

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

MAMATKARIMOV Odiljon Oxundedayevich

QO'CHQOROV Xoshimjon Ortikovich

YUSUPOV Dilmurod Abdurashidovich

**ATOM YADROSI VA ELEMENTAR
ZARRALAR FIZIKASI**

*O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lif vazirligi
tomonidan Oliy o'quvyurtlari talabalari uchun o'quv q o'llanma
sifatida tavsiya etilgan*

NAMANGAN

2023-YIL

Tuzuvchilar:

O.O.Mamatkarimov- Namangan muhandislik–texnologiya instituti fizika-matematika fanlari doktori.

X.O.Qochqarov -NamDU Fizika kafedrasiz fizika-matematika fanlari nomzodi, dotsent.

D.A.Yusupov - NamDU Fizika kafedrasiz kata o'qituvchi

Taqrizchilar:

A.Xolmirzayev – NamDU Fizika kafedrasiz fizika-matematika fanlari nomzodi, dotsent..

R.G'.Ikramov –Namangan muhandislik –texnologiya instituti fizika-matematika fanlari doktori dosent.

O'quv qo'llanmada atom yadrosining asosiy xususiyatlari, yadro kuchlari, yadro modellari, radioaktiv parchalanishning asosiy qonunlari, yadro reaksiyalari, bo'linish zanjir reaksiyalari va ularning turlari, atom energetikasi, yadro reaktori, radioaktiv chiqindilarni qayta ishlash, yadro nurlanishlarining modda bilan o'zaro ta'siri, elementar zarralar klassifikatsiyasi va saqlanish qonunlari bayon etilgan.

Ushbu o'quv qo'llanma atom yadrosi va elementar zarralar fizikasi sohasidagi doktorantlar, oliy o'quv yurtlari bakalavrлari va magistrantlari uchun mo'jallangan. «Atom yadrosi va elementar zarralar fizikasi» fanidan ma'ruba va amaliy mashg'ulotlarni o'tkazish va topshiriqlarni amaliy o'z ichiga olgan bo'lib, O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lif Vazirligi tomonidan 2020 yil 14-avgustdagи 3-son bayonnomaga bilan tasdiqlangan o'quv rejasiga binoan tayyorlangan.

O'quv q o'llanma O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lif vazirligining 2023 yil 29-maydagи 232-sonli buyrug'iga asosan № 232-442 raqami bilan ro'yhatga olingan va nashrga ruhsat berilgan.

KIRISH

XXI asrda ilmiy-texnikaviy taraqqiyotning yanada shiddatli ravishda o'sishi oliy o'quv yurtlarida fizika kursining mazmunini tubdan qayta ko'rib chiqishni taqozo etmoqda. Fizika mutahasislari bugungi kunda zamonaviy bilimlarga ega bo'lishlari uchun hozirgi zamon fizikasi (kvant mexanikasi va elektronikasi, yuqori energiyalar fizikasi va boshqalar) dan ham chuqur bilimlar talab qilinmoqda.

Biroq davrimizning asosiy xususiyati – axborotlar texnologiyasi va ko'laming 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.

Jamiyatimizni bugungi ijtimoiy iqtisodiy rivojlanish sharoitida axolini bilim saviyasi, ta'lim va ilmiy infratuzilmalarni rivojlanganlik darjasini o'ta muxim axamiyatga ega. Shu ma'noda har bir fan predmetini tanlanishida jamiyat taraqqiyotini muhim omillaridan sanalgan energetika sohalariga bevosita a'loqador yadro fizikasi sohalari bo'yicha bugungi kunda erishilgan fan va amaliyot yutuqlari bilan boyitib o'qitilishi davr talabiga aylanib bormoqda.

Shu bilan birga yadro fizikasi, bu zamonaviy fizikaning eng yirik bo'limlaridan biri bo'lib, u atom yadrosining tuzilishi va xususiyatlari, zarralar xususiyatlari va o'zaro aylanishlarini o'rganuvchi fan hisoblanib, zamonaviy yadro energetikasi va yadro texnologiyalarining ilmiy negizihamdir. Yadro fizikasi, fan va texnikaning ko'pgina tarmoqlarida keng qo'llanilmoqda. Keyingi vaqtarda yadro fizikasi, tibbiyotning turli sohalarida qo'llanishi juda jadallahib ketdi desak mubolag'a bo'lmaydi. Buning natijasida yadro tibbiyoti deb nomlangan yangi yo'nalish va fan

vujudga keldi. Ionlovchi nurlanishlar manbai va radioaktiv indikatorlar metodlari qo‘lanilmagan ilmiy izlanishlar yoki ishlab chiqarishlar sohalarini topish qiyindir. Bu metodlar qo‘lanilib amalga oshirish uchun mo‘jallangan muammolar soni doimo oshib bormoqda. Bundan tashqari, yadro fizikasi arxeologiya, geologiya va boshqa sohalarda ham qo‘llanilib kelmoqda.

Mazkur o‘quv qo‘llanmada atom yadrosi va elementar zarralar fizikasining quyidagi bo‘limlari bayon qilinadi: atom yadrosining asosiy xususisiyatları, yadro kuchlari, yadro modellari, radioaktivlik, yadro reaksiyalari, bo‘linish zanjir reaksiyalari va ularning turlari, atom energetikasi, yadro reaktori, radioaktiv chiqindilarni qayta ishlash yadro nurlanishlarining modda bilan o‘zaro ta’siri, elementar zarralar. Ushbu bo‘limlar orqali atom yadrosining xususiyatlari, tuzilishi, yadro reaksiyalari, alfa va beta – parchalanishlar, gamma-nurlanishlar, atom yadrolarining o‘zaro aylanishlari, atom energetikasi masalalari, elementar zarralar hususiyat va qonuniyatları yoritilgan.

Atom va yadro fizikasining bugungi kunda jamiyatimizning zamonaviy manzarasiga ta’sirini baholash uchun, ushbu sohalardagi kashfiyotlar uchun berilgan Nobel mukofotlari ro‘yxatini keltiramiz.

Ushbu ro‘yxat bizga atom va yadro fizikasining so‘nggi 100-150 yildagi rivojlanishi haqida tezkor tasavvurga ega bo‘lish imkonini beradi. Ro‘yxatda biz faqat eng muhim kashfiyotlarni qoldirishga harakat qildik, chunki kvant fizikasi sohasidagi barcha kashfiyotlar to‘g’ridan-to‘g’ri yoki bilvosita atom (yadro) fizikasi bilan bog’liq bo‘lib chiqadi.

***Atom va yadro fizikasi sohalaridagi kashfiyotlar uchun berilgan
Nobel mukofotlari lauriyatları***

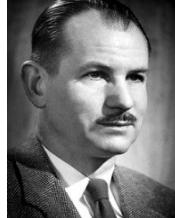
1901-yil	 <p style="text-align: center;">(1845-1923) <i>Wilhelm Konrad Röntgen</i></p>	<p>“Atomlarning ichki qobiqlaridagi holatlar orasidagi elektronlarning o‘tishlari bilan bog’liq nurlanishni kashf etgani uchun”.</p> <p>Keyinchalik bu nurlanish uning nomi bilan Rentgen nurlanishi deb atala boshlandi. V.Rentgen fiziklar ichida dunyoda birinchi bo‘lib Nobel mukofotiga sazovor bo‘lgan.</p>	
1903-yil	 <p style="text-align: center;">(1852-1908) <i>Antoine Henri Becquerel</i></p>	 <p style="text-align: center;">(1867-1934) <i>Mari Skłodowska-Curie</i></p>	 <p style="text-align: center;">(1859-1906) <i>Pierre Curie</i></p>
	<p>Antuan Anri Bekkerel frantsuz muhandisi, fizik, Nobel mukofoti laureate. U radioaktivlikni kashf etgan.</p> <p>Bu sohadagi ishlari uchun u Mari Skłodowska-Curie va Per Kyuri bilan birga 1903 – yilda fizika bo‘yicha Nobel mukofotiga sazovor bo‘lgan.</p>		
1906-yil	 <p style="text-align: center;">(1856-1940) <i>Józef Józef Thomson</i></p>	<p>“Gazlarning elektr o‘tkazuvchanligini nazariy va amaliy tadqiqotlari uchun”.</p> <p>Ushbu tadqiqotlarda elektronning mavjudligi isbotlangan.</p>	
1908-yil	 <p style="text-align: center;">(1871-1937) <i>Ernest Rutherford</i></p>	<p>“Elementlarning radioaktiv moddalar parchalanishi va kimyosi bo‘yicha tadqiqotlari uchun”.</p> <p>Fizik Rutherford radioaktiv parchalanish bo‘yicha qilgan ishlari uchun kimyo bo‘yicha Nobel mukofotiga sazovor bo‘ldi. Jumladan, Rezerford asarlarida radioaktiv parchalanish davridagi ko‘rsatkichlar olingan geliy (alfa zarralari) hosil bo‘ladi.</p>	

1911- yil Kimyo	 <i>(1867-1934) Mari Skłodowska- Kyuri</i>	<p>“Kimyo rivojiga katta hissa qo’shgani, poloniy, radiy kimyoviy elementlarining kashf etilishidagi ishlari uchun”.</p> <p>Poloniy, radiy izolyatsiyasi va ushbu ajoyib elementning kashf etgan va birikmalarini o’rgangan.</p>
1917- yil	 <i>(1877-1944) Charles Glover Barkla</i>	<p>“Elementlarning xarakteristik rentgen nurlanishini kashf etgani uchun”.</p> <p>Ushbu kashfiyot rentgen nurlarining to‘lqin uzunligi tomonidan aniqlanishini ko’rsatdi. Katodning kimyoviy tarkibi va atomning Bor modelining tasdiqlaridan biri edi.</p>
1921- yil Kimyo	 <i>(1877-1956) Frederick Soddy</i>	<p>“Radiaktiv moddalar kimyosiga qo’shgan hissasi va izotoplarning kelib chiqishi va tabiatini o’rganishga qo’shgan hissasi uchun”.</p> <p>F.Soddi Rezerford bilan birga ishlagan. U kashfiyotlari davomida izatoplar mavjudligi va alfa parchalanishda siljish qonuni kashf etgan.</p>
1922- yil	 <i>(1858-1962) Nils Henrik David Bohr</i>	<p>“Atom tuzilishi va atomdan nurlanadigan nurlanishni o’rganishga qo’shgan hissasi uchun”.</p> <p>Bu kashfiyoti atom tuzulishini o’rganishda muhim kashfiyot bo’ldi.</p>
1922- yil	 <i>(1877-1945) Francis William Aston</i>	<p>“Ko‘p sonli radioaktiv bo‘lmagan element izotoplarini massalarini mass-spektrometr yordamida aniqlash usuli hamda atomlar massa sonini tushuntirgani uchun”.</p> <p>Xususan, F. Aston katta aniqlik bilanatomlarning massalari diskret qiymatlarni qabul qilishini ko’rsatdi, og’ir yadro butun sonli nuklonlardan iborat ekanligi bilan izohlandi.</p>

1924-yil	 <p>(1886-1978) Karl Manne Georg Zigban</p>	<p>“Rentgen nurlari spektroskopiyasi sohasidagi kashfiyotlari va tadqiqotlari uchun”.</p>
1927-yil	 <p>(1892-1962) Artur Xolli Kompton</p>	 <p>(1869-1959) Charlz Tomson Ris Vilson</p>
		<p>“Xoll effekti, Kompton effektini kashf etgani uchun”, Artur Xolli Kompton, ‘Bug’ kondensatsiyasi orqali zaryadlangan zarrachalarning trayektoriyalarini vizualizatsiya qilish usuli hamda Vilson kamerasi uchun” Charlz Tomson Ris Vilsonlar mukofotlanganlar.</p>
1934-yil Kimyo	 <p>(1893-1981) Garold Kleyton Urey</p>	<p>“Vodorod izatoplarini kashfiyoti uchun”</p>
1935-yil	 <p>(1891-1974) Jeyms Chedvik</p>	<p>“Neytronni kashf etgani uchun”. Bu atom tuzilishidagi navbatdagi fundamental zarra kashfiyoti bo‘ldi.</p>
1935-yil Kimyo		

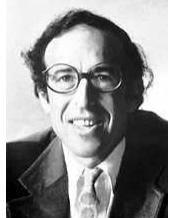
	<i>(1900-1958)</i> <i>Frederik Joliot-Kyuri</i>	<i>(1897-1956)</i> <i>Iren Joliot-Kyuri</i>
Frederik Joliot va Iren Joliot-Kyuri birqalikda “Yangi radioaktiv elementlarning sintezi kashfiyoti uchun”.		
Xususan, laureatlar alyuminiy nishoni alfa zarralari (poloniyning parchalanishi natijasida hosil bo‘lgan, kashfiyoti uchun, Irenning onasi Mari Kyuri Nobel mukofotiga sazovor bo‘lgan) bilan bombardimon qilinganda fosfor va kremniyning radioaktiv izotoplari hosil bo‘lishini aniqladilar.		
1936-yil	 <i>(1883-1964)</i> <i>Viktor Frans Gess</i>	 <i>(1905-1991)</i> <i>Karl Devid Anderson</i>
	Viktor Frans Xess, “Koinot nurlarini kashf etgani uchun” va Karl Devid Anderson “Pozitronni kashf etgani uchun”. Kosmik nurlarning magnit maydonda qanday harakat qilishini o‘rganish va ularni izlarini Vilson kamerasida tadqiq qilinishi natijasida elektronning anti zarrasi pozitronni kashf etilishiga olib kelgan.	
1938-yil	 <i>(1901-1954)</i> <i>Enriko Fermi</i>	“Neytron nurlanishi natijasida yangi radioaktiv elementlarning paydo bo‘lishini ko‘rsatganligi va buning natijasida yuzaga kelgan yadro reaktsiyalarini kashf etgani hamda sekin neytronlar ustidagi amaliy ishlari uchun”.
1939-yil	 <i>(1901-1958)</i> <i>Ernst Orlando Lourens</i>	“Sun’iy radioaktiv elementlarni olish sohasidagi amaliy ishlari hamda Siklotron ixtirosi, rivojlanishi va u bilan erishilgan natijalar uchun”. Birinchi zarracha tezlatgichi, yangi zarralar va izotoplarni laboratoriya sharoitida olish yo‘lidagi birinchi qadam bo‘ldi.

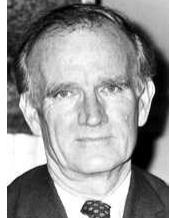
1943-yil	 (1888-1969) Otto Stern	“Protonning magnit momentini kashf etgani uchun”.
1943-yil Kimyo	 (1985-1966) Georg de Hevish	“Kimyoviy jarayonlarni o‘rganishda izotoplardan marker sifatida foydalanish uchun”.
1944-yil	 (1879-1968) Otto Gan	“Og’ir yadrolarning parchalanishini kashf etgani uchun”. O.Gan uran va toriyning og’ir yadrolarini neytronlar bilan nurlantirilishi natijasida ikkita yengil elementga parchalanishini aniqladi. Bunday jarayonlarda energiyaning ajralib chiqishi keyinchalik yadro energetikasining rivijlanishiga asos bo‘ldi.
1948-yil	 (1897-1974) Patrik Meynard Styuart Blekett	“Vilson kamerasi usulini ishlab chiqish, yadro fizikasi va kosmik nurlar fizikasidagi kashfiyotlar uchun”. S. Blektning kuzatishlari orasida: gamma-kvantdan elektron-pozitron juftligi hosil bo‘lish jarayonlari, kosmik nurlanishdagi zarrachalar “yomg’irlari”, kosmik nurlanishda mezonlarni kuzatishlar muhim o‘rin olgan.
1949-yil	 (1907-1981) Xideki Yukava	“Yadro kuchlarining tabiatini haqidagi fundamental nazariy ishlari va mezonlarning mavjudligini bashorat qilgani uchun”. X.Yukava 1934 yilda yangi elementar zarralar – mezonlarning mavjudligini bashorat qilgan. Zarrachalar eksperimental ravishda 1937 yilda kosmik nurlanishda topilgan, keyinroq

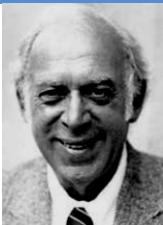
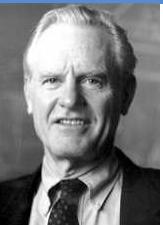
		siklotronlar yordamida olishni o'rgandilar.
1950-yil	 (1903-1969) Sesil Frank Pauell,	<p>“Yadroviy jarayonlarni o'rganishda foydalanish uchun fotografik usulni ishlab chiqqanligi va ushbu usul yordamida olingan mezonlarni o'rganishdagi kashfiyotlari uchun”.</p> <p>Fotografik emulsiya usulining rivojlanishi zarracha izlarini yanada ishonchli va aniqroq tuzatish imkonini berdi. Xususan, Pauell turli mezonlarning massalarini aniq o'lchagan.</p>
1951-yil	 (1897-1967) <i>Ser Jon Duglas Kokkroft</i>	 (1903-1995) <i>Ernst Tomas Sinton Uolton</i>
	<p>D. Kokkroft va E. Uolton bиргаликда “Atom yadrolarini sun'iy tezlashtirilgan atom zarralari orqali o'zgartirishdagi kashfiyoti ishlari uchun”</p>	
1951-yil Kimyo	 (1907-1991) <i>Edvin Mattison Makmillan</i>	 (1912-1999) <i>Glenn Teodor Siborg</i>
	<p>E.M.Makmillan va G.T.Siborg bиргаликда “Transuran elementlari kimyosidagi kashfiyotlari uchun”.</p> <p>Laureatlar birinchi marta uran izotoplaringin bir qismini va transuran elementlarining bir qismini ajratib olishdi.</p>	
1955-yil	 (1913-2008) <i>Uillis Eugene Lamb</i>	 (1911-1993) <i>Polikarp Kush</i>
	U.E.Lamb, “Vodorod atomi spektrining nozik strukturasiga oid	

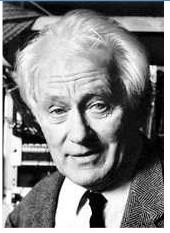
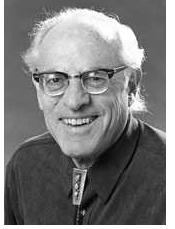
	kashfiyotlar uchun” va P.Kush “Elektronning magnit momentini aniq o‘lchagani uchun”.		
1957-yil	 (1922). Yang Chjennin	 (1926). Li Chjengdao	
	Ch.Yang va Ch. Li bиргаликда “Elementar zarralar sohasida muhim kashfiyotlarga olib kelgan simmetriya qonunlarini o‘rganishdagi tushunchalari uchun”. Bu natijalar yadro reaktsiyalarining umumiyl saqlanish qonunlariga tegishli.		
1959-yil	 (1905-1989) Emilio Gino Segré va	 (1920-2006) Owen Chamberlain	
	E.G.Segré va O.Chamberlen, “Antiprotonni kashf etgani uchun”.		
1960-yil	 (1926-2013) Donald Artur Glaser	D.A.Glaser, “Pufakli kamerasi ixtirosi uchun”. Bu zarrachalarni aniqlashning yana bir usulining ixtirosidir. Pufakli kamera Vilson kamerasiga o‘xshab zarralarning tabiatini va xossalalarini aniqlashga, ularning o‘zaro ta’sirlashuvini va parchalanishi to‘g‘risida to‘liq ma’lumot olishga imkon berdi. Pufak kameraning ishlashi zarra trayektoriyasi yaqinida o‘ta qizigan suyuqlikning qaynab ketishi (mayda bug‘ pufakchalari hosil bo‘lishi) hodisasiga asoslangan.	
1960-yil Kimyo	 (1908-1980)	V.F.Libbi “Arxeologiya, geologiya, geofizika va boshqa fan sohalarda uglerod-14 dan yoshni aniqlashda foydalanish usuli uchun”.	

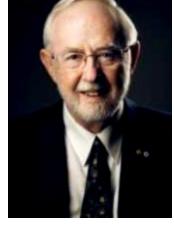
	<i>Villard Frank Libbi</i>				
1961-yil	 (1915-1990) <i>Robert Hofstadter</i>	 (1929-2011) <i>Rudolf Lyudvig Mössbauer</i>	R.Xofshadter “Atom yadrosida elektronlarning sochilishi jarayonida nuklonlarning tuzilishiga oid olingan adqiqot natijalari uchun” va R.L.Myossbauer “Gamma-nurlanishning atom yadrosida rezonans yutilishi sohasidagi tadqiqotlari va uning nomi bilan atalgan Myossbauer effektning ochilishi uchun”.		
1963-yil	 (1902-1995) <i>Ejen Pol Vigner</i>	 (1906-1972) <i>Mariya Goppert Mayer</i>	 (1907-1973) <i>Yensen Yoxannes Xans Daniyel</i>		
	E.P.Vigner “Atom yadroasi va elementar zarralar nazariyasiga qo’shgan hissasi, xususan, simmetriyaning asosiy qonunlarini kashf etish va qo’llash uchun” va M.G.Mayer va Y.Y.X.Daniyellar birgalikda “Yadro qobig’i tuzilishi haqidagi kashfiyotlari uchun”.				
1965-yil	 (1906-1979) <i>Shin-Itiro Tomonaga</i>	 (1918-1994) <i>Julian Shvinger</i>	 (1918-1988) <i>Richard Phillips Feynman</i>		
	Sh.I.Tomonaga, Y.Shvinger va R.F.Feynman birgalikda “Elementar zarralar fizikasi uchun katta ahamiyatga ega bo’lgan kvant elektrodinamikasi sohasidagi fundamental ishlari uchun”. Bu natijalar kvant elektrodinamikasini qurish imkonini berdi, natijada virtual zarralar – o’zaro ta’sir tashuvchisi tushunchasini ishlab chiqildi va elementar zarralar fizikasining zamonaviy qonuniyatlarini				

		shakllantirdi.	
1967-yil	 (1906-2005) <i>Hans Albrecht Bete</i>	H.A.Bete, “Yadro reaktsiyalari nazariyasiga qo’shgan hissasi, xususan, yulduzlarda energiya ajralishiga oid kashfiyoti uchun”. Yulduzlarda termoyadroviy reaksiyalarning mavjud bo‘lish ehtimolligini aytgan.	
1968-yil	 (1911-1988) <i>Luis Valter Alvares</i>	L.V. Alvares, “Elementar zarralar fizikasiga qo’shgan hissasi uchun, xususan, ko‘p sonli rezonansli holatlarni, vodorodli pufak kamerasi texnikasi va ma’lumotlarni tahlil qilish usullarini ishlab chiqishi katta kashfiyotlarga olib kelgani uchun”. Alvares suyuqlik sifatida suyuq vodorod (harorat taxminan 20 K) yordamida pufak kamerasi qurilmasini ishlab chiqdi. Ushbu qurilma juda qisqa yashovchi zarralarni aniqlashga imkon berdi.	
1969-yil	 (1929-2019) <i>Murray Gell-Mann</i>	M.G.Mann, “Elementar zarralar va ularning o‘zaro ta’sirini tasniflashga qo’shgan hissasi va kashfiyotlari uchun”. Xususan, Gell-Man zarrachalar tuzilishining kvark modelini taklif qildi.	
1975-yil	 (1922-2009) <i>Age Nils Bor</i>	 (1926-2022) <i>Ben Roy Mottelson</i>	 (1917-1986) <i>Leo James Raynuoter</i>
		A.N.Bor, B.R.Mottelson va L.J.Raynuoter birgalikda “Atom yadrosidagi zarrachalarning kollektiv harakati va harakati o‘rtasidagi bog’liqlikni kashf etgani va shu bog’liqlikka asoslangan atom yadrosi nazariyasini ishlab chiqqani uchun”.	

	Bu ishlar yadroda nuklonlar harakatining dinamikasini ko'rib chiqish, qobiq modelini ishlab chiqish, atom yadrosining tuzilishini tushunishni rivojlantirishni davom ettirdi.					
1976-yil	 (1931-2018)	 (1936)	Barton Rixter	Samuel Chao Chung Ting		
	<p>B.Rixter va Samuel Ch.Ch.Ting bиргаликда “Ог’ир элементар заррачанинг yangi turini kashf etishdagi muhim ishlari uchun”.</p> <p>O’tkazilgan tajribalarda bir vaqtning o‘zida Stenford chiziqli tezlatgichida va Brukxaven milliy laboratoriyasida (ikkalasi ham AQShda) yuqori energiyali elektron va pozitron to‘qnashuvida tinchlikdagi massasi 3097 MeV bo‘lgan subatomik zarracha – psi-mezoni hosil bo‘lgan.</p> <p>Bu kashfiyotdan asosiy maqsad aslida kvarkning yangi turini kashf qilish edi (bu tajribalarda “maftunkor” kvark va antikvarkning bog’langan holati namoyon bo‘ldi).</p>					
1979-yil	 (1932-1972)	 (1926-1996)	 (1933-2021)	Sheldon Lee Glashow	Abdus Salam	Steven Weinberg
	<p>Sh.L.Glashow, A.Salam, S.Vaynberg bиргаликда “Elementar zarralar orasidagi kuchsiz va elektromagnit o‘zaro ta’sirlarni birlashtirish nazariyasiga qo’shgan hissalarini uchun, shu jumladan, yangi neytral oqimni bashorat qilishgani uchun”.</p>					
1980-yil	 (1931-2016)	 (1923-2015)	James Upton Cronin	Val Logsdon Fitch		

	J.U.Kronin va V.L.Fitch birgalikda “Neytral K-mezonlarning parchalanishi va simmetriyaning asosiy tamoyillari buzilganligini aniqlaganliklari uchun”.		
1984-yil		(1934) Karlo Rubbia	
	(1925-2011) Saymon van der Meer		
	K.Rubbiya va Saymon van der Meer birgalikda “Kuchsiz o‘zaro ta’sirning tashuvchisi bo‘lgan W va Z maydon kvantlarining ochilishi va buyuk kashfiyotga olib kelgan loyiharga qo‘shgan hissalari uchun”.		
1988-yil		(1922-2018) Leon Maks Lederman	
	(1932-2006) Melvin Shvarts		
	 (1921-2020) Jek Shteynberg		
	Leon M. Lederman, Melvin Shvarts va Jek Shteynberg birgalikda “Neytrino nurlanish usuli va muon neytrinosini kashf qilish orqali leptonlarning dublet tuzilishini ko‘rsatish uchun”.		
	Birinchi marta laureatlar neytrinolarni sun’iy ravishda tajribada olishdi (bundan oldin Quyosh va boshqa kosmik nurlar manbalari neytrinolarning mavjud manbai bo‘lgan).		
1990-yil		(1930) Jerom Isaak Fridman	
	(1926-1999) Genri Uay Kendal		
	 (1929-2018) Richard Edvard Taylor		
	J.I.Fridman, G.V.Kendal va R.E. Taylor birgalikda “Chuqr tadqiqotlari uchun”.		
	Protonlar va neytronlar tomonidan elektronlarning noelastik sochilishi elementar zarralar fizikasida kvark modelini ishlab chiqish uchun muhim ahamiyatga ega bo‘lgan.		

