4										
	9	F	2	2	5										
	10	Ne	2	2	6										
	III	11	Na	2	2	6	1								
		12	Mg	2	2	6	2								
13		Al	2	2	6	2	1								
14		Si	2	2	6	2	2								
15		P	2	2	6	2	3								
16		S	2	2	6	2	4								
17		Cl	2	2	6	2	5								
18		Ar	2	2	6	2	6								
VI	19	K	2	2	6	2	6	-	1						
	20	Ca	2	2	6	2	6	-	2						
	21	Sc	2	2	6	2	6	1	2						
	22	Ti	2	2	6	2	6	2	2						
	23	V	2	2	6	2	6	3	2						
	24	Cr	2	2	6	2	6	5	1						
	25	Mn	2	2	6	2	6	5	2						
	26	Fe	2	2	6	2	6	6	2						
	27	Co	2	2	6	2	6	7	2						
	28	Ni	2	2	6	2	6	8	2						
	29	Cu	2	2	6	2	6	10	1						
	30	Zn	2	2	6	2	6	10	2						

31	Ga	2	2	6	2	6	10	2	1		
32	Ge	2	2	6	2	6	10	2	2		
33	As	2	2	6	2	6	10	2	3		
34	Se	2	2	6	2	6	10	2	4		
35	Br	2	2	6	2	6	10	2	5		
36	Kr	2	2	6	2	6	10	2	6		

3.7. Vodorod molekulasi

Molekulalarda kimyoviy bog'lanishlar. Molekula deb, bir xil yoki har xil element atomlarining kimyoviy birikishidan tashkil topgan va ma'lum bir moddaning kimyoviy va fizik xususiyatlarini o'zida mujassamlashtirgan eng kichik zarrachaga aytiladi. Masalan, vodorod (H_2), kislorod (O_2), azot (N_2) bir xil atomlardan tuzilgan molekulalardir. Osh tuzi ($NaCl$) molekulasi esa har xil atomlardan tashkil topgan molekulaga misol bo'la oladi. Molekuladagi atomlar tinimsiz tebranma harakat qiladilar, gaz holatdagi modda molekulalari esa aylanma, tebranma va ilgarilanma harakatda ham bo'lishlari mumkin. Molekuladagi atomlarning kimyoviy bog'lanishi ularning tashqi valent elektronlari orqali amalga oshadi.

Molekula asosiy holatda elektr jihatdan neytral va ko'p zarrachali murakkab kvant sistema hisoblanadi. Kvant fizikasi Shredinger tenglamasi yordamida molekulalardagi diskret energetik sathlarni aniqlash, elektronlar buluti zichligining fazoviy taqsimotini topish va molekuladagi atomlarning joylashish simmetriyasini o'rganish bilan shug'ullanadi.

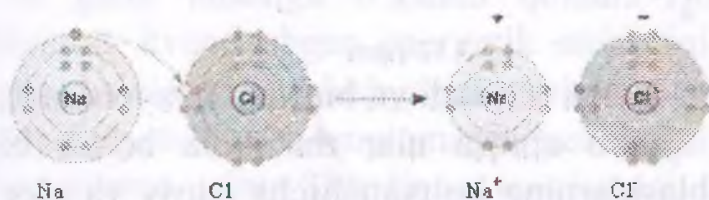
Atomlardan turg'un molekula hosil bo'lishi energetik nuqtai nazardan molekula ichki energiyasi uni hosil qilgan atomlarning energiyalari yig'indisidan kichik bo'lishi bilan tushuntiriladi. Bu ikki energiyalar farqi molekulaning bog'lanish energiyasini tashkil qiladi.

Atomlarni turg'un molekula sifatida bog'lab turuvchi kuchlar asosan elektr tabiatga ega. Har qanday ikki neytral atom yoki atomlar gruppasi o'rtasida tortishish va itarish kuchlari mavjud bo'lishiga 1873-yildayoq golland fizigi I.D.Van-der-Vaals e'tibor bergan. Atomlar orasida Van-der-Vaals kuchlarini hosil bo'lishini

sifat jihatidan tushuntiraylik. Aytaylik, dastlab asosiy holatda elektr dipol momenti nolga teng ikki neytral atom bir-biridan mustaqil va cheksiz uzoq masofada turgan bo'lsin. Agar bu ikki atom tashqi qobiqlaridagi elektronlar buluti bir-biri bilan sezilarli darajada tutashib ketguncha yaqinlashsa, u holda bu elektronlar harakatidagi mustaqillik yo'qolib, o'zaro bog'lanish vujudga keladi. Elektronlar buluti yadrolarni tutashturuvchi to'g'ri chiziq bo'yicha qutblanganda bu ikki atom sistemasining energiyasi minimum bo'ladi.

Shunday qilib, tashqi elektronlarning harakat holatlari o'zaro bog'lanib qolishi natijasida oniy elektr dipollarga aylangan ikki atom o'rtasida tortishish kuchlari vujudga keladi. Bunday kuchlar qutbsiz molekulalar orasida ham hosil bo'ladi. Biroq, Van-der-Vaals kuchlari issiqlik harakati tufayli atomlarni molekula holida tutib tura olmaydi. Bu molekulyar kuchlar hosil qiladigan bog'lanish energiyasi har bir atomga nisbatan $\sim 0,1$ eV tartibida bo'ladi. Van-der-Vaals kuchlari yakka holda molekula hosil qilishga etarli bo'lmasada, lekin real gazlar, suyuqliklar va ba'zi kristallarning xossalari muhim rol o'ynaydi. Molekula hosil bo'lishiga olib keladigan ximiyaviy bog'lanish kuchlari ion (geteropolyar) va kovalent (gomepolyar) bog'lanish kuchlariga bo'linadi. Getero - grekcha turli xil, gomeo - bir xil degan so'zlarni anglatadi. Ko'pincha molekulalarda kovalent va ionli bog'lanish uchraydi.

1. Ionli (geteropolyar) bog'lanishni hosil bo'lishi bilan

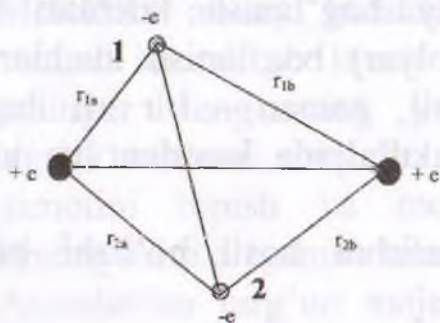


3.11-rasim

tanishaylik. Ishqoriy metallardagi valent elektron yadro bilan zaif bog'langan. Gologen atomlari tashqi elektron qobiqini to'lishiga bitta elektron yetishmaydi. Shuning uchun ishqoriy metall atomi

bilan gologen atomi yaqinlashganda ishqoriy metallning bitta elektroni gologen atomiga o'tadi. Natijada ishqoriy metall musbat, gologen atom esa manfiy ionga aylanadi. Bu musbat va manfiy ionlar o'zaro elektrostatik Kulon kuchi bilan o'zaro tortishi natijasida birikib, molekulani hosil qiladi.

Osh tuzi NaCl molekulasini hosil bo'lish jarayonini sifat jihatdan tahlil qilaylik (3.11-rasm). Ishqoriy metall Na va gologenlar guruhiga kiruvchi Cl atomlarining elektron qobiqlar bo'yicha taqsimlanishi mos holda $1S^2 2S^2 2P^6 3S^1$ va $1S^2 2S^2 2P^6 3S^2 3P^5$ ko'rinishda bo'lib, ular tashqi elektron qobiqlarini tuzilishi bilan farqlanadi. Ularda ichki K va L elektron qobiqlar elektronlar bilan to'lgan. Natriy atomining M qobig'ida yadro bilan kuchsiz bog'langan yagona elektroni bor. Bu 3s qobiqchada elektronning bog'lanish energiyasi 5,1 eV. Xlor atomining M qobig'i batamom to'lishi uchun esa 3p qobiqchada bitta elektron yetishmaydi. Agar elektron bo'lganda edi, xlor atomi uni nisbatan katta (3,7 eV) energiya bilan tutib turar edi. Demak, bir-biridan yetarlicha uzoq masofada bo'lgan natriy atomidan elektronni xlor atomiga olib berish uchun $5,1 - 3,7 = 1,4$ eV energiya sarflash kerak. Hosil



3.12-rasm

bo'lgan ionlar bir-biriga tortiladi va birikish jarayonida 1,4 eV dan katta energiya ajralib chiqsa ular molekula bo'lib birikadilar. Tajriba va hisoblashlarning ko'rsatishicha natriy va xlor atomlari NaCl molekulasiga birikayotganda 4,1 eV energiya ajralib chiqadi.

Demak, Na^+ va Cl^- ionlarining turg'un molekuladagi elektrostatik tortishish energiyasi $1,4 + 4,1 = 5,5$ eV ni tashkil etadi.

Agar bu energiyadan foydalanib, molekulaning chiziqli o'lchamini hisoblasak, $R=2,5 \cdot 10^{-8}$ sm bo'lgan xaqiqatga yaqin natija kelib chiqadi.

2. Kovalent bog'lanish kuchlari qo'shni atomlarning valent elektronlarini elektron juftlar hosil qilish yo'li bilan umumlashtirishi (almashib turishi) natijasida yuzaga keladi. Bu kuchlar sof kvant xarakterdagi almashuv kuchlari bo'lib, molekulalardagi atom va elektronlarni maxsus Kulon o'zaro ta'siridan vujudga keladi. Kovalent bog'lanishli molekulalarga N_2 , SO , NO , SN_4 kabi molekulalar misol bo'la oladi. Ayni bir xil atomlardan turg'un molekula hosil bo'lishini ion bog'lanish yoki Van-der-Vaals kuchlari bilan tushuntirib bo'lmaydi. Vodород molekulasini uchun kovalent bog'lanishning birinchi kvant nazariyasi V.Gaytler va F.Londonlar tomonidan 1927-yilda yaratildi. Kovalent bog'lanish tabiatini vodorod molekulasining hosil bo'lish misolida sifat jihatdan tushuntirishga harakat qilaylik.

Ikki vodorod atomini fikran elektron qobiqlari o'zaro kirishib ketguncha bir-biriga yaqinlashtiramiz. Asosiy holatda har bir vodorod atomining 1S elektronning bog'lanish energiyasi 13,6 eV ga teng. Ma'lumki, uning 1S qobig'ida bittadan elektroni bor. Ikkita vodorod atomi o'z elektronini umumlashtirish yo'li bilan K qobiqlarni to'ldirib to'yingan valentlikka ega bo'lgan sistemaga ya'ni, vodorod molekulasiga aylanadi. Bu molekuladagi bir atomni 1S qobig'i boshqa atomni elektronini vaqtincha olish hisobiga to'ladi va geliy atomiga o'xshab qoladi. Hosil bo'lgan H_2 molekulasining kvantlashgan energetik sathlarini aniqlash uchun ikki proton maydonida joylashgan ikki elektron (3.7-rasm) uchun Shredingerning statsionar tenglamasini yechish talab etiladi.

Bunday sistema uchun Shredinger tenglamasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

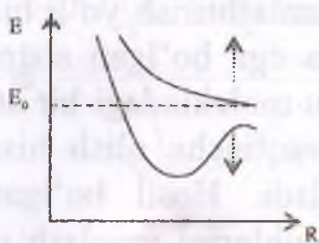
$$\Delta_1^2 \psi + \Delta_2^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left[E - e^2 \left(\frac{1}{r_{12}} + \frac{1}{R} - \frac{1}{r_{1a}} - \frac{1}{r_{2a}} - \frac{1}{r_{1b}} - \frac{1}{r_{2b}} \right) \right] \psi = 0 \quad (3.17)$$

bu tenglamada

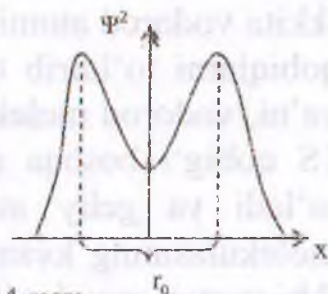
$$U = -e^2 \left(\frac{1}{r_{12}} + \frac{1}{R} - \frac{1}{r_{1a}} - \frac{1}{r_{2a}} - \frac{1}{r_{1b}} - \frac{1}{r_{2b}} \right) \quad (3.18)$$

ifoda vodorod molekulasida ikki proton va ikki elektronning o'zaro ta'sir potentsial energiyasidir.

Tenglamadagi va belgilar molekuladagi birinchi va ikkinchi elektronlarining koordinatasi qatnashgan Laplas operatorini bildiradi. Bu tenglamadan olingan energiyaning xususiy qiymatlari yadrolar orasidagi masofa R ga bog'liq. Bu bog'lanish spinlari parallel va antiparallel elektronlar uchun turlicha ko'rinishga ega (3.13-rasm). Vodorod molekulasining turlanmagan asosiy holati atomlarning 1S holatlaridan tashkil topganligi sababli faqatgina spinlari qarama-qarshi yo'nalgan ikki elektronni joylashtirishi mumkin. Vodorod molekulasida elektron harakatlanadigan soha atomdagiga qaraganda kengroq bo'lganligidan noaniqliklar munosabatlariga muvofiq ikki atomli sistemaning minimal energiyasi yolg'iz atomnikidan kichikroq bo'ladi. Tajriba natijalariga ko'ra N_2 molekulasida hosil bo'lishda 4,5 eV, ya'ni NaCl molekulasidagiga qaraganda ham ko'proq energiya ajralib chiqadi. Ammo bunday sifatli mulohazalar yuritish natijasida quyidagi muammoga duch kelamiz.



3.13-rasm



3.14-rasm

Tajriba va qatoriy nazariy hisoblashlar shuni ko'rsatadiki, spinlari bir tomonga yo'nalgan elektronli ikki vodorod atomidan molekula hosil bo'la olmaydi. Shunday qilib, kovalent bog'lanish sof kvant xarakterga ega bo'lib, qo'shni atom valent elektronlarining yig'indi spini nolga teng juftlarga birikishidan yuzaga keladi. Bunday elektron juftlar molekula atomlaridan hech biriga tegishli bo'lmaydi, yahlit molekula bo'ylab

umumlashgandir. Masalan, N_2 molekulasida qo'shni atomlarning uchtadan 2R valent elektronlari umumlashib, 3 juft kovalent bog'lanishlar hosil qilishda qatnashadilar. Metan SN_4 molekulasida esa uglerod atomining L qobig'idagi to'rtta $2S^22P^2$ elektronlari juft-juft holda to'rtta vodorod atomlarining elektronlari bilan bog'lanadilar. Olmos, kremniy, germaniy kabi kristallar ham, kovalent bog'lanishga ega.

Turli kimyoviy bog'lanishdan hosil bo'lgan molekulalar bog'lanish energiyalarini o'rganish shuni ko'rsatadiki, kovalent bog'lanish kuchlari ion bog'lanish kuchlaridan kuchliroq ekan. Buni biz vodorod molekulasi o'ta turg'unligida, olmos kristallining juda qattiqligida ko'rishimiz mumkin. Ayrim kristallarda kovalent va ion bog'lanishlar birgalikda ham uchraydi.

Vodorod molekulasida birinchi atom elektronini ikkinchi atom yadrosi atrofida, ikkinchi atom elektronini birinchi atom yadrosi atrofida qayd qilish ehtimolligi noldan farqli bo'ladi va bunda birinchi atomni elektroni yoki ikkinchi atom elektroni degan so'z maonosini yo'qotadi (3.14-rasm). Bunda kvant mexanikasidagi bir xil zarrachalarning farq qilmaslik prinsipi o'rinli bo'ladi.

3.8. Ikki atomli molekulalarining elektron, tebranma va aylanma harakati energiyasi.

Molekula murakkab kvant sistema bo'lib, u molekuladagi elektronlarning harakatini, atomlarning tebranma va molekulaning aylanma harakatini hisobga oluvchi Shredinger tenglamasi bilan ifodalanadi. Bu tenglamani yechimi juda murakkab bo'lgani uchun odatda uni elektron va yadrolar uchun alohada echiladi. Molekulaning energiyasini o'zgarishi asosan uni tashqi qobiqidagi elektronlarning holatini o'zgarishi bilan bog'liqdir. Lekin molekuladagi elektronlarning ma'lum bir turg'un holatida ham molekula yadrolari umumiy inertsiya markazi atrofida tebranma va aylanma harakat qilishi mumkin. Molekulaning energiyasi asosan uch harakatga mos energiyalarning yig'indisiga teng:

$$E \approx E_{ei} + E_{teb} + E_{ayl}, \quad (3.19)$$

bunda E_{el} – elektronlarining yadroga nisbatan harakat energiyasi; E_{teb} – yadroning tebranma harakat energiyasi; E_{ayl} – yadroning aylanma harakat energiyasi bo‘lib, u molekulaning fazodagi vaziyatini davriy ravishda o‘zgarishiga bog‘liq bo‘lgan energiya. Tajribadan aniqlanishicha $E_{el} = 1 \div 10$ eV, $E_{teb} \approx 10^{-2} \div 10^{-1}$ eV; $E_{ayl} \approx 10^{-5} \div 10^{-3}$ eV ga teng. Ya’ni $E_{el} \gg E_{teb} \gg E_{ayl}$ tengsizlik o‘rinli buladi. Bu energiyalar o‘zaro quyidagi nisbatda taqsimlangan:

$$E_{el} : E_{teb} : E_{ayl} = 1 : \sqrt{\frac{m}{M}} : \frac{m}{M},$$

bu erda m – elektron massasi, M – molekuladagi yadro massasi, $m/M = 10^{-5} \div 10^{-3}$.

Molekulaning chiziqli o‘lchami valent elektronlarning harakat amplitudasi tartibidagi kattalik bo‘lib, odatda $a \approx 10^{-8}$ sm. Bundan elektronlar harakati bilan bog‘liq bo‘lgan molekulaning elektron energiyasi E_{el} ham atom energiyasi tartibidagi kattalik ekanligi kelib chiqadi. Masalan, vodorod atomining asosiy holati uchun,

$$E_1 = -\frac{e^4 m_0}{2\hbar^2} = -\frac{\hbar^2}{2m_0 a_0^2} = -13.6 \text{ eV}$$

bo‘lishini va unda

$$a_0 = \frac{\hbar}{m_0 e^2} = 0.529 \text{ \AA}$$

Bor radiusiga teng ekanligini yuqorida ko‘rib o‘tganmiz. Molekula uchun E_{el} absolyut qiymat bo‘yicha,

$$E_{el} \sim \frac{\hbar^2}{m_0 a^2} \quad (3.20)$$

tartibda bo‘ladi. (3.20) dan ko‘rinib turibdiki, molekulaning energiyasi har bir atomdagi elektron energiyalarining yig‘indisiga teng. Ikki atomli molekulaning yadrolarining aylanma harakat energiyalarini baholash uchun uni qo‘pol holda inertsiya momenti mr^2 bo‘lgan rotatorga o‘xshatish mumkin. Rotator deb, o‘zaro bog‘langan va biri ikkinchisi atofida aylanma harakat qiluvchi zarrachalar sistemasiga aytiladi. Molekulaning aylanma harakat energiyasi

$$E_{ayl} = L^2/2I_0 \quad (3.21)$$

formula bilan ifodalanadi. Bunda $I_0 = mr^2$ bo'lib molekulaning inertsiya markazidan o'tgan o'qqa nisbatan inertsiya momenti, L – molekulaning impuls momenti bo'lib, kvantlangan qiymatlarni oladi:

$$L = \sqrt{\ell(\ell+1)}\hbar \quad (3.22)$$

bu formulada ℓ – orbital kvant soni, u $\ell = 0, 1, 2, 3, \dots$ qiymatlarni oladi. (3.16) ni hisobga olsak, (3.22) quyidagi ko'rinishni oladi.

$$E_{\text{ayl.}} = \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2I_0} \quad (3.23)$$

(3.23) formulada $V = \frac{\hbar^2}{2I_0}$ belgilashni kiritsak, u ancha sodda ko'rinishni oladi.

$$(E_{\text{ayl.}})_{\ell} = V \ell(\ell+1), \quad (3.24)$$

V – molekulaning aylanish doimiysi. Kvant mexanikasidagi tanlash qoidasiga ko'ra qo'shni aylanma sathlar orasida faqat $\Delta\ell = \pm 1$ bo'lgan o'tishlarigina bo'lishi mumkin. $\Delta\ell = +1$ shart yorug'lik yutilishiga, $\Delta\ell = -1$ shart yorug'lik sochilishiga mos keladi. Ikki atomli molekulaning yadrolari muvozanat vaziyati atrofida tebranma harakat qiladilar. Molekuladagi yadro tebranishlariga garmonik tebranishlar deb qarab, uni m massali chiziqli garmonik ostsilyatorning tebranishlariga o'xshatish mumkin. Biz oldingi 5-ma'ruzamizda garmonik ostsilyatorning energiyasi,

$$E_{\text{teb.}} = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_0 \quad (3.25)$$

ifoda bilan aniqlanishini ko'rgan edik. Tebranma kvant soni n uchun ham tanlash qoidasi bajariladi: $\Delta n = \pm 1$. Shunday qilib, yuqoridagi (3.22) va (3.23) ifodalarni hisobga olsak, molekulaning to'liq energiyasi (3.3) ga asosan,

$$E = E_{\text{el}} + \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_0 + B\ell(\ell+1) + V\ell(\ell+1) \quad (3.26)$$

ko'rinishni oladi. Agar molekulaga biror yorug'lik kvanti tushsa, uning energiyasining bir qismi optik elektronlarni

qo'zg'atishga, qolgan qismi esa atomlarning tebranma va aylanma harakatlarini oshirishga sarf bo'ladi.

(3.26) formuladan ko'rinadiki, n va ℓ kvant sonlarining turli qiymatlari bilan aniqlanadigan molekulalar energiya spektri tebranma va aylanma energetik sathlarning sistemasidan iborat. Vodorod molekulasi uchun $\hbar\omega_0 = 0,547$ eV, $V =$

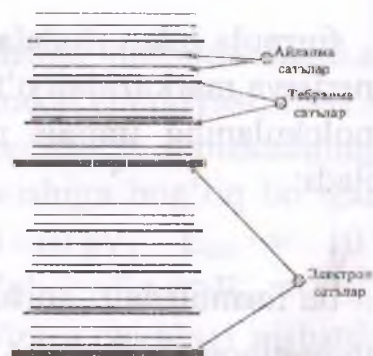
$0,07$ eV, ya'ni molekulaning tebranma energiyasi, aylanma energiyasidan kattadir. Bunday hol barcha ikki atomli molekulalar uchun xosdir.

Demak, tebranma sathlar bir-biridan bir xil va nisbatan katta oraliqda yotsa, aylanma sathlar esa juda zich joylashgan va u ℓ ortishi bilan siyraklashib boradi. Molekuladagi atomlar (yadrolar) harakatining kvantlanishi molekulaning nurlanish (yutilish) spektrida yaqqol namoyon bo'ladi.

(3.24) ifodaga kiruvchi har bir energiya kvantlangani uchun ular energetik sathlar to'plamidan iborat. Tajriba va nazariyadan aylanma energetik sathlar orasidagi oraliq, tebranma harakatga mos keluvchi energetik sathlar orasidagi masofadan kichik. O'z navbatida tebranma harakatga mos keluvchi sathlar orasidagi masofa bosh kvant soni bilan aniqlanuvchi elektron sathlar orasidagi masofadan kichik. Bu hol 3.24-rasmda yo'g'on, o'rtacha yo'g'onlikdagi va ingichka chiziqlar bilan ikkita elektron sath uchun tasvirlangan.

Biz vodorod atom va boshqa murakkab atomlar spektri bir-biridan ajralgan alohida joylashgan energiyasi 1–10 eV oralig'ida bo'lgan chiziqlardan iborat ekanini va atomning tuzilishi xaqida malumot berishini ko'rgan edik. Molekulalarning spektrini o'rganish ham quyidagi muammolarni hal qiladi.

Molekulalarning tuzilishi va ularning energiya sathlarining xususiyatlari kvant o'tishlarda sochilgan nurlanish (yutilish) spektrida, ya'ni molekula spektrida nomoyon bo'ladi.



3.15-rasm

Molekulaning nurlanish spektri kvant mexanikasidagi tanlash qoidasiga mos holda (masalan, aylanma yoki tebranma harakatga mos kvant sonining o'zgarishi ± 1 ga teng bo'lishi kerak) energetik sathlar tarkibi bilan aniqlanadi.

Shunday qilib, sathlar orasidagi turli xil o'tishlardan turli xil spektrlar hosil bo'ladi. Molekulaning spektral chizig'i chastotasi bir elektron sathdan boshqasiga o'tishga mos keluvchi (elektron spektrlarga) yoki biror tebranma harakatga mos kelgan energetik sathdan ikkinchisiga o'tishga mos kelishi mumkin. Molekulalar spektri ham chiziqli bo'lib, ular spektrning UB, IQ va ko'zga ko'rinuvchi sohasida joylashishi mumkin. Aylanma sathlar bir-biriga juda yaqin joylashgani uchun ularga mos keluvchi spektral chiziqlar ham bir-biriga juda yaqin bo'lib, ular xatto tutashib ketadi.

Shuning uchun ajrata olish qobilyati o'rtacha bo'lgan spektral optik asboblarda bu chiziqlar tutashib ketgandek, yo'l-yo'l bo'lib ko'rinadi. Lekin ajrata olish qobilyati katta bo'lgan optik asboblarda ularni bir-biriga juda yaqin joylashgan, alohida chiziqlardan iborat ekanini qo'rish mumkin va bu yo'llarning kichik chastotalar tomonidagi chegarasi keskin, chastotaning katta qiymatlari tomonidagi chegarasi esa suvashgan ekanini ko'rish mumkin. Molekuladagi atomlar soni ortishi bilan molekula spektri murakkablashib, faqat keng yo'llar ko'rina boshlaydi.

Molekulalarning aylanma sathlarini mikroto'lqinli radiospektroskopiya usuli bilan o'rganiladi. Bu usulda tekshiriluvchi gaz qamalgan metall naydan (volnovod) chastotasi $\sim 10^{10}$ Gts bo'lgan elektromagnit to'lqin o'tkaziladi. Agar elektromagnit to'lqinni chastotasi gaz molekularining aylanma harakat chastotasiga mos kelsa, qabul qiluvchi qurilma elektromagnit to'lqin intensivligini keskin kamayganini qayd qiladi.

Molekulaning tebranma spektri IQ ($1/\lambda \cong 10^3 \text{ sm}^{-1}$) sohada joylashgan va uni infraqizil spektrofotometrlar yordamida o'rganiladi. Molekulaning tebranma harakatida sochilgan yoki yutilgan fotonning energiyasi $h\nu \approx 0,04 \text{ eV}$, unga mos kelgan to'lqin uzunligi $\lambda = s/\nu = 3 \cdot 10^{-3} \text{ sm} = 30 \text{ mkm}$. Molekulalarning

aylanma va tebranma energetik sathlarini modda faqat gaz holatda bo'lganda o'rganish mumkin. Moddaning suyuq va qattiq holatida molekullarning o'zaro ta'siri tufayli ularning tebranma va aylanma energetik sathlarini o'rganish qiyinlashadi.

Molekulyar spektroskopiyada molekulaning juft orbital kvant sonli ℓ ga mos kelgan energetik sathlar juft termlar va toq ℓ li sathlar toq termlar deb nomlanadi. H_2 molekulasi uchun molekulyar termlarning juftligi protonlar spinlarining orientatsiyasi bilan uzviy bog'liq bo'lgan quyidagi kvant holatlarni vujudga keltiradi:

a) ortovodorod – yadrolarining spinlari parallel bo'lgan H_2 molekulasi. Bu holda spin funksiyasi simmetrik va koordinat funksiyasi antisimmetrik. Shuning uchun ortovodorodda orbital kvant soni ℓ toq bo'lgan termlarda mavjud bo'la oladi holos.

Uning eng quyi energetik holatiga $\ell=1$ mos keladi;

b) paravodorod – yadrolarining spinlari antiparallel H_2 molekulasi. Bu molekula ℓ juft bo'lgan holatlardagina uchraydi.

Paravodorodning eng quyi energetik holatida $\ell = 0$, ya'ni yadrolarning orbital harakati “muzlab qoladi”.

Yorug'likning kombinatsion sochilishi. Molekulalar spektrini o'rganishda 1929-yilda rus olimlari T.S. Landsberg (1890–1957) va L.I. Mandelshtam va ular bilan bir vaqtda hind olimlari Ch.Raman (1888–1970) va K.Krishnan (1911-yilda tug'ilgan) kashf etgan yorug'likning kombinatsion sochilish hodisasi muhim ahamiyatga ega.



3.16-rasm

Bu effekt shundan iboratki, biror moddaga (gaz, suyuqlik, shaffof kristall) vo chastotali monoxromatik yorug'lik tushsa, bu moddada sochilgan yorug'lik spektrida vo chastotali chiziqdan tashqari uning ikki yonida simmetrik joylashgan qo'shimcha spektral chiziqlar ham hosil bo'lađi (3.16-rasm). Bu qo'shimcha

spektral chiziqlarga mos kelgan chastota tushayotgan monoxromatik yorug'lik chastotasi bilan yorug'likni sochayotgan molekulalarning tebranma yoki aylanma o'tishlarida hosil bo'ladigan nurlanishlar chastotalarining ayirmasiga yoki yig'indisiga teng bo'ladi, ya'ni

$$v_i = v_0 \pm v'_i. \quad (3.27)$$

Kombinatsion sochilish spektridagi chastotasi moddaga tushayotgan yorug'likning chastotasidan kichik bo'lgan chiziqlar qizil yo'ldosh spektrlar, chastotasi v_0 dan kattalari esa binafsha yo'ldosh spektrlar deb ataladi. Hosil bo'lgan bu yo'ldosh spektr chastotasi, joylashishi va soni tushayotgan yorug'lik chastotasiga bog'liq bo'lmay, faqat yorug'lik sochilayotgan modda tabiatiga bog'liq bo'lib, uning tarkibini va tuzilishini ifodalaydi.

Yorug'likning kombinatsion sochilishidagi qonuniyatlarni kvant nazariya bilan tushuntirish mumkin. Bu nazariyaga ko'ra yorug'likni sochilish jarayoni molekula tomonidan fotonni yutib yana qayta chiqarishdan iborat. Agar bu fotonlarning energiyalari bir xil bo'lsa, sochilgan yorug'lik spektrida tushayotgan yorug'lik chastotasi v_0 bilan bir xil bo'lgan asosiy chiziq hosil bo'ladi. Lekin sochilish jarayonida yutilgan va chiqarilgan fotonlarning energiyasi teng bo'lmasligi mumkin. Fotonlar energiyasining har xil bo'lishi molekulani turg'un holatdan uyg'ongan holatga yoki uyg'ongan holatdan turg'un holatga o'tishiga bog'liq. Agar molekula turg'un holatdan uyg'ongan holatga o'tsa, qizil yo'ldosh chiziq, aksincha uyg'ongan holatdan turg'un holatga o'tsa, binafsha yo'ldosh chiziq hosil bo'ladi. Agar uyg'ongan molekulalarning soni, uyg'onmagan molekulalar sonidan ancha kam bo'lsa, binafsha yo'ldosh chiziqlarning intensivligi, qizil yo'ldosh chiziqlarnikidan kichik bo'ladi. Temperatura ortishi bilan uyg'ongan molekulalarning soni ortadi, natijada binafsha yo'ldosh chiziqlar intensivligi ham kuchayadi.

Kombinatsion sochilish hodisasi ko'p atomli murakkab molekulalardagi tebranma va aylanma energetik sathlarni, molekulalarning tuzilishini o'rganishda keng qo'llaniladi. Masalan, neft mahsulotlarining (benzin, yog'lar) tarkibi ana shunday aniqlanadi.

IV BOB

KVANT STATISTIKASI ELEMENTLARI

4.1. Kvant tizimining statistik tavsifi.

Moddalar tartibsiz, issiqlik harakat qiluvchi atom va molekulalardan tashkil topgan. *Moddalarning atom va molekulalari haqidagi ma'lumotlarga asoslanib, ularning makroskopik sistema xossalarini o'rganuvchi fizikaning bo'limiga statistik fizika deyiladi.* Statistik usullar ehtimollar nazariyasi va statistik matematika qonunlariga asoslanadi. Statistik qonunlarni o'rganish natijasida makro sistema xossalarini tekshirish mumkin. Bu tekshirishlar sistema tarkibiga kirgan zarrachalarning ichki xossalariga, ularning harakatiga, o'zaro va tashqi muhit (jism) bilan ta'sirlashishlariga bog'liq bo'ladi.

Npyuton mexanikasiga bo'ysunuvchi ko'p sonli zarralardan tashkil topgan makro sistemalarning xossalarini (masalan, gazning energiyasini, uning idish devoriga bosimini, termodinamik jarayonlarda issiqlik, ish va boshqa kattaliklar orasidagi bog'lanishlarni) klassik statistika o'rganadi. Kvant mexanikasi qonunlariga bo'ysunuvchi ko'p sonli mikro zarrachalardan tashkil topgan sistemalarning xossalari (masalan: kristall panjaraning issiqlik sig'imi, qattiq jismlarning issiqlik va elektr o'tkazuvchanligi, issiqlik nurlanishi energiyasi va x.k.lar) ni kvant statistikasi o'rganadi:

Statistik qonuniyatlarni miqdoriy jihatdan tavsiflash uchun ko'p o'lchovli cheksiz fazodan foydalanamiz. Cheksiz fazoni statistikada *fazoviy fazo* deb yuritiladi.

Zarraning fazoviy fazosi deganda olti o'lchovlik fazo tushuniladi, unda uch o'q yordamida zarra koordinatalari va qolgan uch o'q yordamida impuls komponentlari ifodalanadi. Berilgan sistema N zarradan tashkil topgan bo'lsa, fazoviy fazo $6N$ o'lchovli bo'ladi. O'qlardan $3N$ tasi sistemadagi barcha zarralar koordinatalarining proeksiyasiga, qolgan $3N$ o'qlar esa, mos ravishda impulsning proeksiyalariga tegishli. Sistema bitta

erkinlik darajasi bilan xarakterlansa, fazoviy fazo ikki o'ldhovli, erkinlik darajasi n bo'lsa – $2n$ o'ldhovli bo'ladi.

Agar zarralar koordinatalarini $q_i (i=1,2,\dots,3N)$, impulsg'larining proeksiyalarini $R_i (i=1,2,\dots,3N)$ bilan belgilasak, $6N$ o'ldhamli fazoviy fazodagi hajm elementi barcha $6N$ koordinatalar differensiallarining ko'paytmasi ko'rinishida quyidagicha ifodalanadi:

$$dv = dq_1 \cdot dq_2 \cdots dq_{3N} \cdot dp_1 \cdot dp_2 \cdots dp_{3N} = dq \cdot dp \quad (4.1)$$

Bu hajm qancha katta bo'lsa, sistema holatini ifodalovchi fazoviy nuqtani shu hajm ichida bo'lish ehtimolligi ham shuncha katta bo'ladi, ya'ni :

$$dW(q, p) = f(q, p) dq dp \quad (4.2)$$

Bu ifodadagi $f(q, p)$ – taqsimot funksiyasi, u sistema holatining ehtimollik zichligi vazifasini bajaradi. Shuning uchun sistemaning amalga oshishi mumkin bo'lgan barcha holatlar ehtimolliklarining yig'indisi 1 ga teng bo'lishi kerak:

$$\int dW(q, p) = \int f(q, p) dq dp = 1 \quad (4.3)$$

(4.3) ifodani ehtimollikni *normalash sharti* deb ataladi. Uning maonosi shundan iboratki, agar zarra mavjud bo'lsa, fazoviy fazoning qaeridadir topilishi muqarrar hodisadir. Taqsimot funksiya maolom bo'lgan holda sistemaning biror xossasini ifodolovchi x kattalikning o'rtacha qiymatini quyidagicha aniqlash mumkin:

$$\langle x \rangle = \int x(q, p) dW(q, p) = \int x(q, p) f(q, p) dq dp \quad (4.4)$$

Taqsimot funktsiyasini topishga erishish muhim ahamiyatga ega, chunki u makro sistema xossasi x ning hisoblangan va tajribada aniqlangan qiymatlari bir xil bo'lishini taominlashga xizmat qiladi. Endi esa biz kvant va klassik statistikalari orasidagi umumiylikni va farqni oydinlashtirib olaylik.

Yuqorida bayon etilgan fikrlar ham klassik, ham kvant mexanikasi qonunlariga bo'ysunuvchi ko'p sonli zarralardan tashkil topgan sistemalarning xossalarini o'rganish uchun umumiydir. Ular orasidagi farq esa klassik va kvant zarralar holatlarining xossalari bilan belgilanadi:

a) Kvant zarralarining holatlari diskret o'zgaradi, klassik zarralariniki esa uzluksiz o'zgaradi;

b) berilgan holatdagi bir xil kvant zarralari (masalan, elektron, protonlar) mutlaqo bir-birlaridan farq qilmaydilar (o'xshash zarralarning o'zaro farqlanmaslik prinsipi), klassik statistikada bir-biridan farqlanadi (o'xshash zarralarning o'zaro farqlanish prinsipi) deb hisoblanadi;

v) kvant zarralari o'zining xususiy mexanik momentiga, ya'ni spiniga ega;

g) kvant zarralari korpuskulyar – to'lqin xususiyatga ega bo'lganliklari tufayli, noaniqliklar prinsipiga binoan, fazoviy fazodagi hajm elementi $dq \, dr \geq h^3$ dan kichik bo'la olmaydi. Binobarin, olti o'lchamli fazoviy fazo elementar bo'lakchasi hajmining qiymati quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$(\Delta X \cdot \Delta Y \cdot \Delta Z \cdot \Delta P_x \cdot \Delta P_y \cdot \Delta P_z)_{\text{min}} = h^3 \quad (4.5)$$

d) klassik statistikaga asosan bir vaqtda bitta holatda ixtiyoriy sonli zarralar bo'lishi mumkin. Kvant statistikasi esa mazkur savolga quyidagicha javob beradi: spinlari 0 va $\pm \frac{\hbar}{2}$ ga juft son marta karrali bo'lgan zarralar, ya'ni bozonlar uchun taqsimot funksiyasi quyidagi ko'rinishga ega va uni W_i energiyali holatdagi zarralarning o'rtacha soni Boze-Eynshteyn taqsimoti deb ataladigan,

$$\langle N_i \rangle = \frac{1}{e^{(w_i - \mu)/kT} - 1} \quad (4.6)$$

ifoda yordamida aniqlanadi. Bu ifodadagi μ – kimyoviy potensial bo'lib, uning qiymati barcha $\langle N_i \rangle$ lar yig'indisi sistemadagi zarralar soni N ga teng (ya'ni $\sum_i \langle N_i \rangle = N$) bo'lishi shartidan aniqlanadi. Spinlari $\pm \frac{\hbar}{2}$ ga toq son marta karrali bo'lgan zarralar, ya'ni fermionlar uchun esa taqsimot funksiyasini Fermi – Dirak taqsimoti deyiladi. Fermionlarning energiyalar bo'yicha taqsimoti

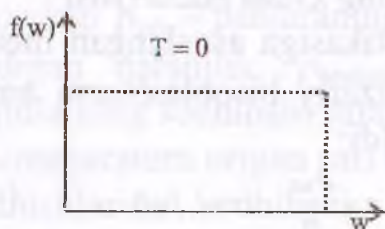
$$\langle N_i \rangle = \frac{1}{e^{(w_i - \mu)/kT} + 1} \quad (4.7)$$

munosabat bilan ifodalanadi. *Fermionlar* (Fermi-Dirak taqsimoti o‘rinli bo‘lgan zarralar) uchun Pauli prinsipi o‘rinli bo‘ladi, ya’ni bir vaqtning o‘zida aynan bir kvant holatda bittadan ortiq fermion bo‘lishi mumkin emas. *Bozonlar* (Boze-Eynshteyn taqsimoti o‘rinli bo‘lgan zarralar) uchun esa Pauli prinsipi bajarilmaydi, ya’ni bir vaqtning o‘zida aynan bir kvant holatda bitta emas, balki ixtiyoriy sondagi bozonlar bo‘lishi mumkin. Fermionlardan tashkil topgan sistema (fermi gazi) va bozonlardan tashkil topgan sistema (boze gazi) xossalari klassik statistikaga bo‘ysunuvchi sistema (ideal gaz) xossalaridan keskin farqlanadi.

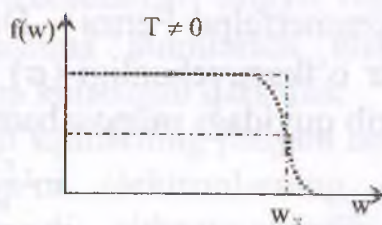
1. Metallardagi elektronlarning kvant statistikasi

Metallardagi elektronlarni ikki xilga ajratib o‘rganamiz:

- bog‘langan elektronlar kristall panjar tugunlaridagi ion tarkibiga kiradi;
- erkin elektronlar metaldagi barcha ionlarga taalluqli. Erkin elektronlar metall parcha-sining sirti bilan chegaralangan hajmda harakatlanadi.



4.1-rasm



4.2-rasm

Metallarning ko‘pchilik xossalari, asosan erkin elektronlar holati bilan aniqlanadi. Metalldagi erkin elektronlar gazini ideal gaz deb tasavvur etish mumkin. Elektron spini $\pm \frac{\hbar}{2}$ ga teng bo‘lgani uchun ularni energetik sathlar bo‘yicha taqsimlanishi Fermi-Dirak taqsimoti (4.7) ga bo‘ysunadi. Agar elektron gazning $T=0$ K temperaturadagi kimyoviy potensialini μ_0 bilan belgilasak, W energiyali kvant holatdagi elektronlarning o‘rtacha soni

$$\langle N(w) \rangle = \frac{1}{e^{(w-\mu_0)/kT} + 1} \quad (4.8)$$

munosabat bilan aniqlanadi (4.1-rasm). 0 K temperaturada μ_0 dan pastroq energiyali barcha ruxsat etilgan holatlarni elektronlar ishg'ol etgan (bu holatlarning har birida bittadan elektron bor), μ_0 dan yuqori energiyali holatlar esa batamom bo'sh bo'ladi. Demak, μ_0 – absolyut nolp temperaturadagi metallda erkin elektronlar ega bo'lishi mumkin bo'lgan maksimal energiyadir. Energiyaning bu qiymatini *Fermi energiyasi* deb ataladi va W_f bilan belgilanadi. Shuning uchun Fermi-Dirak taqsimoti quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\langle N(w) \rangle = \frac{1}{e^{(w-W_f)/kT} + 1} \quad (4.9)$$

W_f energiyali sathni *Fermi sathi deb ataladi* (4.2-rasm). Metallning temperaturasi ortishi bilan elektronlar yuqoriroq energetik sathlarga o'ta boshlaydi, natijada ularning holatlar bo'yicha taqsimlanishi ham o'zgaradi.

2. Metallar elektr otkazuvchanligining kvant nazariyasi

Zommerfeld Fermi – Dirak statistikasiga asoslangan metallar elektr o'tkazuvchanligi (σ) ga oid nazariy hisoblashlarni amalga oshirib quyidagi munosabatni hosil qildi:

$$\sigma = \frac{e^2 n l_f}{m v_f} \quad \text{yoki} \quad \sigma = \frac{e^2 n \tau}{m} \quad (\tau = l_f / v_f) \quad (4.11)$$

Bu ifodadagi e – elektronning zaryadi, n – erkin elektronlar konsentratsiyasi, l_f – Fermi energiyasiga ega bo'lgan elektronning erkin yugurish o'rtacha masofasi, v_f – fermi energetik sathidagi elektronning issiqlik harakat o'ratacha tezligi, τ – *relaksatsiya vaqti* deyiladi, bu muvozanat vujudga kelgan vaqtni ifodalaydi. Zommerfeld formulasi v_f – temperaturaga bog'liq emas, chunki W_f ning qiymatiga temperatura o'zgarishlari ta'sir etmaydi.

Klassik va kvant nazariyalarida erkin yugurish masofasi (l_f) turlicha talqin qilinadi. Ma'lumki, klassik nazariyada erkin elektronlar to'plamini elektron gaz deb hisoblanar edi. Bu gazning zarralari – elektronlar o'z yo'lida uchratgan kristall panjara

tugunidagi ionlarga urilib turadi. Metallarning elektr qarshiligi ana shu to'qnashishlar tufayli paydo bo'ladi.

Kvant mexanikasi nuqtai nazaridan olganimizda ideal kristall panjaradagi elektronlar hech qanday to'siqqa uchramasdan harakat qiladi, buning natijasida metallardagi elektr o'tkazuvchanlik cheksiz katta bo'lishi mumkin, lekin kristall panjara hech vaqt ideal sof bo'lmaydi, chunki panjarada doimo ma'lum darajada nuqsonlar (aralashma va vakansiya) bo'ladi. Bu nuqsonlar elektronlarning sochilishiga olib keladi, ya'ni ularning tartibli harakatiga to'sqinlik ko'rsatadi. Bundan tashqari panjaraning atomlari ham doimo muvozanat vaziyati atrofida tebranib (issiqlik tebranishi hosil qilib) turadi va erkin elektronlar bilan to'qnashadi. Bu sabablar metallarda elektr qarshiligini vujudga keltiradi.

Agar metall qancha toza va temperaturasi qancha past bo'lsa, elektr qarshilik shuncha kam bo'ladi. Metallarning solishtirma elektr qarshiligi ikki had yig'indisi tarzida ifodalanadi:

$$\rho = \rho_{\text{teb}} + \rho_{\text{aralash}} \quad (4.12)$$

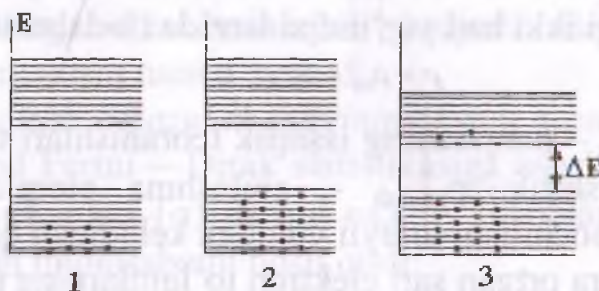
bundagi ρ_{teb} – panjaraning issiqlik tebranishlari tufayli vujudga keladigan qarshilik, ρ_{aralash} – aralashma atomlarida elektron to'lqinlarning sochilishi tufayli vujudga keladigan qarshilik.

Temperatura ortgan sari elektron to'lqinlarning panjara issiqlik tebranishlarida sochilishi ortadi, ya'ni elektronlarning erkin yugurish o'rtacha masofasi l_f kamayadi, o'tkazuvchanlik ham kamayadi, ρ_{teb} ortadi. Temperatura $T \rightarrow 0$ da $\rho_{\text{teb}} \rightarrow 0$ bo'ladi, ammo $\rho \rightarrow \rho_{\text{aralash}}$. Odatda, ρ_{aralash} ni qoldiq qarshilik deb ham yuritildi, chunki u deyarli temperaturaga bog'liq bo'lmagani uchun OK da ham uning qiymati o'zgarmay qoladi.

4.2. Kristall jismlar zonaviy nazariyasining elementlari

Elektron nazariyani rivojlanishi natijasida qattiq jismlarning zonaviy nazariyasi ishlab chiqildi. Bu nazariyada qattiq jism kristall xossaga ega deb qaralib, shu kristall panjaralar orasida xarakatlanuvchi elektronlarning holatlari o'rganiladi. Kristall panjaradagi elektron ham erkin elektronlar kabi panjarada davriy

potensial maydonda harakat qiladi. Pauli prinsipiga asosan kristallardagi elektronlar maolom energetik holatlarda tura oladi. Bu energetik holatlar energetik zonalarga birikadi. Energetik zonalar esa bir-birlaridan taqiqlangan (maon) qiligan zonalar bilan ajralgan bo‘ladi. 1 sm^3 hajmli kristallda $\sim 10^{22}$ atom mavjud bo‘lib, energetik zona kengligi 1 eV ekanligini e‘tiborga olsak, zonadagi qo‘shni sathlar orasidagi masofa $\sim 10^{-22}$ eV bo‘ladi. Bu masofa shunchalik kichikki, zonadagi sathlar uzluksiz energetik qiymatlarga egadek tuyuladi. Lekin zonadagi energetik sathlar soni chekli ekanligini unutmaslik kerak. Shunday qilib, izolyasiyalangan atomdagi ruxsat etilgan energetik sath o‘rniga kristallda ruxsat etilgan energetik zona vujudga keladi. O‘tkazuvchanlik zona valent zonadan taqiqlangan (man etilgan) zona bilan ajratiladi (4.3–rasm).



4.3-rasm

Kristalldagi zonalarning energetik sathlarida Pauli prinsiga asosan, ikkitadan ortiq elektron joylashishi mumkin emas. Energetik zonalar amalda uzluksiz spektrni beradi. Bu esa, o‘z navbatida elektronni bitta zona bilan chegaralangan energetik sathlarda harakat qila olishini ko‘rsatadi, ya‘ni berilgan zonadagi elektronlar bir atomdan ikkinchi atomga o‘ta olib, hamma atomlar uchun umumiy bo‘lib qoladi.

Energetik zonadagi hamma sathlar elektronlar bilan to‘lgan bo‘lsa, bunday zonani to‘ldirilgan (valent) zona deb ataladi.

Shunday qilib, kristallarda elektronlar energetik zonalar bo‘ylab taqsimlangan bo‘ladi.

Elektronlar kristallda past energetik zonadan boshlab yuqori zonalarga qarab to'lib boradi. Zonalardagi elektronlarning taqsimlanishi va man qilingan zonaning kengligiga qarab qattiq jismlar o'tkazgich, yarim o'tkazgich va dielektrik xossalariga ega bo'ladilar (4.5-rasm).

Valent zonasidagi sathlar elektronlar bilan qisman to'ldirilgan yoki valent va bo'sh (o'tkazuvchanlik) zonalari ustma-ust tushgan qattiq jismlar o'tkazgichlar (metallar) deb ataladi.

Metall bo'lmagan aksariyat qattiq jismlarda valent zonadagi barcha energetik sathlarni elektronlar band etgan bo'ladi. Shuning uchun elektron yuqoriroq energetik sathga ko'tarilishi lozim bo'lsa, faqat o'tkazuvchanlik zonadagi energetik sathga ko'tarilishi kerak. Buning uchun elektr maydon taocirida elektron erishayotgan qo'shimcha energiya taqiqlangan zonaning energetik kengligi ΔW dan katta bo'lishi kerak. Demak, bu holda qattiq jismning elektr va optik xossalari taqiqlangan zonaning energetik kengligi bilan aniqlanadi.

Agar ΔW yetarlicha katta bo'lsa va elektr maydon ta'sirida yoki issiqlik harakat energiyasi tufayli elektronlar valent zonadan o'tkazuvchanlik zonaga o'ta olmasa, ya'ni elektronlar valent zonadagi «o'z o'rinlaridan» qo'zg'olmasa, bunday jismlarni *dielektriklar* deb ataladi ($\Delta W > 4eV$).

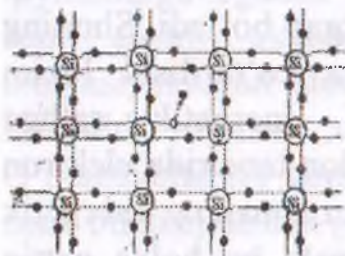
Agar ΔW unchalik katta bo'lmasa, qattiq jismning temperaturasi yetarlicha yuqori bo'lganda (OK dan yuqori, xona temperaturasi atrofida $\sim 300K$) issiqlik harakat energiyasi tufayli valent zonadagi elektronlarning bir qismi o'tkazuvchanlik zonadagi energetik sathlarga ko'tarilishga qodir bo'ladi, natijada elektr maydon ta'sirida elektronlar o'tkazuvchanlik zonaning yuqoriroq teshiklarsa valent zonaning quyiroq energetik sathlariga ko'tarilishi mumkin va umuman, elektronlar va teshiklar mos zonalarda maydon yo'nalishi ta'sirida erkin elektronlardek harakat qilishlari mumkin. Bunday jismlar *yarim o'tkazgichlar* deb ataladi.

4.3. Yarim o'tkazgichlarda elektr o'tkazuvchanlik

Yarim o'tkazgichlar elektr o'tkazuvchanligi bo'yicha metallar bilan dielektriklar orasidagi jismlar gruppasiga kiradi va ularda valent zona to'lig'icha elektronlar bilan to'ldirilgan bo'ladi.

Yarim o'tkazgichlar xususiy va aralashmali yarim o'tkazgichlarga bo'linadi.

a) yarim o'tkazgichlarda xususiy elektr o'tkazuvchanlik. $T=0$ K da xususiy yarim o'tkazgichlarning valent zonasi elektronlar bilan



4.4-rasm.

butunlay to'lgan bo'ladi, bu holda yarim o'tkazgich sof dielektrik bo'ladi. Agar temperatura $T \neq 0$ bo'lsa, valent zonaning yuqori sathlaridagi bir qism elektronlar o'tkazuvchanlik zonasining pastki sathlariga o'tadi (4.4-rasm). Bu holda elektr maydoni ta'sirida o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlar va valent zonada

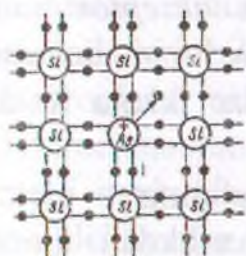
hosil bo'lgan bo'sh joylar (teshiklar) harakatga keladilar. Natijada yarim o'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi noldan farqli bo'ladi, ya'ni sof yarim o'tkazgichda erkin elektron va teshik vujudga keladi. Elektr maydon ta'sirida butun kristalli bo'ylab elektronlar maydonga teskari yo'nalishda, teshiklar esa maydon yo'nalishida harakatga keladi. *Bunday elektr o'tkazuvchanlik faqat sof yarim o'tkazgichlar uchun xos bo'lib, uni xususiy elektr o'tkazuvchanlik deyiladi.* Aslida, sof yarim o'tkazgichlarning biror joyida kovalent bog'lanishning buzilishi natijasida elektron va teshik vujudga keladi. 21.6-rasmda IV gruppada elementi kremniy (S_i) atomining kovalent bog'lanish sxemasi tasvirlangan. Masalan, kristallni qizdirilganda yoki uni yoritilganda yarim o'tkazgich atomining kovalent bog'lanishdagi elektronlari issiqlik harakat energiyasi sof yarim o'tkazgichdagi kovalent bog'lanishni buzishga yetarli bo'lib qolganda, bu elektron o'z o'rnini tashlab kristall bo'ylab harakat qila boshlaydi. Odatda energiyaning bu qiymatini *aktivlash energiyasi* deb ataladi. Elektron bo'shatgan joy atrofida elektroneytrallik buziladi. Bu yerda manfiy zaryad etishmagani uchun bo'sh joy (teshik)ning zaryadini *musbat* deb

qabul qilinadi. Agar elektron teshik bilan uchrashsa (bu jarayon *rekombinatsiya* deyiladi), u teshik atrofidagi musbat zaryadni neytrallaydi. Demak, sof yarim o'tkazgichda elektron va teshiklar birgalikda, ya'ni juft bo'lib paydo bo'ladi yoki yo'qoladi.

b) yarim o'tkazgichlarda aralashmali elektr o'tkazuvchanlik.

Tabiatda sof yarim o'tkazgich kristalli uchramaydi, ya'ni oz miqdorda bo'lsa ham begona element atomlari aralashgan bo'ladi.

Bu aralashma yarim o'tkazgichlarda juda ko'p o'zgarishlarni vujudga keltirishi mumkin. To'rt valentli kremniy (Si) dan yoki germaniy (Ge) dan tuzilgan kristall panjaraning ba'zi tugunlarida besh valentli atomlar, masalan, fosfor (P) yoki mishoyak (As) joylashsin (4.5-rasm). Bu vaqtda aralashma atomlaridan to'rtta elektron (Si) yoki (Ge) atomlari bilan kovalent bog'lanishda bo'ladi, beshinchi elektron esa atom bilan juda



4.5-rasm

zaif bog'lanadi. Shuning uchun issiqlik harakat energiyasi ham bu elektronni atomdan ajratib ozod elektron bo'lishiga yetarlidir. Bu elektronlar tok tashuvchilik vazifani bajaradi. Bunday yarim o'tkazgich *elektronli* yarim o'tkazgich deyiladi. Kiritilgan P va As atomlarni donorlar yoki *n - tip* aralashma deyiladi. Aralashma atomlari tufayli kristall panjaraning maydoni ideal sof yarim o'tkazgich panjarasining maydonidan bo'ladi. Bu esa taqiqlangan zonada donor sathlarning vujudga kelishiga sabab bo'ladi (4.5-rasm). Masalan, krem niyga mishoyak aralashtirilgan bo'lsa, $\Delta W_d \sim 0,05$ eV bo'ladi.

To'rt valentli element atomlaridan iborat bo'lgan kristall panjaraning ba'zi tugunlarida uch valentli element atomlari joylashgan bo'lsin (4.9-rasm). Masalan, sof kremniyga alyuminiy (Al) qo'shilgan bo'lsa, alyuminiyning uchta valent elektroni uchta qo'shni kremniy atomlari bilan kovalent bog'lanishda bo'ladi. To'rtinchi kremniy atomi bilan kovalent bog'lanish to'ldirilmagan bo'ladi, ya'ni bitta elektron uchun bo'sh joy mavjud bo'ladi. Qo'shni kremniy atomlarining birorta elektroni o'z atomidan

ajralib bu joyni to'ldiradi. Natijada aralashma atomi atrofidagi bog'lanish to'ladi, lekin elektronni yo'qotgan kremniy atomi atrofida teshik vujudga keladi. Bu teshik ikkinchi kremniy atomidan ajralib chiqqan elektron bilan to'ldirilishi mumkin. SHu tariqa teshik kristall bo'ylab xaotik ravishda ko'chib yurishi mumkin. Agar bu yarim o'tkazgichda elektr maydon hosil qilinsa, teshik elektr maydon kuchlanganlik vektori yo'nalishida ko'chib, yarim o'tkazgichda *teshikli elektr o'tkazuvchanlik* mavjud bo'ladi. Bunday elektr o'tkazuvchanlik *r – tip o'tkazuvchanlik* deb ataladi. R – tip aralashma tufayli taqiqlangan zonada *akseptor sath* vujudga keladi, bu sathga elektron o'tishi uchun lozim bo'lgan energiya ΔW_a bilan ifodalanadi (4.10-rasm). Har ikkala holda W_f – Fermi sathi hisoblanadi.

Past temperaturalarda yarim o'tkazgichning elektr o'tkazuvchanligi asosan aralashmali o'tkazuvchanlikdan iborat bo'ladi. Yuqori temperaturalarda esa issiqlik harakat energiyasi valent zonadan elektronlarning o'tkazuvchanlik zonasiga ko'chirishga yetarli bo'lib qoladi, bu hol o'z navbatida xususiy o'tkazuvchanlikni, ya'ni elektron va teshik juftini vujudga keltiradi.

Shunday qilib, yuqoriroq temperaturalarda aralashmali va xususiy o'tkazuvchanliklarni hisobga olish kerak bo'ladi. Juda yuqori temperaturalarda esa, faqat, xususiy o'tkazuvchanlik asosiy o'tkazuvchanlikni tashkil qiladi, chunki aralashmali o'tkazuvchanlikning ulushi juda kam bo'lganligi uchun uni hisobga olmasa ham bo'ladi.

Past temperaturalarda ba'zi metallar elektr qarshiligi birdaniga ($\rho=0$) nolga teng bo'lib qoladi. Bu holni *o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi* deb yuritiladi. Bu hodisani birinchi bo'lib 1911-yilda golland fizigi Kamerling – Onnes tomonidan kashf qilingan. U toza simobning elektr qarshiligini juda past temperaturalarda o'lchash chog'ida 4.2K temperaturada simob qarshiligi birdaniga nolgacha kamayib ketganligini aniqladi. Keyinchalik ba'zi boshqa metallarda ham o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi kuzatildi.

1933-yilda Meyssner o'ta o'tkazuvchanlikning yana bir xossasini kashf etdi. O'ta o'tkazuvchanlik xususiyatiga ega bo'lgan metallni magnit maydoniga joylashtiraylik va temperaturani pasaytirib boraylik. $T > T_k$ temperaturalarda metall ichida magnit maydon noldan farqli, $T < T_k$ esa metalldagi magnit maydon induksiyasi nolga teng ($V=0$) bo'ladi.

1957-yilda Bardin, Kuper va Shriffelerlar tomonidan o'ta o'tkazuvchanlik nazariyasi ishlab chiqildi. Oddiy temperaturada o'tkazgich hisoblangan (kumush, mis va oltin) jismlar o'ta o'tkazuvchanlik xossasiga ega emas, chunki o'ta o'tkazuvchan moddalar uchun elektron-fonon (elektronlarni kristall panjara tebranishlari bilan) o'zaro ta'siri asosiy rol o'ynaydi. Ayniqsa, elektronlarni o'zaro tortishida fononlar katta rol o'ynaydi, ya'ni elektron maolum impulsga ega bo'lgan holatda fonon bilan va u orqali navbatdagi boshqa elektron bilan bog'langan. Agar mana shu elektronlar orasidagi fononlar orqali tortishish ular orasidagi Kulon itarishishdan katta bo'lsa, o'ta o'tkazuvchanlik vujudga keladi. Shunday qilib, o'ta o'tkazuvchanlikning o'lchovi bo'lib kuchli *elektron fonon o'zaro ta'siri* hisoblanadi. O'ta o'tkazuvchanlik holatini bog'langan elektronlar jufti (qarama-qarshi yo'nalgan spinli) hosil qiladi, demak bu elektron juftining («Kuper jufti» ning) spini nolga teng bo'lib ular bozonni hosil qiladi. Bozonlar esa asosiy holatda to'planishadi va ularni qo'zg'olgan holatga o'tkazish juda qiyin. Bu elektron juftining muvofiqlashgan harakati uzoq vaqt saqlanadi va u elektron juftining muvofiqlashgan harakati o'tkazuvchanlik tokidir. Elektronlar juftining hosil bo'lishi metallning energetik spektrini o'zgarishiga olib keladi. 1986–1987-yillarda yuqori temperaturali o'ta o'tkazuvchan moddalar kashf etildi. Bahzi metalloksid keramik birikmalarda, hattoki 100 K temperaturada ham o'ta o'tkazuvchanlik xususiyati qayd qilindi. *Bu hodisa yuqori temperaturali o'ta o'tkazuvchanlik deb nom oldi.*

4.4. Majburiy nurlanish. Lazerlar

«Lazer» soʻzi bu qurilmaning ishlash prinsipini aks ettiruvchi ingliz soʻzlarining bosh harflaridan tashkil topgan: Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, yaʼni majburiy nurlanish yordamida yorugʻlikni kuchaytirish. Lazer bilan bir qatorda *mazerlar* ham yaratildi. *Lazerlar* koʻzga koʻrinadigan, infraqizil yoki ultrabinafsha nurlar chiqarsa, *mazerlar* oʻta past chastotali uzoq infraqizil elektromagnit toʻlqinlar sohasida ishlaydi. «Mazer» soʻzidagi «M» harfi ingliz tilidagi mikrotoʻlqin (Microwave) soʻzining bosh harfidan olingan, qolgan harflar lazer soʻziniki bilan bir xil.