1992-yil	 <p>(1924-2010) Georges Charpak</p>	<p>G.Charpak, “Elementar zarrachalar detektorlarini, xususan, proporsional kamerani ixtiro qilgani va ishlab chiqgani uchun”. Ishlab chiqilgan proporsional kamera sxematik jihatdan taniqli Geyger sanagichiga o‘xshaydi, lekin bir nechta simli anodlarni o‘z ichiga oladi, bu zarrachaning o‘tish joyini aniqlash imkonini beradi.</p>	
1995-yil	 <p>(1927-2014) Martin Luis Perl</p>	 <p>(1918-1998) Frederik Raynz</p>	
	<p>M.L.Perl, “Tau leptonni kashf etgani uchun” va F.Raynz “Neytrinoni kashf etgani uchun”.</p>		
2004-yil	 <p>(1941) David Jonathan Gross</p>	 <p>(1949) Hyo Devid Polizer</p>	 <p>(1951) Frank Uilchek</p>
		<p>D.D.Gross, H.D. Polizer va F.Uilchek birligida “Kuchli o‘zaro ta’sir nazariyasida asimptotik erkinlikni kashf etganlari uchun”.</p>	
		<p>Laureatlar kvarklarning bir-biri bilan o‘zaro ta’siri nazariyasini ishlab chiqdilar.</p>	
2008-yil	 <p>(1921-2015) Yoichiro Nambu</p>	 <p>(1944) Makoto Kobayashi</p>	 <p>(1940).Toshide Maskawa</p>
		<p>Y. Nambu “Elementar zarralar fizikada o‘z-o‘zidan ‘simmetriya buzilishi mexanizmini kashf etgani uchun” va M.Kobayashi, T.Maskawa birligida “Tabiatda kamida uchta kvark oilasi borligini bashorat</p>	

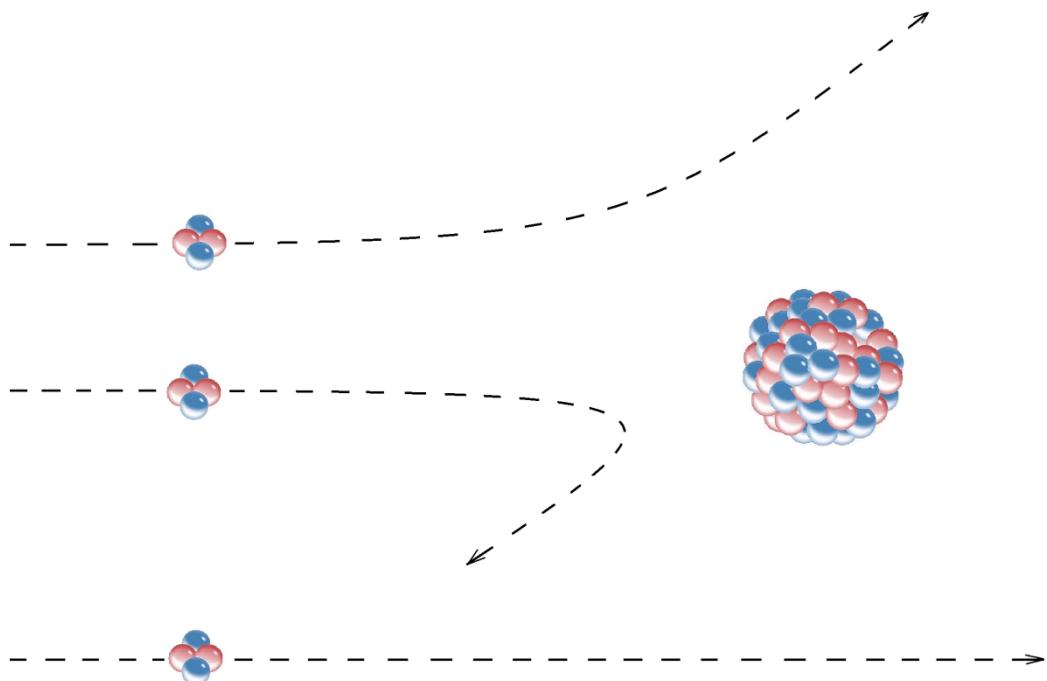
	qiluvchi simmetriyaning buzilishini kashf etgani uchun”.		
2013-yil	 <i>(1932)</i> <i>Fransua Baron Engler</i>		 <i>(1929)</i> <i>Peter Higgs</i>
	<p>F.Engler va P.Xiggslar “Elementar zarrachalarda massalarning paydo bo‘lish mexanizmini tushunishga olib keladigan mexanizmining nazariy kashf etganliklari uchun”.</p> <p>Bu yaqinda CERNning Katta adron kollayderida ATLAS va CMS tajribalarida bashorat qilingan asosiy zarrachaning topilishi bilan tasdiqlandi.</p>		
2015-yil	 <i>(1959)</i> <i>Takaaki Kajita</i>		 <i>(1943)</i> <i>Arthur Bryus Makdonald</i>
	<p>T.Kajita va A.B.Makdonaldlar “Neytrinolarda massa mavjudligi va Neytrino tebranishlarini kashf etgani uchun”.</p>		

I BOB

ATOM YADROSINING ASOSIY XUSUSIYATLARI

1.1 – §. Yadro tarkibi. Elektr va barion zaryad.

Ingliz fizigi Ernest Rezerford va uning shogirdlari atom tuzilishini o‘rganish maqsadida turli element atomlarini o‘sha vaqtda eng kuchli va eng tez uchar atom snaryadlari bo‘lgan alfa – zarralar bilan bo‘lbardimon qildilar. Alfa zarralarning oltin folgada sochilishiga qarab, E. Rezerford atom markazida massasi katta bo‘lgan yadro borligini aniqlaydi, ya’ni u ayrim zarralarning katta burchaklarga sochilishini kuzatadi. Demak, zarralar o‘z yo‘lida o‘z massasidan ham katta bo‘lgan zarra bilan to‘qnashadi va o‘z harakat yo‘nalishini o‘zgartiradi. Ushbu zarrani E. Rezerford atom yadrosi deb nom berdi va tajriba natijalarini E. Rezerford 1911 – yilda e’lon qildi.



1.1-rasm. Alfa-zarralarning yadrolarda sochilishi

1932 – yili rus fiziklari D.D. Ivanenko va Y.D. Gapon birinchi bo‘lib barcha elementlarning atom yadrolari neytron va protonlardan iborat degan fikrni aytganlar. Nemis fizigi V. Geyzenberg bu gipotezani nazariy jihatdan isbotlab berdi. Proton va neytronning massalari bir - biriga yaqin bo‘lib, elektron massasidan taxminan 2000 marta katta, ya’ni $M_p=1836,15m_e$, $M_n=1838,68m_e$. Proton musbat zaryadlangan zarracha va uning absolyut qiymati elektron zaryadiga teng. Neytron esa elektr zaryadi yo‘q zarrachadir. Atom yadrosining tarkibiga kirgan bu zarralarni nuklonlar degan umumiyl nomda ham yuritiladi. Nuklon so‘zi lotincha bo‘lib, u yadro degan ma’noni bildiradi.

Proton va neytronlarni atom yadrosida ushlab turadigan kuchga yadro kuchi deyiladi.

Yadrodagи protonlar soni Z elementning tartib nomeriga, proton va neytronlarning umumiyl soni esa massa soniga teng:

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

bunda, A – massa soni, Z – protonlar soni, N – neytronlar soni. Turli yadrolarni belgilashda odatda ${}_Z^AX$ ko‘rinishdagi belgilashlardan foydalilaniladi. Bunda tartib nomeri Z bo‘lgan kimyoviy elementning simvoli. Masalan, ${}_4^9Be$ ifoda Z = 4 va A = 9 ya’ni 4 ta proton va 5 ta neytrondan iborat bo‘lgan berilliy atom yadrosini belgisidir.

Yadrolarni ayrim hollarda nuklidlar ham deyiladi.

Tekshirishlar shuni ko‘rsatdiki, tabiatda bitta elementning massasi turlicha bo‘lgan atomlari mavjud bo‘lishi mumkin ekan. Masalan, xloring massasi 35 va 37 bo‘lgan atomlari uchraydi. Bu atomlarning yadrolarida protonlar soni bir xil, lekin neytronlarning soni turlicha bo‘ladi. Protonlar soni Z bir xil, biroq massa sonlari turlicha, ya’ni N neytronlari soni turlicha bo‘lgan yadrolarga izotoplar deyiladi.

Masalan, vodorod uchta izotopga ega, ya’ni ${}_1^1H$, ${}_1^2H$ va ${}_1^3H$.

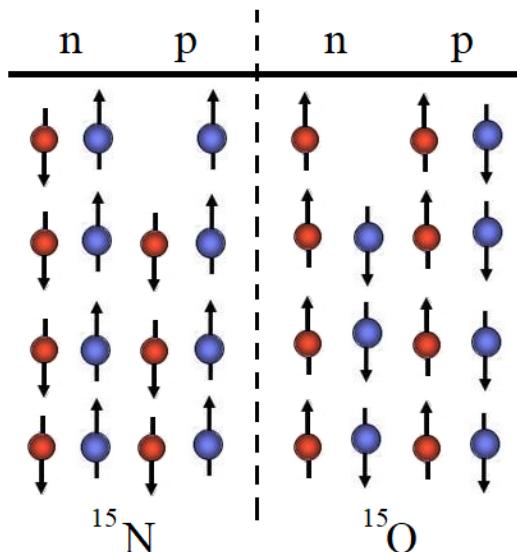
Massa sonlari bir xil bo‘lib, protonlar soni har xil bo‘lgan yadrolarga **izobar yadrolar** deyiladi. Masalan $^{11}_6C$ va $^{11}_5B$.

Agar neytronlar soni, ya’ni N bir xil bo‘lsa, bunday yadrolarga izotonlar yoki izoton yadrolar deyiladi. Masalan $^{19}_{10}Ne$, va $^{18}_{9}F$. Bu yadrolar 1.2-rasmdagi diagrammada yaqqol ko‘rinadi.

Z	1N – stabil (turg’un) nuklonlar					^{18}Ne	^{19}Ne	^{20}Ne	^{21}Ne	^{22}Ne	^{23}Ne	^{24}Ne			
9	Izobarlar ($A=const$)					^{17}F	^{18}F	^{19}F	^{20}F	^{21}F					
8						^{14}O	^{15}O	^{16}O	^{17}O	^{18}O	^{19}O				
7						^{12}N	^{13}N	^{14}N	^{15}N	^{16}N	^{17}N				
6			9C	^{10}C	^{11}C	^{12}C	^{13}C	^{14}C	^{15}C						
5			8B	9B	^{10}B	^{11}B	^{12}B	^{13}B		Izatonlar ($N=const$)					
4			6Be	7Be	8Be	9Be	^{10}Be								
3			5Li	6Li	7Li	8Li		Izatoplar ($Z=const$)							
2			3He	4He											
1	1H	2H	3H			9C – nostabil nuklidlar									
<i>N</i>	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14

1.2-rasm. Yengil yadrolar nuklidlari misolida tuzilgan proton – neytron diagrammasi.

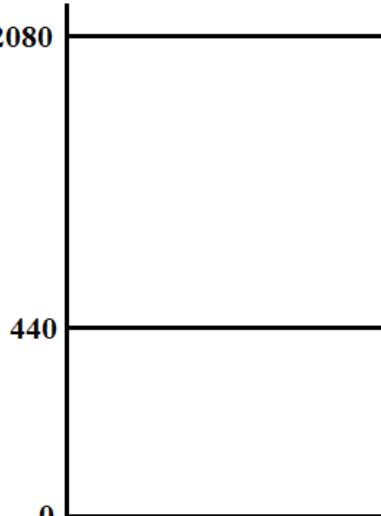
Agar yadroda hamma neytronlarni protonlarga almashtirilsa, va hamma protonlarni neytronlarga almashtirilsa, u holda “ko‘zgu” yadrolar hosil bo‘ladi. Masalan $^{15}_7N$ yadro $^{15}_8O$ yadrosiga nisbatan “ko‘zgu” yadro bo‘lib qoladi (1.3-rasm). Asosiy holatdagi “ko‘zgu” yadrolarning energiyalari Kulon o‘zaro ta’sir energiyasi bilan farq qiladi.



1.3-rasm. Ko‘zguli yadrolar.

“Ko‘zgu” yadrolarga quyidagi yadrolarni misol qilib keltirish mumkin: $^3_1H - ^3_2He$, $^{2080}_{4}Be - ^7_3Li$ va h.k. hamma vaqt “ko‘zgu” yadrolardan biri radioaktiv bo‘ladi.

Bir xil massa sonlariga ega bo‘lib, bir - biridan radioaktivlik xususiyatlari bilan farq qiluvchi yadrolarga **izomer yadrolar** deyiladi. Izomerlar bu bir turdagি, ammo turli energetik holatlarda bo‘lgan yadrolardir. Ayrim hollarda yadroning uzoq yashovchi uyg’ongan holatiga **izomer holat** deb ham ta’rif beriladi.



Atom yadrosida mikrodunyoga xos bo‘lgan kvant qonuniyatlar yaqqol namoyon bo‘ladi. Yadro ham atom kabi diskret energetik sathlarga ega bo‘ladi. Demak, diskret energetik spektrga ega. Yadroning energetik sathlarini rasmdagi ko‘rinishda tasvirlash qabul qilingan. Ushbu rasmda natriy atom yadrosining quyi energetik sathlari misol sifatida keltirilgan. Bu yerda har bir gorizontal chiziq ma’lum bir energetik sathga mos kelib, ularning asosiy holatdan boshlab hisoblangan energiyasi chap tamonda (energiya keV larda) keltirilgan. Eng pastki chiziq asosiy holatga mos keladi.

Ushbu rasmdan ko‘rinadiki, natriy yadrosini birinchi uyg’ongan holatga o‘tkazish (uyg’otish) uchun kamida 440 keV energiya zarur bo‘ladi. Haqiqatdan ham agar natriy nishonini alfa – zarralar bilan bo‘lbardimon qilinsa, 440 keV energiyadan kichik qiymatlarda α zarralar bilan yadro orasida elastik to‘qnashish sodir bo‘ladi. Agar α zarralar energiyasi 440 keV dan katta bo‘lsa, to‘qnashish noelastik bo‘ladi va yadro birinchi uyg’ongan sathga o‘tadi. Hamma o‘rta va og’ir yadrolar uchun eng pastki energetik sath bilan asosiy holat orasidagi interval bir necha o‘nlab (ba’zan yuz) keV larni tashkil qiladi. Yengil yadrolar uchun sathlar orasidagi o‘rtacha interval yanada kattalashib, u megaelektronlarni tashkil qiladi.

1.2 – §. Yadroning massasi va bog’lanish energiyasi

Yadro massasi uning eng muhim xarakteristikalaridan biridir. Tarkibi (A, Z) bo‘lgan yadro massasi $M(A, Z)$ bilan, unga mos kelgan atom massasi esa M_{at} bilan belgilanadi. Yadro fizikasida, atom fizikasidagi kabi massa o‘lchash uchun massa atom birligi (m.a.b.) keng qo‘llaniladi:

$$1 \text{ m. a. b.} = \frac{1}{12} M(^{12}_6C)$$

$$1 \text{ m. a. b.} = 1,6605 \times 10^{-27} \text{ kg}, \quad (1.2)$$

Bu birlik shuning uchun ham qulayki, uning kattaligi nuklon massasiga yaqindir:

protonning tinchlikdagi massasi:

$$m_p = 1,0073 \text{ m. a. b.} = 1,6726 \times 10^{-27} \text{ kg},$$

neytronning tinchlikdagi massasi:

$$m_n = 1,0087 \text{ m. a. b.} = 1,6749 \times 10^{-27} \text{ kg},$$

Har qanday jism massasi va uning to‘liq energiyasi orasidagi bog’lanish quyidagi formula orqali ifodalanadi:

$$W = mc^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - (\vartheta/c)^2}} \quad (1.3)$$

bu yerda, $c = 2,998 \times 10^8 \text{ m/s}$ – yorug’lik tezligi,
 m – relyativistik massa,
 m_0 – tinchlikdagi massa.

Bu Eynshteynning mashhur munosabati massa va energiya orasidagi aloqani ifodalaydi. Bunga asosan yadro fizikasida energiyani o‘lchagani kabi, massani o‘lchashda ham elektronvolt (eV) energiya o‘lchov birligidan foydalaniladi:

$$\begin{aligned}1 \text{ keV (kiloelektronvolt)} &= 10^3 \text{ eV} \\1 \text{ MeV (megaelektronvolt)} &= 10^6 \text{ eV} \\1 \text{ GeV (gigaelektronvolt)} &= 10^9 \text{ eV}.\end{aligned}$$

Eslatib o‘tamiz, 1 eV deb, zaryadi e elementar zaryadga teng bo‘lgan zarra 1 V potensiallar farqini o‘tganda ega bo‘ladigan energiyaga aytildi.

1 m.a.b. va 1 eV lar orasidagi aloqani tiklaymiz. (1.3) formuladan:

$$1 \text{ m. a. b.} = 1,6605 \times 10^{-27} \times (2,998 \times 10^8)^2 = 1,492 \times 10^{-10} \text{ J},$$

ta’rifdan elektronvolt:

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

Shunday qilib, oxirgi munosabatdan

$$1 \text{ m. a. b.} = \frac{1,492 \times 10^{-10}}{1,602 \times 10^{-19}} \times 931,5 \times 10^6 \text{ eV} = 931,5 \text{ MeV},$$

Bunga asosan

$$\begin{aligned}m_p &= 1,0073 \text{ m. a. b.} = 1,6726 \times 10^{-27} \text{ kg} = 938,2 \text{ MeV}, \\m_n &= 1,0087 \text{ m. a. b.} = 1,6749 \times 10^{-27} \text{ kg} = 939,5 \text{ MeV}.\end{aligned}$$

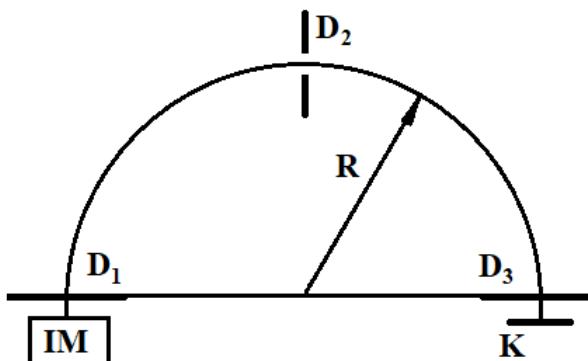
Yadro fizikasida odatda yadro massasidan emas, balki atom massasidan foydalaniladi. Bunga sabab, yengil elementlarni hisobga olmaganda, yadro massasini u bilan bog’liq bo‘lgan elektronlarsiz bevosita o‘lchab bo‘lmaslidir. Neytral atom massasi, massani zamonaviy o‘lchash metodlarining aniqlik chegarasida, yadro va elektronlar massalarining yig’indisiga teng. Garchi tamoyilda atom massasi quyidagiga teng bo‘lishiga qaramasdan:

$$M_{at}(A, Z) = M(A, Z) + Z \cdot m_e + \sum_i w_i \quad (1.4)$$

Bu yerda $\sum_i w_i$ – elektronlar bog’lanish energiyasi, $\sum_i w_i \approx 13,6 \text{ eV}$.

Shunday qilib, elektronlarning yadroga bog’lanish energiyasi atom massasidan 10^7 marta kichik va amalda atom massasiga ta’sir qilmaydi.

Atomlar massalarini mass – spektrometr deb nomlangan asbob yordamida aniqlaniladi. Mass – spektrometr tuzilish sxemasi 1.4-rasmda tasvirlangan.



1.4-rasm. Mass – spektrometr tuzilish sxemasi.

Ionlar manbaida (IM) m massasi o‘lchash zarur bo‘lgan atomlarning musbat ionlari hosil bo‘ladi. Zaryadi q_i (bo‘lgan ionlar tirkish orqali IM va D_1 orasida qo‘yilgan U potensiallar farqi natijasida hosil bo‘lgan elektr maydonga kelib tushadi. Ushbu elektr maydondan o‘tgandan keyin quyidagi kinetik energiyaga ega bo‘ladi:

$$\frac{m\vartheta^2}{2} = qU \quad (1.5)$$

Zarracha induksiyasi B bo‘lgan bir jinsli magnit maydonga ϑ tezlik bilan kirib keladi. Magnit maydon induksiya vektori chizma tekisligiga perpendikulyar bo‘lib, biz tomonga yo‘nalgan. Magnit maydonda ionga Lorens kuchi ta’sir qiladi:

$$F = q\vartheta B \quad (1.6)$$

Ushbu kuch O nuqtaga yo‘nalgan markazga intilma tezlanish hosil qiladi, natijada ion radiusi R bo‘lgan aylana bo‘ylab harakat qiladi. Shunday qilib, quyidagi tenglikni hosil qilamiz:

$$\frac{m\vartheta^2}{R} = q\vartheta B \quad (1.7)$$

(1.6) va (1.7) ifodalardan ϑ tezlikni yo‘qotib, ion massasining absolyut qiymati quyidagiga teng ekanligini topamiz:

$$m = \frac{qR^2B^2}{2U} \quad (1.8)$$

D_1 , D_2 va D_3 diafragmalar vaziyati (o‘rni) bo‘yicha zarur bo‘lgan aylana radiusi beriladi. U va B kattaliklarni tanlab olish orqali ionlar dastasini K kollektorga tushishiga erishiladi. Kollektorda ionlar maksimal toki bo‘yicha qayd qilinadi. Shunday qilib, ion radiusi R bo‘lgan aylana harakatlanayotganligi aniqlaniladi va ion massasi hisoblab topiladi. Agar ionizatsiyalanish zarrasi, ma’lum bo‘lsa, ion massasidan elektron qobiqlardagi elektronlarning yig’indi massasini ayirish orqali yadro massasini aniqlash mumkin.

Yadro bog’lanish energiyasi. Yadro bu nuklonlarning bir - biri bilan o‘zaro bog’langan tizimi. Bog’langan holatlar faqat nuklonlar tizimini cheklangan hajmda ushlab turuvchi tortishishuvchi yadro kuchlari ta’siri ostida paydo bo‘lishi mumkin. Bog’langan holatlarning turg’unligini, nuklonlarning bir - biri bilan o‘zaro ta’sirlashuvchi tizimi sifatidagi yadroning minimum to‘liq energiyaga ega bo‘lishi ta’minlaydi. Massa soni A bo‘lgan nuklonlar tizimining yadroga birlashishigacha, ya’ni bir - biri bilan yadro tortishish kuchlarini hisobga olmaydigan masofada joylashgan tizimning to‘liq energiyasi W_i quyidagiga teng bo‘ladi:

$$W_i = \sum_i m_i c^2 \quad (1.9)$$

bu yerda, m_i – yadro hosil bo‘ladigan nuklonlar massasi.

Nuklonlarni yadroga birlashtirgandan keyin uning massasi M va to‘liq energiyasi quyidagiga teng bo‘lib qoladi:

$$W_2 = Mc^2 \quad (1.10)$$

Tizimning energiya o‘zgarishi quyidagiga teng bo‘ladi:

$$\Delta W = W_2 - W_1 = Mc^2 - \sum_{i=1}^A m_i c^2 \quad (1.11)$$

Tortishish kuchining ishi, tizimini energiyasi kichik bo‘lgan holatga o‘tishiga sabab bo‘ladi, shuning uchun $\Delta W < 0$ kattalik yadro hosil bo‘lganda ajralib chiqadigan va yadroni o‘rab turgan fazoga tarqaluvchi energiyaga teng bo‘ladi. Aksincha, yadroni parchalash va nuklonlarni erkin holatda deb hisoblab bo‘ladigan masofagacha uzoqlashtirish uchun $|\Delta W|$ energiya zarur bo‘ladi. Quyidagi kattalikka bog’lanish energiyasi deyiladi:

$$\Delta W_{bog'} = W_1 - W_2 = \sum_{i=1}^A m_i c^2 - Mc^2 \quad (1.12)$$

Ushbu ifoda har qanday inersial sanoq sistemada o‘rnlidir. Turg’un yadro uchun bog’lanish energiyasi musbat va u yadroni, uni tashkil qilgan hamma nuklonlarga ajratish uchun sarf bo‘ladigan energiyaga teng bo‘ladi. Boshqacha aytganda, yadroni proton va neytronlarga batamom parchalash uchun zarur bo‘lgan energiyaga ***bog’lanish energiyasi*** deyiladi. Yuqoridagi (1.4) ifoda massa soni A va zaryadi Z bo‘lgan yadro uchun yozamiz:

$$W_{bog'}(A, Z) = [Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n - M(A, Z)] \cdot c^2 \quad (1.13)$$

Bu ifodada quyidagi kattalik ***massa defekti*** deyiladi:

$$\Delta m = Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n - M(A, Z)$$

Massa defekti m.a.b. larda o‘lchanadi.

Amaliy hisoblashlarda yuqorida keltirilgan (1.13) formula noqulaylik tug’diradi. Chunki tajribada yadro massasi emas, balki atom $M_{at}(A, Z)$ massasi aniqlaniladi. Shu sababli, jadvallarda atom massalalari keltiriladi. Elektronlar soni Zm_e tengligini hisobga olib, yuqorida bog’lanish energiyasi uchun keltirilgan formulani quyidagi ko‘rinishda yozamiz:

$$W_{bog'}(A, Z) = [Z \cdot m_H + (A - Z) \cdot m_n - M_{at}(A, Z)] \cdot c^2$$

Massa atom birligidan energiya birligiga o‘tsak, quyidagi ifodaga ega bo‘lamiz:

$$W_{bog'}(A, Z) = [Z \cdot M_u({}_1^1H) + (A - Z) \cdot M_u(n) - M_u(A, Z)] \cdot 931,5$$

Ushbu holda bog’lanish energiyasi MeV larda aniqlanadi. Hozirgi kunda bu kattalik ma’lum bo‘lgan hamma nuklidlar uchun yuqori aniqlikka

ega bo‘lgan mass – spektrometrik usuli bilan aniqlangan. Quyidagi jadvalda ayrim yadrolarning bog’lanish energiyalari keltirilgan:

1.1 – jadval.