Atom biz yuqorida koʻrib oʻtganimizdek, energiya W_1 , W_2 , W_3 ,.....boʻlgan kvant holatlarda boʻlishi mumkin. Agar atom W_1 energiyali asosiy 1 holatda boʻlsa, uni tashqi nurlanish taʼsirida W_2 energiyali uygʻongan yuqori 2 holatga majburan oʻtkazish mumkin. Atom uygʻongan holatda qisqa vaqt ($\sim 10^{-8}$ s) boʻlgandan keyin $u h\nu = W_2 - W_1$ energiyali foton chiqarib, oʻz-oʻzidan tashqi taʼsirsiz spontan holda past energiyali asosiy holatiga qaytishi mumkin. *Bu vaqtda chiqarilgan nurlanish spontan nurlanishi deyiladi.*

Spontan nurlanishni ehtimolligi qancha qatta boʻlsa, atomni uygʻongan holatda boʻlish vaqti shuncha kichik boʻladi. Atomlarning spontan nurlanishi bir-biriga muvofiqlashmagan holda turli yoʻnalish va vaqtlarda sodir boʻladi. Shuning uchun turli atomlardan chiqayotgan nurlanishlarning tebranish tekisliklari, fazalari, yoʻnalishlari turlicha xarakteriga ega boʻladi, natijada spontan nurlanish kogerent boʻlmaydi. Choʻgʻlanma va lyuminessent manbalaridan doimo spontan nurlanish chiqariladi.

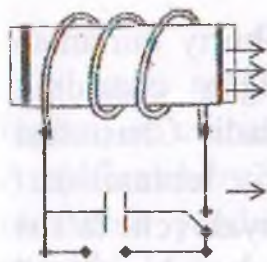
A. Eynshteyn 1916-yilda nazariy tekshirishlar natijasida atomlarning koʻzgʻalgan holatdan turgʻun holatga oʻtishi nafaqat oʻz-oʻzidan (spontan), balki tashqi taʼsir tufayli majburiy (induksiyalangan) boʻlishi ham mumkin degan xulosaga keldi. Bunday majburiy oʻtishda vujudga keladigan nurlanishni *majburiy nurlanish* yoki *induksiyalangan nurlanish* deb ataladi. Tashqi taʼsir deganda atomning boshqi zarralar bilan toʻqnashuvi yoki

ta'sirlashuvi tushuniladi. Lekin ko'p hollarda majburiy nurlanish shu nurlanishni chastotasiga aynan teng bo'lgan chastotali elektromagnit to'lqin (foton) ta'sirida sodir bo'ladi. Chastotasi boshqacharoq bo'lgan fotonlar sistemaning xususiy tebranishlari bilan rezonanslashmaydi, natijada ularning induksiyaalovchi ta'siri ancha kuchsiz bo'ladi. Atomlarning majburiy nurlanishini hosil bo'lishi uchun uyg'ongan atom yaqinidan uchib o'tayotgan foton uni uyg'ongan holatdan yashash vaqtini qisqartirib, quyiyoq, energiyali holatga o'tishga majbur qiladi. Bunda atom o'zining nurlanishga induksiyaalagan fotonga aynan o'xshash foton chiqaradi. Natijada bir foton ikkita bo'ladi va ular o'z yo'nalishida harakatini davom ettirib, yo'lida uchragan boshqa uyg'ongan atomlarni ham majburiy nurlantirishga chratadilar. Shu tariqa borgan sari ko'chkisimon ko'payib boradigan fotonlar oqimi hosil bo'lib, moddaga tushayotgan nurlanishni kuchayishiga sabab bo'ladi. Majburiy nurlanish tushuvchi nurlanish bilan kogerent bo'ladi, ya'ni u erda bir xil chastota, harakat yo'nalishi, faza va qutblanish tekisligiga egadir.

Lekin nurlanish moddadan o'tganda kuchayishiga fotonlarni quyi energetik holatdagi atomlar tomonidan yutilishi halaqit beradi. A.Eynshteyn ko'rsatishicha, termodinamik muvozanat vaqtida spontan va majburiy nurlanish ehtimolligi o'sha chastotadagi nurlanishni yutilish ehtimolligiga teng. Shuning uchun termodinamik muvozanat vaqtida moddaga tushayotgan nurlanishning yutilishi majburiy nurlanishdan ustun keladi, natijada yorug'lik moddadan o'tganda intensivligi kamayadi.

Yorug'lik moddaga tushganda unda kuchayishi uchun sistemani muvozzantli bo'lmagan holatini amalga oshirish kerak. Bunday holatda uyg'ongan atomlarning soni uyg'onmagan, turg'un holatdagi atomlar sonidan ko'p bo'lishi kerak. Mana shunday sistemada majburiy nurlanish ko'chkisimon tarzda kuchayadi.

Ayrim moddalarning atomlarida shunday qo'zg'olgan, lekin nisbatan turg'un holatlar borki, atomlar bu holatda ancha uzoq vaqt ($10^{-2} - 10^{-3}$ s) bo'la oladi. Bunday holatlar *metastabil* holatlar deyiladi. Atomlarida metastabil holatlari bo'lgan moddalarga



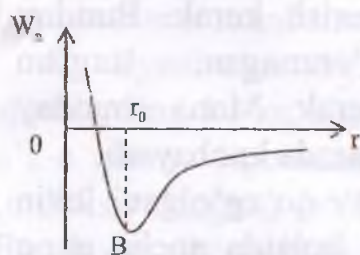
4.6- rasmi.

tarkibida 0,005 % xrom (Cr) bo'lgan yoqut kristalli (Al_2R_3) misol bo'ladi, ularda alyuminiy atomlarining bir qismini metastabil holatlari bo'lgan xrom atomlari egallagan. Yoqut kristalli yorug'lik bilan yoritilganda xrom ionlari qo'zg'aladi va W_1 sathdan W_2 energetik sathga mos keluvchi holatga o'tadi. Xromning energetik sathlari 4.6-rasmda tasvirlangan.

Yoqut silindr shaklida olingan bo'lib, uning asoslari nihoyat darajada silliqilgan. Asoslar kumush bilan shunday qoplanganki, chap tomonidagisi to'la qaytaruvchanlik xususiyatga ega, o'ng tomonidagi esa qisman shaffof. Silindrsimon yoqut kristallini spiralsimon cho'g'lanma lampa o'rab olgan. Kristall o'qi bo'ylab harakatlanayotgan fotonlar esa qaytaruvchi asoslardan ko'p marta qaytadi, bu harakat davomida ko'p sonli majburiy nurlanishlar vujudga keladi. Natijada fotonlarning kuchli oqimi kristallning qisman shaffof o'ng tomonidagi asosi orqali tashqariga chiqadi. Shundan so'ng manbadan yana energiya olinadi va bayon etilgan ketma-ketlikda yana jarayonlar qaytariladi.

Lazerlar yordamida olingan nurlar yuqori darajada kogerent, dastasi esa nihoyatda ingichka bo'lganligi uchun ular fan va texnikaning turli sohalarida: uzoq masofalardagi radioaloqada, kichik hajmlarda juda yuqori temperaturalar hosil qilishda, meditsinada juda nozik xirurgik operatsiyalarni bajarishda va hokazolarda keng qo'llanilmoqda.

4.5. Kristallarning tuzilishi



4.7 - rasmi.

Qattiq jismlarda zarralar (molekulalar, atomlar, ionlar) geometrik jihatdan qat'iy tartibda, *kristall panjaralar* hosil qilib joylashgan bo'ladi. Zarralar o'zlarining muvozanat vaziyati yaqinida tebranma harakat qiladilar. Zarralar qattiq jismda bir joyidan ikkinchi joyga o'tishi mumkin, lekin bunday hol juda kam

uchraydi. Shuning uchun qattiq jismlarda ham diffuziya bo'ladi, lekin bu diffuziya gaz va suyuqliklardagiga qaraganda juda sekin o'tadi.

Moddalarning qattiq, suyuq va gazsimon holatlari orasidagi farqning fizik mohiyatini molekulalarning o'zaro ta'sir potensial egri chizig'i yordamida yana ham aniqroq tushuntirish mumkin.

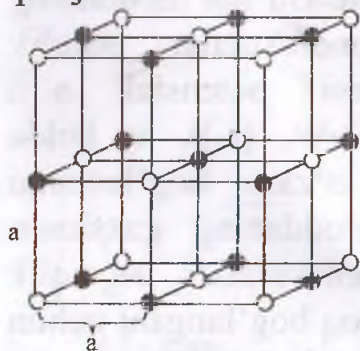
Molekulalarning hosil bo'lish mexanizmlari muhokama etilganda, bog'lanish tabiatidan qat'iy nazar, molekula hosil qilayotgan atomlarga ikkita kuch ta'sir etishi qayd etilgan edi: katta masofalardayoq sezilarli bo'lgan tortishish kuchlari va kichik masofalarda paydo bo'ladigan va masofaning kamayishi bilan keskin ortib ketadigan itarishish kuchlari 4.7-rasmda ordinatalar o'qi bo'ylab molekulalar o'zaro ta'sir potensial energiyasi W_n absissa o'qi bo'ylab molekulalar orasidagi masofa r qo'yilgan. Molekulalar issiqlik harakatining o'rtacha kinetik energiyasi W_k qiymatlarini solishtirish qulayroq bo'lishi uchun V potensial chuqurning tubi sathidan boshlab qo'yamiz. Agar molekulalar issiqlik harakatining o'rtacha kinetik energiyasi potensial o'raning chuqurligidan ancha kam ($W_k \ll W_n(r_0)$) bo'lsa, u holda molekulalar potensial o'raning pastki qismida qolgani holda kichik tebranishlar qila oladi xolos. Bu hol moddaning qattiq holatiga to'g'ri keladi.

Agar molekulalar issiqlik harakatining o'rtacha kinetik energiyasi potensial o'raning chuqurligidan bir oz kam bo'lsa ($W_k \ll W_n(r_0)$), u holda molekulalar ancha katta tebranma harakatda bo'ladi, biroq bari bir potensial o'rada qoladi. Bu hol moddaning suyuq holatiga tug'ri keladi. Agar molekulalar issiqlik harakatining o'rtacha kinetik energiyasi potensial o'ra chuqurligidan ancha katta bo'lsa ($W_k \gg W_n(r_0)$), u holda molekulalar bu o'radan chiqib ketadi, o'zaro bog'lanishni yo'qotib, erkin harakatlanadi. Bu hol moddaning gazsimon holatiga to'g'ri keladi. Qattiq jism molekulalari suyuqlik molekulalariga qaraganda o'zaro mustahkamroq bog'langani uchun qattiq jism suyuqlikdan farq qilib, o'zining hajminigina emas,

balki shaklini ham saqlaydi. Endi qattiq jism kristall tuzilishini batafsilroq ko'raylik.

Atomlar orasidagi masofa r_0 bo'lganda tortishish va itarishish kuchlari tenglashadi, ya'ni ularning teng ta'sir etuvchisi nolga, sistemaning potensial energiyasi minimal qiymatga ega bo'ladi, natijada sistema mustahkam muvozonat holatga erishadi. Bu xulosani ko'p sonli atomlar sistemasiga ham umulashtirsak, undagi atomlar bir-biridan bir xil masofada joylashib mustahkam tuzulishga ega bo'lgan kristall jismni hosil qiladi. Kristallning ko'zga tashlanadigan tashqi belgisi uning to'g'ri geometrik shaklda bo'lishidir. Masalan, osh tuzining eng kichik kristalli kub shaklda, muzning kristalli 6 yoqli prizma shaklida, olmos kristali oktaedr (sakkiz qirrali) va hokazo shaklda bo'ladi. Har bir kristall moddani chegaralovchi sirtlari (yoqlari) orasidagi burchak qat'iy aniq qiymatga ega bo'ladi (osh tuzida 90° , muzda 120° va hokazo). Kristallar payvand tekisliklari deb atalgan maolom tekisliklar bo'ylab oson parchalanib ketadi. Bunda xuddi boshlang'ich shakldagi, ammo kichik o'lchamli kristallchalar hosil bo'ladi. Masalan, osh tuzini va navvot qandini maydalaganda kichik kubchalar va to'g'ri burchakli parallelepipedlar hosil bo'ladi. Bu degan so'z, kristall jismlarda zarralar (molekulalar, atomlar yoki ionlar) bir-biriga nisbatan *fazoviy yoki kristall panjara* hosil qilgan holda qat'iy simmetrik joylashgan demakdir; zarralar joylashgan o'rinlar *panjaraning tugunlari* deyiladi.

Eng sodda fazoviy panjara osh tuzi (NaCl) ning kristall panjarasi bo'la oladi (4.8-rasm). Uning a qirrali elementar



4.8-rasm.

yacheykasi (rasmda u qora chiziqlar bilan ajratilgan) natriyning musbat ionlari va xlorning manfiy ionlarlardan hosil bo'lgan, bu ionlar kubning uchlarida joylashgan.

Fazoviy panjaralarning shakli turli-tuman bo'lishi mumkin; panjarani hosil qilgan elementar yacheykalar bir-biriga zich, hech qanday oraliqsiz joylashishi kerak.

1890-yilda E.S. Fyodorov kristall panjaraning barcha shakllarini nazariy hisoblab chiqdi va tabiatda faqat 230 xil kristall panjaralar bo'lishi mumkin ekanligini aniqladi, bu kristall panjaralar 32 xil simmetrik sinfni hosil qilar ekan. Kristallarni rentgen nurlari yordamida tekshirilishi kristallar simmetrik joylashib kristall panjaralar hosil qilgan zarralar (atomlar, molekularlar yoki ionlar) dan iborat ekanligi tasdiqlandi. Shuningdek rentgen struktura analizi yordamida tabiatdagi kristall panjaralarining haqiqatdan ham 230 turdagi ko'rinishi bor ekanligi aniqlandi.

Anizotropiya kristallning ajoyib xususiyatidir; turli yo'nalishlarda kristallning fizik xossalari turlicha bo'ladi. Masalan, hamma kristallarga mustahkamlik anizotropiyasi xosdir; kristallarning ko'pchiligi issiqlik o'tkazuvchanlik, elektr o'tkazuvchanlik, yorug'lik nurini sindirish va boshqa jihatdan anizotropdir. Fazoviy panjaralarda uzunliklari bir xil, lekin yo'nalishlari turlicha bo'lgan kesmalarda zarralar sonining turlicha bo'lishi kristallar anizotropiyasining asosiy sababchisidir. Kristall panjara zarralarining turli yo'nalishlarda turlicha zichlikda bo'lishi kristallning bu yo'nalishlar bo'ylab boshqa ko'p xossalarning ham turlicha bo'lishiga sabab bo'ladi.

Kristallar ikki gruppaga: *monokristall* jismlar va *polikristall* jismlarga bo'linadi. Barcha zarralar bir umumiy fazoviy panjaraga joylashadigan jism mono-kristalldir. Monokristall anizotrop bo'ladi. Ko'pchilik minerallar monokristall bo'ladi. Polikristall bir-biriga nisbatan tartibsiz joylashgan ko'plab mayda monokristallchalardan tuzilgan jismdir. Shuning uchun polikristallar izotrop, ya'ni barcha yo'nalishlar bo'yicha bir xil fizik xossalarga ega bo'ladi. Ko'pchilik metallar polikristall jismlarga misol bo'la oladi, biroq metallni monokristall ko'rinishda ham hosil qilish mumkin.

Kristall panjaraning qanday zarralardan tuzilganligiga qarab panjaralar to'rtta asosiy gruppaga bo'lingan: *ion, atom, molekulyar va metall panjarali kristallar.*

1). *Ion panjarali* kristallar turli ishorali zaryadlangan ionlardan tuzilgan bo'lib, panjarada ionlarni elektr kuchlari tutib turadi. Ko'pchilik kristallar ion panjaralidir (masalan, Na Cl).

2). *Atom panjarali* kristallar panjara tugunchalarida kimyoviy (kovalent) bog'lanishlar bilan tutib turiladigan neytral atomlardan tuzilgan: qo'shni atomlarda tashqi (valent) elektronlar umumiy bo'ladi. Masalan, grafit, olmos kristallari atom panjaralidir.

3). *Molekulyar panjarali* kristallar – qutbiy (dipolp) molekulalardan tuzilgan bo'lib, bu molekulalar ham tugunlarda elektr kuchlari bilan tutib turiladi. Biroq qutbiy molekulalarga bu kuchlar ionlarga ta'sir qilgandan kamroq kuch bilan ta'sir qiladi. Shuning uchun molekulyar panjarali moddalar oson deformatsiyalanadi. Ko'pchilik organik birikmalar (sellyuloza, rezina, parafin va boshqalar) molekulyar kristall panjaradan tuzilgan bo'ladi.

4). *Metall panjarali* kristallar – erkin elektronlar bilan o'ralgan metallning musbat ionlaridan tuzilgan. Metall panjaraning ionlarini ana shu elektronlar bog'lab turadi. Hozirgi zamon fizikasi kristall qattiq jismlardan tashqari *amorf jismlarni* ham o'rganadi. Amorf jismlar polikristallarga o'xshab *izotropdir*. Amorf jismlarga misol qilib, qora mo'm, shisha, smola, kanifolp va shunga o'xshashlarni olish mumkin. Keyingi vaqtlarda texnikada *organik amorf* moddalar, ya'ni *polimerlar* keng tarqaldi. Polimerlarning tipik vakili plastmassalardir. YUksak elastiklik va mustahkamlik polimerlarning juda muhim xossasi hisoblanadi.

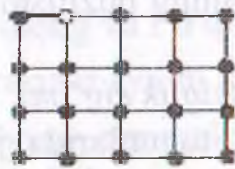
1. Kristallardagi nuqsonlar

Agar kristall panjarada atomlar barcha kristall yo'nalishlarida bexato davriy ravishda joylashgan bo'lsa, bunday kristallni *ideal kristall* deyiladi. Real kristalllarda turli sabablarga ko'ra nuqsonlar uchrab turishi yuqorida qayd etilgan usullar bilan isbotlangan. Kristall panjaraning nuqsonlari ularning mexanik, issiqlik, elektr va boshqa fizik–kimyoviy xossalari katta ta'sir ko'rsatadi. Shuning uchun nuqsonlarning asosiy turlari va hosil bo'lish sir-asrorlari bilan qisqacha tanishib o'taylik. Kristall ichidagi to'planish joyiga qarab nuqsonlar: nuqtaviy, chiziqli va hajmiy

nuqsonlarga bo‘linadi. Issiqlik harakati tufayli kristall panjara tugunlaridagi atomlar o‘z joylarini tark etib (4.9-rasm) tugunlar orasiga o‘tib olsa, bunday nuqsonni nuqtaviy yoki Frenkelp nuqsonlari deyiladi.



4.9-rasm



4.10-rasm



4.11-rasm

Atomi ketib qolgan joyni «vakant» joy deb ataladi. «Vakant», ya‘ni bo‘sh joylar qo‘shni tugundagi atomlar tomonidan egallanishi va natijada atomlarning (tugunlarning) kristall bo‘ylab estafetali harakati sodir bo‘lishi mumkin. Nuqtaviy nuqsonlar sirt qatlamlardagi atomlarning birortasini butunlay bug‘lanib ketishi yoki bug‘langan atom kristall sirtida yangi qatlam tugunini hosil qilishi tufayli ham sodir bo‘lishi mumkin (4.10-rasm). *Bunday nuqsonlarni Shottki nuqsonlari deyiladi.* O‘z joyini yo‘qotgan atomlar «vakant» joylarga yaqinlashganda ularda ushlanib qolishi natijasida «Vakant» joyni to‘ldirishi mumkin. Bu hodisani nuqsonlarning *rekombinatsiyasi* deyiladi. Nuqsonlarning hosil bo‘lishidan rekombinatsiyalanishgacha o‘tgan vaqtni nuqsonlarning *yashash vaqti* deyiladi. Nuqtaviy nuqsonlar kristall panjaraga begona element atomlari kirib qolganda ham hosil bo‘ladi. Bunda begona atom tugunlarining biriga yoki ularning oralig‘iga joylashishi mumkin. Natijada kristallning shu joyi deformatsiyalanadi (4.11-rasm). *Chegaraviy yoki vintli deb atalgan dislokatsiyalarni chiziqli nuqsonlar* deyiladi. Ular kristallarda tashqi kuchlar ta‘sirida noelastik siljish deformatsiyasi sodir bo‘lganda kuzatiladi. Tashqi muhit bilan ta‘sirashish natijasida kristall sirtga begona element atomlarining o‘tirib qolishi hamda shu tufayli sirtida oksid qatlamlarini hosil bo‘lishi

sirt nuqsonlariga kiradi. Shuningdek, kristall panjaraning ayrim joylarida fazoviy yoʻnalishlarning oʻzgarib qolishi tufayli ichki nuqsonlar paydo boʻladi.

Kristall ichida toʻplanib qolgan nuqtaviy nuqsonlar, darz ketgan joylar, boʻshliqlar, stexiometriyaning buzilishi (qattiq eritmalarda) hajmiy nuqsonlarni tashkil etadi.

2. Fononlar. Kristallarning issiqlik sigʻimi

Zarralarning kristall panjara tugunlarida joylashishi ularning oʻzaro potensial energiyasining minimum boʻlishiga mos keladi. Zarralar muvozanat vaziyatidan har qanday yoʻnalishida siljiganda zarrani boshlangʻich vaziyatiga qaytarishga intiluvchi kuch paydo boʻladi, buning natijasida zarra tebranma harakatga keladi. Ixtiyoriy yoʻnalishda sodir boʻlayotgan tebranishni uchta koordinata oʻqlari yoʻnalishida boʻlayotgan tebranishlarning qoʻshilishi deb tasavvur qilish mumkin. Shunday qilib, kristalldagi har bir zarraning uchta tebranma erkinlik darajasi bor, deb hisoblash mumkin. Dyulong va Pti qonunining taokidlashicha, kristall holatdagi barcha oddiy kimyoviy jismlarning panjaraviy molyar issiqlik sigʻimi $3R$ ga teng. Amalda bu qonun yetarlicha yuqori temperaturalar uchun bajariladi. Past temperaturalarda esa kristallarning issiqlik sigʻimi kamayadi, temperatura OK ga yaqinlashganda issiqlik sigʻimi ham nolga yaqinlashadi.

Issiqlik sigʻimining kvant nazariyasi Eynshteyn tomonidan yaratildi. Debay esa uni takomillashtirdi. Eynshteyn N ta atomdan tashkil topgan kristall panjarani bir-biri bilan bogʻliq boʻlmagan $3N$ garmonik ossillyatorga oʻxshatdi. Bu ossillyatorlarning barchasi birday ω chastota bilan tebranishi va energiyasi kvantlangan qiymatlarga egaligini eʼtiborga olib Eynshteyn kristall panjaraning issiqlik sigʻimi uchun quyidagi formulani hosil qildi:

$$C = \frac{3N\hbar\omega}{(e^{\hbar\omega/KT} - 1)^2} e^{\hbar\omega/KT} \frac{\hbar\omega}{KT^2} \quad (4.13)$$

Bu ifodani yuqori va past temperaturalar uchun muhokama qilaylik.

1. Yuqori temperaturalarda (ya'ni $KT \gg \hbar\omega$ bo'lganda) (4.13) ifodaning maxrajidagi $e^{\hbar\omega/KT} \approx 1 + \frac{\hbar\omega}{KT}$ va suratdagi $e^{\hbar\omega/KT} \approx 1$ deb hisoblasak, issiqlik sig'imi formulasi quyidagi ko'rinishga keladi:

$$C = 3NK \quad (4.14)$$

Bu munosabat Dyulong va Pti qonunining o'zginasidir.

2. Past temperaturalarda (ya'ni $kT \ll \hbar\omega$ bo'lganda) (4.13) ifoda maxrajidagi 1 ni e'tiborga olmasak:

$$C = \frac{3N\hbar\omega}{KT^2} e^{-\hbar\omega/KT} \quad (4.15)$$

ifodani hosil qilamiz. Yuqorida ko'rdikki, kristall jimlarning atomlari o'zaro mustahkam bog'langan holda fazoviy aniq qonuniyatlar bo'yicha joylashib kristall panjarani hosil qiladi. Undagi biron atom muvozanat holatdan chiqarilsa, uning ta'siri qolgan barcha atomlarga ham uzatiladi, ya'ni panjaradagi biron atomning tebranishi barcha yo'nalishlar bo'yicha tarqaladi. Shuning uchun kristallning alohida atomining harakatini kuzatish o'rniga ularning birgalikdagi kollektiv harakatini kuzatish qulay. Atomlarning birgalikda tebranma harakati kristall bo'ylab tarqalayotgan elastik to'lqinlarni hosil qiladi. Bu to'lqinlarning kristall chegarasidan qaytishi va interferensiyalanishi esa turg'un to'lqinlarni hosil qiladi. Ularning soni kristallning erkin darajasi $3N$ ga teng. Bu to'lqinlar kristalda tarqala oladigan tovush to'lqinlaridan iboratdir. Kristall panjaradagi atomlar – kvant ossillyatorlardan birortasini ω_1 chastota bilan tebranishi tufayli kristall bo'ylab tarqalayotgan tovush to'lqinlarini $\hbar\omega_1$ energiyali «zarra»lar oqimining vujudga kelishidir, deb tavsif etish mumkin. «Zarra» so'zini qo'shtirnoq ichida yozish o'rniga *kvazizarra* degan so'zdan foydalaniladi. Bu so'z zarrachaga o'xshash degan maononi anglatadi. Tovush to'lqiniga mos keluvchi kvazizarraga alohida *fonon* degan nom berilgan.

Demak, kvant mexanikasi nuqtai nazaridan fonon $E = \hbar\omega$ energiyaga va $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ impulpsga ega bo'ladi. Fononning ko'p xossalari zarraga o'xshaydi, lekin oddiy zarralar (elektron, proton, foton,...)dan farq qilib, fonon vakuumda vujudga kelmaydi.

Fononning fotonga o'xshashlik xususiyatlari mavjud. Masalan, elektromagnit nurlanishni juda kichik teshikka ega bo'lgan berk kovak idish (absolyut qora jism timsolidagi kovak idish) to'ldirilgan foton gaz deb tasavvur qilingan edi. Kristall panjara tebranishlarini esa kristall bo'lagining sirtlari bilan chegaralangan hajmni to'ldirgan fonon gazi tarzida tasavvur etish mumkin. Fotonlar va fononlar uchun (4.1) dagi $\mu=0$. Shuning uchun Boze-Eynshteyn taqsimoti quyidagi ko'ri-nishga keladi:

$$\langle N_i \rangle = \frac{1}{e^{\hbar\omega_i/kT} - 1} \quad (4.16)$$

Boze-Eynshteyn statistikasini fonon gaziga qo'llash tufayli Debay kristall panjaranining issiqlik sig'imini past temperaturalar sohasida tajribaga miqdoriy mos holda tushuntirishga erishdi.

4.6. Myossbauer effekti

1904-yilda Vud natriy (Na) bug'lariga sariq to'lqin uzunligidagi nur tushirganda bu bug'lar xuddi shunday to'lqin uzunligidagi nurlar chiqarib shu'lalana boshlashini aniqladi. Keyinchalik simob (Ng) va boshqa elementlarda ham shunday hodisalar kuzatildi. Bu hodisani *rezonans nurlanish* va *rezonans yutilish* deb atala boshlandi.

Bunday atomlar asosiy holatdan eng yaqin uyg'ongan holatga o'tganda ω chastotaga ega bo'lgan fotonlari $\Delta E = \hbar\omega$ energiyali nurni intensiv yutadi, so'ngra asosiy holatga qaytishda shunday ω chastotali nurlarni chiqaradi (4.12-rasm).



4.12-rasm

Fluorensensiyalanuvchi moddadan o'tgan yorug'lik yutilishi tufayli susayadi. Shu sabballi rezonans fluorensensiyani ko'pincha yorug'likning rezonans yutilishi deb ataladi. Atom yadrolari atomlarning o'zi kabi diskret energiya sathlariga ega. Yadro sathlari orasidagi o'tishlarni γ -nurlar hosil qiladi. Atomlarga ko'rinadigan nurlar tushganda hosil bo'ladigan rezonans fluorensensiyaga o'xshash, yadrolarga γ -nurlari tushganda ham fluorensensiya sodir bo'ladi deb o'ylash mumkin. Lekin, γ -nurlarda rezonans fluorensensiya hodisasini kuzatishga

uzoq vaqt muvaffaq bo'linmadi. Noaniqlik munosabatlariga asosan barcha uyg'ongan energetik yadro sathlari quyidagi energiya qiymatlariga ega bo'ladi:

$$\Delta W = \frac{\hbar}{\Delta t}$$

bu yerda Δt – yadroni uyg'ongan holatda yashash vaqti: $\Delta t \rightarrow \infty$ da $\Delta W = 0$ bu asosiy holatga mos keladi. Yadro uyg'ongan holatdan asosiy holatga o'tish uchun ketgan vaqtda u γ - nurlarini chiqaradi (monoxromatik bo'lmagan). Yadrolar tomonidan γ - nurlarining rezonans yutilishi deb shunday γ - nurlar yutilishiga aytiladiki, bu nurlarning ω chastotasi, asosiy holat bilan uyg'ongan holatlardan biri orasidagi energiya $\hbar\omega$ ga teng bo'ladi.

Yadro E_2 uyg'ongan holatdan asosiy holatga o'tganda (E_1) γ nurlar.

$$\hbar\omega_{\text{nar}} = W_f = W - W_n < W, \quad W = E_2 - E_1$$

bu yerda W_{ya} – yadro olgan tepkili energiya. Aksincha, yutilishida esa,

$$W_\phi = \hbar\omega_{\text{yutil}} = W + W_n > W$$

Yutilish va nurlanish chiziqlarida chastotalar bir-biriga nisbatan,

$$\omega_{\text{yutil}} - \omega_{\text{nar}} = \Delta\omega$$

ga siljigan bo'ladi. Energiya $\hbar\Delta\omega = 2W_n - \gamma$ kvant nurlanish va yutilishda yadroga beradigan umumiy tepki energiyasidir. Yadroga berilgan W_{ya} tepki energiya foton impulsi R_f bo'yicha aniqlanadi, bunda yutilish va nurlanish vaqtda yadro tepki impulsini $R_f = R_{ya}$ ni olamiz:

$$W_n = \frac{P_n^2}{2M_n} = \frac{P_\phi}{2M_n} = \left(\frac{\hbar\omega}{c}\right)^2 \cdot \frac{1}{2M_n}$$

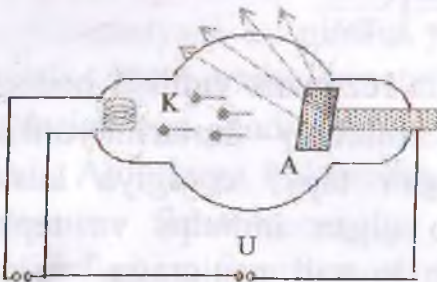
Shu sababdan alohida yadro uchun rezonans yutilish hodisasi kuzatilmaydi. Kristall panjaradagi yadrolarda γ - nurlarini yutilishi yoki nurlanishida yadroga beradigan tepki energiya keskin kamayadi, chunki bu holda yadro olgan impuls va tepkili energiya bitta yadroga emas, butun kristall panjaraga beriladi. Kristallning massasi yadro massasidan katta, yutilishda va

nurlanishda yo'qoluvchi energiya W_{ya} juda kichik bo'ladi. Bunday holda γ - fotonlarning rezonans yutilishi va nurlanishi kuzatiladi, bu rezonans ma'lum chastota ω ga mos keladi. Buning kengligi tabiiy kenglikka mosdir. γ - nurlarini (tepkili) energiya yo'qotmasdan rezonans nurlanishiga (yutilishiga) *Myossbauer effekti* deyiladi.

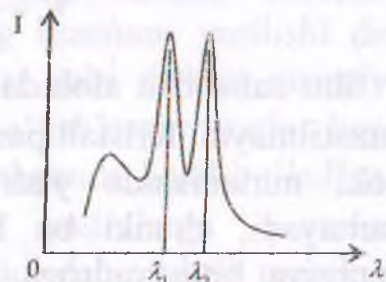
1958-yilda Germaniyalik yosh fizik R. Myossbauer bayon etilgan muammoni hal qilish yo'lini ishlab chiqdi. γ - nurlanish chiqarayotgan yadroning «tepkisi»ni kamaytirish uchun nihoyat past temperaturalardan foydalandi. Manba va nishon 88K temperaturagacha sovutildi. Bunday past temperaturalarda kristaldagi yadrolarning issiqlik tebranishlari shu qadar kamayib ketadiki, kristall parchasi faqat mustahkam yagona sistemadek harakatlani-shi mumkin, xolos. Bunday kristall tarkibida biror yadro γ - nurlanish chiqarganda «tepkisi»ni shu yadroning o'zi emas, balki yaxlit kristall parchasi oladi. Natijada nishonga tushayotgan γ - nurlanish energiyasi yadroni uyg'otishga yetarli bo'ladi. Shuning uchun Myossbauer amalga oshirgan tajribalarda γ - nurlanishning rezonans yutilishi kuzatiladi.

4.7. Rentgen nurlanishi. Mozli qonuni.

Yuqorida biz atomning elektron qobiqini tuzilishini o'rganish ularning chiziqli spektrini tekshirishga asoslanganligini aytib o'tgan edik. Atomning ko'zga ko'rinadigan, ultrabinafsha va infraqizil sohalardagi spektri uning tashqi elektron qobiqi haqida ma'lumot bersa, atomdan chiqadigan rentgen nurlari, uning ichki elektron qobiqi tuzilishi haqida ma'lumot beradi.



4.14-rasm



4.14-rasm



Vilgelm Rentgen
(1845–1923)

Rentgen nurlarini 1895-yilda nemis fizigi Vilgelm Rentgen (1845–1923) kashf etgan. U bu kashfiyoti uchun 1901-yilda birinchi bo‘lib Nobel mukofotini olishga sazavor bo‘lgan. V.Rentgen o‘zi kashf etgan nurlarni dastlab X–nurlar deb atagan, keyinchalik bu nurlar uni nomi bilan ataladigan bo‘ldi. V.Rentgen bu kashfiyotini katod nurlarini o‘rganish vaqtida tasodifan topdi. U tajribalaridan birida katod nayini qora kardon qog‘oz bilan yaxshilab o‘radi. Xonani qorong‘i qilib, katod nayida razryad hosil qilganda xonani boshqa tomonida u qandaydir nurlanishni ko‘rdi. Ma‘lumki, katod nurlari (elektronlar oqimi) havoda bir necha santimetr masofagacha tarqalishi mumkin holos. Tajribani takrorlaganda ham, Yana bu hol takrorlandi. Xonani yoritib qarasa, nurlanayotgan narsa, qurilma yaqinidagi flyuorestsiyalanuvchi ekran ekan. Shunda Rentgen yangi nurlanish turiga duch kelganini tushundi. Keyinchalik ma‘lum bo‘ldiki, rentgen nurlanishi katta tezlikdagi elektronlarni keskin tormozlanishi natijasida hosil bo‘lar ekan. Rentgen nurlari 4.13-rasmda sxemasi tasvirlangan rentgen trubkasida hosil qilinadi. Maxsus transformatorga ulanadigan volfram sim katod (K) vazifasini o‘taydi. Katod va anod (A) orasida hosil qilinadigan elektr maydon katoddan uchib chiqayotgan termoelektronlarni tezligini ortiradi. Yetarlicha katta kinetik energiyaga erishgan elektronlar volfram yoki platinadan qilingan anod mishenni ichiga kirib borish vaqtida keskin tormozlanishi natijasida rentgen nurlari hosil bo‘ladi. Bu nurlar to‘lqin uzunligi $10^{-12} - 10^{-8}$ m oralig‘ida bo‘lgan elektromagnit to‘lqinlardan iborat. Rentgen nurlarining elektromagnit to‘lqin tabiati ularning kristallardan o‘tishdagi difraktsiyasi orqali isbotlangan.

Rentgen nurlarining spektral tarkibi murakkab bo‘lib, elektronlar energiyasiga va anod materiallarining turiga bog‘liq. 4.14-rasmda rentgen nurlari spektrining tipik shakli tasvirlangan. Rentgen nuri spektri qisqa to‘lqin uzunlik tomondan chegaralangan λ min tutash va tutash spektr sohasida joylashgan

katta intensivlikdagi bir necha chiziqli ($\lambda_1, \lambda_2, \dots$) spektrlar yig'indisidan iborat.

Tajribani ko'rsatishicha tutash spektr anod materialiga bog'liq bo'lmay, u faqat anodga urilayotgan elektronning energiyasiga bog'liq bo'lib, elektronlarning anodga urilishi natijasida tormozlanishi tufayli hosil bo'lar ekan. Shuning uchun ham rentgen nurining tutash spektri tormozlanish spektri deb ham ataladi. Bunday xulosa nurlanishning klassik nazariyasiga ham mos keladi, ya'ni bu nazariyaga ko'ra zaryadli zarrachalar tormozlanganda tutash spektrli nurlanish hosil bo'lishi kerak.

Rentgen nuri tutash spektrini qisqa to'lqin uzunliklar sohasidagi keskin chegarasini faqat kvant nazariya asosida tushuntirish mumkin. Agar elektronning kinetik energiyasi to'lig'icha nurlanishga sarflansa, nurlanish chastotasi eng katta yoki nurlanish to'lqin uzunligi eng kichik bo'ladi, ya'ni

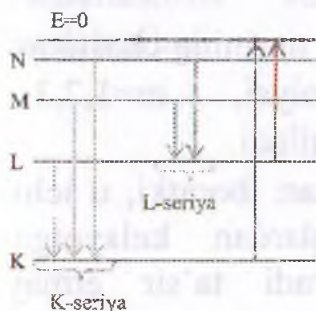
$$eU = \frac{ev^2}{2} = h\nu_{\max} = \frac{hc}{\lambda_{\min}} \quad (4.16)$$

Bu ifoda tajriba natijasiga mos keladi. Katod va anod orasidagi patentsiallar farqi qancha katta bo'lsa, shuncha qisqa uzunlikdagi rentgen nuri hosil bo'ladi.

"Spektrning katta to'lqin uzunliklar sohasi qanday tushuntiriladi" degan savol tug'ilishi mumkin. Tormozlanish vaqtida hamma elektronlarning ham energiyasi to'lig'icha nurlanishga aylanmaydi, ularning energiyasining bir qismi issiqlikka aylanishi mumkin. Shuning uchun energiyaning issiqlikka aylanishi ortgan sari kvantlar soni kamayadi, to'lqin uzunligi esa ortadi. Tutash rentgen spektrini qisqa to'lqin uzunliklar sohasidagi chegaraviy to'lqin uzunlikni o'lchab (4.16) formula bilan Plank doimiysini katta aniqlikda hisoblash mumkin.

Rentgen qurilmasini anodiga kelayotgan elektronlarning energiyasi oshishi bilan tutash rentgen nuri spektri ichida anod materialiga bog'liq bo'lgan katta intensivlikdagi bir necha chiziqli spektrga ega bo'lgan xarakteristik rentgen nurlanishi paydo bo'ladi. Bu nurlanishni hosil bo'lish jarayoniga to'xtalaylik.

Atomning tashqi elektron qobig'idagi elektronlarni qo'zgalgan holatga keltirish uchun 0,1–10 eV atrofida energiya kerak. Bunda atom turg'un holatga qaytayotganda IQ, UB yoki ko'zga ko'rinadigan sohadagi chiziqli spektrli yorug'lik chiqaradi.



4.15-rasm

Atomning yadroga yaqin joylashgan elektron qobiqini ko'zg'algan holatga keltirish uchun 103 – 105 eV atrofida energiya kerak bo'ladi. Shuning uchun rentgen qurilmasi anodiga bir necha ming volt (40–80 kV) kuchlanish berilganda unda xarakteristik rentgen nurlanishi chiqishi kuzatiladi. Bunda anodda tormozlanayotgan elektronlarning bir qismi anod materiali atomlarining ichiga kirib, bu atomlarning

K, M,... qobiqlardagi biror elektronni urib chiqarishi mumkin. Masalan, K- qobiqdagi biror elektron atomni tashlab chiqib ketganligi tufayli, uning bo'sh o'rniga L yoki M qobiqidagi elektron kelishi mumkin. Natijada xarakteristik rentgen nurlanishning K- seriyalari hosil bo'ladi. Ma'lumki K- qobiqdagi elektron atom bilan mustahkam bog'langan, L- qobiqdagi elektron esa zaifroq, M- qobiqdagisi undan ham zaifroq bog'langan. Shuning uchun L→K o'tishda vujudga keladigan xarakteristik rentgen nurlanishi kvantining energiyasi K va L qobiqlardagi elektronlarning bog'lanish energiyalari farqiga teng bo'ladi. Xarakteristik rentgen spektrning K, L, M va N seriyalarining vujudga kelish sxemasi 4.15- rasmda tasvirlangan.

Ma'um bir seriyaga kirgan chiziqli spektrning tartibi ortgan sayin to'liqin uzunligi kamayib boradi. Agar anod materiali atom massasi og'irroq metal bilan almashtirilsa, xarakteristik rentgen nurlarini tarkibi o'zgar olmaydi, ammo butun spektr qisqa to'liqin uzunlik tomonga siljiydi. Ma'lum bir bosh kvant soniga mos kelgan xarakteristik rentgen nurlari ham orbital va magnit kvant sonlarini qiymatiga qarab bir necha spektral chiziqlarga bo'linib ketishi mumkin.

Ingliz fizigi G.Mozli (1887–1915) 1913-yilda turli elementlarning xarakteristik rentgen nurlari spektrini o‘rganib, uni nomi bilan ataluvchi va quyidagi formula bilan ifodalanuvchi qonunni aniqladi:

$$\nu = R(z - \sigma)^2 \quad (4.17)$$

bunda ν – ma’lum bir xarakteristik rentgen nurining chastotasi, R -Ridberg doimiysi, σ – ekranlash doimiysi, $m=1,2,3,\dots$, qiymatlarni, n esa $n=m+1$ qiymatlarni qabul qiladi.

Ekranlash doimiysi σ ning maonosi shundan iboratki, u ichki qobiqdagi “bo‘sh” o‘ringa tashqi qobiqlardan kelayotgan elektronga yadroning Z e hamma zaryadi ta’sir etmay, elektronlarning ekranlash ta’siri tufayli kuchsizlangan $(Z - \sigma)$. e zaryad ta’sir etishini ko‘rsatadi. Masalan, K seriyaning $K\alpha$ chizig‘i uchun faqat bitta elektron ekranlovchi ta’sir ko‘rsatgani uchun $\sigma=1$ bo‘lib Mozli qonuni,

$$\nu = R(z-1)^2$$

ko‘rinishda yoziladi. Mozli qonunining Yana bir muhim tomoni shundan iboratki, u xarakteristik rentgen nuri chastotasi bilan elementning yadro zaryadi Z ni, ya’ni davriy sistemadagi o‘rnini bog‘laydi. Bundan elementning davriy sistemasidagi o‘rnini aniqlashning yangi usuli kelib chiqadi. Shunday yo‘l bilan sistemadagi elementlarning o‘rniga aniqlik kritildi. Bu qonun yordamida argon bilan kaliy, kobalt bilan nikel o‘rinlari almashtirildi.

Endi rentgen nurlarini ko‘llanilishiga to‘xtalib o‘taylik. Rentgen nurlari yordamida kristall moddalardagi atomlarning joylashishini, kristallarning sofligini va joylashish vaziyatini, qotishmalarga termik va plastik ishlov berganda, ularda bo‘ladigan o‘zgarishlarni, qotishmalar olishda texnologik jarayonlarni, qattiq jismlardagi va tirik organizmlarda nuqsonlarni va boshqa narsalarni tekshirish mumkin.

Rentgen nurlarining ajoyib xususiyatlaridan biri shundaki, ular yorug‘lik nurlari uchun shaffof bo‘lmagan jismlardan o‘ta oladi. Aniqrog‘i, rentgen nurlarining bir qismi jismda yutiladi, qolgan

qismi esa jismdan o'tib ketadi. Jismning zichligi, qalinligi qanchalik kam bo'lsa, u shuncha rentgen nurlarini kam yutadi. Demak, zichligi kamroq jismlar rentgen nurlari uchun shaffofroq hisoblanadi. Uning bu xususiyatidan meditsina, metallurgiya, mashinasozlik va texnikaning boshqa sohalarida keng foydalaniladi.

II BO'LIM

YADRO FIZIKASI ASOSLARI

Yadro fizikasi – atom yadrosining tuzilishi, xususiyatlari va yadro ichida yuz beradigan jarayonlarni o'rganuvchi fandır. XIX asr oxirlariga qadar atom tuzilishi haqida hech narsa ma'lum emas edi. 1896-yil A.Bekkerel (1852–1908) radioaktivlikni kashf etdi. Radioaktiv nurlanishlarning fotoplastinkaga ta'sir etishligini va ionlash xususiyatlarini aniqladi. Ikki yildan so'ng Pyer Kyuri (1859–1906) va Mariya Skladovskaya Kyuri (1867–1934) uran tuzlarining ham radioaktivlik xususiyatiga ega ekanligini aniqlashdilar. Radioaktivlik vaqtida uch xil (α , β , γ) nurlanish vujudga kelib, nurlanish intensivligi tashqi ta'sirlarga (temperatura, elektromagnit maydon ta'siri, deformatsiya) bog'liq emas ekanligi aniqlandi. 1900-yili Kyuri, E.Rezerford, F.Soddilar radioaktiv namunalardan chiquvchi α -ikki marta ionlashgan geliy atomi, β -tez elektron, γ -esa qisqa elektromagnit to'lqin ekanligini aniqladilar. Shuning uchun, radioaktivlikni atom, molekullarda bo'ladigan jarayonlar deb tushuntirib bo'lmaydi, balki yangi bir soha – yadroda deyishlikni taqoza etadi.

J.J.Tomson 29-aprel 1897-yilda elektronni kashf etdi. 1904-yili esa o'zining atom modelini tavsiya etdi, bunga ko'ra atom razmeri $R=10^{-8}$ sm bo'lgan musbat va manfiy zaryadlarga aralash neytral shar deb, atom nurlanishini kvazielastik kuchlarga ko'ra tebranishi tufayli deb qaradi. Atomdagi musbat va manfiy zaryadlarning taqsimlanishi xarakterini o'rganish maqsadida E.Rezerford va uning xodimlari α -zarrachalarning moddalarda sochilishini o'rganishdilar. Tajriba natijasida α -zarralar o'zlarining dastlabki yo'nalishini turli burchak ostida o'zgartirgan. Ba'zilar juda katta (deyarli 180° gacha) burchakka sochilgan. Olingan natijalarga asoslanib Rezerford atom ichida juda kichik hajmga to'plangan va katta massaga tegishli kuchli musbat elektr maydon (yadro) mavjud bo'lgandagina α -zarralar shunday katta burchakka sochilishi mumkin, degan xulosaga keladi va 1911-yili o'zining

planetar modelini yaratdi. Bu modelga ko'ra elektronlar yadro atrofida joylashadi. Elektronlar soni esa shundayki, ularning yigindi manfiy zaryadi yadroning musbat zaryadini neytrallab turadi. Atomning bunday yadroviy modeliga ko'ra uning deyarli butun massasi kattaligi taxminan 10^{-13} sm ga teng bo'lgan atomning markazi yadrosida to'plangan.

Rezerford α -zarralar sochilishini atom markaziy yadro zaryadi Ze ni α -zarraning zaryadi $Z_{\alpha}e$ ni nuqtaviy deb, ular orasidagi o'zaro ta'sirlashuvni Kulon qonuni,

$$F = \frac{Z_{\alpha}eZe}{r^2}$$

ga bo'ysunadi deb hisobladi, bunda r -zaryadlar orasidagi masofa. Energiya va harakat miqdori momentining saqlanish qonuniga ko'ra sochilish uchun quyidagi formulani yaratdi

$$dN(\theta) = n_0 \frac{N_0 d}{16r^2} \left(\frac{2Ze^2}{\frac{1}{2} m_{\alpha} v_{\alpha}^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (1)$$

Bu yerda: dN – sochilish nuqtasidan r -masofada $d\Omega$ -jismoniy burchakka to'g'ri kelgan va θ burchak ostida sochilgan α – zarralar soni; θ – α -zarraning sochilishdan oldingi va keyingi yo'nalishi o'rtasidagi burchak; N_0 – sochuvchi yaproqchaga tushayotgan dastadagi α -zarralar soni; d – sochuvchi yaproqcha qalinligi; n_0 – sochuvchi moddaning 1 sm^3 dagi yadrolar soni; m_{α} , v_{α} – mos ravishda zarraning massasi va boshlang'ich tezligi. (1) formulada,

$$\frac{dN}{d\Omega} \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right) = \text{const} \quad (2)$$

Tajribalar (2) formulaning to'g'ri ekanligini tasdiqladi, ya'ni α -zarralar moddadan o'tayotganda og'ir zaryadli zarralardan kulon kuchi ta'sirida sochilishligini, hamda α -zarralar bilan sochuvchi yadro orasidagi masofa 10^{-13} sm bo'lganga qadar to'g'ri ekanligini tasdiqlaydi.

Rezerford taklif etgan atomning planetar modeli atomning barqarorligini, spektrning diskretligini tushuntira olmaydi. Chunki

atom qobig'ida elektron yadro atrofida aylanib turar ekan zaryadli zarra elektrodinamika qonunlariga ko'ra o'z energiyalarini nurlab borishligi lozim va nihoyat elektron yadroga kelib tushishligi kerak. Bu qarama-qarshilikni 1913-yili daniyalik olim N.Bor o'z postulatlari bilan bartaraf etdi. N.Bor postulatalariga ko'ra atomda elektronlar aniq barqaror orbitalarda (K, L, M,...) harakatlanadilar. Har bir orbita bir-birlaridan muayyan masofada joylashgan aniq energiyaga egadirlar bunda energiya yutmaydi yoki chiqarmaydilar. Energiya yutish va chiqarish faqatgina elektronning bir orbitadan ikkinchisiga o'tishida ro'y beradi.

N.Bor o'z postulatlari bilan atom yadrosidagi jarayonlarni klassik tasavvurlashdan kvant tasavvurlashga asos soldi. Shunday qilib, klassik fizika qonunlaridan kvant fizikasiga o'tish davri boshlandi. 1926-yili Geyzenberg, Shredingerlar mikroduyo jarayonlarini kvant mexanikasi qonunlariga ko'ra tushuntira boshladilar. Kvant mexanikasiga ko'ra zarralar harakatini o'rganishda ularning harakat trayektoriyasini, bir vaqtda turgan joyi va tezliklarini aniq bilish mumkin emas.

Geyzenberg noaniqlik prinsipini, Shredinger kvant fizikasiga ko'ra to'liq funksiyalarini ishlab chiqdi. 1919-yil Aston mass-spektrograf yaratdi va atomning massalarini aniq o'lchash imkoniyatini berdi. Element massalari har xil bo'lgan izotoplar aniqlandi. Rezerford birinchi marotaba alfa-zarralar bilan azot $^{14}_7N$ yadrosini bombardimon qilib, $^4_2\alpha + ^{14}_7N \rightarrow ^{17}_8O + ^1_1H$ yadro reaksiyasini amalga oshirdi. Bu hodisa insoniyatning tabiat kuchlari ustidan erishilgan dastlabki g'alabasi edi.

Reaksiyada vujudga kelgan vodorod atomining yadrosi barcha yadrolar tarkibiga kiruvchi elementar zarra ekanligi aniqlandi va proton (p) deb nom berildi. Proton birinchi degan (yadro tarkibiga kiruvchi birinchi zarra) ma'nosini anglatadi. Proton massasi $m_p = 1836,1m_e$, zaryadi $q_p = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Kl elektron zaryadiga teng, ishorasi qarama-qarshi. Proton kashf etilgandan so'ng yadroning proton-elektron modeli yaratildi, lekin bu model yadro momentlarini tushuntiraolmadi. Yadro ichki sirlarini o'rganish

uchun yuqori energiyali tezlatkichlar ko'ri boshlandi. Shu maqsadda elektrostatik generator Van-de-Graf: E.Lourens tomonidan siklotron yaratildi. 1932-yili D.Chedvik (1891–1974) zaryadsiz massasi proton massasiga yaqin $m_n=1838,6 m_e$ neytral zarra neytronni kashf etdi.

Neytron kashf etilgach, D.D.Ivanenko, Geyzenberglar atom yadrosining proton-neytron modelini tavsiya etishdilar. Bu modelga ko'ra atom yadrolari proton va neytronlardan tashkil topgan deb qaraladi. Hozirgi kungacha ham shunday tasavvur saqlanib kelmoqda. D.Kokroft, E.Uoltonlar sun'iy tezlashtirilgan protonlar bilan birinchi yadro reaksiyasini amalga oshirdi. K.Anderson kosmik nurlar tarkibida pozitron (e^+) ni kashf etdi. Kosmik nurlar va yadro nurlanishlarni o'rganish uchun Vilson kamerasi va fotoemulsiya usullari yaratildi. Yadro tarkibini o'rganish bilan bir vaqtda yadro kuchlar xususiyatlari aniqlashga jiddiy e'tibor qaratildi. I.E.Tamm 1895–1971, D.D.Ivanenko va 1907–1981, keyinchalik 1935-yillarda yapon olimlaridan X.Yukavalar yadro kuchlar oraliq π -mezon zarralar yordamida amalga oshadi deb qarab o'zlarining mezon nazariyasini ishlab chiqishdilar.

1934-yili I.Kyuri va P.Jolio-Kyurilar su'niy radioaktivlik hodisasini, E.Fermi β -yemirilish nazariyasini yaratdi.

1937-yil K.Anderson, S.Nedermeyerlar kosmik nurlar tarkibida μ -mezon zarralarni ochdi. Bu vaqtga kelib ko'plab elementar zarralar va bu zarralarning bir-birlariga o'tishliklari o'rganila boshlandi. 1939–1945-yillar og'ir yadrolarning neytronlar ta'sirida bo'linishini bu bilan katta energiya ajralishini, ya'ni yadro zanjir reaksiyalari amalga oshirildi. Yadro bo'linish nazariyasini 1939-yil Y.I.Frenkel, N.Bor va J.Uylerlar tomchi modeliga asosan ishlab chiqishdi. E.Fermi boshchiligida AQShda 2-dekabr 1942-yil atom reaktori ishga tushdi. 1944–1945-yillarda V.I.Veksler, E.Mak-Millan zaryadli zarra tezlatgichlariga avtofazirovka prinsipini ishlab chiqdilar bu esa o'z navbatida tezlatgichlar energiyasini bir necha tartib oshirish imkoniyatini berdi. 1946-yildan boshlab ko'plab (betatron, sinxrotron, sinxrofazotron, chizikli rezonans) tezlatgichlar qurila boshlandi. Tezlatgichlar

yaratilishi ko'plab elementar zarralar (mezonlar, adronlar, giperonlar, rezonans zarralari) ochilishiga va ularning xususiyatlarini o'rganish, bundan tashqari, turli yadro reaksiyalarini o'tkazish imkoniyatini berishdi. Bu davrga kelib ko'plab yadro modellari yaratildi. 1954-yil 27-iyunida sobiq SSSRda birinchi atom elektrostansiyasi (AES) ishga tushirildi. Bu bilan yadro energiyasidan tinchlik maqsadida foydalanish davrini boshlab berdi, hozirgi vaqtda yuzlab AES lar ishlab turibdi. Yadro ichki energiyalardan foydalanishning yana bir turi yengil yadrolar qo'shilishi (sintez) reaksiyalari, ya'ni termoyadro reaksiyasi hisoblanadi. Hozirgi vaqtda termoyadro reaksiyasini boshqarish eng aktual muammo, bu muammo hal etilsa, insoniyatning energiyaga bo'lgan ehtiyoji to'la qondirilgan bo'lur edi.

Yadro fizikasi tez rivojlanib borayotgan sohadir. Ayniqsa keyingi yillarda texnika taraqqiyoti ko'p yo'nalishlar bo'yicha ilmiy izlanishlar olib borish bu bilan barcha soha yadrolari kvant xususiyatlarini aniqlash imkoniyatini beradi.

Hozirgi vaqtda yadro fizikasi fani oldida: yadro kuchlar tabiatini, elementar zarralar xususiyatlarini hamda termoyadro reaksiyasini boshqarish kabi eng muhim muammolar turibdi.

Bu xil muammolarni hal etishda, yagona nazariyani yaratishga asosiy qiyinchilik shundan iboratki, yadrodagi nuklonlar orasidagi o'zaro ta'sirlashuv kuchlari tabiatini tuliq bilmaymiz (yadro kuchlari tabiatda eng katta kuch, bu kuchdan katta kuchga ega emasmiz, qisqa masofada $R=10^{-13}$ sm, ta'sirlashuv vaqti $t=10^{-23}$ s bo'lganligi uchun). Ikkinchi tomondan nuklonlar orasidagi ta'sirlashuvni bilganimizda ham ta'sirlashuv qiymatini hisoblash uchun matematik hisoblash imkoniyatiga ega emasmiz, chunki yadro ko'p nuklonli sistema. Hozirgi zamon EHM ham hisoblash uchun ojizlik qiladi.

Shuning uchun hozirgi yaratilayotgan nazariyalar tajriba natijalarini umumiyashtirishga asoslangan fenomenologik xususiyatga egadir.

Yadro fizikasi fani hozirgi zamon tezlatkichlari, qayd qiluvchi detektorlar, kameralar, EHMLar, elektron avtomatik qurilmalar yordamida rivojlanib bormoqda.

Yadro fizikasi taraqqiyoti energetika, geologiya, tibbiyot, avtomatika, ekologiya kabi ko'plab sohalarda keng qo'llanilmoqda.

I BOB

YADRONING XUSUSIYATLARI

1.1. Yadroning asosiy xususiyatlari

Atom yadrosi ikki xil zarra – proton va neytronlardan iboratdir. Proton massasi taxminan (m_p), neytron massasi (m_n) ga teng, elektron massasi (m_e) dan ~ 2000 marta katta:

$$m_p = 1836,15 m_e = 1,67265 \cdot 10^{-24} \text{ g.}$$

$$m_n = 1838,68 m_e = 1,67495 \cdot 10^{-24} \text{ g.}$$

Proton musbat zaryadli, zaryad miqdori elektron zaryadiga teng, ammo ishorasi qarama-qarshi. Neytron zaryadsiz neytral zarra. Proton va neytronlar xususiy momentga, spinga ega $S=1/2$. Fermi-Dirak statistikasiga bo'ysunuvchi fermionlardir.

Atom fizikasidan ma'lumki, zaryadli, massali elektron mexanik momentga ega bo'lish bilan bir vaqtda magnit momentga ham ega bo'lish kerak.

$$\mu_p = \frac{eh}{2m_p c} = 9,27 \cdot 10^{-21} \text{ erg / gs} \quad (\text{Bor magnetoni}) \quad (1.1)$$

Protonning ham spini elektron zaryadi va spiniga teng, massasi esa katta bo'lgani uchun magnit momenti

$$\mu_B = \frac{eh}{2m_p c} = 5,05 \cdot 10^{-24} \text{ erg / gs}$$

(yadro magnetoni)ga teng bo'lishi kerak edi.

$$\mu_B = 1836,1 \mu_{yam}$$

Lekin proton magnit momenti kutilgan qiymatdan ($1\mu_{yam}$) dan katta $2,79 \mu_{yam}$ ekanligini ko'rsatadi. Neytron ham neytral zarra bo'lishiga qaramasdan, magnit momentga ega ekan. Neytron magnit momenti $\mu_n = -1,91 \mu_{yam}$. Magnit momentining ishorasi manfiyligi spin yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalishda ekanligini bildiradi. Proton va neytronlarning magnit momentlarining boshqacha bo'lishligi bu zarralarning murakkab tuzilishga ega ekanligini ko'rsatadi.

Proton va neytronlarning magnit momentlarini proton va neytronlar markazlarida yalong'och proton (neytron) va atrofida mezon buluti bor, bular bir-birlariga uzviy almashinib turadilar

deyilsa tushunarli bo'ladi. Atom yadrosi turg'un (barqaror), yoki radioaktiv bo'lishi mumkin. Bu yadrolar massa soni A , elektr zaryadi Z , massasi M , E_b - to'la bog'lanish energiyasi massasiga bog'liq, radiusi (o'lchami) R , spini I , magnit momenti μ , elektr kvadrupol momenti Q , izotopik spini T va shu yadroning to'lqin funksiyasiga xos bo'lgan juftligi P bilan xarakterlanadi. Radioaktiv yadrolar yana yemirilish turi, yarim yemirilish davri, yemirilish natijasida hosil bo'lgan α , β , γ nurlarning energiyasi bilan ham xarakterlanadi.

Atom yadrolari yana o'zlarining energetik holatlari bilan xarakterlanib, eng kichik energiyali holatiga yadroning asosiy holati va undan yuqori energiyaga ega bo'lgan holatlarga uyg'ongan holatlar deb ataladi. Yuqorida sanab o'tilgan yadro xususiyatlarining deyarli hammasi yadroning asosiy ham uyg'ongan holatlari uchun xosdir. Massa soni A va zaryadi Z dan tashqari hamma xususiyatlari holat energiyasi o'zgarganda o'zgarishi mumkin. Uyg'ongan holatdagi yadro xususiyatlariga, yana yadroning bir energetik holatdan ikkinchisiga o'tish usuli, yadroviy reaksiyalar ko'rilganda zarraning yadro bilan yoki yadrolarning o'zaro ta'sirlashish kesimi va yadroviy reaksiyalarda ajralgan energiya, ikkilamchi zarralarning burchak taqsimoti va boshqa kattaliklar bilan xarakterlanadi.

Massa soni, atom yadrosining zaryadi va massasi. Atom yadrosi proton va neytrondan tashkil topganligi aniqlangan, protonlar soni Z va neytronlar soni N birgalikda massa soni A deb atala boshlandi. $A = Z + N$. Barcha yadroviy reaksiyalarda massa soni saqlanadi. Bunga nuklonlar yoki barion soni saqlanishi deb ham ataladi.

Masalan: A_ZX - X - kimyoviy belgisi,

A - atom massa soni,

Z - yadro zaryadi

${}^4_2\text{He}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{235}_{92}\text{U}$ - Geliyning massa soni 4, zaryadi 2, neytronlar soni 2 ga, kislorodning massa soni 16, zaryadi 8, neytronlar soni 8 ga va uranning massa soni 235, zaryadi 92, neytronlar soni 143 ga teng. Massa soni, massa atom birligida hisoblangan yadro massasidan

~1% largacha farq qilishi mumkin. Atom yadrosining yana muhim xususiyati zaryaddir. Yadro zaryadi yadroni tashkil etgan zarralar zaryadlari yig'indisiga teng bo'lishi kerak.

Yadro proton va neytronlardan iborat ekan, neytron zaryadsiz – neytral zarra. U holda yadro zaryadi protonlar zaryadlari yig'indisiga teng bo'ladi. Proton zaryadi musbat miqdor jihatdan elektron zaryadiga teng: $e=1,6 \cdot 10^{-19}$ Kl. Shunday qilib, tartib nomeri Z bo'lgan biror element atomining yadrosi Z_e zaryadga ega.

M : 1_1H – vodorod yadrosi uchun $Z=1$ zaryad miqdori $+e$,

4_2He – geliy yadrosi uchun $Z=2$ zaryad miqdori $+2e$,

$^{16}_8O$ – kislorod yadrosi uchun $Z=8$ zaryad miqdori $+8e$,

$^{235}_{92}U$ – uran yadrosi uchun $Z=92$ zaryad miqdori $+92e$ ga teng.

Yadro zaryadi yadroda protonlar sonini xarakterlaydi, lekin yadroda zaryad taqsimotini anglatmaydi. Yadro zaryadi yadrodagi protonlar soniga yoki Mendeleevning elementlar davriy sistemasidagi elementning tartib raqamiga teng.