Ayrim yadrolarning bog’lanish energiyalari

Yadro	$W_{bog'}$, MeV	Yadro	$W_{bog'}$, MeV
2H	2,2	^{131}Xe	1103,5
^{12}C	92,2	^{208}Pb	1636,5
^{16}O	127,6	^{238}U	1801,7

Hisoblashlar uchun quyidagi formuladan ham foydalaniladi:

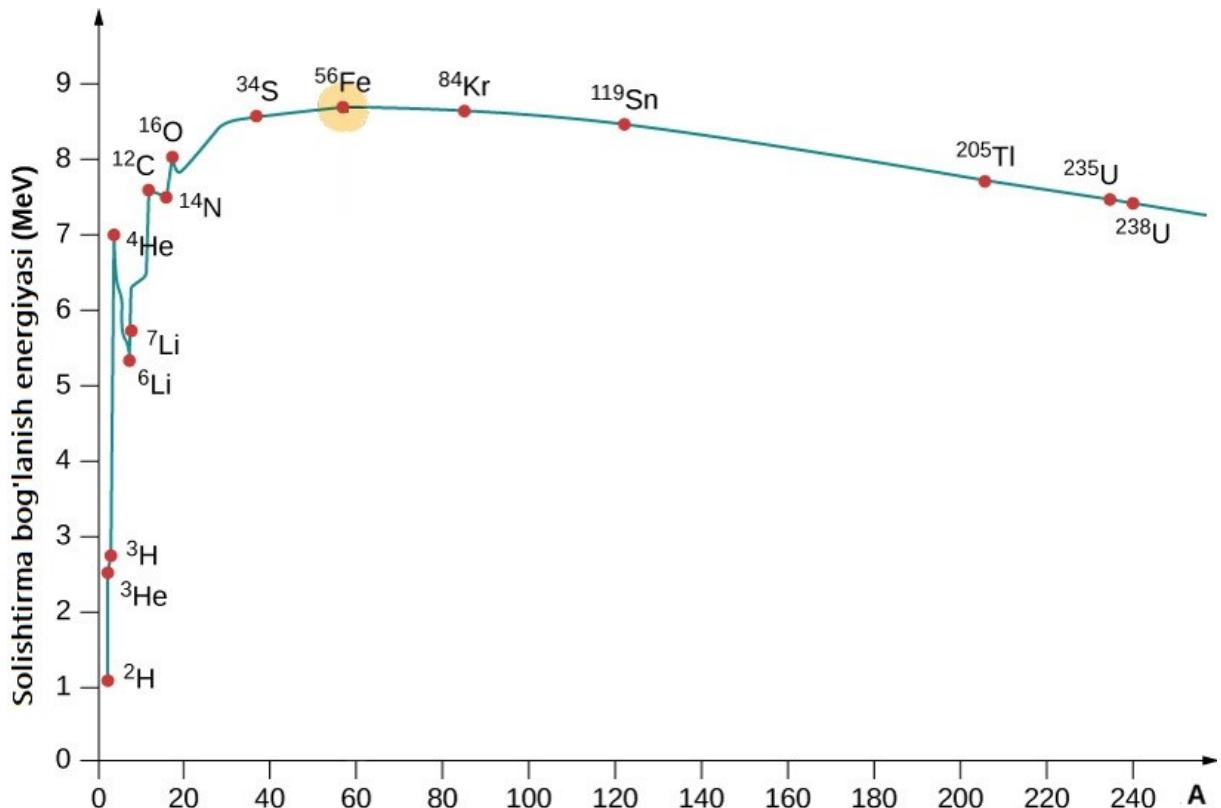
$$E_{bog'} = Z \cdot \Delta_H + (A - Z) \cdot \Delta_n - \Delta$$

bu yerda, $\Delta_H, \Delta_n, \Delta$ – vodorod atomi, neytron va ushbu yadroga mos keluvchi atom massa defektlari. Massa defekti, atom massasi (m.a.b. lardagi) bilan massa soni A orasidagi ayirmadir, ya’ni $\Delta = M - A$.

Solishtirma bog’lanish energiyasi. Yadrodagи nuklonlarning bog’lanish intensivligini xarakterlovchi kattalik sifatida bog’lanish energiyasi noqulay kattalik hisoblanadi. Bunga sabab, ushbu kattalik nuklonlar sonining oshishi bilan oshib boradi. Bu maqsad uchun ko‘proq solishtirma bog’lanish energiyasi $\varepsilon(A, Z)$ deb nomlangan kattalik mos keladi. Solishtirma bog’lanish energiyasi, bog’lanish energiyasining massa soniga nisbatiga teng, ya’ni:

$$\varepsilon(A, Z) = \frac{W_{bog'}}{A} \quad (1.14)$$

Bu kattalik yadroning turg’unligini to‘liq ifodalaydi va uning mustahkamlik o‘lchovi bo‘lib xizmat qiladi. Solishtirma bog’lanish energiyasining massa soniga bog’lanishi 1.5-rasmida keltirilgan. Bu rasmdan ko‘rinadiki, ko‘pchilik yadrolar uchun solishtirma bog’lanish energiyasi 8 MeV atrofida.



1.5 – rasnu Solishtirma bog'lanish energiyasining massa soniga bog'lanishi

Massa defektining massa soniga nisbatiga solishtirma massa defekti deb ataladi, ya’ni:

$$f = \frac{\Delta}{A}$$

$_zX^A$ yadrodan neytronni ajratib olish uchun zarur energiya bu, $_zX^A$ va $_{z-1}X^{A-1}$ yadroiarining bog'lanish energiyalari ayirmalariga teng, ya’ni:

$$W_n = W_{bog'}(Z, A) - W_{bog'}(Z, A - 1)$$

$_zX^A$ yadrodan protonni ajratib olish uchun zarur energiya bu, $_zX^A$ va $_{z-1}X^{A-1}$ yadrolarning bog'lanish energiyalari ayirmalariga teng, ya’ni:

$$W_p = W_{bog'}(Z, A) - W_{bog'}(Z - 1, A - 1) \quad (1.15)$$

1935 – yilda K.Veyszekker tajriba natijalariga asosan yadroni suyuq tomchi deb qarab, yadro bog'lanish energiyasi uchun yarimemperik 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 energiyasini aniqlash uchun quyidagi yarim emperik formula yoki Veyszekker formulasidan foydalanamiz:

$$E_{bog'} = \alpha \cdot A - \beta \cdot A^{\frac{2}{3}} - \gamma \cdot \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} - \xi \cdot \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + \delta \frac{\lambda}{A^{3/4}} \quad (1.16)$$

bu yerda

$$\delta = \begin{cases} juft - juft yadrolar uchun & +1 \\ toq - juft yadrolar uchun & 0 \\ toq - toq yadrolar uchun & -1 \end{cases}$$

Ushbu (1.16) formuladagi koeffitsiyentlar qiymati quyidagiga teng:

$$\begin{aligned} \alpha &= 15,75 \text{ MeV}, & \beta &= 17,8 \text{ MeV}, \\ \gamma &= 0,71 \text{ MeV}, & \xi &= 94,8 \text{ MeV}, \\ \lambda &= 34 \text{ MeV}, \end{aligned}$$

1.3 – §. Yadro spini va magnit dipol momenti

Atom yadrosi massa, zaryadga ega bo‘lish bilan birga harakat miqdori momenti – spinga va unga bog’liq bo‘lgan magnit momentga ham ega bo‘lish kerak. Yadroning spinga ega bo‘lishligini 1928 – yilda Pauli bashorat qilgan edi. Haqiqatan ham, yadroning spinini spektral chiziqlarning o‘ta nozik strukturasi bilan tushuntirildi. Birinchi spektral chiziqlarning o‘tanozik strukturasini 1891 – yilda Maykelson o‘zining interferometrida kuzatdi, keyinchalik Fabri va Pero, Lummer (1860 – 1925), Gerks (1878 – 1960) davom ettirdi.

Ma’lumki, mikrozarralar o‘zlarining ichki harakat miqdori momentlariga ega. Bu ichki moment mikrozarranining spini deyiladi. Spinning asosiy xususiyatlaridan biri uning diskret qiymatlarni qabul qilishidir.

$$J^2 = h^2 j(j+1)$$

bu yerda $J = 0; \frac{1}{2}; 1; \frac{3}{2} \dots$ butun yoki yarim butun sonlardan iborat. To‘la moment J ning biror o‘qdagi proyeksiyasi, masalan J_z , berilgan J ning $2J + 1$ qiymatini qabul qiladi, ya’ni:

$$J_z = hj, h(j - 1), \dots$$

Bunday moment birligi sifatida \hbar ni qabul qilish yadro fizikasida qulaylik tug’diradi.

Yadroni tashkil qiluvchi proton va neytronlarning spinlari $\frac{1}{2}\hbar$ ga teng.

Ular yadroda harakat qilganliklari tufayli l orbital momentga ham ega bo‘ladi. Shuning uchun, nuklonlarning to‘la harakat miqdori momenti, j spini va orbital momentlarining parallel yoki antiparallel bo‘lishiga qarab $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ yoki $\vec{j} = \vec{l} - \vec{s}$ bo‘lishi mumkin. Demak, yadroning to‘la momenti alohida nuklonlar harakat miqdori momentlarining yig’indisiga teng bo‘lishi kerak.

$$\vec{I} = \sum_A \vec{I}_A$$

Mavjud yadrolarning spinlari uchun quyidagi qonuniyatlar kuzatilgan;

- Massa soni A juft bo‘lgan yadrolarning spini har doim butun. A – toq bo‘lganda esa, spini yarim butun son bo‘ladi.
- Juft – juft yadrolarning asosiy holatdagi spini nolga teng bo‘ladi.
- Ma’lum bo‘lgan hamma turg’un yadrolarning asosiy holatdagi spini $9/2$ dan katta bo‘lmaydi.

Har biri noldan farqli spinga ega bo‘lgan yadrolar magnit dipol momenti $\vec{\mu}$ – ga ega bo‘ladi. Bu magnit momentining yo‘nalishi spini yo‘nalishi bilan bir xil bo‘ladi, ya’ni $\vec{\mu} = g\vec{s}$. Nuklonning magnit momenti uni xususiy va orbital magnit momentlaridan iborat bo‘ladi

$$\vec{\mu} = g_e \vec{l} + g_s \vec{s} = \vec{\mu}_e + \vec{\mu}_s \quad (1.17)$$

Bu yerda g_e va g_s – nuklonlar orbital va spin giromagnit ko‘paytmasi.

Proton uchun $g_e^p = 1$, neytron uchun $g_e^n = 0$ proton uchun $\mu_s^p = 2,79276\mu_y$, neytron uchun $\mu_s^n = -1,91314\mu_y$, $g_s^n = 3,8263$.

Yadroning magnit momentini (1.17) kabi

$$\vec{\mu} = g_i \vec{I}$$

deb yozish mumkin. Bu yerda g_i – yadro uchun giromagnit ko‘paytma. Shunday qilib, yadroni magnit momentini topish uchun g_i ni bilish kerak. Qobiq modeliga asoslangan holda g_I , g_l va g_s orqali ifodalash mumkin. U holda

$$\mu_{ya} = \left(g_e \pm \frac{g_J - g_e}{2I-1} \right) I \quad (1.18)$$

Bu ifodadagi manfiy ishora $I = l - \frac{1}{2}$ hol uchun, musbat ishora esa $I = l + \frac{1}{2}$ ga tegishlidir. Masalan toq protonli yadrolar uchun

$$\mu_{ya} = \left(1 - \frac{2,92}{I+1} \right), \quad I = l - \frac{1}{2} \quad \text{uchun} \quad (1.19)$$

$$\mu_{ya} = \left(1 + \frac{2,92}{I} \right), \quad I = l + \frac{1}{2} \quad \text{uchun}$$

Toq neytronli yadrolar uchun esa

$$\mu_{ya} = \frac{1,91}{I+1} I, \quad I = l - \frac{1}{2} \quad \text{uchun} \quad (1.20)$$

$$\mu_{ya} = \frac{1,91}{I} I, \quad I = l + \frac{1}{2} \quad \text{uchun}$$

Bu formulalardan ko‘rinib turibdiki, toq protonli va toq neytronli yadrolarning magnit momentlari I bilan S ning o‘zaro yaqinlashishlariga qarab ikki xil qiymatga ega bo‘lishi mumkin. Haqiqatdan tajribada toq A li yadrolarning magnit momentlari (1.16) va (1.17) ifodalar bilan aniqlanuvchi egri chiziqlar orasida yotishini Shmidt ko‘rsatib berdi.

1.4 – §. Yadro o‘lchami va zichligi.

Yadroni o‘lchami deganda biz uni qandaydir R radiusli sfera sifatida tasavvur qilishimiz kerak. Lekin yadro murakkab kvantomexanik sistema bo‘lganligi uchun u aniq biror chegaraga ega emas. Shuning uchun yadroning radiusini aniqlash bo‘yicha o‘tkazilgan tajribalarda yadroda sochilayotgan zarraning turiga qarab yadro radiusi uchun olingan natija ham har xil kattalikka ega bo‘ladi.

Yadro musbat zaryadlangan sfera deb tasavvur qilinganligi sababli, uni elektr zaryadi taqsimoti radiusini o‘rtacha kvadrati R_{el} ni o‘lchash ko‘proq ma’noga egadir. Chunki, elektr zaryadiga ega zarra yadro bilan elektromagnit ta’sir orqali ta’sirlashadi va bu nazariy hisoblash uchun har tomonlama qulaydir. R_{el} ni o‘lchashning eng qulay usullaridan biri bu yuqori energiyali elektronlarning yadroda sochilish jarayonini o‘rganishdir. Bu elementlarning energiyasi 100 MeV dan katta bo‘lgandagina, ular yadroning ichidagi elektr va magnit maydonning taqsimotini, ya’ni form – faktorini o‘lchashga imkon beradi.

Ko‘pchilik usullar bilan o‘tkazilgan o‘lchashlarning natijalariga ko‘ra, yadroning radiusini quyidagi ifoda yordamida aniqlash mumkin:

$$R = r_0 \cdot A^{1/3}$$

bu yerda $r = (1,25 - 1,6) fm$; $1 fm = 10^{-15} m = 10^{-13} sm$.

Yuqori energiyali elektronlarning proton va neytronlarda sochilishi, ulardagи elektromagnit zaryadlarning taqsimlanish radiusi $0,8 \cdot 10^{-13} sm$ ekanligini ko‘rsatadi.

Agarda yadroni sferik shaklda deb olsak, uning hajmini quyidagi ifoda yordamida aniqlaniladi:

$$V = \frac{4}{3}\pi r_0^3 \cdot A [m^3]$$

Yadrodagи hajm birligidagi nuklonlar soni bir xil desak, u holda nuklonlar konsentratsiyasi quyidagicha bo‘ladi:

$$n = \frac{A}{V} = \frac{A}{\frac{4}{3}\pi r_0^3 \cdot A} = \frac{3}{4\pi r_0^3} \approx 10^{38} \frac{\text{nuklon}}{\text{sm}^3}$$

Bundan foydalanib yadroning o‘rtacha zichligini aniqlashimiz mumkin, ya’ni:

$$\rho = n \cdot 1 \text{ m. a. b.} = 10^{38} \cdot 1,66 \cdot 10^{-24} \approx 10^{14} \frac{\text{g}}{\text{sm}^3}$$

Energiyasi $T_e > 500$ MeV bo‘lgan tez elektronlarning sochilishini o‘rganishga asoslangan yadro strukturasini tadqiq qiluvchi zamonaviy usulni qo‘llash, yadro ichidagi yadro materiyasining taqsimotini baholashga imkon beradi.

Yadro strukturasini tavsiflashning ikkita modeli taklif etilgan:

Gauss modeli:

$$\rho(r) = \left(\frac{3}{2\pi a^2} \right)^2 \exp \left(-\frac{3r^2}{2a^2} \right)$$

bu yerda, a – o‘rtacha kvadratik radius.

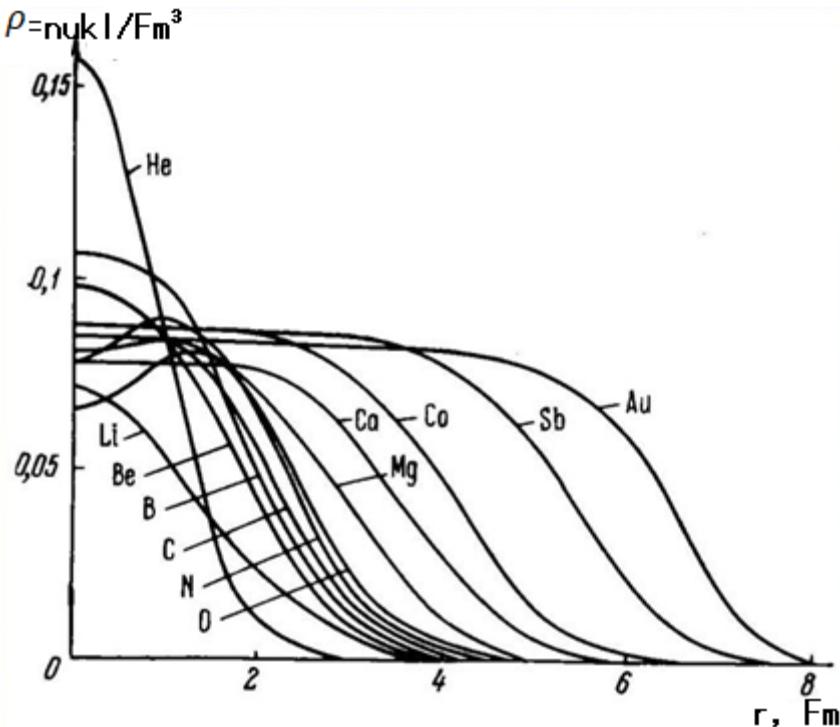
Fermi modeli:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp \left(-\frac{r - R_{1/2}}{\delta} \right)} \quad (1.22)$$

bu yerda: $R_{1/2}$ – yadro markazidan yadro zichligi ikki marta kamayadigan nuqtagacha bo‘lgan masofa;

δ – yadro moddasi zichligining kamayish tezligini tavsiflovchi parametr;

ρ_0 – yadro markaziy qismidagi yadro moddasining zichligi.



1.6-rasm. Atom yadrosida zaryad taqsimoti.

1.5 – §. Atom yadrosining elektr kvadrupol momenti.

50 – yillarning boshlariga qadar yadrolarning shakli masalasi deyarli muhokama qilinmagan edi. Eng past energetik holatlarda yadroning shakli shu davrlarda asosiy model hisoblangan tomchi modeliga muvofiq, albatta sferik bo‘lishi kerak, deb qabul qilingan.

Faqat 1950 yili R. Reynuoter va 1951 yilda A.Bor va B. Motelsonlar ko‘pchilik yadrolarning shakli sferik shakldan sezilarli darajada chetlanishi haqidagi gipotezani ilgari surdilar va asoslab berishdi.

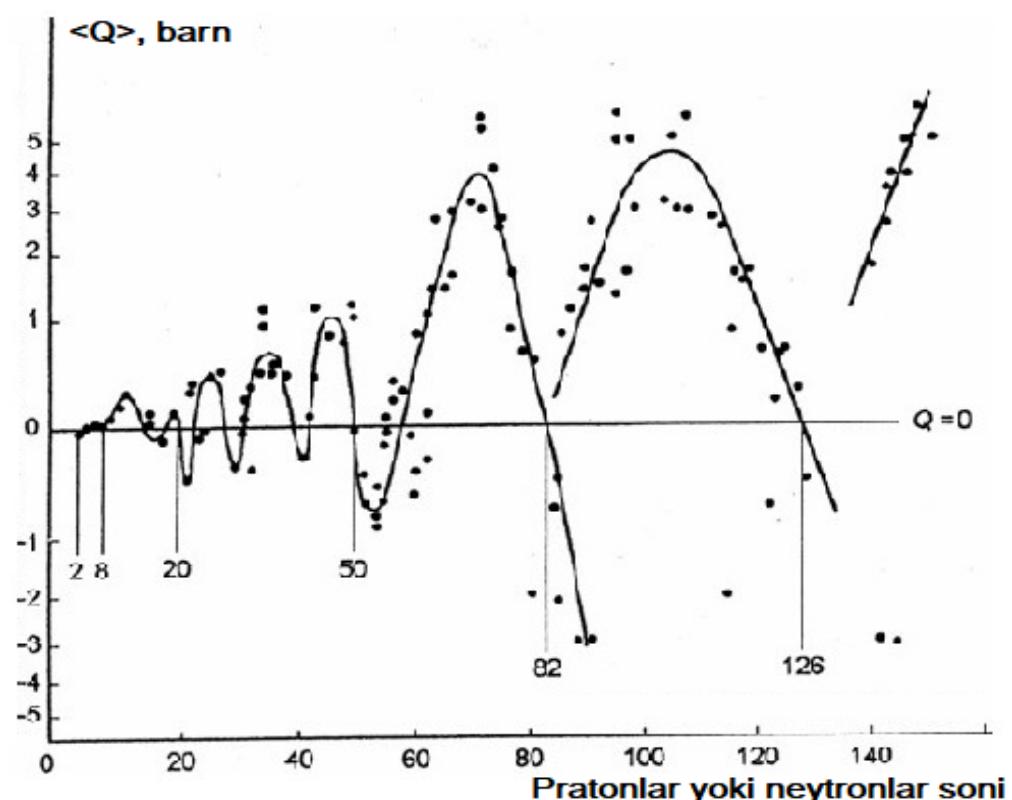
Atom yadrolarining shaklini va yadro fizikasining boshqa qator masalalarini tadqiq qilishda yadroning elektr kvadrupol momenti deb nomlangan kattalik muhim ahamiyatga egadir. Yadroning elektr kvadrupol momenti (Q) bu atom yadrosidagi zaryad taqsimotining sferik simmetrik shakldan chetlanishini tavsiflovchi kattalikdir. U ko‘pchilik hollarda barn deb ataluvchi birlikda o‘lchanadi ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ sm}^2$).

Atom yadrosining elektr kvadrupol momenti ikki ko‘rinishga ega, ya’ni xususiy (ichki) kvadrupol momenti (Q_0) va kuzatiladigan (tashqi) kvadrupol momenti (Q). Yadroning asosiy holatida ushbu kattaliklar quyidagicha bog’langan bo‘ladilar:

$$Q = \frac{I(2I - 1)}{(I + 1)(2I + 3)} Q_0$$

bu yerda I – yadro spini.

Yadroning kuzatiladigan kvadrupol momenti o‘rtacha qiymatlarining nuklonlar soniga bog’lanishi 1.7-rasmda ko‘rsatilgan.



1.7-rasm. Kuzatiladigan kvadrupol momenti $\langle Q \rangle$.

Yadro kvadrupol momenti quyidagi xususiyatlarga ega:

1. Sehrli yadrolar ($Z, N = 2, 8, 20, 50, 82, 126$) kvadrupol momentlari nolga teng. Sehrli yadrolar sferik shakldagi yadrolar hisoblanadi.
2. Ularning qiymatlari sehrli yadrolardan uzoqlashganda ortib boradi va sehrli yadrolar orasidagi diapozonning o‘rtasida maksimal qiymatga erishadi.

3. Cho‘zilgan yadrolarning kvadrupol momentlari eng katta qiymatlarga ega bo‘ladi. Cho‘zilgan yadrolarning soni siqilgan yadrolar soniga nisbatan kamdir.

Bevosita hisoblashlar orqali bir jinsli zaryadlangan ellipsoidning xususiy kvadrupol momenti quyidagi ifoda bilan aniqlanishini ko‘rsatish mumkin:

$$Q_0 = \frac{2}{5} Ze(a^2 - b^2),$$

bu yerda a va b – mos ravishda ellipsoidning katta va kichik yarim o‘qlari.

Ichki kvadrupol moment yadro bilan bog’langan koordinatalar sistemasida zaryad yoki protonlar taqsimotining sferik shakldan chetlanishini aniqlaydi. Nuklonlar taqsimotining sferik shakldan chetlanishini ifodalash uchun deformatsiya parametri β deb nomlangan kattalik kiritilgan:

$$\beta = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi}{5}} \cdot \frac{\Delta R}{R} \approx 1,06 \frac{\Delta R}{R},$$

bu yerda R – radius, ΔR – deformatsiyalangan yadroning katta va kichik yarim o‘qlari farqi. Agar yadrodagи neytronlar va protonlar taxminan bir xil bo‘lsa, u holda Q_0 bilan deformatsiya parametri β o‘zaro quyidagicha bog’langan:

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} Z R_0^2 \beta.$$

Kuzatiladigan elektr kvadrupol momentlarini tajribada o‘lchash uchun magnit dipol momentlarini o‘lchashda qo‘llanilgan usullardan foydalaniladi.

1.6 – §. Statistika va juftlik.

Yarim butun spinga ega bo‘lgan barcha zarralar Fermi – Dirak statistikasiga bo‘ysunadi va ular uchun Pauli prinsipi o‘rinlidir.

Bunday zarralarga **fermionlar** deb ataladi.

Butun spinli barcha zarralar uchun Boze – Eynshteyn statistikasi o‘rinli bo‘ladi va bunday zarralarni **bozonlar** deb ataladi.

Kvant mexanikasida mikrozarralarning holati, holat funksiyasi $\Psi(\vec{r}, t)$ bilan beriladi. Bu funksianing kvadrati fazoning \vec{r} nuqtasida t – vaqtda zarraning bo‘lish ehtimolligini bildiradi.

$$W(\vec{r}, t) = \int I\Psi(\vec{r}, t)I^2 dV$$

Bu ehtimollik zarra koordinatalarining o‘ng yoki chap koordinatalar sistemasida o‘lchashiga bog’liq emas. O‘ng koordinatalar sistemasidan chap koordinatalar sistemasiga o‘tganda \vec{r} vektoring ishorasi teskariga o‘zgaradi, ya’ni $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$. Shunday qilib

$$I\Psi(\vec{r}, t)I = I\Psi(-\vec{r}, t)I$$

Bu ikki kompleks funksiya bir - biridan e ko‘paytma bilangina farqlanadi

$$\Psi(-\vec{r}, t) = e\Psi(\vec{r}, t)$$

yoki

$$\Psi(-\vec{r}, t) = \pm\Psi(\vec{r}, t)$$

chunki $e^{ia} = \pm 1$.

Demak, koordinatalarning ishorasini o‘zgartirganda funksianing ishorasi o‘zgarsa toq funksiya, o‘zgarmasa juft funksiya deyiladi. Juftlik P bilan belgilanadi va juft sistema uchun $P=1$, toq sistema uchun $P=-1$ bo‘ladi. Mikrozarralar uchun bu kvant soni katta ahamiyatga egadir.

Har bir zarra ikki juftlikka ham ega bo‘ladi. Masalan, proton uchun $P=1$ ga π – mezon uchun esa $P=-1$ ga teng.

Orbital momentga ega zarra uchun to‘la juftlik

$$P = P_{ij}(-1)^l$$

bu yerda P_{ij} – zarraning ichki jufti.

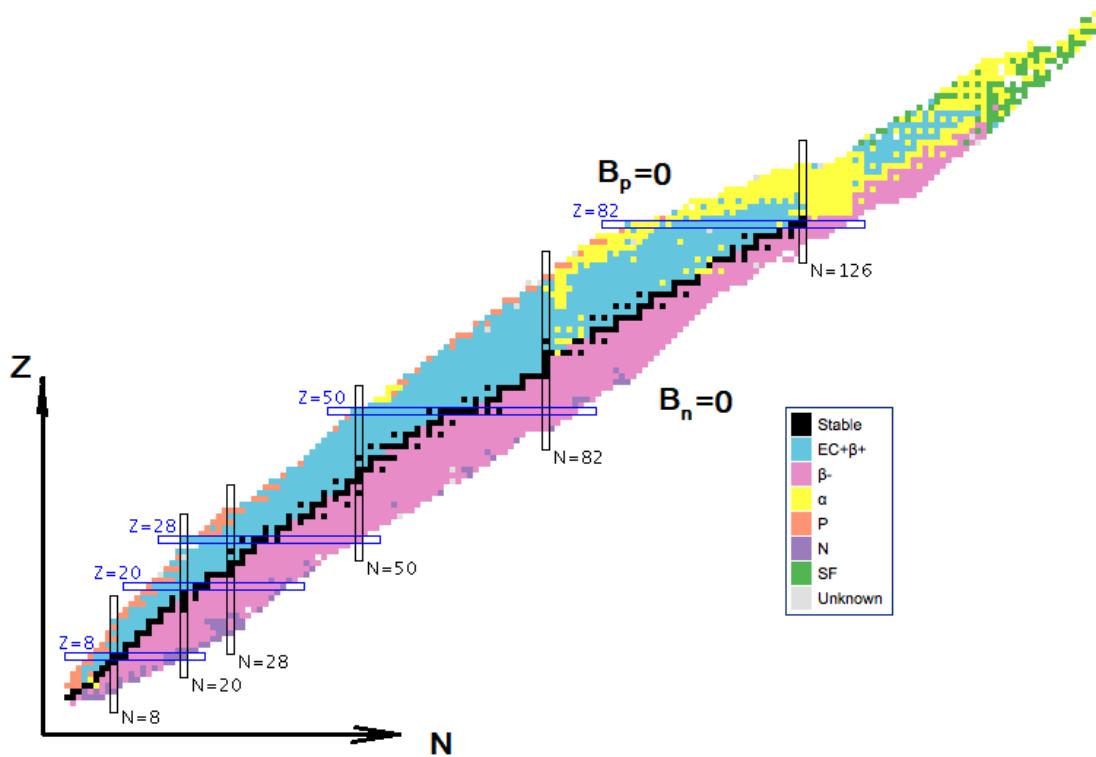
1.7 – §. Turg'un va uzoq yashovchi yadrolarning NZ – diagrammasi.

Hozirgi kunda 3000 nuklid (yoki yadro) mavjud. Shartli ravishda ma'lum bo'lgan yadrolarni ikkiga bo'lish mumkin:

1. Turg'un (stabil) va uzoq yashovchi ($T_{1/2} > 2 \times 10^5$ yil) yadrolar. Bularning soni 283 ga teng.

2. Radioaktiv yadrolar. Bularning soni 2500 dan ortiq.

1.8-rasmda turg'un (stabil) va uzoq yashovchi yadrolarning NZ – diagrammasi keltirilgan. Bu diagramma *Segre diagrammasi* ham deb ataladi.



1.8-rasm. Turg'un va uzoq yashovchi yadrolarning NZ – diagrammasi.

Ushbu diagrammada absissa o'qi bo'ylab neytronlar soni va ordinata o'qi bo'yicha protonlar soni bilan farq qiluvchi yadrolar joylashtirilgan. Yengil yadrolar sohasida izotoplar $N=Z$ chiziq bo'ylab joylashadi. Og'ir yadrolar uchun $N>Z$. Bunga Kulon o'zaro ta'siri sababchi bo'ladi. Kulon

o‘zaro ta’siri hisobga olinmasa hamma stabil yadrolar uchun $N < Z$ bajarilgan bo‘lar edi.

Diagrammadagi B_n va B_p – neytron va protonni ajratib olishi uchun zarur bo‘lgan energiya (nuklonni yadrodan uzib olish uchun zarur bo‘lgan minimal energiya).

$B_n=B_p=0$ holat, yadroga biriktirayotgan nuklon yadro tomonidan qamrab olinmaydigan vaziyatni anglatadi. Ya’ni yadro $B_n=0$ va $B_p=0$ chiziqdan tashqarida uzoq mavjud bo‘la olmaydi.

$B_n=0$ va $B_p=0$ chiziqlar orasida nuklonlar ajratib olish energiyasi noldan katta bo‘lgan nuklidlar sohasi joylashgan bo‘lib, ularning soni 5000 – 6000 ta yadro bo‘lishi mumkin. Bu son sun’iy yo‘l bilan olinishi mumkin bo‘lgan yadrolar sonini ko‘rsatadi. Diagramma ichida yadrolarning radioaktivligiga oid ham grafik keltirilgan bo‘lib, bunda yadroda protonlar yoki neytronlar soni o‘zgarganda qanday radioaktiv yadrolar hosil bo‘lishi ko‘rsatilgan.

Masalan, protonlar soni oshganda yadro neytron “defitsit” yadro bo‘ladi va unda β^+ – parchalanish sodir bo‘ladi. Aksincha yadroda neytronlar soni oshganda yadro proton “defitsit” yadro bo‘ladi va unda β^- – parchalanish sodir bo‘ladi. Og’ir yadrolar sohasida α – parchalanish va bo‘linish jarayonlari sodir bo‘ladi. O’ta og’ir yadrolarda bo‘linish jarayoni α – parchalanish jarayoniga nisbatan ustunlik qiladi.

II BOB

YADRO KUCHLARI

2.1 – §. Yadro kuchlari xususiyatlari

Yadro o'lchamlari bilan tanishgandan so'ng quyidagicha mulohaza yuritishimiz mumkin. Yadro tarkibidagi ikki proton orasida, Kulon qonuniga asosan, miqdori bo'lgan o'zaro itarishish kuchi ta'sir qilishi lozim. Og'ir yadrolarda (bu yadrolarda bir necha o'nlab protonlar mavjud) esa, kulon kuchining miqdori bir necha rming nyutonga yetadi. Bunday kuchlar ta'sirida yadrodaqil 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

$$F_{gr} = \gamma \frac{m_p \cdot m_p}{r^2} \approx 28 \cdot 10^{-36} N$$

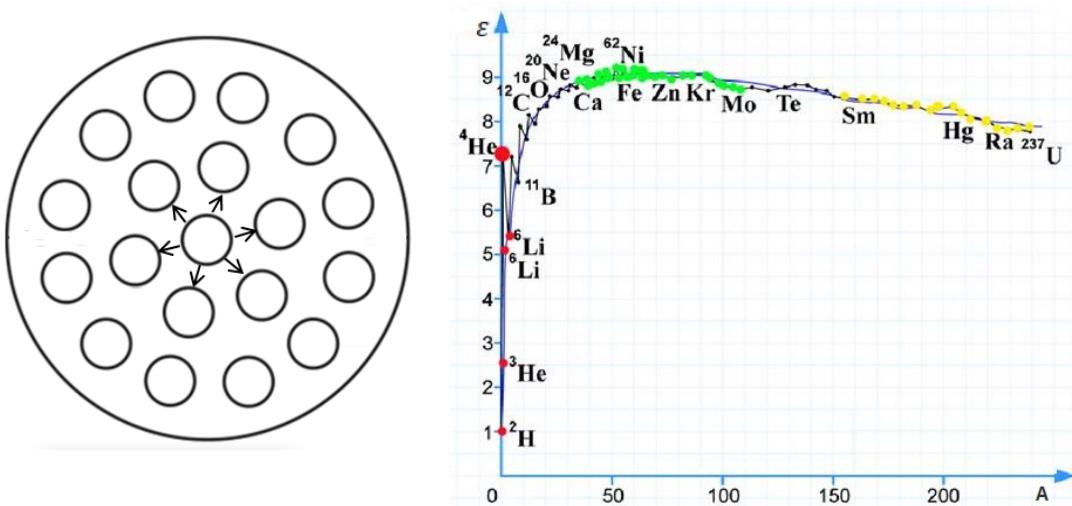
ga teng, ya'ni gravitatsion kuch kulon kuchidan taxrainan 10^{36} marta kichik. Shuning uchun, barqaror yadrolarning mavjudligini yadro ichida tortishish xarakteriga ega bo'lgan qudratli yadroviy kuchlar bilan tushuntiriladi.

Yadrolar katta bog'lanish energiyasiga ega bo'lganliklari uchun ularda katta intensivlikka ega bo'lgan o'zaro ta'sir mavjudligini ko'rsatadi. Yadro ichidagi nuklonlar orasidagi o'zaro ta'sir tortishish xususiyatiga ega bo'lib, u kulon o'zaro ta'sirdan ancha katta bo'ladi. Nuklonlar orasidagi ushbu o'zaro

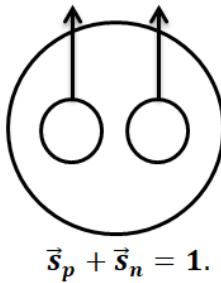
ta'sirni *kuchli o'zaro ta'sir* deb ataladi. Kuchli o'zaro ta'sir maydonini yadro kuchlari xarakterlaydi.

Yadro kuchlari quyidagi xususiyatlarga ega:

1. Tortishish xususiyati. Bu xususiyat neytron va protonlardan tashkil topgan stabil yadrolarning mavjudligidan kelib chiqadi.
 2. Yadro kuchlari qisqa masofada ta'sir qilishadi. Ularning ta'sir masofasi 10^{-15} m yoki 1 fm (femtometr).
 3. Yadro kuchlari tabiatda eng katta intensivlikka ega bo'lgan kuchdir. U elektromagnit o'zaro ta'sirga nisbatan $100 - 1000$ marta katta bo'ladi.
 4. Yadro kuchlari to'yinish xususiyatiga egadir. Yadro bog'lanish energiyasi W yadrodagи nuklonlar soniga A proporsional bo'lib, u A^2 proporsional emasligidan ushbu kuchning to'yinish xususiyati kelib chiqadi. Nuklonlar faqat yondosh nuklonlarga ta'sir qiladi. To'yinish xususiyati yadro kuchlarining qisqa masofada ta'sir qilishidan kelib chiqadi.



5. Yadro kuchlari nuklonlarning spin yo‘nalishiga ham bog’liq bo‘ladi. Buni deytron misolida ham ko‘rish mumkin. Spinlari antiparallel bo‘lgan bunday tizim mavjud emas.

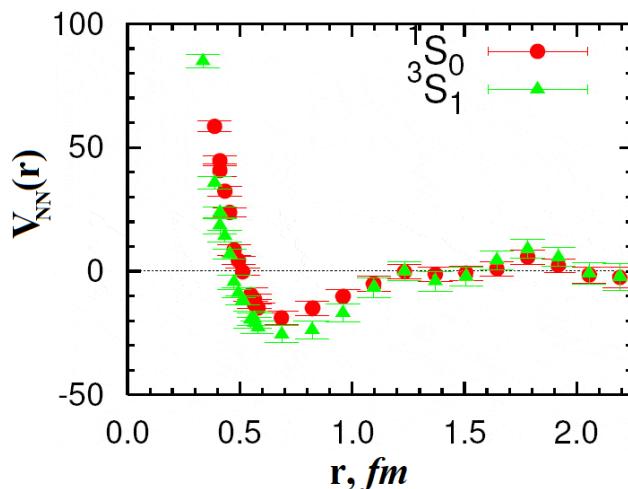


6. Yadro kuchlari nomarkaziy kuch hisoblanadi (kulon kuchi markaziy kuchdir).
7. Yadro kuchlari nuklonlar zaryadiga bog'liq emas. Neytron bilan neytron, neytron bilan proton va proton bilan proton orasidagi o'zaro ta'sir bir xil bo'ladi.

$$n - n \equiv n - p \equiv (p - p)_{yadro}$$

Nuklon – nuklon o'zaro ta'sir potensiali.

Ko'p sonli eksperimentlar natijalari shuni ko'rsatdiki, nuklon – nuklon o'zaro ta'sir potensiali radial bog'lanishga ega bo'lib uning ko'rinishi 2.1-rasmda keltirilgan.



2.1-rasm. Nuklon – nuklon o'zaro ta'sir potensiali radial bog'lanishi.

Rasmdan ko'rindan, $r_{NN} > 0.3 \text{ fm}$ masofada potensial manfiy (ya'ni nuklonlar orasida tortishish kuchi ta'sir qiladi). $r_{NN} > 0.3 \text{ fm}$ masofada tortishish kuchi itarish kuchiga almashadi. Bu grafikdan ko'rindan nuklonlar orasidagi masofa 1.5 fm ga yaqinlashsa yadro kuchlari paydo

bo‘ladi va u tortishish xususiyatiga ega bo‘lganligi uchun ular orasidagi masofa kamayib boradi. Nuklonlar orasidagi masofa $0,5 \text{ fm}$ dan kichik bo‘lsa, ular orasida itarish kuchlari vujudga keladi.

2.2 – §. Yadro kuchlarining mezon nazariyasi.

Zamonaviy tasavvurga asosan kuchli o‘zaro ta’sirni mezon deb nomlangan zarrachalar amalga oshirar ekan. Ushbu jarayonni tushunishdan oldin elektromagnit o‘zaro ta’sir qanday amalga oshishini ko‘rib chiqamiz. Bizga ma’lumki zaryadlangan zarrachalar o‘zaro elektromagnit maydon orqali o‘zaro ta’sirlashadi.

Kvant elektrodinamikasiga asosan, elektromagnit maydon fotonlar to‘plamidan iborat. Masalan, 2 ta elektronning elektromagnit o‘zaro ta’sirini ko‘rib chiqamiz. Elektron doimiy ravishda o‘zidan foton chiqaradi va yutadi. Natijada elektron atrofida foton shubasi (buluti) hosil bo‘ladi. 2 ta elektron o‘zaro ta’sir qilganda ular orasida fotonlar almashishi yuz beradi. Bu fotonlar bizga ma’lum bo‘lgan real fotonlardan farq qiladi va virtual fotonlar deb ataladi. Virtual zarrachalar deb, mavjudlik vaqtida aniqlab bo‘lmaydigan zarrachalarga aytildi. Tinch turgan elektron o‘zidan foton chiqaradi va yutadi. Tinch turgan elektron energiyasi, elektron va foton energiyalari yig’indisidan kichik bo‘ladi:

$$e^- \leftrightarrow e^- + \hbar\omega \quad (2.1)$$

(2.1) tenglamada energiya saqlanish qonuni buzilayotganga o‘xshaydi. Ammo virtual foton uchun bu o‘rinli emas. Geyzenberg noaniqligiga asosan virtual foton mavjud bo‘lgan Δt vaqt ichida ΔE energiya noaniqligi vujudga keladi: $\Delta t \Delta E \sim \hbar$. Binobarin, elektron tomonidan chiqarilayotgan virtual foton ushbu elektron yoki boshqa elektron tomonidan $\Delta t = \hbar/E$ vaqt ichida yutilsa, energiya saqlanish qonunini buzilishini kuzatib bo‘lmaydi. Agarda

elektronga qo'shimcha energiya uzatilsa, virtual foton haqiqiy fotonga aylanib qolishi mumkin.

Virtual fotonning qanday masofagacha ta'sir qilishini ko'rib chiqamiz.

$$l = c\Delta t = \frac{c\hbar}{E} = \frac{c\hbar}{\hbar\omega} = c/\omega$$

$\omega = 0$ dan cheksizlikkacha o'zgarishi mumkin. Bu yerdan elektromagnit o'zaro ta'sir masofasi 0 dan cheksizlikkacha davom etishi mumkin.

1935 – yilda yapon olimi Xideki Yukava (1907 – 1981) nuklonlar orasidagi kuchli o'zaro ta'sirni tashuvchi zarralar mayjud bo'lib, ularga og'ir fotonlar deb nom bergan. Ushbu zarrachalarning massasi elektron va nuklonlar massasining o'rtasida joylashgani uchun mezon deb nom berilgan. "Mezon" so'zi yunoncha boilb, "oraliq, o'rta" degan ma'noni bildiradi. 1947 – yilda ingliz olimi Puel va italyan olimi Okkialini kosmik nurlar tarkibida yangi zarracha, ya'ni π – mezonlarni kashf etishdi. Ushbu zarracha Yukava tomonidan 12 yil oldin aytilgan zarracha bo'lib chiqdi.

$$\pi - mezonlar 3 xil bo'ladi: \pi^+, \pi^-, \pi^0$$

$$q_\pi^\pm = |e| = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$$

$$q_\pi^0 = 0$$

$$m_\pi^\pm = 273 m_e (140 \text{ MeV})$$

$$m_\pi^0 = 264 m_e (135 \text{ MeV})$$

$$\pi - mezonlar spini: S=0$$

$$\text{Yashash vaqt} \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$$

$$\tau_\pi^\pm = 2,6 \cdot 10^{-8} \text{ s} \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \widetilde{\nu}$$

$$\tau_\pi^0 = 0,8 \cdot 10^{-16} \text{ s} \quad \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

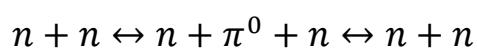
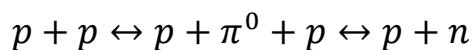
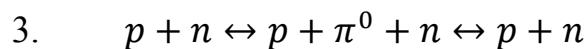
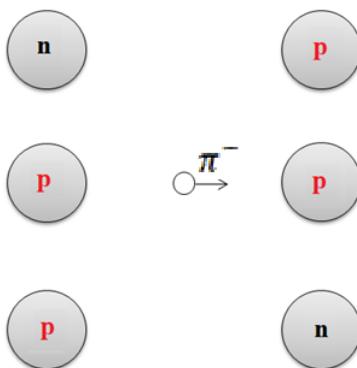
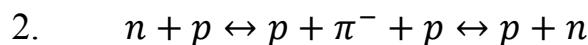
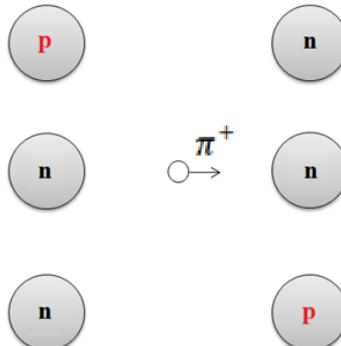
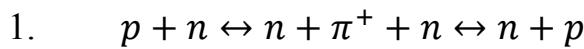
Demak, nuklonlar doimiy ravishda o'zidan π – mezonlarni chiqarib va yutib turadi. Natijada uning atrofida mezonlar shubasi (buluti) hosil bo'ladi. 2 ta nuklon virtual π – mezonlar orqali o'zaro ta'sir qiladi.

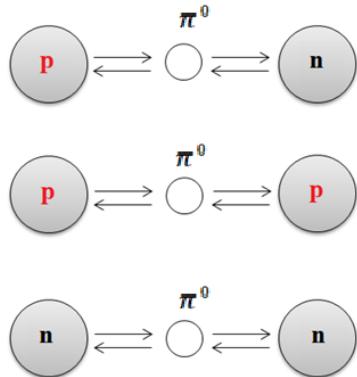
Bizga ma'lumki, elektrodinamik o'zaro ta'sirni tashuvchi zarrachalar, ya'ni fotonlarning ta'sir masofasi 0 dan ∞ gachadir. Ya'ni elektromagnit kuchlar to'yinmagan kuchlar hisoblanadi. Agar o'zaro ta'sirni tashuvchi zarrachalar tinchlikdagi massaga ega bo'lsa, ularning ta'sir masofasi kamayadi:

$$r = c\Delta t_{max} = \frac{c\hbar}{E_{min}} = \frac{c\hbar}{mc^2} = \frac{\hbar}{mc} = \lambda_c$$

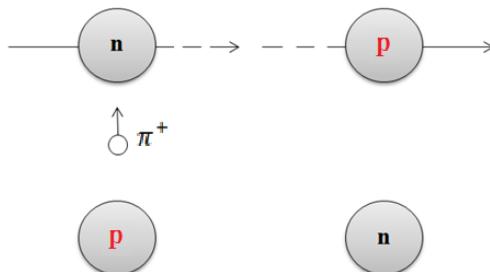
bu yerda, r – ta'sir masofasi, λ_c – zarraning kompton to'lqin uzunligi. Agar zarracha π – mezon bo'lsa, $r \sim 10^{-15} m$ atrofida bo'ladi.

Nuklonlar orasida kuchli o'zaro ta'sirning amalga oshish jarayoni bilan tanishib chiqamiz. Bu jarayon quyidagi 3 ta jarayon orqali amalga oshadi:





Ushbu 3 ta jarayondan birinchisi tajribada kuzatilgan, ya'ni:



Neytronni – p nuklon va uning atrofida aylanuvchi π – mezon ko‘rinishida tasavvur qilish mumkin.

$$\mu_n = -1,91\mu_B \quad \mu_p = +2,71\mu_B \quad \mu_B = e\hbar/2M_p c$$

2.3 – §. Izotopik spin.

Yadro o‘zaro ta’sir kuchining xususiyatlarini o‘rganish shuni ko‘rsatadiki, nuklonlarning o‘zaro yadroviy ta’siri zaryadga bog’liq bo‘lmash ekan, ya’ni proton bilan proton, proton bilan neytron va neytron bilan neytron orasidagi yadroviy o‘zaro ta’sir bir xil bo‘lar ekan.

$$(n - n) \equiv (p - p)_{yadro} \equiv (n - p)$$

Boshqacha so‘z bilan aytganda, proton va neytronlar aynan o‘xshash zarracha hisoblanadi. Shuning uchun ham bu zarrachalarga **nuklonlar** deb nom berilgan. Neytron va protonning aynan o‘xshash xususiyatini ifodalash uchun izotopik spin vektori deb nomlangan kattalik qabul qilingan.

Bundan tashqari neytron va protonlar massalari bir - biriga 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.

Nuklonlarning ta’sirlashuvi zaryadga bog’liq bo‘lmasligi yana qo‘sishimcha 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‘inishida.

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 ilgarilab 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 kabitidir. Izotopik spin T yarim butun, butun qiymatlar qabul qilishi mumkin. $T=0,1, 3/2, \dots$. Izotopik fazada $2T+1$ proyeksiyaga ega bo‘ladi. Bu aynan bir xil zarralar turli zaryad holatlar sonini xarakterlaydi. Izotopik spinning biror ξ – o‘qqa proyeksiyasi turlicha zaryadli zarralarga mos keladi. Izotopik spin $T=0$ bo‘lsa, bitta zaryad holat – singlet, $T=1/2$ bo‘lsa $N=2 \cdot 1/2+1=2$ – dublet, $T=1$ bo‘lsa 3 ta zaryad holati – triplet holatlar bo‘ladi.

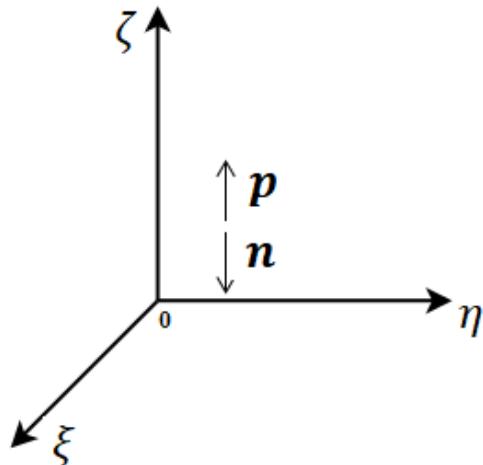
Izotopik spin vektoring formal izotopik fazodagi proyeksiyasi (proton va neytron uchun) quyidagiga teng (2.2-rasm):

$$T_\xi = +1/2 \text{ praton uchun},$$

$$T_\xi = -1/2 \text{ neytron uchun.}$$

Izotopik spin nuklon uchun $T=1/2$, $N=2T+1=2$ ikkita zaryad holati bo‘lishi mumkin. T ning ξ – o‘qqa proyeksiyalari $T_\xi = +1/2$ 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. Proyeksiyalari $T_\xi = 1(\pi^+)$, $T_\xi = 0(\pi^0)$, $T_\xi = -1(\pi^-)$ zaryad holatlariga mos keladi.



2.2-rasm. Izotopik spin vektorning formal izotopik fazodagi proyeksiyasi

Izotopik spinning o‘zgarish chegarasi:

$$|(N - Z)/2| < T < A/2.$$

Asosiy holatda yadroning izotopik spini uni tashkil qilgan nuklonlarning izotopik spinlarining algebrik yig’indisiga teng bo‘ladi. Yadroning izospini quyidagicha aniqlanadi:

$$T_\xi = \frac{Z - N}{2} = \frac{2Z - A}{2}$$

va

$$\vec{T} \geq \left| \frac{2Z - A}{2} \right|$$

bu yerda $\vec{T}_{max} = A/2$.

Yadroviy o‘zaro ta’sir xarakteri nuklon xiliga, ya’ni izotopik spin vektorining proyeksiyasiga bog’liq bo‘lmagani uchun u faqat T vektorning 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.

Kuchli o‘zaro ta’sirlarda izotopik spin saqlanish qonuni bajariladi. Elektromagnit o‘zaro ta’sirda izotopik spin proyeksiyasi saqlanadi.

2.4 – §. Paulining umumlashgan prinsipi.

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 prinsipiga bo‘ysunishi kerak. Umuman nuklonlar oddiy fazoda siljishlarga to‘g’ri keladigan uzlucksiz x , y , z – koordinatalar bo‘yicha va bitta spin holati hamda zaryadli holatiga mos keluvchi beshta erkinlik darajasiga egadir. Pauli prinsipiga ko‘ra ikkita aynan bir xil zarralar to‘lqin funksiyalari zarralar almashinuviga antisimmetrik bo‘lishi lozim. Bu esa koordinata, spin va izotopik spin proyeksiyalar to‘lqin funksiyalarining simmetrik yoki antisimmetrikligiga bog’liq.

Koordinatalar to‘lqin funksiyasi simmetrik yoki antisimmetrikligi orbital kvant soni l – ga bog’liq, l – juft bo‘lsa ($M: s$; d – holatlarda $l = 0,2\dots$) simmetrik, l ning toq qiymatlarida ($M: p; f$ – holatlarda $l = 1,3\dots$) antisimmetrik. Spinlar proyeksiyasi to‘lqin funksiyalari spinlar yig’indisi nol bo‘lsa, antisimmetrik, agar birga teng bo‘lsa simmetrik. Haqiqatdan ham Pauli prinsipi 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 2.1 – jadvalda keltirilgan:

2.1 – jadval.

Nuklonlar ta'sirlashuvida izotopik spin qiymatlari

Ikki nuklon sistemasi	T_ξ	T	Izotopik spin 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‘lqin funksiyalari antisimmetrik bo‘ladi.