1) Zaryadni aniqlashning ko'pgina usullari mavjud. Jumladan, 1913-yilda ingliz olimi Mozli qonuniga asosan yadro zaryadini yadro atomi qobig'idan chiqayotgan xarakteristik rentgen nurlar chastotasi orasidagi bog'lanish $\sqrt{\nu} = AZ - B$ ga ko'ra aniqlash mumkin. Xarakteristik rentgen nurlanishi atomning ichki (masalan, K, L, M va h.k.) qobiqlarida hosil bo'lgan bo'sh o'rinlarni yuqori qobiqdagi elektronlar egallaganda hosil bo'ladi. Nurlanish seriyalardan iborat bo'lib, berilgan nurlanish seriyasi uchun A va B o'zgarmas koeffitsientlar bo'lib element turiga bog'liq emas. Demak, A va B koeffitsientlar ma'lum bo'lsa, xarakteristik rentgen nurlanish chastotasini (ν) tajribada o'lchab, elementning tartib nomeri Z ni aniqlash mumkin.

2) Atom yadrosining zaryadini 1920-yilda Chedvik qo'llagan usuli bilan ham aniqlash mumkin. Bunda α -zarralarning yupqa metall tasma (plyonka)lardan sochilishi uchun Rezerford keltirib chiqargan formuladan foydalaniladi:

$$\frac{dN}{N} = nd \left\{ \frac{Ze^2}{m_a \mathcal{G}} \right\}^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (1.2)$$

bunda: dN - θ burchak yo'nalishidagi $d\Omega$ fazoviy burchak ichida sochilgan α -zarralar soni. N_α - arralarning dastlabki soni, n - muhitning hajm birligidagi yadrolar soni, d -- muhit qalinligi. Berilgan radioaktiv preparat uchun α -zarralarning tezligi \mathcal{G} - ma'lum. Rezerford tajribasi (1.3) yordamida sochilgan α -zarrachalarni hisoblab, sochuvchi yadro zaryadini topish mumkin.

3) Elektr zaryadining miqdori barcha yadro jarayonlarida saqlanadi. Bunga elektr zaryadining saqlanish qonuni deb ataladi. Shunga ko'ra yadro reaksiyalari va yemirilishlarida zaryad balansiga ko'ra aniqlash mumkin.

Yadro massasi. Massa moddiy obyektning eng muhim xususiyatlaridan biri bo'lib, jismning inertsiya, gravitatsiya va energiya o'lchamlari bo'lib xizmat qiladi. Yadro massasi atom massasi birligida o'lchanadi. Ma'lumki, atom neytral holatda bo'ladi. Bir massa atom birligi - ^{12}C massasining $1/12$ qismi olingan.

$$1m.a.b = \frac{1}{12} {}^{12}\text{C} = \frac{1}{12} \frac{12}{N_A} = \frac{1}{6,025 \cdot 10^{23}} = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ g.}$$

Eynshteyn qarashiga ko'ra massa bilan energiya orasidagi bog'lanish qonuniga asosan har qanday M massali obyektga shu massaga mos $E=mc^2$ energiya va aksincha, E energiyaga $m=E/c^2$ tenglik bilan ifodalanuvchi massa to'g'ri keladi. $1m.a.b.$ ga mos keluvchi energiya,

$$E = mc^2 = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ g} \cdot 9 \cdot 10^{20} \frac{\text{sm}^2}{\text{s}^2} = 14,94 \cdot 10^{-4} \text{ erg} = 931,5 \text{ MeV} \quad (1.3)$$

Yadro fizikasida massa va energiya eV (elektronvolt)larda o'lchaniladi.

$$1eV = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE} \frac{1}{300} \text{ V} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

Nisbiylik nazariyasiga asosan massa bilan tezlik orasidagi bog'lanish,

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (1.4)$$

Bu yerda m va m_0 - v tezlik bilan harakat qilayotgan va tinch holatdagi jismlar massasi. Relyativistik mexanikaga asosan v tezlik bilan harakat qilayotgan jismning to'la energiyasi,

$$E = m_0 c^2 + T \quad (1.5)$$

bo'ladi, bunda $m_0 c^2$ jismning tinch holatdagi energiyasi, T -uning kinetik energiyasi. Ikkinchi tomondan,

$$E = mc^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

bo'lgani uchun harakatdagi jismning kinetik energiyasi,

$$T = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - m_0 c^2 = m_0 c^2 \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right\} \quad (1.6)$$

Yadro fizikasida yana quyidagi formula ham ishlatiladi.

$$E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2} \quad (1.7)$$

Bu formulada $p = m v = \frac{m_0 \beta c}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ m -massali jismning relyativistik impulsidir, uni $E = mc^2$ dan keltirib chiqarish mumkin. Haqiqatan,

$$\begin{aligned} E^2 = m^2 c^4 &= \frac{m_0^2 c^4}{1 - \beta^2} = \frac{m_0^2 c^4 + m_0^2 \beta^2 c^4 - m_0^2 \beta^2 c^4}{1 - \beta^2} \\ &= \frac{m_0^2 c^4 (1 - \beta^2) + m_0^2 \beta^2 c^4}{1 - \beta^2} = m_0^2 c^4 + p^2 c^2 \end{aligned}$$

Relyativistik holat uchun kinetik energiya T va impulsi p orasidagi bog'lanishni (1.5), (1.7) formulalarga ko'ra quyidagicha yozish mumkin:

$$T(2m_0 c^2 + T) = p^2 c^2 \quad (1.8)$$

Atom yadrosi nuklonlardan iborat murakkab sistema bo'lgani uchun uning energiyasi nuklonlar ichki harakat energiyasi bilan belgilanadi. Nuklonlar ichki harakat energiyasi qancha katta

bo'lsa, shuncha tinch holat massasi $m_0 = E/c^2$ katta bo'ladi. Yadro asosiy tinch holatida massaning va energiyaning eng minimal qiymatiga mos keladi. Ya'ni nuklonlar harakatining minimum harakati (chastotasi) asosiy holat deyiladi. Yadro tashqaridan energiya qabul qilsa, energiyasi oshadi, yadro diskret uyg'ongan E_1, E_2, \dots , holatlarga o'tadi, mos ravishda massasi ham $\Delta m = E_1/c^2$ ga oshadi. (1.3-rasm).



1.1-rasm

1.3-rasmda energiya (0) yadro asosiy holati, E_1, E_2 lar uyg'ongan holat energiyalari. Har bir yadro o'ziga xos uyg'onish energiyalariga ega bo'ladilar, yadroning uyg'onish energiyasi qanday yo'l bilan uyg'onishiga bog'liq emas. Barcha yadro jarayonlarida energiya saqlanishi ro'y beradi. Atom massalarining aniq qiymati mass-spektrometrik qurilmasi yordamida tajribada aniqlanadi. Mass-spektrometrlarning har xil turlari mavjud. Odatda musbat zaryadlangan ionlar zaryadining ularning massasiga bo'lgan nisbati e/m , magnit va elektr maydonlarning umumiy ta'siri natijasida ionlar dastasining og'ish kattaligi orqali aniqlanadilar.

Hozirgi zamon mass-spektrometrlari vodoroddan tortib hamma elementlarning massalarini millionning 0,02 ulushi qadar aniqlikda o'lchash imkonini beradi.

Atom yadrolari massasini boshqa usullarda ham yuqori aniqlikda o'lchash mumkin. Masalan, yadroviy reaksiyalar, radioaktiv yemirilishlarda energiya balansini tahlil qilishlik va radiospektroskopik, mikroto'lqin va boshqa usullar bilan. Yadrodagi nuklonlar miqdorlariga qarab *izotop*,

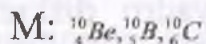


1.2-rasm

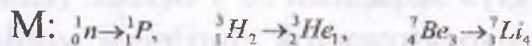
izobar, izoton, ko'zguli yadrolar deb ataladilar. Bir xil zaryadga (Z_e) ya'ni bir xil sonli protonga, ammo har xil massa soniga A ega bo'lgan yadrolarga *izotoplar* deb ataladi.

Masalan, $^{16}_8\text{O}$, $^{17}_8\text{O}$, $^{18}_8\text{O}$, protonlar soni bir xil, neytronlar soni turlicha, elementlar davriy sistemasida bir joyda joylashadi. Izotoplar bir xil kimyoviy va optik xususiyatlarga egadirlar. Lekin fizik xususiyatlari massa soni, toq-juftliklari va hokazolar turlichadir.

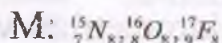
Massa soni A bir xil, zaryadlari har xil yadrolarga *izobar* yadrolar deb ataladi.



Izobarlar kimyoviy xususiyatlari turlicha, fizik xususiyatlari, nuklon soni bir xil bo'ladi. Lekin bir xil A-bo'lganda ham izobar yadrolar massalari birmuncha farq qiladilar. Birinchi yadroning protonlari ikkinchi yadroning neytronlariga, ikkinchi yadroning protonlari birinchi yadroni neytronlariga teng bo'lsa *ko'zguli* yadrolar deb ataladi.



Ko'zguli yadrolardan biri radioaktiv bo'ladi. Har qanday o'zgarishlardan so'ng bir-biriga o'tishadilar. Bu yadro xususiyatlari bir-biriga ancha yaqin. Ko'zguli yadrolar, yadro kuchlar tabiatini va yadro kuchlariga elektromagnit maydonining hissasini aniqlashda keng qo'llaniladi.



Neytronlari bir xil bo'lgan yadrolarga *izotonlar* deb ataladi.

Yadrolarning o'lchami va zichligi

Yadro o'lchami – yadroning mavjudlik sohasi yoki yadro kuchlarining ta'sir sferasidir. Yadro o'lchami (radiusi) $R \sim 10^{-15}$ m bo'lib, atom radiusidan 10^5 -marotabalar kichikdir. Yadro o'lchamini tajribada aniqlashning ko'pgina usullari bor. Masalan, elektron va neytronlarning atom yadrosidan sochilishiga ko'ra, undan tashqari yadro radiusini «ko'zgu» yadrolarga, protonlarning elektrostatik ta'sir energiyasini o'rganish, μ -mezonlar rentgen nurlanishni o'rganish va alfa radioaktiv yadrolarning yemirilish qonunini o'rganish yo'li bilan ham aniqlash mumkin. Yuqorida sanab o'tilgan usullar yadroviy kuchning o'zaro ta'sir sohasini yoki elektromagnit o'zaro ta'sir sohasini aniqlashga asoslangan.

Turli usullar yadro taxminan shar shaklida ekanligi va aniq chegaraga ega ekanligini hamda radiusi massa soniga bog'liq ravishda oshib borishligini ko'rsatadi.

$$R=R_0A^{1/3} \quad (1.9)$$

Bu yerda R_0 – doimiy kattalik bo'lib, uning qiymati yadro radiusini aniqlash usuliga bog'liq ravishda (1,2÷1,4) F. (1 Fermi= 10^{13} sm). Tez neytronlarning sochilishiga oid tajribalardan $R_0=1,4F$, α - parchalanish natijalarini $R_0=1,3 F$, zaryadli zarralar ta'sirida bo'ladigan yadro reaksiyalari natijalarga ko'ra $R_0=1,6 F$.

(1.9) ifodadan yadroni shar shaklida deb qarab, hajm birligidagi zarralar sonini topamiz.

$$n = \frac{A}{V} = \frac{A}{\frac{4}{3}\pi R_0^3 A} = \frac{3}{4\pi R_0^3} = \frac{3}{4 \cdot 3,14 \cdot 10^{-39} \text{ sm}^3} \approx 10^{38} \frac{\text{nuklon}}{\text{sm}^3}$$

Yadro zichligi hajm birligidagi nuklonlar massasi m_N

$$\rho = nm_N = 10^{38} \frac{\text{nuklon}}{\text{sm}^3} * 1,66 * 10^{-24} \text{ g} = 10^{14} \frac{\text{g}}{\text{sm}^3} = 100 * 10^6 \frac{\text{t}}{\text{sm}^3}$$

Nuklonlar orasidagi masofa

$$\delta = \sqrt{\frac{V}{A}} = \sqrt{\frac{4\pi R^3}{3A}} = \sqrt{\frac{4\pi_0^3 A}{3A}} = \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \cdot R_0 = 2,3 \cdot 10^{-13} \text{ sm}$$

Ko'rinib turibdiki, yadro hajm birligidagi nuklonlar soni, yadro zichligi, nuklonlar orasidagi masofa ham o'zgarmas, yadro turiga bog'liq emas. Demak, yadro nuklonlar orasidagi masofa barcha yadrolar uchun o'zgarmas ekan, yadro siqilmaydi, massa soni ortishi bilan hajmi oshib boradi. Yadro kuchlari qisqa masofada katta kuch bilan ta'sir etadi.

Bog'lanish energiyasi

Yadro bog'lanish kuchlari tufayli A nuklondan, ya'ni Z-proton va N=A-Z neytrondan tashkil topgan sistemadan iborat. Agar yadroni uni tashkil qiluvchi nuklonlarga ajratmoqchi bo'lsak, bog'lash kuchining ta'siriga qarshi ish bajarish kerak. Bu ishning kattaligi bog'lanish energiyasi yoki yadro barqarorligining o'lchamidir. *Bog'lanish energiyasi* – nuklonlarga kinetik energiya bermasdan nuklonlar orasidagi bog'lanishni (o'zaro aloqani) uzish uchun kerak bo'lgan energiyaga aytiladi. Bu energiyani yadrodagi

nuklonlarning o'zaro ta'sir (yadro kuchlar) qonuniyati hozircha noma'lum bo'lsa ham, energiyaning saqlanish qonuni va nisbiylik nazariyasining massa bilan energiyaning bog'laydigan $E=mc^2$ ifodasidan topish mumkin.

Agar yadroning massasi $m(N,Z)$ ni uni tashkil qilgan nuklonlar massa soniga to'g'ri keluvchi massalari yig'indisi $[Zm_p + Nm_n]$ ga solishtirsak, birinchi massa ikkinchisidan bir oz kichik, farq Δm ekanligini ko'ramiz. Bu massalarning farqi massa defekti deb ataladi.

$$\Delta m = [Zm_p + (A-Z)m_n - M(A,Z)]$$

Bu yerda Zm_p – protonlar massasi, $(A-Z)m_n$ – neytronlar massasi, $M(A,Z)$ – yadroning massasi. Massa defekti nuklonlarning jiplashib, yadro hosil qilish natijasida ajralib chiqqan E bog'lanish energiyasining kattaligini ifodalaydi.

$$E_{\text{bog'}} = \Delta mc^2 = [Zm_p + (A-Z)m_n - M(A,Z)]c^2$$

Hozirgi vaqtda yadro massasini yuqori aniqlikda o'lchashlik, defekt massani, ya'ni yadro bog'lanish energiyasini katta aniqlikda aniqlash imkoniyatini yaratdi.

Bog'lanish energiyasi formulasini neytral atomlar massalari orqali ifodalash qulaydir, chunki odatda jadvallarda atom massalari keltiriladi. Buning uchun proton massasini o'sha yadro atomining massasi bilan almashtiriladi va atomdagi tegishli elektronlarning massasi hisobga olinadi:

$$E_{\text{bog'}} = \{ZM_{\text{at}}({}_1^1\text{H}) - Zm_e + (A-Z)m_n - M_{\text{at}}(A,Z) - Zm_e\}c^2 = \\ = [ZM_{\text{at}}({}_1^1\text{H}) + (A-Z)m_n - m_{\text{at}}(A,Z) - Zm_e]c^2$$

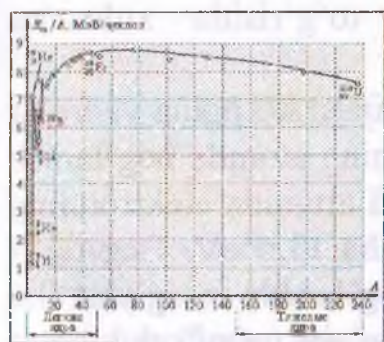
Yadro bog'lanish energiyasining bitta nuklonga to'g'ri keluvchi qiymati solishtirma bog'lanish energiyasi deb ataladi,

$$\varepsilon = \frac{E_{\text{bog'}}}{A}$$

Yadroning mustahkamligini xarakterlashda bog'lanish energiyasidan tashqari zichlashish koeffitsienti ishlatiladi. Har bir nuklonga to'g'ri keluvchi defekt massaga zichlashish (upakovka) koeffitsienti deb ataladi.

$$f = \frac{\Delta m}{A}$$

Mavjud yadrolar solishtirma bog'lanish energiyasining massa soniga bog'liqlik grafigi 1.3-rasmda keltirilgan.



1.3-rasm

Solishtirma bog‘lanish energiyasi juda yengil elementlardan tashqari barcha elementlar uchun taxminan bir xildir. Massa soni $A > 11$ bo‘lgan yadrolarda o‘rtacha solishtirma bog‘lanish energiyasi 7,4 dan 8,8 MeVgacha. Eng katta qiymat (~8,8 MeV) massa sonlari $A=60$ (temir va nikel)ga yaqin sohasiga to‘g‘ri keladi.

Argon 40 dan qalay 120 gacha bo‘lgan oraliqda $E=8,6$ MeV deyarli o‘zgarmaydi. Og‘ir elementlar tomon borgan sari egrilikning maksimumdan pasayishi ancha sekin sodir bo‘ladi. Nihoyat, eng og‘ir yadrolarda bir nuklonga to‘g‘ri keladigan o‘rtacha solishtirma bog‘lanish energiyasi taxminan 7,5 MeV ni tashkil etadi. Ancha yengil elementlar tomon pasayishi A ning kamayib borishi bilan tezroq sodir bo‘ladi. Solishtirma bog‘lanish energiyasi yadrodagi nuklonlarning proton va neytronlarning toq yoki juftligiga bog‘liq ekan. Odatda juft-juft yadrolarning bog‘lanish energiyasi toq-toq yadrolarning $E_{\text{bog‘}}$ energiyasidan sezilarli katta bo‘ladi. Juft-toq yoki toq-juft yadrolarning $E_{\text{bog‘}}$ energiyasi ham juft-juft va toq-toq yadrolar bog‘lanish energiyalaridan farq qiladi. Eng katta bog‘lanish juft-juft yadrolarga, eng kuchsiz bog‘lanish toq-toq yadrolarga to‘g‘ri keladi.

Haqiqatdan, har xil element izotoplarining barqarorligi Z va N larning juft yoki toqligiga bog‘liq. Masalan, turg‘un izotoplarning ko‘pchiligida A juft eng turg‘un yadrolar. Juft-toq va toq-juft yadrolarning turg‘unligi juft-juft yadrolarnikiga nisbatan kamroq. Toq-toq yadrolarning ko‘pchiligi beqarordir. Tabiatda faqat 4 ta turg‘un toq-toq yadrolar uchraydi. ${}^2_1\text{H}, {}^6_3\text{Li}, {}^{10}_5\text{B}, {}^{14}_7\text{N}$. Proton va neytronlar soni «sehrli» (magik) sonlar deb nom olgan 2, 8, 20, 50, 82, 126 sonlarga teng bo‘lganda yadrolar, ayniqsa, katta turg‘unlikka ega bo‘lib, tabiatda keng tarqalgan. Protonlar va neytronlar soni «sehrli» songa teng bo‘lsa, yadrolar, ayniqsa, juda katta turg‘unlikka ega bo‘lib, ular ikki karra «sehrli» yadrolar deb ataladi. Tajribada aniqlangan yadro bog‘lanish energiyasini tahlil

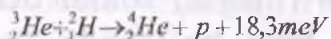
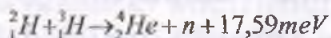
qilishlik ko'pgina yadro xususiyatlari to'g'risida xulosalar chiqarish imkoniyatini beradi.

1. O'rtacha solishtirma bog'lanish energiyasi ko'pgina yadrolar uchun 8 MeV/nuklon ga teng. Bu elektronning atomda bog'lanish energiyasidan juda katta. Masalan, vodorod atomida elektronning bog'lanish energiyasi (ionizatsiya potentsiali) 13,6 eV. Eng og'ir element atomlarida ham K-elektronning bog'lanish energiyasi 0,1 MeV dan oshmaydi. Demak yadro kuchi ta'siri tufayli nuklonlar yadroda bir-birlari bilan juda qattiq bog'langan. Shuning uchun ham tabiatda uchraydigan gravitatsiya, elektromagnit va kuchsiz o'zaro ta'sirlardan farqli ravishda yadroviy kuch kuchli o'zaro ta'sir etuvchi kuch deb ataladi.

2. Solishtirma bog'lanish energiyasining o'rtacha qiymatining (8 MeV/nuklon) o'zgarish bo'lishligi yadro kuchlari qisqa masofada ta'sirlashuv xarakteriga ega deyishlikka asos bo'ladi. Ta'sir sferasi nuklonlar o'lchamidan hatto, undan ham kichik, yadroda har bir nuklon o'ziga yaqin turgan nuklonlar bilangina ta'sirlasha oladi deb qaraladi. Haqiqatan ham, yadrodagi A nuklon qolgan (A-1) nuklonlar bilan ta'sirlashganda bog'lanish energiyasi $E \sim A(A-1)$ massa sonini A²- bog'liq bo'lgan bo'lar edi. Aslida bog'lanish energiyasi $E = \epsilon A$ – massa sonining A¹-birinchi darajasiga bog'liq, demak, yadro kuchlari to'yinish xarakteriga ham ega ekan.

3. Yadro energiyasi qaysi jarayonlarda vujudga kelishligi qancha energiya ajratishligini bilish mumkin. Yengil yadrolar qo'shib (sintez) og'irroq yadrolar hosil qilishsa, solishtirma bog'lanish energiyalari farqiga to'g'ri keluvchi energiya ajraladi (termoyadro reaksiyasi).

M:



Bundan tashqari, og'ir yadrolar bo'linishidan o'rta yadrolar hosil bo'lishsa ham, yadro energiyalari ajralishligi mumkin ekanligi aniqlandi.

II BOB

YADRO KUCHLARI VA MODELLARI

2.1. Izotopik spin

Yadro o'zaro ta'sir kuchining xususiyatlarini o'rganish shuni ko'rsatadiki, nuklonlarning o'zaro yadroviy ta'siri zaryadga bog'liq bo'lmas ekan, ya'ni proton bilan proton, proton bilan neytron va neytron bilan neytron orasidagi yadroviy o'zaro ta'sir bir xil bo'lar ekan. Bundan tashqari neytron va protonlar massalari bir-birlariga yaqin, spinlari teng, bir xil statistikaga bo'ysunadi, nuklonlar yadro ichida bir-birlariga o'tib turadilar. Ko'zguli yadrolarning spin, juftliklari, uyg'onish energiyalari deyarlik bir xil. Aytilganlardan, proton va neytron elektromagnit o'zaro ta'sir aniqligida aynan o'xshash zarralar ekanligi kelib chiqadi. Shuning uchun ham ular nuklon degan umumiy nom bilan ataladi.

Nuklonlarning ta'sirlashuvi zaryadga bog'liq bo'lmasligi yana qo'shimcha erkinlik darajasiga ega ekanligini ko'rsatadi. Ya'ni yadro kuchlar maydonida aynan bir xil zarra (nuklon) bo'lishi mumkin, zaryadli (proton) yoki zaryadsiz (neytron) ko'rinishida. Agar yadro ta'sirlashuvida elektromagnit ta'sirlashuvni inobatga olmasak protonni neytrondan farq qilib bo'lmaydi. U holda ikki zaryad holatdagi dublet deb qarash mumkin. Nuklonlarning zaryad holatini xarakterlash uchun Geyzenberg tomonidan izotopik spin kvant sonini kiritildi. Izotopik spin T qandaydir izotopik fazada deb qaraladi. Bu kvant soni ham orbital va spin kvant sonlari kabi $N=2T+1$ qiymatga ega bo'ladi. Izotopik fazada zarra hamma vaqt koordinata boshida, zarra aylanishi mumkin, lekin ilgari lab harakat qilmaydi. Zarra impuls va orbital momentga ega emas, spinga o'xshash harakat miqdori momentga ega. Bu momentga (hech qanday oddiy momentga aloqasi yo'q) izotopik spin deyiladi.

Izotopik spin kvantlashuvi spin kvantlashuvi kabidir. Izotopik spin T yarim butun, butun qiymatlar qabul qilishi mumkin. $T=0, 1, 3/2, \dots$. Izotopik fazada $2T+1$ proektsiyaga ega bo'ladi. Bu aynan

bir xil zarralar turli zaryad holatlar sonini xarakterlaydi. Izotopik spinning biror ξ -o'qqa proektsiyasi turlicha zaryadli zarralarga mos keladi. Izotopik spin $T=0$ bo'lsa, bitta zaryad holat – singlet, $T=1/2$ bo'lsa $N=2*1/2+1=2$ – dublet, $T=1$ bo'lsa 3 ta zaryad holati – triplet holatlar bo'ladi. Izotopik spin nuklon uchun $T=1/2$, $N=2T+1=2$ ikkita zaryad holati bo'lishi mumkin. T ning ξ -o'qqa proektsiyalari $T_{\xi}=+1/2$ protonga mos keladi, $T_{\xi}=-1/2$ esa neytronga mos keladi. π -mezonlar uchun izotopik spin $T=1$ demak, $N=2*1+1=3$ aynan bir xil π -mezonlardan uchta bo'lishi kerak. Proektsiyalari $T_{\xi}=1(\pi^+)$, $T_{\xi}=0(\pi^0)$, $T_{\xi}=-1(\pi^-)$ zaryad holatlariga mos keladi.

Yadroviy o'zaro ta'sir xarakteri nuklon xiliga, ya'ni izotopik spin vektorining proektsiyasiga bog'liq bo'lmagani uchun u faqat T vektorining kattaligi bilan aniqlanadi. Demak, yadroviy o'zaro ta'sir izotopik fazodagi turli yo'nalishlarga nisbatan invariant ekan. Yadroviy kuchning bunday xususiyati uning izotopik invariantlik xususiyati deb ataladi. Izotopik invariantlikdan yadro ta'sirlashuvi tufayli kechadigan barcha jarayonlarda izotopik spinning saqlanish qonuni kelib chiqadi. Yadroning izotopik spini quyidagicha aniqlanadi $T_{\xi}=\sum_{i=1}^A T_i$, Izotopik spin proektsiyasi esa,

$$T_{\xi}=\sum_{i=1}^A (T_{\xi})_i = \frac{1}{2}(Z-N) = \left| \frac{2Z-A}{2} \right|$$

Masalan, ${}^3_2\text{He}$, yadro izotopik spini.

$$T = \frac{4-3}{2} = \frac{1}{2}$$

Vektor proektsiyalari soni $2T+1=2*1/2+1=2$. Demak ${}^3\text{He}$ ning xususiyatlariga o'xshash yana bir yadro bo'lishi kerak, bu ${}^3_1\text{H}_2$ – tritoniydir. Uning uchun izotopik spin $T=1/2$, proektsiyasi,

$$T_{\xi}({}^3_1\text{H}_2) = \frac{2-3}{2} = -\frac{1}{2}$$

ga teng. Nuklonlarning o'zaro ta'sirlashuvi tufayli erishilgan ba'zi bir kattaliklar qiymatlarining izotopik spinga bog'liq tomonlarini ko'rib chiqsak.

2.1-jadval

Ta'sirlashuv turi	Z	T_{ξ}	T	R	V_0^{MIN}	ΔW (mev)	A_0 (fermi)	Bog'langan Holati
n-n	0	$-1/2-1/2=-1$	1	$3,2\pm 1,6$	$<U_0$	-0,15	$-17,6\pm 1,5$	Yo'q
p-p	+2	1	1	$2,83\pm 0,03$	$<U_0$	-0,15	-17 ± 2	Yo'q
n-p	+1	$+1/2=1$	1	$2,76\pm 0,07$	$<U_0$	-0,07	-	Yo'q
n-p	+1	-	0	1,75	$>U_0$	2,26	$23,7\pm 0,01$	Bor
		$1/2+1/2=0$					+5,43	
		-						
		$1/2+1/2=0$						

Jadvaldan ko'rinib turibdiki, nuklonlar ta'sirlashuvida izotopik spin qiymatlarida bir xil natijaga erishilmoqda. Bu ham o'z navbatida nuklonlar orasidagi ta'sirlashuv izotopik spin vektori T absolyut qiymatiga bog'liq bo'lib, uning proektsiyasiga bog'liq emasligini ko'rsatadi. Izotopik spin kichik qiymatiga katta bog'lanish energiyasi to'g'ri keladi. Bunga ko'plab ko'zgu yadrolar misol bo'ladi. Izotopik spin proektsiyasi nuklonlar soni (barion soni $-B$) va elektr zaryadi bilan quyidagicha bog'langan:

$$Z = T_{\xi} + \frac{B}{2} \quad (2.1)$$

Elektromagnit ta'sirlashuvda zaryad va nuklonlar soni saqlanadi. Shunga ko'ra (2.1) dan izotopik spin proektsiyasi ham saqlanishi kerak. Izotopik spin kuchli ta'sirlashuvdagina saqlanadi, proektsiyasi esa kuchli va elektromagnit ta'sirlashuvlarda saqlanadi. Shunday qilib, izotopik spin kuchli ta'sirga ko'ra kechadigan nuklonlar, π va k-mezonlar, giperonlar va antizarralar bilan bo'lgan jarayonlarda albatta saqlanadi.

2.2. Paulining umumlashgan tamoyili

Yuqorida nuklonlarning o'zaro ta'sirlashuvi va boshqa tajriba natijalari asosida proton va neytron yadro kuchlar maydonida aynan bir xil zarralar ekanligi, nuklonlar fermion zarralar bo'lganligi sababli Pauli tamoyiliga bo'ysunishi kerak. Umuman nuklonlar oddiy fazoda siljishlarga to'g'ri keladigan uzluksiz x, y,

z – koordinatalar bo'yicha va bitta spin holati hamda zaryadli holatiga mos keluvchi beshta erkinlik darajasiga egadir. Pauli tamoyiliga ko'ra ikkita aynan bir xil zarralar to'liq funksiyalari zarralar almashinuviga antisimmetrik bo'lishi lozim. Bu esa koordinat, spin va izotopik spin proektsiyalar to'liq funksiyalarining simmetrik yoki antisimmetrikligiga bog'liq.

Koordinatalar to'liq funksiyasi simmetrik yoki antisimmetrikligi orbital kvant soni 1-ga bog'liq, 1-juft bo'lsa (M: s; d-holatlarda $l=0,2,\dots$) simmetrik, 1 ning toq qiymatlarida (M: p; f-holatlarda $l=1,3,\dots$) antisimmetrik. Spinlar proektsiyasi to'liq funksiyalari spinlar yig'indisi nol bo'lsa, antisimmetrik, agar birga teng bo'lsa simmetrik. Haqiqatdan ham Pauli tamoyili bo'yicha bir energetik holatda ikkita aynan bir xil zarra spinlari parallel holda bo'la olmaydi. Spinlari yig'indisi nol bo'lsa, u holda spinlar yo'nalishi qarama-qarshi bo'ladi, bunday holat ruxsat etiladi. Nuklonlar ta'sirlashuvida izotopik spin qiymatlari quyidagi jadvalda keltirilgan:

IKKI NUKLON SISTEMASI	T_z	T	IZOTOPIK HOLATLARI
n-n	+1	1	$1(\uparrow) 2(\uparrow)$
p-p	-1	1	$1(\downarrow) 2(\downarrow)$
n-p	0	1	$1/\sqrt{2}[1(\uparrow) 2(\downarrow) + 1(\downarrow) 2(\uparrow)]$
n-p	0	0	$1/\sqrt{2}[1(\uparrow) 2(\downarrow) - 1(\downarrow) 2(\uparrow)]$

Bu yerda 1,2-raqamlar bilan nuklonlar belgilangan strelka yo'nalishi izospin yo'nalishi. 1-3 qatorlarda simmetrik triplet holatlar, 4-qatorda antisimmetrik singlet holat. Nuklonlar ta'sirlashuvlari S-holatda kechayotgan bo'lsin: u holda to'liq funksiyalari antisimmetrik bo'ladilar.

1) p-p-ta'sirlashuvda $T=1$, $l=0$, $S=0$. Izotopik spin to'liq funksiyasi simmetrik, chunki $T=1$ ga teng, $l=0$ bo'lgani uchun koordinata funksiyasi ham simmetrik, spin funksiyasi $S=0$

bo'lgani uchun antisimmetrik ikkita bir xil proton s-holatda spinlari parallel holda bo'la olmaydi, albatta antiparallel bo'lishi kerak. Demak,

$$\psi_1 \rightarrow \psi_1 (l=0), \psi_s \rightarrow -\psi_s (s=0), \psi_\tau \rightarrow \psi_\tau (T=1) \quad (-1)^{1+S+T} = (-1)^{0+0+1} = -1.$$

n-n-ta'sirlashuv ham p-p-ta'sirlashuv kabi bo'ladi.

2) Xuddi Shuningdek, n-p ta'sirlashuvda ($T=1, l=0, S=0$) izotopik spin funksiyasi simmetrik, chunki n, p lar uchun $T=1/2$ o'rin almashtirish bilan T-o'zgarmaydi, spinlari antiparallel holatda, Shuning uchun spin to'liqin funksiyasi antisimmetrik bo'ladi. Shunday qilib, $\psi_1 \rightarrow \psi_1 (l=0)$ – simmetrik, $\psi_s \rightarrow -\psi_s (s=0)$ – antisimmetrik, $\psi_\tau \rightarrow \psi_\tau (T=1)$ simmetrik bo'ladi.

$$(-1)^{1+s+T} = (-1)^{0+0+1} = -1.$$

3) n-p – ta'sirlashuv spinlari bir xil yo'nalgan $T=0; l=0; S=1$, u holda,

$$(-1)^{1+s+T} = (-1)^{0+1+0} = -1.$$

Yuqoridagilardan ko'rinib turibdiki, S-holatda (izotopik spin kvant sonini inobatga olinganda) istalgan ikkita nuklon ta'sirlashuv to'liqin funksiyalari antisimmetrik Pauli tamoyilini qanoatlantiradi. Bu qoidani faqatgina S-holat uchungina emas, balki istalgan holatlar uchun ham qo'llash mumkin. M: P-holat ($l=1$) bo'lsa, koordinatalar to'liqin funksiyasi antisimmetrik, agar $T=0$ (izotopik spin funksiyasi antisimmetrik) bo'lsa, spin funksiyasi $S=0$ (simmetrik) bo'lishi; $T=1$ (simmetrik) bo'lsa, spin funksiyasi $S=1$ (simmetrik) bo'lishi lozim, ya'ni:

$$(-1)^{1+s+T} = (-1)^{1+s+0} = -1 \quad S=0$$

$$(-1)^{1+s+T} = (-1)^{1+s+1} = -1 \quad S=1$$

Shunday qilib, nuklonlar ta'sirlashuvini koordinata, spin va izotopik spin kvant sonlari orqali ifodalab, Paulining umumlashgan tamoyiliga bo'ysunishligini ko'rsatish mumkin.

2.3. Yadro kuchlarining xususiyatlari

Hozirgi vaqtda tajriba natijalariga ko'ra yadro kuchlarining quyidagi xususiyatlari aniqlangan:

1) Yadroviy o'zaro ta'sir kuchi eng kuchli ta'sir etuvchi kuchdir. Yadrodagi bir nuklonga to'g'ri keluvchi o'rtacha bog'lanish energiya qiymati 8 MeV. Taqqoslash uchun vodorod atomida elektronning bog'lanish energiyasi 13,6 eV. Yadroni hosil qilib turgan yadro kuchlari nuklonni 8 MeV energiya bilan elektrostatik kuchlar esa atom elektronni 13,6 eV energiya bilan bog'lab turibdi, ya'ni, $8 \text{ MeV} = 10^{-3}mc^2$, $13 \text{ eV} = 10^{-5}mc^2$. Bundan $\frac{10^{-3}}{10^{-5}} = 10^2$ kelib chiqadi.

Yadro kuchlari elektrostatik kuchlarga nisbatan yuz marotaba katta ekanligi kelib chiqadi.

- Yadroviy kuchlar 1
- Elektromagnit kuchlar -10^{-2}
- Kuchsiz kuchlar -10^{-14}
- Gravitatsion kuchlar -10^{-36}

marta katta.

2) Yadroviy kuch qisqa radiusli o'zaro ta'sirdan iborat. Ta'sir radiusining tartibi $\sim 10^{-13}$ sm. Bu xususiyati alfa-zarralarning sochilishidan va deytron xususiyatlaridan ko'rinadi.

3) Yadroviy o'zaro ta'sir kuchi o'zaro ta'sirlashuvchi nuklonlarning spin yo'nalishiga bog'liq. Bu xususiyati nuklonlarning para va ortovodorod molekulalaridan sochilishdan hamda nuklonlar sochilishida virtual va bog'langan holatlar mavjudligidan ko'rinadi.

4) Yadroviy o'zaro ta'sir kuchi markaziy emas, tenzor xususiyatga ega. Bu xususiyati deytronning kvadrupol momentga ega ekanligidan ko'rinadi.

5) Yadroviy kuchlar almashinuv xarakteriga ega. Bu xususiyati n-p ta'sirlashuvda ko'rinadi. Nuklonlar ta'sirlashuvida o'zaro spin proektsiyalarini, zaryadi hamda koordinatalarini almashadilar.

6) Yadroviy kuchlar zaryadga bog'liq emas. Bu xususiyati ko'zguli yadrolarning xususiyati hamda (p-p), (p-n), (n-n) sochilish natijalarining bir xil bo'lishligidan ko'rinadi.

7) Ta'sirlashuvchi nuklonlar orasidagi masofa 10^{-13} sm ga yaqin bo'lganda yadroviy o'zaro ta'sir kuchi tortishish xarakteriga ega, undan kichik masofalarda u itarish kuchiga aylanadi. Yadro kuchlarining tortishish xususiyati yadroning mavjudligidan ko'rinsa, itaruvchi xususiyati (p-p) lardan yuqori energiyalarda sochilishda namoyon bo'ladi.

8) Yadroviy o'zaro ta'sir kuchi to'yinish xarakteriga ega. Bu xususiyati yadroning o'rtacha solishtirma bog'lanish energiyasi 8 MeV o'zgarimas yadro radiusiga bog'liq emas. Bu xususiyatga ega bo'lishligi yadroviy kuchning almashinuv xarakteri va kichik masofalarda itarishish kuchi sababli tushuntiriladi.

9) Yadroviy o'zaro ta'sir kuchi ta'sirlashuvchi nuklonlarning tezligiga bog'liq. Bu xususiyati yaxshi o'rganilmagan. Buning uchun bir necha nuklonlarni katta tezlikda tezlashtirib ta'sirlashtirish lozim.

Yadro kuchlarining yuqorida bayon etilgan va boshqa xususiyatlarini tushuntirish uchun yadro kuchlar nazariyasi bo'lishi kerak. Lekin yadro kuchlari ta'sirlashuvchi murakkab xususiyatga ega bo'lganligi sababli yagona nazariya yaratilgan emas.

Bu muammoni hal qilishda ikki xil yondoshish mavjud.

1) Tajriba natijalariga mos keluvchi ta'sirlashuv fenomenologik yadro potentsiallarini tanlash. Bunda yadroviy kuchlar tabiati zarralar orasidagi ta'sirlashuv mexanizmini tushuntirishni oldiga maqsad qilib qo'ymaydi. Bu yo'l bilan ta'sirlashuvning past energiyalarda tajriba natijalarini yetarli darajada tushuntirish mumkin, lekin ta'sirlashuv energiyasi bir necha yuz MeV ga yetganda gamiltonian ko'rinishi murakkablashib ketadi. Ma'lumki, ta'sirlashuv energiyasi oshsa, yadro kuchlarining qisqa masofalarda ta'sirlashuv xususiyatini o'rganish mumkin.



X. Yukava

2) Ikkinchi yo'nalish yadroviy kuchlarning mezon nazariyasi. Bu nazariya kvant elektrodinamika qonunlariga o'xshash. Bunda elektromagnit maydonni zaryadli zarrani foton

bilan birga deb qaraladi. Maydon fotonlardan iborat. Foton maydonning kvanti. Maydon energiyasi kvantlar energiyalari yig'indisiga teng. Elektromagnit nurlanish vaqtida foton paydo bo'ladi, yo'qoladi. Zaryadli zarralar orasidagi ta'sirlashuv foton almashinuv bilan amalga oshadi.

1935-yili yapon olimlaridan Yukava nuklonlar orasidagi yadroviy ta'sirlashuvni yadro kvantini (o'sha vaqtda topilmagan zarra) mezon zarra bo'lishi kerakligini aytdi va bu zarraning xususiyatlarini bayon qildi. Yukava tasavvuricha noaniqlik prinsipiga ko'ra Δt – vaqt ichida nuklon atrofida ΔE – energiyali virtual mezon zarra tug'iladi:

$$\Delta E \Delta t \geq h \quad (2.2)$$

$$\Delta E = mc^2 \quad (2.3)$$

Bu zarra massasi.

$$m = \frac{\Delta E}{c^2} = \frac{h}{\tau_{yad} c^2} \quad (2.4)$$

Mezon zarra shu τ_{yad} vaqt ichida a-masofaga bora oladi.

$$a = c \Delta t = c \tau_{yad} \quad (2.5)$$

Mezon zarra shu τ_{yad} vaqt ichida o'zi tug'ilgan nuklon yoki boshqa nuklon tomonidan yutiladi. Shu yo'l bilan ta'sirlashuvni amalga oshiradi. Agar yadro kuchlar ta'sir radiusini mezon masofasi a-ga teng desak, yadro ta'sirlashuv vaqti va mezon zarra massasini topish mumkin. (2.5) dan

$$\tau_{yad} = \Delta t = \frac{a}{c} = \frac{2 \cdot 10^{-13} \text{ sm}}{3 \cdot 10^{10} \text{ sm/s}} = 0,7 \cdot 10^{-23} \text{ s}$$

(2.3) dan

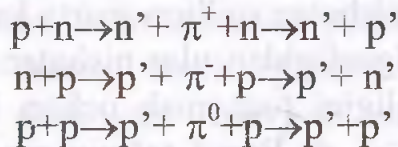
$$\Delta E = \frac{h}{\tau_{yad}} = \frac{1,05 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s}}{0,7 \cdot 10^{-23} \text{ s}} = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ erg} = 100 \text{ MeV}$$

$$m = \frac{\Delta E}{c^2} = \frac{100 \text{ MeV}}{0,51 \text{ MeV}} = 200 m_e$$

(elektronning tinch holat energiyasi $E_e = m_e c^2 = 0,51 \text{ MeV}$). Demak, yadroviy ta'sirlashuvni amalga oshiruvchi mezon zarra massasi elektron massasidan 200-marta katta bo'lishi kerak ekan.

Yadroviy ta'sir maydoni kvanti bo'lmish π^{\pm} , π_0 mezon zarralarni 1947–1950-yillarda kosmik nurlar tarkibida va tezlatkichlar yordamida topildi, bu mezonlar massalari $m_{\pi}=270m_e$, izotopik spini $T=1$, spini $S=0$, toq-juftlikka ega ekan.

Nuklonlarning mezonlar bilan ta'sirlashuvini quyidagicha tasavvur qilish mumkin.



Bu nazariya tenglamalari matematik jihatdan juda murakkab (yechimi bor yoki yo'qligi ma'lum emas). Bu nazariya natijalari miqdoriy xarakterga ega bo'lmay, balki sifat xarakteriga ega.

Yuqori energiyalarda yadroviy kuchni hosil qilishda pionlardan tashqari boshqa og'ir zarralar, masalan, k-mezonlar ham qatnashadilar.

2.4. Yadro modellari

Ma'lumki, atom yadrosi ikki xil nuklon: n va p lardan tashkil topgan murakkab kvantomexanik sistemadir. Nuklonlarning o'zaro ta'sir qonunlariga asoslanib, atom yadrosi xususiyatlarini bayon etish, yadro tuzulishini aniqlash va har xil sharoitlarda unda sodir bo'layotgan jarayonlarni tadqiq qilish yadro fizikasi bo'yicha olib borilayotgan ilmiy-tadqiqot ishlarining asosiy vazifasini tashkil qiladi. Ikki nuklon orasidagi o'zaro ta'sir etuvchi kuch to'g'risida ma'lumot olishning bevosita usuli nuklon-nuklon sochilishini o'rganish va ^2H ning xususiyatlarini tahlil qilishdan iboratdir.

Hisoblashlar uchun ikki nuklon orasida ta'sir etuvchi kuchning kattaligini emas (fazoviy, spin, izospin) koordinatalar funksiyasi potensial energiyasini bilish kerak bo'ladi. Biroq yadro potentsiali Kulon va gravitatsion potentsiallariga nisbatan ancha murakkab. Garchan hozircha yadro potentsialini analitik ravishda ifodalash mumkin bo'lmasa ham uning ayrim xususiyatlari haqida

yetarlicha ma'lumotga egamiz. Yadro potentsiali sferik simmetriyaga ega emas. Bunga ${}^2\text{H}$ ning kvadrupol momentga ega bo'lishi misoldir. Yadro potentsiali chekli radiusga ega. U $0,5 \cdot 10^{-15}$ m dan kichik masofalarda chuqurligi bir necha 10 MeV bo'lgan tortishish potentsiali potensial o'ra bilan almashinishi mumkin.

Yadro kuchlari atomlarni molekulalarda birlashtirib turuvchi kimyoviy kuchlarga nisbatan million marta katta bo'lsa ham ta'sir radiuslari kichik bo'lganligidan ular nisbatan zaif tuyuladi. Nima uchun shunday ekanligini tushunish uchun R-masofadagi ikkita bog'langan zarra $2R > \lambda$ de-Broyl to'lqin uzunligiga ega bo'lsin.

$\lambda = \frac{h}{\mu g}$, bunda g - zarraning nisbiy tezligi, μ - keltirilgan massa,

$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$, $2R \geq \lambda$ boshqacha yozsak $\mu g \geq \frac{h}{2R}$. Zarraning kinetik

energiyasi $(\mu g)^2 \geq \left(\frac{h}{2R}\right)^2$;

$$\frac{1}{2} \mu g^2 = \frac{h}{8\mu R^2} = \frac{(6,6 \cdot 10^{-27})^2}{8 \cdot \frac{1}{2} (1,67 \cdot 10^{-27})(2,4 \cdot 10^{-13})^2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-6}} = 71 \text{ MeV}$$

Shunday qilib, yadro kuchlarining ta'sir radiusi chegarasida bo'lishi uchun ikki nuklonning kinetik energiyasi eng kamida 71 MeV bo'lishi kerak. Bu nuklonlarni ushlab turuvchi potensial o'raning chuqurligidan ancha katta. Demak ${}^2\text{H}$ - uyg'ongan holatda bo'lolmaydi. $\Delta E = 2,2 \text{ MeV}$ ${}^2\text{H}$ ning proton va neytronlari deyarli yarim vaqtini yadro kuchlari ta'siri sohasidan chetda o'tkazadi.

Yadro potentsiali sistemaning holatiga bog'liq. Masalan, ${}^2\text{H}$ $I=1$ mavjud, $I=0$ mavjud emas. Nisbiy harakat miqdoriga ham bog'liq harakat miqdori momenti h-juft qiymatida tortishish kuchlari bor, toq qiymatida bunday kuchlar yo'q. Nuklonlarning sochilishi potentsial energiyaga nuklonlar spin vektorlarining nisbiy joylashishiga va sistemaning orbital harakat miqdori momentiga bog'liqligini ko'rsatuvchi had bo'lishligini talab qiladi. Spin orbital bog'lanish borligini bildiradi.

Yadro potentsiali almashinuv xarakteriga ega. Xuddi kimyoviy bog'lanish ikki atom orasidagi elektronlarning almashinuvi kabi

yadro kuchlarini ikki nuklon orasidagi biror zarra vositasida bo'ladi deb qarash kerak. Bundan nuklon murakkab deb qaramaslik lozim. Yapon olimi Yukava fikri bo'yicha almashinuv virtual zarralar bilan deb qaraladi. Virtual zarralarning paydo bo'lishi energiya saqlanishi zarra yashash vaqtining juda qisqaligi bilan tushuntiriladi.

Nuklonlarning o'zaro ta'sirlashuvida yadro maydonida massasi $\sim 270 m_e$ bo'lgan zarra hosil qiladi. Hozirgacha bunday maydonning to'la nazariyasi mavjud emas, biroq taqribiy nazariyalar tadqiqotlar olib borishda muhim qurol bo'lib hisoblanadi. Shunday qilib, mavjud bo'lgan tajriba dalillari nuklonlararo o'zaro ta'sir potensialining yagona shaklini tanlab olishga imkon bermadi. Hatto ikkita erkin nuklon uchun ham o'zaro ta'sir potentsiali to'la aniq emas. Hozirgi kvant mexanikasi apparatining murakkabligi yadro xususiyatlarini yetarli darajada tahlil qilish uchun imkon bermaydi. Yadro xarakteristikalarini hisoblash uchun zamonaviy hisoblash mashinalarining quvvati hatto $A=5$ bo'lgan yengil yadrolarga ham yetmaydi.

Shu sababli hozircha yadro xususiyatlarining barcha ta'sirlarini hisobga olgan hisoblashning iloji yo'q. Real yadroning xarakteristikalarini emas, balki matematik va fizik jihatdan soddalashtirilgan yadro modellari deb ataladigan har xil sistemalarning xususiyatlarini hisoblashga to'g'ri keladi. Yadro modeli tajriba natijalariga asoslangan holda tanlab olinadi, so'ngra bu modelga mos keluvchi turlicha taxminlar ishlab chiqiladi. Demak, birgina fizik jarayonni bayon qilish uchun turlicha modellar mavjud bo'lishi mumkin.

Yadroning xususiyatlarini hisoblash mumkin bo'lishi uchun model yetarli darajada sodda bo'lishi, shu bilan birga, hech bo'lmaganda u real yadrolarning xususiyatlarini taxminan aks ettirishi lozim. Har qanday model yadro xususiyatlari haqidagi fizikada mavjud bo'lgan bilimlarning xulosasi va umumlashuvidan iboratdir. Har qanday model yadro xususiyatlarini to'la aks ettira olmaydi. Shuning uchun har bir modelning qo'llanish chegarasi mavjud. Model tadqiqotlarni

davom ettirish asosiy yo'nalishni ko'rsatadi va har xil xossalarni ma'lum nuqtai nazarda turib bir-biri bilan bog'lanishga imkon beradi.

Yadro o'lchamlari bilan tanishgandan so'ng quyidagicha muloqaza yuritishimiz mumkin. Yadro tarkibidagi ikki proton orasida, Kulon qonuniga asosan, miqdori bo'lgan o'zaro itarishish kuchi ta'sir qilishi lozim. Og'ir yadrolarda (bu yadrolarda bir necha o'nlab protonlar mavjud) esa, kulon kuchining miqdori bir necha ming nyutonga etadi. Bunday kuchlar ta'sirida yadrodag protonlar tarqab ketishi lozim edi. Vaholanki, barqaror yadrolar mavjud. Balki yadrolar barqarorligining sababini nuklonlar orasidagi o'zaro tortishish gravitatsion kuchlarining ta'siri bilan tushuntirish mumkindir. Biroq ikki proton orasidagi gravitatsion kuchning miqdori,

$$F_{cp} = \gamma \frac{m_p * m_p}{r^2} \approx 28 * 10^{-36} H$$

ga teng, ya'ni gravitatsion kuch kulon kuchidan taxminan 10^{36} -marta kichik. Shuning uchun barqaror yadrolarning mavjudligini yadro ichida tortishish xarakteriga ega bo'lgan qudratli yadroviy kuchlar bilan tushuntiriladi.

Yadroviy kuchlarning xususiyatlari tajrbada yaxshigina o'rganilgan. Bu xususiyatlarning asosiylari quyidagidan iborat:

1) nuklonlar orasidagi masofa $r = (1 \div 2) \cdot 10^{-15}$ m bo'lganda yadroviy kuchlar tortishish xarakteriga, $r < 1 \cdot 10^{-15}$ m masofalarda esa itarishish xarakteriga ega bo'ladi. $r > 2 \cdot 10^{-15}$ m masofalarda yadroviy kuchlarning ta'siri deyarli sezilmaydi;

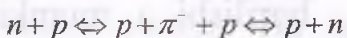
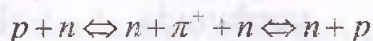
2) yadroviy kuchlarning miqdori o'zaro ta'sirlashayotgan nuklonlarning zaryadli yoxud zaryadsiz bo'lishiga bog'liq emas, ya'ni ikki proton, ikki neytron yoki proton va neytron orasidagi o'zaro ta'sirning kattaligi bir xil bo'ladi;

3) yadroviy kuchlar o'zaro ta'sirlashadigan nuklonlar spinlarining yo'nalishiga bog'liq. Bunga ikkita nuklondan tashkil topgan sistema misol bo'la oladi. Neytron va protonning spinlari faqat parallel bo'lgan taqdirdagina sistema bog'liq bo'ladi, ya'ni

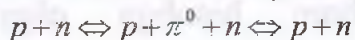
deyteriy (H^2) hosil bo'ladi. Spinlari antiparalell bo'lgan neytron va proton H^2 hosil qilmaydi;

4) yadroviy kuchlar to'yinish xususiyatiga ega, ya'ni har bir nuklon yadrosidagi barcha nuklonlar bilan emas, balki o'zining atrofidagi chekli sonli nuklonlar bilan bir vaqtning o'zida ta'sirlasha oladi. Yadroviy kuchlarning bu xususiyati molekuladagi atomlarning valent bog'lanishini eslatadi. Masalan, vodorod atomi faqat yana bitta atom bilan birikishi, uglerod esa bir vaqtning o'zida boshqa 4 ta atom bilan bog'lanishi mumkin. Ma'lumki, valent bog'lanish molekuladagi atomlarning bir-biri bilan doimo valent elektronlar almashib turishi tufayli vujudga keladi. Vodorod atomining bitta valent elektroni bo'lganligi uchun u bittadan ortiq atom bilan elektron almasha olmaydi. Uglerodning esa, 4 ta valent elektroni bor. Shuning uchun u ikki, uch yoki 4 ta atom bilan elektronlar almashib turishi mumkin. Boshqacha qilib aytganda, valent kuchlarning to'yinish sababi ularning almashinuvchi kuchlar ekanligida edi. Xuddi Shuningdek yadroviy kuchlarning to'yinishi ularning almashinuvchi kuchlar ekanligidan dalolat beradi. Umuman almashinuvchi kuchlar kvantomexanik tushunchadir. Bunda ikki zarra bir-biri bilan uchunchi xil zarrani doimo almashib turish vositasida boqlangan bo'ladi.

Haqiqatdan, zamonaviy tasavvurlarga asosan, yadrodagi nuklonlar bir-biri bilan π - mezonlar almashib turadi. π - mezonlar uch xil bo'ladi: musbat π^+ , manfiy π^- va neytral π^0 . Proton va neytronning o'zaro ta'sirlashishi quyidagicha amalga oshadi: proton π^+ chiqarib o'zi neytronga aylanadi, π^+ -ni neytron yutadi va u protonga aylanadi. Bu jarayonni sxematik tarzda



shaklida yozish mumkin. Bunda proton va neytron orasida zaryad almashinishi ro'y beryapti. Proton va neytron orasidagi o'zaro ta'siri π^0 vositasida qam ro'y berishi mumkin, lekin bu holda nuklonlar zaryad almashmaydi:

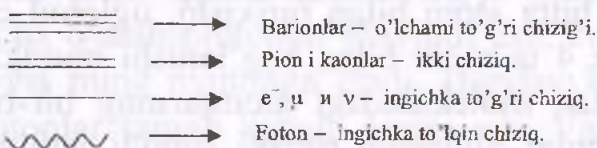


Proton va proton yoki neytron va neytron orasidagi o'zaro ta'sir ham π^0 vositachiligida o'tadi.

$$p + p \Leftrightarrow p + \pi^0 + p \Leftrightarrow p + p$$

$$n + n \Leftrightarrow n + \pi^0 + n \Leftrightarrow n + n$$

Shunday qilib, nuklonlar doimo mezon chiqarib va yutib turadi, ya'ni ular mezonlar buluti bilan qoplangan bo'ladi. Xususan, neytron o'z umrining ma'lum qismini $p + \pi^-$ holatda (bunday

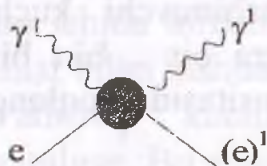


holat virtual holat deyiladi)

o'tkaziladi. π^- ning orbital harakati

tufayli neytron manfiy magnit momentga ($\mu_n = -1,91 \mu_N$ ekanligini eslang) ega bo'ladi. Xuddi Shuningdek proton ma'lum muddat $n + \pi^+$ virtualholatda bo'ladi. Bu vaqt ichida π^+ orbital harakatda qatnashadi. Shuning uchun protonning magnit momenti μ_{ya} ga emas, balki kattaroq qiymatga yani $2,79 \mu_{ya}$ ga teng.

Hozirgi zamon tasavvurida yadroning tuzilishini tushunturish



$$\gamma + e \rightarrow \gamma + (e)^1$$

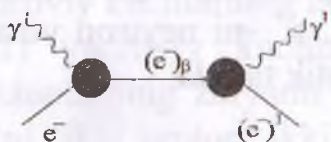
uchun juda ko'p sonli modellar mavjud.

Ulardan: tomchi yoki gidrodinamik model,

umumlashtirilgan

model, qobiqsimon model, juft korrelyatsiya modeli, statistik model va hokazo.

Elementar zarralar o'zaro ta'sirini grafik usulda tasvirlash



$$\gamma + e \rightarrow (e)^1 + \gamma$$

Feynman

diagramalari

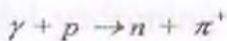
yordamida olib

borilishi mumkin.

Ushbu diagrammalar yordamida zarralarni o'zaro ta'sirlashishlari va yangi zarralarni paydo bo'lishini kuzatish mumkin. Zarralarni bir-biridan farq qilishi uchun belgilar qabul qilingan. Tanlab olingan chiziqlar va belgilar aynan shu holda bo'lishi bejiz emas, balki zarralarni kvark tuzilishini ham hisobga olgan.

Diagrammadagi har qanday chiziq zarra va uning holatiga mos ravishda to'g'ri keladi. Feynman taklifiga binoan diagramma chapdan-o'nga yoki pastdan yuqoriga qarab o'zgartirilib boradi.

Tushunarli bo'lishligi uchun chiziq yoniga zarra belgisi ham qo'shib yoziladi.

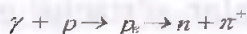
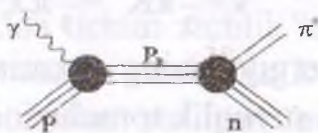


Chap va o'ng tomondan chiziqlarni boshi va oxiri zarra

hayoti mavjud ekanligini ko'rsatadi.

Zarralarni to'qnashgan qismi tugun orqali belgilanadi. Tugun (yoki nuqta) bu kiruvchi va chiquvchi chiziqlarga ega bo'lgan diagrammaning joyiga aytiladi. Tugun orqali butun jarayonni yoki uning bir qismini belgilash mumkin. Masalan, Kompton effekt.

Umumiy ko'rinish uchun yuqorida keltirilgan diagramma haqlidir, lekin asosiy jarayonni tushunish uchun virtual fotonni yutulishi va nurlanishini hisobga olish zarur. Ya'ni, tugunni diagramma uchi deb qam ataladi. Doira bilan murakkab jarayon belgilanadi. Ushbu holda jarayon borishi uchun alohida vaqt va masofalar o'zgarishi kerak. Nuqta bilan esa elementar jarayon, lokal sodir bo'luvchi, ya'ni bir zum, bir onda fazoning bir joyida siljishsiz sodir qilinadigan jarayon belgilanadi.



Agar elektron chiziqning bo'sh uchi bo'lmasa, bunday chiziqlar ichki

chiziqlar deb ataladi va ko'pincha virtual zarralarga mos keladi. Diagramma tuzish yo'llari bilan tanishib chiqamiz. Misol uchun protonlarda zaryadlangan pionlarni fototuzulish yo'li bilan paydo bo'lishini olamiz. Bu jarayonni ehtimolligi bor deb hisoblab, virtual fotonni yutilishi va virtual nuklondan pionni paydo bulishi bilan izohlash mumkin.



$$P \rightarrow (\pi^+)_{B} + n$$

$$\gamma + (\pi^+)_{B} \rightarrow \pi^+$$

Fototug‘ulishning

mexanizmi

quyidagicha: oldin nuklon virtual pionni chiqaradi keyin esa virtual pion fotonni yutib oladi

Shunday qilib,

Feynman diagrammalari orqali bo‘lib o‘tayotgan jarayonlarni kuzatibgina qolmasdan, balki oraliqda sodir bo‘layotgan fizik jarayonlarni ham, jarayonlarni bir-biriga bog‘lanishlarini ham juda sodda yo‘l bilan kuzatish mumkin. Shuni ta’kidlash lozimki, Feynman diagrammasidagi tugunlarda barcha saqlanish qonunlari o‘z kuchini yo‘qotmaydi: zaryadni saqlanish qonuni, izospin, juftlik va ajablik son qiymatlari va h.k.

Tomchi modeli

Tomchi modeli eng dastlabki modellardan biridir. Bu modelni atom nazariyasining asoschilaridan daniyalik olim Nils Bor taklif qilgan. Tomchiga yadroga o‘xshashlik dalillari: yadro zichligi juda katta ($\sim 10^{14}$ r/sm³) bo‘lib, siqilmaydi, yadro hajmining undagi nuklonlar soniga proportsionalligi ($R=R_0A^{1/3}$; $V=\frac{4}{3}\pi R^3 = \frac{4}{3}\pi R_0^3 A$) va turli yadrolarda nuklonlar o‘rtacha energiyasining taxminan doimiyligi ($\epsilon=8$ MeV), yadro moddasi bilan suyuqlik tomchisining o‘xshashligi. Bunda yadro kuchlari ham suyuqlik molekulalari orasidagi ta’sir kuchlariga o‘xshash to‘yinish qobiliyatiga ega ekanligi kelib chiqadi.

Tomchi modelida yadro zichligi bir xil ekanligi to‘g‘risidagi eksperimental ma’lumotlarga asoslangan Bor yadrodagi nuklonlarning harakati suyuqlikdagi atom va molekulalarning harakatiga o‘xshaydi, deb faraz qiladi. Suyuqlikning tashqi ta’siriga uchramagan tomchisi sirt taranglik tufayli sfera shaklida bo‘ladi.

Tomchi modeli yadroning massasi va bog'lanish energiyasining yarim empirik formulasini chiqarish, yadrolarning zarralarni nurlanish va bo'linishiga turg'unligini aniqlash va Shuningdek, bu jarayonlarda ajraladigan energiyalarni hisoblash imkoniyatlarini beradi. Model yadroning neytronlar, protonlar va alfa zarralar bilan ta'sirlashuvida yuzaga keladigan ayrim xususiyatlarini tushuntiradi. Xususan, bu model yordamida neytron yadro bilan to'qnashib, yadroga yutilib gamma-kvantlar chiqishini tushuntiradi. Nuklonlarning yadro ichida nihoyatda katta zichlikka ega bo'lishligi va yadro ta'sirlarining kuchliligi tufayli neytron o'z energiyasini boshqa nuklonlarga beradi, ya'ni izotop hosil bo'ladi, neytron energiyasi yadroda taqsimlanadi. Yadro nuklonlarining tezligi oshadi, uyg'ongan holatga o'tadi. Shuning uchun uyg'ongan yadroni qizdirilgan tomchi deyish mumkin. $T = \frac{E}{k}$ agar nuklon $E \approx 10 \text{ MeV}$ bilan kirs ($10^7 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^5 \text{ erg}$) bo'lsa uyg'ongan yadroning temperaturasi,

$$T = \frac{E}{k} = \frac{1,6 \cdot 10^5 \text{ erg}}{1,38 \cdot 10^{-16} \text{ erg} \cdot \text{grad}^{-1}} \approx 1,2 \cdot 10^{11} \text{ grad} \cdot \text{ekvivalent}$$

Tomchi modeli yadroning kollektiv harakatini tushuntiradi. Yadro tomchi ichida sirt tebranishlari, siqilishi mumkin bo'lgan modda uchun zichlik tebranishlar bo'lishi mumkin. Yadro tomchi muvozanat holatida R-radiusli sferik shaklga ega bo'ladi. Yadro tomonidan yutilgan nuklonning sferik shaklini buzadi, yadro deformatsiyalanadi. Sirt taranglik yadro shaklini qayta tiklovchi kuch rolini o'ynaydi. Natijada yadro-tomchi sirtida to'lqin uzunligi $\lambda = \frac{R}{l}$ bo'lgan sirt to'lqinlari vujudga keladi (1-tomchi sirtidagi to'lqin do'ngliklarining soni). Kinetik va potensial energiyalar ifodasidan ($1 \gg 2$) to'lqin chastotasi,

$$\omega_l^2 = \frac{4\pi\sigma l^3}{3M}$$

(M-yadro massasi, σ -sirt taranglik koeffitsienti) $\sigma = 10^{20} \text{ erg/sm}^2$

$$E_\sigma = 4\pi\sigma R^2 A^{2/3} = U_\sigma A^{2/3};$$

Yadro tomchi tebranma energiyasi,

$$\hbar \omega_1 \approx \left(\frac{U_0}{3MR^2} \right)^{1/2} \hbar I^{3/2}$$

Tomchi modeliga ko'ra yadroning sirt tebranma energiyasini yadroning qo'zg'algan (uyg'ongan) holatlari energiyasi deb qarash mumkin. Hamma juft-juft yadrolar birinchi uyg'ongan holatining xarakteristikasi 2^+ . Birinchi uyg'ongan holatda bir foton, ikkinchisida ikki foton va h.k. Spinlari 1 va 3 bo'lgan holatlar taqiqlangan. 1-rasmda yadrolarning tebranma uyg'ongan energiya sathlarining nazariy sxemasi keltirilgan.

N=3	E=3hW	_____	0 ⁺ 2 ⁺ 3 ⁺ 4 ⁺ 6 ⁺
N=2	E=2hW	_____	0 ⁺ 2 ⁺ 4 ⁺
N=1	E=hW	_____	2 ⁺
N=0	E=0	_____	0 ⁺

.3.1-rasm

Real yadrolar haqiqatdan ham tebranma modelning oldindan tavsiflariga mos spektrga ega.

Tomchi modeliga asoslanib, Veytszekker deyarli bircha yadrolar uchun tajribalarga qanoatlanarli ravishda to'g'ri keladigan yadro bog'lanish energiyasining yarim empirik formulasini yaratdi.

Tomchi modeliga ko'ra izobar yadrolarda β -yemirilishga nisbatan β -turg'unlik shartini va β -yemirilish turlarini ko'rsatish mumkin. Bo'lardan tashqari, bu model asosida yadrolarning bo'linishini tushuntirish oson. Masalan, yadrodagi protonlar Kulon o'zaro ta'sir energiyasining sirt deformatsiyasiga ta'siri Z-ning katta qiymatlarida sezilarli bo'ladi. Agar protonlarning Kulon energiyasi sirt taranglik energiyasidan katta bo'lsa, $\frac{E_x}{E_0} \geq 2$ shartni

qanoatlantiradigan yadro sirt deformatsiyalariga nisbatan barqaror bo'lolmay qoladi va o'z-o'zidan ikki bo'lakka parchalanib ketadi.

Yadroning bo'linishiga nisbatan barqarorlik sharti $\frac{Z^2}{A} < 46,52$ tajriba natijalariga mos keladi.

Shunday qilib, tomchi modeli tebranma holatlar, β -yemirilishga nisbatan turg'unlik shartlarini, yadro bog'lanish energiyalarini,

yadroning bo‘linish shartlarini yaxshi tushuntiradi, lekin magik yadrolar yadroning uyg‘ongan holat xossalarini tushuntira olmaydi.

2.5. Veytszekkerning yarim empirik formulasi

1935-yil K.Veytszekker tajriba natijalariga asosan yadroni suyuq tomchi deb qarab, yadro bog‘lanish energiyasi uchun yarim empirik formulasini yaratdi. Yadroning siqilmasligi, nuklonlar orasidagi ta’sirlashuv qisqa masofada katta parametr bilan bo‘lishligi, solishtirma bog‘lanish energiyasining doimiyligi yadro moddasining suyuq tomchiga o‘xshaydi deyishlikka asos bo‘ladi. Yadro bog‘lanish energiyasi massa soni bilan chiziqli bog‘langan.

$$E_b = \alpha A \quad (2.6)$$

Bu yerda α – solishtirma bog‘lanish energiyasi, A – massa soni. Birinchi ifodada A nuklondan tashkil topgan yadroda hamma nuklonlar bir xil bog‘lanish energiyasi bilan bog‘lanib turibdi deb qaraladi. Aslida shunday emas, chunki yadro suyuq tomchi – shar shaklida bo‘lsa, sirtida joylashgan nuklonlar to‘la sirti bilan ta’sirlasha olmaydi, faqatgina ichki tomondan ta’sirlashdi. Shuning uchun sirt energiyasiga tuzatma kiritishlik lozim. Shar sirti uchun sirt energiyasi

$$E_b = \sigma \cdot 4\pi R^2 \quad (2.7)$$

bunda σ – sirt taranglik koeffitsienti. Yadro sirt taranglik koeffitsientining suvnikiga nisbatan juda katta bo‘lishligi yadro bog‘lanish energiyasining kattaligidan (R -yadroning radiusi).

$$E_{\text{bog}'} = \sigma \cdot 4\pi R_0^2 A^{2/3} = 4\pi\sigma R_0^2 A^{2/3} = \beta A^{2/3}$$

Yadro hajmi A -proportsional, sirt energiyasi $A^{2/3}$ tartibda oshib borsa, yadro o‘lchami oshib borishi bilan sirt yuzasining hajmga nisbati kamayadi, demak og‘ir yadrolarda bog‘lanish energiyasining sirt energiyasi hisobidan kamayishi pasayadi. Sirt energiyasi $E_\sigma \sim A^{2/3}$ tartibda bog‘lanish energiyasini kamaytiradi.

$$E_{\text{bog}'} = \alpha A - \beta A^{2/3}$$

Yadro zaryadlangan shar deb qaralsa, yadrodagi protonlarning o‘zaro Kulon itarilish energiyasi hisobidan ham bog‘lanish

energiyasi kamayishini e'tiborga olish lozim. Bu energiya Z^2 bog'liq bo'lganligi sababli og'ir yadrolarda yetarli darajada katta bo'ladi. Elektrodinamikadan ma'lumki, tekis zaryadlangan shar uchun Kulon energiyasi,

$$E_s = \frac{3(Ze)^2}{4\pi\epsilon_0 5R} = \frac{3e^2}{20\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Z^2}{R_0 A^{1/3}} = \gamma Z^2 A^{1/3}$$

Yadro bog'lanish energiyasi yadrodagi proton va neytronlarning farqiga ham bog'liq bo'lib, proton va neytronlar soni teng bo'lganda yadrolar turg'un bo'ladi. Protonlar soni neytronlar soniga teng bo'lgan yadrolar uchun $Z=A/2$ dir va bu tenglikdan har ikki tomonga o'zgarishi yadroning bog'lanish energiyasini kamayishiga sabab bo'ladi. Proton bilan neytronlarning o'zaro teng bo'lmasligini $\left(\frac{A}{2}-z\right)^2$ miqdor xarakterlaydi. Shuning uchun yadroning bog'lanish energiyasining nuklonlar simmetrikligi tufayli kamayishini hisobga oluvchi $\frac{\left(\frac{A}{2}-z\right)^2}{A}$ had kiritilishi lozim.

Bu haqda A^{-1} ko'paytuvchi Shuning uchun kiradiki, neytron proton juftining paydo bo'lishi bilan bog'lanish energiyasiga kiritiladigan o'sish shunday juftning berilgan hajmda bo'lish ehtimolligiga chiziqli bog'liq: bu ehtimollik esa yadro hajmiga teskari proporsional. Bu tuzatmani yadro tomchi modeli bilan tushuntirib bo'lmaydi, uni Pauli prinsipiga ko'ra fermi-gaz modeli bilan tushuntiriladi.

Yadro bog'lanish energiyasiga yana bir tuzatma bu nuklonlarning juft yoki toqligiga ko'ra bog'lanish energiyasining o'zgarishiga tuzatmadir. Juft protonli va juft neytronli juft-juft yadrolar (50–55 ta) ning bog'lanish energiyasidan kamroq va nihoyat toq-toq yadrolardan to'rttagina yadro $\{ {}^2_1\text{H}, {}^6_3\text{Li}, {}^{10}_5\text{B}, {}^{14}_7\text{N} \}$ turg'un.

Juft-juft yadrolarning mustahkam bog'lanishligini va tabiatda ko'p tarqalganligini ikki bir xil nuklon qarama-qarshi yo'nalgan spinlarning juftlashishi va energetik sathni to'ldirishga intilishi

bilan tushuntirsa bo'лади. Shunday qilib, nuklonlar juft-toqligiga $\delta A^{-3/4}$ tuzatma kiritiladi.

$$\begin{cases} +|\delta| \text{ juft-juft yadro uchun} \\ \delta = \begin{cases} 0 & \text{A-toq juft-toq, toq-juft} \\ -|\delta| & \text{toq-toq yadro uchun} \end{cases} \end{cases}$$

Bog'lanish energiyasi uchun K.Veytszekker formulasi

$$E_b = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma Z^2 A^{-1/3} - \xi \frac{(A-Z)^2}{A} - \delta A^{-3/4}$$

Bunda birinchi had αA -hajm energiyasi, ikkinchi $\delta A^{-3/4}$ -had sirt, uchinchi had $\gamma Z^2 A^{-1/3}$ -Kulon energiyalarini ifodalaydi. To'rtinchi va beshinchi hadlar nuklonlar simmetriklik va toq juftliklariga tuzatmalar. Formuladagi beshta: α , β , γ , ξ , δ -koeffitsientlar beshta massalari aniq o'lchangan yadrolarni qo'llash bilan aniqlanadi.

$$M(A, Z) = Zm_p + (A - Z)m_n - E_b = Zm_p + (A - Z)m_n -$$

$$\alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma Z^2 A^{-1/3} + \xi \frac{(A-Z)^2}{A} + \delta A^{-3/4}$$

Dastlab, 1954-y. amerikalik fizik Grin ko'plab tajribaga natijalariga ko'ra koeffitsientlarni aniqladilar hozirgi vaqtda koeffitsientlar quyidagicha qiymatga ega:

$$\alpha = 15,7 \text{ MeV}, \beta = 17,8 \text{ MeV}, \gamma = 0,71 \text{ MeV}, \xi = 23,7 \text{ MeV}, \delta = 34 \text{ MeV}$$

Bu formula yordamida istalgan Z va A yadroning massasini, va bog'lanish energisini $\sim 10^{-4}$ aniqlikda hisoblash mumkin. Bundan tashqari α -yemirilish, proton, neytronlarni yadrodan ajratish, bo'linish va sintez reaksiyalarida ajraladigan energiyalarni katta aniqlikda hisoblash imkoniyatini beradi.

Fermi gaz modeli. Yadroni tashkil qilgan nuklonlar spinga ega va Fermi-Dirak statistikasiga bo'ysunadi. Mazkur modelda yadroni tashkil qilgan har bir zarra yadroning boshqa nuklonlari tomonidan hosil qilingan o'rtacha maydonda deyarli mustaqil harakat qiladi deb hisoblanadi. Mustaqil harakat deganda

zarraning yadro ichidagi o'rtacha erkin yugurish yo'li yadroni diametriga yaqin bo'ladi. O'zaro kuchli ta'sirlashadigan nuklonlar deyarli o'zaro ta'sirlashmaydigan zarralardan tashkil topgan gaz deb qabul qilish mumkin. Yadrodagı nuklonlar fermion bo'lib, bir vaqtning o'zida bir xil harakatga ega bo'la olmaydi, ya'ni aynan bir holatda, bir energetik sathda spin yo'nalishlari bilan farq qiladigan faqat ikkita proton yoki ikki neytron bo'lishi mumkin xolos. Mikrozarralarning Pauli prinsipiga amal qiluvchi va hamma pastki sathlarni to'liq to'ldiruvchi bunday sistemani aynigan Fermi-gaz modeli deb ataladi. Aynigan Fermi-gaz modeli nuklonlar o'rtasida kuchli o'zaro yadro ta'siri bo'lishiga qaramasdan nuklonlarning to'qnashuvi ta'qiqlanadi va ular xuddi o'zaro ta'siri juda kichik bo'lgandagidek, o'zlarini erkin tutadilar. Aslida esa qandaydir bitta nuklon ikkinchisi bilan to'qnashuvi va o'zining energiya va impulsning bir qismini ikkinchi nuklonga berishi mumkin. Bu holda ikki nuklon bo'shroq va yuqoriroq sathga o'tishi mumkin. Birinchi nuklon esa energiyasi pastroq sathga o'tadi. Ammo pastgi sathlar Pauli prinsipiga asosan band bo'ladi. Bu shuni ko'rsatadiki, birinchi va ikkinchi nuklonlar orasida to'qnashuv bo'lmaydi, Pauli prinsipi to'qnashuvni ta'qiqlaydi. Shuning uchun yadroning barcha nuklonlari Pauli prinsipiga ko'ra yadroning o'rtacha maydoni hosil qilgan potensial o'rada eng pastki sathdan tortib, Fermi energiyasi sathigacha bo'lgan sathlarni ketma-ket egallaydi.

$$E_F = \frac{p_F^2}{2m}$$

Yadro nuklonlari noldan boshlab Fermi energiyasigacha bo'lgan sathlarni egallaydi. Uyg'ongan holatlar energiyasi energiyaning ana shu qiymatidan boshlab hisoblanadi. Proton va neytronlar uchun Fermi impulsi

$$p_F = \hbar \left(\frac{n}{A} \right)^{1/3} \frac{1}{r_0}$$

Kinetik energiyasi

$$E_p^n = \frac{\hbar^2}{2M_0^2} \left(\frac{n}{A}\right)^{2/3} \approx 54 \left(\frac{n}{A}\right)^{2/3} \text{ MeV}$$

Agar proton va neytron massalari orasidagi kichkina farqni hisobga olmasak, yadro barqaror bo'lishi uchun eng yuqori proton va neytron holatlarning energiyalari bir xil bo'lishi kerak. Yadroda tortuvchi markaz bo'lmaganda, nuklonlarning o'zaro tortishishi natijasida ular sistemaning inertsiya markazi atrofida to'plangan bo'ladi. Bunda yadroning siqilishiga nuklonlarning yaqin masofalarda o'zaro itarilish ta'sirlari qarshilik qiladi. Agar yadrodagi nuklonlar harakatining real ta'sirini vaqtincha soddalashtirib, nuklonlararo kuchlar nuklonlarni yadro hajmida faqat ushlab turadi deb hisoblasak, u holda yadro strukturasi tasvirlash masalasi alohida sathlar yoki nuklonlar harakatlanadigan orbitalarning energiyalari va boshqa kvant xarakteristikalarini aniqlashdan iborat bo'ladi. Buning uchun bir nuklonning to'liq funksiyasi uchun Shredinger tenglamasini yechish kerak. Bu tenglamada potensial energiya operatori yoki potensial yadroda ma'lum sondagi nuklonni ushlab turishni ta'minlash lozim.

III BOB RADIOAKTIVLIK HODISASI

3.1. Radioaktivlik hodisasi

Radioaktivlikni tushunish va u haqida tasavvurga ega bo'lish uchun geliy atomini vodorod atomini biriktirish natijasida hosil qilish yo'li bilan ko'rib chiqamiz. Bizga ma'lumki vodorod atomi bitta planetar elektron va yadroga protondan tashkil topgan. Geliy atomida esa, ikkita planetar elektron va uning yadrosida ikkita proton, ikkita neytronlar mavjuddir. Xullas, geliy atomi to'rtta vodorod atomiga ekvivalentdir yoki to'rt atom birliklariga egadir. Yuqorida qilingan hisob-kitoblar shuni ko'rsatadiki, geliy yadrosi paydo bo'lish jarayonida 0,030359 m.a.b. energiyaga aylanadi. Shu tarzda quyosh o'z energiyasini qayerdan olayotganini tushinish mumkin bo'ladi. 1896-yilda fransuz olimi Bekkerel uran elementidan fotografiya plastinkasiga ta'sir etuvchi noma'lum nurlar chiqishini aniqladi.



A. Bekkerel
(1852-1908)

Keyinchalik bunday nurlarni boshqa elementlar (toriy, radiy, poloniy) ham chiqarishi Pyer Kyuri va Mariya Kyuri-Sklodovskayalar tomonidan aniqlandi. Bu hodisa radioaktivlik deb ataldi. Nurlarning o'zi radioaktiv nur nomini oldi. Radioaktiv nurlarning kelib chiqishi, tabiati, ularning boshqa moddalarga ta'siri kabi qator xossalari tekshirish keng rivojlandi.

Jumladan, bu nurlar magnit maydon ta'sirida, uch yo'nalishda tarqalar ekan. Birinchi toifa nurlar dastlabki yo'nalishidan o'ng tarafga, ikkinchi toifa nurlar esa chap tarafga burilar, uchinchi xil nurlar esa burilmay o'z yo'nalishida davom etar ekan. O'z-o'zidan ravshanki, magnit maydonda qarama-qarshi tomonga burilgan nurlar turli ishorali elektr zaryadiga ega bo'lishi kerak.



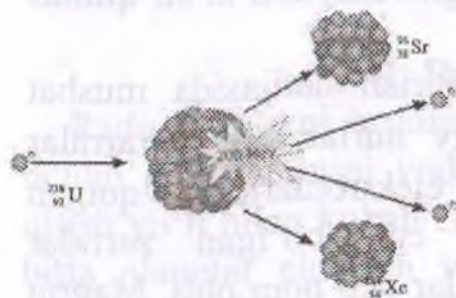
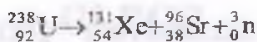
3.1 rasm

Uchinchi nurlarning xususiyati rentgen nurlariga o'xshab ketadi, chunki rentgen nurlariga ham magnit maydon ta'sir qilmas edi.

Radioaktivlikni qar tomonlama tekshirish natijasida musbat elektr zaryadiga ega bo'lgan radioaktiv nurlar α – zarralar ekanligi aniqlandi. α – zarralar o'z elektronlarini yo'qotgan geliy atomlaridir. Manfiy zaryadga ega bo'lgan zarralar elektronlar oqimi ekan, ular β – zarralar deb nom oldi. Magnit maydon ta'siriga uchramagan nurlar chastotasi yuqori bo'lgan γ – nurlardir. α -zarralar faqat atom yadrosi tarkibi o'zgarishi tufayli chiqishi mumkin. Shuningdek, β – nurlarning chiqishi ham element xususiyatining o'zgarishi, uning boshqa elementga aylanishi bilan boqlangan. γ – nurlarning manbai ham yadrodagi o'zgarishlardir. Demak, chiqayotgan hamma radioaktiv nurlar atom yadrosidagi o'zgarishlar tufayli vujudga keladi.

Radioaktivlik vaqtida bir yadro holatidan ikkinchi yadro holatiga o'tadi, bu bilan yadro o'z tarkibida bo'lgan va radioaktivlik vaqtida vujudga keluvchi zarralar (M: alfa, proton, beta, va h.) yengil yadrolar hamda fotonlarni chiqarishi mumkin. Buning natijasida yemirilayotgan yadrolarning tarkibi yoki ichki energiyasi o'zgaradi. Radioaktivlik tabiiy sharoitda ro'y berib qolmay, sun'iy yo'l bilan ham hosil qilish mumkin. Ammo ikkala radioaktivlik orasida farq yo'q. Radioaktivlik qonunlari radioaktiv izotopning qanday olinishiga bog'liq emas.

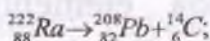
Radioaktivlik yadroning ichki xususiyati bo'lib, har bir yadro o'ziga xos yemirilish turi, intensivligiga ega. Radioaktivlik xususiyati tashqi ta'sirlar (temperatura, bosim, elektr yoki magnit maydon)ga bog'liq emas. Ko'pgina radioaktiv yadrolar nishon yadroni turli tezlashtirilgan zarralar bilan bombardimon qilishlik bilan hosil qilinadi. Dastlabki radioaktiv nurlanishlar tahlili tabiiy radioaktivlik vaqtida alfa, beta zarralar va qisqa to'lqinli gamma fotonlar ekanligini ko'rsatdi. 1939-yilda G.N.Flerov, K.A.Petrijaklar og'ir yadrolarning ($A=240$) o'z-o'zidan ikkita o'rtacha yadroga bo'linishligini kashf etdi.



3.2 rasm

Qaysiki, yadrolarda protonlar soni oshib ketishsa bir proton, ikki proton yemirilishi mumkin. G.F.Flerov 1963-yili proton yemirilishini kuzatgan. Albatta, proton yemirilish ehtimoliyati raqobatlashuvchi alfa va beta-yemirilishlarga nisbatan juda kichik bo'ladi. 1984-yili Oksford universiteti

xodimlari radiy yadrolarining alfa zarralarga nisbatan yirik ${}^{14}\text{C}$ yadrosini nurlanishini qayd qilishdi



1985-yili Dubna va Amerika fiziklari Ne-yemirilishni kashf etdilar. Radioaktiv yemirilish saqlanish qonunlarining bajarilishligi bilan ro'y beradi. Radioaktiv yemirilish statistik xususiyatga ega bo'lgan jarayondir. Yemirilayotgan yadrolardan qaysi birini qachon yemirilishini aytolmaymiz. Lekin vaqt birligi ichida nechitasi yemirilishligini aniqlash mumkin. Shuning uchun radioaktivlikni yemirilish ehtimoliyatiga ko'ra o'rganish mumkin. Radioaktiv yadrolar qarimaydi, yoshga ega emas, yemirilish intensivligi vaqt birligida yemirilgan yadrolar soniga bog'liq.

Vaqt birligida yemirilayotgan (dN) radioaktiv yadrolarning soni shu radioaktiv yadrolarning umumiy soni N ga proporsional. Masalan, dt vaqt oralig'ida dN ga kamayayotgan bo'lsa,

$$-dN = \lambda N dt \quad (3.1)$$

bo'ladi. Bu yerda λ – radioaktiv yemirilish doimiysi, o'lchami $[\text{s}^{-1}]$ Vaqt birligida yemirilishlar soni, nisbiy kamayish tezligini ifodalaydi. – manfiy ishora vaqt o'tishi bilan radioaktiv yadrolar sonining kamayishini ko'rsatadi.

(3.1) tenglamani yechimini quyidagicha yozamiz:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (3.2)$$

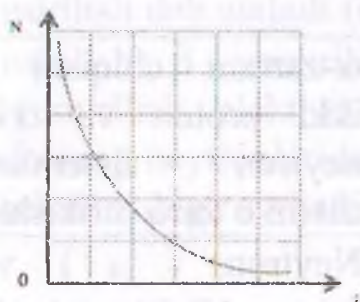
(3.2) formula radioaktiv yemirilish qonuni deyiladi. Bu qonunga ko'ra radioaktiv yadro vaqt o'tishi bilan eksponensial

ravishda kamayib boradi. Formula istalgan vaqt momentida yemirilish ehtimoliyatini aniqlashi mumkin.

Lekin (3.2) formula radioaktiv yadrolarning yemirilish intensivliklarini bevosita taqqoslab bo'lmaydi, aniq fizik ma'noga ega emas. Shu maqsadda yarim yemirilish tushunchasi kiritiladi. Yarim yemirilish davri shunday vaqt, bu davr ichida dastlabki radioaktiv yadro ikki marta kamayadi. U holda (3.2) ifodani yoza olamiz:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (3.3)$$

(3.3) ifoda yarim yemirilish davri bilan yemirilish doimiysi orasidagi bog'lanishni ifodalaydi.



3.3 rasm

Radioaktivlik yana o'rtacha yashash vaqti deb ataluvchi τ - kattalik bilan ham xarakterlanadi. Biror t vaqt momentida yemirilmay qolgan yadrolarning yashash vaqti t dan katta bo'ladi. Shu vaqt momentiga qadar yemirilgan yadrolar esa t dan kichik yoki unga teng yashash vaqtiga ega. Bunday yadrolar

soni,

$$N = N_0 e^{-\lambda t} = N_0 e^{-t/\tau} = N_0 / e$$

Demak, o'rtacha yashash vaqti radioaktiv yadrolarning e -marta kamayish vaqti ekan (3.3-rasm). Shunday qilib, radioaktivlikni yemirilish doimiysi, yarim yemirilish davri va o'rtacha yashash vaqti bilan xarakterlanishi mumkin ekan. Bu kattaliklar o'zaro quyidagicha munosabatda:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} = 0,693\tau$$

Atom yadrosi ikki turga bo'linadi stabil va nostabil. Stabil yadrolarni parchalash uchun tashqaridan katta kuch sarflanishi zarur. Nostabil yadrolar esa, vaqt o'tishi bilan o'z-o'zidan elementar zarralar α -zarralar va boshqa yengil yadrolar chiqarib boshqa element yadrolariga spontan holda o'zgarib o'tib qoladi. Yadrolarning bunday xususiyati radioaktivlik va nostabil yadrolarning o'zlari esa, radioaktiv yadrolar deb ataladi.

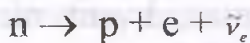
Radioaktivlik tabiiy va sun'iy turlariga bo'linadi. Tabiiy radioaktivlik deb, tabiatda uchraydigan turg'un bo'lmagan izotoplardagi nurlanishlarga aytiladi. Sun'iy radioaktivlik deb esa, yadro reaksiyalari paytida tashkil topgan izotoplardagi nurlanishlarga aytiladi. Quyidagi jadvalda radioaktivlikning asosiy usullari keltirilgan. Jadvaldan ko'rinib turibdiki, sochilish usullari o'ziga xos imkoniyatlariga ega.

Radioaktivlik turlari	Yadro zaryadi o'zgarishi	A sonining o'zgarishi	Jarayon xarakteri
Alfa-yemirilish	$Z - 2$	$A - 4$	α -zarrani chiqishi - ikki proton va ikki neytron sistemasi, ularni o'zaro birikishi
Beta- yemirilish	$Z \pm 1$	A	Neytron (1_0n) va protonni (1_1p) yadroda o'zaro o'zgarishi
β^- yemirilish	$Z + 1$	A	${}^1_0n \rightarrow {}^1_1p + ({}^0_{-1}e + {}^0_0\bar{\nu}_e)$
β^+ yemirilish	$Z - 1$	A	${}^1_1p \rightarrow {}^1_0n + ({}^0_{+1}e + {}^0_0\nu_e)$
			${}^1_1p + {}^0_{-1}e \rightarrow {}^1_0n + ({}^0_0\nu_e)$
Elektron tutush	$Z - 1$	A	${}^0_{-1}e$ va ${}^0_0\bar{\nu}_e$ - elektronli neytrino va antineytrono
(e - yoki K - tutish)			Qavs ichida yadrodan uchib chiqayotgan zarralar keltirilgan.
Spontan bo'linish	$Z - 1/2Z$	A -	Yadro, massasi va zaryadi taxminan teng bo'lgan ikkita qismga bo'linishi.

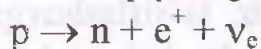
Barcha radioaktivlik turlari qattiq, qisqato'qlinli elektromagnit gamma-nurlanish orqali sodir etiladi. Gamma-nurlanish radioaktiv o'zgarishni tashkil etuvchi va energiyani kamayish sabachilaridan biri. Radioaktiv yemirilishni sodir etayotgan yadro "ONA" yadro deb, hosil bo'lgan yadro esa "BOLA" yadro deb ataladi. Bu jarayon o'tayotgan vaqtda foton paydo bo'ladi.

Radioaktiv izotopning yarim yemirilish davri T shunday vaqt intervaliki, bu vaqt ichida mavjud radioaktiv yadrolarning yarmi yemiriladi. Bu kattalik o'zgarishi juda katta bo'lib, 10^{18} yildan 10^{-10} sekundan ham kichik bo'lishi mumkin.

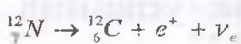
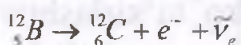
Elektron e^- yoki pozitron e^+ orqali yadroni yemirilishi β -yemirilish deb ataladi (elektronli - β^- yemirilish, pozitronli - β^+ yemirilish). β - yemirilishning uch turi mavjud: β^- yemirilish, β^+ - yemirilish, elektron yutish. Elektronli yemirilish deb yadroning neytronlaridan birini proton, elektron va antineytrinoga parchalanishiga aytiladi.



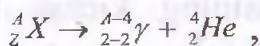
pozitronli β -yemirilish esa, quyidagi sxema bo'yicha boradi



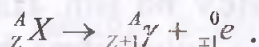
Masalan:



α -yemirilish



β - yemirilish



Aktivlik. Radioaktiv namunaning vaqt birligida yemirilishlar soni aktivlik deb ataladi. (3.1) $dN = \lambda N dt$ formuladan,

$$\Lambda = -\frac{dN}{dt} = \lambda N;$$

Aktivlik birligi qilib SI sistemasida bekkerel (Bk) qabul qilingan: 1Bk=1 yemir/s. Hosilaviy birliklari kyuri (Ku), rezerford (Rd); 1 Ku=3,7*10¹⁰Bk, 1 Rd =10⁶Bk. Tajribada radioaktiv

manba yarim yemirilish davrining katta yoki kichikligiga ko'ra turlicha uslublar qo'llaniladi. Masalan, aktivlikning pasayishi ($T_{1/2}$ -soat, kun, oylarda bo'lsa), qisqa yashovchi bo'lsa, hosil bo'lgan ion toklariga ko'ra, radiometr, mos tushish usullari va h.k. Radioaktivlik hodisasining eng ajablanarli tomoni yadro ta'sirlashuv vaqtiga nisbatan juda katta kechikishidir. Haqiqatdan ham yemirilishlar barcha turlari yadroda kechadi. Ma'lumki, yadro kuchlari uchun ta'sirlashuv vaqti $\sim 10^{-21}$ s, lekin radioaktiv yemirilish davri esa 10^{10} -yillar (M: ^{238}U uchun $T_{1/2}=10^{10}$ -y, bu 10^{17} s) bo'ladi. Ya'ni ^{238}U yadrosidan chiquvchi α - zarra yadroda 10^{38} -marotaba aylanadi navbatdagi $10^{38}+1$ aylanishda yadrodan chiqishi mumkin ekan. Radioaktiv yemirilishlarda nurlanishlarning kechikishi quyidagicha:

1. Zaryadli zarralar yadrodan chiqishda Kulon to'sig'iga uchraydi (Kulon to'sig'i og'ir yadrolarda ~ 30 MeV, yemirilish energiyasi ~ 4 MeV. Klassik fizika qonunlari bo'yicha yadrodan zarra chiqishi mumkin emas, kvant mexanikasi bo'yicha zarra to'siqdan sizib o'tishi mumkin).

2. Radioaktivlik kuchsiz ta'sirlashuvga ko'ra ro'y berishligi. (Yadroda beta-yemirilish kuchsiz ta'sirlashuvga ko'ra amalga oshadi, shunga ko'ra yadro ta'sirlashuvdan kuchsiz ta'sirlashuv necha marta kichik bo'lsa, yemirilish vaqti shuncha marotaba kechikadi).

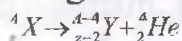
3. Yemirilish energiyasining kichik bo'lishligi radioaktivlik vaqtini kechiktiradi. (Masalan, yuzta nuklonli $A=100$ yadro uyg'onish energiyasi 10 MeV bo'lsin. Har bir nuklonga 0,1 MeV to'g'ri keladi, bu energiya solishtirma bog'lanish energiyasidan kichik, lekin hamma uyg'onish energiyani birorta nuklonga berishi, bu bilan nuklon chiqib ketishi ehtimoliyati bor).

4. Radioaktiv yadro va mahsul yadrolar kvant xususiyatlarining (spin, juftlik, orbital moment) keskin farq qilishligi. Masalan, dastlabki yadro $h_{11/2}$ holatda, mahsul yadro $S_{1/2}$ holatda bo'lsin, bunda dastlabki yadro uchun $I=11/2$, $l=5$, $P=-1$, mahsul yadro uchun $I=1/2$, $l=0$, $P=+1$, $\Delta I=5$, $\Delta l=5$ juftlik o'zgaradi. Demak, spin, orbital moment, juftlik saqlanmasligi yemirilishni ta'qiqlaydi.

3.2. Alfa-yemirilish

Alfa-yemirilish yadroviy kuchlar ta'sirida barcha saqlanish qonunlarining bajarilishligi bilan ro'y beradi (3.4-rasm). Alfa zarralar xossalarini o'rganish zaryadi $Z=2$, massa soni $A=4$, bog'lanish energiyasi $E=28$ MeV, spini $I=0$, magnit momenti $\mu=0$ bo'lgan yalong'och geliy atomi ekanligini ko'rsatdi.

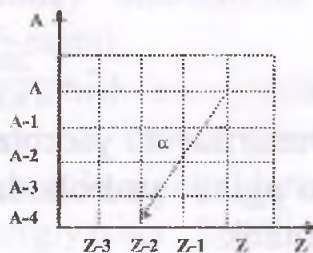
Tabiiy radioaktiv alfa-yemirilish faqat davriy sistemaning oxiridagi $Z>82$ vismutdan keyin joylashgan og'ir element izotoplarida kuzatiladi. Sun'iy ravishda nuklonlar soni $A=140-160$ sohada yotuvchi nodir yer elementlarida ham alfa aktiv izotoplar hosil qilinadilar. Alfa-yemirilgan yadro zaryadi $\Delta Z=2$, massa soni $\Delta A=4$ ga kamayadi, davriy sistemada ikki katak oldinga siljiydi:



Alfa-yemirilish energetik jihatdan mumkin bo'lishi uchun ushbu shart bajarilishi lozim:

$$M(A, z) > M(A-4, z-2) + M({}^4_2 \text{He}) \quad (3.4)$$

ya'ni dastlabki ona yadroning massasi (energiyasi) hosilaviy



3.4 rasm

yadro va alfa-zarra massa (energiya)lari yig'indisidan katta bo'lishi kerak. nergiyalar farqiga α -yemirilish energiyasi E_α deyiladi (3.4-rasm). Yemirilish energiyasi bo'laklarga (α -zarra va hosilaviy yadrolarga) kinetik energiya berishga sarf bo'ladi.

$$E_\alpha = [M(A, z) - M(A-4, z-2) - M({}^4_2 \text{He})]c^2 = T_\alpha + T_{h.ya} \quad (3.5)$$

bu yerda $T_\alpha + T_{h.ya}$ -lar α -zarra va hosilaviy yadrolar kinetik energiyalari.

Agar yemiriluvchi yadro nisbatan tinch holatda $P(A, Z)=0$ bo'lsa, alfa zarra (p_α) va hosilaviy yadro ($p_{h.ya}$) impuls

tengligidan α -zarra va hosilaviy yadrolar tepki energiyasini topish mumkin. (3.5) shartdan

$$E_{\alpha} = T_{\alpha} + T_{h,ya} = T_{\alpha} + \frac{M_{\alpha}}{M_{h,ya}} \cdot T_{\alpha} = \left(1 + \frac{M_{\alpha}}{M_{h,ya}}\right) \cdot T_{\alpha} ;$$

$$T_{\alpha} = \frac{M_{h,ya}}{M_{\alpha} + M_{h,ya}} \cdot E_{\alpha} \quad (3.8)$$

Xuddi Shuningdek,

$$T_{h,ya} = \frac{M_{\alpha}}{M_{\alpha} + M_{h,ya}} \cdot E_{\alpha} \quad (3.9)$$

Shunday qilib, α -yemirilish energiyasi E_{α} ning asosiy qismi zarra kinetik energiyasiga, ozgina ($\sim 2\%$ ga yaqin) qisminigina hosilaviy yadro tepki energiyasiga sarf bo'lar ekan. Masalan, ${}_{83}^{212}\text{Bi} \rightarrow {}_{81}^{208}\text{Tl} + \alpha$ yemirilishda $E_{\alpha} = 6,203 \text{ MeV}$. (3.8) va (3.9) formulalarga ko'ra,

$$T_{h,ya} = \frac{M_{\alpha}}{M_{\alpha} + M(\text{Tl})} \cdot E_{\alpha} = \frac{4}{4 + 208} \cdot 6,2 \text{ MeV} = 1,117 \text{ MeV}$$

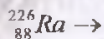
$$T_{\alpha} = \frac{208}{4 + 208} \cdot 6,2 \text{ MeV} = 6,08 \text{ MeV}$$

Alfa-yemiriluvchi yadrolar bo'yicha tajriba xulosalari:

1) Ko'pgina yadrolardan chiquvchi α -zarralar energiyasi monoxromatik.

2) Ayrim hollarda energiyalari bir-birlariga yaqin bo'lgan bir necha monoxromatik α -zarralar chiqarishadi, bunga α -yemirilishning nozik strukturasi deyiladi. Masalan,

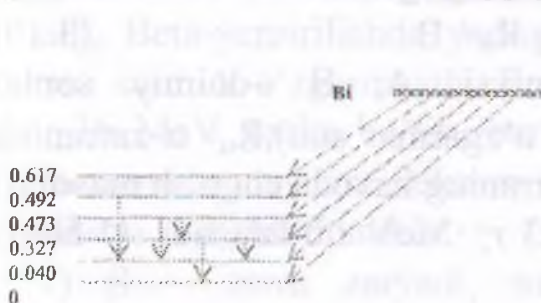
$$T_{\alpha 1} = 4,88 \text{ MeV} (96\%)$$



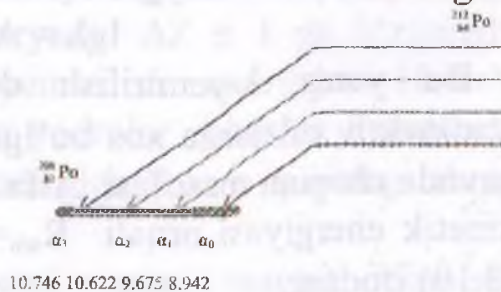
$$T_{\alpha 2} = 4,68 \text{ MeV} (4\%)$$

Alfa yemirilishning nozik strukturasi dastlabki yemiriluvchi ona yadroning hosilaviy yadro uyg'ongan holatlariga yemirilish tufayli hosil bo'ladi. Hosilaviy yadro asosiy holatiga uyg'ongan holatidan gamma-kvantlar chiqarish bilan asosiy holatga o'tadilar (3.5-rasm). Alfa spektr nozik strukturasi hosilaviy yadroning uyg'ongan holatlari va energiyalarini, ya'ni yemirilish sxemasini

aniqlash imkoniyatini beradi. Qavs ichida α -zarralar intensivligi foiz hisobida keltirilgan.



3.5-rasm



3.6-rasm

Alfa spektr nozik strukturasi α_0 -energiyasi yemirilish qiymatiga mos kelsa, qolgan $\alpha_1, \alpha_2, \dots$ - zarralar energiyalari mos ravishda uyg'onish energiya qadar kichik chiqadi.

Ba'zi hollarda alfa yemiriluvchi ona yadroning uyg'ongan holatidan hosilaviy yadro asosiy holatiga yemirilish bilan ro'y berishi mumkin. Bu alfa zarralar kinetik energiyasi uyg'onish energiyasi qadar katta bo'ladi. Bunday alfa-zarralar uzoq chopuvchi alfa-zarralar deb ataladi (3.6-rasm).

Bunda $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ lar α_0 -dan uyg'onish energiyalari qadar energiyalari ortiq bo'ladi. Uzoq chopuvchi α -zarralar yemiriluvchi yadroning yemirilish sxemasini aniqlash imkoniyatini beradi.

3) Alfa zarralar intensivligi energiyasiga bog'liq bo'lib, energiyasi oshishi bilan intensivligi keskin osha boradi.

4) Alfa tabiiy radioaktiv izotoplardan chiquvchi α -zarralar energiyalari $4\text{MeV} < T_\alpha < 9\text{ MeV}$ oralig'ida, bu yadrolarning yarim yemirilish davrlari $T_{1/2}$ esa

$3 \cdot 10^{-7}$ sekund $< T_{1/2} < 5 \cdot 10^{15}$ -yil oralig'ida bo'ladi. Alfa zarralar kinetik energiyalari nisbati 2,5-marta o'zgarsa, yarim yemirilish davrlari nisbati 10^{24} -marotaba o'zgaradi. Lekin shunday katta farq bo'lishiga qaramasdan alfa emirilish davri bilan energiyasi o'rtasidagi aloqadorlik mavjud. Alfa zarralar energiyasi 1% kamaysa, yarim yemirilish davri 10-marotaba oshadi, agar energiya 10% kamaysa, yarim yemirilish davri 2-3

tartibga o'zgaradi. Tajriba natijalariga asoslanib bu bog'lanishni 1911-1922-yillar Geyger-Nettollar aniqlaganlar.

$$\lg \lambda = A' \lg R_{\alpha} + B \quad (3.10)$$

Bu yerda λ -yemirilish doimiysi, A, B –doimiy sonlar (radioaktiv oilalarga xos bo'lgan o'zgarmas son), R_{α} - α -zarraning havoda chopish masofasi. Alfa zarraning havoda chopish masofasi kinetik energiyasi orqali $R_{sm}=0,3 T_{\alpha}^{3/2}$ MeV ifodalanadi. U holda (3.10) ifodani,

$$\lg \lambda = A \lg T_{\alpha} + B' \quad (3.11)$$

ko'rinishda yozamiz. (3.11) Geyger-Nettol formulasi ahamiyati shundaki, uzoq yashovchi alfa yemiriluvchi yadrolarning yarim yemirilish vaqtini bevosita o'lchash mumkin bo'lmagan yadrolarda bu yadrolardan chiqayotgan hajm energiyasi, ikkinchi α -zarralar kinetik energiyasiga ko'ra yemirilish vaqtini aniqlash mumkin.

5) Alfa yemirilish energiyasi massa soniga bog'liq bo'lib, massa sonining oshishi bilan energiyasi oshib boradi, bu o'zgarishda ikkita maksimum qiymati uchraydi: biri $A=145$ da, ikkinchisi $A=212$ da.

Alfa energiyasining massa soni A oshishi bilan o'sib borishligini tomchi modeliga ko'ra, Kulon energiyasi oshishligi bu bilan bog'lanish energiyasining kamayib, massasini oshib borishligi bilan tushuntirish mumkin. Ya'ni dastlabki yadroda hosila yadroga qaraganda zaryad katta, Kulon energiyasi katta, bog'lanish energiyasi kichik, massasi esa oshib boraveradi. Alfa zarralar energiyasi oshib borishligini solishtirma bog'lanish energiyasiga ko'ra tushuntirish mumkin. Solishtirma bog'lanish energiyasini massa soniga bog'liqlik grafigidan ko'rinib turibdiki, o'ta og'ir yadrolarga qariyb 5,5 MeV to'g'ri keladi. Bu degan so'z, og'ir yadrodan bir proton yoki bir neytronni ajratib olish uchun yadroga 5,5 MeV energiya berish zarur, demakdir.

3.3. Beta-yemirilish

Radioaktiv yadro β -yemirilish tufayli qo'shni izobar yadroga o'tadi. Beta-yemirilishda yadro zaryadi $\Delta Z \pm 1$ ga o'zgaradi, massa soni A o'zgarmaydi. Beta-yemirilish energiyasi 18 keV dan 16 MeV gacha bo'lib, barcha yadrolar sohasida kuzatiladi. Beta-zarraning aynan elektron ekanligiga $\beta \equiv e$ quyidagi ilmiy dalillarni keltirish mumkin:

1) β^- – zarra zaryadi, massasi, spini, magnit momenti elektronnikiga teng;

2) β^+ – zarra atom qobiq elektronlari bilan annigillyatsiya beradi $\beta^+ + e \rightarrow \gamma + \gamma$ (annigillyatsiyalashuvni faqat antizarralargina vujudga keltiradi);

3) Beta-yemirilish atom qobiq elektronlarini yadro tomonidan qamrab olish bilan ham bo'ladi.

4) Beta-zarra elektron kabi Pauli tamoyiliga buysunadi, yadrodan chiquvchi β -zarra atom qobig'ida to'xtab qolmaydi, albatta, atomdan tashqariga chiqib ketadi.

Shunday qilib, aytish mumkinki, β -zarra aynan elektron ekan. Ikkinchi tomondan β -zarra yadroda tayyor holda mavjud emas (3.7-rasm).

Yadro proton va neytronlardan iboratdir. Agar yadroda β -zarra mavjud deyilsa, u holda yadroning spin va magnit momentlarini tushuntirib bo'lmaydi. Bundan tashqari, energiyasini ham tushuntirib bo'lmaydi. Haqiqatan ham impuls va koordinata noaniqligi tamoyiliga $\Delta p \Delta r \geq \hbar$ asosan

$$\Delta p = \frac{\hbar}{\Delta r} = \frac{10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s}}{10^{-12} \text{ sm}} = 10^{-15} \frac{\text{erg} \cdot \text{s}}{\text{sm}}$$

$$T = \Delta p \cdot c = 10^{-15} \frac{\text{erg} \cdot \text{s}}{\text{sm}} \cdot 3 \cdot 10^{10} \frac{\text{sm}}{\text{s}} = 3 \cdot 10^{-5} \text{ erg} = 3 \cdot 10^{-5} \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-6}} \text{ MeV} = 20 \text{ MeV}$$

β -yemirilish energiyasidan katta bo'lib ketadi. Xulosa qilib aytish mumkinki, β -zarra yadroda tayyor holda mavjud emas, yemirilish vaqtidagina paydo bo'ladi. Yadroda β -yemirilish jarayonini yadrodagi nuklonlarning o'zaro almashinuvchi, ya'ni



3.7 rasm

protonlarning neytronlarga yoki neytronlarning protonlarga almashinuvi tufayli deb qarash kerak. Beta-yemirilish nuklonlar almashinuviga xos



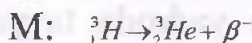
3.8 rasm

jarayondir. β^- -zarralar manbai nuklonlardir. Yadrodan tashqaridagi erkin neytron yarim yemirilish davri 11,7 min. davr bilan proton va beta-zarraga yemiriladi, yadro ichida proton ham β^- -yemirilishini vujudga keltiradi. Shuni alohida ta'kidlash mumkinki, erkin neytron $n \rightarrow p + \beta^-$ – bo'yicha β^- -yemirilish ekan. Bu yemirilish yadro va elektromagnit kuchlari tufayli deb bo'lmaydi, chunki yadro kuchlari qisqa masofada ta'sirlashuv xususiyatiga ega bo'lgani uchun erkin neytronga ta'sir etmaydi, neytron zaryadsiz bo'lgani uchun elektromagnit kuchlari ham ta'sir etmaydi. Demak, beta-yemirilish alohida kuchlar, ya'ni kuchsiz ta'sirlashuv deb ataluvchi kuchlar tufayli ro'y beradi.

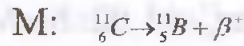
Masalan, poloniy izotopi ${}_{84}^{210}\text{Po}$ hosil bo'lishda vismut izotopi ${}_{83}^{210}\text{Bi} \rightarrow {}_{84}^{210}\text{Po} + \beta^-$ o'zidan β^- -zarra chiqarishi lozim. Reaksiya quyidagi ko'rinishda bo'ladi (2-grafik). Grafikdan ko'rinib turibdi, atomdan β^- -zarra chiqqanda uning musbat zaryadi bir birlikka oshadi, lekin atom massasi A o'zgarmaydi. β^- -zarralarning tezliklari uzluksiz bo'ladi (3.8-rasm). β^- -zarralarning tezliklari kichikdan katta qiymatgacha o'zgaradi, ya'ni ular uzluksiz energetik taqsimotga ega.

Beta-yemirilishning uch xili uchraydi: β^- -yemirilish, β^+ -yemirilish va e-qamrash.

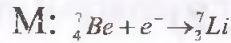
1. β^- -yemirilish yadroda neytronlar ortiqcha bo'lishsa, $n \rightarrow p + \beta^-$ yemiriladi, bu bilan ${}^A_Z\text{X} \rightarrow {}^A_{Z+1}\text{Y} + \beta^-$ zaryadi bittaga oshadi.



2. Agar yadroda protonlar ortiqcha bo'lishsa, $n \rightarrow p + \beta^+$ -yemiriladi, bu bilan ${}^A_Z\text{X} \rightarrow {}^A_{Z-1}\text{Y} + \beta^+$ zaryadi bittaga kamayadi.



3. Atom qobig'idagi elektronni yadro qamrab olishi $e^- + p \rightarrow n$ bu bilan yadro zaryadi bittaga kamayishi $e^- + {}^A_Z\text{X} \rightarrow {}^A_{Z-1}\text{Y}$ mumkin.



Elektron qamrash ehtimoliyati atom qobig'ining yadroga eng yaqin joylashgan K-qobiq elektronlari uchun eng katta. Bu jarayonda rentgen nurlari va chet qobiq elektronlari chiqishi kuzatiladi.

Beta-yemirilishlarda energiya munosabatlari

1. Yuqorida bayon qilinganidek, β^- -yemirilishda yadro zaryadi bittaga oshadi. Shuning uchun dastlabki yadro massasi $M(A, Z)$ hosila yadro $M(A, Z+1)$ va elektron massasi m_e dan katta bo'lishi kerak

$$M(A, Z) > M(A, Z+1) + m_e$$

Odatda yadro massasi emas, atom massasi ishlatiladi. Shuning uchun tenglamaning har ikkala tomoniga Zm_e massani qo'shsak atom massasi hosil bo'ladi

$$M_{\text{at}}(A, Z) > M_{\text{at}}(A, Z+1)$$

β^- -yemirilish energiyasi elektronlar bog'lanish energiyalarini hisobga olmaganda dastlabki va hosila atomlar massalari ayirmasiga teng bo'ladi

$$E_{\beta^-} = [M_{\text{at}}(A, Z) - M_{\text{at}}(A, Z+1)]c^2 \quad (3.12)$$

2. β^+ -yemirilishda yadro zaryadi bittaga kamayadi. Shunga ko'ra

$$M(A, Z+1) > M(A, Z) + m_e$$

Atom massalari bilan ifodalash uchun $(Z+1)m_e$ qo'shsak

$$M_{\text{at}}(A, Z+1) > M_{\text{at}}(A, Z) + 2m_e$$

β^+ -yemirilish energiyasi

$$E_{\beta^+} = [M_{\text{at}}(A, Z+1) - M_{\text{at}}(A, Z) - 2m_e]c^2 \quad (3.13)$$

Hosila yadro atomida bitta elektron kam edi va yana bitta elektron yemirilishi lozim, Shuning uchun dastlabki yadro hosila

yadrodan eng kamida $2 m_e = 1,02 \text{ MeV}$ energiya ortiq bo'lishi shart.

3. Elektron qamrab olinganda qobiq elektronni yadro tomonidan qamrab oladi, bu bilan yadro zaryadi bittaga kamayadi

$$e^- + M(A, Z + 1) > M(A, Z)$$

Atom massalari bilan ifodalash uchun zm_e qo'shsak

$$M_{at}(A, Z+1) > M_{at}(A, Z)$$

Elektron qamrash energiyasi

$$E_e = [M_{at}(A, Z+1) - M_{at}(A, Z)]c^2 \quad (3.14)$$

(3.12) va (3.13) energetik shartlardan yemirilish energiyasi $1,02 \text{ MeV}$ dan katta bo'lganda β^+ va e_q hodisalari bir vaqtda ro'y berishligi ko'rinib turibdi. Yemirilish energiyasi $1,02 \text{ MeV}$ dan kichik bo'lganda faqat elektron qamrash bo'ladi, agar $1,02 \text{ MeV}$ dan qanchalik yuqori bo'lsa, β^+ yemirilish jarayoni elektron-qamrash jarayoni bilan shunchalik kuchli raqobat qiladi. Bu jarayonlarning ehtimolligi ω ning nisbati yadroning zaryadiga ham bog'liq. $\omega_{e_q}/\omega_{\beta^+}$ nisbat berilgan yemirilish energiyasida Z ning ortishi bilan ortib boradi. Yengil va o'rta yadrolarda β^+ -yemirilish ehtimoliyati katta, chunki qobiq elektronlarining yadroga tushish ehtimoliyati kichik, yadro zaryadi o'sishi bilan qobiq yaqinlashadi biror qobiq elektronlarning yadroga tushish ehtimoliyati ω -yadro hajmining atom elektronlar qobiqlari hajmi nisbatiga teng.

$$\omega = \left(\frac{R}{r_0}\right)^3$$

bu yerda R -yadro radiusi $R=10^{-12}-10^{-13} \text{ sm}$, r_0 -atom qobiq radiusi $r_0=10^{-8}-10^{-10} \text{ sm}$. Bundan ko'rinib turibdiki, og'ir yadrolarda R o'sib boraveradi, elektron qobiq radiusi r_0 kichiklashaveradi, bu esa elektron qamrash ehtimoliyatini keskin oshiradi.

Beta-turg'unlik sharti va yemirilish turlari

Beta-yemirilishda yadro zaryadi o'zgaradi, massa soni o'zgar olmaydi, ya'ni izobar yadrolar ichida eng katta bog'lanish energiyasiga ega bo'lgan yadro β - yemirilishga nisbatan turg'un,

qolganlari esa radioaktiv bo'лади. Ma'lumki, bog'lanish energiyasi massasi bilan quyidagicha bog'langan,

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - \Delta E_{\text{bog}}$$

ΔE_{bog} – energiyasi uchun Veytszekker formulasi orqali ifodasini keltirib qo'ysak,

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma \frac{Z^2}{A^{2/3}} + \xi \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} - \delta A^{-3/4} \quad (3.15)$$

(3.15) ifodadan ko'rinib turibdiki, yadro massasi M yadro zaryadi Z^2 – bog'lanishda bo'lib, grafigi parabola chizig'ini beradi. Izobar yadrolar $A = \text{const}$ ichida β -turg'unlik sharti bog'lanish energiyasining maksimum, massasining eng minimum qiymatiga mos keladi. Shuning uchun (3.15) ifodani $A = \text{const}$ deb o'zgaruvchi Z ga nisbatan M ning maksimum qiymatini olish lozim, buning uchun (3.15) dan Z bo'yicha hosilasini olib, ekstrum qiymatini topamiz. (3.15) ifodada 5 va 6 hadlar (Kulon va simmetriklik energiyalariga mos keluvchi) Z ga bog'liq,

$$Z = \frac{2\xi A}{\gamma A^{2/3} + 4\xi} = \frac{A}{2 + \frac{\gamma A^{2/3}}{2\xi}} \quad (3.16)$$

$\gamma = 0,710$ MeV, $\xi = 23,7$ MeV qiymatini e'tiborga olsak (3.16) ifoda,

$$Z = \frac{A}{2 + \frac{0,710}{23,7} A^{2/3}} = \frac{A}{2 + 0,015 A^{2/3}} \quad (3.17)$$

(3.17) ifoda β -turg'unlik shartini ifodalaydi. $Z = Z_M$ muvozanat zaryad deb ataladi. A sonli izobarlarda zaryadi $Z > Z_M$ bo'lsa, bu yadrolarda protonlar ortiq bo'lib, neytron noyob yadrolar hisoblanadi, bu yadrolar $p \rightarrow n + \beta^+$, β^- yoki e_q yo'li bilan zaryadini kamaytirib muvozanatga intilsa, $Z < Z_M$ yadrolarda esa neytronlar soni ortiqcha bo'lib, protonlar noyob bo'lishadilar, bu soha yadrolar $n \rightarrow p + \beta^-$, β^- yemirilish bilan zaryadlarini oshirib muvozanat holatga kela boshlaydilar. Beta-yemiriluvchi yadrolarning toq-juft bo'lishiga ko'ra parabola chizig'i bir-

birlariga nisbatan siljigan bo'lishadilar. Juft-juft yadrolarda bog'lanish energiyasi katta bo'lgani uchun parabola chizig'i eng pastga siljigan bo'ladilar. Beta turg'un holatdan uzoqlashib ketishsa $Z_M > Z$ β -yemiriluvchi neytron ortiq yadrolar neytron yemirilishi, $Z_M < Z$ proton ortiq β^- , e_q^- - yemiriluvchi yadrolar proton yemirilishi mumkin.

Beta-spektr va neytrino

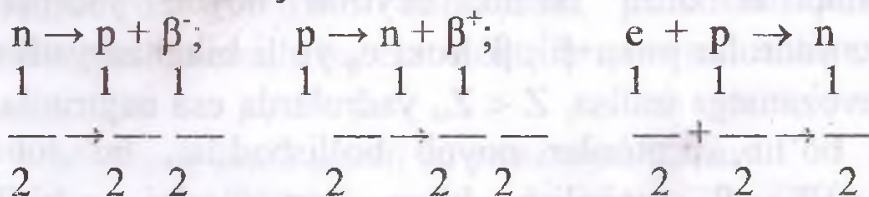
Beta-yemirilishda alfa-yemirilishdagi kabi beta-zarralar spektri diskret va monoenergetik bo'lishi kerak edi. Lekin beta – radioaktiv yemirilishlarda hosil bo'lgan beta-zarralar spektri uzluksiz ekanini ko'rsatdi. Beta-zarralarning maksimal kinetik energiyasi $(T_e)_{max}$ beta-yemirilish energiyasiga yaqin bo'ladi,

$$(T_e)_{max} \approx E_\beta.$$

Beta-yemirilishda chiquvchi β -zarralar energiyasi uzluksiz bo'lib, energiyasi noldan E_{max} gachadir. Dastlabki va mahsul yadrolarning energiya holatlari diskret bo'lib, bu holatlar orasida vujudga keluvchi β -zarralar energiyalari uzluksiz bo'lishligi bu jarayonda energiya saqlanmasligini ko'rsatadi. β -yemirilishda spektrning uzluksizligini tushuntirish uchun turlicha taxminlar qilindi.

Masalan: 1) β -yemirilishda yadroning uyg'ongan holatlariga yemiriladi, uyg'ongan holatdan gamma-kvantlar chiqarish bilan asosiy holatga o'tadilar deb qarashadi. Bu to'g'ri emas, ko'pgina yadrolardan gamma-kvantlar umuman nurlanmaydi.

2) Ikkinchisi β -yemirilishda vujudga kelgan zarralar energiyasining bir qismi atomda yutiladi deb qaraladi. Bu taxminni aniq kilometrik o'lchashlar tasdiqlamaydi, spinini ham tushuntirib bo'lmaydi



Beta-yemirilishda spektrning uzluksizligi 1931-yili Shvetsariyalik V.Pauli β -yemirilishda β -zarradan tashqari yana bir zarra chiqishligi va yemirilish energiyasi bu ikki zarra o'rtasida taqsimlanishini bashorat qildi. β -yemirilishda chiquvchi ikkinchi zarra zaryadsiz $Z=0$ bo'lishi, tinch holatdagi massasi nol bo'lishi, chunki β^- spektr maksimum energiyasi β -yemirilish energiyasiga aynan teng, spini $1/2$ yoki $3/2$, magnit momenti ham nol yoki nolga yaqin, ta'sirlashuv kesimi $\sigma=10^{-44} \text{ sm}^2$ bo'lishi lozim. Bu zarraga neytrino deb nom berildi. Neytrino zaryadsiz, massasiz zarra bo'lgani uchun bu zarrani qayd qilib, tutib bo'lmaydi. Neytrino uchun muhitda erkin chopish masofasi,

$$l = \frac{1}{n\sigma} = \frac{1}{10^{22} \text{ sm}^{-3} \cdot 10^{-44} \text{ sm}^2} = 10^{22} \text{ sm} = 10^{17} \text{ km}$$

Yadro suyuqligida,

$$l = \frac{1}{n\sigma} = \frac{1}{10^{38} \text{ sm}^{-3} \cdot 10^{-44} \text{ sm}^2} = 10^6 \text{ sm} = 10 \text{ km}$$

Neytrinoning tinch holat massasi qiymati β -spektrga ko'ra aniqlanadi. Neytrino massasi va β -spektr maksimum energiyalari farqiga teng. Tajriba natijalari neytrino massasining yuqori chegarasi $m_\nu < 35 \text{ eV}$ bo'lib, elektron massasidan 15 000-marotabalar kichik ekanligini ko'rsatadi. Ko'pgina laboratoriyalardagi keyingi o'lchashlar neytrino massasi $14 < m_\nu < 46 \text{ eV}$ chegarada ekanligini ko'rsatadi.

Beta-yemirilishda neytrino borligini tasdiqlovchi tajribalarni o'tkazishni A.I.Alixanov (1904-1970), A.I.Alixanyanlar (1908-1978) (${}^7_4\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7_3\text{Li} + \nu$) ${}^7\text{Be}$ ning e_q -qamrash jarayonida neytrinoning Li yadrosiga bergan tepkisini o'lchashni tavsiya etdi. Bu yemirilishda yemirilish energiyasi,

$$E = [M_{\alpha}({}^7_4\text{Be}) - M_{\alpha}({}^7_3\text{Li})]c^2 = [7,01916 - 7,01824] \cdot 931,4 \text{ MeV} = 0,864 \text{ MeV}$$

Yemirilish energiyasi $E_\beta = 0,864 \text{ MeV}$, demak, β^+ -yemirilish energetik jihatdan mumkin emas, faqat elektron qamrash bo'lishi mumkin. Neytrino massasi β -spektrga ko'ra aniqlansa, bor yo'qligi impulsiga ko'ra aniqlanadi. Demak, ${}^7\text{Be}$ -elektron qamrash

jarayonida neytrino chiqadi va hosila yadro ${}^7\text{Li}$ ga tepki beradi. Impuls saqlanish qonuniga ko'ra

$$|p_\nu| = |p_{\text{Li}}| = \sqrt{2M_{\text{Li}} \cdot T_{\text{Li}}}$$

Hosila yadro ${}^7\text{Li}$ ning olgan kinetik energiyasi

$$T_{\text{Li}} = \frac{p_{\text{Li}}^2}{2M_{\text{Li}}} = \frac{p_\nu^2}{2M_{\text{Li}}} = \frac{E_\nu^2}{2M_{\text{Li}}c^2} = \frac{E_\nu^2}{2M_{\text{Li}}c^2} = \frac{(0,864)^2 (\text{MeV})^2}{2 \cdot 7 \cdot 931 \text{MeV}} = 57,3 \text{eV}$$

Agar tarkibi ${}^7\text{Li}$ tepki energiyaga ega bo'lib, tepki energiyasi 57,3 eV atrofida bo'lsa, β -yemirilishda neytrino borligi tasdiqlanadi, aks holda neytrino gipotezasi noto'g'ri. Bu tajribani 1942-yili Amerikalik olim Allen o'tkazdi va ${}^7\text{Li}$ ning tepki energiyasi $T({}^7\text{Li})_T = (56,6 \pm 1,0) \text{eV}$ ekanligini aniqladi. Bu bilan β -yemirilishda β -zarradan tashqari neytrino ham chiqishligini tajribada tasdiqladi.