- 1) $p - p$ – ta'sirlashuvda $T=1$, $l=0$, $S=0$. Izotopik spin to‘lqin funksiyasi simmetrik, chunki $T=1$ ga teng, 1 – 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, $\Psi_I \rightarrow \Psi_I(l=0)$, $\Psi_s \rightarrow -\Psi_s(s=0)$, $\Psi_\tau \rightarrow \Psi_\tau(T=1)$, $(-1)^{l+S+T} = (-1)^{0+0+1} = -1$. $n - n$ – ta'sirlashuv ham $p - p$ – ta'sirlashuv kabi bo‘ladi.
- 2) Xuddi shuningdek, $n - p$ ta'sirlashuvda ($T=l$, $l=0$, $S=0$) izotopik spin funksiyasi simmetrik, chunki n , p lar uchun $T=l/2$ o‘rin almashtirish bilan T – o‘zgarmaydi, spinlari antiparallel holatda, shuning uchun spin to‘lqin funksiyasi antisimmetrik bo‘ladi. Shunday qilib, $\Psi_I \rightarrow$

$\Psi_I(l = 0)$ simmetrik, $\Psi_s \rightarrow -\Psi_s(s = 0)$ antisimmetrik, $\Psi_\tau \rightarrow \Psi_\tau(T = 1)$ simmetrik bo‘ladi.

$$(-1)^{l+s+t} = (-1)^{0+0+1} = -1$$

3) $n - p - ta'$ sirlashuv spinlari bir xil yo‘nalgan $T=0; l=0; S=1$, u holda

$$(-1)^{l+s+t} = (-1)^{0+1+0} = -1.$$

Yuqoridagilardan ko‘rinib turibdiki, S – holatda (izotopik spin kvant sonini inobatga olinganda) istalgan ikkita nuklon ta’sirlashuv to‘lqin funksiyalari antisimmetrik Pauli prinsipini 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‘lqin 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:

$$(-1)^{l+s+t} = (-1)^{l+s+0} = -1 \quad S = 0$$

$$(-1)^{l+s+t} = (-1)^{l+s+1} = -1 \quad S = 1$$

Shunday qilib, nuklonlar ta’sirlashuvini koordinata, spin va izotopik spin kvant sonlari orqali ifodalab, Paulining umumlashgan prinsipiiga bo‘ysunishini ko‘rsatish mumkin.

III BOB

ATOM YADRO MODELLARI

3.1 – §. Yadro modellari

Ma'lumki, atom yadrosi, o'zaro kuchli ta'sirlashuvchi proton va neytronlardan iborat murakkab kvantomexanik sistemadir. Bunday murakkab zarra bo'lgan atom yadrosining to'la nazariyasini yaratish uchun biz yadrodagи nuklonlarning o'zaro ta'sir kuchlarini tabiatи va hossalarini mukammal bilishimiz zarur. Lekin hozirgi kunda bu kuchlarning tabiatini va xossalarni to'la tushuntirib beruvchi yagona nazariya yaratilgan emas. Buning asosiy sabablaridan biri ko'p zarrali klassik yoki kvant sistemalar muammosining yechilmaganligidir. Yadrolarning tasvirlovchi kattaliklarini hisoblash uchun zamonaviy hisoblash mashinalarining quvvati hatto massa soni – A ning kichik qiymatlari, ya'ni yengil yadrolarning to'la xossalarni hisoblashga ham yetmaydi. Shuning uchun real yadrolarning xarakteristikalarini emas, balki matematik va fizik jihatidan soddalashtirilgan yadro modellari deb ataladigan har xil sistemalarini tavsiflovchi kattaliklarini hisoblashga to'g'ri kelmoqda.

Yadro xususiyatlari haqidagi masalani ma'lum darajadagi yaqinlashuv bilan matematik talqin qilishga va soddalashtirishga olib keladigan shu kabi har qanday fizik tasavvurlar, farazlar to'plami "model" deb ataladi. Bunday soddalashtiruvchi faraz va tasavvurlarga asoslangan har qanday model yadro xususiyatlari haqidagi fizikada mavjud bo'lgan bilimlarning xulosasi va umumlashuvidan iboratdir. Mutlaqo ravshanki, har qanday oddiy model murakkab kvant mexanik sistema bo'lmish barcha yadrolarning xususiyatlarini hammasini aks ettira olmaydi. Shuning uchun yadroning

umumlashgan va tugallangan nazariyasi va modeli mavjud emas va har bir model qo'llanish sohasiga qarab chegaralangan bo'ladi. Yadro modelining "kuchi" uning qator yadrolar to'plamining qancha ko'p xossalari tajribada kuzatiladigan qiymatlariga yaqin bo'lgan qiymatlarini nazariy hisoblab berishida va ularni oldindan aytib berilishida (bashoratida) ko'rindi.

Har bir modelning qo'llanish chegarasi mavjud bo'lib, u yoki bu modelni tadbiq etish mumkinligi haqida uning xossalari tajribadan aniqlangan yadro xususiyatlarini tushuntirishdagi yutuqlari va kamchiliklari solishtirilgandan keyingina hukm chiqarish mumkin. Yadro strukturasining modellari asosan ikki yo'naliшda rivojlangan. **Birinchi yo'naliш** – kuchli o'zaro ta'sir modellari, bu modelga ko'ra yadro o'zaro kuchli ta'sir etuvchi va o'zaro kuchli bog'lanishda bo'lgan zarralar majmuasi sifatida tasavvur qilinadi. Bu guruhdagi modellarga – suyuq tomchi modeli, alfa zarra modeli, kollektiv va umumlashgan yadro modellari kiradi. **Ikkinci yo'naliш** – erkin zarralar modelidir. Bu modellarda qabul qilinishiga har bir nuklon yadroning boshqa nuklonlarining o'rtachalashtirilgan maydonida deyarli bog'liqsiz erkin ravishda harakatlanadi. Bu guruhga Fermi – gaz modeli, potensial o'ra modeli, umumlashtirilgan yoki kollektiv modeli va optik modellarni kiritish mumkin.

Yadro modellarining turlari. Endi yadroning ko'p ishlatiladigan ba'zi zamonoviy modellariga to'xtalib o'taylik.

Yadroning gidrodinamik (tomchi) modeli 1936 – yilda N.Bor tamonidan taklif qilingan. Yadroning tomchi modeli yadrodagи nuklonlarning ba'zi xossalari suyuqlik tomchisidagi molekulalarning xossalari o'xshashligiga asoslangan. Masalan yadrodagи nuklonlarning o'zaro ta'sir potensiali suyuqlikdagi molekulalarning o'zaro ta'sir potensiali kabi qisqa ta'sirni ifodalovchi potensial bo'lib, ta'sir kuchlari to'yinganlik xossasiga egadir. Tomchining hajmi undagi zarralar soniga proporsional. Yadroning suyuqlik tomchisidan asosiy farqi shundaki, yadro zaryadga ega

siqilmaydigan suyuqlik bo‘lib, u kvant mexanikasi qonunlariga bo‘ysunadi. Bu modelga quyida batafsilroq to‘xtalamiz.

Yadroning qobiq modeli. Yadro fizikasi rivojlanishining dastlabki davrida kuzatishlar shuni ko‘rsatdiki, tarkibidagi neytron yoki protonlar soni 2, 8, 20, 50, 82, 126 (sehrli sonlar) bo‘lgan yadrolar davriy jadvalda ularning yon atrofidagi boshqa elementlarning yadrolariga nisbatan mustahkamligi va turg‘un izotoplarining ko‘pligi hamda tabiatda ko‘p tarqalganligi bilan ajralib turar ekan. Agarda yadrodagи neytronlar soni 2, 8, 20, 50, 82, 126 ga teng bo‘lsa bu yadrolarning neytronlarni qamrab olish kesimi juda kichik bo‘ladi, agarda yadrodagи protonlar soni 2, 8, 20, 50, 82 ga teng bo‘lsa bu yadrolarni protonlarni qamrab olish kesimi juda kichik bo‘lar ekan. Bu holat atom fizikasidagi inert gazlarning atomlariga o‘xshash holatni eslatadi. Ma’lumki, inert gazlar boshqa elementlar bilan juda qiyin kimyoviy reaksiyaga kirishadi, bu atomlarning qobiq tuzilishiga ega ekanligi va inert gazlarning tashqi qobiqlari elektronlar bilan butunlay to‘ldirilganligi bilan tushuntiriladi.

M. Geppert – Maer, I.X.D. Yensen, 1950 – yilda shu o‘xshashlikdan kelib chiqib, yadroning qobiq modelini taklif qilishdi. Yadrodagi barcha nuklonlar birgalikda markaziy – simmetrik $V(r)$ potensialni hosil qiladi va har bir nuklon o‘zaro bog’liq bo‘lmagan holda shu potensial maydonda harakat qiladi. Bu potensialga spin – orbital ta’sir potensiali ham qo‘shilgan.

Ko‘p elektronli atomlardagi elektronlar markaziy Kulon maydonida harakat qilib, diskret energetik sathlarni (qobiqlarni) Pauli prinsipiga ko‘ra to‘ldirib borgani kabi, yadrodagи nuklonlar ham diskret energetik sathlarni Pauli prinsipini xisobga olingan holda to‘ldirib boradi va go‘yoki yadroning qobiqlarni hosil qiladi.

Asosiy holatdagи yadroning qobiqlari eng quyi energetik sathdan boshlab to‘ldiriladi, bunda bitta kvant holatda bitta proton va bitta neytron joylashishi mumkin. Qobiqlari nuklonlar bilan butunlay to‘ldirilgan yadrolar

mustahkam bo‘ladi. Yadroning qobiq modelidagi asosiy faraz – bu nuklonlarning markaziy maydondagi mustaqil harakati bo‘lib, bu gidrodinamik (tomchi) modeli g’oyasiga ziddir.

Shuning uchun bu model tomchi model asosida tushuntirilgan yadroning xarakteristikalari bo‘lmish, bog’lanish energiyasi, massasini hisoblashda kerakli natijani bermaydi.

Yadroning qobiq modeli yadroning spini, magnit momenti, turli yadrolarning mustahkamligini, ularning ba’zi xossalari davriy o‘zgarishini yaxshi tushuntiradi. Ushbu model yengil va o‘rtayadrolami hamda yadrolarning asosiy (uyg’onmagan) holatlarini tushuntirishda yaxshi natija beradi. Qobiq model sehrli sonlarning to‘g’ri qiymatlarini olish bilan birga boshqa yana ba’zi toq yadrolarning xossalari tushuntirishda foydalilanadi. Model deformatsiyalangan yadrolarning xossalari tushuntirishda ayniqsa muhim o‘ringa egadir.

Og’ir ionlar bilan 30 – 40 MeV/nuklon energiyalarda kechadigan yadro reaksiyalari va og’ir elementlarni yadrolarini sintez qilish bo‘yicha eksperimental natijalarni tushuntirishda ham yadroning qobiq modeli katta ahamiyatga egadir.

Yadroning kollektiv modeli – ushbu modelda yadroni barcha qobiqlari to‘ldirilgan mustahkam ichki qism – o‘zak va o‘zak nuklonlari hosil qilgan markaziy maydonda harakat qiluvchi tashqi nuklonlardan tuzilgan deb tasavvur qilinadi. O‘zak tashqi nuklonlar ta’siri natijasida o‘z shaklini o‘zgartirishi mumkin, ya’ni tebranadi. O‘zakning harakati gidrodinamik tenglamalar yordamida ifodalanadi. Tashqi nuklonlar esa bu nuklonlar bilan o‘zaro ta’sirlashuv natijasida o‘zgaruvchi o‘zak maydonida harakat qiladi.

Qo‘zg’alish energiyasining kichik qiymatlarida ($E_{qo\cdot z} < 4$ MeV) qator yadrolarda energetik sathlarning ketma – ketligi kuzatiladi, bu sathlarni yadro sirtining garmonik tebranishi yoki deformatsiyalangan yadroning butunligicha aylanishi natijasida hosil bo‘lgan deb izohlash mumkin. Bunday

harakatlar yadroning kollektiv erkinlik darajasi bilan bog'liq. Bu energetik sathlarning kollektiv harakat bilan bog'liqligi esa sathlar orasidagi katta kvadrupol momentiga ega bo'lgan elektromagnit o'tishlarning intensivligini yuqoriligidan ko'rindi. Nuklonning yadrodan chiqib ketish ostona energiyasidan uyg'onish energiyasi katta bo'lganda yadroning kollektiv sathlari yadro reaksiyalari kesimlarida keng pik sifatida namoyon bo'ladi va ular gigant multipol rezonanslar deyiladi. Ulardan eng kattasi bu gigant dipol rezonanslardir. Sferik simmetrik juft – juft yadro sirtlarining tebranma harakat energetik spektrlarini besh o'lchovli garmonik ossilyator modeli asosida tushuntirish mumkin. Bunda sirtning tebranishi agarda amplitudasi kichik bo'lsa, suyuq tomchi sirtining garmonik tebranishi kabi qaraladi. Juft – juft yadrolarning aylanma harakat energetik spektrini esa aksial – simmetrik rotator modeli asosida tushuntirish mumkin. Neytronlarning protonlarga nisbatan tebranishi bilan bog'liq bo'lgan gigant rezonanslarni gidrodinamik model asosida ifodalanadi.

Yadroning umumlashgan modeli O.Bor va B.Mottelson tomonidan taklif qilingan ushbu model yadrodagи kollektiv va ichki erkinlik darajalarining o'zaro ta'sirlashishini hisobga oladi. Uyg'onish energiyasi katta bo'lganda holat zichligi murakkab va katta bo'ladi buni ifodalashda odatda statistik fizika usullaridan foydalaniladi. Bu model yadroning statistik modeli deyiladi va u asosan temperatura, entropiya, fluktuatsiya kabi makroskopik tushunchalarga asoslanadi. Yadrolarning bu xarakteristikalari asosan yadro reaksiyalarini tushuntirishda ishlatiladi.

Tashqi nuklonlarning ta'siri natijasida yadroning o'zagi deformatsiyalanadi va u nosferik – cho'zilgan yoki siqilgan ellepsoid shaklga ega bo'ladi va buning asosida ba'zi yadrolarning katta kvadrupol momentga ega bo'lishi tushuntiriladi. Deformatsiyalangan yadro deformatsiya o'qiga perpendikulyar o'q atrofida aylanma harakat qilishi mumkin, bu esa uyg'ongan yadroning aylanma harakat spektrini

tushuntiradi. Umumlashgan modelda yadroning to‘la spini tashqi nuklonlarning harakat miqdori momentlari bilan deformatsiyalangan o‘zakning harakat miqdori momentlari yig’indisidan iborat bo‘ladi. Bu modelda yadroning bir zarrali va kollektiv energetik sathlari tushunchasi kiritilgan va ularning energiyasi, spini va juftligini aniqlash mumkin.

3.2 – §. Tomchi modeli.

Endi biz yadroning eng avvalgi modeli bo‘lgan tomchi modeliga batafsilroq to‘xtalib o‘tamiz.

Eng dastlabki yadro modellaridan biri, 1936 – yilda N.Bor tomonidan taklif qilingan Tomchi modelidir. Bu model yadro reaksiyalarining ba’zi xossalari hamda og’ir yadrolarning qo‘zg’almagan ya’ni asosiy holatini va ularni bo‘linishini tushuntirish uchun 1939 – yilda N.Bor va D.Uiler ulardan mustasno ravishda Y.I.Frenkel tomonidan muvaffaqiyatli qo‘llanilgan.

Tomchi modeli asosan og’ir yadrolar uchun qo‘llaniladi. Yadroni tomchi deb qarashga uning quyidagi xossalari asos bo‘lib xizmat qiladi.

1. Yadro moddasining zichligi hamma yadrolar uchun bir xil bo‘lib, suyuqlik tomchisining zichligi kabi uning o‘lchamiga bog’liq emas va uning kattaligi $\rho = 10^{14} \text{ g/sm}^3$ ga teng bo‘lib, uni hech bir makroskopik jism (neytron yulduzlar zichligini hisobga olmasa) zichligi bilan solishtirib bo‘lmaydi. Yadroning zichligini bunchalik katta bo‘lishiga sabab uning massasini juda kichik hajmda mujassamlashganlidadir. Makroskopik jismni zichligini hisoblashda biz uning massani yadrolarning hajmlari yig’indisiga bo‘lmay, balki uning hajmidan juda katta bo‘lgan hajmga bo‘lamiz va shuning uchun kichik qiymatni olamiz.

2. Yadrodagi nuklonlarning o‘zaro ta’sir kuchlari qisman, bir qarashda, suyuq tomchining tashkil qilgan molekulalarning o‘zaro ta’sir kuchlariga o‘xshab ketadi. Ma’lumki, bu kuchlar qisqa ta’sir etuvchi bo‘lib,

kichik ta'sir radiusiga ega, shuning uchun molekula tomchidagi hamma molekulalar bilan ta'sirlashmay, balki faqat o'z atrofidagi chekli molekulalar bilangina ta'sirlashadi. Xuddi shu kabi yadroda ham nuklonlar hamma nuklonlar bilan emas balki, qisqa ta'sirlashuv kuchlarining ta'sir doirasi ichida yotgan nuklonlar bilan o'zaro ta'sirlashadi. Bundan tashqari yadro kuchlari to'yinganlik xususiyatiga ega. Turg'un holatidagi yadroning nuklonlari orasiga ma'lum masofa mos keladi. Natijada, xuddi suyuq tomchidagi kabi, nuklonlari maxsus holatga ega bo'lgan, yadroning sirt qatlami mavjud bo'ladi. Uyg'onmagan holatdagi yadro, odatda sferik shaklga yaqin shaklda bo'ladi, shuning uchun uning sirtiga yaqin nuklonlar qatlami qo'shimcha sirt energiyasiga ega bo'ladi.

3. Suyuqlik tomchisidagi molekulalarning o'zaro ta'sir kuchlari gaz atomlari orasidagi ta'sir kuchlariga nisbatan juda katta bo'lganligi sababli molekulalar orasidagi to'qnashuvlar soni ham juda ko'p bo'ladi, ya'ni molekulalarning erkin yugurish yo'li tomchining o'lchamiga nisbatan juda kichik bo'ladi. Yadroning tomchi modelida ham nuklonlarning o'zaro kuchli bog'langanligi sababli ularning erkin yugurish yo'li yadroning radiusiga nisbatan juda kichik bo'ladi. Natijada nuklonlarning o'zaro to'qnashishlar soni ham juda ko'p bo'ladi va ularning harakatlari mustaqil bo'lmay, balki o'zaro bog'liq bo'lib qoladi.

4. Yadrodagi nuklonlar o'zaro kuchli ta'sir orqali bog'langan bo'lishiga qaramay, ular tinimsiz harakatda bo'ladi va o'zaro ko'p marta to'qnashib turadi. Yadroning asosiy holatdagi energiyasi minimal qiymatga ega bo'lib, u tashqi ta'sir natijasida diskret o'zgaradi va birorta uyg'ongan holatiga o'tadi. Yadrodagi nuklonlarning o'zaro kuchli bog'langanligi sababli bu qo'zg'алиш energiyasi hamma nuklonlarning orasida tez taqsimlanadi va qo'zg'алган yadroning sirti, xuddi g'alayonlangan suyuq tomchi sirti kabi, intensiv tebrana boshlaydi. Nuklonlarning ko'p marta to'qnashishlar natijasida ma'lum bir vaqtda, fluktuatsiya hisobiga ortiqcha

energiya sirtiga yaqin bitta nuklonda mujassamlashishi mumkin va agarda bu energiya nuklonlarning o‘rtacha bog’lanish energiyasidan katta bo‘lsa, u nuklon yadrodan uchib chiqib ketishi mumkin. Shunday qilib, nuklonning yadrodan bu holda chiqishi, molekulalarning suyuq tomchi sirtidan bug’lanishiga o‘xshaydi. Yadrodagi nuklonlarning soni, tomchidagi molekulalar soniga nisbatan farqli o‘laroq, chekli bo‘lganligi sababli energiyaning fluktuatsiyasining ehtimolligiga mutanosib bo‘ladi. Bundan yadro qancha og’ir bo‘lsa, bu ehtimollik shuncha kichkina bo‘lishi va yadroning tabiiy radioaktiv yemirilishiga moyilligi kelib chiqadi.

5. Suyuqlik tomchisidagi kabi yadroda ham kuch markazi mavjud bo‘lmay, bu kuch vazifasini sirt taranglik kuchi o‘ynaydi. Shuning uchun uyg’onmagan holatdagi yadroning va tomchining shakli sferik bo‘ladi. Demak, sferik yadroning sirt energiyasi ham minimal bo‘lib, uning shakli sferadan og’sa, sirt energiyasi ham yetarlicha katta bo‘ladi.

Endi real yadroning xossalari o‘rtasidagi farqlarga to‘xtalib o‘taylik.

1. Molekulalar orasidagi ta’sir kuchlari elektromagnit ta’sir tabiatiga ega. Yadroviy ta’sirlashuv esa qisqa ta’sir xususiyatiga ega bo‘lgan maxsus turdagи kuch bo‘lib, uni elektromagnit ta’sirga keltirish yoki u orqali tushuntirib berish mumkin emas. Yadroviy ta’sirning masofaga bog’liqligi ham elektromagnit ta’sirnikidan qat’iyan farq qiladi va u nuklonlarning kvant holatlariga ham bog’liqdir.

2. Suyuq tomchining qismlarini harakatini klassik fizikaning dinamik qonunlari yordamida ifodalash mumkin. Yadrodagi nuklonlarning soni kam bo‘lganligi sababli ularning harakatlari har doim kvant mexanikasi qonunlariga bo‘ysunadi va shuning uchun klassik qonunlarini qo‘llash mumkin emas.

3. Tajriba kuzatuvlari natijasiga ko‘ra tomchi modeli yordamida nuklonlarning bog’lanish energiyasini yetarlicha katta aniqlikda hisoblovchi yarim empirik formula birinchi bo‘lib nemis olimi Veytszekker tomonidan

yozilgan bo‘lib, u 100 dan ortiq og’ir yadrolarning bog’lanish energiyalarini to‘g’ri qiymatlarini beradi va quyidagicha ifodalanadi:

$$\varepsilon_{bog'} = a_1 A - a_2 A^{\frac{2}{3}} - a_3 Z^2 A^{\frac{1}{3}} - a_4 (A - 2Z)^2 A^{-1} + a_5 A^{-3/4} \delta \quad (3.1)$$

Bu yerda a_1, \dots, a_5 va δ – doimiy kattaliklar bo‘lib, ularning qiymatlari quyidagilarga teng:

$$a_1 = 15,75 \text{ MeV}; \quad a_2 = 17,8 \text{ MeV};$$

$$a_3 = 0,71 \text{ MeV}; \quad a_4 = 23,7 \text{ MeV};$$

$$a_5 = 34 \text{ MeV}$$

$$\delta = 1 \text{ agarda } A, Z \text{ va } N \text{ juft sonlar bo‘lsa,}$$

$$\delta = 0 \text{ agarda } A \text{ toq ya’ni } Z \text{ juft, } N \text{ toq, yoki } Z \text{ toq } N \text{ juft bo‘lsa,}$$

$$\delta = -1 \text{ agarda } A \text{ juft ya’ni } Z \text{ toq, } N \text{ toq bo‘lsa.}$$

Ushbu formula Z va N larning berilgan qiymatlari asosida 1 % dan kichik aniqlikda yadrolarning bog’lanish energiyalari yoki massalarini hisoblash imkonini beradi.

Endi (3.1) ifodaga kirgan har bir hadlarga alohida to‘xtalib o‘taylik. Ifodadagi birinchi had yadro kuchlarining to‘yinganlik xossasidan kelib chiqadi, ya’ni har bir nuklon faqat atrofidagi eng yaqin nuklon bilan ta’sirlasha oladi. Natijada ko‘p nuklonli yadrolarning bog’lanish energiyasi nuklonlar soni o‘zgarganda massa soni A ga mutanosib ravishda o‘zgaradi va bu had hajmiy had ham deyiladi.

(3.1) ifodaning ikkinchi hadi yadro sirt taranglik energiyasining yadrodagи nuklonlarning bog’lanish energiyasiga ta’sirini ifodalaydi. Haqiqatdan ham, yadro sirtidagi nuklonlar qolgan boshqa ichkaridagi nuklonlar tomonidan tortishish kuchi ta’sirida bo‘lganligi sababli qolgan nuklonlarga nisbatan qo‘srimcha energiyaga ega bo‘ladi. Bu energiya yadro sirti yuziga mutanosib bo‘ladi.

(3.1) ifodaning uchinchi hadi yadro dagi protonlarning Kulon ta'sirlashish energiyasi bilan bog'liq. Bu modelda protonlarning zaryadi sfera ichida tekis taqsimlangan deb qaraladi.

(3.1) ifodaning to'rtinchi va beshinchi hadlari – yadro dagi nuklonlarning ichki tuzilishini va yadroning qobiq tuzilishini hisobga olish natijasida hosil bo'lgan bo'lib, mos ravishda simmetriya va juftlashish hadlari deyiladi.

Yadroning tomchi modeli og'ir yadrolarning massalarini aniqlash bilan birga ularning α, β radioaktiv yemirilish xossalari va og'ir yadrolarning bo'linish sabablarini tushuntirib beradi. Ya'ni, agar protonlarning kulon itarishish energiyasi sirt taranglik energiyasidan katta bo'lsa yadro sirt deformatsiyasiga nisbatan barqaror bo'la olmay qoladi va o'z – o'zidan ikki bo'lakka parchalanib ketadi. Yadroning bo'linishiga nisbatan barqarorlik sharti:

$$\frac{Z^2}{A} < 46,52 \quad (3.2)$$

bu tajriba natijalariga mos keladi.

Tomchi modelini yadroni qo'zg'algan holati xossalari tushuntirishda foydalanish yaxshi natijalar bermaydi.

Hozirgi kunda og'ir ionlar ishtirokida kechadigan yadro reaksiyalarining ba'zi xususiyatlarini tushuntirishda ham yadroning bu modeli ko'proq ishlataladi.

Yadroning tomchi modeli qator yadrolarning bog'lanish energiyasi yoki massalarini hisoblashda yaxshi natijalar bergan bo'lishiga qaramasdan uning imkoniyatlari chegaralangan. Bu modelda yadroning shakli, sirti va sirt tarangliklari kabi tushunchalardan foydalanilgan, lekin bu tushunchalar kvant mexanik sistemalar uchun qo'llanilishi mumkin emas.

3.3 – §. Fermi – gaz modeli.

Yadroning qobiq modelini ko‘rib chiqishdan oldin uning eng sodda ko‘rinishi bo‘lgan Fermi – gaz modeliga to‘xtalib o‘taylik. Bu modelga ko‘ra yadro o‘zaro ta’sirlashmaydigan nuklonlarning ideal gazidan iborat deb qaraladi.