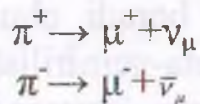
Bevosita neytrinoni qayd qilishlik katta quvvatga ega bo'lgan yadro reaktorlari yaratilgandan keyin amalga oshirildi. Og'ir yadrolarda neytronlar nisbatan ortiq bo'ladi, bu yadrolar ketma-ket β -yemirilib turg'un holatga o'ta boshlaydi. Har bir yemirilish aktida antineytrino ham chiqadi. Og'ir yadrolar har bir bo'linish aktiga 5–6 antineytrino to'g'ri keladi. AQShlik Reynis (1918), Kouen (1919) lar 1953–1954-yillarda antineytrinoni bevosita qayd etishdilar. Ular beta-yemirilishda neytrino paydo bo'lsa, teskari jarayon ham bo'lishi kerak deb,



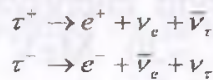
reaksiyadan foydalandilar. (3.18) reaksiya bo'lishligi uchun antineytrino energiyasi 1,8 MeV dan katta bo'lishi kerak, chunki $n + e^+$ lar p-massasidan shunchaga katta. Antineytrinoning mavjudligi beta-yemirilish nazariyasini asosladi. Yana shuni ham eslatib o'tish kerakki, neytronning $n \rightarrow p + \beta^- + \bar{\nu}_e$ sxemasi bo'yicha yemirilishi uning uchta zarradan (p, β^- , $\bar{\nu}_e$) tashkil topganini ko'rsatmaydi: p, β^- , $\bar{\nu}_e$ lar yemirilish vaqtida vujudga keladi. Bu atomning bir energetik holatdan boshqasiga o'tganda foton sochilishiga o'xshaydi. Atomda «tayyor» foton bo'lmaganidek, neytron ichida «tayyor» zarralar yo'q.

Neytrino bilan antineytrino bir xil emasligini 1956-yilda R.Devis o'z tajribalarida isbotladi. Haqiqatdan, neytrino bilan

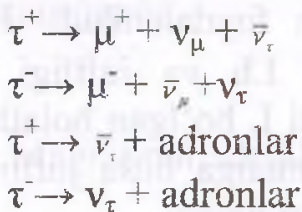
antineytrino bir xil bo'lsa, $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$ kabi $\bar{\nu}_e + n \rightarrow p + e^-$ reaksiya ham kuzatilar edi. R.Devis katta hajmdagi to'rt xlorli uglerod antineytrino oqimida nurlantirilib, uzoq kuzatishlar davomida $\nu_e + {}^{37}_{17}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}_{18}\text{Ar} + e^-$ reaksiya natijasida bironta ham ${}^{37}\text{Ar}$ hosil bo'lmaganini ko'rsatdi. Hozir neytrino-antineytrino juftining boshqa xillari ham bor. Yuqorida biz ko'rgan elektron-neytrino va elektron-antineytrinolardan tashqari yana myuon-neytrino va myuon-antineytrinolar 1962-yilda topildi. Ular π^+ va π^- - mezonlarning μ^+ va μ^- - mezonlarga parchalanishida hosil bo'ladi.



1975-yilda og'ir τ -leptonning parchalanishida hosil bo'ladigan neytrino va antineytrino uchinchi xili kashf etildi



τ -leptonning massasi ancha og'ir ($m_\tau c^2 = 1,9 \text{ ГэВ}$) proton massasidan deyarli ikki marta katta, u yemirilishda myuon va adronlar (og'ir zarralar) ham hosil bo'ladi.



IV BOB GAMMA NURLANISH

4.1. Gamma – nurlanish

Gamma-nurlanishda yadroda massa soni, zaryadi o'zgarmaydi, faqat energiya o'zgarishi ro'y beradi. Gamma-nurlanish yadroning uyg'ongan holatidan holatlar energiyalarining ayirmasiga teng bo'lgan diskret energiyali nurlanishlardir.

Gamma-nur tinch holatdagi massasi nol, zaryadsiz, spini $I=1$ ga teng bo'lgan qisqa elektromagnit to'liqindir. Gamma-nurlanish yadro ichida ro'y beradi, chunki alohida nuklon gamma nurlamaydi (yutmaydi), beta-yemirilish nuklonlarga xos bo'lsa, gamma-nurlanish yadroga xos jarayondir. Gamma-nur alfa, beta-yemirilishlardan so'ng, yadro reaksiyalaridan keyin vujudga keladi, yemirilishlardan keyin energiyasi 10 keV-5 MeV gacha reaksiyalardan keyin esa ~20 MeV gacha yetishi mumkin. Gamma-nurlanish yadrodagi nuklonlarning yadro elektromagnit maydoni bilan ta'sirlashuviga ko'ra vujudga keladi.

Foton yoki gamma-kvantlarning massasi nolga teng bo'lganligidan ular 1 orbital momentga ega bo'lmaydi. Fotonlar holatini belgilashda multipol tushunchasidan foydalaniladi. Bu holat, elektromagnit maydonning multipoli L_h va juftligi π bo'lgan holatidir. Erkin fotonlar to'la momenti L bo'lgan holatlar ega bo'ladi. To'la momentining har bir qiymatiga bitta juftligi musbat bitta juftligi manfiy bo'lgan holat to'g'ri keladi.

Fotonning L momenti va π -juftligi aniq bo'lgan holati ma'lum multipollik bilan xarakterlanadi. Binobarin, kvant elektrodinamikasida 2^L karrali multipollik o'tishda foton manbaga nisbatan L_h harakat miqdori olib ketishi ko'rsatiladi.

Multipollar $L=1$ bo'lganda dipol, $L=2$ bo'lganda kvadrupol, $L=3$ bo'lganda oktopol va h.k. nomlar bilan ataladi. Shunga asosan elektr dipol va oktopol hamda magnit kvadrupollar toq-juftlikka, aksincha magnit dipol va oktopol hamda elektr kvadrupollar juft-juftlikka ega. Elektr multipollarni E harfi bilan,

magnit multipollarni esa M harfi bilan belgilash qabul qilingan. Harfning o'ng tomoniga L momentning qiymati qo'yiladi.

M: elektr dipol kvant E1, magnit dipol kvant M1, elektr kvadrupol kvant E2, magnit kvadrupol kvant M2 va h.k. Nuklonlarning yadro bilan ta'sirlashuvda yadro zaryadlarining qayta taqsimlanishi elektr E, spin va orbital magnit momentlarning qayta taqsimlanishi esa magnit M tipidagi nurlanishlar vujudga keladi. Yadrodan chiquvchi γ -kvantlarning energiyalari keV lardan bir necha MeV gacha bo'ladi. Shunga mos ravishda keltirilgan to'liq uzunligi,

$$E = \frac{c\hbar}{\lambda}$$

$2 \cdot 10^{-10} \div 5 \cdot 10^{-14}$ m atrofida bo'ladi. Agar fotonning to'liq uzunligi λ u bilan o'zaro ta'sirlashayotgan yadro o'lchami R dan katta, ya'ni $\frac{k}{\lambda} \ll 1$ bo'lsa, odatda bu ta'sirlashuvda harakat miqdori momenti va juftlikni saqlanish qonunlari ruhsat etgan multipollikning eng kichik qiymatlari amalga oshiriladi. Elektromagnit nurlanishlar nazariyasidan elektr E multipol nurlanishlari nurlanish to'liq uzunligiga bog'liq bo'lib, nurlanish ehtimoliyati,

$$P_l \approx \left(\frac{R}{\lambda}\right)^{2l} \quad (4.1)$$

Magnit nurlanishlari uchun

$$P_l \approx \left(\frac{R}{\lambda}\right)^{2(l+1)} \quad (4.2)$$

Bundan ko'rinadiki, bir xil multipollikda M-nurlanishlar E-nurlanishlarga nisbatan $\left(\frac{R}{\lambda}\right)^2$ marta qiyinlashadi. Boshqacha aytganda, berilgan multipollik L-da ML-o'tish EL-o'tishga nisbatan,

$$\left(\frac{c\hbar}{m_p c c R}\right)^2 = \left(\frac{\hbar}{m_p c R}\right)^2 = 10^{-3} \div 10^{-2}$$

omilga yoki shuncha marotaba sekinlashgan bo'ladi. Gamma o'tishlar ehtimoliyati gamma foton energiyasi va yadroning massa soniga bog'liq.

$$P_1 \approx \left(\frac{R}{\lambda}\right)^{2l} \approx E^{2l} A^{2l/3} \quad (4.3)$$

Gamma-nurlanish ehtimoliyati foton energiyasi oshsa, oshadi. Nurlanish multipolligi birga oshsa nurlanish ehtimoliyati $\frac{P_{l+1}}{P_l} = \frac{(R/\lambda)^{2(l+1)}}{(R/\lambda)^{2l}} = \left(\frac{R}{\lambda}\right)^2$ ga kamayadi. Gamma-nurlanishda ma'lum tanlash qoidalari bajarilishi talab qilinadi. Ya'ni harakat miqdor momenti va juftlik saqlanishlik bilan ro'y beradi. Harakat miqdori momenti saqlanish qoidasiga ko'ra,

$$|I_\delta - I_0| \leq l \leq |I_\delta + I_0| \quad (4.4)$$

bu yerda I_δ va I_0 – yadroning boshlang'ich va oxirgi holat spinlari. Juftlik saqlanish qonuniga ko'ra

$$\frac{\pi_\delta}{\pi_0} = (-1)^l \quad \text{elektr o'tishlar uchun,} \quad (4.5)$$

$$\frac{\pi_\delta}{\pi_0} = (-1)^{l+1} \quad \text{magnit o'tishlar uchun.}$$

Nurlanish tartibini spin saqlanishiga ko'ra aniqlanadi, nurlanish xili (elektr yoki magnit) juftlik saqlanishiga ko'ra aniqlanadi. Shunday qilib (4.4) va (4.5) formulalardan va yuqorida aytilganlardan shu narsa aniqlanadiki, birinchidan, multipollik l ortishi bilan gamma-o'tish ehtimoliyati kamayadi, ikkinchidan, o'zgarish l da magnit o'tish ehtimoliyati elektr o'tish ehtimoliyatidan kam bo'ladi va uchinchidan aralash o'tishlarda kichik multipollikka ega bo'lgan o'tishlar ehtimolligi katta bo'ladi. To'rtinchidan o'tish energiyasi oshishi bilan ehtimoliyati oshib boradi. Quyidagi 6.1-jadvalda tanlash qoidasiga ko'ra juftlik o'zgarishi yoki o'zgarishligiga qarab turli Δl larda yuz beradigan asosiy gamma-o'tishlar ko'rsatilgan.

6.1-jadval

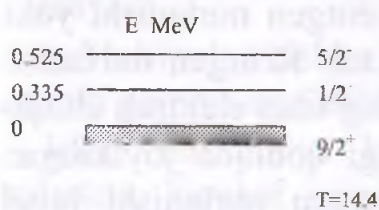
Juftlik o'zgarishi π_s/π_0	Spin o'zgarishi Δl					
	0	1	2	3	4	5
Ha	E1 M2	E1 M2	M2 E3	E3 M4	M4 E5	E5 M6
Yo'q	M1 E2	M1 E2	E2 M3	M3 E4	E4 M5	M5 E6

Bu yerda boshlang'ich va oxirgi juftliklar o'zgarsa – *ha*, o'zgarmasa – *yo'q*. Harakat miqdori momentining saqlanishi spinlari noldan spini nol holatga $I_6=I_0=0$ o'tishni ta'qiqlaydi.

Spin va juftlik bo'yicha tanlash qoidasidan tashqari, izotopik spin bo'yicha ham quyidagi tanlash qoidasi bajarilishi kerak.

$$\Delta T = 0, \pm 1 \quad \text{va} \quad \Delta T_\pi = 0$$

Agar yadro uyg'ongan holati spini asosiy holatining spinidan ancha farq qilsa ($|I_1 - I_2| \geq 3$) unda uyg'ongan holatning o'rtacha yashash vaqti ancha katta bo'ladi. Ba'zi bir hollarda, uyg'onish energiyasi kichik bo'lganda, bu davr sekundlar, kunlar va hattoki



4.1-rasm

yillar bilan o'lchanadi. Katta yashash vaqtiga ega bo'lgan uyg'ongan holatlar metastabil holatlar deyiladi. Tarkibi bir xil bo'lgan, lekin har xil yashash vaqtiga ega bo'lgan uyg'ongan holatlarda tura oladigan yadrolar *izomer*

yadrolar deyiladi. Energiyalar bir-biriga juda yaqin, lekin kvant sonlari (spinlari, juftligi) katta farq qiluvchi holatlarga izomer holatlar deyiladi. Izomer yadrolar bo'lishligini qobiqli model yaxshi tushuntiradi. Masalan ^{115}In izomer holatli yadroga misol bo'ladi (4.1-rasm). ^{115}In yadro asosiy holati $g_{9/2}$ -birinchi uyg'ongan holati $P_{1/2}$, energiyasi 0,335MeV.

Bu holatlar spinlari ayirmasi $\Delta I=4$ ga juftliklari o'zgargan eng kichik M4 o'tish bo'ladi. Bu gamma o'tishlar spin va juftlik o'zgarishiga ko'ra taqiqlangan, Shuning uchun bu holat o'rtacha yashash vaqti katta $\tau=14,4$ soat.

4.2. Ichki konversiya hodisasi

Yadro o'z energiyasini gamma-nurlashdan tashqari yana bir yo'li, konversion elektronlar chiqarishidir. Bunda uyg'ongan yadro o'z energiyasini qobiq elektronlariga beradi, natijada elektron chiqib ketadi, bu elektronga konversion elektron deyiladi. Ichki konversiya jarayoni gamma-nurlanish bilan raqobatlashadi. Konversion elektronlar energiyasi β -spektr energiyasidan farqli

ravishda monoxromatik bo'ladi. Yadro uyg'onish energiyasi konversion elektron kinetik energiyasi (T_e) va elektronning atom qobig'i ionizatsiya energiyasiga (I) sarf bo'ladi.

$$E_{\text{uy}} = T_e + I$$

Konversiya virtual fotonlar bilan amalga oshadi. Konversiya hodisasini kuzatish uchun to'la ionlashgan atom bo'lishi kerak, bu xil tajribalar o'tkazilgan emas. Konversiya spektri atom qobiq energiyalari farqiga ko'ra to'g'ri keluvchi bir necha monoxromatik spektrlardan iborat bo'ladi. Konversiya elektronlari yadrodan γ -chiqishi yoki chiqmasa ham kuzatila beradi. Ichki konversiya jarayoni albatta, xarakteristik rentgen nurlanishi yoki Oje elektronlarining chiqishi bilan kuzatiladi. Rentgen nurlanish chiqishi ichki konversiyaga ko'ra atom qobig'idan elektron chiqib ketsa chiqqan elektronning o'rniga keyingi qobiqda joylashgan elektron o'tadi, natijada xarakteristik rentgen nurlanishi hosil bo'ladi.

Ichki konversiya tufayli uyg'ongan holatga o'tib qolgan atomning uyg'onish energiyasi atom qobig'idagi tashqi elektronlarning birortasiga berilishi, bu bilan elektron chiqib ketishi mumkin, bu elektronga *Oje elektron* deb ataladi. Ichki konversiya intensivligi ichki konversiya koeffitsienti α bilan xarakterlanadi. Ichki konversiya koeffitsienti konversion elektronlar sonining (N_e) γ -kvantlar soniga nisbatiga aytiladi.

$$\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma}$$

Alohida qobiqlardan chiquvchi konversion elektronlar sonining N_K, N_L, \dots , γ -kvantlar soniga nisbati parsial (qism) ichki konversiya koeffisientlari deb ataladi,

$$\alpha_K = \frac{N_K}{N_\gamma}, \quad \alpha_L = \frac{N_L}{N_\gamma}, \quad \alpha_M = \frac{N_M}{N_\gamma} \dots$$

To'la ichki konversiya koeffitsienti, parsial ichki konversiya koeffitsientlari yig'indisidan iborat,

$$\alpha_T = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots$$

Ichki konversiya koeffitsienti $10^{-4} < \alpha < 10^2$ chegarasida o'zgaradi.

Ichki konversiya koeffitsienti:

- O'tish energiyasi oshishi bilan kamayadi, chunki gamma chiqish ehtimoliyati oshadi.

- Yadro zaryadi Z oshsa ichki konversiya koeffitsienti oshadi, chunki Z o'sishi bilan yadro o'Ichami oshadi (kattalashadi), K -qobiq yadroga yaqinlashadi (kichiklashadi), natijada K -elektronlarning va yadro to'liqin funksiyalarining qoplanishi oshadi.

- Qobiq tartibi oshishi bilan ichki konversiya koeffitsienti kamayadi, chunki yadro yaqinida elektronni topish ehtimoliyati kamayadi.

- Multipol o'tishlar tartibi oshishi bilan koeffitsient oshadi, chunki gamma-nurlanishlar ehtimoliyati kamayadi.

Ichki konversiya koeffitsientiga ko'ra yadroning energiya holatlari, harakat miqdori momenti, nurlanish multipolliklarini o'rganish mumkin. Yadro gamma-kvant va ichki konversiya elektronlari chiqarishdan tashqari agar, o'tish energiyasi $E > 1,02$ MeV dan yuqori bo'lganda elektron-pozitron jufti (e^-, e^+) hosil qilishlik bilan ham uyg'onish energiyasini yo'qotadi. Bunda yadro dastlab virtual foton chiqaradi, bu foton elektron-pozitron juftiga aylanadi va yadrodan konversion elektronlar kabi chiqib ketadi. Lekin shuni alohida ta'kidlash lozimki, hosil bo'lgan elektron atom qobig'idagi elektron emas.

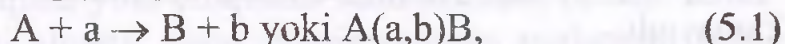
Juft konversiya koeffitsienti $\alpha_j = N_j / N_\gamma$ ehtimoliyati ichki konversiya koeffitsientidan farqli ravishda yadro zaryadi, o'tish multipolligi ortishi bilan kamayadi. Yuqoridagi o'tishlardan tashqari dastlabki va oxirgi holat spinlari $I_b = I_0 = 0$ bo'lganda bu holatlar orasida bitta kvant chiqishi ta'qiqlangan ikkita kvant chiqish ehtimoliyati juda kichik bo'ladi. Umuman olganda bunday holatlarda harakat miqdori momentisiz ichki konversiya elektronlari, elektron-pozitron jufti va harakat miqdori momentiga ega bo'lgan ikki fotonli o'tishlar bo'lishi mumkin. Ikki fotonli o'tishlar ehtimoliyati juda kichik hisoblanadi.

V BOB

YADRO FIZIKASINING TAJRIBAVIY USULLARI

5.1. Yadroviy reaksiyalarning asosiy qonuniyatlari

Ikki zarra (ikki yadro yoki yadro va zarra) bir-biri bilan 10^{-15} m lar chamasiga yaqinlashganda yadroviy kuchlarning ta'siri tufayli o'zaro intensiv ta'sirlashadi, natijada yadroviy o'zgarishlar vujudga keladi. Bu jarayonni yadroviy reaksiyalar deb ataladi. Yadroviy reaksiyani quyidagicha yozish odat bo'lgan:



bunda A-boshlang'ich yadro, a- reaksiyaga kirishuvchi zarra, b-yadroviy reaksiyada ajralib chiquvchi zarra, B – yadroviy reaksiyada vujudga kelgan yadro, a va b zarralar – neytron, proton, α - zarra, γ - kvant, yengil yadrolar yoki boshqa elementar zarralar bo'lishi mumkin.

Birinchi yadroviy reaksiyani 1919-yilda Rezerford amalga oshirgan. Bunda azotni α - zarralar bilan bombardimon qilish natijasida kislorod va proton hosil bo'lgan.

Yuqorida bayon etilgan yadroviy reaksiyalarni yozish usuliga asoslanib mazkur reaksiyani,



yoki ixchamroq quyidagi,



ko'rinishda ifodalash mumkin.

Reaksiyalarning turlari ko'p. Lekin reaksiyaga kirishuvchi zarralarning tabiatiga asoslanib uch sinfga:

- 1) zaryadli zarralar;
- 2) neytronlar;
- 3) γ – kvantlar ta'sirida amalga oshadigan reaksiyalarga ajratish mumkin.

Reaksiyalarni amalga oshish mexanizmi bo'yicha ularni ikki sinfga shartli ravishda ajratsa bo'ladi:

1. Yadroviy reaksiyalarni oraliq yadro orqali amalga oshishi. Bunda reaksiya ikki bosqichda o'tadi. Birinchi bosqichda zarra yadro tomonidan yutiladi. Vujudga kelgan sistemani oraliq yadro yoki kompaund yadro deb ataladi. Ikkinchi bosqichda esa oraliq yadro emiriladi. Demak, reaksiya,



sxema bo'yicha amalga oshadi. C^* yadroning (bundagi yulduzcha yadroning uyg'ongan holatini ifodalaydi) yashash davomiyligi ancha katta taxminan (10^{-14} dan 10^{-15}) s bo'ladi. Yadro fizikasida yadroviy vaqt tushunchasidan foydalanish odat bo'lgan. Yadroviy vaqt deganda energiyasi 1 MeV bo'lgan nuklon ($v \sim 107$ m/s ga moc keladi) yadroning diametriga ($\sim 10^{-14}$ m) teng masofani bosib o'tishi uchun ketgan vaqt,

$$\tau_{ya} = 10^{-14} \text{ m} / 10^7 \text{ m/s} = 10^{-21} \text{ s}$$

tushuniladi. Demak, oraliq yadroning yashash davomiyligi yadroviy vaqtdan 10^6 dan 10^7 -martagacha katta.

2. Zarrani yadro bilan bevosita o'zaro ta'sirlashuvi tufayli amalga oshadigan reaksiyalar. Misol tariqasida deytton (H^2) ni yadro bilan o'zaro ta'sirlashuvini bayon qilaylik. Yadroga yaqinlashgan deyttonning protonini yadro itarib yuboradi (ikkalasining qam zaryadi musbat bo'lganligi uchun). Deytonning neytroni esa yadroga kirishi mumkin. Natijada deytton bo'linib ketadi, ya'ni uning neytronini yadro yutadi, protoni esa yadroga kirmasdan o'tib ketadi. Buni ba'zan, "uzib olish" reaksiyasi deb ham ataladi.

Yadroviy reaksiyalarni tajribalarda o'rganish tufayli reaksiyalarda saqlanish qonunlarining bajarilishi aniqlandi:

1. Yadroviy reaksiyaga kirishuvchi zarralarning umumiy zaryadi reaksiyada vujudga kelgan zarralarning umumiy zaryadiga teng.

2. Yadroviy reaksiyaga kirishayotgan zarralardagi nuklonlarning to'liq soni reaksiyadan keyin ham saqlanadi, ya'ni reaksiyada hosil bo'lgan zarralar nuklonlarining to'liq soniga teng bo'ladi. Bu ikki qonunning bajarilishini quyidagi jadvalda keltirilgan yadroviy reaksiyalar misolida tekshirib ko'rish mumkin.

Yadroviy reaksiya	Elektr zaryadi	Nuklonlar soni
$N^{14} + \alpha \rightarrow O^{17} + p$	$7 + 2 = 8 + 1$	$14 + 4 = 17 + 1$
$H^2 + H^2 \rightarrow He^4 + n$		
$Li^7 + p \rightarrow Be^7 + n$	$1 + 1 = 2 + 0$	$2 + 2 = 3 + 1$
$S^{32} + n \rightarrow P^{32} + p$		
$Be^9 + \gamma \rightarrow 2He^4 + n$	$3 + 1 = 4 + 0$	$7 + 1 = 7 + 1$

3. Yadroviy reaksiyalarda massaning saqlanish qonuni (va energiyaning saqlanish qonuni ham) bajariladi. Bu ikki qonunni birgalikda bayon qilmoqchiligimizning sababi massa va energiya o'zaro $W = mc^2$ munosabat bilan bog'langanligidadir. U holda yadroviy reaksiyaga kirishayotgan zarralarning tinchlikdagi massalarini m_A va m_a deb, reaksiyada vujudga kelgan zarralarnikini esa m_B va m_b deb belgilaymiz. Ularning kinetik energiyalarini mos ravishda T_A , T_a , T_B , T_b deb belgilaylik. Natijada reaksiyaga kirishayotgan zarralar to'liq energiyalarining yig'indisi reaksiyada vujudga kelgan zarralar to'liq energiyalarining yig'indisiga tengligini quyidagicha ifodalaymiz:

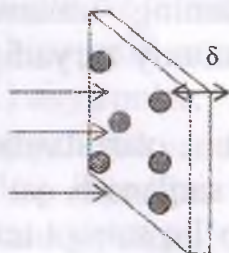
$$m_A c^2 + T_A + m_a c^2 + T_a = m_B c^2 + T_B + m_b c^2 + T_b$$

Mos hadlarni gruppallasak, bu ifoda quyidagi

$$[(m_A + m_a) - (m_B + m_b)] c^2 = (T_B + T_b) - (T_A + T_a)$$

ko'rinishga keladi. Bu tenglikning o'ng tomoni reaksiya natijasida vujudga keladigan energiya o'zgarishini ifodalaydi. Yadroviy reaksiyada ajralib chiqadigan yoki yutiladigan energiyani reaksiya energiyasi deb ataladi va odatda, Q qarfi bilan belgilanadi. U holda

$$Q = [(m_A + T_a) - (T_B + m_b)] c^2 = (T_B + T_b) - (T_A + T_a). \quad (5.3)$$



5.1-rasm

Agar $Q > 0$ bo'lsa, zarralar tinchlikdagi massasining kamayuvi hisobiga zarralar kinetik energiyasining ortishi kuzatiladi. Bu holda ekzoenergetik, reaksiya amalga oshayotgan bo'ladi. Ekzoenergetik reaksiya $(T_A + T_a)$ ning har qanday qiymatida ham amalga oshadi. Faqat zarra zaryadli bo'lgan holda uning energiyasi yadro elektr

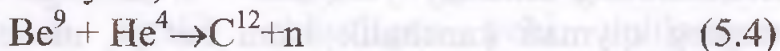
maydonining qarshiligini (odatda, uni kulon to'sig'i deyiladi) yengishga yetarli bo'lishi kerak, albatta. Agar $Q < 0$ bo'lsa, endoenergetik reaksiya sodir bo'ladi. Bunda zarralar kinetik energiyasining kamayuvi qisobiga ularning tinchlikdagi massalari ortadi. Shuning uchun reaksiyaga kirishayotgan zarralar kinetik energiyalari yetarlicha katta bo'lishi, ya'ni $(T_A + T_a) = |Q| + (T_B + T_b)$ shart bajarilishi kerak. Endi yadroviy o'zaro ta'sir ehtimolligini xarakterlash uchun qo'llaniladigan effektiv kesim tushunchasi bilan tanishaylik. Buning uchun quyidagi xayoliy tajriba ustida mulohaza yuritaylik. Nishon sifatida qo'llanilayotgan bir jinsli jism tarkibidagi yadrolar konsentratsiyasi, ya'ni birlik hajmdagi yadrolar soni n bo'lsin. Nishonning qalinligi δ shunday bo'lsinki, (3.1-rasm), undagi yadrolar bir-birini to'smasin. Bu nishonga tushayotgan zarralarning zichligi (ya'ni nishonning birlik yuzidan birlik vaqtda o'tadigan zarralar soni) N bo'lsin. Bu zarralarning hammasi ham nishondagi yadrolar bilan to'qnashmaydi, albatta. Chunki to'qnashish sodir bo'lishi uchun zarra nishondan uchib o'tayotganda uning yo'lida yadro mavjud bo'lishi kerak. Agar yadroni radiusi R_{ya} bo'lgan sharcha deb tasavvur qilsak, uning ko'ndalang kesimi $\sigma' = \pi R_{ya}^2$ yuzli doira bo'ladi. Nishonning birlik yuziga mos kelgan hajmdagi yadrolar soni $n\delta$ ga, bu yadrolar kesimlarining umumiy yuzi esa $\sigma' \pi \delta$ ga teng bo'ladi. Bu yuzning qiymati kanchalik katta bo'lsa, nishonga tushayotgan zarrani yadrodan birortasi bilan to'qnashishining ehtimolligi shunchalik katta bo'ladi. U holda nishondagi yadrolar bilan to'qnashadigan zarralar soni,

$$\Delta N = N \sigma' \pi \delta$$

ifoda bilan aniqlanadi. Agar $N = 1$ (ya'ni nishonning birlik yuziga birlik vaqtda bitta zarra tushmoqda) va $\pi \delta = 1$ (ya'ni nishonning birlik yuziga mos keluvchi hajmda bittagina yadro mavjud) bo'lsa, $\Delta N = \sigma'$ bo'lib qoladi. Demak, yuzi bir birlikka teng nishon hajmida bittagina yadro mavjud bo'lgan holda bu nishonga birlik vaqtda bitta zarra tushadigan bo'lsa, uning yadro

bilan to‘qnashish ehtimolligi miqdoran yadroning ko‘ndalang kesim yuziga teng ekan. Lekin zarra yadro bilan to‘qnashganda hamma vaqt ham biz qiziqayotgan yadroviy reaksiya sodir bo‘lavermaydi. Umuman, yadroviy reaksiyani sodir bo‘lish ehtimolligi zarra va nishonning parametrlariga, ayniqsa, zarraning energiyasiga bog‘liq. Bundan tashqari yadroviy reaksiyani qattiq zarra bilan sferik shakldagi qattiq yadroning to‘qnashishi kabi tasavvur qilish ham haqiqatga unchalik mos kelmaydi. Natijada yadroviy reaksiyani sodir bo‘lish ehtimolligi zarrani yadro bilan to‘qnashish ehtimolligidan miqdoran farq qiladi. Boshqacha qilib aytganda, biror yadroviy reaksiyani sodir bo‘lish ehtimolligi aslida σ' ga emas, balki undan farqlanuvchi qiymatga ega bo‘ladi. Bu qiymat yadroning ko‘ndalang kesimiga emas, balki qandaydir effektiv kesimga mos keladi. Shuning uchun yadroviy reaksiyaning sodir bo‘lish ehtimolligini effektiv kesim orqali xarakterlash odat bo‘lgan. Effektiv kesim m^2 larda o‘lchanadi.

1932-yilda D.Chedvik α -zarralar ta‘sirida vujudga keladigan "berilliy nurlanishi" massasi proton massasiga yaqin bo‘lgan elektroneytral zarralardan iborat, degan fikrni ilgari surdi. Bu fikrga asoslanib Chedvik mavjud tajriba natijalarini miqdoriy jihatdan ham izohlab berdi. Neytronlar deb nomlangan zarralar shu tarzda kashf etildi. Shunday qilib, neytronlar kuzatilgan birinchi yadroviy reaksiyani,

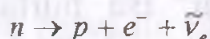


shaklda yozamiz. Bu reaksiyadan qanuzgacha neytronlarning ixchamgina manbai sifatida foydalaniladi. Bunday manbalarni berilliy metalliga α - nurlanish chiqaradigan preparat aralashtirib hosil qilinadi. Masalan, 1g radiyga bir necha gramm berilliy aralashtirilsa, sekundiga taxminan 10^7 neytron chiqaradigan manba hosil bo‘ladi. 1g poloniy aralashtirilgan (Po-Be) manbadan sekundiga chiqariladigan neytronlar soni $3 \cdot 10^6$ ga etadi. Bu ikkala manba chiqaradigan neytronlar energiyasi keng intervaldagi qiymatlarga ega. Agar monoenergetik neytronlar lozim bo‘lsa,

boshqa reaksiyalardan foydalaniladi. Masalan, Bi^{214} ning 1,78 MeV energiyali γ -kvantlari ta'sirida,



reaksiya tufayli energiyasi ~ 110 keV bo'lgan monoenergetik neytronlar hosil bo'ladi. Erkin holatdagi (ya'ni, yadro tarkibiga kirmagan) neytron β -radioaktiv yemirilishga moyil. Uning yarim yemirilish davri ~ 12 minut. Yemirilish quyidagi,



sxema bo'yicha sodir bo'ladi. Neytronlar biror muhitdan o'tayotganda, muhit atom va molekularining elektron qobiqlari bilan deyarli ta'sirlashmaydi. Sababi - neytronlarning elektr zaryadga ega emasligidir. Neytronlar faqatgina muhit atomlarining yadrolari bilan ta'sirlashadi, xolos. Bu ta'sirlashuv neytronning tezligiga (ya'ni, energiyasiga) bog'liq. Neytronlarning tezligi bo'yicha shartli ravishda tez va sekin neytronlarga ajratiladi:

1) deBroyl to'liq uzunliklari ($\lambda = h/m_n v$) yadro radiusi r dan kichik bo'lgan neytronlar [bunga (0,1, 4, 50) MeV energiyalar mos keladi] tez neytronlar deb ataladi;

2) neytronlarning deBroyl to'liq uzunliklari yadro radiusidan katta bo'lgak hollarda (bunga 0,1 MeV dan kichik energiyalar mos keladi) ularni sekin neytronlar deb nomlanadi.

VI BOB

YADROVIY NURLANISHLARINING MODDALAR BILAN O‘ZARO TA‘SIRI

6.1. Ionizatsion energiya yo‘qotish

Yuqori energiyali har xil nurlanishlar manbai yadro yemirilishlari, reaksiyalari, zaryadli zarralar tezlatgichlari hamda kosmik nurlar hisoblanadi. Bu nurlanishlarning zaryadli yoki zaryadsiz, energiyalarining katta-kichik bo‘lishiga qarab ta‘sirlashayotgan muhit atomlari bilan turlicha ta‘sirlashadilar. Shuning uchun yadro nurlanishlarining moddalar bilan ta‘sirlashuvini o‘rganish, ta‘sirlashuvdagi muhitning xususiyatlarini va nurlanishlar xususiyatlarini aniqlash imkoniyatini beradi. Ta‘sirlashuvga ko‘ra muhit ichki tuzilishi, mustahkamligi, tarkibi, biologik xususiyatlarining o‘zgarishi, bundan tashqari, nurlanishlardan himoyalaniish va nurlanishlarni qayd qilishlik imkoniyatini beradi. Yadroviy nurlanishlarning moddalar bilan ta‘sirlashuv qonunlarini o‘rganish yadro fizikasining amaliy maqsadlarda qo‘llanish asosini yaratadi.

Yadro nurlanish zarralari muhit atomlari bilan kuchsiz, elektromagnit va kuchli-yadroviy o‘zaro ta‘sir kuchlari bilan bevosita ta‘sirlashadilar. Zaryadli og‘ir zarralar va gamma fotonlar muhitdan o‘tishda ta‘sirlashuvni asosan elektromagnit ta‘sirlashuv bilan amalga oshiradi, kuchli yadroviy ta‘sirlashuvda qatnashmaydi, chunki qisqa masofada ta‘sirlashadi, bundan tashqari, yadroda elektronlar Z-qadar ko‘pdir. Yadro nurlanishlar energiyasi (0,01-0,1 MeV dan GeV gacha) atomlarda elektronlar ionizatsiya energiyasidan ($I=13,5Z$ eV) juda katta bo‘lgani uchun elektronning atom qobig‘ida bog‘lanish energiyasini e‘tiborga olmasdan elektronni erkin deb qarash mumkin.

Zarralar muhit bilan turlicha ta‘sirlashadilar. Zarralarning muhit bilan ta‘sirlashuv mexanizmini zaryadli yengil (elektron, pozitron), og‘ir (elektron, pozitronidan boshqa) zarralar va gamma kvantlarga ajratish mumkin. Zaryadli zarralar muhitdan o‘tishda atom elektronlari va yadro elektromagnit maydoni bilan o‘zaro

ta'sirlashuvda energiyasi atomni uyg'otish yoki ionizatsiyalashga sarflaydi, yengil zaryadli zarralar esa bu maydonda tormozlanishi natijasida o'z energiyasining bir qismini yo'qotishi mumkin. Gamma nurlar o'z energiyalarini asosan fotoeffekt, kompton effekt, elektron-pozitron juftini hosil qilish jarayonlariga sarflaydi. Agar gamma foton energiyasi juda katta $E_\gamma > 10 \text{ MeV}$ bo'lganda fotoyadro reaksiyalarini hosil qilishligi mumkin.

Yuqori energiyali og'ir zaryadli zarra muhitdan o'tishda o'z kulon maydoni bilan atom elektronlariga ta'sir etib energiyasini ionizatsiyalashga sarflaydi. Bu jarayonda kulon ta'sir kuchining uzoq masofagacha ta'sirlasha olish xususiyatiga ega bo'lganligidan zarra ko'plab elektronlar bilan ta'sirlashadi. Muhitga tushuvchi zarra zaryadi Z_e massasi M , tezligi v , elektronga yaq'in kelish masofa b bo'lsin. Ionizatsiya energiya formulasini keltirib chiqarishda quyidagi mulohazalardan foydalanamiz.

1) Zarraning elektronlar bilan ta'sirlashuvini klassik fizika qonunlari asosida tushuntiriladi $Pb \gg h$.

2) Atom elektronlarining tezligi v_e , tushuvchi zarra tezligidan juda ham kichik $v \gg v_e$, ta'sirlashuv vaqtida elektron joyidan qo'zgalmas, siljimaydi deb qaraladi. $E \gg \frac{M}{m_e} E_e$

3) Elektronni atomda erkin deb qaraymiz.

Muhitga tushuvchi zarra zaryadi Z_e , massasi M , tezligi v , elektronga eng yaqin kelish masofasi b bo'lsin (6.1-rasm). Zarra massasi $M \gg m_e$ elektron massasidan katta bo'lgani uchun elektronlar bilan ta'sirlashuvda o'z yo'nalishini o'zgartirmasdan to'g'ri chiziq bo'yicha harakatlanib, zarraning elektron bilan ta'sirlashuvi $2b$ masofagacha bo'lsin.

Dastlab zarralarning alohida elektron bilan o'zaro ta'sirini ko'rib chiqaylik. Zarraning harakat treaktoriyasiga tik yo'nalishda elektronga bergan impulsi:

$$\Delta p_1 = \int F_1 dt \quad (6.1)$$

bo'ladi. Zarra elektronga yaqinlashganda va undan uzoqlashganda ta'sir kuchi yo'nalishi qarama-qarshi bo'lgani uchun zarra impulsining parallel tashkil etuvchisi nolga teng bo'ladi.

$$\Delta p_{\parallel} = \int F_{\parallel} dt = 0 \quad (6.2)$$

Shuning uchun ionizatsiyani zarra impulsining tik Δp_{\perp} tashkil etuvchisi vujudga keltiradi. O'zaro ta'sir vaqti,

$$\Delta t = \frac{2b}{g} \quad (6.3)$$

zarracha tomonidan elektronni itaruvchi kulon kuchi,

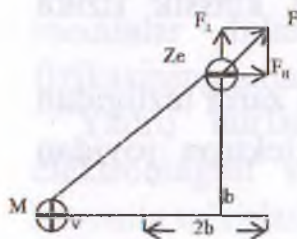
$$F_{\perp} = \frac{ze^2}{b^2} \quad (6.4)$$

Elektronning zarracha tomonidan olgan impulsini,

$$\Delta p_{\perp} = F_{\perp} \Delta t = \frac{Ze^2}{b^2} \cdot \frac{2b}{g} = \frac{2Ze^2}{bg} \quad (6.5)$$

Elektronning (6.5) impulsiga mos keluvchi olgan energiyasi,

$$\Delta E_t = \frac{\Delta p_{\perp}^2}{2m_e} = \left(\frac{2Ze^2}{bg} \right)^2 \frac{1}{2m_e} = \frac{2Z^2e^4}{m_e g^2} \cdot \frac{1}{b^2} \quad (6.6)$$



6.1 rasm

Shunday qilib (6.6) ifoda zaryadli zarra trektoriyasidan b -masofada joylashgan atom elektronining olgan yoki zarraning elektronga bergan energiyasini ifodalaydi. Zaryadli zarra muhitdan o'tishda trektoriyasidan b uzoqlikda, db qalinlikda va dx uzunlikda joylashgan silindr ichidaga barcha elektronlar

bilan ta'sirlashadi (6.1-rasm).

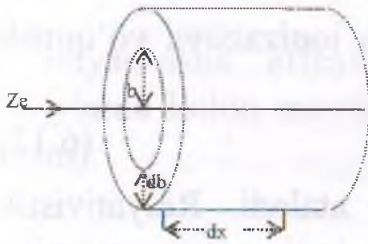
Bu elektronlar soni $Vn_e = 2\pi b db dx n_e$. Bu yerda $Vn_e = 2\pi b db dx$ ko'rilayotgan silindr devorining hajmi, n_e - elektronlar konsentratsiyasi. Zarraning barcha elektronlar bilan ta'sirlashganda yo'qotgan energiyasi

$$\Delta E = \Delta E_t V = \frac{4\pi Z^2 e^4}{m_e g^2} \frac{db}{b} dx \quad (6.7)$$

Uzunlik birligida yo'qotgan zarraning solishtirma ionizatsiya-energiyasi:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ioni}} = \frac{4\pi m_e Z^2 e^4}{m g^2} \frac{db}{b} \quad (6.8)$$

To'la solishtirma ionizatsiya yo'qotish energiyasini topish uchun (6.8) ifodani ta'sirlashuv parametri b ning 0 dan ∞ gacha bo'lgan qiymatlari bo'yicha integrallash kerak. Lekin $b=0$ va $b=\infty$ da $\int_0^{\infty} \frac{db}{b}$ ni integrallash mumkin emas, integral ma'noga ega emas.



6.2 rasm

Shuning uchun b -ning minimal va maksimal qiymatlarini tanlash va integrallash zarur. Zarraning elektronga yaqinlashish parametri b ning minimal masofasi zarra bilan elektronning «peshona» to'qnashuvidir. Bunda oraliq masofa minimum, energiya uzatishi esa

maksimum E_{max} , «peshona» to'qnashuvda energiya uzatish,

$$\Delta E_{\text{max}} = \frac{4mM}{(M+m)^2} E \quad (6.9)$$

Zarra massasi M elektron massasi m_e dan $M \gg m_e$ ekanligini e'tiborga olib (6.9) ifodani quyidagicha yozamiz:

$$\Delta E_{\text{max}} = \frac{4mM}{M^2} E = \frac{4m}{M} \frac{Mv^2}{2} = 2mv^2 \quad (6.10)$$

(6) ifodaga ko'ra b_{min}^2 :

$$b_{\text{min}}^2 = \frac{2Z^2 e^4}{m g^2} \frac{1}{\Delta E_{\text{max}}} = \frac{2Z^2 e^4}{m g^2 2m v^2} \quad (6.11)$$

b_{max} ni aniqlashda zarraning elektronga uzatish energiyasi elektronning atomda bog'lanish energiyasiga to'g'ri keluvchi masofa olinadi, bu masofadan katta masofadagi elektronlarga uzatilgan energiya ionizatsiya energiyasidan kichik bo'lib, elektronlar ionizatsiyasiga qatnashmaydi.

$$b_{\text{max}} = \frac{2Z^2 e^4}{m g^2 I} \quad (6.12)$$

Bu yerda I -atomda elektronlarning o'rtacha ionizatsiya energiyasi (6.2-rasm). (Elektronlarning atomda ionizatsiya energiyasi turli yadro va turli qobiqlar uchun turlicha o'rtacha qiymat $I = I_0 Z$; $I_0 = 10$ eV). Shunday qilib (6.8) ifodadan,

$$-\left[\frac{dE}{dx}\right]_{ion} = \int_{a_{min}}^{a_{max}} \frac{dE}{dx} db = \frac{4\pi m_e Z^2 e^4}{m g^2} \ln \frac{b_{max}}{b_{min}}; \quad (6.13)$$

(6.13) ifodadagi $\ln \frac{b_{max}}{b_{min}}$ ni (6.11) va (6.12) formulalardan foydalanib yozamiz,

$$\ln \frac{b_{max}}{b_{min}} = \frac{1}{2} \ln \frac{b_{max}^2}{b_{min}^2} = \frac{1}{2} \ln \frac{2m g^2}{I}; \quad (6.14)$$

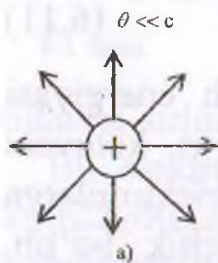
(6.14) ni (6.13) ga qo'ysak, solishtirma ionizatsiya yo'qotish formulasi hosil bo'ladi,

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{2\pi Z^2 e^4 n_e}{m g^2} \ln \frac{2m g^2}{I} \quad (6.15)$$

(6.15) formulaga Bor formulasi deb ataladi. Relyativistik effektlarni e'tiborga olsak solishtirma ionizatsiya energiya yo'qotish formulasi:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{4\pi Z^2 e^4 n_e}{m g^2} \left[\ln \frac{2m g^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \delta - U \right] \quad (6.16)$$

(6.16) formulaga Bete-Blox formulasi deb ham ataladi. Bu yerda energiya yo'qotish (erg/sm) larda o'lchaniladi. Solishtirma energiya yo'qotish muhitdan o'tayotgan zarra zaryadining kvadratiga to'g'ri, tezligining kvadratiga teskari mutanosiblikda, hamda muhitning elektronlar konsentratsiyasiga ham bog'liq



6.3 rasm

bo'lib, zarra massasiga bog'liq emas (6.3-rasm). Zaryadli zarraning elektronga yaqin kelish masofasi, ya'ni ta'sirlashuv parametri norelyativistik yoki relyativistik holatlarda turlicha qiymatlarga ega bo'lishadilar. Norelyativistik holat uchun yaqinlashish

parametrining b_{max} qiymatini elektronning atomdagi o'rtacha ionizatsiya energiyasi I to'g'ri keladigan qiymat tanlanildi. Relyativistik holatda shuni e'tiborga olish lozimki, zarra ta'sirlashuv vaqti $t=b/v$ (6.17) elektronning orbitada aylanish davri $T=2\pi/\omega$ dan katta bo'lsa, zarra energiyasining atomni uyg'otishga sarflamaydi. Xuddi prujinaga qisqa turtki berilsa, prujina

tebranadi, agar prujinani sekin siqib va asta-sekin bo'shatilsa tebranmaganidek, Shuning uchun zarraning elektron bilan ta'sirlashuv vaqti hech bo'lmaganda elektronning orbitada aylanish davriga teng bo'lishi kerak.

$$t = \frac{1}{\omega} = T \quad (6.17)$$

shunday qilib, o'rtacha ionizatsiya energiyasi,

$$\bar{I} = \hbar\omega \quad (6.18)$$

relyativistik effektlarni e'tiborga olinsa, ta'sirlashuv vaqti bo'ylama kulon maydonining siqilishi hisobidan kamayadi (6.3-rasm).

$$t_{\text{rel}} = \frac{b}{g} \sqrt{1 - \beta^2} \quad (6.19)$$

bundan,

$$b_{\text{max}} = \frac{g}{\omega \sqrt{1 - \beta^2}} \quad (6.20)$$

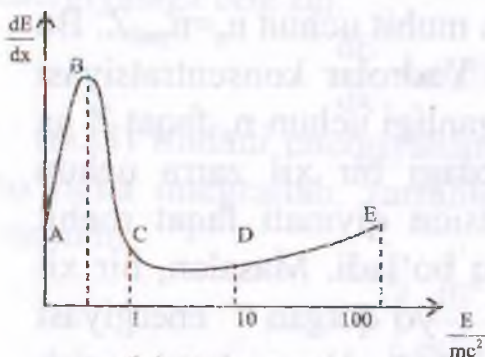
Relyativistik zaryadli zarralar bo'ylama elektr maydonining siqilishi. a) Tinch zarra elektr maydoni kuch chiziqlari. b) relyativistik zarra kuch chiziqlari.

Yaqinlashish masofasining b_{min} qiymati uchun relyativistik holat uchun,

$$b_{\text{min}} = \frac{\hbar}{p} = \frac{\hbar}{m g} \quad \text{yoki} \quad b_{\text{min}} = \frac{\hbar}{m g} \sqrt{1 - \beta^2}$$

bo'lishi lozim. Og'ir zaryadli zarralarning energiyalariga ko'ra solishtirma energiya yo'qotish grafigi 6.4-rasmda keltirilgan.

Muhitga tushuvchi zaryadli zarra energiyasi juda kichik va katta bo'lganda ionizatsiya formulasidan foydalanib bo'lmaydi. 6.4-rasmdagi AB qismda, bunda tushuvchi zarra



6.4 rasm

tezligi elektronning orbitada aylanish tezligidan kichik, zarra muhitdan o'tishda elektronga impuls bermaydi. Elektron bilan yonma-yon harakatlanib elektronni yutadi (yoki elektronga

yutiladi), natijada zaryadsizlanadi, ma'lum vaqtdan keyin elektronidan ajralib ketishi mumkin. Shuning uchun, bu qismni qayta zaryadlanish qismi deb ham ataladi. Bu jarayon zarra tezligi elektronning orbitadagi tezligiga erishguncha davom etadi. 6.4-rasmda B nuqtaga mos keluvchi tezlik elektronning orbitadagi tezligiga to'g'ri keladi. BS qism zarra tezligi oshishi bilan ionizatsiya energiya yo'qotish (6.15) formulaga ko'ra eksponensial kamayadi. Chunki elektromagnit ta'sirlashuv kuchi o'zgarmaydi, tezligi oshishi bilan ta'sir vaqti kamayadi. Zarraning relyativistik tezligi S nuqtaga mos keluvchi tezligidir.

SD qism zaryadli relyativistik zarraning bo'ylama elektr maydonining siqilishi natijasida ta'sir masofasining ortishi va ko'proq elektronlarga energiya uzatish sababli ionizatsiyaning ortishiga sabab bo'ladi.

DE qism zarra energiyasi juda yuqori bo'lib, ta'sirlashuv parametri b_{\max} qiymati atomlar orasidagi masofadan oshib ketsa, zarra treaktoriyasiga yaqin atomlar qutblanib qoladi, elektr maydoni muhit dielektrik singdiruvchanligi (ϵ_{γ} - qadar kamayadi, natijada ionizatsiya kamayadi. Bunday qutblanish elektronlar zichligiga bog'liq, Shuning uchun *zichlik effekti* deb ataladi.

Yuqorida keltirib chiqarilgan formulalarda solishtirma ionizatsion yo'qotish muhitdagi elektronlarning konsentratsiyasiga bog'liq edi. Elektronlar konsentratsiyasi n_e esa turli muhit uchun har xildir. Atom tartib nomeri Z bo'lgan muhit uchun $n_e = n_{\text{yad}} Z$. Bu yerda n_{yad} – yadrolar konsentratsiyasi. Yadrolar konsentratsiyasi hamma muhitlar uchun o'zgarmas bo'lganligi uchun n_e faqat Z ga bog'liq. Shuning uchun bir xil tezlikdagi bir xil zarra uchun ($z_c = \text{const}$, $v = \text{const}$) solishtirma ionizatsion qiymati faqat muhit atomlarining tartib nomeri Z ga bog'liq bo'ladi. Masalan, bir xil sharoitda zarraning qo'rg'oshinda yo'qotgan energiyasi ko'mirdagidan $\frac{Z_m}{Z_c} \approx \frac{82}{6} \approx 14$ marta ko'p bo'ladi. Yana shuni aytish kerakki, zarraning solishtirma ionizatsiya energiya yo'qotishi zarraning massasiga oshkor bog'liq emas. Lekin zarraning kinetik energiyasi uning massasiga bog'liq bo'lgani uchun bir xil zaryadli

va tezlikli har xil massali zarraning bir xil muhitda ionizatsiya uchun yo'qotgan energiyasi massaga proporsional ravishda har xil bo'ladi.

Shunday qilib, solishtirma ionizatsiya energiya yo'qotish bir muhitdan ikkinchisiga o'tganda kuchli o'zgaradi. Odatda ko'p hollarda solishtirma ionizatsiya energiya yo'qotishning uzunlik birligidagi $\frac{dE}{dx}$ emas, zichlik birligiga to'g'ri keluvchi $\frac{dE}{d\xi}$ qiymati olinadi. $\xi = xp$ muhit zichligi, ξ - o'lchov birligi g/sm^2 da,

$$\frac{dE}{d\xi} = \frac{dE}{dx} \frac{dx}{d\xi} = \left(\frac{dE}{dx} \right) \left(\frac{1}{p} \right) \quad (6.21)$$

chunki muhit zichligi va solishtirma ionizatsiya energiya yo'qotish $\frac{dE}{dx}$ ham muhit zariyadi Z ga bog'liq. Shunday qilib solishtirma zichlik ionizatsiya energiya yo'qotish qaralayotgan muhit uchun o'zgaras bo'ladi.

$$\left(\frac{dE}{dx} \right) \left(\frac{1}{p} \right) \approx \text{const} \quad (6.22)$$

bu esa turli muhit uchun solishtirma ionizatsiya energiya yo'qotish qiymatini taqqoslaganda qulaylik tug'diradi.

Zarraning muhitda bosib o'tgan yo'li. Zarraning muhitdagi yo'lining uzunligi zarra energiyasiga bog'liq. Berilgan zarra muhit uchun solishtirma ionizatsion yo'qotish faqat zarraning kinetik energiyasiga bog'liq.

$$\frac{dE}{dx} = \varphi(E) \quad (6.23)$$

(6.23) ifodani energiyaning 0 dan E_0 gacha bo'lgan qiymatlari bo'yicha integrallab, zarraning to'la bosib o'tgan yo'lini topish mumkin.

$$x = \int_0^{E_0} \frac{dE}{\varphi(E)} \quad (6.24)$$

Zarra energiyasi relyativistik bo'lmagan holatda,

$$\frac{dE}{dx} = \frac{d}{dx} \left(\frac{mv^2}{2} \right) = mv \frac{dv}{dx} \quad (6.25)$$

Ikkinchi tomondan,

$$\frac{dE}{dx} = Z^2 \varphi(\vartheta) \quad (6.26)$$

$Z^2 \varphi(\vartheta) = mv \frac{d\vartheta}{dx}$ bundan $dx = \frac{m}{Z^2} \frac{v}{\varphi(\vartheta)} d\vartheta$ integrallasak,

$$x = \frac{m}{Z^2} \Phi(\vartheta) \quad (6.27)$$

Shunday qilib, bir muhitda bir xil tezlik bilan ikki zarraning bosib o'tgan yo'llari massasining zaryadi kvadratlarining nisbatlari kabi bo'lar ekan,

$$x_1 : x_2 = \frac{m_1}{Z_1^2} : \frac{m_2}{Z_2^2} \quad (6.28)$$

Radiatsion nurlanish

Zaryadli zarralar muhitdan o'tganda energiyalarini muhitni ionizatsiyalashdan tashqari radiatsion nurlashga ham sarflaydilar. Zaryadli zarralar muhit orqali o'tganda atom yadrosi va elektronlar maydonidan tormozlanish natijasida radiatsion yoki tormozlanish nurlanish deb ataluvchi nurlanish hosil qiladi va o'z energiyasini shu nurlanishga yo'qota boradi.

Radiatsion nurlanish asosan yengil zarralarda kuchli bo'ladi. Chunki zarra qancha yengil bo'lsa, shuncha tez tormozlanadi. Haqiqatdan radiatsion nurlanishda zarraning yo'qotgan energiyasi, elektrodinamika qonuniga asosan, tormozlanayotgan zarraning tormozlanishda olgan tezlanishiga bog'liq. Elektrodinamika qonuniga ko'ra muhitda a - tezlanish bilan tormozlangan zarraning dt vaqt ichida radiatsion nurlanish intensivligi,

$$W = \frac{2}{3} \frac{Z^2 e^2}{c^3} |a|^2 \quad (6.29)$$

Bu yerda Ze – muhit zaryadi, a -zarraning tormozlanishda olgan tezlanishi. Ma'lumki tezlanish,

$$a = \frac{F}{m} \quad (6.30)$$

bunda F – zarraga ta'sir etuvchi kuch, m – zarra massasi. (6.29) va (6.30) – ifodalardan bir xil zaryadli zarralar uchun radiatsion nurlanish intensivligi zarra massasi kvadratiga teskari mutanosibli kelib chiqadi.

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{rad} \sim \frac{1}{m^2}$$

Bundan radiatsion nurlanish asosan yengil zarralarga xos ekanligi, haqiqatdan ham bir xil tormozlanuvchi muhitda protonning elektronga nisbatan radiatsion nurlanishi,

$$\left(\frac{m_p}{m_e}\right)^2 = 1836^2 \approx 3,4 \cdot 10^6$$

marotaba kuchsiz bo'ladi. Zaryadli zarralarning ionizatsiya energiya yo'qotishi atom elektronlari bilan ta'sirlashuviga ko'ra ro'y bersa, radiatsion nurlanish muhit yadrolari bilan ta'sirlashuviga ko'ra bo'ladi. Zarralarni tormozlovchi muhit yadrolarining kulon kuchi yadro zaryadi kvadratiga Z^2 bog'liq. G.Bete va V.Geytlerlar elektronlar turli energiya sohalari uchun radiatsion nurlanish formulalarini ishlab chiqdilar.

Umuman radiatsion nurlanish muhit atomlarining tartib nomeri Z^2 ga, atom va elektronlari konsentratsiyasi n_e ga va zarra (elektron) kinetik energiyasi T_e ga bog'liq ekan,

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \sim Z^2 n_e T_e \quad (6.31)$$

Zaryadli zarralarning ionizatsiya energiya yo'qotish formulasi elektron uchun $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion} \sim n_e Z \frac{1}{v^2}$ bog'lanishda bo'lib ionizatsiya energiya yo'qotish zarra energiyasi oshishi bilan kamayib boradi. Radiatsion energiya yo'qotish esa energiya oshishi bilan oshib boradi. Ma'lum bir energiyada ionizatsion va radiatsion energiya yo'qotishlar tenglashadi. Bu turli muhit uchun har xil bo'lib bunga *kritik energiya* deyiladi. Uni quyidagi tenglamadan aniqlash mumkin:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} : \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} \approx \frac{T_e Z}{800} \quad (6.32)$$

Bu yerda T_e MeV larda olingan. (6.32) ga ko'ra suvda ($Z=8$) energiyasi $T_e=100$ MeV bo'lgan elektronlar uchun $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad}$ bo'ladi. Demak, suv uchun kritik energiya $T_{kr}=100$ MeV, qo'rg'oshin uchun $Z=82$ va demak $T_{kr}=10$ MeV. Elektronlar energiyasi kritik energiyadan yuqori bo'lsa energiya yo'qotish asosan radiatsion yo'qotishdan iborat bo'lib qoladi. Elektronning

boshlang'ich energiyasi E_0 bo'lsa radiatsion yo'qotish natijasida energiyasi eksponensial qonun bo'yicha o'zgaradi.

$$\bar{E} = E_0 e^{-\frac{x}{\lambda_0}} \quad (6.33)$$

(6.33) dan $x=x_0$ masofada elektronning energiyasi e marta kamayadi. Bu $x=x_0$ turli muhitlar uchun har xil bo'lib, radiatsion uzunlik deb ataladi. 10.1-jadvalda turli muhitlar uchun radiatsion uzunlik va kritik energiyalar qiymatlari keltirilgan.

10.1- jadval

Muhit	Radiatsion uzunlik l_g g/sm ²	Kritik energiya E_{kr} MeV	Muhit	Radiatsion uzunlik l_g g/sm ²	Kritik energiya E_{kr} MeV
H	63,1	340	Al	24,0	47
He	94,3	220	Ae	13,8	24
C	42,7	103	Cu	12,9	21,5
Havo	36,2	83	Pb	6,4	6,9

Radiatsion uzunlikning l (sm) dagi qiymatini topish uchun l_r ni muhit zichligiga nisbatini l_r/ρ olish lozim. Masalan havo uchun:

$$l = \frac{l_r}{\rho} = \frac{36,2 \text{ g/sm}^2}{0,00121 \text{ g/sm}^3} = 299,17 \text{ sm} \approx 300 \text{ m}$$

Energiyasi $T_e > E_{kr}$ bo'lgan elektron bir radiatsion uzunlikka teng masofada o'rta hisobda energiyasi T_e ga yaqin bo'lgan bitta kvant hosil qilishi mumkin. Radiatsion nurlanish energiyasi $E \geq 2m_e c^2$ bo'lsa, u elektron – pozitron juftini hosil qilishi mumkin. Bu jarayon kosmik nurlar tarkibida elektron-foton yog'dusining hosil bo'lishiga sabab bo'ladi.

6.2. Vavilov – Cherenkov nurlanishi

1934-yili akademik S.I. Vavilov va shogirdi P.A. Cherenkov uran tuzlari eritmalarining gamma nurlar ta'sirida lyuminesensiyasini o'rganishda yangi bir nurlanishni kashf etdi. Odatda nurlanish atom va molekullalarda qobiq elektronlarning bir energetik holatidan ikkinchisiga o'tishi natijasida hosil bo'ladi va ularning nurlanishi $\tau = 10$ s davom etadi. Nurlanish intensivligi

tashqi parametrlarga muhit tozaligiga, temperatura o'zgarishlariga bog'liq bo'ladi. Lekin bu yangi Vavilov-Cherenkov nurlanishi tashqi parametrlarga bog'liq emas, bu nurlanishlarning quyidagicha o'ziga xos xususiyatlarga ega ekanligi aniqlandi:

1) Nurlanish magnit maydonida kuchli qutblanadi, demak nurlanishni gamma kvantlar emas balki zaryadli zarralar vujudga keltiradi;

2) Nurlanish intensivligi muhit zariyadi Z ga bog'liq emas, demak bu radiatsion nurlanish emas;

3) Nurlanish uni hosil qilayotgan birlamchi zarra yo'nalishiga nisbatan ma'lum burchak ostida hosil bo'ladi;

Vavilov-Cherenkov nurlanishini 1937-yili I.E.Tamm va I.M.Franklar klassik elektrodinamika nazariyasi asosida tushuntirib berdilar. Klassik elektrodinamika qonunlariga ko'ra vakuumda to'g'ri chiziq bo'ylab tekis harakat qilayotgan zaryadli zarra nurlanish hosil qilmasligi kerak. Aks holda energiya va impulsning quyidagi sharti bajarilishi lozim:

$$\left(\frac{dE}{dp}\right)_{\text{zarr}} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{nur}} \quad (6.34)$$

(6.34) sharti vakuum uchun bajarilmaydi, lekin muhit sindirish ko'rsatkichi $n > 1$ bo'lsa bajariladi. Haqiqatdan, massasi $m \neq 0$ bo'lmagan vakuumda erkin harakatlanayotgan zarraning to'la energiyasi,

$$E_{\text{zarr}} = \sqrt{m_0 c^4 + p^2 c^2} = (m^2 c^4 + p^2 c^2)^{\frac{1}{2}} \quad (6.35)$$

(6.35)ni differentsiallasak

$$dE_{\text{zarr}} = \frac{1}{2}(m^2 c^4 + p^2 c^2)^{-\frac{1}{2}} 2p c^2 dp = \frac{c^2 p dp}{\sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}} \quad \text{bundan}$$

$$\frac{dE_{\text{zarr}}}{dp} = \frac{pc^2}{E} = \frac{m_0 c^2}{mc^2} = \beta \quad (6.36)$$

Ikkinchi tomondan vakuumda elektromagnit nurlanish uchun,

$$E_{\text{nur}} = pc \quad (6.37)$$

differentsiallasak $dE_{\text{nur}} = c dp$ yoki,

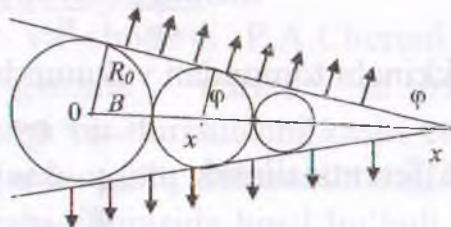
$$\frac{dE_{\text{nur}}}{dp} = c \quad (6.38)$$

Har doim $v < c$, Shuning uchun $\left(\frac{dE}{dp}\right)_{zarra} < \left(\frac{dE}{dx}\right)_{nur}$ bo'ladi. Ya'ni energiya va impuls saqlanish qonuni vakuumda to'g'ri chiziq bo'ylab tekis harakatlanayotgan zaryadli zarra o'z energiyasi va impulsini elektromagnit nurlanishga sarflashini ta'kidlaydi. Agar zarra harakati muhit sindirish ko'rsatkichi $n > 1$ bo'lganda zarraning muhitdagi tezligi v yorug'likning shu muhitda tarqalish fazoviy tezligidan katta bo'lishligi $v > c' = \frac{c}{n}$, zarra o'z energiyasini nurlanishga sarflashi mumkin bo'ladi. Vavilov-Cherenkov nurlanishi qayiqni suvda tez suzib orqasidan tarqatgan to'lqiniga o'xshaydi. Qayiq tezligi tarqalayotgan to'lqin tezligidan katta bo'lsa to'lqin tarqalishi kechikadi. Qayiq orqasidan kengayib boruvchi to'lqin fronti (qanot) hosil bo'ladi. Qayiq tezligi to'lqin tarqalish tezligidan kichik yoki teng bo'lsa, bunda to'lqin fronti kuzatilmaydi.

Xuddi Shuningdek, o'ta tez zaryadli zarra muhit sindirish ko'rsatkichi $n > 1$ bo'lgan muhitda tarqalishidan zarra elektr maydoni ta'sirida o'z yo'li atrofidagi muhit atomlarini qutblaydi. Zarra tezligi elektromagnit maydonning muhitdan tarqalish fazoviy tezligidan katta bo'lgani uchun o'ta tez zarra o'tib ketadi, qutblangan dipol kechikib qoladi. Kechikkan dipol kechikish o'qi bo'yicha nurlaydi.

Zarra tezligi $v \leq c'$ bo'lganda zarra o'rniga nisbatan muhit atomlarining qutblanishi simmetrik natijalovchi maydon nol dipol nurlanishlar bir-birini so'ndiradi. Zarra tezligi $v > c' = \frac{c}{n}$ bo'lganda muhit kechikkan dipollari kogerent nurlanishlarni hosil qiladi.

Bu nurlanish tarqalish burchagi quyidagicha topiladi. Zaryadli zarra $n > 1$ sindirish ko'rsatkichli muhitda chapdan o'ngga $v > c' = \frac{c}{n}$ tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsin (6.5- rasm). Zarra tvaqtdan so'ng $x = vt$ nuqtada bo'ladi. Bu vaqt ichida zarra



6.5 rasm

hosil qilgan nurlanishlar to'liqin fronti Ax chizig'ida yotadi. Chunki $x=0$ nuqtada hosil bo'lgan to'liqin t vaqtda $R_0=c't$ masofani, x nuqtada hosil bo'lgan nurlanish esa $R_x=c'(t-x/g)=0$ masofani o'tadi. Hosil bo'lgan to'liqin fronti 2φ burchakli konus tomonlaridan iborat va

$$\sin \varphi = \frac{R_0}{x} = \frac{c't}{x} = \frac{c'}{g} = \frac{1}{n\beta}$$

Vavilov-Cherenkov nurlanishining tarqalish yo'nalishini belgilovchi burchak 10.6-rasmdan $\frac{\pi}{2} - \varphi$ ga teng ekanligi ko'rinib turibdi, u quyidagi shartdan topiladi.

$$\cos \Theta = \frac{1}{\beta n} \quad (6.39)$$

Shunday qilib, Vavilov-Cherenkov nurlanishi 2Θ burchakli konus ichida tarqaladi. Bu nurlanishning aniq burchak yo'nalishga ega bo'lishidan foydalanib, zarraning muhitidagi tezligi β ni aniqlash mumkin. (6.39) dan zarra tezligini aniqlash sohasi oralig'i $\frac{1}{n} > \beta > 1$. $\beta = \frac{1}{n}$ da $\theta = 0^\circ$ nurlanish boshlanadi $\beta = 1$ da $\theta = \arccos(\frac{1}{n})$ nurlanish maksimum burchakka erishadi. Masalan suv uchun ($n=1,33$) $\beta_{\min} = \frac{1}{n} = \frac{1}{1,33} = 0,75$ da Vavilov-Cherenkov nurlanishi hosil bo'ladi. Elektron uchun bu shart,

$$E_e = m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) = 0,5 \left(\frac{1}{\sqrt{1-(0,75)^2}} - 1 \right) = 0,26 \text{ MeV}$$

dan boshlab bajariladi. Elektron uchun suvda nurlanishning maksimum burchagi

$$\cos \theta_{\max} = \frac{1}{n} = 0,75 \quad \theta = 41,5^\circ.$$

Tamm-Frank nazariyasiga ko'ra chastotasi ν dan $\nu + d\nu$ ga qadar oraliqda bo'lgan Vavilov-Cherenkov nurlanishidagi fotonlar soni,

$$N(\nu) = 4\pi^2 \frac{(ze)^2}{hc^2} \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \right) \quad (6.40)$$

(6.40) formulaga ko'ra, hosil bo'lgan fotonlar soni birlamchi zarra zaryadining kvadratiga va zarra tezligiga bog'liq, β ning ortishi bilan $N(\nu)$ 0 dan $4\pi^2 \frac{e^2 z^2}{hc^2} \left(1 - \frac{1}{h^2} \right)$ ga qadar ortadi va u

nurlanish chastotasiga bog'liq emas. $E=h\nu$ bo'lgani uchun asosiy nurlanish energiyasi yuqori chastotali yoki qisqa to'liqinli spektr sohasida yotadi. Shuning uchun ham Vavilov-Cherenkov nurlanishi ko'k binafsha rangli nurlanishdan iborat bo'ladi. Zarraning nurlanishiga sarflaydigan energiyasi kam, shunga qaramasdan bu effekt o'ta tez zarralar tezliklarini, yo'nalishlarini qayd qilishlikda keng qo'llanilmoqda.

Gamma-nurlarning moddalar bilan ta'sirlashuvi

Gamma nurlar energiyalari bir necha o'n keV dan yuqori bo'lgan qisqa elektromagnit to'liqinidir. Hozirgi zamon tezlatgichlari yordamida gamma-kvantlar energiyalarini bir necha GeVga yetkazish mumkin. Gamma-kvantlar to'liqin uzunliklari energiyalari ortishi bilan kamayib boradi.

$$\lambda = \frac{2\pi hc}{E} \quad (6.41)$$

Gamma nurlar to'liqin uzunliklari 10^{-11} sm dan oshmaydi, bu esa atomlararo masofa 10^{-8} sm dan ming marotabalar kichikdir. Muhit bilan ta'sirlashuvini gamma-kvantlar elektromagnit ta'sirlashuvga ko'ra amalga oshiradi. Ta'sirlashuv jarayonida gamma-kvant yo'nalishini o'zgartirishi - sochilishi, yutilishi, zarra-antizarra juftini hosil qilishi mumkin. Gamma-kvantlar zaryadsiz bo'lgani uchun uzoq masofada ta'sir etuvchi kulon kuchi ta'siriga berilmaydi, masofaga ega bo'lmagani uchun doimo yorug'lik tezligi bilan harakatlanadi, sekinlashmaydi, to'liqin uzunliklari atomlararo masofadan 10^{-3} marotabalar kichik bo'lganligi sababli juda kam tutashadilar. Zaryadli zarralardan farqli o'laroq, gamma-kvantlar muhitda o'z energiyalarini kamaytirsam ham tezligini o'zgartirmaydi, gamma-kvantlar uchun muhitda chopish masofasi tushunchasini ishlatib bo'lmaydi, gamma-kvantlar oqimi intensivligi muhit atom elektron va yadrolari bilan ta'sirlashuvida kamayib boradi.

Monoxromatik gamma-kvantlar oqimining bir sekundda 1sm^2 yuzadan o'tayotgan intensivligi I , dx -qalinlikdan o'tganda kamayishi dI bo'lsin. O'z navbatida dI kamayishi oqim va qatlam qalinligiga bog'liq.

$$dI = -\mu I dx \quad (6.42)$$

Agar muhit bir jinsli bo'lsa μ doimiy bo'ladi. (2.2) ifodani integrallab chiqamiz:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (6.43)$$

Bu yerda I_0 -boshlang'ich intensivlik, I - x qalinlikdagi muhitdan o'tgandan so'nggi intensivlik, μ - yutilish yoki kuchsizlanish koeffitsienti. (6.43) ifodadagi daraja μx - o'lchamsiz bo'lib, gamma-kvantlar oqimi muhit qatlamlaridan o'ta borib, intensivliklari eksponensial kamayib boradi. Muhit qalinligini turlicha ifodalash mumkin, shunga ko'ra μ ham turlicha ataladi. μ (sm^{-1}) - uzunlik birligiga to'g'ri kelsa - chiziqli, ρ -zichlik birligiga to'g'ri kelsa μ/ρ (sm^2) - massaviy yutilish koeffitsienti deyiladi. Har bir atomga $\frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{A}{N}$ (sm atom^{-1}) va $\frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{A}{N} \cdot \frac{1}{Z}$ ($\text{sm}^2 \text{elektron}^{-1}$)

¹⁾ mos keluvchi atom va elektron yutilish (kuchsizlanish) koeffitsientlar ham ishlatiladi. Yutilish koeffitsienti gamma-kvantlarning muhit bilan ta'sirini to'la xarakterlaydi, chunki u ko'rilayotgan jarayonning to'la kesimi bilan bog'langan bo'ladi. Gamma-nurlarning yutilishi asosan fotoeffekt, Kompton effekt va elektron-pozitron juftini hosil qilishlik bilan bo'ladi. Fotoeffekt bilan Kompton effekti gamma nurlarning atom elektronlari bilan to'qnashishida yuz bersa, elektron-pozitron jufti gamma-kvantning atom yadrosi bilan ta'sirida ro'y beradi va yuqori energiyalarda bu jarayon kesimi ortadi.

VII BOB ELEMENTAR ZARRACHALAR FIZIKASI

7.1. Elementar zarrachalarning asosiy xossalari

Olamning asosi nimadan iborat, ya'ni atrofimizni o'rab turgan barcha mavjudotlar qanday tuzilgan degan savol qadim zamonlardan odamlar ongini band qilib kelgan. Bu savolga birinchi bo'lib, grek faylasuflari javob berishga harakat qilishgan. Ulardan birlari olam 4ta unsur — havо, suv, tuproq, va olovdan tashkil topgan (Anaksimen) deyishsa, boshqalari esa olam strukturaga ega bo'lmagan va eng kichik bo'linmas atomlardan (Demokrit) tuzilgan degan g'oyalarni ilgari surishgan. XIX asrda Mendeleev tomonidan elementlar davriy jadvalining tuzilishi, ma'lum ma'noda faylasuflar g'oyalarni tasdiqladi. Lekin olamni Mendeleev jadvali elementlari orqali tushuntiradigan bo'lsak, uning juda murakkabligini sezamiz.



A. Bekkerel
(1852-1908)

Bu kimyoviy elementlar xossalarining takrorlanishi ham ularning asosida yanada fundamental tuzilmalar borligini bildiradi. XIX asr oxirida, aniqrog'i 1896-yili A. Bekkerel tomonidan radioaktivlik hodisasining ochilishi va bu hodisaning keyinchalik keng ko'lamda o'rganilishi elementar zarralar fizikasida katta yutuq bo'ldi. Shu yildan boshlab, to 1932-yilgacha atom tuzilishi to'laligicha o'rganib bo'lindi va 1932-yildan keyingi davr yadro fizikasi erasi deb ataladigan bo'ldi. Endi to 1932-yilgacha bo'lgan muhim yutuqlarni sanab o'tamiz.

1. Barcha moddalar 10^{-10} m o'lchamli neytral zarralar — atomlardan tuzilgan. Bu fakt XIX asrdayoq to'la tasdiqlangan edi.

2. Lekin, atom qadimgi faylasuflar faraz qilgandek bo'linmas, strukturasiz tuzilma bo'lmay, balki murakkab kvant—mexanik obyektidir.

3. Atomning tarkibiy qismi uning elektron qobig'i bo'lib, uning umumiy zaryadi Z_e ga teng (1913-y. N. Bor, 1915–1916y.

Zommerfeld) va shu bilan birga u atomning barcha kimyoviy va fizikaviy xususiyatlarni belgilaydi.

4. Atom markazida o'lchami $\approx 10^{-15}$ m ga teng yadro mavjud bo'lib, uning zaryadi $+Ze$ ga teng (1911 – 1914-y. Rezerford).

5. Atom yadrosi Z protonlar $A-Z$ - neytronlardan iborat, ya'ni $Z_p + (A-Z)n = A$ ta zarralardan iborat.

Bu tasdiq yadroning proton — neytron modelining mazmunini tashkil qiladi (1932-yili D.Ivanenko va Ye.Gapon tomonidan taklif qilingan). Bungacha esa yadroning proton — elektron modeli mavjud bo'lib, unga ko'ra yadro $A_p + (A-Z)e = (2e-Z)$

zarradan iborat deb qaralgan. Elektronlarning qobiqlardagi bog'lanish energiyasi eV larda, proton va neytronlarning bog'lanish energiyasi MeV larda o'lchanadi. Shu sababli atom yadrolari turg'un tuzilmadir.

Atom tuzilishi va uning xususiyatlarini o'rganish natijasida atomni tashkil qilgan tarkibiy qismlar ham o'rganila borildi. Elektronning ochilishi 1897-yil bilan belgilanib, uni J. Tomsonning katod nurlarining q/m solishtirma zaryadini o'lchash tajribasi bilan bog'lashadi. Lekin elektronning mavjudligi 1911-yili R.Millikenning uning zaryadini o'lchashi bilan to'la tasdiqlandi. 1919 yili E.Rezerford ${}^4_2\text{He}$ - azot atomining ${}^4_2\text{He} - \alpha$ zarralar bilan to'qnashishidan hosil bo'lgan ${}^1_1\text{H}$ - vodorod atomi azot atomiga tegishli degan fikrga keldi, ya'ni ${}^4_2\text{He} + {}^{14}_7\text{N} \rightarrow {}^{17}_8\text{O} + {}^1_1\text{H}$. U hosil bo'lgan vodorod atomi yadrosini proton (grekcha protos — birinchi) deb atadi.

Neytron: 1920-yili Rezerford massasi protonga teng va zaryadi no'iga teng bo'lgan zarracha mavjud bo'lishini bashorat qildi. Bu zarracha neytron deb ataldi va ancha izlanishlardan so'ng 1932-yili J. Chedvik tomonidan tajribada kuzatildi. U 1930-yili V. Bote va G. Beker tomonidan o'tkazilgan berilliy elementini α - zarralar bilan bombardimon qilganda qattiq neytral nurlanish hosil bo'lishi tajribasini takrorladi.

Hosil bo'lgan neytral nurlanishning γ -nurlanish emas, balki neytral massiv zarralar oqimi ekanligini tasdiqladi.

Foton atom tarkibiga kirmaydi va atomdagi elektron o'tishlarda hosil bo'ladi yoki yutiladi. Foton M. Plank tomonidan fanga kiritilgan va A. Kompton tajribalaridan keyingina elementar zarracha sifatida qabul qilindi. M. Plank jismlarning issiqlik nurlatish xususiyatini o'rganish natijasida ularning yorug'likni uzluksiz emas, balki diskret, ya'ni porsiyalar — $E=h\nu$ energiyali kvantlar ko'rinishida yutishi va chiqarishi to'g'risidagi tasavvurni shakllantirdi. Bu tasavvurga asoslanib, A. Eynshteyn fotoeffekt hodisasini tushuntirdi. 1922-yili A. Kompton rentgen nurlarining erkin elektronlarda sochilishida ular chastotasining o'zgarishini kuzatdi va uning nazariyasini yaratdi. Foton to'lqin xususiyatga egaligi, tug'ilish va yutilish xossalari ularni dastlabki davrlarda zarracha deb qabul qilishga imkon bermadi. Lekin tez orada bunday xususiyatlar boshqa zarralar uchun ham xosligi ayon bo'ldi.

Graviton: S — gravitatsion ta'sir tashuvchisi, elementar zarralar olamida gravitatsion ta'sirining o'ta kuchsizligi sababli, bu zarracha tajribada haligacha kuzatilmagan.

1930-yili P. Dirak tomonidan antizarralar, ya'ni har qanday zarrachaning qarama-qarshi ishorali zaryadga ega bo'lgan jufti mavjudligi aytiladi. 1932-yili esa K. Anderson tomonidan birinchi antizarracha $-e^+$ tajribada kuzatildi.

1935-yili yapon fiziki X. Yukava tomonidan yadro kuchlari tabiatini tushuntirish uchun pi — mezonlar $-\pi^+$, π^0 , π^- kiritildi. Zaryadlangan pionlar 1947-yili, neytral pion esa 1950-yili tajribada topildi. 1930-yili K. Anderson va S. Nedermayyer tomonidan myuon (myu — mezon) tajribada kuzatildi. 1930-yili V. Pauli tomonidan β - parchalanishni tushuntirish maqsadida ν — neytrino tushunchasi fanga kiritildi. Va 1950-yillarning o'rtalaridagina bu zarracha tajribalarda kuzatildi.

Shunday qilib, 1940-yillar oxiriga kelib elementar zarralar soni 15 tagacha yetdi. Lekin koinot nurlari bilan bo'ladigan jarayonlarni o'rganish va elementar zarralarni tezlashtiruvchi

texnikaning taraqqiyoti yanada yangi elementar zarralarning ochilishiga olib keldi. 1950-yillarning o'zida 15 tagacha yaqin yangi zarralar kashf qilindi, 1960-yillarning o'rtalariga kelib, elementar zarralar soni Mendeleyev davriy sistemasi elementlari sonidan ham oshib ketdi. Bu holat yanada soni oshib borayotgan elementar zarralarning «elementar»ligini, ya'ni haqiqatda ham strukturaga ega emasligini shubha ostiga qo'ydi. Elementar zarra deganda strukturaga ega bo'lmagan va boshqa mayda zarraga bo'linmaydigan zarra tushuniladi. Shu sababli, fiziklar hozirgacha elementar zarra deb e'tirof etilgan zarralar aslida elementar bo'lmasdan yanada fundamental, bo'linmas zarralardan tashkil topgan bo'lishi mumkin degan fikrga kelishdi. Shu o'rinda elementar zarralarning hozirgi paytdagi kvarklar nuqtai — nazardan ixcham sistematikasiga kelishidan oldingi holdagi klassifikatsiyasi va o'zaro ta'sir turlariga to'xtalib o'tamiz. Umuman, zarralar fizikasida 4 xil o'zaro ta'sir turi mavjud.

O'zaro ta'sir turlari:

1. *Kuchli o'zaro ta'sir.* Bu ta'sirda qatnashuvchi zarralar adronlar deb ataladi. Bu o'zaro ta'sir proton va neytronlarni yadroda ushlab turadi. Yoki kvarklar shu kuch orqali bog'lanib adronlarni tashkil qiladi.

2. *Elektromagnit o'zaro ta'sir.* Bu ta'sirda asosan zaryadlangan zarralar qatnashadi. Lekin neytral zarralar ham o'z strukturasi bilan egaligi sababli bu ta'sirda qatnashishi mumkin. Masalan, neytron murakkab strukturaga egaligi, ya'ni shu sababli magnit momentiga egaligi sababli. Bu ta'sir hozirgi paytda eng yaxshi o'rganilgan ta'sir turi hisoblanadi.

3. *Kuchsiz o'zaro ta'sir.* Bu ta'sir deyarli barcha zarrachalarga xosdir. Bu ta'sir ostida sodir bo'ladigan jarayonlar ancha sekin yuz beradi. Atom yadrolarining β - parchalanishi kuchsiz o'zaro ta'sirga misol bo'ladi.

4. *Gravitatsion o'zaro ta'sir* universaldir. Bu ta'sirda barcha zarralar qatnashadi. Har qanday o'zaro ta'sir uchta kattalik bilan xarakterlanadi. Bu kattaliklar — ta'sir intensivligi, ta'sir radiusi, ya'ni ta'sirlashish masofasi va o'zaro ta'sirlashish vaqtidir.

O‘zaro ta‘sir mexanizmini ham hisobga olgan holda bu kattaliklar jadvalda keltirilgan.

TA‘SIR	MEXANISM	INTENSIVLIGI	TA‘SIR RADIUSI (M)	TA‘SIR VAQT I (SEK)
Kuchli	Glyuonlar	$10^{-1} \div 10^1$	$\approx 10^{-15}$	$\approx 10^{-23}$
Electromagnit	Foton	1/137	∞	$\approx 10^{-20}$
Kuchsiz	Oraliq W^{\pm}, Z^0 bozonlar	$\approx 10^{-10}$	$\approx 10^{-18}$	$\approx 10^{-13}$
Gravitatsion	Gravitausion	$\approx 10^{-38}$	∞	?

Endi shu jadvaldagi kattaliklar va o‘zaro ta‘sir mexanizmini izohlab o‘tamiz.

1. *Kuchli ta‘sir proton va neytronni yadroda, hamda kvarklarni adronlarda ushlab turadi. Bu mexanizmga keyinchalik alohida ham to‘xtalib o‘tamiz. Hozirgi zamon fizikasi nuqtai — nazaridan yadroda proton va neytronlar o‘zaro π — mezonlar bilan almashish hisobidan ushlab turiladi. Proton va neytron esa kvarklardan tuzilgan bo‘lib (shu jumladan barcha adronlar) ular, ya‘ni kvarklar shu zarralar ichida glyuonlar (inglizchadan dliye — yelim, kley) orqali bog‘lanib turadi. Endi proton va neytronlar orasidagi π -mezon almashish kuchlariga kelsak, bu mezonlar glyuon kuchlarining katta masofa 10^{-15} m dan katta bo‘lgan masofadagi «qoldiq» kuchlari deb qaraladi. Endi kuchli ta‘sirning intensivligiga kelsak, «yuguruvchi» o‘zaro ta‘sir doimiysi deb ataladi α_s - va boshqa o‘zaro ta‘sir doimiyliklaridan qiymatining masofa o‘zgarishiga qarab o‘zgarishi bilan xarakterlanadi. Shu sababli α_s «yuguruvchi» o‘zaro ta‘sir doimiysi deyiladi va 0,1 dan 10 gacha bo‘lgan oraliqda o‘zgaradi. Bu yerda S-“strong” $\alpha_s = 10^{-1} \div 10^1$ kuchli degani. Bu ta‘sir aytib o‘tganimizday $\approx 10^{-15}$ m masofada namoyon bo‘ladi va o‘zaro ta‘sir vaqti $\approx 10^{-23}$ s ga teng.*

2. *Elektromagnit ta'sir* zaryadlangan va ma'lum strukturali (mas, neytron — elektro neytral zarra bo'lishiga qaramasdan magnit momentiga ega) zarralar orasida sodir bo'lib, bu ta'sir fotonlar orqali amalga oshadi. Ta'sir intensivligi $a = \frac{1}{137}$ - nozik struktura doimiysi bilan xarakterlanadi. Bu ta'sir masofasi ∞ bo'lib, o'zaro ta'sirlashish vaqti $\approx 10^{-20}$ s ga teng.

3. *Kuchsiz ta'sirda* deyarli barcha zarralar qatnashadi va bu ta'sir W^\pm va Z^0 - bozonlar orqali amalga oshadi. Ta'sir intensivligi $G_F \approx \frac{10^{-5}}{m_p^2}$ -Fermi doimiysi orqali xarakterlanadi, bu yerda m_p — proton massasi. Bu o'zaro ta'sir masofasi $\approx 10^{-17}$ m bo'lib, juda sust, ya'ni $\approx 10^{-17}$ s vaqt oralig'ida sodir bo'ladi.

4. Elementar zarralar olamida *gravitatsion ta'sir* juda ham sust bo'lib, o'zini namoyon qilmaydi, uning ta'sir vaqti aniqlanmagan, intensivligi $\approx 10^{-38}$ ga teng, ta'sir masofasi esa cheksizdir. Massasi Plank massasidan, ya'ni, $m_p \sim 10^{19}$ GeV dan katta jismlar uchungina gravitatsion ta'sir sezilarli bo'ladi.

7.2. Elementar zarralar klassifikatsiyasi

Endi bevosita elementar zarralar klassifikatsiyasini qaraymiz. Kuchli ta'sirda qatnashuvchi (aniqrog'i elektromagnit va kuchsiz ta'sirda ham) elementar zarralarga adronlar deyiladi. Adronlar o'z navbatida barionlar va mezonlarga bo'linadilar. Barionlar o'z navbatida nuklonlar (proton va neytronning umumiy nomi), giperonlar va rezonanslarga bo'linadilar, Giperonlar massasi protondan og'ir bo'lgan zarralardir. Ularga Λ^0 , Σ^+ , Σ^- , Σ^0 , lyambda giperon — Λ , sigma giperonlar — Σ^+ , Σ^0 , Σ^- ksi - giperonlar — Ξ^0 , Ξ^- kiradi. Giperonlarning o'rtacha yashash davri $\tau \sim 10^{-10}$ s ga teng. Rezonanslarning o'rtacha yashash davri juda kichik bo'lib, $\tau \sim 10^{-24} \div 10^{-22}$ s ga teng. Ular o'tgan asrning 60 — yillarida ochilgan bo'lib, hozirda ular soni 300 dan ortiq. Nuklonlar va giperonlar yashash davri rezonansiarnikiga qaraganda ancha kattaligi uchun ular stabil zarra deb ataladi.

Proton haqiqiy stabil zarra hisoblanib, hozirgi vaqtda uning yashash vaqti $\tau > 10^{34}$ yildan katta hisoblanadi.

Neytron esa erkin holatda ~ 15 min atrofida yashaydi. Mezonlar ham o'z navbatida stabil va rezonans mezonlarga bo'linadi. Stabil mezonlarga π^+ , π^0 , π^- , η^0 , K^+ , K^0 , D^+ , D^0 , D_s^0 -mezonlar taaluqlidir. Ularning yashash davri $10^{-8} \div 10^{-13}$ s vaqt intervalida yotadi. Rezonans mezonlarga esa η' , P , ω , k^* , D^* , J/Ψ kabi mezonlar misol bo'ladi. Umuman, barion va mezon rezonanslarining yashash vaqti $\tau \sim 10^{-23} - 10^{-24}$ s oralig'ida yotadi. Ular juda qisqa vaqt mobaynida yashashiga qaramasdan ma'lum spin va juftlikka ega bo'lib, ma'lum ichki kvant sonlariga ham ega va shu sababli ham ularni elementar zarralar deb qaraladi. Rezonanslar aniq massaga ega emas va uzluksiz massa spektriga ega. Shu spektrning maksimumiga to'g'ri keluvchi qiymat rezonans massasi deb qabul qilinadi. $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$ ifodaga ko'ra, odatda jadvallarda rezonanslarning yashash vaqti o'rniga ularning parchalanish ehtimolligi - Γ keltiriladi. Kuchli o'zaro ta'sirda qatnashmaydigan zarralarga leptonlar deyiladi. Hozirgi paytda 3 guruh leptonlar mavjud:

$$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

va ularning antizarralari. Elektron va ν_e, ν_μ, ν_τ neytrinolar stabil, μ^- - mezon va τ^- - leptonlar stabil emas. Barcha nostabil zarralarning yashash vaqti odatda jadvallarda keltiriladi. Leptonlar strukturaga ega emas. Shu ma'noda ular haqiqiy elementar — fundamental zarralardir, Masalan $\sim 10^{-18}$ m masshtabda (zamonaviy tezlatgichlarda erishish mumkin bo'lgan energiyalarda) ham elektron strukturaga ega emasligini namoyon qilgan. Elektron, μ^- - mezon va τ^- lepton elektromagnit va kuchsiz o'zaro ta'sirda, neytrinolar esa faqat kuchsiz ta'sirda qatnashadilar. Shunday qilib, hozircha zarralar klassifikatsiyasini ko'z oldimizga keltirish uchun quyidagi jadvalni ilova qilishimiz mumkin.

Adronlar va leptonlar o'zlarining anti zarrachalariga ega. Agar zarra va antizarra ustma —ust tushsa, haqiqiy neytral zarra deyiladi. Masalan, π^0 — mezon haqiqiy neytral zarradir, ya'ni $\pi^0 = \bar{\pi}^0$, lekin neytron haqiqiy neytral zarra emas $n \neq \bar{n}$. Zarralarning bu xususiyatiga keyinroq to'xtalib o'tamiz. Hozirda foton, elektron, uch turdagi neytrino va proton haqiqiy stabil zarra deb qaraladi.

Endi zarralarni bir — biridan farq qiluvchi xususiyati — ularning xarakteristikalariga to'xtalib o'tamiz. Zarralarni xarakterlovchi kattaliklar — kvant sonlari saqlanish qonunlari asosida yuzaga keladi. Bu saqlanish qonunlari fazo — vaqt simmetriyasi yoki ichki fazo simmetriyalari natijasida yuzaga keladi. Ichki simmetriya o'zaro ta'sir simmetriyasini ifodalaydi va ichki kvant sonlariga olib keladi.

1. *Massa*

Zarraning o'ziga xos individualligini belgilovchi kattalik uning massasidir. Eynshteyn tenglamasi $E_0 = mc^2$ ga ko'ra massa megaelektronvoltlarda ifodalanadi. Har qanday o'zaro ta'sirda massa saqlanishi kerak. Massa dinamik tabiatga ega va zarralarning asosiy klassifikatsiya belgisi hisoblanmaydi. D.I. Mendeleev ham elementar davriy jadvalini dastlab atomlar massasiga qarab tuzgan va bu urinish noto'g'ri bo'lib chiqdi.

2. *Spin*

Zarraning ikkinchi xarakteristik belgisi uning spinidir. J — spin \hbar birliklarida o'lchanadi va zarraning xususiy harakat miqdori momentini belgilaydi. Masalan, fotonning spini - 1, gravitonniki - 2, leptonlar - 1/2, mezonlar - 0, barionlar • 1/2, Ω - giperon - 3/2 spinga ega. Butun spinli zarralar—bozonlar, kasr spinli zarralar esa - fermionlar deb ataladi.

3. *Juftlik*

Zarralarning uchinchi xarakteristikasi fazoviy juftligidir. Fazoviy juftlik deganda zarracha to'liq funksiyasining fazo koordinatasini $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ kabi

o'zgartirgandagi o'zini tutishi tushuniladi. Agar fizik kattalik komponentalari yuqoridagi o'zgartirish bajarilganda o'zgarmasdan qolsa, bu kattalik musbat juftlikka ega deyiladi va $\eta=+1$ bo'ladi, ya'ni $\psi(-\vec{r})=\psi(\vec{r})$ bo'lsa. Agar ishorasini o'zgartirsa, $\eta=-1$ bo'ladi. Bunda $\psi(-\vec{r})=-\psi(\vec{r})$ bo'ladi, ya'ni manfiy juftlikka ega deyiladi. Fazoviy juftlik tushunchasidan tashqari, ichki fazo juftligi tushunchasi ham mavjud. Fazoviy juftlik zarracha holatini xarakterlaydi. Ichki fazoviy juftlik esa bevosita zarrachani xarakterlaydi. Zarrachani xarakterlovchi kvant sonlari ichki fazoviy juftlik bilan bog'liqdir. Zarralar sistemasi juftligi shu sistemaga kirgan zarrachalar juftliklari ko'paytmasiga teng.

$\eta = \eta_0(-1)^e$ dan $\eta = \eta_0^{(1)} \dots \eta_0^{(N)} (1)^{e_1 + \dots + e_N}$ Bu yerda η_0 — zarracha ichki juftligi.

$(-1)^e = \eta_e$ — uning orbital juftligi. Gravitondan boshqa barcha bozonlar juftligi manfiy. Mezon rezonanslari esa manfiy va musbat juftliklarga ega bo'ladi. Barcha barionlar fazoviy juftligi musbat, antibarionlar esa manfiy fazoviy juftlikka ega. Jadvallarda spin va juftlik J^n kabi birgalikda beriladi. Bu xarakteristika foton uchun 1^- , graviton uchun 2^+ , pion uchun 0^- , va protonniki $1^+/2$ va xakozo bo'ladi. Zarralarning biz qarab o'tgan uch xususiyati ularning «geometrik», ya'ni fazo — vaqt simmetriyasiga asoslangan xarakteristikalaridir. Zarralarning boshqa xususiyatlari ichki fazo «yashirin» simmetriyasiga asoslangan bo'lib, ichki kvant sonlariga, ya'ni saqlanuvchi kattaliklarga olib keladi.

4. Zarralarning elektr zaryadi d elektron elektr zaryadiga karrali bo'ladi. Zarralar zaryadi odatda 0 yoki 1 ga teng bo'ladi. Δ — zarralarda esa $q=+2$, ularning antizarralarida esa $q=-2$ bo'ladi.

5. Magnit moment- μ tinch turgan zarrachaning tashqi magnit maydoni bilan o'zaro ta'sirini xarakterlaydi va $\mu_0 = \frac{e\hbar}{2m}$ magneton birliklarida o'lchanadi. Atom fizikasidan ma'lumki, zarrachaning magnit momenti uning spini bilan uzviy bog'langan va $J \geq 1/2$ spinli zarralarga xosdir.

6. *Lepton zaryadi* – L leptonlar uchun +1 ga, antileptonlar uchun esa -1 ga teng. Elektron lepton zaryadi $-L_e$ myuon lepton zaryadi L_μ va taon lepton zaryadi L_τ mavjud bo‘lib $L_e + L_\mu + L_\tau = L$ bo‘ladi va lepton zaryadi saqlanishi har bir avlod leptonlar uchun alohida bajariladi.

7. *Barion zaryadi* – B barionlar uchun +1 ga, antibarionlar uchun esa -1 ga teng. Barion va lepton zaryadlari additiv kvant sonlari hisoblanadi. Atom yadrolari uchun barion kvant soni yadroning massa soni A ga teng bo‘ladi.

8. *Izospin* – T izomultipletning xarakterlaydi. Bu izomultiplettdagi zarralar soni $-N$ $N=2T+1$ kabi aniqlanadi. L spinli zarrachaning spin holatlari ham $2J+1$ kabi aniqlangan kabi. Izospin 0 dan $3/2$ gacha qiymatlar qabul qilishi mumkin. Masalan μ , Λ , Ω va Λ_c zarralar uchun $T=0$, K, D, N va Θ zarralar uchun $T=1/2$ va π hamda Σ zarralar uchun $T=1$ ga teng. A izobar uchun $T=3/2$ ga teng.

9. *Izospin proyeksiyasi* – T_3 — T dan T gacha bo‘lgan qiymatlarni qabul qiladi va zarralarning elektr zaryadini aniqlaydi. Neytron uchun $T_3 = -1/2$, proton uchun $T_3 = +1/2$, pi - mezonlarga mos ravishda +1, 0, — 1 mos keladi, Δ^- , Δ^0 , Δ^+ , Δ^{++} -izobarlarga esa $-3/2, -1/2, +1/2$ va $+3/2$ mos keladi. Zarrachalarning elektr zaryadi $q = T_3 + \frac{1}{2}B$ formula bilan hisoblanishi mumkin.

10. *Qiziqlik kvant soni* – S shunday kiritilganki, qiziq zarralarning elektr zaryadi Gell—Mann —Nishidjima munosabatini qanoatlantiradi, ya’ni

$q = T_3 + \frac{1}{2}(B+S)$. Shu o‘rinda qiziq zarralarga to‘xtalib o‘tamiz, tajribalarda shu narsa ayon bo‘ladiki, ayrim zarralar qisqa vaqt mobaynida, ya’ni $\sim 10^{-23}$, 10^{-24} s davomida juft —juft hosil bo‘ladi va juda sekin, $\sim 10^{-10}$ s davomida boshqa zarralarga parchalanadilar. Demak, bu zarralar kuchli ta’sir natijasida hosil bo‘lib, kuchsiz ta’sir ostida parchalanadilar. Bu hodisani tushuntirish uchun yangi kvant soni — qiziqlik va qiziq kvark—S

fanga kiritildi. Demak, agar $\pi^- + p \rightarrow k^- + k^+ + n$ jarayonni qarajak, k^- va k^+ mezonlar $S=-1$ va $S=+1$ qiziq kvant sonli zarralar bo'lib, π^- va p uchun $S=0$. Qiziq zarralar kuchli ta'sir ostida faqat juft, kuchsiz ta'sirda esa toq holda ham hosil bo'ladi. Bunday jarayonlarga keyinchalik yana qaytamiz.

11. *Giperzaryad* — Y oddiy va qiziq zarralar uchun $Y=B+S$ kabi aniqlanadi. U holda yuqoridagi Gell—Mann—Nishidjima munosabati $q = T_3 + \frac{1}{2}Y$ kabi yoziladi. S — qiziqlik kvant soniga qaraganda giperzaryad hisoblashlarda ancha qulaydir.

12. *Maftunkorlik kvant soni* — S qiziqlik kvant soni kabi fanga kiritilgan va u , d , s kvarklardan tuzilgan adronlar kabi, to'rtinchi kvark - s qatnashgan adronlarni xarakterlaydi. D - mezon va Λ_c - giperonlar uchun $C=+1$ ularning antizarralari uchun esa $S = -1$ ga teng. Adronlarning kvark strukturasi qaraganimizda bu hol yanada tushunarli bo'ladi. Bu holda Gell—Mann - Nishidjima munosabati $q = T_3 + \frac{1}{2}(B+S+C)$ ko'rinishga keladi. Giperzaryad esa $Y=B+S+C$ kabi ifodalanadi.

13. *Zaryad juftligi* — η_c fazo juftligi η_p - ga o'xshagan bo'lib, bu kvant soni zaryad qo'shma operatori C ta'sirida zarracha to'lqin funksiyasi o'zgarishini aniqlaydi. C - zaryad qo'shma operatori zarracha to'lqin funksiyasini unga mos antizarracha to'lqin funksiyasiga almashtiradi. Bu yerda X — zarrachani $CX = \bar{X}$ (yoki uning to'lqin funksiyasini) belgilaydi. C operatori ermit operatoridir, ya'ni unga qo'shma operator $-C^*C$ operatorga teng $C = C^*$.

Ma'lumki, fizikada ermit operatori biror fizik kattalikni ifodalaydi. Shu sababli, o'lchashda C operatorning xususiy qiymatlaridan biri η_c ga ega bo'lishimiz mumkin. Ya'ni

$$CX = \eta_c X,$$

bu yerda η_c — kvant soni zarrachaning zaryad juftligi deb ataladi. $\hat{c}^2 = 1$ bo'lgani uchun $\eta_c^2 = 1$ bo'ladi. Shu sababli, fazoviy juftlik — η_p kabi $\eta_c = +1$ yoki $\eta_c = -1$ buladi. Barcha zarralar ham aniq zaryad juftligiga ega emas. Haqiqiy neytral zarralar, ya'ni o'zining antizarrasi bilan mos tushadigan zarralar aniq zaryad juftligiga egadir. Bunday zarralarga γ -foton, π^0 — mezon, η^0 — mezon, ρ^0 va ω^0 — rezonanslar va hali tajribada tasdiqlanmagan S — graviton kiradi. Bu zarrachalarning barcha «"zaryad"» kvant sonlari (L, B, T₃, S, C, Y) = 0 ga teng. Masalan, $\eta_c(\gamma) = -1$ chunki $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ dan $\eta_c(\pi^0) = +1$, $\eta_c(\pi^0) = \eta_c(\gamma) \cdot \eta_c(\gamma) = (-1)(-1) = +1$.

Shu bilan birga pozitroniy, ya'ni e^+ va e^- dan tuzilgan neytral «atom» ma'lum zaryad juftligiga ega.

14. *Har bir zarracha o'rtacha yashash vaqti τ bilan ham xarakterlanadi. Zarrachaning yashash vaqti sekunlarda ifodalanadi. Odatda rezonanslar yashash vaqti energetik birliklarda o'lchanuvchi G — parchalanish kengliklarida ham ifodalanadi. Nostabil zarracha parchalanish kanallari, odatda % larda ifodalanadi va jadvallarda keltiriladi. Biz zarrachani xarakterlovchi kattaliklarni qarab chiqdik. Endi zarrachalar olamidagi saqlanish qonunlariga to'xtalib o'tamiz. Chunki yuqorida biz qarab chiqqan kattaliklar shu saqlanish qonunlari asosida yuzaga keladi. Birinchi qarashdayoq bu kattaliklarning ayrimlari sun'iy ravishda kiritilgan va zarrachalarga berilgan ayrim qiymatlari ixtiyoriy bo'lib ko'rinadi. Lekin qarab chiqilgan kattaliklar — kvant sonlari chuqur fizik ma'noga ega va ular barcha yoki ayrim jarayonlarda saqlanadilar. Saqlanish qonunlari boshlang'ich va oxirgi holatlarni xarakterlovchi kattaliklar orasidagi tenglikni ifodalaydi. Neter teoremasiga ko'ra saqlanish qonunlari invariantlik prinsiplari bilan bog'liqdir. Invariantlik prinsiplari o'zida simmetriyalarni mujassamlashtirgan bo'ladi. Simmetriya geometrik (fazo — vaqt xususiyatlarini izohlovchi) va ichki (o'zaro ta'sirlarning umumiy xususiyatlarini izohlovchi) simmetriyaga bo'linadi. Klassik fizikada saqlanish qonunlari fazo — vaqtning aniq simmetriya xususiyatlaridan kelib chiqadi.*

Harakatni ifodalovchi dinamik tenglamalar ma'lum ko'rinishga ega bo'ladi va shu tenglamalardan saqlanish qonunlari bevosita kelib chiqadi. Saqlanish qonunlari vaqt va fazodagi uzluksiz siljishlarga va fazodagi uzluksiz burilishlarga nisbatan simmetriya mavjudligidan kelib chiqadi. Shu bilan birga bu saqlanish qonunlari klassik fizikada cheklangan, ya'ni energiya, impuls va impuls momentlari saqlanish qonunlari mavjud. Endi kvant fizikasiga kelsak quyidagi farqni ko'rishimiz mumkin. birinchidan, kvant fizikasida saqlanish qonunlari klassik fizikaga qaraganda ko'proqdir. Chunki kvant fizikasida fazo - vaqtning uzluksiz almashtirishlari bilan birga, ularning diskret almashtirishlarga nisbatan simmetriya xususiyatlari hamda klassik fizikaga xos bo'lmagan ichki fazodagi simmetriyalar ham kuchga kiradi (masalan, kuchli ta'sirning elektr zaryadiga bog'liq bo'lmasligi izospin simmetriyani yuzaga keltiradi). Ikkinchidan klassik fizikaga o'xshamagan holat yuzaga keladi, ya'ni saqlanish qonunlari ma'lum o'zaro ta'sir turida saqlanib boshqalarida saqlanmaydi, ya'ni taxminiy xarakterga ega bo'ladi. Masalan, izospin saqlanish qonuni kuchli o'zaro ta'sirda saqlanadi, elektromagnit o'zaro ta'sirda esa buziladi. O'zaro ta'sir qanchalik intensiv sodir bo'lsa, unga shuncha ko'p saqlanish qonuni mos keladi. Yana bir holat mavjudki, kvant fizikasida ko'pincha tenglamalar noma'lum ko'rinishga ega, shu sababli ham saqlanish qonunlari muhim ahamiyat kasb etadi va faqat saqlanish qonunlarigina zarrachalar xususiyatlari to'g'risidagi ma'lumotlarni o'zida mujassamlashtirgan bo'ladi. Endi shu saqlanish qonunlarini qarab chiqamiz.

1. *Universal saqlanish qonunlari.* Bu saqlanish qonunlari barcha o'zaro ta'sirlarda ham o'rinni bo'lib, ularga 4 — impuls $P(E_0, \vec{p})$ saqlanish qonuni, J — impuls momenti saqlanish qonuni, d — elektr zaryadi saqlanish qonuni, L — lepton va B — barion zaryadlari saqlanish qonunlari kiradi.

a) $P - 4$ — impuls saqlanish qonuni 4- o'lchamli Minkovski fazosining bir jinslili bilan bog'liq. Ya'ni oddiy 3 — o'lchovli

fazo barcha nuqtalari hamda barcha vaqt momentlarining tenglik xususiyati bilan bog'liq. Boshqacha aytganda, bu qonun dinamik tenglamalarning sanoq sistemasini fazoda va vaqt bo'yicha siljitganda kovariantligi (o'z ko'rinishini o'zgartirmasligi) dan kelib chiqadi, $P^2 = M^2$ tenglikdan, bu saqlanish qonuni zarracha xarakteristikasi bo'lgan M — ning massasini aniqlashga olib keladi.

b) \vec{J} -impuls momenti saqlanish qonuni fazo izotropiyasi, ya'ni fazo barcha yo'nalishlarining teng kuchliligidan kelib chiqadi. Ya'ni sanoq sistemasining fazodagi burilishlarga nisbatan kovariantligi natijasida yuzaga keladi. Spin - to'la impuls momenti komponentasi bunga misol bo'ladi.

Atom fizikasidan ma'lumki $\vec{J} = \vec{l} + \vec{s}$, lekin zarralar fizikasida $S = J$, ya'ni spin J harfi bilan belgilanadi. Impuls momenti saqlanish qonuni quyidagi qoidaga olib keladi: boshlang'ich va oxirgi holatlardagi spinlar yig'indisi teng bo'lishi kerak. Shu sababli, $n \rightarrow p + e^-$ parchalanish sodir bo'lmaydi va neytrino kashf qilingan. Neytron spini $\frac{1}{2}$ ga teng, $p + e^-$ esa 1 spinga ega.

c) q - elektr zaryadi saqlanish qonuni geometrik tabiatga ega emas va dinamik tenglamalarning kalibrovkali almashtirishlarga nisbatan kovariantligi natijasida yuzaga keladi, ya'ni

$$\psi_a(x) \rightarrow \psi_a'(x) = e^{iq_a a} \psi_a(x),$$

$$\psi_a^*(x) \rightarrow \psi_a'^*(x) = e^{-iq_a a} \psi_a^*(x)$$

bu yerda $\psi_a(x) - a$ zarracha to'liqin funksiyasi, $x = (\vec{r}, t)$, a — haqiqiy parametr, q_a butun son bo'lib, a — zarracha zaryadini anglatadi. Kalibrovkali almashtirish koordinataga aloqasi bo'lmasdan, faqat to'liqin funksiyani o'zgartiradi. Bu kalibrovkali almashtirish ichki simmetriya almashtirishlariga misol bo'la oladi. Elektr zaryadi saqlanish qonuni juda aniq bajariladi. Parchalanish sharti $m_a \geq \sum_a m_a$ elektronning absolyut stabilligini bildiradi, chunki undan yengil va zaryadga ega bo'lgan zarracha yo'q. Hozirgi tajribalar elektron yashash vaqti $g > 2 \cdot 10^{22}$ yil ekanligini ko'rsatmoqda.

d) L – lepton zaryadi saqlanish qonuni elektr zaryadi saqlanish qonuniga o'xshashdir. $L=L_e+L_\mu+L_\tau$ ya'ni har bir juft lepton zaryadi alohida saqlanishi kerak. Lepton zaryadi saqlanish qonuni juda aniq bajarilmasligi ham mumkin. Va shu sababli neytrino massasining 0 ga teng emasligi $m_\nu \neq 0$ bilan birgalikda neytrino ossilyatsiyasiga ham olib kelishi mumkin.

e) B – barion zaryadining saqlanish qonuni ham kalibrovkali invariantlik bilan bog'liqdir. Bu qonunning natijasi sifatida protonning absolyut stabiligi kelib chiqadi. Lekin zamonaviy nazariy usullar bu saqlanish qonuni ham aniq bajarilmasligini ko'rsatmoqda va shu sababli protonning yashash vaqti $\tau_p > 10^{34}$ yil deb belgilanadi. Bu qarab chiqqan saqlanish qonunlari barcha o'zaro ta'sirlarda bajariladi. Endi har bir o'zaro ta'sirda bajariladigan spetsifik saqlanish qonunlariga to'xtalamiz.

2. Kuchli o'zaro ta'sir eng simmetrik o'zaro ta'sirdir. Bu o'zaro ta'sirda S — qiziqlik kvant soni va \bar{T} - izospin saqlanish qonunlari o'rinlidir.

a) S – qiziqlik kvant soni saqlanish qonuni qiziq zarrachalarning ochilishi bilan bog'liq. Bu zarrachalar kuchli o'zaro ta'sirda hosil bo'lib, kuchsiz o'zaro ta'sir ostida parchalanadilar. Ikkita oddiy ($S=0$) zarracha to'qnashganda bitta ($S \neq 0$) qiziq zarracha hosil bo'lsa, unga qarama — qarshi qiziqlik ishorali zarra ham hosil bo'lishi kerak. Masalan, $\pi^+ + p \rightarrow K^+ + \Sigma^+$, ya'ni $0+0=+1-1$ bo'ladi. Lekin $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^+$ sodir bo'lmaydi. Chunki $0+0 \neq -1+0$ sababli, barcha boshqa saqlanish qonunlari bajarilishiga qaramasdan bu jarayon kuzatilmaydi.

b) \bar{T} — izospin saqlanish qonuni izospin simmetriya, ya'ni kuchli o'zaro ta'sirning izospin almashtirishlariga nisbatan invariantligi bilan bog'liqdir. Bu saqlanish qonuni yadro kuchlarining elektr zaryadiga bog'liqligini xususiyatini belgilaydi. Kuchli o'zaro ta'sirda izospin saqlanish qonuni $\Delta T = 0$ va $\Delta T_3 = 0$ qoidasiga olib keladi.

3. Elektromagnit o'zaro ta'sirda T — izospin saqlanmaydi. Boshqa barcha saqlanish qonunlari, shu bilan birga izospin proyeksiyasi saqlanishi bajariladi. Chunki T_z saqlanish qonuni zaryad saqlanish qonunini ta'minlaydi. Masalan, $\Sigma \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$, $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ jarayonlarda $\Delta T = 1$ ga teng, ya'ni $\Delta T = 0$ qonun buziladi.

4. O'zaro kuchsiz ta'sirda 1 punktdagi barcha univertsa saqlanish qonunlari bajariladi. S - qiziqlik kvant soni saqlanmaydi, aks holda eng yengil qiziq zarralar K - mezonlar stabil zarralar bo'lardi. Bunda $\Delta S = 0$ yoki $\Delta S = \pm 1$ bo'ladi. Birinchi holga neytronning β — parchalanishi misol bo'ladi. Shu sababli ham Ξ — giperon birdaniga oddiy zarrachalarga parchalanmaydi, chunki bu holda $s = -2$ bo'lib, faqat kaskad ko'rinishda oddiy zarrachalarga o'tishi mumkin. C — maftunlik kvant soni uchun ham shu qoidalar o'rinalidir. T - Izospin va uning T_3 - proyeksiyasi ham saqlanmaydi. Masalan, $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$, $\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0$, $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$.

O'zaro kuchsiz ta'sirda fazoviy va zaryad juftliklari ham saqlanmaydi. Bu xususiyatlarga alohida to'xtalib o'tamiz. Biz qarab chiqqan saqlanish qonunlarini ixcham ko'rinishda quyidagicha ifodalash mumkin.

1. Barcha jarayonlarda energiya va impuls momenti saqlanishi, hamda,

$$\Delta q = 0, \Delta L_a = 0, \Delta B = 0$$

bo'lishi kerak.

2. Kuchli o'zaro ta'sir jarayonlarida,

$$\Delta T = 0, \Delta S = 0, \Delta C = 0$$

Lekin qatnashuvchi barcha zarralar adron bo'lishi kerak.

3. Elektromagnit jarayonlarda,

$$\Delta T \neq 0, \Delta T_3 = 0, \Delta S = 0, \Delta C = 0$$

adronlar, zaryadlangan leptonlar, fotonlar qatnashgan holda.

4. Kuchsiz o'zaro ta'sirlarda 2 va 3 punktdagi qoidalar bajarilmaydi. Agar bu qoidalar bajarilgan bo'lib, jarayonda neytrino qatnashsa ham kuchsiz jarayon hisoblanadi. Shu o'rinda saqlanish qonunlariga bog'liq

bo'lmagan umumiy qoidani ham aytib o'tish o'rinli: agar ma'lum jarayonda oxirgi zarralar soni qancha kam va ular umumiy massasi qancha kichik bo'lsa, bu jarayonning sodir bo'lish ehtimolligi shuncha katta bo'ladi.

Fazoviy juftlikning saqlanmaslik xususiyati. Biz oldingi paragraflarda qarab o'tdikki, fazoviy juftlik — kvant soni bo'lib, u fazo o'qlarini qarama — qarshi tomon bilan almashtirish bilan bog'liq, uning saqlanishi fazoning ko'zgu simmetriyasi sabablidir. Boshqacha qilib aytganda, juftlikning saqlanishi jarayonlarning real dunyoda hamda ko'zgudagi aks dunyoda bir xilda sodir bo'lishini bildiradi, ya'ni $\Psi = p\Psi$ bo'lganda p ermit operatorining xususiy qiymati $\eta = +1$ bo'ladi. Dastlab juftlik tushunchasi Yu. Vigner tomonidan 1927-yili fanga kiritildi va bu kvant soni barcha jarayonlarda qat'iy saqlanadi deb qaraldi. 1954—1956-yillari Θ - τ muammo yuzaga keldi. Ya'ni bitta qiziq zarracha ikki xil yo'l bilan parchalanadi.

$$Q^+ = \pi^+ + \pi^0, \tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$$

Shu ikki xil yo'l bilan parchalanishni e'tiborga olmasa bu zarrachalar K^+ mezonga mos keladi. $\eta_p(k) = -1$ bo'lgani uchun va tekshirishlar $\eta_p(Q) = +1$, $\eta_p(\tau) = -1$ ekanligini tasdiqlagani uchun 1956-yili T. Li va Ch. Yang kuchsiz o'zaro ta'sirlarda juftlik saqlanmasligi to'g'risidagi gipotezani ilgari surishdi. Yuqoridagi misolda K^+ mezon juftlik buzilishi sababli $\pi^+ + \pi^0$ ga, saqlanishi sababli esa $\pi^+ + \pi^+ + \pi^-$ ga parchalanishi sodir bo'ladi. Keyinchalik juftlik saqlanmasligi na faqat K^+ mezonga, balkim barcha kuchsiz o'zaro ta'sirga xos xususiyat ekanligi ayon bo'ldi. Shu sababli, kuchsiz o'zaro ta'sir lagranjiani kuchsiz toklarning ko'paytmasi ko'rinishida ifodalanib, kuchsiz toklarning o'zi esa vektor va aksial — vektor kattaliklarning ayirmasi ko'rinishida ifodalanadi

$$L_w = \frac{G_F}{\sqrt{2}} J_\mu J_\mu^+ = \frac{G_F}{\sqrt{2}} (V-A)_\mu (V-A)_\mu^+$$

Ikkita V-A tokning ko'paytmasi esa skalyar va psevdoskalyarning yirindisini beradi. Skalyar qo'shiluvchi sababli

K^+ - mezon juftlikni saqlagan holda 3 ta pionga, psevdoskalyar qo'shiluvchi hisobidan esa K^+ - mezon juftlikni saqlamagan holda 2 ta pionga parchalanadi. Kuchsiz o'zaro ta'sirda juftlik saqlanmasligi 1957-yili S. Vu tomonidan tajribada tasdiqlandi. Tajribada ^{60}Co yadrolarining β -parchalanishdagi elektronlar burchak taqsimoti o'rganildi. ^{60}Co yadrolari spini $I=5$ bo'lib tashqi magnit maydoni ta'sirida oson oriyentatsiyasini o'zgartirish mumkin. Shu bilan birga yadrolar issiqlik harakati ta'sirini kamaytirish maqsadida namuna juda past temperaturalargacha sovitildi. R-juftlik buzilishi uchun elektronlar burchak taqsimotida assimetriya kuzatilishi kerak, ya'ni yadrolar spini yo'nalishida va uning qarama-qarshi yo'nalishida chiqqan elektronlar soni bir-biriga mos kelmasligi kerak. Yadro spini aksial-vektor kattalik bo'lgani uchun ko'zgudagi aksida uning yo'nalishi o'zgarmaydi, elektron impulsi vektor kattalik bo'lgani uchun esa aksida o'z yo'nalishini o'zgartiradi. Tajriba elektronlarning burchak assimetriyasini tasdiqladi. Yadrolar spini yo'nalishida chiqqan elektronlar soni unga qarama-qarshi yo'nalishdagidan 40 % ga ko'pligi aniqlandi. Vu tajribasi kuchsiz o'zaro ta'sirda juftlik saqlanmasligini isbotladi va 1957-yili T. Li va Ch. Yang Nobel mukofotiga sazovar bo'ldi.

7.3. Kombinatsiyalangan juftlik va neytral K-mezonlar xossalari

Tabiatda ikki xil almashtirishlar mavjud: uzluksiz va diskret almashtirishlar va shu bilan birga ularga mos simmetriyalar ham. Uzluksiz almashtirishlarga fazo - vaqtdagi siljishlar va sanoq sistemasi burilishlari misol bo'ladi. Uzluksiz almashtirishlarga nisbatan simmetriyalar natijasida energiya, impuls va impuls momenti saqlanish qonunlari yuzaga keladi. Bu simmetriyalar fazo - vaqtning bir jinsligi va izotropikligidan yuzaga keladi. Diskret almashtirishlar shunday almashtirishki, bunda agar almashtirish ketma - ket ikki marta bajarilsa, sistema oldingi holatiga qaytadi. Diskret almashtirishlarga P -, C - va T- almashtirishlar kiradi. Oldingi paragrafda biz P-almashtirishni

ko'rib o'tdik. Agar bu almashtirish operatorini bir marta ko'llasak, jarayonning ko'zgidagi aksini hosil qilamiz. Ikkinchi marta qo'llasak esa dastlabki jarayonga qaytib kelamiz. Demak, diskret almashtirish operatorlari uchun $P^2 = C^2 = T^2 = 1$ deb yozishimiz mumkin. Shu xususiyati bilan diskret almashtirishlar uzluksiz almashtirishlardan farq qiladi. P - almashtirishga nisbatan invariantlik (simmetriya real jarayon va uning ko'zgidagi aksi bir xil ehtimollik bilan yuz berishini bildiradi). Shunga o'xshash T - invariantlik biror jarayon va unga teskari jarayon bir xil ehtimollik bilan, C - invariantlik esa biror jarayon va undagi zarralar antizarralarga aylantirilgandagi jarayon bir xil ehtimollik bilan sodir bo'lishini bildiradi. Endi oldingi paragrafdagi P - juftlikning buzilishini qarajak, bu hodisa fazoning xossasi bo'lmasdan, balkim zarrachaning xossasidir. Chunki fazo bir jinsli va izotropdir. Bunga misol qilib neytrino qarashimiz mumkin. Ma'lumki, neytrino chap spirallik xususiyatiga ega. Ya'ni, spinning impuls yo'nalishiga proyeksiyasi doimo manfiydir. Shu sababli bu zarrachaning ko'zgidagi aksi (P - almashtirishdan keyin) o'ng spiral neytrinoga o'tadi. Lekin tabiatda bunday neytrino mavjud emas. Shu sababli C - almashtirishni qo'llasak neytrino antineytrinoga o'tadi va u o'ng spirallikka egadir. Va bunday zarracha bizning real dunyomizda mavjuddir. Shunday qilib, fazoning ko'zgu simmetriyasi tiklandi. Bu g'oya 1957-yili L. Landau, A. Salam, T. Li va Ch. Yang tomonidan ilgari surilgan kuchsiz, o'zaro ta'sirda kombinatsiyalangan, ya'ni CP - juftlikning saqlanish qonunini tashkil qiladi. Kuchli va elektromagnit o'zaro ta'sir P va C almashtirishlarga, hamda PC kombinatsiyalangan C almashtirishlarga nisbatan invariantdir. Kuchsiz o'zaro ta'sir P - invariant emasligi uchun C -almashtirish bu simmetriyani tiklaydi deb qaraldi. Ya'ni CP - juftlik kuchsiz o'zaro ta'sirda saqlanishi kerak. Kombinatsiyalangan juftlik kvant soni - $\eta_{PC} = \eta_P \eta_C$ kabi aniqlanadi. Masalan,

$$\eta_{PC}(\pi^0) = \eta_P(\pi^0)\eta_C(\pi^0) = (-1) \cdot (+1) = -1.$$

Shu kabi elektr jihatdan neytral sistemalar uchun

$$\eta_{PC}(\pi\pi) = +1$$

$$\eta_{PC} = (\pi\pi\pi) = \begin{cases} -1 & \text{juft son} \\ +1 & \text{toq son} \end{cases}$$

Dastlab kuchsiz ta'sir SR— invariant deb qaraldi. Lekin 1964-yili uzoq yashovchi K mezonning 2 ta pionga parchalanishi kuzatildi.

$$K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$$

Chunki CP - toq holatdagi K_L^0 mezon asosan $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ ga parchalanardi. $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ jarayonda esa $\pi^+ \pi^-$ holat CP - juft holatdir. Shunday qilib, kuchsiz ta'sirda CP - invariantlik ham buzilar ekan. K_L^0 - mezonning $\pi^0 \pi^0, e^+ \nu \pi^+, \mu^+ \nu \pi^+$ kanallarga parchalanishi ham CP - invariantlikning (shu bilan birga T - invariantlikning ham) buzilishini tasdiqladi. Lekin CP - invariantlikning buzilishi juda kichik amplitudaning 10^{-3} qismini tashkil qiladi) bo'lib, faqat K_L^0 - mezon parchalanish kanallarida kuzatilmogda. CP - invariantlik buzilishning tabiati haligacha noma'lum.

Endi neytral kaonlar xususiyatlariga to'xtalib o'tamiz. K^0 - va \bar{K}^0 - mezonlar mos holda $S=+1$ va $S=-1$ qiziq kvant soniga ega. Shu sababli neytral K mezonlar haqiqiy neytral zarra emas va kombinatsiyalangan juftlik ularni bir-biriga aylantiradi.

$$PCK^0 = \bar{K}^0, P\bar{K}^0 = K^0$$

Kuchli o'zaro ta'sirda S --- kvant soni saqlanishi sababli K^0 va \bar{K}^0 o'zlarini alohida tutishadi. Masalan,

$$\pi^- + P \rightarrow \Lambda^0 + \bar{K}^0$$

sodir bo'ladi,

$$\pi^- + P \neq \Lambda^0 + \bar{K}^0$$

sodir bo'lmaydi.

Kuchsiz o'zaro ta'sirni qarajak, K^0 va \bar{K}^0 orasida farq yo'qoladi. Masalan, $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ (a) parchalanish sodir bo'ladi. Unga qo'shma jarayon $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ (b) ham CP - invariantlik sababli, undan oldingi jarayon bilan bir xil ehtimollikda sodir bo'lishi kerak. Ya'ni K^0 va \bar{K}^0

orasidagi farq yo'qoladi. Oxirgi ikki jarayonning o'ng tomoni $\eta_{CP}(\pi\pi) = +1$ kombinatsiyalangan juftlikka ega, chap tomoni esa

aniq η_{CP} juftlikka ega emas, chunki K^0 va \bar{K}^0 mezonlar haqiqiy neytral zarralar emas. Bu muammoni tushuntirish uchun quyidagi almashtirishlarni bajaramiz.

$$K^0 = \frac{K^0 + \bar{K}^0}{2} + \frac{K^0 - \bar{K}^0}{2}, \quad \bar{K}^0 = \frac{K^0 + \bar{K}^0}{2} - \frac{K^0 - \bar{K}^0}{2}$$

Bu yerda $\kappa_1^0 = \frac{K^0 + \bar{K}^0}{\sqrt{2}}$ va $\kappa_2^0 = \frac{K^0 - \bar{K}^0}{\sqrt{2}}$ (v) deb belgilash kiritsak, yuqoridagi ifodalar $K^0 = \frac{\kappa_1^0 + \kappa_2^0}{\sqrt{2}}$, $\bar{K}^0 = \frac{\kappa_1^0 - \kappa_2^0}{\sqrt{2}}$ ko'rinishga keladi.