Yadroni tashkil qiluvchi nuklonlar $\hbar/2$ spinga ega bo‘lib, ular Fermi – Dirak statistikasiga bo‘ysunadi. Fermionlar uchun Pauli prinsipi o‘rinli bo‘lib, bu prinsipga ko‘ra fermionlar bir vaqtning o‘zida bir xil holatlarga ega bo‘la olmaydi, ya’ni aynan bir xil holatda, bir energetik sathda spin yo‘nalishlari bilan farq qiladigan faqat ikkita proton yoki ikkita neytron bo‘lishi mumkin.

Mikrozarralarning Pauli prinsipiga amal qiluvchi bunday sistemasi aynigan **Fermi – gaz** deb ataladi. Aynigan Fermi – gazida nuklonlar qariyb bir - biri bilan to‘qnashmaydi va o‘zaro ta’siri ham juda kuchsiz deb qaraladi.

Shuning uchun yadroning barcha nuklonlari Pauli prinsipiga ko‘ra yadroning o‘rtacha maydoni hosil qilgan potensial o‘rada eng pastgi sathdan tortib Fermi energiya sathi deb ataladigan E_f sathgacha bo‘lgan hamma sathlarni ketma – ket egallaydi. Nuklonning maksimal kinetik energiyasi quyidagiga teng

$$E_f = \frac{P_f^2}{2M} \quad (3.3)$$

maksimal impuls

$$P_f = \hbar(9\pi)^{1/3} \frac{1}{2r_0} \quad (3.4)$$

bu yerda $r_0 = (1,2 - 1,4)10^{-15} m$.

Shunday qilib, Fermi – gaz modelida asosiy holatda yadroning nuklonlari noldan boshlab Fermi energiyasigacha bo‘lgan barcha energiya

sathlarini egallaydi. (3.3) foydalanib bir nuklonga to‘g’ri keladigan o‘rtacha energiyani hisoblab chiqish mumkin

$$\langle E \rangle = \frac{1}{A} \int_0^{P_f} \frac{P}{2m} dp = \frac{3}{5} E_f^n \quad (3.5)$$

$$E_f^n = \frac{\hbar^2}{2Mr_0^2} \left(\frac{n}{A}\right)^{\frac{2}{3}} \approx 54 \left(\frac{n}{A}\right)^{\frac{2}{3}} MeV \quad (3.6)$$

bu yerda (3.6) formula $n=Z$ bo‘lsa protonlar, $n=A - Z$ bo‘lsa neytronlar uchun o‘rinli bo‘ladi.

Shunday qilib, $\langle E \rangle = 20,4 MeV$ ekanligini topamiz. Nuklonlarning tinch holatdagi energiyasi $1000 MeV$ bo‘lganligi uchun $\langle \frac{\sigma}{c} \rangle \approx \frac{20,4}{1000} \approx 0,2$, ya’ni Fermi – gaz modeli bo‘yicha qilingan hisob – kitoblar nuklonlarning norelyativistik talqinini tasdiqlaydi.

Yadroning ushbu modeli eng sodda model bo‘lib, u yadroning ba’zi xarakteristikalarini tez baholash bo‘yicha hisoblashlarda qo‘llaniladi.

3.4 – §. Qobiq modeli.

Bir zarrali modelda o‘zaro ta’sirlashmaydigan nuklonni yadrodagи hamma nuklonlar tomonidan hosil qilgan potensial maydonidagi harakati ko‘riladi. Bunday potensial o‘rada harakat qilayotgan nuklonlarning energetik orbitasi sezilarli energetik oraliq bilan ajralib to‘plangan holda qobiqlar hosil qiladi. Bunday modelga qobiq model deb ataladi.

Yadro xususiyatlarini ifodalashda nima uchun bunday model, ya’ni mustaqil zarralar modeli qo‘llaniladi?

Qator eksperimental ishlarda yadroning eng pastki qo‘zg’algan holati energiyasining massa soniga davriy bog’liqligi aniqlangan. Yadro spinlari, magnit va kvadrupol momentlarini o‘lchash ularning yadroni tashkil etuvchi nuklonlar soniga ham bog’liqligini ko‘rsatadi. Protonlar yoki neytronlar soni 2, 8, 20, 50, 82, 126 ga teng bo‘lgan yadrolar barqaror bo‘lib, tabiatda

ko‘proq tarqalganiigi ma’lum bo‘ldi. N va Z lar 2, 8, 20, 50, 82, 126 ga teng bo‘lganda, yadroning qator xossalaring o‘zgarishi shunchalik kuchli bo‘ladiki, fiziklar bu sonlarga “sehrli sonlar” deb atadilar. Sehrli sonlarning mohiyati yadroning qobiq modeli asosida tushuntiriladi.

Yadro massasining zichligi katta ($2 \cdot 10^{14} \text{ g/sm}^3$) bo‘lishiga qaramasdan, nuklonlar yadro ichida bir - biri bilan to‘qnashmay, o‘zaro moslashgan holda harakat qiladi deb faraz qilinadi.

Mayer va Yensinning keyingi nazariy ishlar bilan tasdiqlangan gipotezasiga ko‘ra yadrodagи har bir nuklon bir - biridan mustasno boshqa nuklonlar tomonidan hosil qilingan o‘rtacha effektiv kuch maydonida harakat qiladi. Bu potensial maydonning harakati, xususan uning simmetriyasi nuklonlarning yadro ichidagi fazoviy taqsimotiga esa o‘z navbatida, nuklonlarning soniga va ular o‘rtasidagi ta’sirlashuv qonuniyatiga bog’liqdir. Tajribalarning ko‘rsatishicha, yadroning o‘rtacha maydon potensiali yadrodagи modda taqsimotiga mos kelar ekan. Nuklon uchun potensial o‘raning chuqurligi yadro ichida deyarli doimiy va chegarada keskin ravishda nolga tushadi. Potensialning shakli taxminan quyidagi taqsimot bilan beriladi:

$$U(r) = U_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - R}{a}\right) \right]^{-1}$$

bu yerda yuqoridagi ifodadan, a – diffuziya masofasi ($a \approx 0,510 \cdot 10^{-13} \text{ sm}$), $R = 1,33 \cdot A^{\frac{1}{3}} \cdot 10^{-13} \text{ sm}$, $U_0 \approx 50 \text{ MeV}$. Lekin bu potensial bilan qilinadigan hisoblar juda ko‘p mehnat talab qiladi. Shuning uchun ba’zan soddaroq potensiallardan foydalaniladi. Ko‘p hollarda, sferik – simmetrik to‘g’ri burchakli potensial o‘ra va garmonik ossillyator potensiallaridan foydalaniladi. Nuklonlarni yadroda sochilishini tajribada o‘rganishi shuni ko‘rsatadiki, ossillyator potensiali ko‘proq yengil yadrolar uchun qo‘l kelsa, to‘g’ri burchakli potensial o‘ta og’ir yadrolarni xossalarni o‘rganish uchun ko‘proq qo‘l kelar ekan. Real yadro potensiali esa bu

potensiallar orasida yotgan potensial bo‘lishi mumkin. O‘rtacha yadro potensiali tezlikka bog’liq bo‘lishi kerak. Odatda potensialning tezlikka bog’liq qismi nuklonni massasini effektiv massa bilan almashtirish yo‘li bilan kinetik energiyaga kiritilib yuboriladi. Bu holda o‘rtacha yadro potensiali statik potensialligicha qoladi. Cheksiz chuqur sferik ossillyator potensial o‘rasi uchun sathlarning ketma – ketligini ko‘rib chiqaylik

$$V(r) = \frac{m\omega_0^2 r^2}{2} - V \quad (3.7)$$

bu yerda, m – nuklon massasi, ω_0 – klassik ossillyatorning tebranish chastotasi.

Shredinger tenglamasi

$$\left(-\frac{\Delta}{2m} + V(r) - E \right) \Psi = 0 \quad (3.8)$$

Yuqorida (3.7) uchun quyidagi yechimga egamiz

$$\Psi_{ne} = \frac{U_{ne}(r)}{r} Y_{et}(\nu, \varphi) \quad (3.9)$$

Sferik funksiya $Y_{et}(\nu, \varphi)$ orbital moment l^2 va uning Z o‘qidagi proyeksiyasi L ning xususiy funksiyasidir. (3.5) ning radial kesimi $U_{ne}(r)$ quyidagi tenglamani qanoatlantiradi

$$\left\{ -\frac{1}{2m} \frac{d^2}{dr^2} + V(r) + \frac{1}{2m} \frac{l(l+1)}{r^2} - E \right\} U_{ne} = 0. \quad (3.10)$$

Bu tenglamaning xususiy qiymati quyidagiga teng

$$E_N = \left(N + \frac{3}{2} \right) \hbar\omega_0 - V, \quad (3.11)$$

bu yerda, $N=0,1,2,\dots$ ya’ni $N=2n + l - 2$, n – radial funksiyasi $U_{ne}(r)$ ning tugunlar soni. Har bir xususiy qiymat E_n ga l ning har xil qiymatlariga to‘g’ri keluvchi xususiy funksiya to‘g’ri kelganligi sababli E_n – ayniganidir. Agarda N juft son bo‘lsa, l ham juft, ya’ni 0, 2, 4, ... N . Agarda N toq son bo‘lsa, l ham toq, ya’ni 1, 3, 5, ... N bo‘ladi.

Berilgan N da aynigan holatigacha zarralarning maksimal soni

$$n_N = \sum_e 2(2l + 1) = (N + 1)(N + 2) \quad (3.12)$$

$$\sum_N n_N = \frac{1}{3}(N_0 + 1)(N_0 + 2)(N_0 + 3) \quad (3.13)$$

Garmonik ossillyatorning sathlari holatini quyidagi to‘rtta kvant sonlar tavsiflaydi: orbital moment l ($0, 1, \dots$), to‘la moment $j(l + \frac{1}{2})$ va $j(l - \frac{1}{2})$ qiymatlarni qabul qiladi. To‘la moment proyeksiyasi $m, -j$ dan $+j$ gacha bo‘lgan $2j+1$ qiymatga ega n berilgan son l da sathlar $1, 2, 3, \dots$ tartibini ko‘rsatadi. l ning berilgan qiymati uchun quyidagicha belgilash qabul qilingan

$$l = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10$$

$$s, p, d, f, j, h, i, k, l, m, n$$

Sathlarni belgilashda oldin n , so‘ng orbital moment qo‘yiladi. Pastki indeks to‘la moment j ni qiymatini ko‘rsatadi. Masalan, yozuv berilgan sath uchun $n = 2, l=2, j = 5/2$ ekanligini ko‘rsatadi.

Jumladan bu sath 6 karra turlangan, chunki bu holda $2j+1 = 6$.

Quyidagi jadvalda ossillyatorning $N = 0$ dan $N = 6$ gacha bo‘lgan qobiqlar sathlar energiyasi, har bir aynigan holatga to‘g ‘ri keladigan zarralarning maksimal soni n_N va ularning to‘la sonikeltirilgan.

3.1 – jadvaldan ko‘rinishicha garmonik ossillyator uchun yadrolarda nuklonlar soni $2, 8, 20, 70, 112, 168$ bo‘lgandagina turg‘un qobiqlar vujudga keladi.

3.1 – jadval.

Garmonik ossilloyator cheksiz chuqur o‘rasidagi bitta zarrali holatlari

N	E_n/W_0	(n, l) – holatlar	n_N	$\sum_N n_N$
0	$3/2$	$1s$	2	2
1	$5/2$	$1p$	6	8
2	$7/2$	$2s 1d$	12	20
3	$9/2$	$2p 1f$	20	40

4	11/2	3s 2d 1g	30	70
5	13/2	3p 2f 1h	42	112
6	15/2	4s 2d 2g 1i	56	168

Dastlabki uchta 2, 8, 20 sonlar “sehrli sonlar” ga to‘g’ri keladi. Bundan “sehrli sonlar” ni hammasini bera oladigan yangi potensial shaklini topishimiz zarurligi aniqlanadi.

Bu sohada ko‘p urunishlardan so‘ng nuklonni spinini hisobga olish zarrurligi topildi va kuchli spin – orbital ta’sir quyidagi potensial orqali hisobga olinadi:

$$V_{es} = -V_{es}(r)\vec{l}\vec{s} \quad (3.14)$$

Bu yerda $\vec{l} = \vec{r} \times \vec{p}$, \vec{s} – nuklon spini

$$V_{es}(r) \approx \frac{1}{2} \frac{dV(r)}{dr}$$

Spin – orbital kuchlar sathlarining to‘la momenti j bo‘yicha aynishini bekor qiladi. Endi

$$\vec{s}^2 = (\vec{l} + \vec{s})^2 = l^2 + s^2 + 2(\vec{l}, \vec{s}) \quad (3.15)$$

tenglikdan foydalanamiz va (3.13) potensialning takroriy qismlari uchun quyidagi holatlarga ega bo‘lamiz

$$(\vec{l}, \vec{s}) = \frac{1}{2}(j^2 - l^2 - s^2) = \begin{cases} \frac{1}{2}l, & j = l + \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2}(l+1), & j = l - \frac{1}{2} \end{cases} \quad (3.16)$$

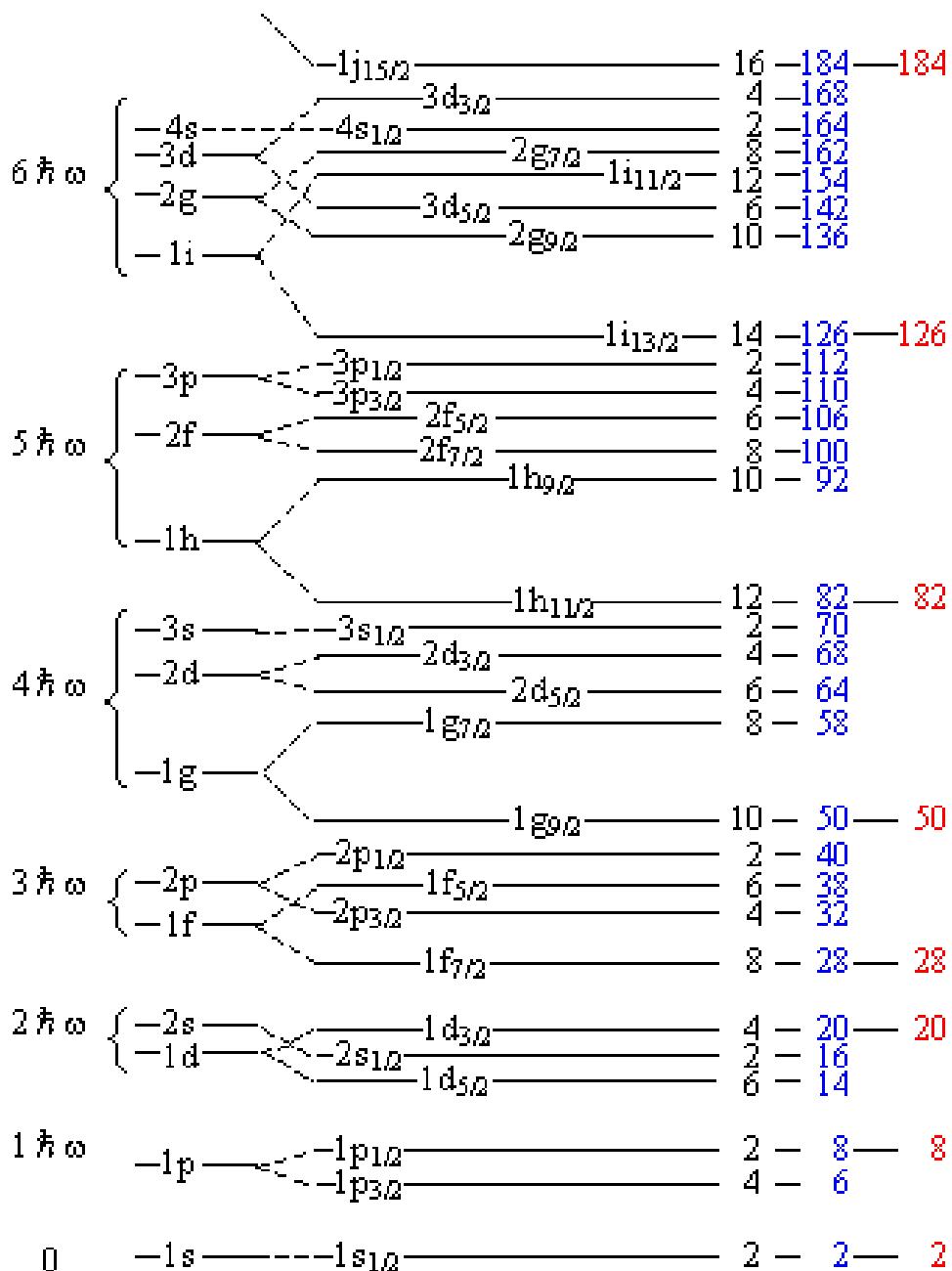
Shunday qilib, energiya sathlarining $l + \frac{1}{2}$ va $l - \frac{1}{2}$ sathlargacha ajralishi nuklon spini va uning orbital momentining o‘zaro ta’siridan ekan. Spin orbital ta’sirini hisobga olganda hamma “sehrli sonlar” ni osongina olish mumkin.

Spin – orbital ta’sir hisobga olinganda to‘lqin funksiya quyidagicha bo‘ladi

$$\Psi_{neji}(r, v, l) = -\frac{U_{nlj}(r)}{r} Y_{eji}(v, \varphi)$$

$$Y_{eji} = \sum_{m_e, m_s} <lm_e\left(\frac{1}{2}\right)m_s | jm> Y_{em}(\varphi, \vartheta) \chi_{\frac{1}{2}}(m_s)$$

Spin – orbital ta'sirining mavjudligi ko'pgina tajribalar orqali isbotlangan bo'lib, bunga sathlaring $j = l = \frac{1}{3}$ bo'yicha parchalanish misoldir. Ayniqsa, bu parchalanish tugallangan va to'ldirilgan qobiqdan tashqari bitta nukloni bo'lgan yoki bitta nukloni yetishmaydigan yadrolarda aniq ko'rildi.



3.1-rasm. Qobiq potensialida bitta zarrali sathlar. Vuds – Sakson potensialida sathlarni tasvirlash sxemasi keltirilgan bo‘lib, bunda chapda spin – orbital o‘zaro ta’sirni hisobga olmagan holda, o‘ngda esa hisobga olgan holda. Shakl qavslar bitta qobiqqa kirgan sathlarni birlashtiradi. Qora rangda bir sondagi nuklonlar uchun vakant o’rinlar soni berilgan, ko’k rang bilan zarralar to‘liq soni berilgan, qizil rang bilan esa “sehrli” sonlar ko’rsatilgan.

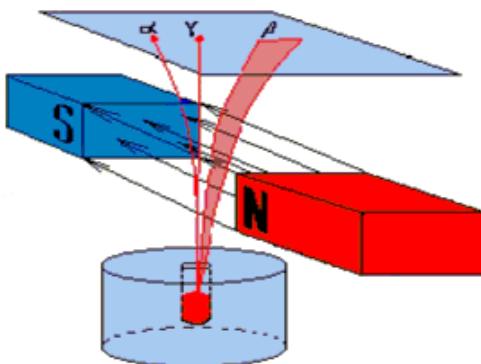
Spin – orbital parchalanish (tilinish) orbital harakat miqdori l ning ortishi bilan ortib boradi. Shuning uchun sathlarning tilinishi l lari katta bo‘lgan og’ir yadrolarda muhimroq ahamiyat kasb etadi. Ya’ni berilgan l ning qiymatida $j = l + \frac{1}{2}$ li sath $j = l - \frac{1}{2}$ sathdan pastda yotadi. U sath uchun aynish darajasi $2j + 1 = 2l + 2$ bo‘ladi. Momenti $j = l - \frac{1}{2}$ bo‘lgan yuqoridagi sath karrali aynigan bo‘ladi. (3.9) formulaga ko‘ra $N = 3$ qobiqni to‘la to‘ldiruvchi nuklonlar soni 40 ta, bunga yaqinroq “sehrli son” esa 3.1-rasmida $lg_{9/2}$ holatning xillanishi 10 ekanligi ko’rsatilgan. $lg_{9/2}$ sathli energiyasi spin orbital kuchlar ta’sirida kamayadi va ossilyatorning $N = 3$ qobig’iga kirib qoladi. Shuning uchun unda nuklonlarning to‘la soni 50 ga yetib, to‘g’ri “sehrli” qobiqni to‘ldiruvchi sonni olamiz. Xuddi shunday mulohazalarni $1h_{11/2}$ sath ustida ham yuritish mumkin. Bu sath uchun zarra soni 12 ga teng.

Energiyasi bo‘yicha ozgina pastga siljib $N = 4$ bo‘lgan ossillyator qobig’iga kirib qoladi va bu sath 82 “sehrli” songa olib keladi. $1i_{13/2}$ energiya sathi pasayib $N = 5$ qobiqqa kirib qoladi va unga 14 nuklon qo‘silib 126 “sehrli” nuklonlar sonini hosil qiladi. Ushbu mulohazalar 3.1-rasmida, ya’ni proton va neytronlar uchun spin – orbital o‘zaro ta’sir hisobga olingan holdagi yadro sathlarining diagrammasida o‘z aksini topgan.

IV BOB

RADIOAKTIVLIK

4.1 – §. Radioaktivlik hodisasining umumiyl tavsifi.



**4.1-rasm. Nurlarning
og‘ishi**

Radioaktivlikning kashf etilishi atom tuzilishi haqidagi ta’limot ta taqqiyotida katta ahamiyatga ega bo‘ldi. Radioaktivlikni (lotinchadan radio – nurlanish, radius – nur va activus – ta’sirchan) 1896 – yilda fransuz olimi Anri Bekkerel kashf etdi. A. Bekkerel uran metalli birikmalari bo‘lgan ruda ko‘zga ko‘rinmaydigan, ammo

fotoplastinkaga ta’sir qiladigan maxsus nurlar chiqarishini payqadi. Agar qorong’i uyda bir parcha uran rudasi fotoplastinka ustiga bir necha kun qolyilsa, so‘ngra plastinka ochilsa, unda ruda parchasining tasviri tushib qoladi. Radioaktivlik hodisasini Bekkerel anashu yo‘l bilan topgan. Bekkerel kashfiyotidan ko‘p o‘tmasdanoq bunday ko‘zga ko‘rinmas nurlarni boshqa moddalar ham chiqarishi aniqlangan. Barcha bunday moddalar radioaktiv moddalar deb, moddalarning bunday nurlar chiqarish xususiyati esa radioaktivlik deb atala boshlangan.

Radioaktivlik hodisasini o‘rganish sohasida fransuz olimlari Mariya Sklodovskaya – Kyuri va Pyer Kyurilar katta xizmat ko‘rsatdilar. Ular bir necha tonna uran rudasini qayta ishlab, u vaqtgacha ma’lum bo‘lmagan metalldan bir grammga yaqin miqdorda topishgan. Bu metallning radioaktivligi uranning radioaktivligidan bir necha million marta ortiq

bo‘lgan. Olimlar bu metallni radiy deb atashgan (radiy – nurli demakdir, lotincha radius – nur so‘zidan olingan). Olimlar, radioaktivlik parchalanishiga tabiatdagi qanday kuchlar ta’sir eta oladi, uni tezlashtiradi yoki sekinlashtiradi? Degan savolga javob izlay boshladilar. Diqqat bilan o‘tkazilgan tekshirishlar juda yuqori yoki juda past temperaturalar ham, kuchli elektr va magnit maydonlari ham, yuqori bosim va tezlanishlar ham, kuchli kimyoviy reaktivlar ham radiyning energiya sochish xususiyatiga ta’sir eta olmasligini ko‘rsatdi. Shuning uchun Pyer va Mariya Kyurilarning quyidagi tajribasi zo‘r qiziqish uyg’otdi. Ular radiy donachasini magnit maydoniga qo‘yib, dastavval bir jinsli bo‘lgan radioaktiv nurlar dastasi maydon ta’sirida ikki dastaga ajralishini payqadilar. Bu dastalardan birida radioaktiv zarrachalar oldingi yo‘nalishda to‘g’ri chiziq bo‘ylab harakatlanadi, ikkinchisid a esa bir tomonga og’ib, o‘z yo‘lini o‘zgartiradi. Nurlarning og’ish yo‘nalishi va burchagiga qarab, og’uvchi nurlar manfiy zarralar oqimi ekanligi ishonch hosil qilish mumkin. Juda sinchiklab tekshirishlar bu nurlarning elektronlar ekanligini ko‘rsatdi. Uchib chiqayotgan elektronlarning tezliklari xilma - xil bo‘lib chiqdi. Magnit maydon ta’sirida og’uvchi dastada tezliklari yorug’lik tezligiga yaqin tezlik bilan harakatlanuvchi elektronlar ham uchraydi. Radioaktiv nurlarning magnit maydonida og’maydigan qismi qanday tabiatga ega ekanligini aniqlashgina qoldi. Ingliz fizigi Ernest Rezerford bu masalani hal qilishga kirishdi. Avvalo, Rezerford ancha kuchli magnit maydonni olib, er – xotin Kyurilar tajribasini takrorlab ko‘rishga ahd qiladi. Bunda u diqqatga sazovor bo‘lgan quyidagi fakt ni payqadi. Radioaktiv nurlarning Pyer va Mariya Kyurilar tajribasida magnit maydoni ta’sirida og’maydigan qismi kuchli magnit maydonda ikkita dastaga ajralishi ma’lum bo‘ldi. Bu dastalardan biri magnit maydon ta’sirida mutlaqo og’may, to‘g’ri chiziq bo‘ylab boradi, ikkinchisi esa elektronlarning og’ish yo‘na lishiga qarama – qarshi tomonga bir oz og’di. Rezerford o‘z tajribasi natijalarini tahlil qilib, radioaktiv

nurlarning bu qismi musbat zaryadlangan zarrachalar oqimidan iborat degan xulosaga keladi. Ushbu tajribadagi nurlar dastalariga yunon alifbosining dastlabki uchta harfining nomi berilgan: alfa (α) – nurlar, beta (β) – nurlar va gamma (γ) – nurlar. Tajriba natijalarini tahlili shuni ko‘rsatdiki, alfa – nurlar geliy atomining yadrolari oqimi, beta – nurlar tez harakatlanayotgan elektronlar oqimi, elektr va magnit maydonida hech yoqqa og’maydigan gamma-nurlar esa elektromagnit nurlanish bo‘lib, elektr omagnit to‘lqinlar shkalasida rentgen nurlardan keyin joylashgan.