Endi κ_1^0 va κ_2^0 ga PC-operatorini ta'sir ettirsak,

$$PCK_{1,2}^0 = PC \frac{K^0 \pm \bar{K}^0}{\sqrt{2}} = \frac{1}{2} (PCK^0 \pm PCK\bar{K}^0) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{K}^0 \pm K^0) = \pm K_{1,2}^0$$

bo'ladi, ya'ni $\eta_{CP}(K_1^0) = +1$ va $\eta_{CP}(K_2^0) = -1$. Demak, K^0 va \bar{K}^0 mezonlar aniq PS -juftlikka ega bo'lmisada, ularning superpozitsiyasi κ_1^0 - va κ_2^0 - aniq PC - juftlikka ega. Shu sababli, (a) va (b) jarayonlar realdir va bunda PC juft bo'lgan κ_1^0 komponenta ishtirok etadi. (v) ifodani P va \bar{P} , n va \bar{n} zarralar uchun yozib bo'lmaydi chunki B- va q - zaryadi saqlanish qonunlari bu zarrachalar uchun aniq bajariladi. K^0 va \bar{K}^0 - mezonlar faqat S-kvant soni bilan farqlanadilar va o'zaro kuchsiz ta'sirda bu kvant soni saqlanmaydi. Shu ma'noda superpozitsiya D^0 - va \bar{D}^0 mezonlar uchun ham o'rinli bo'lishi mumkin. Bundan tashqari, agar lepton zaryadi saqlanmasa, $\nu_\alpha \leftrightarrow \bar{\nu}_\alpha$ va $\nu_e \leftrightarrow \nu_{\mu\tau}$ neytrino ossilyatsiyalari ham sodir bo'lishi mumkin. Bu hodisaga alohida to'xtalib o'tamiz. Demak, kuchli o'zaro ta'sirda neytral kaonlar K^0 va \bar{K}^0 - ko'rinishida, kuchsiz o'zaro ta'sirda esa κ_1^0 va κ_2^0 - holatlarda ishtirok etadi va bu ta'sirlarda kombinatsiyalangan jufttshk saqlanadi. $K_1^0 \rightarrow 2\pi(\pi^0\pi^0, \pi^+\pi^-, \pi^+\pi^-\pi^0)$, $K_2^0 \rightarrow 3\pi(\pi^0\pi^0\pi^0, \pi^+\pi^-\pi^0)$ parchalanishlar sodir bo'ladi. Lekin $\kappa_2^0 \rightarrow 2\pi$ parchalanish umuman sodir bo'lmaydi. Tajribadan 2π va 3π ga parchalanishlarda neytral K - mezonlarning yashash davri mos ravishda $\tau_{2\pi} \approx 0,9 \cdot 10^{-19}s$ va $\tau_{3\pi} \approx 5,2 \cdot 10^{-8}s$ ekanligi aniqlandi. Shu sababli κ_1^0 va κ_2^0 holatlar

mos ravishda qisqa va uzoq yashovchi mezonlar deyiladi. $K_S^0 = K_1^0$, $K_L^0 = K_2^0$. K_1^0 va K_2^0 holatlar mavjudligi 1955-yili M.Gell — Mann va A. Pays tomonidan aytilgan, K_L^0 -holat 1957 yili L. Lederman gruppasi tomonidan topilgan. Demak, K_S^0 va K_L^0 holatlar nuqtai nazaridan kombinatsiyalangan juftlik saqlanadi, ya'ni $K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, $K_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0, \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ va $K_L^0 \neq 2\pi$. Lekin 1964-yili $K_L^0 \rightarrow 2\pi$ jarayon J. Kronin, V. Fitch va boshqalar tomonidan tajribada kuzatildi. Bu $K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ parchalanish kombinatsiyalangan juftlik saqlanish qonuniga ko'ra ta'qiqlangan edi. Keyinroq esa $K_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$ parchalanish kuzatildi. Bu kanallar K_L^0 barcha parchalanishlarining mos ravishda 0,22% va 0,09 % tashkil qildi. Demak, $K_S^0 = K_1^0$ va $K_L^0 = K_2^0$ tengliklar o'rinli emas va $K_S^0 = \frac{K_1^0 + \varepsilon K_2^0}{\sqrt{1 + |\varepsilon|^2}}$, $K_L^0 = \frac{K_2^0 + \varepsilon K_1^0}{\sqrt{1 + |\varepsilon|^2}}$ superpozitsiya o'rinli. Tajribalar $|\varepsilon| \approx 2,3 \cdot 10^{-3}$ ekanligini ko'rsatdi. Shu sababli yuqoridagi superpozitsiyani $K_S^0 = K_1^0 + \varepsilon K_2^0$, $K_L^0 = K_2^0 + \varepsilon K_1^0$ deb yozish mumkin. CP — invariantlik buzilgan $K_L^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e$, $K_L^0 \rightarrow \pi^- + \mu^+ + \nu_\mu$ parchalanishlar va ularga qo'shma $K_L^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e$, $K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ jarayonlar ham tajribada kuzatildi. Bunda yuqorigi (Ga) va pastki (Gb) parchalanishlar ehtimolliklari bir — biriga teng emasligi kuzatildi. $\frac{G_a - G_b}{G_a + G_b} = 3,30 \pm 0,12 \cdot 10^{-3}$, ya'ni asimmetriya darajasi ε bilan bir xil tajribada va juda kichik. Kombinatsiyalangan juftlik boshqa hodisalarda ham kuzatilishi mumkin. Faqat neytral k — mezonlarda bu hodisa yetarli darajada sezilarli. Neytron dipol momenti ($-P_n = e\ell$, $\ell \leq 6,10^{-27}$ m agar mavjud bo'lsa), koinotdagi barion asimmetriya (p va n lar \bar{p} va \bar{n} ga qaraganda ko'p tarqalganligi)si ham CP — noinvariantlik bilan bog'lanmoqda. CP — noinvariantlik mikroduyoda vaqt o'qi mavjudligiga ham ishora qilmoqda. CP - invariantlikning buzilishi kvark modeli doirasida olingan Kabibbo - Kabayashi - Maskva aralashishi matritsasi bilan bog'lashmoqda va uning tabiati haligacha noma'lum.

7.4. T-almashtirish va CPT-teorema

Biz P - va C - almashtirishlarni qarab o'tgandik. P - juftlik buzilishii K^+ - mezonning 2π va 3π larga parchalanishida kuzatilgan edi. P - juftlik biror fizik kattalikning koordinatalar o'qlarini ko'zguga akslantirgandagi o'zgarishini bildiradi $x \rightarrow -x, y \rightarrow -y, z \rightarrow -z$. Agar biror jarayon P - invariantlik desak, shu real jarayon va ko'zgdagi uning aksi bir xil ehtimollik bilan sodir bo'lishini bildiradi. Lekin ^{60}Co yadrosi β - parchalanish misolida P - invariantlik buzilishini ko'rib chiqdik. C - almashtirish esa zarrachani antizarrachaga almashtiriladi. C - invariantlik biror jarayon va undagi barcha zarrachalarni antizarralarga aylantirilgan jarayon bir xil ehtimollik bilan sodir bo'lishini bildiradi. Lekin neytral k - mezonlar misolida kuchsiz o'zaro ta'sirlarda P - va PC - kombinatsiyalangan invariantlik buzilishini ko'rib chiqdik. Diskret almashtirishlarning yana biri bu T -almashtirishlardir. T - almashtirishda vaqt o'qi $t \rightarrow -t$ ga almashtiriladi.

T - almashtirishga nisbatan invariantlik biror jarayon va unga teskari jarayon ehtimolligi bir-biriga tengligini bildiradi. O'tgan paragrafda qarab chiqqan $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ jarayon CP - kombinatsiyalangan invariantlikning buzilishini bildiradi. Shu bilan birga, bu jarayon T - invariantlikning ham buzilishini anglatadi. Chunki K_L^0 asosan 3π holatga parchalanadi va juda oz ehtimollik bilan 2π qolatga parchalanadi. Agar endi teskari jarayonni qarasak, $\pi^0 - \pi^0 - \pi^0$ holat K_L^0 mezon holatining to'la yashash vaqtini ifodalay olmaydi, ya'ni T -invariantlik buziladi. C va P operatorlari ma'lum harakatni ifodalagani kabi, T -operator t - argumentga - t ni mos qo'yadi. Ya'ni sistema boshlang'ich va oxirgi holatlarini o'zaro almashtiradi, zarrachalar impulslari va spin proyeksiyalari ishorasini o'zgartiradi.

KATTALIK	OPERATSIYA	NATIJA
	P	T
Koordinatalar	$\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$	$\vec{r} \rightarrow \vec{r}$
Vaqt	$T \rightarrow t$	$t \rightarrow -t$
Massa	$M \rightarrow m$	$m \rightarrow m$
Impuls	$\vec{P} \rightarrow -\vec{P}$	$\vec{P} \rightarrow -\vec{P}$
Impuls momenti	$\vec{L} \rightarrow \vec{L}$	$\vec{L} \rightarrow -\vec{L}$
Kuch	$\vec{F} = -\vec{F}$	$\vec{F} \rightarrow \vec{F}$
Energiya	$E \rightarrow E$	$E \rightarrow E$
Zaryad	$E \rightarrow e$	$e \rightarrow e$
Elektr maydoni	$\vec{\varepsilon} \rightarrow -\vec{\varepsilon}$	$\vec{\varepsilon} \rightarrow \vec{\varepsilon}$
Magnit maydoni	$\vec{\beta} = \vec{\beta}$	$\vec{\beta} \rightarrow -\vec{\beta}$

Bu jadvalni to'ldirishda quyidagi ifodalardan foydalaniladi

$$\vec{P} = m \frac{d\vec{r}}{dt}; \vec{L} = [\vec{r}, \vec{p}]; \vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}; E = \frac{mg^2}{2}; \vec{F}_c = e\vec{\varepsilon} + e[\vec{g}, \vec{B}]$$

Shredinger tenglamasida t-vaqt bo'yicha birinchi tartibli hosila qatnashadi va \hat{t} almashtirish uning ishorasini o'zgartiradi. Shu sababli bu tenglamaning kovariantligini saqlash uchun to'lqin funksiyaning vaqt argumenti ishorasini o'zgartirishi bilan birga, to'lqin funksiyaning o'zi ham kompleks qo'shmasiga almashtiriladi $T\psi(\vec{r}, t) = \psi^*(\vec{r}, -t)$. Shu sababli T- operator ermit operatori emas, ya'ni bu operatorga fizik kattalikni mos qo'yib bo'lmaydi (vaqt juftlik tushunchasi mavjud emas). Shu sababli T invariantlik qandaydir saqlanish qonunlariga olib kelmaydi.

Shunday bo'lsada, to'g'ri va teskari yo'nalishda sodir bo'luvchi jarayonlar ehtimolliklari orasidagi ma'lum munosabatga olib keladi. Mikrodunyodagi barcha jarayonlar (ayrim jarayonlardan tashqari) vaqt bo'yicha qaytariluvchidir. Endi CPT —teoremaga kelsak, uni quyidagicha ta'riflashimiz mumkin: Agar biror jarayonga birdaniga C-, P va T operatorlarni qo'llasak, hosil bolgan jarayon boshlang'ich jarayon bilan bir xil ehtimollikda sodir bo'ladi. Bunda alohida C-, P va T almashtirishlarda invariantlik buzilishi mumkin, lekin bir

invariantlikning buzilishi, boshqasining buzilishi hisobidan kompensatsiyalanadi, lekin uchala almashtirishdan keyin simmetriya yana tiklanadi. Haligacha CPT -invariantlik buzilgan jarayon kuzatilgan emas. Bu tasdiq 1951—55 yillarda G. Lyuders va V. Pauli isbotlagan CPT - teoremaning mazmunidir.

ABSOLYUT QORA JISM NURLANISHI

1-masala: Qora jism nurlanish spektrida energiyaning maksimal qiymatiga to'g'ri kelgan to'lqin uzunligi $\lambda_0=0,58$ mkm. Jism sirtining R_e energetik yorituvchanligini aniqlang.

Berilgan: $\lambda_0 = 0,58 \text{ m km}$
 $R_e \sim ?$

Yechish: Stefan-Bolsman qonuniga ko'ra absolyut qora jismning energetik yorituvchanligi T termodinamik temperaturaning to'rtinchi darajasiga proporsional va u quyidagicha ifodalanadi:

$$R_e = \sigma T^4, \quad (1)$$

bunda σ – Stefan-Bolsman doimiysi, T – termodinamik temperatura. Vinning siljishi qonuni yordamida temperatura T ni hisoblash mumkin:

$$\lambda_0 = \beta/T, \quad (2)$$

bunda β – Vin doimiysi. (2) va (1) formuladan foydalanib

$$R_e = \sigma(\beta/\lambda_0)^4$$

formulani hosil qilamiz. Hisoblaymiz:

$$R_e = 5,67 \cdot 10^{-8} \left(\frac{2,90 \cdot 10^{-3}}{5,8 \cdot 10^{-7}} \right)^4 \text{ V}_l/\text{m}^2 = 3,54 \cdot 10^7 \text{ V}_l/\text{m}^2 = 35 \cdot 4 \text{ V}_l/\text{m}^2.$$

2-masala: Nur chiqarishi sababli Yer o'z sirtining har bir kvadrat metr sirtidan 1s da o'rtacha 91 J energiya yo'qotadi. Yerni absolyut qora jism deb qabul qilib, sirtning o'rtacha temperaturasi T_n va nurlanayotgan energiya maksimumiga to'g'ri kelgan to'lqin uzunlik λ_m ni aniqlang.

$t=1\text{s}$

Berilgan: $W=91\text{J}$
 $T \sim ?$ $\lambda_m \sim ?$

Yechish: Stefan-Bolsman qonuni asosan

$$E_T = \sigma T^4,$$

bunda $E_T=91 \text{ J}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ – Yerning nur chiqarish qobiliyati, σ – Stefan-Bolsman doimiysi. U vaqtda

$$\dot{\sigma} = \sqrt[4]{\frac{A_0}{\sigma}} = \sqrt[4]{\frac{91}{5,67 \cdot 10^{-8}}} = 200 \text{ K} = -73^\circ \text{N}.$$

Vin qonuni (17.10) ga muvofiq

$$\lambda_c T = b,$$

bunda b – Vin doimiysi. Shuning uchun:

$$\lambda_m = \frac{b}{T} = \frac{2,898 \cdot 10^{-3}}{200} = 1,45 \cdot 10^{-5} \text{ m} = 14,5 \text{ km}.$$

Shunday qilib, Yer nur chiqarish qobiliyatining maksimumi spektrning uzun to‘lqin (infragizil) qismiga to‘g‘ri keladi.

3-masala : Seziy to‘lqin uzunligi $\lambda=400$ nm bo‘lgan binafsha nur bilan yoritilganda uning sirtidan uchib chiqqan elektronlarning kinetik energiyasi W_k va tezligi v topilsin. Seziydan elektronning chiqish ishi $A=1,7 \cdot 10^{-19}$ J ga, yorug‘likning tarqalish tezligi $C=3 \cdot 10^8$ m/s ga va Plank doimiysi $h=6,625 \cdot 10^{-34}$ J.s ga va elektronning massasi $m=9,1 \cdot 10^{-31}$ kg ga teng.

Berilgan: $\lambda = 400 \text{ nm} = 4 \cdot 10^{-7} \text{ m}$, $A = 1,7 \cdot 10^{-19} \text{ J}$,

$$\tilde{\nu} = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}, \quad h = 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ J.s.}$$

$$W_e \sim ? \quad v \sim ?$$

Yechish: Fotoeffekt uchun Eynshteyn formulasini yozamiz:

$$hv = \frac{mv^2}{2} + A \quad \text{yoki} \quad \frac{mv^2}{2} = hv - A,$$

bunda $v = \frac{c}{\lambda}$ teng, u holda

$$W_e = \frac{hc}{\lambda} - A = \frac{6,625 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{4 \cdot 10^{-7}} - 1,7 \cdot 10^{-19} = 5 \cdot 10^{-9} \text{ J}.$$

Fotoelektronning W_K kinetik energiyasini bilgan holda uning V tezligini hisoblaymiz:

$$v = \sqrt{\frac{2W_e}{m}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 5 \cdot 10^{-9}}{9,1 \cdot 10^{-31}}} = \sqrt{1,1 \cdot 10^{12}} = 1,05 \cdot 10^6 \text{ m/s}.$$

4-masala: Elektronning chiqish ishi $A=3,6 \cdot 10^{-19}$ J bo‘lgan Kaliy uchun fotoeffekt «qizil chegarasi»ga mos kelgan to‘lqin uzunligi λ_0 topilsin. Yorug‘lik tarqalish tezligi $C=3 \cdot 10^8$ m/s va Plank doimiysi $h=6,625 \cdot 10^{-34}$ J.s.

Berilgan: $A = 3,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$, $\tilde{\nu} = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$, $h = 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$.

$$\lambda_0 \sim ?$$

Yechish: Fotoeffektning «qizil chegarasi»ga mos kelgan fotonning energiyasi $\varepsilon = hv_0$ elektronning metaldan chiqish ishi A ga sarf bo‘ladi, ya’ni :

$$h\nu_0 = A$$

bunda $\nu_0 = \frac{c}{\lambda_0}$ bo'lganligi uchun $\frac{hc}{\lambda_0} = A$ bo'lib, undan λ_0 ni topib, hisoblaylik:

$$\lambda_0 = \frac{hc}{A} = \frac{6,625 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{3,6 \cdot 10^{-19}} = 5,096 \cdot 10^{-7} \text{ m.}$$

5-masala: Kompton hodisasi tufayli erkin elektron bilan to'qnashgan foton $\theta = 90^\circ$ burchakka sochilgan. Sochilgan fotonning energiyasi $\varepsilon_2 = 0,4 \text{ MeV}$. Fotonning sochilgunga qadar bo'lgan energiyasi ε_1 ni aniqlang.

Berilgan: $\theta = 90^\circ, \varepsilon_2 = 0,4 \text{ MeV}$

$\varepsilon_1 \sim ?$

Yechish: Fotonning dastlabki energiyasini aniqlash uchun Kompton formulasidan foydalanamiz:

$$\Delta\lambda = 2 \frac{h}{m_0 c} \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (1)$$

bunda $\Delta\lambda$ - erkin elektrondan sochilishi tufayli foton to'liqin uzunligining o'zgarishi; h - Plank doimiysi; m_0 - elektronning tinch holatdagi massasi; s - yorug'likning vakuumdagi tezligi; θ - fotonning sochilish burchagi. (1) formulani quyidagicha ifodalaymiz: a) $\Delta\lambda$ ni $\lambda_2 - \lambda_1$ ga almashtiramiz; b) $\varepsilon = hc/\lambda$ formuladan foydalanib, λ_1 va λ_2 to'liqin uzunliklarni mos ravishda fotonning ε_1 va ε_2 energiyalari bilan ifodalaymiz. U holda (1), a) va b) lardan foydalanib quyidagini topamiz:

FOTOELEKTRIK EFFECT

1-Masala. Seziy metali sirtidan kinetik energiyasi 2 eV bo'lgan elektronni urib chiqarishga qodir bo'lgan yorug'likning maksimal to'liqin uzunligi hisoblansin. Seziy uchun chiqish ishi 1,8 eV gat eng.

Yechish: Eynshteyn tenglamasi

$$h\nu = A + E_k$$

dan yorug'lik chastotasini topamiz:

$$v = \frac{A + E_k}{h}$$

Lekin $\lambda = \frac{c}{v}$ bo'lgani uchun

$$\lambda = \frac{hc}{A + E_k} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}}{(2 + 1,8) \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}} = 3,27 \cdot 10^{-7} \text{ m}$$

2-Masala. Mis uchun elektronlar chiqish ishi 4,4 eV gat eng bo'lsa, yorug'lik to'lqin uzunligining chegaraviy qiymati λ_0 hisoblansin.

Yechish: Fotoeffekt boshlanayotgan vaqtda elektron metal sirtiga chiqarilib, unga kinetik energiya berilmaydi, Shuning uchun $E_k = 0$ bo'ladi. Bu holda

yorug'lik to'lqin uzunligi o'zining chegaraviy qiymatiga ega bo'ladi:

$$\lambda_0 = \frac{hc}{A} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s} \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}}{4,4 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}} = 2,8 \cdot 10^{-7} \text{ m}$$

3-Masala. Natriy metalli sirtidan elektronlarni urib chiqarish uchun yorug'likning zarur bo'lgan maksimal to'lqin uzunligi $\lambda = 5450 \text{ \AA}$ ga teng.

a) Agar tushayotgan nurlanish to'lqin uzunligi 2000 \text{ \AA} bo'lsa, chiqayotgan fotoelektronlarning maksimal tezligini toping.

b) Tushayotgan nurlanish to'lqin uzunligi 2000 \text{ \AA} bo'lsa, fotoelektronlar uchun tormozlovchi potensial qiymatini hisoblang.

Yechish: avvalo masala sharti va Eynshteyn tenglamasidan natriy metalli uchun elektronlarning chiqish ishini hisoblaymiz.

$$E_{\text{max}} = \frac{hc}{\lambda} - A, \quad A = \frac{hc}{\lambda} - E_{\text{max}}, \quad \lambda = \frac{hc}{E_{\text{max}} + A}$$

Masala shartiga ko'ra $\lambda = \lambda_{\text{max}}$, lekin λ bu qiymatiga $E_{\text{max}} = 0$ bo'lganda erishadi. Shuning uchun

$$A = \frac{hc}{\lambda_{\text{max}}} = \frac{19,86 \cdot 10^{-26} \text{ J} \cdot \text{m}}{5450 \cdot 10^{-10} \text{ m}} = 2,27 \text{ eV}$$

$$\text{a) } \lambda = 2000 \text{ \AA} = 2 \cdot 10^{-7} \text{ m}, \quad \frac{m g_{\max}^2}{2} = \frac{hc}{\lambda} - A, \quad g_{\max} = \sqrt{\frac{2}{m} \left(\frac{hc}{\lambda} - A \right)} = 1,18 \cdot 10^6 \text{ m/s};$$

$$\text{b) } \lambda = 2 \cdot 10^{-7} \text{ m}, \quad E_{\max} = eU, \quad U = \frac{E_{\max}}{e} = \frac{m}{2e} g_{\max}^2 = 3,9 \text{ V}$$

KOMPTON EFFEKTI

1-Masala. Antikatom to'liqin uzunligi 0.024 Å bo'lgan fotonlar bilan bombardimon qilinganda sochilgan fotonlar 60° burchak ostida kuzatilgan.

a) sochilgan foton uzunligi;

b) tepki elektronining sochilish burchagi hisoblansin.

Yechish:

$$\text{a) } \lambda_0 = 0.024 \text{ \AA}, \quad \varphi = 60^\circ \text{ bo'lganidan } \lambda = \lambda_0 + 2 \lambda_C \sin^2 \frac{\varphi}{2} = \lambda_0 + \frac{\lambda_C}{2} \\ = \left(0.024 + \frac{0.024}{2} \right) \text{ \AA} = 0.036 \text{ \AA}$$

b) Tepki elektronning sochilish burchagi bo'lgan γ ni topish uchun impulslar saqlanish qonuning x, y larga proyeksiyalarini yozamiz:

$$P_0 - P_s \cos \varphi = P_e \cos \gamma; \quad (1)$$

$$P_s \sin \varphi = P_e \sin \gamma \quad (2)$$

Bu yerda $P_0 = \frac{hc}{\lambda_0} = \frac{19.86 \cdot 10^{-26}}{0.024 \cdot 10^{-10}} \cdot \text{kg} \cdot \frac{\text{m}}{\text{s}} = 8.27 \cdot 10^{-14} \text{ kg} \cdot \frac{\text{m}}{\text{s}}$ tushayotgan foton impulsi,

$$P_s = \frac{hc}{\lambda} = \frac{19.86 \cdot 10^{-26}}{0.036 \cdot 10^{-10}} \text{ kg} \cdot \frac{\text{m}}{\text{s}} = 5.51 \cdot 10^{-14} \text{ kg} \cdot \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

Sochilayotgan foton impulsi, P_e -tepki elektron impulsi, φ - fotonning erkin elektrondan sochilish burchagi. (2) tenglikni (1) tenglikka chap tomonni chap tomonga, o'ng tomonni o'ng tomonga mos ravishda bo'lamiz:

$$\text{tg } \gamma = \frac{P_s \sin \varphi}{P_0 - P_s \cos \varphi} = \frac{5,51 \cdot 10^{-14} \cdot \frac{\sqrt{3}}{2}}{(8,27 - 5,51 \cdot \frac{1}{2}) \cdot 10^{-14}} = \frac{5,51 \cdot 0,865}{5,52} = 0,8634$$

$$\gamma = \arctg 0,8634 = 40^{\circ}50'$$

BOR ATOMI NAZARIYASI

1-Masala. Bor nazariyasidan foydalanib, vodorod atomining birinchi va ikkinchi orbitalari uchun elektr maydoni kuchlanganligining va Kulon tortishuv kuchining qiymatlari hisoblansin.

Yechish: Bor nazariyasiga ko'ra n -inchi orbita radiusi

$$r_n = \frac{\hbar^2}{me^2} n^2 = r_1 n^2$$

formula bilan aniqlanadi, bu yerda $r_1 = \frac{\hbar^2}{me^2} = 0,52 \text{ \AA} = 0,52 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ - Borning birinchi radiusi. U holda $n=2$ (ikkinchi orbita) uchun

$$r_2 = r_1 n^2 = 0,52 \cdot 10^{-10} \cdot 4 \text{ m} = 2,08 \cdot 10^{-10} \text{ m}$$

Kulon tortishuv kuchi vodorod atomi yadrosi va elektron o'rtasidagi kuch hisoblanadi va uning absolyut qiymati

$$|F_n| = \frac{e^2}{r_n^2} = \frac{F_1}{n^4}$$

formula bilan aniqlanadi, bu yerda

$$F_1 = \frac{e^2}{r_1^2} = \frac{(1,6 \cdot 10^{-19} \text{ K})^2}{(0,52 \cdot 10^{-10} \text{ m})^2} = \frac{2,56 \cdot 10^{-38}}{0,26 \cdot 10^{-22}} \text{ N} = 82,3 \cdot 10^{-9} \text{ N}$$

$$F_2 = \frac{F_1}{4^2} = \frac{82,3 \cdot 10^{-9} \text{ N}}{16} = 5,14 \cdot 10^{-9} \text{ N}$$

Zaryad birligidagi bunday kuchlar elektr maydon kuchlanganligi berganligi uchun

$$E_1 = \frac{F_1}{e} = \frac{82,3 \cdot 10^{-9} \text{ N}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ K}} = 51,4 \cdot 10^{10} \text{ V/m,}$$

$$E_2 = \frac{F_2}{e} = \frac{5,14 \cdot 10^{-9} \text{ N}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ K}} = 3,21 \cdot 10^{10} \text{ V/m}$$

2-masala. Bor nazariyasidan foydalanib, vodorod atomidagi elektronning n - Bor orbitasining radiusi r_n va bu orbitasidagi tezligi v_n topilsin. Masala $n=3$ holi uchun yechilsin. Plank doimiysi $h=6,625 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$ va elektr doimiysi $\epsilon_0=8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$ ga, elektronning massasi $m_e=9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ ga va zaryadi $e=1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$ ga teng.

Berilgan: $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg, $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Kl, $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Kl²/Nm²

$h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Js, $n = 3$

$r_3 \sim ?$ $\vartheta_3 \sim ?$

Yechish. Vodorod atomi protoni va uning atrofida aylanayotgan elektronning o'zaro ta'sir Kulon kuchi: $F_x = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{e^2}{r_n^2}$,

markazga intilma kuch $F_{m,i} = \frac{m_e \vartheta_n^2}{r_n}$ dan iborat, ya'ni

$$\frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{e^2}{r_n^2} = \frac{m_e \vartheta_n}{r_n} \quad (1)$$

bunda ϵ_0 – elektr doimiysi, m_e – elektronning massasi va e – uning zaryadi, r_n – elektron orbitasining radiusi, ϑ_n – elektronning orbitadagi tezligi. Borning ikkinchi postulatiga asosan: «Elektron impuls momenti (m_e, ϑ_n, r_n) karrali $h/2\pi n$ ga, ya'ni $n \frac{h}{2\pi}$ ga teng bo'lgan orbita bo'ylab harakatlana oladi». Binobarin

$$m_e \vartheta_n r_n = n \frac{h}{2\pi} \quad (2)$$

bunda $n = 1, 2, 3, \dots$ orbitaning tartib raqamidir. Bundan n – orbitadagi elektronning tezligi:

$$\vartheta_n = n \frac{h}{2\pi m_e r_n} \quad (3)$$

ga teng bo'ladi. Buni o'rniga (1) (2) (3) dan foydalanib, orbitaning radiusi r_n ni aniqlaymiz:

$$\frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 r_n^2} = \frac{m_e n^2 h^2}{r_n 4\pi^2 m_e^2 r_n^2} \quad \text{yoki} \quad \frac{e^2}{\epsilon_0} = \frac{n^2 h^2}{\pi m_e r_n}$$

Bundan izlanayotgan orbitaning radiusi r_n quyidagiga teng bo'ladi:

$$r_n = n^2 \frac{h^2 \epsilon_0}{\pi m_e e^2}$$

Buni yuqoridagi ifodaga qo'yib, orbitadagi elektronning tezligi ϑ_n ni topamiz:

$$\vartheta_n = \frac{nh}{2\pi m_e r_n} = \frac{nh}{2\pi m_e} \frac{\pi m_e e^2}{n^2 h^2} = \frac{1}{n} \frac{e^2}{2h}$$

Masala shartiga ko'ra $n = 3$ bo'lgan holni hisoblab chiqamiz.

$$r_3 = n^2 \frac{h^2 \epsilon_0}{\pi m_e e^2} = 3^2 \frac{6,625^2 \cdot 10^{-68} \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}}{3,14 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 1,6^2 \cdot 10^{-38}} = 4,78 \cdot 10^{-10} \text{ m}$$

$$\omega_3 = \frac{1}{n} \frac{e^2}{2hE_0} = \frac{1}{3} \frac{1,6^2 \cdot 10^{-38}}{2 \cdot 6,625 \cdot 10^{-34} \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}} = 7,3 \cdot 10^6 / \text{s}$$

3-masala. Vodород atomining birinchi Bor orbitasidagi elektronning burchak tezligi ω va aylanish davri T ni toping.

Berilgan: $n=1$, $m=9,1 \cdot 10^{-31}$ kg, $e=1,6 \cdot 10^{-19}$ Kl,

$h=6,625 \cdot 10^{-34}$ Js, $E_0=8,85 \cdot 10^{-12}$ Kl²/Nm²,

$\omega \sim ?$ $T \sim ?$

Yechish. Bor postulatiga ko'ra

$$mvr = n \frac{h}{2\pi} \quad (1)$$

bu yerda m – elektron massasi, r – orbita radiusi, v – shu orbitada elektronning chiziqli tezligi, h – Plank doimiysi, $n=1$ – birinchi orbitaga mos kelgan kvant soni $v=\omega r$ ekanligini e'tiborga olsak, ushbu formulani yozamiz:

$$m\omega r^2 = n \frac{h}{2\pi} \quad (2)$$

formulaga muvofiq

$$r = n^2 \frac{E_0 h^2}{\pi m e^2} \quad (3) \quad \left(\hbar = \frac{h}{2\pi} \right),$$

bunda e – elektron zaryadi, ϵ_0 -elektr doimiysi (3)ni (2)ga qo'yib, quyidagini olamiz:

$$\omega = \frac{\pi m e^4}{2E_0 n^3 h^3} = \frac{3,14 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot (1,6 \cdot 10^{-19})^4}{2(8,85 \cdot 10^{-12})^2 (6,625 \cdot 10^{-34})^3} = 4,4 \cdot 10^{16} \text{ rad/s}.$$

Elektronning aylanish davrini quyidagi munosabatdan topamiz:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{6,28}{4,4 \cdot 10^{16}} = 1,4 \cdot 10^{-16} \text{ s}.$$

ZARRALARNING TO'LOQIN XOSSALARI

1-Masala. Massasi 0,14 kg bo'lgan futbol to'pi zarb bilan tepilganda 50 m/s tezlikka erishsa, bu to'p harakati bilan bog'liq bo'gan de Broyl to'loqini uzunligi baholansin. Shuningdek $v=50$ m/s tezlik bilan harakat qilayotgan elektron uchun ham shunday to'loqin uzunligi hisoblansin.

Yechish: Zarra de Broyl to'loqin uzunligi

a) futbol to'pi uchun

$$\lambda = \frac{h}{mV} = \frac{6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Js}}{0,14 \text{ kg} \cdot 50 \text{ m/s}} \cdot 10^{10} \frac{\text{A}^0}{\text{m}} = 0,9 \cdot 10^{-24} \text{ A}^0$$

b) elektron uchun

$$\lambda = \frac{h}{mV} = \frac{6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Js}}{9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg} \cdot 50 \text{ m/s}} \cdot 10^{10} \frac{\text{A}^0}{\text{m}} = 1,46 \cdot 10^5 \text{ A}^0$$

Bulardan ko'ramizki, bir xil tezlik bilan futbol to'pi va elektron harakat qilayapti deb faraz etilganda, makrojism hisoblangan futbol to'pi uchun λ shunchalik kichik kattalik hisoblanar ekanki, ularning qiymatini tajribada o'lchab bo'lmaslik darajada bo'lar ekan. Elektron uchun esa λ tajribada osonlikcha o'lchanishi mumkin bo'lgan qiymatga ega bo'lar ekan. Demak, bu tajriba to'liq xossasining mikrozarralaga xos xususiyat ekanligini ko'rsatadi.

1-masala. Boshlang'ich tezligini hisobga olmaslik mumkin bo'lgan elektron U tezlantiruvchi potentsiallar farqi orqali o'tadi. Ushbu ikki hol uchun 1) $U_1=51\text{V}$ 2) $U_2=510\text{ kV}$. DeBroyl to'liq uzunligi λ topilsin.

Berilgan: $\frac{U_1=51\text{V}, U_2=510\text{ kV}}{\lambda \sim ?}$

Yechish. Zarra deBroyl to'liqining uzunligi λ , uning impulsi R ga bog'liq va

$$\lambda = \frac{2\pi h}{P} \quad (1)$$

formula bilan aniqlanadi. Agar zarraning kinetik energiyasi W_k ma'lum bo'lsa, uning impulsi aniqlanadi. Norelyativistik ($W_k \ll W_0$ da) va relyativistik ($W_k \approx W_0$ da) hollar uchun impulsning kinetik energiya bilan bog'lanishi mos ravishda quyidagi formulalar bilan ifodalanadi:

$$P = \sqrt{2m_0 W_k}, \quad (2)$$

$$P = \frac{1}{c} \sqrt{(2W_0 + W_k)W_k}. \quad (3)$$

Norelyativistik va relyativistik hollar uchun mos ravishda (2) va (3) munosabatlarni hisobga olganda, (1) formula quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\lambda = \frac{2\pi \hbar}{\sqrt{2m_0 W_k}}, \quad (4)$$

$$\lambda = \frac{2\pi \hbar}{\frac{1}{c} \sqrt{(2W_0 + W_k)W_k}}. \quad (5)$$

Ma'lumki, U tezlantiruvchi potentsiallar farqini o'tgan elektronning kinetik energiyasi $W_k = |e|U$. Birinchi holda $W_{k1} = |e|U_1 = 51 \text{ eV} = 0,51 \cdot 10^{-4} \text{ MeV}$. Bu elektronning tinchlikdagi energiyasi $W_0 = m_0 c^2 = 0,51 \text{ MeV}$ dan ko'p marta kichik. Demak (4) formulani qo'llash mumkin. Hisob-kitobni qisqartirish uchun $W_{k1} = 10^{-4} m_0 c^2$ ekanligini nazarga olamiz. Bu ifodani (4) formulaga qo'yib, uni

$$\lambda_1 = \frac{2\pi \hbar}{\sqrt{2m_0 \cdot 10^{-4} m_0 c^2}} = \frac{10^2 \cdot 2\pi \hbar}{\sqrt{2} m_0 c}$$

ko'rinishda yozib olamiz. $\left[\frac{2\pi \hbar}{m_0 c} \right]$ Kompton to'liqin uzunligi λ_s ekanligini hisobga olib, quyidagini olamiz

$$\lambda_1 = (10^2 / \sqrt{2}) \lambda_s.$$

$$\lambda_s = 2,43 \cdot 10^{-12} \text{ m ekanligidan}$$

$$\lambda_1 = \frac{10^2}{\sqrt{2}} 2,43 \cdot 10^{-12} \text{ m} = 172 \text{ nm}.$$

Ikkinchi holda kinetik energiya $W_{k2} = (e)U_2 = 510 \text{ keV} = 0,51 \text{ MeV}$, ya'ni elektronning tinchlikdagi energiyasiga teng. Demak, relyativistik formula (5)ni qo'llash kerak.

$W_2 = 0,51 \text{ MeV} = m_0 c^2$ ekanligini hisobga olib (5) formulaga binoan quyidagini topamiz

$$\lambda_2 = \frac{2\pi \hbar}{\frac{1}{c} \sqrt{(2m_0 c^2 + m_0 c^2) m_0 c^2}} = \frac{2\pi \hbar}{\sqrt{3} m_0 c} \text{ yoki } \lambda_2 = \frac{\lambda_s}{\sqrt{3}}.$$

λ_s ning qiymatini oxirgi formulaga qo'yib va hisoblab, natijani topamiz:

$$\lambda_2 = 1,4 \text{ pm}.$$

2-Masala. Bir o'lchamli garmonik ossilyator harakatini kvantlang.

Yechish: Bir o'lchamli garmonik ossilyator energiyasi harakat integrali hisoblanadi va u quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$E = \frac{p^2}{2m} + \frac{m\omega^2}{2} x^2 = \frac{m\omega^2 A^2}{2} \quad (1)$$

Bu yerda A - ossilyatorning tebranish amplitudasi, $\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$ - tebranish chastotasi. (1) dan ossilyator impulsini topamiz

$$p = \sqrt{m^2 \omega^2 (A^2 - x^2)} = m\omega A \sin \varphi$$

Bu yerda biz $x = A \cos \varphi$ almashtirish o'tkazdik. Endi biz harakatni kvantlash uchun Bor-Zommerfeld kvantlash shartidan foydalanamiz:

$$\oint p dx = \oint m\omega A \sin \varphi \cdot (-A \sin \varphi d\varphi) = -m\omega A^2 \int \sin^2 \varphi d\varphi = m\omega A^2 \pi = nh$$

Demak, ossilyator amplitudasi va unga bog'liq ravishda energiyasi ham kvantlangan qiymatlarni qabul qilishini ko'ramiz:

$$A_n = \frac{nh}{\pi m \omega}; \quad E_n = \frac{m\omega^2 A_n^2}{2} = n \hbar \omega.$$

GEYZENBERG ANIQMASLIK MUNOSABATLARI

1-Masala. To'g'ri chiziqli traektoriya bo'ylab harakat qiluvchi elektron koordinatasini o'lchashda yo'li qo'yilgan aniqsizlik 10 \AA bo'lsa, uning a) impulsini, b) tezligini, v) kinetik energiyasini o'lchashdagi aniqsizliklar hisoblansin.

Yechish: Masala shartiga ko'ra $\Delta x = 10 \text{ \AA} = 10^{-9} \text{ m}$ bo'lgani uchun

$$\text{a) } \Delta p_x \approx \frac{\hbar}{\Delta x} = \frac{1,05 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}}{10^{-9} \text{ m}} = 1,05 \cdot 10^{-25} \text{ kg} \cdot \text{m/s}$$

$$\text{b) } \Delta v_x = \frac{\Delta p_x}{m} = \frac{1,05 \cdot 10^{-25} \text{ kg} \cdot \text{m/s}}{9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}} = 1,15 \cdot 10^5 \text{ m/s}$$

$$\text{v) } E_k = \frac{(\Delta p_x)^2}{2m} = \frac{(1,05 \cdot 10^{-25})^2}{2 \cdot 9,11 \cdot 10^{-31}} \text{ J} = 6,02 \cdot 10^{-21} \text{ J} = 6,02 \cdot 6,25 \cdot 10^{-3} \text{ eV} = 37,6 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$$

2-Masala. Uy temperaturasidagi tezlikka ega bo'lgan va massasi

$m=2 \cdot 10^{-27}$ kg bo'lgan molekulaning holatini aniqlashda xatolik 10^{-10} m atrofida bo'lsa, uning impulsini aniqlashdagi xato, Shuningdek nisbiy xato hisoblansin.

Yechish: Molekula impulsining aniqlashdagi xato

$$\Delta p_x \approx \frac{\hbar}{\Delta x} = \frac{1,05 \cdot 10^{-34}}{10^{-10}} \text{ kg} \cdot \text{m/s} = 1,05 \cdot 10^{-24} \text{ kg} \cdot \text{m/s}$$

Uy temperaturasi ($T=290$ K) ga to'g'ri keluvchi o'rtacha tezlik

$$V_x = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = \sqrt{\frac{3 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 290}{2 \cdot 10^{-27}}} \text{ m/s} = 2500 \text{ m/s}$$

bo'lgani uchun molekula impulsini

$$P_x = mV_x = 2 \cdot 10^{-27} \cdot 2500 \text{ kg} \cdot \text{m/s} = 5 \cdot 10^{-24} \text{ kg} \cdot \text{m/s}$$

bo'ladi. Impulsni aniqlashdagi nisbiy xato esa

$$\frac{\Delta p_x}{P_x} = \frac{5 \cdot 10^{-24}}{1,05 \cdot 10^{-24}} \approx 5$$

Shunday qilib, molekulaning impulsini uning dastlabki qiymatidan 20% dan katta aniqlikda o'lchab bo'lmaydi.

3-Masala. Uyg'ongan holatda atomning yashash vaqti 10^{-8} s. Atom nurlangan vaqtda nurlanadigan foton energiyasidagi chetlanish (energetik satx kengligi) hisoblansin. Agar nurlanuvchi foton spektrning ko'zga ko'rinadigan qismiga mansub bo'lsa ($\lambda = 4000 \text{ \AA}$), spektral chiziq kengligi qanday bo'ladi?

Yechish: Geyzenbergning koordinata va impuls aniqsizliklari uchun munosabati atom energiyasiga va uning uyg'ongan holatda yashash vaqtiga ham xos bo'ladi:

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar$$

$$\Delta E \geq \frac{\hbar}{\Delta t} = \frac{1,05 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}}{10^{-8} \text{ s}} = 1,05 \cdot 10^{-26} \text{ J} = 1,05 \cdot 6,25 \cdot 10^{-8} \text{ eV} = 6,6 \cdot 10^{-8} \text{ eV}$$

$$\Delta E = \frac{hc}{\lambda} = \frac{19,86 \cdot 10^{-26}}{4 \cdot 10^{-7}} \text{ J} = 4,96 \cdot 10^{-19} \text{ J} = 4,96 \cdot 25 \cdot 10^{-1} \text{ eV} = 3,1 \text{ eV}$$

2-masala. Vodorod atomidagi elektronning W_k kinetik energiyasi 10 eV ni tashkil etadi. Noaniqlik munosabatidan foydalanib atomning minimal chiziqli o'lchamlari baholansin.

Berilgan: $\frac{W_e = 10eV}{\ell_{\min} \sim ?}$

Yechish. Elektron koordinatasining va impulsining noaniqligi quyidagi munosabat orqali bog'langan.

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar \quad (1)$$

bunda Δx – elektron koordinatasining noaniqligi; Δp – uning impulsining noaniqligi; \hbar – Plank doimiysi.

Bu munosabatdan ko'rinib turibdiki, zarraning fazodagi o'rni qanchalik to'g'ri o'lchansa, impulsi va demak zarraning energiyasi shunchalik noaniq bo'la boradi. Atomning chiziqli o'lchami ℓ bo'lsin, unda atom elektroni $\Delta x = \ell / 2$ noaniqlik soha atrofida bo'ladi. Bu holda (1) noaniqlik munosabatlarini $(\frac{\ell}{2}) \cdot \Delta p \geq \hbar$ ko'rinishda yozish mumkin, bundan

$$\ell \geq 2\hbar / (\Delta p) \quad (2)$$

Fizik mantiqqa asosan impulsning noaniqligi Δp har holda impuls p ning qiymatidan katta bo'lmasligi kerak, ya'ni

$$\Delta p \leq p$$

Impuls p endi kinetik energiya W_k bilan quyidagi munosabat orqali bog'langan $p = \sqrt{2mW_k}$ Δp nuqta $\sqrt{2mW_k}$ qiymat bilan almashtiramiz (bunday almashtirish ℓ ni ortirmaydi). (2) tengsizlikdan tenglikka o'tib quyidagini olamiz

$$\ell_{\min} = 2\hbar / \sqrt{2mW_k}$$

Son qiymatlarni qo'yamiz va hisoblab natijasini topamiz

$$\ell_{\min} = 124 \text{ nm.}$$

TO'LIQIN FUNKSIYA. EHTIMOLIYAT TAQSIMOTI

1. Masala. Erkin harakat qiluvchi elektron holati

$$\psi_p(r) = Ce^{i pr}$$

to'liqin funksiyasi bilan ifodalansa, S koeffitsiyent topilsin.

Yechish: Biz 1-misolda ko'rdikki, berilgan funksiya standart shartlarni r ning $[-\infty, \infty]$ qiymatlarida qanoatlantiradi. Demak, bu funksiya uchun normallik sharti

$$\int |\Psi_p(r)|^2 d\tau = 1 \quad (11)$$

o'rinli bo'lmaydi. Shuning uchun normallik sharti Dirakning δ -funksiyasi orqali bajariladi:

$$\int |\Psi(r)|^2 d\tau = \delta(p' - p),$$

bu yerda

$$\delta(p' - p) = \int \Psi_p^*(r) \Psi_p(r) d\tau = C^2 \int e^{\frac{i}{\hbar}(p' - p)r} d\tau = (2\pi\hbar)^3 \frac{C^2}{(2\pi)^3} \int e^{\frac{i}{\hbar}(p' - p)r} \frac{dr}{\hbar^3} = (2\pi\hbar)^3 C^2 \delta(p' - p) \quad (12)$$

deb yozamiz va bundan $C = (2\pi\hbar)^{-3/2}$ ekanligini topamiz. Agar Ψ -funksiya bir o'lchamli ya'ni

$$\Psi_p(x) = C e^{\frac{i}{\hbar} p x}$$

bo'lsa,

$$C = (2\pi\hbar)^{-1/2}$$

bo'ladi.

FIZIK KATTALIKLARNING O'RTACHA QIYMATLARI

1-Masala. Asosiy holatda joylashgan vodorod atomidagi elektron uchun

a) $\langle r \rangle$, b) $\langle r^2 \rangle$, c) $\langle r^{-1} \rangle$, d) $\langle (\Delta r)^2 \rangle$ lar hisoblansin.

Yechish : Vodorod atomining asosiy holatini aniqlovchi funksiya

$$\psi_0(r) = (\pi a^3)^{-1/2} e^{-r/a}$$

(bu yerda a -Bor bo'yicha vodorod atomining birinchi orbita radiusi) ko'rinishida beriladi. O'rtacha qiymat formulasidagi hajm elementini quydagicha yozishga to'g'ri keladi : $d\tau = 4\pi r^2 dr$, chunki $\psi_0(r)$ da burchaklarga bog'lanish mavjud emas . U holda shunga ko'ra yoza olamiz :

$$a) \langle r \rangle = \frac{4\pi}{\pi a^3} \int_0^{\infty} (e^{-r/a})^2 r e^{-r/a} r^2 dr = \frac{4}{a^3} \int_0^{\infty} e^{-2r/a} r^3 dr$$

$$\frac{2r}{a} = x \text{ almashtirish o'tkazib, } \int_0^{\infty} e^{-x} x^n dx = n! \text{ jadval integralligiga ko'ra}$$

osonlik bilan topamiz (quyida b-, c-, d -holatlarda ham shu amallarni bajaramiz):

$$\langle r \rangle = \frac{4\pi}{a^3} \left(\frac{a}{2}\right)^4 \int_0^{\infty} e^{-x} x^3 dx = \frac{a}{4} 3! = \frac{3}{2} a ;$$

$$b) \langle r \rangle = \frac{4}{a^3} \left(\frac{a}{5}\right)^5 \int_0^{\infty} e^{-x} x^4 dx = \frac{a}{8} 4! = 3a^2$$

ELEKTRON KONFIGURATSIYALARI. ATOM ASOSIY HOLAT TERMI. GUND QOIDALARI.

1- Masala. Uglerod ($z=6$), alyuminiy ($z=13$), argon ($z=18$), kaliy ($z=19$), marganes ($z=25$), kadmiy ($z=48$), atomlar elektron konfiguratsiyalari va ularda elektronlar taqsimoti yozilsin.

Yechish. Elektron konfiguratsiyasi orqali yozishni bilamiz. Bu yerda n - ning oladigan qiymatiga qarab l - ning qiymatlari yoziladi:

$n=1$ bo'lsa, $l=0$	konfiguratsiyay $1s$;
$n=2$ bo'lsa, $l=0,1$	konfiguratsiyay $2s2p$;
$n=3$ bo'lsa, $l=0,1,2$	konfiguratsiyay $3s3p3d$;

va h. z.. Har bir konfiguratsiyada mumkin bo'lgan elektronlar soni $k = 2(2l+1)$ ta bo'lgani uchun $n=1, l=0$ da $1s^2$; $n=2, l=0,1$ da $2s^2 2p^6$; $n=3, l=0,1,2$ da esa $3s^2 3p^6 3d^{10}$ kabi elektronlar taqsimlanadi.

Bizning misolimizda: $z=6$ bo'lganda elektron konfiguratsiya $1s^2 2s^2 2p^2$, $z=13$ da $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^1$, $z=18$ da $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$ bo'ladi. Kaliy ($z=19$) elementiga kelib, 19-elektron 3-qobiqning 3d konfiguratsiyasiga tushmasdan 4-qobiqning $4s$ konfiguratsiyasiga tushadi, ya'ni $z=19$ ning konfiguratsiyasi $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^1$ bo'ladi. Bunga sabab, $4s$ -qobiqchanning 3d qobiqchaga nisbatan energiyasining kamligi hisoblanadi. Kadmiydan keyin keladigan elementlarda $4s$ -qobiqcha to'lgach, keyin 3d-qobiqcha to'la boradi. Masalan, marganes ($z=25$) da konfiguratsiya $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^5$ ko'rinishda bo'ladi. $z=48$ kadmiy elementining elektron konfiguratsiyasi $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^{10} 4p^6 5s^2 4d^4 5p^6$ ko'rinishda

yoziadi. Bu yerda 3d-qobiqcha $4s^2$ dan keyin, 3d- to'lgach, $4p$ -qobiqcha to'ladi, keyin $5s, 5p, 5d$ va h.k. qobiqchalar to'la boradi.

2-Masala. Elektron qobiqlari mumkin bo'lgan elektronlar bilan to'lgan atomlarda barcha mexanik momentlar (spin, orbital, to'liq) kvant sonlarning nolga teng bo'lishligi asoslansin.

Yechish. Atomdagi elektron soni $k = 2(2l+1)$ bilan aniqlanganda berilgan atom elektront qobiqlari bu qobiqlarda mumkin bo'lgan elektronlar bilan to'lgan bo'ladi. Bu holda m_l - ning $(2l+1)$ ta barcha qiymatlarida $m_s = \pm 1/2$ spinlik elektronlar mavjud bo'ladi, ya'ni bu elektronlar uchun orbital moment kvant soni

$$L = \sum m_l = -1 + (-1+1) + \dots + 1 = 0,$$

spin kvant soni $s = \sum m_s = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} = 0$ qiymatga ega bo'ladi. To'liq moment kvant soni $J = L \pm S$ orqali topilgani uchun $J = 0$ bo'ladi.

Masalan: $3d$ - qobiqcha mumkin bo'lgan elektronlar bilan to'lgan bo'lsin $3d^{10}$ u holda $l = 2$

$$m_l = -2, -1, 0, 1, 2$$

$$m_s = \pm 1/2, \pm 1/2, \pm 1/2, \pm 1/2, \pm 1/2,$$

Berilgan 10 ta elektron uchun

$$L = -2 - 1 + 0 + 1 + 2 = 0$$

$$S = 5 \frac{1}{2} + 5 \left(-\frac{1}{2}\right) = \frac{5}{2} - \frac{5}{2} = 0,$$

demak, $J = 0$ bo'ladi.

1-masala. Vodorod atomidagi elektron to'rtinchi energetik sathdan ikkinchisiga o'tdi. Nurlangan fotonning energiyasi aniqlansin.

Berilgan: $\frac{n_1 = 2, n_2 = 4}{E - ?}$

Yechish: Foton energiyasini aniqlash uchun vodorodsimon ionlarni serial formulalaridan foydalanamiz

$$\frac{1}{\lambda} = RZ^2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad (1)$$

bu yerda λ - fotonning to'liq uzunligi; R - Ridberg doimiysi; z - yadro zaryadining nisbiy birligi ($z=1$ da formula vodorod

seriyasiga mos keluvchi formulaga aylanadi), n_1 – elektron o‘tgan orbita nomeri; n_2 – elektronning boshlang‘ich holatdagi orbita nomeri (n_1 va n_2 asosiy kvant sonlar). Foton energiyasi E quyidagicha aniqlanadi:

$$E = \frac{hc}{\lambda}$$

(1) formulani chap va o‘ng tomonini «hc»ga ko‘paytirib foton energiyasini aniqlash formulasini topamiz:

$$E = Rhcz^2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right)$$

Ionizatsiyalash energiyasi $E_i = Rhc$ ekanligini hisobga olib

$$E = E_i z^2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right)$$

hisoblashni bajaramiz. $E_i = 13,6$ eV (jadvalda beriladi); $z=1$; $n_1=2$; $n_2=4$;

$$E = 13,6 \cdot 1^2 \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{4^2} \right) eV = 13,6 \frac{3}{16} eV = 2,55 eV$$

3-Masala. Vodород atomi ikkinchi energetik ($n=2$) sathining elektron spin-orbital o‘zaro ta‘sirida ajralishi – nozik strukturasi hisoblansin.

Yechish. Bosh kvant son $n=2$ bo‘lgani uchun orbital kvant son $l=0,1$ qiymatlarga ega bo‘ladi, l ning bu qiymatlarida j kvant soni esa

$l=0$ bo‘lganda $j=1/2$, $l=1$ bo‘lganda esa $j=1 \pm 1/2 = \frac{3}{2}, \frac{1}{2}$ bo‘ladi.

Spin-orbital o‘zaro ta‘sir hisobga olinmaganda $n=2$ uchun

$$\text{energiya } (Z=1) \quad E_2 = Z^2 E_2(H) \cong -\frac{13,69}{4} \text{ eV} = -3,4 \text{ eV}$$

bo‘ladi va $2s_{1/2}$, $2p_{1/2}$, $2p_{3/2}$ termlar barchasi $-3,4$ eV energiyaga ega bo‘ladi. O‘zaro ta‘sir hisobga olinganda

$$(j=1/2): \quad E_{2,1/2} = E_2 \left[1 + \frac{\alpha^2}{4} \left(2 - \frac{3}{4} \right) \right] = E_2 \left(1 + \frac{5\alpha^2}{16} \right)$$

$$(j=3/2): \quad E_{2,3/2} = E_2 \left[1 + \frac{\alpha^2}{4} \left(1 - \frac{3}{4} \right) \right] = E_2 \left(1 + \frac{\alpha^2}{16} \right)$$

bo‘ladi va ajralish kengligi

$$\Delta E = E_{2,1/2} - E_{2,3/2} = \alpha^2 |E_2| \left(\frac{5}{16} - \frac{1}{16} \right) = \frac{\alpha^2 |E_2|}{4} \Rightarrow$$

$$\left(\alpha^2 = \frac{1}{137^2} = \frac{1}{18769} = 5,3 \cdot 10^{-5} \right) \Rightarrow \frac{5,3}{4} |3,4 \text{ eB}| \cdot 10^{-5} = 4,5 \cdot 10^{-5} \text{ eB}$$

$$\Delta E = 4,5 \cdot 10^{-5} \text{ eB}$$

Chastotalar birligida bu kenglik $\Delta E = h \Delta \nu$ bundan

$$\Delta \nu = \frac{\Delta E}{h} = \frac{4,5 \cdot 10^{-5}}{6,62 \cdot 10^{-34} \cdot 6,25 \cdot 10^{18} \text{ c}} = \frac{4,5}{4,2} \cdot 10^{10} \Gamma_{\text{H}} = 1,10 \cdot 10^4 \text{ M}\Gamma_{\text{H}}$$

Bu natija tajriba natijasiga tulasincha mos keladi. Lekin shuni aytish kerakki, Dirakning nozik struktura formulasi $2^2 S_{1/2}, 2^2 P_{1/2}$ termlarning ham uz navbatida ajralishini tushuntira olmaydi. Lemb-Rizerford tajribasi esa bu termlarning nozik strukturasi mavjud ekanligini va uning kiymatining 1058 MGs ga teng bulishini ko'rsatadi.

1-masala. Vodorod atomi 1s holatda turibdi. Elektronning atomda radiusi $r=0,1a$ bo'lgan sfera ichida bo'lish ehtimolligi E aniqlansin (bunda a – birinchi Bor orbitasining radiusi). Bu holatni tasvirlovchi to'liq funksiyasi ma'lum deb hisoblanadi.

Berilgan: $\frac{1s, r=0,1a}{E \sim ?}$

Yechish. Elektronning r, θ, φ koordinatali nuqta atrofidagi dV hajmda topish ehtimolligi,

$$dE = |\psi_{n,\ell,m}(r,\theta,\varphi)|^2 dV$$

tenglik bilan aniqlanadi.

1s holatda to'liq funksiyasi ψ sferik, ya'ni faqat r gagina bog'liq bo'ladi, Shuning uchun

$$dE = |\psi_{100}(r)|^2 dV \quad (1)$$

bunda $\psi_{100}(r)$ – asosiy holatga mos keluvchi normalashtirilgan xususiy to'liq funksiyasi:

$$\psi_{100} = \frac{1}{\sqrt{\pi a^3}} e^{-r/a}$$

Funksiya simmetrik bo'lganligidan elektronni r masofada topish ehtimolligi hamma yo'nalishlarda bir xil bo'ladi. Shuning uchun ham ehtimollikning bir xil zichligiga mos keluvchi dV hajm

elementini r radiusli va dr qalinlikdagi sfera qatlamning hajmi ko'rinishida tasavvur qilish mumkin:

$$dV=4\pi r^2 dr.$$

$\psi_{100}(r)$ va dV larning ifodalarini hisobga oiganda (1) formula quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$dE = \left| \frac{1}{\sqrt{\pi a^3}} e^{-r/a} \right|^2 4\pi r^2 dr = \frac{4}{a^3} e^{-2r/a} r^2 dr.$$

Ehtimollikni hisoblashda uzunlik birligi sifatida birinchi Bor orbitasining radiusi a ni qabul qilib, atom birliklariga o'tish qulaydir. Agar $\zeta = r/a$ o'lchamsiz kattalikni kiritsak, u holda

$$r^2 = \zeta^2 a^2, dr = a d\zeta \quad \text{sa} \quad dE = 4e^{-2\zeta} \zeta^2 d\zeta.$$

dE ni $r_1=0$ dan $r_2=0,1a$ gacha (yoki $\zeta_1=0$ dan $\zeta_2=0,1$ gacha) chegarada integrallab ehtimollikni topamiz:

$$E = 4 \int_0^{0,1} \zeta^2 e^{-2\zeta} d\zeta.$$

Bu integralni bo'laklab integrallash usuli bilan aniq hisoblanishi mumkin, lekin kichik ζ larda ($\zeta_{\max}=0,1$) $e^{-2\zeta}$ ifodani Makleron qatori

$$e^{-2\zeta} = 1 - 2\zeta + \frac{1}{2!}(2\zeta)^2 + \dots$$

ga yoyish va taxminiy hisoblash ham mumkin.

Darajasi birdan yuqori bo'lgan barcha hadlarni inobatga olmay, integralni

$$E = 4 \int_0^{0,1} (1 - 2\zeta) \zeta^2 d\zeta = 4 \int_0^{0,1} \zeta^2 d\zeta - 8 \int_0^{0,1} \zeta^3 d\zeta$$

ko'rinishda yozamiz.

Birinchi va ikkinchi integrallar mos ravishda quyidagi natijalarni beradi:

$$4 \left[\frac{\zeta^3}{3} \right]_0^{0,1} = \frac{4}{3} \cdot 10^{-3} \quad \text{sa} \quad 8 \left[\frac{\zeta^4}{4} \right]_0^{0,1} = 0,2 \cdot 10^{-3}$$

Shunday qilib, qidirilayotgan ehtimollik

$$E = 1,33 \cdot 10^{-3} - 0,2 \cdot 10^{-3} = 1,13 \cdot 10^{-3}.$$

4-Masala. Qo'shimcha tashqi maydon bo'lmaganida gamma-kvant elektron-pozitron juftini hosil qila olmasligi isbotlansin.

Yechish: Tashqi maydon bo'lmaganida $\gamma \rightarrow e^- + e^+$ jarayon uchun energiya va impulsning saqlanish qonunlarini yozamiz. Agar biz pozitron holatini manfiy energiyali elektron holati desak, saqlanish qonunlari quyidagicha bo'ladi:

$$-c\sqrt{p^2 + m^2c^2} + \hbar\omega = c\sqrt{p_1^2 + m^2c^2} \quad (17),$$

$$\bar{p} + \frac{\hbar\omega}{c}\bar{n} = \bar{p}_1 \quad (18)$$

\bar{p} – manfiy energiyali elektron impulsi, \bar{p}_1 – musbat energiyali elektron impulsi.

Agar (18) dagi \bar{p}_1 ni kvadratga ko'tarib, uni (17) ga qo'ysak

$$-c\sqrt{p^2 + m^2c^2} + \hbar\omega = c\sqrt{p^2 + 2\frac{\hbar\omega}{c}\bar{p}\bar{n} + \frac{\hbar^2\omega^2}{c^2} + m^2c^2}$$

Bu tenglikning har ikkala tarafini kvadratga ko'tarib yozamiz

$$c^2(p^2 + m^2c^2) + (\hbar\omega)^2 - 2c\hbar\omega\sqrt{p^2 + m^2c^2} = c^2(p^2 + 2\frac{\hbar\omega}{c}\bar{p}\bar{n} + \frac{(\hbar\omega)^2}{c^2} + m^2c^2)$$

Oxirgi munosabatning chap tomonidan hech vaqt uning o'ng tomoni kelib chiqmasligi ko'rinib turibti, yani $\sqrt{p^2 + m^2c^2} \neq |\bar{p}\bar{n}|$

CHIZIQLI GARMONIK OSSILYATOR. NOLINCHI ENERGIYA

1-Masala. Potensial energiyasi $U = \frac{1}{2}(k_1x^2 + k_2y^2 + k_3z^2)$ bo'lgan uch o'lchamli garmonik ossilyator energetic sathlari topilsin.