Radioaktivlik parchalanish hodisasining tarixini umumlashtirib quyidagi ketma – ketlikda keltirish mumkin:

- 1896 – yilda A.Bekkerel uran radioaktivligini kashf qilgan.
- 1898 – yilda Mariya Skladovskaya – Kyuri va Shmidtlar toriyning radioaktivligini kashf etadi.
- 1898 – yilda Pyer va Mariya Kyurilar poloniy va radiylarni kashf etganlar.
- 1899 – yilda Rezerford tomonidan alfa – va beta – nurlanishlar identifikasiya qilingan.
- 1900 – yilda Villard tomonidan gamma-nurlanishning tabiatini aniqlaydi.
- 1902 – yilda Rezerford va Soddilar tomonidan radioaktiv parchalanish qonuni kashf etilgan.
- 1917 – yil Gan tomonidan izomeriyaga birinchi qadam qo‘yilgan.
- 1928 – yilda Gamov, Genri, Kondonalar tomonidan alfa – radioaktivlik nazariyasi yaratilgan.
- 1930 – yilda alfa – spektrning strukturasi o‘rganilgan.
- 1933 – yilda Frederik va Iren Jolio – Kyurilar sun’iy radioaktivlikni kashf etganlar.
- 1934 – yilda E.Fermi tomonidan beta – parchalanish nazariyasi yaratilgan.

• 1935 – yilda I. Kurchatov va boshqalar tomonidan sun’iy radioaktiv yadrolarning izomeriyasi kashf etildi.

• 1935 – yilda Alvarets K – qamrash hodisasini kashf etgan.

Yadroning o‘z – o‘zidan bir yoki bir nechta zarralar chiqarib parchalanishi (yemirilish) hodisasiga *radioaktivlik* deb ataladi. Radioaktivlik hodisasi yuz beradigan yadrolarga *radioaktiv yadrolar* deyiladi. Radioaktiv bo‘lmagan yadrolarni esa turg’un (*stabil*) *yadrolar* deyiladi. Radioaktiv parchalanish jarayonida yadroning massa soni A va zaryadi Z o‘zgaradi.

Radioaktiv parchalanish yuz berishi uchun energetik shart bajarilishi zarur, ya’ni radioaktiv parchalanayotgan yadroning massasi parchalanishda hosil bo‘lgan zarralar va bo‘laklarning massalari yig’indisidan katta bo‘lish sharti. Radioaktivlikning zaruriy, lekin yetarli bo‘lmagan shartidir. Radioaktiv parchalanish uning sodir bo‘lish vaqtin, nurlanayotgan zarralar turi, ularning energiyasi, agar bir nechta zarralar chiqayotgan bo‘lsa, ularning o‘zaro uchib chiqish burchaklari, boshlang’ich va oxirgi holatdagi yadrolarning spinlarining yo‘nalishi hamda uchib chiquvchi zarralarning spinlarini yo‘nalishlari bilan tavsiflanadi.

Radioaktiv yadrolarning yashash vaqtлari sekunddan yil oralig’ida yotadi. Odatda sekunddan yilgacha bo‘gan vaqt radiotexnik usulda, sekunddan kichigi esa yadroning energetik sathi kengligini o‘chagan holda munosabatdan foydalanib topiladi. Radioaktiv yadrolarning yashash vaqt yemirilishda ajralgan energiyaga bog’liqidir. Agarda bu energiya kichik bo‘lsa, yashash vaqt keskin ortadi, lekin bu holda yashash vaqt boshlang’ch va oxirgi holatdagi yadrolarning spinlari farqiga kuchli bog’liq bo‘ladi.

Biz faqat α , β va γ – parchalanishlarni ko‘rib chiqamiz. Radioaktiv parchalanish har doim ekzotermik, ya’ni energiya ajralishi bilan yuz beradigan jarayondir. Radioaktiv parchalanishda ajralgan E energiya quyidagi munosabat bilan aniqlaniladi:

$$M_i c^2 = M_f c^2 + \sum_s m_s c^2 + E \quad (4.1)$$

Bu yerda M_i, M_f, M_s – mos ravishda boshlang'ich yadro, oxirgi yadro va uchib chiqayotgan zarralar massalaridir.

4 .2 – §. Radioaktiv parchalanish jarayonlarini sinflarga bo‘lish

Hozirgi kunda quyidagi ko‘rinishdagi parchalanishlar ma’lum:

- α – parchalanish (4_2He yadrolarning chiqishi);
- β – parchalanish $e^\pm, \nu_e, \bar{\nu}_e$);
- γ – parchalanish;
- spontan (o‘z – o‘zidan) bo‘linish;
- nuklonlar chiqishi (bitta proton yoki neytron, ikkita proton):
- klasterlar chiqishi (${}^{12}C$ dan ${}^{32}S$ gacha bo‘lgan yadrolar).

Hozirgi kunda ma’lum bo‘lgan hamma radioaktiv parchalanishlar jarayonlarini sinflarga bo‘llib chiqildi. Ushbu ma’lumotlar 4.1 – jadvalda keltirilgan.

4.1 – jadval.

Radioaktiv parchalanishlar turlari.

Parchalanish turi	Parchalanishda ishtirok etuvchi zarralar	Ikkilamchi nuklid
<i>Yadro chiqishi bilan sodir bo‘ladigan</i>		
α – parchalanish	Yadrodan chiqqan α – zarra	(A – 4, Z – 2)
Praton chiqishi	Yadrodan chiqqan praton	(A – 1, Z – 1)
Neytron chiqishi	Yadrodan chiqqan neyrton	(A – 1, Z)
Qo‘sh neytron emissiyasi	Yadrodan bir vaqtida chiqqan qo‘sh neyrton	
Spontan bo‘linish	Yadro ikki yoki bir necha kichik yadrolarga parchalanadi	
Klaster parchalanishlar	Yadrodan α – zarradan katta ammo birlamchi yadrodan kichik bo‘lgan yadro	(A – A ₁ , Z – Z ₁ +(A ₁ ,Z ₁))

Beta parchalanish turlari		
β^- – parchalanish	Yadro elektron va antineytrino chiqaradi	(A, Z+1)
β^+ – parchalanish	Yadro pozitron va neytrino chiqaradi	(A, Z – 1)
Elektron qamrash	Yadro orbital elektronni qamrab oladi va neytrino chiqaradi	(A, Z – 1)
Qo'shaloq β – parchalanish	Yadro ikkita elektron va ikkita antineytrino chiqaradi	(A, Z+2)
Qo'shaloq elektron qamrash	Yadro ikkita orbital elektronni qamrab oladi va ikkita neytrino chiqaradi.	(A, Z – 2)
Pozitron emissiyasi bilan sodir bo'ladigan elektron qamrash	Yadro orbital elektronni qamrab oladi va bitta pozitron va ikkita neytrino chiqaradi.	(A, Z – 2)
Qo'shaloq pozitron chiqadigan parchalanish	Yadro ikkita pozitron va ikkita neytrino chiqaradi.	(A, Z – 2)
Gamma-nurlanishlar (yadro holatlari orasidagi o'tish)		
Gamma-parchalanishlar	Uyg'ongan yadro yuqori energiyali foton (gamma-nurlar) chiqaradi.	(A, Z)
Ichki konversiya	Uyg'ongan yadro o'z energiyasini orbital elektronga beradi va uni atomdan chiqarib yuboradi.	(A, Z)

4.3 – §. Radioaktiv parchaianishning asosiy qonunlari.

Radioaktiv parchalanishlar statistik hodisa hisoblanadi. Muayyan radioaktiv moddadagi barcha atomlar ayni bir vaqtida parchalanmaydi. Ularning ba'zilarida bu jarayon juda qisqa vaqtida bo'lsa, boshqalarida esa juda uzoq vaqt davomida sodir bo'ladi.

Bundan radioaktiv parchalanish hodisasi statistik hodisa ekanligi, ya'ni noturg'un yadroni qachon parchalanishni oldindan aytish mumkin emasligi

va bu jarayon ehtimollik qonunlari asosida o‘tishi kelib chiqadi. Ushbu jarayonni tavsiflovchi kattaliklarda eng muhimi bu vaqt birligi ichida parchalanish ehtimolligi, ya’ni parchalanish doimiysi λ hisoblaniladi. Agarda N ta bir xil turg’un bo‘lmagan yadrolarni olsak, u holda birlik vaqt ichida o‘rtacha λN ta parchalanadi. Bu kattalik **aktivlik** deyiladi. Aktivlik shu radioaktiv yadrolardan iborat preparatning nurlanish intensivligini ko‘rsatadi. Aktivlik bu radioaktiv yadrolarning parchalanish tezligi.

Xalqoro SI sistemasida aktivlik birligi qilib, 1 sekunddagи parchalanishlar soni qabul qilingan, y a’ni 1 parchalanish/s. Bu birlik Bekkerel (Bk) deb ham aytildi. $1 \text{ Bk} = 1 \text{ parch./s}$. Bundan tashqari quyidagi sistemadan tashqari birliklar qo‘llaniladi:

$$1 \text{ Rezerford} = 1 \text{ Rd} = 10^6 \text{ Bk};$$

$$1 \text{ Kyuri} = 1 \text{ Ku} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bk};$$

$$1 \text{ mKu} = 10^{-3} \text{ Ku}$$

$$1 \text{ mkKu} = 10^{-6} \text{ Ku}.$$

Radioaktiv parchalanish doimiysi λ vaqtga bog’liq emas. Buning ma’nosi shuki, atom yadrosi uchun o‘rtacha yashash vaqt mavjud bo‘lib, yadroning yoshi tushunchasi mavjud emas.

Agarda t vaqtida ko‘p sonli N ta radioaktiv yadro mavjud bo‘lsa va dt vaqt ichida o‘rtacha dN ta yadro parchalansa, ya’ni:

$$dN = -\lambda N(t) dt \quad (4.2)$$

bu yerda, manfiy ishora radioaktiv yadrolarning umumiy sonini kamayishini ko‘rsatadi. $t = t_0 = 0$ da $N(t_0) = N_0$ ekanligini hisobga olib (4.2) ifodani integrallaymiz va quyidagi formulani olamiz:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (4.3)$$

Bu radioaktiv parchalanishning asosiy qonunini ifodalovchi formuladir. Bu yerdan ko‘rinadiki, radioaktiv yadrolar soni vaqt o‘tishi bilan eksponensial qonun bo‘yicha kamayib boradi. (4.2) ga ko‘ra aktivlik $A = \lambda N$ yoki

$$A = -\frac{dN}{dt} \quad (4.4)$$

bo‘ladi. Bu yerdan yaqqol ko‘rinadiki, aktivlik bu parchalanish tezligi ekan.

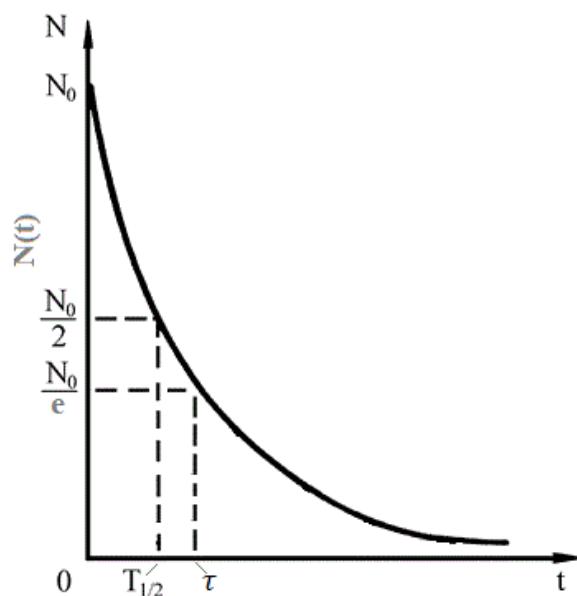
Radioaktiv parchalanishlar hodisasida muhim bo‘lgan yana bir kattalik bu yarim yemirilish yoki parchalanish davridir. *Yarim parchalanish davri* deb, radioaktiv yadrolarning yarimi parchalanishi uchun ketgan vaqtga aytildi va $T_{1/2}$ belgilanadi. Yarim parchalanish davridan so‘ng radioaktiv yadrolar soni ikki barobar kamayganligidan, λ va $T_{1/2}$ orasidagi bog’anish quyidagicha bo‘ladi:

$$\begin{aligned} \frac{N_0}{2} &= N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}, \\ T_{1/2} &= \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \end{aligned} \quad (4.5)$$

Yadrolarning o‘rtacha yashash vaqtisi:

$$\tau = \lambda \int_0^\infty t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda} \quad (4.6)$$

Radioaktiv yadrolarning o‘rtacha yashash vaqtisi parchalanish doimiysiga teskari proporsionaldir.



4.2-rasm. Radioaktiv parchalanishning eksponensial qonuni.
Parchalanmagan yadrolar soni vaqt o‘tishi bilan eksponenta bo‘yicha

kamayadi. Bu yerda yarim parchalanish davri $T_{1/2}$ va o‘rtacha yashash vaqtি $\tau = 1/\lambda$ keltirilgan.

Yuqorida keltirilgan (4.3) ifodaga (4.6) ifodani qo‘yamiz va quyidagi formulani olamiz:

$$N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$$

Agar $t = \tau$ bo‘lsa, u holda

$$N = N_0/e$$

Demak, yadroning bir o‘rtac a yashash vaqtি davomida yadrolar soni e marta kamayadi.

4.4 – §. Ketma – ket parchalanish.

Ko‘pchilik hollarda radioaktiv yadroning parchalanish natijasida hosil bo‘lgan ikkinchi yadro ham radioaktiv bo‘lib qoladi, ya’ni 1radioaktiv yadro parchalanishi natijasida 2 chi yadro va bu parchalanishi natijasida 3 yadro va h.k. radioaktiv yadrolar hosil bo‘ladi:

$$1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$$

Bu holda birinchi yadroning sonining o‘zgarishi N_1 ikkinchi yadrolarning sonini o‘zgarishini esa N_2 deb belgilab olamiz va ushbu o‘zgarishlarni ifodalovchi quyidagi differensial tenglamalar sistemasini hosil qilamiz:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1, \quad \frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1 \quad (4.7)$$

Bu tenglamalar ma’nosи quyidagicha: 1 – yadroning soni uning parchalanishi hisobiga kamayadi, 2 – yadroning soni ham o‘zining parchalanishi hisobiga kamayadi, ammo shu bilan birga 1 – yadroning parchalanishi hisobiga ortadi. Bu tenglamalar sistemasini yechamiz va quyidagi ifodalarni olamiz:

$$\begin{cases} N_1(t) = N_{10} e^{-\lambda_1 t} \\ N_2(t) = N_{20} e^{-\lambda_2 t} + \frac{N_{10}\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \end{cases} \quad (4.8)$$

$t=0$ da birinchi yadroning soni N_{10} ta, ikkinchi yadroning soni esa $N_{20}=0$ bo‘lsin, u holda (4.8) tengla malar sistemasini quyidagi ko‘rinishga keladi, ya’ni:

$$\begin{cases} N_1(t) = N_{10} e^{-\lambda_1 t} \\ N_2(t) = \frac{N_{10}\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \end{cases} \quad (4.9)$$

Agar $N_{20} = 0$ va $T_1 \gg T_2 (\lambda_1 \ll \lambda_2)$ bo‘lsa, $t \ll T_2$ vaqt uchun (4.9) ifoda quyidagi ko‘rinishga keladi:

$$N_2(t) \approx \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_{10} (1 - e^{-\lambda_2 t}) \quad (4.10)$$

Demak, $T_1 \gg T_2 (\lambda_1 \ll \lambda_2)$ bo‘lgan holda radioaktiv yadrolarning parchalanish qonuni ikkilamchi yadroning parchalanish doimiysi bilan xarakterlanar ekan. Agar $t \gg T_2$ ya’ni $\lambda_2 t \gg 1$ bo‘lganda (4.10) ifoda o‘zining chegaraviy qiymatiga yaqinlashadi:

$$\lim_{t \rightarrow \infty} N_2(t) = \frac{\lambda_1 N_{10}}{\lambda_2} = \text{const} \quad (4.11)$$

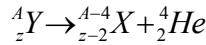
Agar $t > 10 T$ bo‘lsa, (4.11) ifoda quyidagi ko‘rinishga keladi:

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 \quad (4.12)$$

Bu ifoda asriy muvozanat tenglamasi deb ataladi. B unda vaqt birligi ichida hosil bo‘layotgan ikkilamchi yadrolar soni parchalanayotgan birlamchi yadrolar soniga teng degan ma’noni beradi. B unga misol qilib, radiy parchalanishi natijasida radon hosil bo‘lgan jarayonini keltirish mumkin.

4.5 – § . Alfa – parchalanish va uning nazariyasi.

Og’ir yadrolarning o‘z – o‘zidan α – zarralar chiqarib parchalanishiga α – *parchalanish hodisasi* deyiladi. Bu holda yadroning massa soni 4 birlikka, atom soni esa 2 birlikka kamayadi, ya’ni:



bu yerda, ${}^A_z Y$ – birlamchi yadro, ${}^{A-4}_{z-2} X$ – ikkilamchi yoki hosilaviy yadro.

1896 – yilda A.Bekkerel aynan α – parchalanishni aniqlagan.

Alfa – parchalanish energetik jihatdan mumkin bo‘lishi uchun ushbu tengsizlik bajarilishi kerak:

$$M(A, Z) \geq M(A - 4, Z - 2) + M({}^{A-4}_{z-2} X) \quad (4.13)$$

ya’ni birlamchi yadroning massasi (energiyasi) hosilaviy yadroning va α – zarra massalari yig’indisidan katta bo‘lishi kerak. Uning yadrosining energiyasi α – parchalanishda bo‘laklarning kinetik energiyalari sifatida ajralib chiqadi.

$$Q_\alpha = [M(A, Z) \geq M(A - 4, Z - 2) + M({}^{A-4}_{z-2} X)]c^2 = T_\alpha + T_t \quad (4.14)$$

bu yerda T_t – tepki yadroning kinetik energiyasi. Agar parchalanuvchi yadro nisbatan tinch holda bo‘lsa, quyidagi tenglik o‘rinli bo‘ladi.

Bundan

$$T_t = T_\alpha M_\alpha / M_t \quad (4.15)$$

ga yoki (4.14) ga ko‘ra

$$Q_\alpha = T_\alpha \left(1 + \frac{M_\alpha}{M_t} \right) \quad (4.16)$$

bundan

$$T_\alpha = Q_\alpha \frac{M_t}{M_t + M_\alpha} \quad (4.17)$$

bu yerda, M_t – tepki yadro massasi. Shunday qilib, α – parchalanish natijasida ajraladigan kinetik energiyaning asosiy qismini α – zarra olib ketadi, juda kam (-2% ga yaqin) qisminigina hosilaviy yadro olib ketadi.

Alfa – parchalanishning o‘ziga xos empirik xususiyatlari mavjud, y a’ni:

- α – parchalanish faqat og’ir yadrolarda yuz beradi ($Z > 83$).

Noyob elementlar sohasida ($Z > 60$) ham uncha katta bo‘lmagan α – aktiv yadrolar guruhi ham mavjud.

- α – zarralar energiyasi asosan 2 – 9 Me interval ichida, yarim parchalanish davri esa $3 \cdot 10^{-7}$ sekund ($^{212}_{84}Po$) – $2,4 \cdot 10^{15}$ yil ($^{144}_{60}Nd$) interval ichida joylashgan.

Geyger – Nettol qonuni

1911 – yilda Jon Mitchel NETTOL va Gans Geygerlar alfa – aktiv yadrolarning yarim parchalanish davri bilan alfa – zarralar energiyasi orasidagi, bog’lanishni, ya’ni Geyger – Nettol qonunini kashf qildilar.

$$\lg T = C + \frac{D}{\sqrt{E}}, \quad (4.18)$$

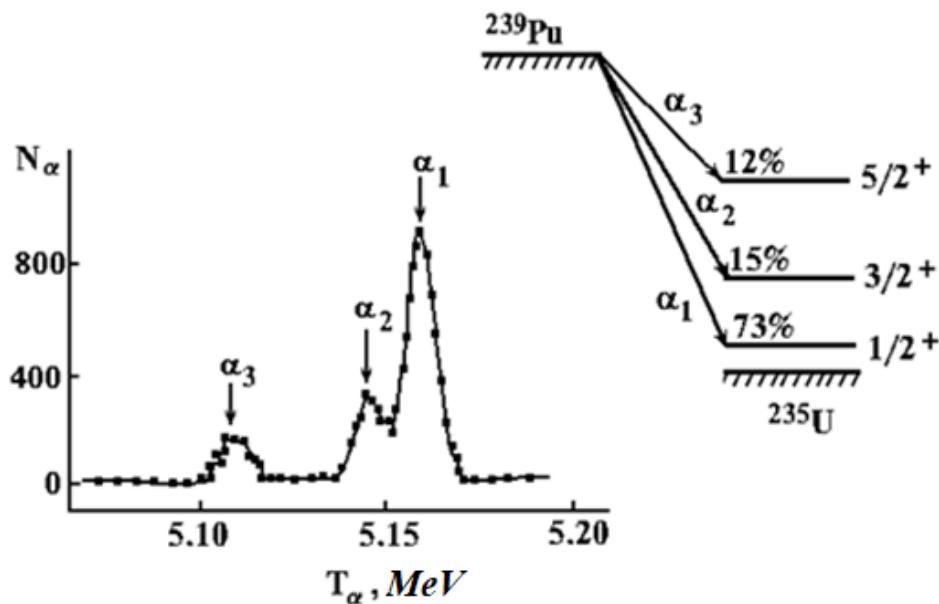
bu yerda, C, D – doimiy kattaliklar bo‘lib, A massa soniga va Z ga esa kuchsiz bog’liq. Agar logariftn o‘nli va energiya MeV larda ifodalansa, u holda yuqoridagi ifodadan o‘lchansa, C va D kattaliklar quyidagiga teng bo‘ladi:

$Z=84$ uchun $C=-50,15$; $D=128,8$ bo‘ladi;

$Z=90$ uchun $C=-51,94$; $D=139,4$ bo‘ladi.

Geyger – Nettol qonuni juft – juft yadrolar uchun yaxshi bajariladi.

Ma’lum bir navbatdagi yadrolardan chiqayotgan α – zarralar energiyalari bir xil bo‘ladi. Aniq o‘lchashlar shuni ko‘rsatdiki, yadrodan chiqayotgan α – zarralar spektri nozik strukturaga, ya’ni bir biriga juda yaqin bo‘lgan energiyalardan iborat ekan. Alfa – zarralar spektri oxirgi yadroning nafaqat asosiy holatda, balki uyg’ongan holatlarda ham hosil bo‘lishi bilan bog’liq. Ya’ni α – spektr yadro sathlar haqida axborot beradi. 4.3-rasmda plutoniy ^{239}Pu yadrosining α – parchalanish sxemasi keltirilgan.



4.3-rasm. Plutoniy ^{239}Pu yadrosining a – parchalanish sxemasi.

Yadro ichidan musbat zaryadlangan protonlarning qolgan protonlar o‘rtasidagi kulon ta’sir kuchlari itariluvchi bo‘lib, u musbat potensial energiyaga mos keladi.

Potensial to‘sinq balandligi yadro zaryadi va radiusiga bog’liq. Bu og’ir yadrolarda 9,5 MeV ga yaqin.

Yadrodan uchib chiqadigan a – zarra qariyb 6 MeV energiyaga ega bo‘lishi kerak. Demak, zarra yadro doirasidan tashqariga chiqaolmaydi. Bu masalaga klassik fizika qonunlari nuqtayi nazaridan qaralganda shunday bo‘ladi. Alfa – nurlanish hodisasini kvant mexanikasi nuqtayi nazaridan turib tushuntirish mumkin. Mazkur mexanikaga ko‘ra to‘lqin zarra, zarra esa to‘lqin xususiyatga ega bo‘ladi. Agar biz a – zarralarni potensial to‘siquidan o‘tayotganda to‘lqin xususiyatini namoyon qiladi deb qarasak, u holda potensial to‘sinqni shaffof bo‘lman muhit sifatid a qarashimiz mumkin.

To‘lqinning bunday muhitdan o‘tish ehtimolligi mavjud bo‘lib, ammo u juda kichik. Ushbu ehtimollik o‘tish uchun zarur bo‘lgan energiya va zarraning nisbiy kinetik energiyasi orasidagi farqning kamayishi bilan juda tez, ya’ni eksponensial ravishda ortib boradi. Energiyasi potensial to‘siquidan kam bo‘lgan zarra, garchi to‘silda hech qanday teshik yoki tunnel bo‘lmasa

ham, go‘yo tuneldan o‘tayotgandek bo‘ladi. Haqiqatda zarra qalin to‘siq orqali o‘tadi. Bu effekt *tunnel effekti deyiladi* va bu faqat mikrodunyo hodisalariga xosdir. Klassik fizikada bunday hodisalar y o‘q.

To‘siq qalinligini d deb va to‘siq balandligini U deb belgilaymiz. Agarda zarraning energiyasi E bo‘lsa, uning de – Broyl to‘qin finkksiyasi

$$\Psi_0(r) = e^{ip\frac{r}{\hbar}} = e^{\frac{i}{\hbar}\sqrt{2EMr}} \quad (4.19)$$

To‘siq ichida esa

$$\Psi_{12}(k) = \exp = \left(-\frac{i}{\hbar} \sqrt{2M(U-E)r} \right) \quad (4.20)$$

Zarrani to‘siqdan tashqarida bo‘lish ehtimolligi

$$\left| \frac{\Psi_1(r_1)^2}{\Psi_2(r_2)^2} \right|^2 = e^{\frac{i}{\hbar}\sqrt{2M(U-E)d}} \quad (4.21)$$

bu nisbat

$$D = \exp \left[-\frac{i}{\hbar} \sqrt{2M(U-E)d} \right] \quad (4.22)$$

Istalgan shakldagi to‘siq uchun esa

$$D = \exp \left[-\frac{i}{\hbar} \int \sqrt{2M(U(r)-E)} dr \right] \quad (4.23)$$

bo‘ladi va a – zarraning tosiqdan o‘tish koeffitsiyenti yemirilish doimiysi bilan bog’lanishi quyidagicha

$$\lambda = \frac{\nu}{R} \exp \left[-\frac{i}{\hbar} \int \sqrt{2M(U(r)-E)} dr \right] \quad (4.24)$$

bu yerda, a – zarraning tezligi, R – yadro radiusi. Agarda a – zarra yadroda l – burchak momentiga ega bo‘lsa, u holda a – zarra markazdan qochma energiyaga ham ega bo‘ladi, ya’ni

$$U_{m,q} = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2M_\alpha r^2} \quad (4.25)$$

Bu energiya qolgan energiya bilan qo‘shilib potensial to‘siq balandligini orttiradi. Lekin markazdan qochma energiyaning ta’siri unchalik katta bo‘lmaydi.

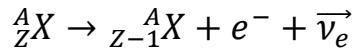
4.6 – §. Beta – parchalanish.