Yechish: Uch o'lchamli ossilyator uchun Shredinger tenglamasi

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi + \frac{1}{2}(k_1x^2 + k_2y^2 + k_3z^2)\psi = E\psi \quad (1)$$

ko'rinishda yoziladi. Bu tenglamada

$$\psi = \psi(x, y, z) = \psi_1(x)\psi_2(y)\psi_3(z) \quad (2)$$

O'zgaruvchilarga ajratish mumkin bo'ladi. Bu funksiyani (1) ga qo'yib, olingan tenglamaning har ikkala tarafini (2) ga bo'lamiz:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\psi_1''}{\psi_1} + \frac{m\omega_1^2}{2}x^2\right) + \left(-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\psi_2''}{\psi_2} + \frac{m\omega_2^2}{2}y^2\right) + \left(-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\psi_3''}{\psi_3} + \frac{m\omega_3^2}{2}z^2\right) = E \quad (3)$$

Bu yerda $\omega_i = \sqrt{\frac{k_i}{m}}$. Tenglamada ishtirok etayotgan x, y, z

o'zgaruvchilar o'zaro bog'liq bo'lmaganlari uchun har bir qavs ichida joylashgan ifoda mos ravishda E_1, E_2, E_3 larga teng bo'lishadi va yechimi axtarilayotgan uch o'lchamli masala bir o'lchamli masalaga keladi:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \psi_1'' + \frac{m\omega_1^2}{2} x^2 = E_1$$

Qolgan o'zgaruvchilar uchun ham tenglama xuddi shunga o'xshash bo'ladi va $E = E_1 + E_2 + E_3$ -uch o'lchamli ossilyator energiyasi bir o'lchamli ossilyator energiyalari yig'indisidan iborat bo'ladi. O'lchamsiz o'zgaruvchilar

$$\xi_1 = \sqrt{\frac{m\omega_1}{\hbar}} x, \quad \xi_2 = \sqrt{\frac{m\omega_2}{\hbar}} y, \quad \xi_3 = \sqrt{\frac{m\omega_3}{\hbar}} z$$

kiritamiz va masalani standart (ma'ruza matnida keltirilgandek) masalaga aylantiramiz hamda bir o'lchamli ossilyator uchun topilgan yechimlardan foydalanamiz:

$$E_1 = E_{n_1} = \left(n_1 + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_1$$

U holda umumiy energiya

$$E(n_1, n_2, n_3) = E_{n_1} + E_{n_2} + E_{n_3} = \hbar \left[\left(n_1 + \frac{1}{2}\right) \omega_1 + \left(n_2 + \frac{1}{2}\right) \omega_2 + \left(n_3 + \frac{1}{2}\right) \omega_3 \right]$$

Tenglama yechimi esa

$$\psi(\xi_1, \xi_2, \xi_3) = C \exp\left(-\frac{\xi_1^2 + \xi_2^2 + \xi_3^2}{2}\right) H_{n_1}(\xi_1) H_{n_2}(\xi_2) H_{n_3}(\xi_3)$$

ko'rinishga ega bo'ladi.

2-Masala. Kuchlanganligi \bar{E} bo'lgan doimiy elektr maydoniga kiritilgan bir o'lchamli garmonik ossilyator energetik sathi va to'lqin funksiyasi topilsin.

Yechish: berilgan holda garmonik ossilyator potensial energiyasi

$$U(x) = \frac{m\omega^2}{2} x^2 - e|\bar{E}|x$$

ko'rinishda bo'ladi. Quyidagicha almashtirishlar

$$x_1 = x - \frac{e|\bar{E}|}{m\omega^2}, \quad E_1 = E + \frac{e^2|E|^2}{2m\omega^2}$$

yordamida potentsial energiyani to'liq kvadratga keltiramiz:

$$U(x_1) = \frac{m\omega^2}{2} x_1^2$$

Agar $\xi = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}} x_1$ o'zgaruvchi kiritsak, Shredinger tenglamasi

standart ko'rinishga keladi:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx_1^2} + \frac{m\omega^2}{2} x_1^2 \psi = E_1 \psi$$

Bu tenglamaning yechimi esa bizga ossilyatorga bag'ishlangan ma'ruza matnida batafsil berilgan:

$$E_n = (n + 1/2) \hbar\omega - \frac{e^2|\bar{E}|^2}{2m\omega^2}, \quad \psi_n(\xi) = C e^{-\frac{\xi^2}{2}} H_n(\xi), \quad H_n(\xi) = (-1)^n e^{\xi^2} \frac{d^n e^{-\xi^2}}{d\xi^n}$$

YADRO FIZIKASI

1-masala. Neptuniy yadrosi ${}_{93}^{234}\text{Np}$ atomning K – qobig'idagi elektronni tutib oldi (K - tutilishi) va α - zarrani chiqardi. Bu o'zgarishlar natijasida qaysi elementning yadrosi hosil bo'ladi?

Berilgan: $\frac{{}_{93}^{234}\text{Np}}{Y \sim ?}$

Yechish. Atomning yadroga eng yaqin bo'lgan elektron qobig'idan (K -qobiq) K - tutilishda elektron yadro tomonidan tutiladi. Buning natijasida yadrodagi proton neytronga aylanadi. Yadrodagi nuklonlarning umumiy soni o'zgarmaydi, zaryad soni esa bittaga kamayadi. Shuning uchun oraliq yadro $93-1=92$ zaryad soniga ega bo'ladi; massa soni esa oldingidek 234 bo'lib qolaveradi. D.I.Mendeleyev jadvalidan oraliq yadro uranning ${}_{92}^{234}\text{U}$ izotopi ekanligini aniqlaymiz.

Oraliq yadro α - zarrani chiqaradi α - zarra (geliy ${}^4_2\text{He}$ izotopining yadrosi) ikkita proton va ikkita neytrondan iborat bo'lganligidan, oraliq ${}_{92}^{234}\text{U}$ yadro α - zarra chiqarishi natijasida zaryad sonini ikki birlikka va massa sonini to'rt birlikka kamaytiradi. Shunday qilib, oxirgi yadro $Z=90$ va $A=230$ ga ega bo'lib, u toriyning ${}_{90}^{230}\text{Th}$ izotopidir.

$$Y = {}_{90}^{230}\text{Th}$$

2-masala. Elektron g'alayonlangan vodorod atomida 3p – holatda. Atomning asosiy holatga o'tishida elektronning harakati natijasida vujudga kelgan magnit momentining o'zgarishi aniqlansin.

Berilgan: $\frac{{}_1^1\text{H}, 3p}{\Delta M_e \sim ?}$

Yechish. Magnit momentining o'zgarishi ΔM_e ni oxirgi (asosiy) va boshlang'ich (g'alayonlangan) holatlari magnit momentlarining farqi sifatida, ya'ni $\Delta M_e = M_{e_1} - M_{e_2}$ kabi topamiz.

Elektron orbital harakatining magnit momenti faqat orbital kvant soni ℓ ga bog'liq bo'ladi:

$$M_e = M_e \sqrt{\ell(\ell+1)}$$

Bundan, asosiy holatda $\ell = 0$ va $M_{e_2} = 0$, g'alayonlangan (3p) holatda $\ell = 1$ va $M_{e_1} = M_e \sqrt{2}$. Binobarin, magnit momentining o'zgarishi

$$\Delta M_e = -M_e \sqrt{2}$$

Manfiy ishora mazkur holda magnit momenti kamayganligini ko'rsatadi:

$$M_e = 0,927 \cdot 10^{-23} \text{ J/Tl}$$

qiymatni qo'yib, natijani olamiz:

$$M_e = 1,31 \cdot 10^{-23} \text{ J/Tl}.$$

3-masala. ${}^7_3\text{Li}$ yadrosining massa defekti va bog'lanish energiyasi hisoblansin.

Berilgan: $\frac{{}_3^7\text{Li}}{\Delta m \sim ? \text{ W} \sim ?}$

Yechish. Yadro massasi har doim shu yadroni tashkil etuvchi erkin protonlar va neytronlar massasining yig'indisidan kichik. Yadroning massa defekti Δm shu yadroni tashkil etuvchi nuklonlar (proton va neytronlar) massasining yig'indisidan yadro massasini ayirmasiga teng, ya'ni

$$\Delta m = Zm_p + (A-Z)m_n - m_{ya}, \quad (1)$$

bunda Z – atom nomeri (zaryad soni yoki yadrodagi protonlar soni); A -massa soni (yadrodagi nuklonlar soni); m_p, m_n, m_{ya} – proton, neytron va yadro massalari.

(1) formulani neytral atom massasi m_a orqali ifodalaymiz. Neytral atom massasi yadro massasi va atomdagi elektronlar massasining yig'indisiga teng

$$m_a = m_{ya} + Zm_e.$$

Bundan

$$m_{ya} = m_a - Zm_e, \quad (2)$$

(2) ifodani (1) ga qo'ysak:

$$\Delta m = Z(m_p + m_e) + (A - Z)m_n - m_a. \quad (3)$$

Massalar son qiymatini jadvallardan olib (3) ifodaga qo'yib:

$$\Delta m = [3 \cdot 1,00783 + (7 - 3) \cdot 1,00867 - 701601] m.a.b = 0,04216 m.a.b.$$

Massa va energiyaning proporsionallik qonunidan

$$W = \Delta mc^2 \quad (4)$$

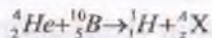
$c^2 = 9 \cdot 10^{16} \text{ m}^2/\text{s}^2$, boshqa birliklar sistemasida $c^2 = 931 \text{ MeV}/m.a.b.$

$$W = 931 \Delta m (\text{MeV}) \cdot 5 \text{ yoki } W = 931 \cdot 0,0421 \text{ MeV} = 39,2 \text{ MeV}.$$

5-masala. α - zarracha bor yadrosi ${}^{10}_5\text{B}$ bilan to'qnashishi tufayli yadroviy reaksiya amalga oshdi va natijada ikkita yangi yadro vujudga keldi. Agar birinchi yadro vodorod atomining yadrosi ${}^1_1\text{H}$ bo'lsa ikkinchi yadroning massa soni va tartib nomeri aniqlansin. Yadroviy reaksiya yozilsin va bu reaksiyada ajralib chiqqan energiya topilsin.

Berilgan: $\frac{\alpha; {}^{10}_5\text{B}; {}^1_1\text{H}}{W \sim ?}$

Yechish. Noma'lum yadroni X simvoli bilan belgilaymiz. α - zarracha bu geliy yadrosi ${}^4_2\text{He}$ bo'lganligi uchun yadroviy reaksiyani quyidagicha yozish mumkin:



Noma'lum yadrodagi nuklon sonini saqlanish qonunidan aniqlaymiz, ya'ni $4 + 10 = 1 + A$, bundan $A = 13$. Zaryad saqlanish qonunidan $2 + 5 = 1 + Z$, bundan $Z = 6$. Demak, noma'lum yadro bu uglerod atom yadrosining izotopiga ${}^{13}_6\text{C}$ mos keladi.

Endi yadro reaksiyasini to'liq yozish mumkin:



Reaksiya energiyasi (W) quyidagi formuladan topiladi:

$$W = 931[(m_{\text{He}} + m_{\text{B}}) - (m_{\text{H}} + m_{\text{C}})]$$

Bu yerda birinchi qavs ichida reaksiya boshlanmasdan oldingi yadro massalari, ikkinchi qavs ichida reaksiyadan keyingi yadro massalari ko'rsatilgan. Hisoblash uchun bu formulada yadro massalari o'rniga neytral atomlar massalari olinadi. Buni sababini quyidagicha tushuntirish mumkin.

Neytral atom elektron qobig'laridagi elektronlar soni shu atomning zaryad soni Z ga teng. Reaksiyadan oldingi zaryadlar soni yig'indisi reaksiyadan keyingi zaryadlar soni yig'indisiga teng. Shu sababli geliy va bor atomlaridagi elektronlar soni reaksiyadan keyingi hosil bo'lgan uglerod va vodorod atomlaridagi elektronlar soniga teng. Shu sababli elektronlar massasining ayirmasi o'zaro kompensatsiyalanadi (nulga teng) va formuladan faqat yadrolar massasining ayirmasi qoladi. Atomlar massasini (jadvalga qarang) formulaga qo'yib:

$$W = 931(4,00260 + 10,0129) - (1,00873 + 13,00335) \quad \text{MeV} = 4,06 \text{ MeV}.$$

6-masala. Massasi $m = 0,2$ mkg bo'lgan radioaktiv magniyning ${}^{24}_{12}\text{Mg}$ boshlang'ich aktivligi A_0 aniqlansin, $t = 6$ soat vaqt o'tgandan keyin aktivlik qanday bo'ladi? Magniyning yarim yemirilish davri $T_{1/2}$ ma'lum deb olinsin.

Berilgan: $T_{1/2} = 10 \text{ min} = 600 \text{ s}$

$$m = 0,2 \text{ mkg} = 0,2 \cdot 10^{-9} \text{ kg}, \quad t = 6 \text{ soat} = 6 \cdot 3600 \text{ s}.$$

$A \sim ?$

Yechish. Izotopning aktivligi A radioaktiv yemirilish tezligini xarakterlaydi, y,"dt" vaqt ichida yemirilgan yadrolar soni "dN" bilan o'lchanadi, ya'ni

$$A = - dN/dt. \quad (1)$$

Manfiy "--" ishora radioaktiv yadrolar soni N vaqt o'tishi bilan kamayishini bildiradi.

“ dN/dt ” ni aniqlash uchun radioaktiv yemirilish qonunidan foydalanimiz:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2)$$

Bunda N – “ t ” vaqt momentidagi radioaktiv izotopdagi yadrolar soni; N_0 – boshlang‘ich vaqtidagi ($t=0$) radioaktiv yadrolar soni; λ – radioaktiv yemirilish doimiysi.

(2) ifodani vaqt bo‘yicha differensiallasak:

$$dN/dt = -\lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad (3)$$

(1) va (3) formuladan: Izotopning boshlang‘ich vaqtidagi ($t=0$) aktivligi:

$$A = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \quad (4)$$

yoki

$$A_0 = \lambda N_0 \quad (5)$$

Radioaktiv yemirish doimiysi λ yarim yemirilish davri $T_{1/2}$ bilan o‘zaro quyidagicha bog‘langan:

$$\lambda = (\ln 2) / T_{1/2} \quad (6)$$

Radioaktiv yadrolar soni N_0 Avagadro doimiysi N_A va v izotop miqdorining ko‘paytmasiga teng:

$$N_0 = v N_A = \frac{m}{M} N_A \quad (7)$$

Bunda m – izotop massasi; M – molyar massa.

(6) va (7) ifodalardan foydalansak (5) va (4) formulalar quyidagi ko‘rinishga keladi:

$$A_0 = \frac{m \ln 2}{M T_{1/2}} N_A \quad (8)$$

$$A = \frac{m \ln 2}{M T_{1/2}} N_A e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t} \quad (9)$$

Hisoblashlarni bajaramiz:

$$T_{1/2} = 10 \text{ min} = 600 \text{ s.}$$

$$\ln 2 = 0,692; \quad t = 6 \text{ soat} = 2,16 \cdot 10^4 \text{ s}$$

$$A_0 = \frac{0,2 \cdot 10^{-9} \cdot 0,693}{27 \cdot 10^{-3} \cdot 600} \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \text{ Bk} = 5,13 \cdot 10^{12} \text{ Bk} = 5,13 \text{ T Bk}$$

$$A = \frac{0,2 \cdot 10^{-9} \cdot 0,693}{27 \cdot 10^{-3} \cdot 600} \cdot 6,02 \cdot 10^{23} e^{-\frac{0,693}{600} \cdot 2,16 \cdot 10^4} \text{ Bk} = 81,3 \text{ Bk}$$

7-masala. Uran ${}_{92}^{235}\text{U}$ da ishlaydigan va quvvati $R=500000$ kVt bo'lgan atom elektr stansiyasining foydali ish koeffitsienti $\eta_1=20\%$. Toshko'mirda ishlaydigan xuddi shunday quvvatli issiqlik elektr stansiyasining foydali ish koeffitsienti $\eta_2=75\%$.

Atom elektr stansiyasi yoqilg'isining yillik sarfi massasi m_1 va issiqlik elektr stansiyasi yoqilg'isining yillik sarfi massasi m_2 aniqlansin; ${}_{92}^{235}\text{U}$ yadrosi bo'linishining har bir aktida $W_1=200$ MeV energiya ajraladi, Toshko'mirning issiqlik berish qobiliyati $W_2=2,93 \cdot 10^7$ J/kg.

Berilgan $P = 500000 \text{ kVt}; \eta_1 = 20\%; \eta_2 = 75\%;$
 $W_1 = 200 \text{ MeV}; W_2 = 2,93 \cdot 10^7 \text{ J/kg}$
 $m_1 \sim ?, m_2 \sim ?$

Yechish. Ushbu belgilashlarni kiritamiz:

$\Delta m - {}_{92}^{235}\text{U}$ atomi massasi, n – elektr stansiyasining bir yil ishlashida parchalanadigan uran atomlari soni.

U vaqtda

$$\Delta m = \frac{A}{N} \quad (1)$$

Bunda $A=235$ kg/kmol' - ${}_{92}^{235}\text{U}$ kilomolining massasi va N – Avagadro soni. Shunday yozish mumkin:

$$m_1 = n \cdot \Delta m = n \frac{A}{N} \quad (2)$$

$t=1$ yil vaqtda parchalanadigan uranning barcha atomlari ajratadigan energiya nw_1 ga teng. Bu energiyaning foydali ishga sarf bo'luvchi, ya'ni atom elektr stansiyasining foydali quvvati R ni hosil qiluvchi qismi

$$W_1 = nw_1 \eta_1 \quad (3)$$

Ikkinchi tomondan

$$W_1 = Pt \quad (4)$$

Bu tengliklarni o'ng tomonlarini o'zaro tenglashtirib, ushbuni topamiz:

$$n = \frac{Pt}{w_1 \eta_1} \quad (5)$$

(5) ifodani (2) ga qo'yib, quyidagini olamiz:

$$m_1 = \frac{PtA}{w_1 \eta_1 N} = \frac{5 \cdot 10^8 (365 \cdot 24 \cdot 60 \cdot 60) 235}{(2 \cdot 10^8 \cdot 1,6 \cdot 10^{19}) \cdot 0,2 \cdot 6,02 \cdot 10^{23}} = 961 \text{ kg}$$

Issiqlik elektr stansiyasida 1 yilda yoqiladigan toshko'mirdan ajraladigan energiya $m_2 w_2$ ga teng. Bu energiyaning foydali ishni bajarishga ketadigan qismi

$$W_2 = m_2 w_2 \eta_2 = Pt$$

bundan
$$m_2 = \frac{Pt}{w_2 \eta_2} = \frac{5 \cdot 10^8 \cdot 3,15 \cdot 10^7}{2,93 \cdot 10^7 \cdot 0,75} = 7,17 \cdot 10^8 \text{ kg}$$

Shunday qilib, $\frac{m_2}{m_1} = \frac{7,17 \cdot 10^8}{961} = 7,46 \cdot 10^5$ nisbatdan yadro yoqilg'ining sarfi massasiga ko'ra toshko'mirga qaraganda qariyb million marta kichik ekan.

FIZIK KATTALIKLARNING BELGILANISHI

Kattalik	Belgilanishi
Tebranish amplitudasi	a, A, x
Nisbiy atom massasi	A_r
Bor radiusi	A_0
Solishtirma og'irlik	γ
Vaqt	t, T
Balandlik	H, h
Bosim	P
Defekt massa	B
Diametr	D
Uzunlik	L
To'liq uzunlik	λ
Tovush energiyasi	W
Impuls	P
Kuch impulsi	I, K
Tovush intensivligi	J
Tovush yutilishi koeffitsiyenti	α
Foydali ish koeffitsiyenti (F.I.K.)	η
Dumalanish-ishqalanish koeffitsiyenti	K
Sirpanish-ishqalanish koeffitsiyenti	f, μ
Massa	M
Atom massa	m_a
Massaning atom birligi	m_u
Mezon massasi	m_μ
Neytron massasi	m_n
Proton massasi	m_p
Yadro massasi	m_{ya}
Elastiklik moduli	E
Molyar massa	M
Dinamik inersiya momenti	J
Impuls momenti	L
Kuch momenti	M
Quvvat	N, P
Normal erkin tushish tezlanishi	G_H

Hajm	V
Tebranish davri	T
Partsial bosim	P_P
Zichlik	ρ
Yuza	S, A
Sirt taranglik	\hat{O}, γ
Gravitatsiya doimiysi	G
Loshmidt doimiysi	n_o, N
Yo'l	S
Ish	A, W
Radius	R
Elektron radiusi	r_e
Yadro radiusi	r_{ya}
Kuch, og'irlik kuchi	F, R, Q
Inersiya kuchi	F
Koersitiv kuch	H_K
Tovush tezligi	C
Chiziqli tezlik	v, ω, u, c
Yorug'lik tezligi	C
Yorug'likning gruppaviy tezligi	U
Yorug'likning fazaviy tezligi	v
Burchak tezligi	ω
Fazoviy burchak	ω, Ω
Absolyut uzayish	Δl
Nisbiy uzayish	E
Chiziqli tezlanish	A
Erkin tushish tezlanishi	G
Burchak tezlanish	ε
Tebranish fazasi	Φ
Sferik sirt markazi	C
Siklik chastota	ω
Chastota	f, ν
Aylanish chastotasi	N
Energiya	E, W
Ichki energiya	U
Kinetik energiya	E_k, T, K
Potensial energiya	E_p, I, V

Fizik kattaliklarning birliklari

Birlik	Belgisi	SI sistemasi
Micron	Mkm	$1 \cdot 10^{-6} \text{ m}$
Angstrom	Å	$1 \cdot 10^{-10} \text{ m}$
Yorug'lik yili	Yor y	$9,46 \cdot 10^{15} \text{ m}$
Parsek	Pk	$3,09 \cdot 10^{16} \text{ m}$
Litr	Л	$1 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$
Massa atom birligi	Aem	$1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
Tonna	t	1000 kg
Minut	min	60 s
Soat	ch	3600 s
Sutka	sut	86400 s
Sekund	"	$4,85 \cdot 10^{-6} \text{ rad}$
Minut	'	$2,9 \cdot 10^{-4} \text{ rad}$
Gradus	°	0,017 rad
Aylanish	ay	6,28 rad
Burchak	-	12,57 sr
Sekundda aylanish	ay/s	1 s^{-1}
Minutda aylanish	ay/min	$0,0167 \text{ s}^{-1}$
Kilometr soat	km/s	0,278 m/s
Sekundda aylanish	ay/s	6,28 rad/s
Minutda aylanish	ay/min	0,105 rad/s
Simob ustuni	mm s u	133 Pa
Bar	bar	$1 \cdot 10^5 \text{ Pa}$
Kilovatt soat	kvt · s	$3,6 \cdot 10^6 \text{ Дж}$
Elektron volt	eV	$1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$
Ampere soat	A · s	$3,6 \cdot 10^{-3} \text{ Кл}$
Kaloriya	kal	$4,19 \cdot 10^6 \text{ Дж}$
Roentgen	R	$2,58 \cdot 10^{-3} \text{ Кл/кг}$
Rad	rad	0,01 Дж/кг
Kyuri	Ku	$3,7 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$
Sekundda parchalanish	par/s	1 s^{-1}

1.2. Jadval. Birliklarning belgilanishi

NOMLANISH	BELGILANISHI		NOMLANISHI	BELGILANISHI	
	Rus tilida	Xalqaro		Rus tilida	Xalqaro
Amper	A	A	Lyumen	lm	lm
Angstrom	$\overset{\circ}{A}$	$\overset{\circ}{A}$	Maksvell	mks	Mx
Atmosfera (norm.)	atm	Atm	Metr	m	m
Barn	b	barn(b)	Millimetr	mm.rt.st.	mm H
Bekkerel	Bk	Bq	Rtutnogo Stolba		
Vatt	Vt	W	Minuta	min	min
Veber	Vb	Wb	Mol	mol	mol
Volt	V	V	Nyuton	N	N
Gauss	Gs	Gs	Om	Om	Ω
Genri	G	H	paskal	Pa	Pa
Gers	Gs	Hz	Radian	rad	rad
Gramm	g		Rentgen	R	R
Grey	Gr	Gy	Santimetr	sm	m
Detsibel	dB	dB	Sekunda	s	s
Djoul	Dj	J	Simens	Sm	S
Dina	din	Dyn	Steradian	sr	sr
Kaloriya	kal	al	Sutki	sut	d
Kandela	kd	d	Tesla	Tl	T
Kelvin	K	K	Torr	Torr	torr
Kilogram m	kg	K	Farad	F	F
Kulon	Kl		Chas	ch	h
Kyuri	ki	i	Elektronvolt	eV	eV
Litr	l	L	Erg	erg	er
Lyuks	lk	Lx	Ersted	E	O

1.1.Jadval. Karrali va hissali (ulushli) o'lchov birligini hosil qilish uchun o'nli keltirgichlar

NO MLA NIS H	KO'PA YTUV CHI	BELGILANISHI		NOML ANISH	KO'PA YTUV CHI	BELGILANIS HI	
		Russ tilida	Xalqaro			Rus tilida	Xalqa ro
Eks- tra	10^{18}	E	ye	Detsi	10^{-1}	d	d
Peta	10^{15}	P	R	Santi	10^{-2}	c	C
Tera	10^{12}	T	T	Milli	10^{-3}	m	m
Giga	10^9	G	G	Mikro	10^{-6}	mk	μ
Mega	10^6	M	M	Nano	10^{-9}	n	n
Kilo	10^3	k	K	Piko	10^{-12}	p	p
Gekto	10^2	g	H	Femto	10^{-15}	f	f
Deka	10	da	da	Atto	10^{-18}	a	a

Ko'pliklar

Ko'plik	Qisqa	Belgi
1 000 000 000 000 = 10^{12}	tera	T
1 000 000 000 = 10^9	giga	G
1 000 000 = 10^6	maga	M
1 000 = 10^3	kilo	K
100 = 10^2	gekto	G
10 = 10^1	deka	da
0,1 = 10^{-1}	detsi	d
0,01 = 10^{-2}	santi	S
0,001 = 10^{-3}	milli	M
0,000001 = 10^{-6}	mikro	mk
0,000000001 = 10^{-9}	nano	N
0,0000000000001 = 10^{-12}	piko	P
0,0000000000000001 = 10^{-15}	femto	F
0,000000000000000001 = 10^{-18}	atto	A

Fundamental fizik kattaliklar (SI birliklar sistemasida)

O'ZGARMAS KATTALIKLAR	BELGILANISHI	SON QIYMATI
Massaning atom birligi (10^3 kg/mol)	$m.a.b$	$1,6605655(86) \cdot 10^{-27}$ kg
Elementar zaryad	e	$1,6021829(46) \cdot 10^{-19}$ Kl
Elektronning solishtirma zaryadi	e/m	$1,5388047(49) \cdot 10^{11}$ Kl/kg
Neytronning Kompton to'lqin uzunligi	$\lambda_{c,n} = h/m_n c$	$1,31955909(22) \cdot 10^{-15}$ m
Protonning Kompton to'lqin uzunligi	$\lambda_{c,p} = h/m_p c$	$1,3214099(22) \cdot 10^{-15}$ m
Elektronning Kompton to'lqin uzunligi	$\lambda_c = \alpha^2 / 2R_\infty$	$2,4263089(40) \cdot 10^{-12}$ m
Bor magnetoni	$\mu_B = eh/4\pi m_e$	$9,274078(36) \cdot 10^{-24}$ J T^{-1}
Yadro magnetoni	$\mu_N = eh/4\pi m_p$	$5,050824(20) \cdot 10^{-1}$ J T
Protonning magnit momenti	μ_p	$1,4106171(55) \cdot 10^{-26}$ J T
Myuonning magnit momenti	μ_μ	$4,490474(18) \cdot 10^{-26}$ J T^{-1}
Elektronning magnit momenti	μ_e	$9,284832(36) \cdot 10^{-24}$ J T^{-1}
Elektron magnit momentining proton magnit momentiga nisbati	μ_e/μ_p	658,2106880(66)
Myuon magnit momentining proton magnit momentiga nisbati	μ_μ/μ_p	3,1833402(72)
Erkin elektronning g-faktori	$g_e = 2(\mu_e/\mu_B)$	$2 \cdot 1,0011596567(35)$
Erkin myuonning g-faktori	G_μ	$2 \cdot 1,00116616(31)$
Protonning giromagnit nisbati	$\nu_p = g_p/2m_p$	$2,6751987(75) \cdot 10^8$ s T^{-1}
Elektronning tinch holatdagi massasi	m_e	$9,109534(47) \cdot 10^{-31}$ kg

Protonning tinch holatdagi massasi	m_p	$1,6726485(86) \cdot 10^{27} \text{ kg}$ $1,007276470(11) \text{ m.a.b}$
Neytronning tinch holatdagi massasi	m_n	$1,6749543(86) \cdot 10^{27} \text{ kg}$ $1,008665012(37) \text{ m.a.b}$
Myuonning tinch holatdagi massasi	M_μ	$1,883566(11) \cdot 10^{28} \text{ kg}$ $0,11342920(26) \text{ m.a.b.}$
Proton massasining elektron massasiga nisbati	m_p/m_e	1836,15152(70)
Myuon massasining elektron massasiga nisbati	m_μ/m_e	206,768(47)
O'zgarmas kattaliklar	Belgilanishi	Son qiymati
Vod. atomi mas.g elek. mas.nis.	M_H/m_e	1837,5
Vodorod atomining massasi	M_H	$1,6737 \cdot 10^{27} \text{ kg}$
<i>Atom massalari :m. a. b. da</i>		
Vodorod	^1H	1,007825036(11)
Deyteriy	^2H	2,014101795(21)
Geliy	^4He	4,002603267(48)
Avogadro doimiysi	N_A	$6,022045(31) \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
Loshmidt doimiysi	N_0	$2,687 \cdot 10^{19}$
Faradey doimiysi	$F=N_A e$	$96484,56(27) \text{ Kl} \cdot \text{mol}^{-1}$
Universal gaz doimiysi	R	$8,31441(26) \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Ideal gazning molyar hajmi	$V_m=RT_0/p_0$	$22,41383(70) \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 \text{ mol}^{-1}$
Bolsman doimiysi	$k=R/N_A$	$1,380662(44) \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$
Gravitatsiya doimiysi	G	$6,6720(41) \cdot 10^{-11} \text{ N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-2}$
Yorug'liqning vakuumdagi tezligi	c	$299792458(1,2) \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
Elektr doimiysi	$\epsilon_0=(\mu_0 c^2)^{-1}$	$8,85418782(7) \cdot 10^{-12} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$

Plank doimiysi	h $h/2\pi$	$6,626176(36) \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{Gs}^{-1}$ $1,0545887(57) \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$
Stafan-Bolsman doimiysi	$\sigma = (\pi^5/60) q^4 / h^3 c^2$	$5,67032(71) \cdot 10^{-8} \text{ Wt} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^4$
Vinning siljish qonuni doimiysi	$b = \lambda_m T$	$0,0028978 \text{ m} \cdot \text{K}$
Ridberg doimiysi	$R_\infty = me^4 / 8\epsilon_1^2 h^3 c$	$10973731,77 (83) \cdot \text{m}^{-1}$
Vodorod uchun	R_H	10967760 m^{-1}
Deyteriy uchun	R_D	10970742 m^{-1}
Ionlashgan geliy uchun	R_{He}	1097223 m^{-1}
Nozik struktura doimiysi	$\alpha = \mu_0 e^2 / 2h\alpha^{-1}$	$0,0072973506(60)$ $137,03604(11)$
Bor radiusi	$\alpha_0 = \epsilon_0 h^2 / \pi m e^2$	$0,52917706(44) \cdot 10^{-10} \text{ m}$
Elektron radiusi mumtoz qiymati	$r_e = e^2 / 4\pi\epsilon_0 m c^2$	$2,8179380(70) \cdot 10^{-15} \text{ m}$
Tomson sochilishi kesimi	$\sigma_T = 8\pi r_e / 3$	$6,65 \cdot 10^{-29} \text{ m}^2$

Ayrim zarralar massalari

ZARRA	KG	MEV
Elektron	$9,10953 \cdot 10^{-31}$	0,511
Proton	$1,67265 \cdot 10^{-27}$	938,23
Neytron	$1,6748 \cdot 10^{-27}$	938,53
α -zarra	$6,6444 \cdot 10^{-27}$	3726,2

Energiya birliklari o'rtasidagi munosabatlar

BIRLIKLAR	EV	ERG	JOUL	KALL
1 eV	1	$1,6 \cdot 10^{-12}$	$1,6 \cdot 10^{-19}$	$3,83 \cdot 10^{-20}$
1 erg	$6,25 \cdot 10^{11}$	1	10^{-7}	$2,39 \cdot 10^{-8}$
1 Joule	$6,25 \cdot 10^{18}$	10^7	1	0,239
1 kall	$2,61 \cdot 10^{19}$	$4,18 \cdot 10^7$	4,18	1

Uzunlik birliklari o'rtasidagi munosabat:

$10^{-3} \text{ km} = 1 \text{ m} = 10 \text{ dm} = 10^2 \text{ sm} = 10^3 \text{ mm} = 10^6 \text{ mkm}$
 (mikrometr) = 10^9 nm (nanometr) = 10^{12} pm (pikometr).

Vaqt birliklari o'rtasidagi munosabat:

1 sutka = 24 soat = 1440 minut (min) = 86400 sekund (s)

1 soat = 60 min = 3600 s.

Ayrim moddalarning zichliklari

MODDA	ZICHLIK 10^3 KG/M^3	MODDA	ZICHLIK 10^3 KG/M^3	MODDA	ZICHLIK 10^3 KG/M^3
Alyuminiy	2,7	Oltin	19,3	Natriy	0,97
Berilliy	1,85	Indiy	7,28	Nikel	8,9
Bor	2,45	Kadmiy	8,65	Kaliy	7,4
Vismut	9,8	Kaliy	0,86	Platina	21,5
Havo	1,293	Kobalt	8,9	Simob	13,6
Volfram	1,91	Litiy	0,53	Qo'rg'oshin	11,3
Grafit	1,6	Magniy	1,74	Kumush	10,5
Temir	7,8	Mis	8,9	Rux	7,0

Materiallari turlicha antikatod uchun rentgen nurlari

K-seriyasining chegarasi (10^{-8} m da)

<i>VOLFRAM</i>	0,178	<i>PLATINA</i>	0,158
<i>Oltin</i>	0,153	<i>Kumush</i>	0,484
<i>Mis</i>	1,38	<i>Alyuminiy</i>	7,936

2. Atom va molekularning massalari

<i>Atomlar</i>	10^{-27} kg	<i>Molekular</i>	10^{-27} kg
Azot	23,2	Azot	46,5
Alyuminiy	44,8	Ammiak	28,3
Vodorod	1,67	Suv	29,9
Geliy	6,64	Vodorod	3,3
Temir	92,8	Havo	48,1
Oltin	327	Natriy gidrooksid	66,4
Kislorod	26,6	Kislorod	53,2
Kremniy	46,6	Metan	26,6
Mis	105	Kumush nitrat	282
Natriy	38,1	Ozon	80

Simob	333	Uran oksidi	448
Qo'rg'oshin	344	Mis sulfat	265
Oltingugurt	53,2	Natriy xlor	97
Kumush	179		
Uglerod	19,9		

3. Ba'zi moddalarning zichliklari (kg/m³)

<i>Gazlar (0⁰S harorat normal atmosfera bosimida)</i>			
Vodorod	0,08988	Kislorod	1,429
Havo	1,293	Karbonat angidrid	1,977
<i>Suyuqliklar</i>			
Benzol	880	Kerosin	800
Suv (+4)	1000	Qon	1050
Gliserin	1200	Simob	13600
Oltin	17200	Kumish	9300
Kanakunjut moyi	950	Spirit	790
<i>Qattiq jismlar</i>			
Alyuminiy	2600	Qalay	7100
Temir	7900	Platina	21400
Oltin	19300	Po'kak	200
Osh tuzi	2200	Qo'rg'oshin	11300
Jez	8400	Kumish	10500
Muz	900	Po'lat	7700
Mis	8600	Shisha	2700
Nikel'	8800		

15. Atmosfera tarkibiga kiruvchi gazlarning parsial bosimi

<i>GAZ</i>	<i>NISBIY MOLEKULYAR MASSA</i>	<i>PARSIAL BOSIM, PA</i>
Azot	28	79110
Kislorod	32	21220
Argon	40	943
Karbonat angidrid	44	31
Neon	20	1,9

Geliy	4	0,51
Kripton	83,8	0,11
Vodorod	2	$5,1 \cdot 10^{-2}$
Ksenon	131,3	$8,1 \cdot 10^{-3}$
Ozon	48	$2 \cdot 10^{-4}$

18. Turli gaz va bug'larda tovushning tarqalish tezligi

GAZ YOKI BUG'	HARORAT, °S	TOVUSH TEZLIGI, $\frac{m}{s}$
Azot	0	333,6
Argon	0	319
Atsetilen	0	327
Benzin	90	200
Vodorod	0	1284
Havo	0	331,5
Suv bug'i	0	401
To'yingan suv bug'i	110	413
Geliy	0	965
Kislород	0	316
Neon	0	435
Xlor	0	206
Karbonat angidrid	0	259

Fundamental fizik kattaliklar (SI birliklar sistemasida)

O'ZGARMAS KATTALIKLAR	BELGILANISHI	SON QIYMATI
Massaning atom birligi (10^{-3} kg/mol)	m.a.b	$1,6605655(86) \cdot 10^{-27}$ kg
Elementar zaryad	e	$1,6021829(46) \cdot 10^{-19}$ Kl
Elektronning solishtirma zaryadi	e/m	$1,5388047(49) \cdot 10^{11}$ Kl/kg
Neytronning Kompton to'lqin uzunligi	$\lambda_{c,n} = h/m_n c$	$1,31955909(22) \cdot 10^{-15}$ m
Protonning Kompton to'lqin uzunligi	$\lambda_{c,p} = h/m_p c$	$1,3214099(22) \cdot 10^{-15}$ m

Elektronning to'liq uzunligi	Kompton	$\lambda_c = \alpha^2 / 2R_{\infty}$	$2,4263089(40) \cdot 10^{-12} \text{ m}$
Bor magnetoni		$\mu_B = eh/4\pi m_e$	$9,274078(36) \cdot 10^{-24} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1}$
Yadro magnetoni		$\mu_N = eh/4\pi m_p$	$5,050824(20) \cdot 10^{-27} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1}$
Protonning magnit momenti		μ_p	$1,4106171(55) \cdot 10^{-26} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1}$
Myuonning magnit momenti		μ_μ	$4,490474(18) \cdot 10^{-26} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1}$
Elektronning magnit momenti		μ_e	$9,284832(36) \cdot 10^{-24} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1}$
Elektron momentining proton magnit momentiga nisbati		μ_e/μ_p	658,2106880(66)
Myuon momentining proton magnit momentiga nisbati		μ_μ/μ_p	3,1833402(72)
Erkin elektronning g-faktori		$g_e = 2(\mu_e/\mu_B)$	$2 \cdot 1,0011596567(35)$
Erkin myuonning g-faktori		G_μ	$2 \cdot 1,00116616(31)$
Protonning nisbati	giromagnit	$\nu_p = g_e/2m_p$	$2,6751987(75) \cdot 10^8 \text{ s}^{-1} \cdot \text{T}^{-1}$
Elektronning holatdagi massasi	tinch	m_e	$9,109534(47) \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
Protonning holatdagi massasi	tinch	m_p	$1,6726485(86) \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ 1,007276470(11) m.a.b
Neytronning holatdagi massasi	tinch	m_n	$1,6749543(86) \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ 1,008665012(37) m.a.b
Myuonning holatdagi massasi	tinch	M_μ	$1,883566(11) \cdot 10^{-28} \text{ kg}$ 0,11342920(26) m.a.b.
Proton elektron massasiga nisbati	massasining	m_p/m_e	1836,15152(70)
Myuon elektron massasiga nisbati	massasining	m_μ/m_e	206,768(47)
Vod. atomi mas.g mas.nis.	elek.	M_H/m_e	1837,5

Vodorod atomining massasi	M_H	$1,6737 \cdot 10^{-27} \text{kg}$
Atom massalari :m. a. b. da		
Vodorod	^1H	1,007825036(11)
Deyteriy	^2H	2,014101795(21)
Geliy	^4He	4,002603267(48)
Avogadro doimiysi	N_A	$6,022045(31) \cdot 10^{23} \text{mol}^{-1}$
Loshmidt doimiysi	N_0	$2,687 \cdot 10^{19}$
Faradey doimiysi	$F=N_{Ae}$	96484,56(27) Kl $\cdot \text{mol}^{-1}$
Universal gaz doimiysi	R	$8,31441(26) \text{J} \cdot \text{mol}^{-1} \text{K}^{-1}$
Ideal gazning molyar hajmi	$V_m=RT_0/p_0$	$22,41383(70) \cdot 10^{-3} \text{m}^3 \text{mol}^{-1}$
Bolsman doimiysi	$k=R/N_A$	$1,380662(44) \cdot 10^{-23} \text{J} \cdot \text{K}^{-1}$
Gravitatsiya doimiysi	G	$6,6720(41) \cdot 10^{-11} \text{N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-2}$
Yorug'liqning vakuumdagi tezligi	c	$299792458(1,2) \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
Elektr doimiysi	$\epsilon_0=(\mu_0 c^2)^{-1}$	$8,85418782(7) \cdot 10^{-12} \text{F} \cdot \text{m}^{-1}$
Plank doimiysi	h $h/2\pi$	$6,626176(36) \cdot 10^{-34} \text{J} \cdot \text{Gs}^{-1}$ $1,0545887(57) \cdot 10^{-34} \text{J} \cdot \text{s}$
Stafan-Bolsman doimiysi	$\sigma=(\pi^5/60)q^4/h^3c^2$	$5,67032(71) \cdot 10^{-8} \text{Wt} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$
Vinning siljish qonuni doimiysi	$b=\lambda_m T$	$0,0028978 \text{m} \cdot \text{K}$
Ridberg doimiysi	$R_\infty=me^4/8\epsilon_1^2 h^3 c$	$10973731,77 (83) \cdot \text{m}^{-1}$
Vodorod uchun	R_H	10967760m^{-1}
Deyteriy uchun	R_D	10970742m^{-1}
Ionlashgan geliy uchun	R_{He}	1097223m^{-1}
Nozik struktura doimiysi	$\alpha=e\mu_0 c^2/2h\alpha^{-1}$	$0,0072973506(60)$ $137,03604(11)$
Bor radiusi	$\alpha_0=e_0 h^2/\pi m e^2$	$0,52917706(44) \cdot 10^{-10} \text{m}$

Elektron radiusi mumtoz qiymati	$r_e = e^2 / 4\pi\epsilon_0 mc^2$	$2,8179380(70) \cdot 10^{-15} \text{ m}$
Tomson sochilishi kesirni	$\sigma_T = 8\pi r_e^2 / 3$	$6,65 \cdot 10^{-29} \text{ m}^2$

Elementlarning ayrim xossalari

ELEMENT	BELGISI	ATOM NOMERI	ATOM OG'IRL.	ELEKTRON KONFIGUR.	ASOSIY HOLAT	IONIZATSIYA POTENSIALI (VOLTlarda)			ERISH T-°C
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Vodorod	H	1	1,008	1s	$^1S_{1/2}$	13,595	-	-	- 259,2
Geliy	He	2	4,003	1s ²	1S_0	24,58	54,40	-	- 271,4
Litiy	Li	3	6,940	2s	$^2S_{1/2}$	5,39	75,62	122,42	180
Berilliy	Be	4	9,013	2s ²	1S_0	9,32	18,21	153,85	1280
Bor	B	5	10,82	2s ² 2p	$^2P_{1/2}$	8,30	25,15	37,92	2030
Uglerod	C	6	12,011	2s ² 2p ²	3P_0	11,26	24,38	47,87	>3500
Azot	N	7	14,008	2s ² 2p ³	$^4P_{3/2}$	14,53	29,59	47,37	-210
Kislorod	O	8	16,0	2s ² 2p ⁴	3P_2	13,61	35,11	54,89	- 218,8
Ftor	F	9	19,00	2s ² 2p ³	$^2P_{3/2}$	17,42	34,98	62,65	- 219,6
Neon	Ne	10	20,183	2s ² 2p ⁶	1S_0	21,56	41,07	63,5	- 248,6
Natriy	Na	11	22,991	3s	$^2S_{1/2}$	5,14	47,29	71,65	97,8
Magniy	Mg	12	24,32	3s ²	1S_0	7,64	15,03	80,12	650

Zarra xossalari

M – MASSA	P – JUFTLIK
– oʻrtacha yashash davri	I – izospin
r – kengligi	I_z – izospin proyeksiyasi
J – spin	UD – aniqlik darajasi

Kalibrovik bozonlar

$$J = 1$$

NOMI VA BELGISI	M	T
Foton	$< 2 \cdot 10^{-16}$ GeV	turgʻun
Glyuon	0*	–
W^\pm	$80,419 \pm 0,056$ GeV	$2,12 \pm 0,05$ GeV
Z	$91,1882 \pm 0,0022$ GeV	$2,4952 \pm 0,0026$ GeV

Leptonlar

$$J = 1/2$$

NOMI VA BELGISI	M	T
Elektron, e	$0,510998902 \pm 0,000000021$ MeV	$> 4,2 \cdot 10^{24}$ -yil, UD = 68 %
Myuon, μ	$105,658357 \pm 0,000005$ MeV	$(2,19703 \pm 0,00004) \times 10^{-6}$ s
Tau-lepton	$1777,03^{+0,30}_{-0,26}$ MeV	$(290,6 \pm 1,1) \times 10^{-15}$ s
Elektron neytrinosi, ν_e	< 3 eV	–
Myuon neytrinosi, ν_μ	$< 0,19$ MeV, UD = 90 %	–
Tau-neytrinosi,	$< 18,2$ MeV, UD = 95 %	–

Kvarklar

$$J^P = 1/2^+$$

BELGISI	M	ZARYADI (E)	XARAKTERLI KVANT SONI
<i>u</i>	1-5 MeV	2/3	$I = 1/2, I_z = \pm 1/2$
<i>d</i>	3-9 MeV	-1/3	$I = 1/2, I_z = -1/2$
<i>s</i>	75-170 MeV	-1/3	$S = -1$
<i>c</i>	1,15-1,35 GeV	2/3	$S = +1$
<i>b</i>	4,0-4,4 GeV	-1/3	$B = -1$
<i>t</i>	$174,3 \pm 5,1$ GeV	2/3	$T = \pm 1$

Elementar zarrachalarning asosiy sinflari

FOTONLAR	LEPTONLAR	ADRONLAR		
		Mezonlar	Barionlar	
			Nuklonlar	Giperonlar
γ	$e, \mu, \tau, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	π, K, η и ρ	p, n	$\Lambda, \Sigma, \Xi, \Omega$ и

Moddalarinig fundamental tashkil etuvchilari

AVLOD	1	2	3	ELEKTR ZARYADI
Kvarklar	u	c	T	2/3
	d	s	B	-1/3
Leptonlar	ν_e	ν_μ	ν_τ	0
	e	μ	τ	-1

Fundamental zarrachalarning xossalari

Avlod	1	2	3	Elektr zaryadi
Kvarklar	u	c	t	2/3
	d	s	b	-1/3
Leptonlar	ν_e	ν_μ	ν_τ	0
	e	μ	τ	-1

Fundamental fermionlarning xossalari

AVLOD		1	2	3	ZARYAD
Kvarklar	Yuqorgi	u	c	t	$+2/3e$
	Pastki	d	s	b	$-1/3e$
Leptonlar	Neytrino	ν_e	ν_μ	ν_τ	0
	Zaryadli	e	μ	τ	-1e

Leptonlarning xossalari ($J=1/2$).

ZARRA	MASSA	YASHAS HVAQTI	ZARYAD			BO'LINISH TURI
			L_e	L_μ	L_τ	
ν_e	$< 3 \text{ эВ}$	stabil	+1	0	0	
ν_μ	$< 0,19 \text{ МэВ}$	stabil	0	+1	0	

ν_τ	<18 MэВ	stabil	0	0	+1	
e^-	0,511 MэВ	$>4,2 \cdot 10^{24}$ лет	+1	0	0	
μ^-	105,66 MэВ	$2,2 \cdot 10^{-6}$ с	0	+1	0	
τ^-	1777 MэВ	$2,9 \cdot 10^{-13}$ с	0	0	+1	адроны + ν , $\mu^+ \nu_\mu, e^+ \nu_e$

Mezonlar guruhi

Mezonlar		Barionlar	
Zarracha	Tarkibi	Zarracha	Tarkibi
π^+	$u\bar{d}$	p	uud
π^-	$\bar{u}d$	\bar{p}	$\bar{u}\bar{u}\bar{d}$
K^+	$u\bar{s}$	n	udd
K^-	$\bar{u}s$	\bar{n}	$\bar{u}\bar{d}\bar{d}$
K^0	$d\bar{s}$	Σ^+	uus
\bar{K}^0	$\bar{d}s$	Σ^-	dds

Barion zaryadi va adronlar alomatligi

ZARYADLAR	MEZONLAR			BARIONLAR					
				Nuklonlar		Giperonlar			
	π	K^+	η	p	π	Λ	Σ	Ξ	Ω
B	0	0	0	+1	+1	+1	+1	+1	+1
S	0	+1	0	0	0	-1	-1	-2	-3

Ba'zi zarrachlarning kvark jamlanishi

Mezonlar		Barionlar	
Zarracha	Tuzilishi	Zarracha	Tuzilishi
π^+	$u\bar{d}$	$p(1/2)$	uud
π^+	$\bar{u}d$	$n(1/2)$	uud
K^+	$u\bar{s}$	$\Sigma^+(1/2)$	uus

K^-	$\bar{u}s$	$\Sigma^+(1/2)$	dds
K^0	$d\bar{s}$	$\Sigma^0(1/2)$	ddc
R^0	$\bar{d}s$	$\Xi^0(1/2)$	uss
D^+	$c\bar{d}$	$\Xi^+(1/2)$	dss
D^-	$d\bar{c}$	$\Xi^-(1/2)$	dcc
D^0	$c\bar{u}$	$\Omega^0(1/2)$	scc
K^+	$u\bar{c}$	$\Omega^0(3/2)$	sss
F^+	$c\bar{s}$	$\Lambda^+(3/2)$	ddd
F^-	$s\bar{c}$	$\Lambda^{++}(3/2)$	uuu

Barionlar xarakteristikasi

ZARRA	KVARK CTPYKTYPA	MASSA	KENGLIK	SPIN	BO'LINISH TURI
p	Uud	938,27	$>10^{32}$ лет	$1/2^+(1/2)$	
n	Udd	939,57	887 ± 5 с	$1/2^+(1/2)$	$p\bar{e}\bar{\nu}$
Λ	Uds	1116	$2,6\cdot 10^{-10}$ с	$1/2^+(0)$	$p\pi^-, n\pi^0$
Σ^+	Uus	1189	$0,8\cdot 10^{-10}$ с	$1/2^+(1)$	$p\pi^0, n\pi^+$
Σ^0	Uds	1193	$7,4\cdot 10^{-20}$ с	$1/2^+(1)$	$\Lambda\gamma$
Σ^-	Dds	1197	$1,5\cdot 10^{-10}$ с	$1/2^+(1)$	$n\pi^-$
Ξ^0	Uss	1315	$2,9\cdot 10^{-10}$ с	$1/2^+(1/2)$	$\Lambda\pi^0$
Ξ^-	Dss	1321	$1,6\cdot 10^{-10}$ с	$1/2^+(1/2)$	$\Lambda\pi^-$
Δ^{++}	Uuu	≈ 1232	≈ 120 МэВ	$3/2^+(3/2)$	$p\pi^+$
Δ^+	Uud	≈ 1232	≈ 120 МэВ	$3/2^+(3/2)$	$p\pi^0, n\pi^+$
Δ^0	Udd	≈ 1232	≈ 120 МэВ	$3/2^+(3/2)$	$p\pi^-, n\pi^0$
Δ^-	Ddd	≈ 1232	≈ 120 МэВ	$3/2^+(3/2)$	$n\pi^-$
$\Sigma(1385)^+$	Uus	1383	36 МэВ	$3/2^+(1)$	$\Lambda\pi, \Sigma\pi$
$\Sigma(1385)^0$	Uds	1384	36 МэВ	$3/2^+(1)$	$\Lambda\pi, \Sigma\pi$
$\Sigma(1385)^-$	Dds	1387	39 МэВ	$3/2^+(1)$	$\Lambda\pi, \Sigma\pi$
$\Xi(1530)^0$	Uss	1532	9,1 МэВ	$3/2^+(1/2)$	$\Xi\pi$
$\Xi(1530)^-$	Dss	1535	9,9 МэВ	$3/2^+(1/2)$	$\Xi\pi$
Ω^-	Sss	1672	$0,82\cdot 10^{-10}$ с	$3/2^+(0)$	$\Lambda K^-, \Xi^0 \pi^-$
$N(1440)^+$	Uud	≈ 1440	≈ 350 МэВ	$1/2^+(1/2)$	$n(p)+\pi(2\pi),$ $\Delta\pi$
$N(1440)^-$	Udd	≈ 1440	≈ 350 МэВ	$1/2^+(1/2)$	$n(p)+\pi(2\pi),$ $\Delta\pi$

$N(1520)^+$	Uud	≈ 1520	$\approx 120 \text{ МэВ}$	$3/2^-(1/2)$	$n(p)+\pi(2\pi), \Delta\pi$
$N(1520)^0$	Udd	≈ 1520	$\approx 120 \text{ МэВ}$	$3/2^-(1/2)$	$n(p)+\pi(2\pi), \Delta\pi$
Λ_c^+	Udc	2285	$2,1 \cdot 10^{-13} \text{ с}$	$1/2^+(0)$	$(n \text{ или } p)+\text{др.}$
$\Sigma_c(2455)^{++}$	Uuc	2453		$1/2^+(1)$	$\Lambda_c^+ \pi^+$
$\Sigma_c(2455)^+$	Udc	2454		$1/2^+(1)$	$\Lambda_c^+ \pi^0$
$\Sigma_c(2455)^0$	Ddc	2452		$1/2^+(1)$	$\Lambda_c^+ \pi^-$

Mezonlarning xarakteristialari.

ZARR A	KVARK STRUKTURA SI	MASS A	KENGLI K	SPIN	BO'LINISH TURI
π^+	$u\bar{d}$	139,57	$2,6 \cdot 10^{-8}$	$0^-(1)$	$\nu\mu^+$
π^-	$d\bar{u}$	139,57	$2,6 \cdot 10^{-8}$	$0^-(1)$	$\nu\mu^-$
π^0	$u\bar{u}-d\bar{d}$	134,98	$8,4 \cdot 10^{-17}$	$0^-(1)$	2γ
K^+	$u\bar{s}$	494	$1,2 \cdot 10^{-8}$	$0^-(1/2)$	$\nu\mu^+, \pi^0\pi^+$
K^-	$\bar{u}s$	494	$1,2 \cdot 10^{-8}$	$0^-(1/2)$	$\bar{\nu}\mu^-, \pi^0\pi^-$
K^0	$d\bar{s}$	498	$8,9 \cdot 10^{-11}$ K_s^0	$0^-(1/2)$	$\pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0$
\bar{K}^0	$s\bar{d}$	498	$5,2 \cdot 10^{-8}$ K_L^0	$0^-(1/2)$	$\pi e\nu, \pi\mu\nu, 3\pi$
η	$u\bar{u}+d\bar{d}-2s\bar{s}$	547	$1,2 \text{ экэВ}$	$0^-(0)$	$2\gamma, 3\pi$
η'	$u\bar{u}+d\bar{d}+s\bar{s}$	958	$0,2 \text{ МэВ}$	$0^-(0)$	$\eta 2\pi, \rho^0\gamma$
ρ^+	$u\bar{d}$	769	150 МэВ	$1^-(1)$	$\pi\pi$
ρ^-	$d\bar{u}$	769	150 МэВ	$1^-(1)$	$\pi\pi$
ρ^0	$u\bar{u}-d\bar{d}$	769	150 МэВ	$1^-(1)$	$\pi\pi$
ω	$u\bar{u}+d\bar{d}$	783	$8,4 \text{ МэВ}$	$1^-(0)$	3π
ϕ	$s\bar{s}$	1019	$4,5 \text{ МэВ}$	$1^-(0)$	$K^+K^-, K_L^0 K_S^0$
D^+	$c\bar{d}$	1869	$1,1 \cdot 10^{-12}$ с	$0^-(1/2)$	$K+\text{др.}, e+\text{др.}, \mu+\text{др}$
D^-	$d\bar{c}$	1869	$1,1 \cdot 10^{-12}$ с	$0^-(1/2)$	$K+\text{др.}, e+\text{др.}, \mu+\text{др}$
D^0	$c\bar{u}$	1865	$4,1 \cdot 10^{-13}$	$0^-(1/2)$	$K+\text{др.}, e+\text{др.}, \mu+\text{др}$

D^0	$u\bar{c}$	1865	$4,1 \cdot 10^{-13}$ c	$0^-(1/2)$	$K+\text{др.}, e+\text{др.}, \mu+\text{др}$
D_s^+	$c\bar{s}$	1969	$5 \cdot 10^{-13}$ c	$0^-(0)$	$K+\text{др.}$
D_s^-	$s\bar{c}$	1969	$5 \cdot 10^{-13}$ c	$0^-(0)$	$K+\text{др.}$
B^+	$u\bar{b}$	5279	$1,6 \cdot 10^{-12}$ c	$0^-(1/2)$	$D+\text{др.}, D^*+\text{др.}, \nu+\text{др}$
B^-	$b\bar{u}$	5279	$1,6 \cdot 10^{-12}$ c	$0^-(1/2)$	$D+\text{др.}, D^*+\text{др.}, \nu+\text{др}$
B^0	$d\bar{b}$	5279	$1,6 \cdot 10^{-12}$ c	$0^-(1/2)$	$D+\text{др.}, D^*+\text{др.}, \nu+\text{др}$
\bar{B}^0	$b\bar{d}$	5279	$1,6 \cdot 10^{-12}$ c	$0^-(1/2)$	$D+\text{др.}, D^*+\text{др.}, \nu+\text{др}$
J/ψ	$c\bar{c}$	3097	87 кэВ	$1^-(0)$	адроны, $2e, 2\mu$
Y	$b\bar{b}$	9460	53 кэВ	$1^-(0)$	$\tau^+\tau^-, \mu^+\mu^-, e^+e^-$

Ishlayotgan va qurilayotgan yuqori energiyali tezlatgichlar

KOLLAJDE R NOMI	ISHGA TUSHIR ILGAN VAQT	TO'QNAS HUV ZARRALA R	DASTA ENERGI YASI, GEV	YORITILG ANLIK $10^{30} \text{ SM}^{-2} \cdot \text{S}^{-1}$	AYL ANA SI YOKI UZU NLIG I, KM
VEPP-4M(IYaF SO RAN, Novosibirsk)	1994	e^+e^-	6	50	0,366
BEPS(ShER, Pekin)	1989	e^+e^-	2,2	10	0,240
CESR (Kornell, SShA)	1979	e^+e^-	6	600	0,768
KEKV(KEK, Yaponiya)	1999	e^+e^-	$e^- \times e^+ : 8 \times$ 3,5	10000	3,016
RERP(SLAC , Stenford)	1999		$e^- \times e^+ : 9 \times$ 3,1	3000	2,2
SLC (SLAC,	1989	e^+e^-	50	0,8	1,45 +

Stenford)					1,47
RHIC(BNL, SShA)	2000 1999- 2000	pp	250	200	3,8
HERA(DES Y, Gamburg)	1992	ep	$e: 30$ $p: 920$	16	6,336
Tevatron(FNAL, SShA)	1987	$p\bar{p}$	1 TeV	210	6,28
LHC (SERN, Jeneva)	2005	pp Pb-Pb	7 TeV 574 TeV	10^4 0,002	26,65 9

Fiksirlangan nishon eksperimentlari uchun yadro va protonlarning tezlatgichlari

Tezlatgichlar nomi	Ishga tushirilgan vaqt	Nima tezlashtiriladi	Energiyasi, gev
Sinxrofazotron(OIYaI, Dubna)	1956	p , yengil yadro	$p: 10$
Nuklotron(OIYaI, Dubna)	1993	p , yadrolar	$p: 12$ yadro: $\approx 6/N$
Proton sinxrotron(ITEF, Moskva)	1961	p	10
PS SERN, (Jeneva)	1960	p	28
U-70(IFVE, Protvino)	1967	p	76
SPS(SERN, Jeneva)	1976	p	450
U-600(IFVE, Protvino)	?	p	600

Eksperimental zarralar fizikasi tarixidan asosiy voqealar

Elektronning kashf qilinishi	J. Tomson	1897
Atom yadrosining kashf qilinishi	E.Rezerford	1911
Kosmik nurlarning kashf qilinishi	V.Gess	1913
Kosmik nurlarda yuqori	D. Skobelsin	1927-1929

energiyali zarralarning va zarralar jalasining kashf qilinishi		
Neytronning kashf qilinishi	J.Chedvik	1932
Pozitronning kashf qilinishi	K.Anderson	1932
Myuonning kashf qilinishi	K. Anderson va S. Neddermayer	1937
Yuqori energiyali yadro to'qnashuvlarida ko'p miqdordagi zarralarning kashf qilinishi	FIAN	1945-1946
Pionning kashf qilinishi	S.Pauell	1947
V^0 -zarralarining kashf qilinishi	J. Rochester, K. Batler	1947
Olamning barionli asimmetrik tuzilishining kashf qilinishi	S. Vernov, N. Grigorov	1949
Antiprotonning kashf qilinishi	O.Chemberlen, E. Segre	1955
Juftlik saqlanmasligining kashf qilinishi	S. Li, Ch. Yang, S. By	1956-1957
Protonlar va neytronlarning birinchi o'lchangan formfaktorlari	R. Xofstadter	1956-1957
Neytrinoning kashf qilinishi	R.Raynes, K.Kouen	1959
Myuon neytrinosining kashf qilinishi	M. Shvars, L. Lederman, J. Shtaynberger	1962
Ω -kashf qilinishi	BNL	1964
CP-saqlanmasligining kashf qilinishi	J. Kronin, V. Fitch	1964
O'ta noelastik bo'lgan ep-sochilishlarida nuklonlar tuzilish funksiyasining o'lchanishi(partonlarning kashf qilinishi)	SLAC, MIT	1969
Charmoniy(maftunkorlik) ning kashf qilinishi	B.Rixter, S.Ting	1974
tau-leptonning kashf qilinishi	M.Perl	1975

qilinishi			
Botomoniyning kashf qilinishi	L.Lederman	1977	
W^{\pm} va Z larning kashf qilinishi	K.Rubbia	1982	
CP-buzilishlari to'g'riligining kashf qilinishi	SERN	1988	
Avlodlar sonining o'lchanishi	LEP	1990	
t -kvarkning kashf qilinishi	FNAL	1995	
may -neytrinoning kashf qilinishi	FNAL	2000	

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. Bekjonov R.V., Ahmadxo‘jayev V. 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.

Qaydlar uchun

Ukrainaning Atom va Yadro Fanlari Akademiyasi
Doklady Akademicheskoye Tselnoye

ATOM VA YADRO FANLARI

Ukrainaning Atom va Yadro Fanlari Akademiyasi
Doklady Akademicheskoye Tselnoye

Ukrainaning Atom va Yadro Fanlari Akademiyasi
Doklady Akademicheskoye Tselnoye

Ukrainaning Atom va Yadro Fanlari Akademiyasi
Doklady Akademicheskoye Tselnoye

Ukrainaning Atom va Yadro Fanlari Akademiyasi
Doklady Akademicheskoye Tselnoye

**Urish Yuldashev,
Nizom Abdurazzakovich Taylanov
Begali Isroilovich Hamdamov**

ATOM VA YADRO FIZIKASI

Muharrirlar:	A.Tilavov A.Abdujalilov
Texnik muharrir:	Y.O‘rinov
Badiiy muharrir:	I.Zaxidova
Musahhiha:	N.Sultanova

Nash.lits. № AI 245. 02.10.2013.

Terishga 07.10.2019-yilda berildi. Bosishga 12.12.2019-yilda ruxsat etildi. Bichimi: 60x84 1/16. Ofset bosma. «Times New

Roman» garniturasida. Shartli b.t. 20. Nashr b.t. 18, 6.

Adadi 200 nusxa. Buyurtma № 72.

Bahosi shartnoma asosida.

«Sano-standart» nashriyoti, 100190, Toshkent shahri,
Yunusobod-9, 13-54. e-mail: sano-standart@mail.ru

«Sano-standart» MCHJ bosmaxonasida bosildi.

Toshkent shahri, Shiroq ko‘chasi, 100-uy.

Telefon: (371) 228-07-96, faks: (371) 228-07-95.