Yadroning o‘z – o‘zidan elektron (pozitron) va antineytrino (neytrino) chiqarib, parchalanish hodisasiga beta – parchalanish deyiladi. Beta – parchalanishda yadro massa soni o‘zgarmaydi, ya’ni parchalanish natijasida izobar yadro hosil bo‘ladi. Beta – parchalanishning uch xil turi mavjud. Ushbu holda yadro ichidagi nuklonlar aylanishi va β – parchalanish turiga mos keluvchi energetik shartlar quyidagi ko‘rinishda bo‘ladi:

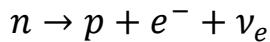
1. β^- – parchalanish ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$), $M(A, Z) > M(A, Z + 1) + m_e$,
2. β^+ – parchalanish ($p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$), $M(A, Z) > M(A, Z - 1) + m_e$,
- (4.26)
3. e – qamrash ($p + e^- \rightarrow n + \nu_e$), $M(A, Z) + m_e > M(A, Z - 1)$.

Ushbu β – parchalanish turlari bilan alohida – alohida tanishib o‘tamiz.

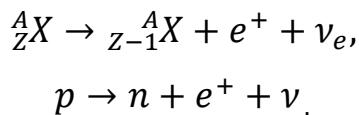
β – *parchalanish*. Mazkur turdag'i parchalanishda yadro zaryadi bittaga ortadi, yadrodan elektron va antineytrino chiqib ketadi, ya’ni:



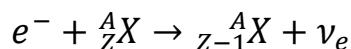
β – *parchalanishda* yadrodag'i neytronlardan biri protonga aylanadi:

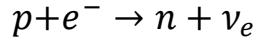


β^+ – *parchalanish*. Bu holda yadrodag'i protonlardan biri neytronga aylanadi va yadro zaryadi bittaga kamayadi. Bunda yadrodan pozitron va neytrino chiqadi:



e – *qamrash*. Beta – parchalanishga e – qamrash hodisasi ham kiradi. Ko‘pchilik hollarda K – qamrash ham deyiladi. Bunda yadro K – qobiqdagi bitta elektronni o‘ziga yutib (qamrab) oladi va uning zaryadi bittaga kamayadi. Ushbu hodisada yadrodag'i bitta proton neytronga aylanadi va yadrodan neytrino chiqib ketadi, ya’ni:





Beta – parchalanish vaqtি $T_{1/2}(\beta) = 0,1$ s – 10^{17} yil intervalida bo‘ladi. α – parchalanish yadro kuchlari ta’sirida yuz berib, nisbatan qisqa vaqt yuz beradi ($3 \cdot 10^{-7}$ s gacha). Beta – parchalanishlar kuchsiz o‘zaro ta’sir natijasida yuz bergenligi sababli. Ushbu ta’ sirning kichik intensivlikka ega bo‘lganligi sababli, neytronning yashash vaqtি katta bo‘ladi (≈ 15 min). Beta – parchalanishda ajralib chiqadigan energiya mos kelgan energiyali ($0,78$ MeV) γ – parchalanishning yuz berish vaqtি esa o‘rtacha 10^{-12} s ni tashkil qiladi.

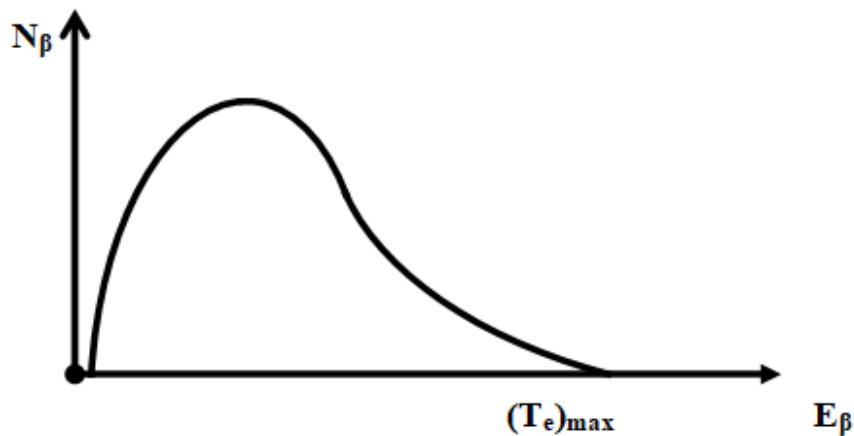
Beta – parchalanish energiyasi:

$$Q_{\beta^\pm} = [M(A, Z) - M(A, Z \pm 1) - m_e]c^2, \quad (4.27)$$

$$Q_e = [M(A, Z) - M(A, Z - 1) + m_e]c^2.$$

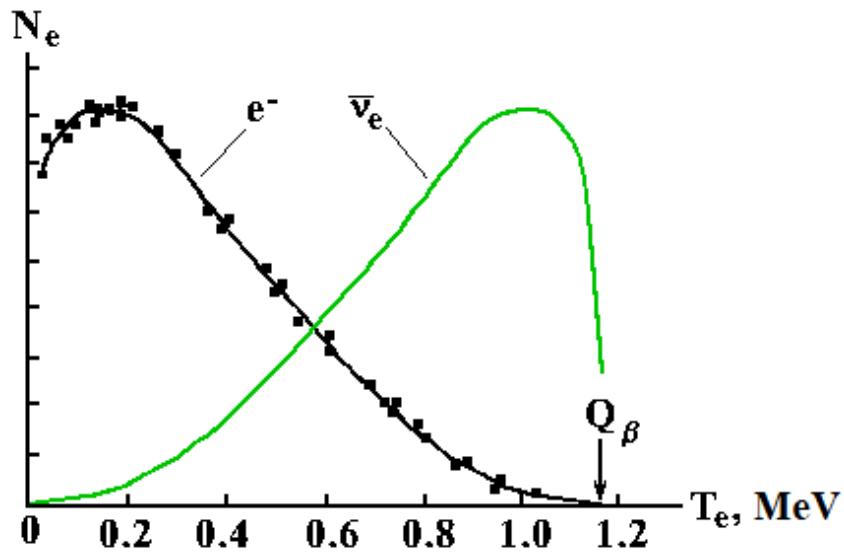
Ushbu ajralib chiqadigan energiyasi $18,61$ keV (${}^3_1H \rightarrow {}^3_2He + e^- + \bar{\nu}_e$) dan $13,4$ MeV (${}^{12}_5B \rightarrow {}^{12}_6C + e^- + \bar{\nu}_e$) gacha bo‘lgan intervalda yotadi.

Beta – parchalanishda Kulon to‘sig’i muhokama qilib o‘tirmasa ham bo‘ladi. U faqat yadro ichida hosil bo‘ladigan pozitron uchun mavjud. Bu yerda eng muhimmi, noaniqlik munosabati yadro ichida e^\pm uzoq qolib ketishini taqiqlashidir. β^\pm parchalanishlarda uchta mahsulotlar hosil bo‘lib, ular orasida energiya bo‘yicha taqsimot ihtiyyoriy bo‘ladi. Bunda har bir mahsulotning energetik spektri uzlusiz bo‘ladi. 4.4-rasmida beta – parchalanishning spektri keltirilgan. Beta – zarralarning kinetik energiyasi T_{\max} beta – parchalanish energiyasiga yaqin bo‘ladi, ya’ni $T_{\max} = E_\beta$.



4.4-rasm. Beta – parchalanish spektri

4.5-rasmda $^{210}_{83}Bi \rightarrow ^{210}_{84}Po + e^- + \bar{\nu}_e$ parchalanishda hosil bo‘ladigan elektron va neytrinolarning energetik spektrlari keltirilgan. Elektron – qamrashda ikkita mahsulot hosil bo‘lib, spektri uzluklidir. β – spektrlarning uzluksizligi 1930 – yilda Paulini noma’lum massasi juda ham kichik va yarim butun spinga ega bo‘lgan neytral zarra mavjudligi g’oyasiga turtki berdi. Ushbu g’oyaga asosan β^\pm – parchalanishda energiyaning bir qismini mazkur zarra olib ketadi. Bu zarraga, 1932 – yilda neytron kashf etilgandan keyin E.Fermi “neytrino” (“neytroncha”) deb nom beradi.



4.5-rasm. $^{210}_{83}Bi \rightarrow ^{210}_{84}Po + e^- + \bar{\nu}_e$ parchalanishda hosil bo‘ladigan elektron va neytrinolarning energetik spektrlari.

Neytrino modda bilan juda kuchsiz ta'sirlashadi va uni kuzatish juda qiyin. Uning qattiq muhitda yugur ish yo'li $\approx 10^{15}$ km. Faqat 1956 – yildagina Raynes va Kouenlar tomonidan neytrino mavjudligi eksperimental tasdiqlangan va uning modda bilan o'zaro ta'sir kesimi ($10 - 43$ sm²) baholandi.

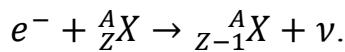
2004 – yilda «Physical Review Letters» («Fizika obzori xatlari») jurnalida yapon fizik olimlarining birinchi marta radioaktiv elementlar yadrolarining tabiiy parchalanish tezligini hech qanday ekstremal ta'sirga duchor qilmasdan sezilarli oshirishga erishilganligi haqida maqola bosilib chiqdi. Yuzaki o'qilgan nafaqat ommobop kitob, balki yadro fizikasi bo'yicha darslik Sutomo Otsuki va uning kasbdoshlarining ushbu ishi sog'lom fikrga zid degan tasavvur hosil qilishi mumkin. Haqiqatan ham radioaktivlik hodisasi asosida ham atom yadrosi ichida kechadigan dinamik jarayon yotadi va unga insonning ta'sir qilishga kuchi yetmaydi.

Albatta stabil (turg'un) izotopni (masalan, uni neytronlar bilan nurlantirish orqali) radioaktiv izotopga aylantirish mumkin, ammo hosil bo'lgan mahsulotning parchalanish tezligini eksperimentatorning xohishi emas, balki uning xususiy xossalari belgilaydi.

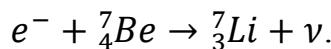
Nihoyat, qanday qilib olimlar tog'jinslari va organik qoldiqlar sanasini aniqlashda radioaktiv usuldan foydalanishlari mumkin edi, agarda ular har qanday radioaktiv izotopning yarim parchalanish davri doimiy va har yerda hamda doimo o'zgarmasligiga qat'iy ishonch hosil qilmaganda?

Ayrim atom yadrolari o'zining xususiy ichki qobig'idagi elektronlarini o'g'irlab olar ekan. Bu jarayon nazariy 1936 – yilda yapon olimlari Xiderik Yukava va Shoichi Sakata tomonidan oldindan aytilgan va ikki yildan keyin tajribada amerikalik olim Luis Alvares tomonidan topilgan. U fizikaviy adabiyotlarda elektron qamrash degan nomni oldi. Qisman bunday turdag'i radioaktiv parchalanishga (bu turdag'i parchalanishlar beta parchalanishga kiradi va uni beta parchalanishning bir turi deb qaraladi) berilliy – 7 ham

duchor bo‘lgan bo‘lib, uning yadrosi atom elektron qobig’idagi bir elektronni o‘ziga «tortib» oladi va litiy yadrosiga aylanadi. To‘rtta proton va uchta neytrondan iborat bo‘lgan berilliy yadrosi qobiqdagi bitta elektron o‘ziga yutib olib, uchta protonli va to‘rtta neytronli litiy yadrosiga aylanadi. Pozitron parchalanishi kabi protonlardan bittasi neytronga aylanadi:



Bu ifodani berilliy – 7 uchun yozamiz:



Elektron qamrash ehtimolligi, yadro yaqinidagi elektronlar zichligiga bog’liq bo‘lib, u oshishi bilan elektron qamrash ehtimolligi oshadi. Bundan elektron qamrashni amalga oshirish imkoniyatiga ega bo‘lgan radioaktiv elementlar yadrosining o‘rtacha yashash vaqtini, ular ushbu elementning sof namunasi tarkibiga kirishi yoki uning kimyoviy birikmalar tarkibiga kirishiga qarab o‘zgarishi mumkin. Bu xulosa tajribada tekshirilgan va tasdiqlangan, shu bilan birga yashash vaqtining siljishi (yoki ta’bir joyiz bo‘lsa yarim parchalanish davri) bunday hollarda foiz ulushlarini tashkil etadi.

Binobarin, bu guruh radioaktiv elementlar shak – shubhasiz sanalarni radioizotop usulida aniqlash uchun atom soati sifatida qo‘llash mumkin emas. Shuncha uzoq, ammo zarur kirishdan keyin Toxoku universiteti Yadro fizika laboratoriysi va Iokogamedagi Milliy universiteti fizika fakulteti xodimlarining ishlari haqida hikoya qilish qiyin emas. Ular berilliy – 7 atomlarini fullerenlar deb nomlangan deyarli sferik oltmish atomdan iborat molekula ichki qismiga haydab kirgizishga muvofiq bo‘lishdi. Natijada berilliy yadrosi atrofidagi elektron zichligi oshgan va bu esa o‘z navbatida radioaktiv parchalanish sur’atini oshishiga olib keldi. Sof metall berilliy namunasining 1275 soatni tashkil qilsa, asirga tushgan atomlar yarim parchalanish davri esa 1264 soatga teng. Farqi taxminan 0,85 % ni tashkil etadi. Bir qarashda bu miqdor kam bo‘lib ko‘rinishi mumkin. Ammo bu hali

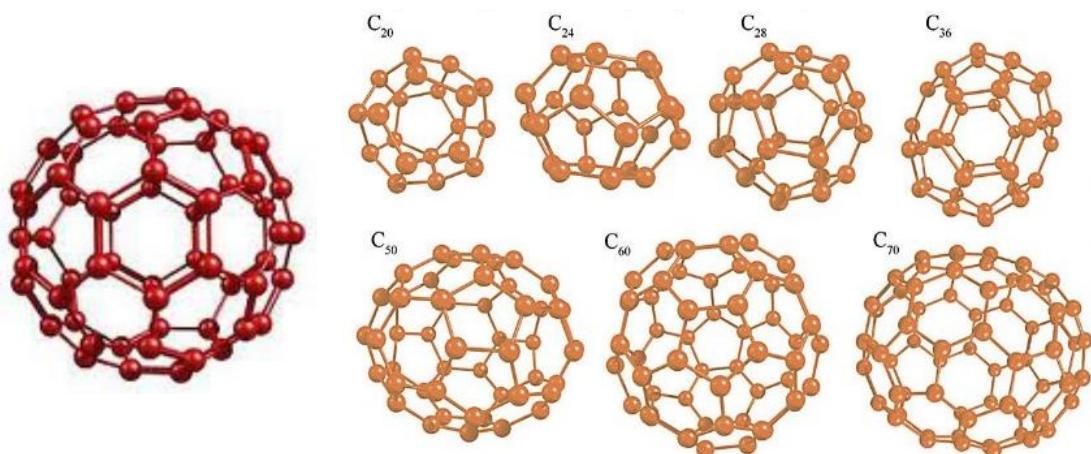
boshlanishi bo‘lib, yangi molekulalarning topilishi bu jarayonlarni yanada tezlashtiradi.

Fulleren haqida qisqacha ma’lumot: Fullerenlar bu deyarli sferik bo‘lgan, o‘nlab atomlardan iborat uglerod molekulalari (4.6-rasm).

Birinchi 60 – atomli fulleren molekulalari 1985 – yilda yaratilgan. 60 – atomli fulleren qirralari bu 20 ta deyarli ideal to‘g’ri oltiburchak va 12 ta besh burchakdan iborat. Keyinchalik 76, 78, 84, 90 va hatto bir necha yuzlab atomli fiillerenlarni ham olishga muyasar bo‘lishdi.

Yadro parchalanish tezligini o‘zgartirish nima uchun kerak? Degan tabiiy savol tu g’ilishi mumkin. Yadro qurollarini sinash va radiatsion korxonalarda (yadro reaktorlarida) yuz bergan avariylar natijasida atrof – muhitda radioaktiv ifloslanishlar yuz bermoqda.

Bunda asosan ikkita texnogen radionuklidlar, ya’ni seziy – 137 va stronsiy – 89 biosferaga katta xavf solishi mumkin.



4.6-rasm. O‘nlab atomlardan iborat uglerod molekulalari.

Ushbu radionuklidlarning yarim yemirilish davri juda katta bo‘lib, ular inson uchun xavfsiz holga tushishi uchun 300 yil kerak bo‘ladi. Masalan, Ukrainianing Chernobil shahriga insonlar qaytadan kirishishi va hayot kechirishi uchun ham shuncha yil zarur (bu yerda avariya 1986 yilda yuz bergan). Biz yuqorida bayon qilgan tajriba ushbu muammoni hal qilishga qo‘yilgan birinchi qadam desak mubolag’a bo‘lmaydi. Agar olimlar

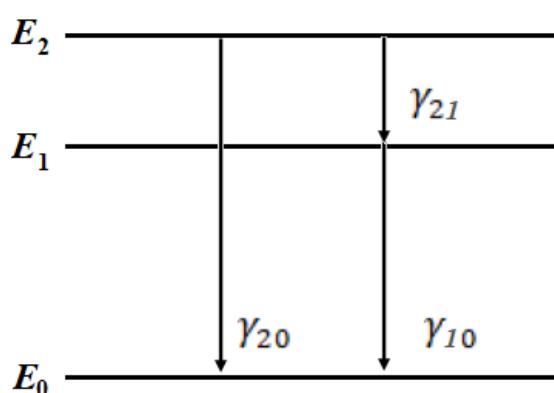
texnogen radionuklidlarning yarim parchalanish davrini kamaytirishga erishsalar, insoniyat oldida turgan radioekologiya muammolami hal qilgan bo‘lar edilar.

4.7 – §. Yadroning gamma-nurlanishi.

Gamma nurlanishlar (γ – nurlanishlar), bu yadroning o‘z – o‘zidan yuqori energetik sathdan istalgan bir pastki energetik sathga o‘tganda elektromagnit nurlanishlar kvantini chiqarish hodisasidir.

Ravshanki, bunda yadroning A va Z kattaliklari o‘zgarmaydi. Atom elektronlarning o‘tishi natijasida hosil bo‘ladigan rentgen va yorug’lik nurlari kvantlaridan farqli ravishda, yadro chiqarayotgan fotonlarning nomi γ - kvantlar deyiladi. Gamma-kvantlarning nurlanishi, yadro ortiqcha energiyasini chiqarishining asosiy jarayoni hisoblanadi. Bunda shunday shart bajarilishi kerakki, ushbu energiya nuklonlarning bog’lanish energiyasidan oshmasligi lozim.

Gamma-kvantlar chiqishi bilan sodir bo‘ladigan o‘tishlarga *radiatsion o‘tishlar* deyiladi. Radiatsion o‘tishlar bir karrali, ya’ni yadro birdaniga asosiy holatga o‘tadi (4.7-rasmida γ_{20} o‘tish) yoki kaskad o‘tish, ya’ni bunda ketma – ket o‘tishlar sodir bo‘ladi, natijada yadrodan bir nechta γ - kvantlar chiqib ketadi (4.7-rasmida γ_{21} va γ_{10} o‘tishlar).



4.7-rasm. γ – o‘tishlar sxemasi.

Gamma-kvant energiyasi, radiatsion o‘tish bo‘layotgan energetik sathlar energiyalar farqi orqali aniqlaniladi:

$$E = h\nu = E_i - E_j$$

Energiya va impuls saqlanish qonunlariga asosan:

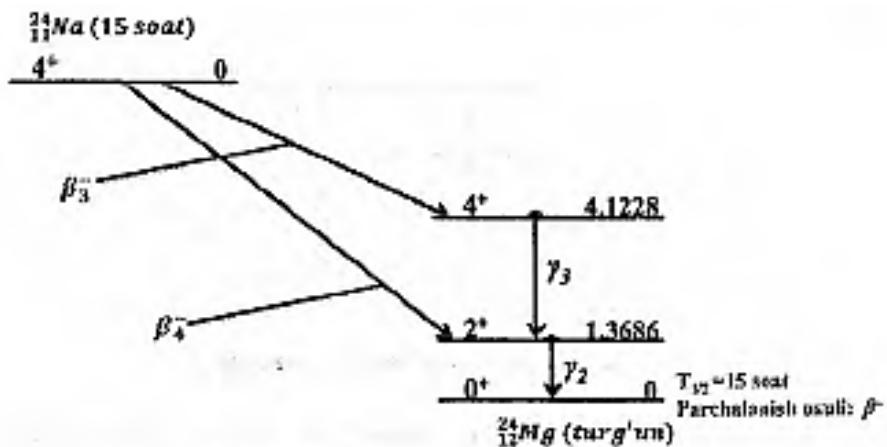
$$E = E_\gamma + T_{yad} \quad 0 = \vec{P}_\gamma + \vec{P}_{yad} \quad (4.28)$$

bu yerda, T_{yad} va \vec{P}_{yad} – mos holda tepki yadroning kinetik energiyasi va impulsi, \vec{P}_γ – γ - kvant impulsi. Yuqoridagi (4.28) tenglamalardan quyidagini olamiz:

$$T_{yad} = \frac{E_\gamma^2}{2M_{yad}c^2} \approx \frac{E^2}{2M_{yad}c^2}$$

Shunday qilib, $T_{yad} = (10^{-6} \div 10^{-5}) E$, ya’ni γ - kvant yadro uyg’ongan holat energiyasining juda katta qismini olib ketadi. Gamma-kvantlarning spektri diskret bo‘ladi.

Gamma-nurlar radioaktiv parchalanishning ikkinchi darajali maxsuli hisoblanadi. Alfa yoki beta – parchalanishlar natijasida radioaktiv element o‘zgaradi. Ko‘pincha bunday o‘zgarishdan vujudga keladigan yadrolar qo‘z g’algan holatda bo‘ladi. Bu uning energiyasi normal holdagisiga nisbatan ko‘proq ekanligidan dalolat beradi. Mazkur ortiqcha energiya gamma-nurlar shaklida chiqib ketadi. Bunga misol qilib $^{24}_{11}Na$ yadrosining parchalanishi keltirilgan. Natriy – 24 beta parchalanishi natijasida $^{24}_{12}Mg$ yadrosi hosil bo‘ladi (4.8-rasm).

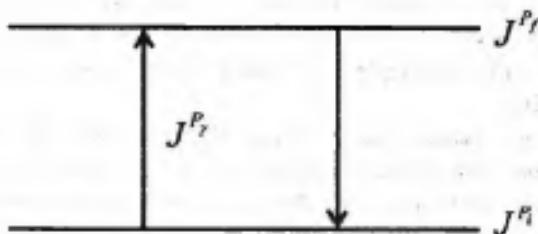


4.8-rasm. $^{24}_{11}Na$ yadronining β – parchalanishda hosil bo‘ladigan γ – nurlanish.

Gamma-kvantlarining massasi nolga teng bo‘lganligidan ular l orbital momentga ega bo‘lmaydi. Shuning uchun fotonlarning holatini belgilashda multipol tushunchasidan foydalaniladi. Bu holat, elekromagnit maydonning multipoli $L\hbar$ va ju ftligi π – bo‘lgan holatdir. Multipolar $L=1$ bo‘lganda dipol, $L=2$ bo‘lganda kvadrupol, $L=3$ bo‘lganda oktupol va h.k. nomlar bilan ataladi.

Yadrolardan chiqayotgan γ - kvantlarning energiyalari keV dan bir necha MeV gacha bo‘ladi. Shunga mos ravishda keltirilgan uzunligi $2 \cdot 10^{-10} \div 10^{-14} m$ atrofida bo‘ladi.

Yadrolarning radiatsion o‘tishlarida mos keladigan elekromagnit maydon nurlanishlarining ba’zi bir xususiyatlarini eslatib o‘tamiz. Yadro, spini I_i va juftligi (*ayrim hollarda* P_i ko‘rinishda ham belgilaniladi) bo‘lgan holatdan, spini I_f va juftligi π_f bo‘lgan holatga o‘tishida energiyasi $h\nu$ bo‘lgan gamma-kvant nurlangan bo‘lsin (4.9-rasm).



4.9-rasm. Yadroda radiatsion o‘tishlar.

Elektromagnit maydon nurlanishini muayyan L multipollik bilan harakatlash mumkin. Mazkur multipollikka ega bo‘lgan kvant tomonidan olib ketiladigan harakat miqdori momenti $L\hbar$ ga teng bo‘ladi. L bo‘yicha tanlash qoidasi quyidagicha:

$$|I_i - I_f| \leq L \leq |I_i + I_f|$$

Nurlanishning turi juftlik bo‘yicha tanlash qoidalaridan aniqlanadi. Juftlik o‘zgarmasa ($\Delta\pi = +1$), M_1 , E_2 va h.k. (magnit dipol, elektr kvadrupol

va h.k.). Juftlik o‘lzgarsa ($\Delta\pi = -1$), E_1 , M_2 va h.k. (elektr dipol, magnit kvadrupol va h.k.) nurlanish yuz beradi.

Atomlardagi kabi yadroda ham rezonans yutilish sodir bo‘ladi. Yadroning energetik sathi bilan γ – nurlar energiyasi qanday aniqlikda mos kelganda rezonans yutilishi kuzatilishini hisoblaymiz.

Ma’lumki, yadroning energetik sathlari, sathning tabiiy kengligi deb ataluvchi G – kattalikka ega va u yadroning shu holatda yashash vaqtiga quyida gicha bog’langan:

$$G\Delta t \approx \hbar$$

Masalan, $^{57}_{26}Fe$ yadrosining 14 keV uyg’ongan holati $10^{-17}s$ yashash vaqtiga ega. U 14 keV gamma-kvant chiqarib o‘zining asosiy holatiga qaytadi. Bunday holatda sath kengligi quyidagiga teng bo‘ladi:

$$G = \Delta E = \frac{\hbar}{t} 6 \cdot 10^{-9} \text{ eV}.$$

Temir yadrosida rezonans yutilishi kuzatilishi uchun gamma- kvant energiyasi $3/2$ sath energiyasi bilan yuqorida hisoblangan ΔE energiya aniqligida mos kelishi shart.

1958 – yilda nemis fizigi R. Myossbauer tomonidan tajribada bitta yadro kvant chiqarsa, boshqa xuddi shunday yadro bu kvantini rezonans yutilishini ko‘rsatadi. Bu effekt “Myossbauer effekti” deb nomlanadi.

Hozirgi zamon fizikasining ko‘p sohalarida chastotalarni Myossbauer effektidan foydalanib o‘lchash usuli keng qo’llanilmoqda. Bu effektdan foydalanib, qator yadrolardagi gamma-nurlanishlarning o‘ta nozik tuzilishini tekshiriladi.

4.8 – §. Ichki konversiya elektronlar.

Yadro o‘z energiyasini gamma-nurlashdan tashqari yana bir yo‘li, konversion elektronlar chiqarishidir. Bund a 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.

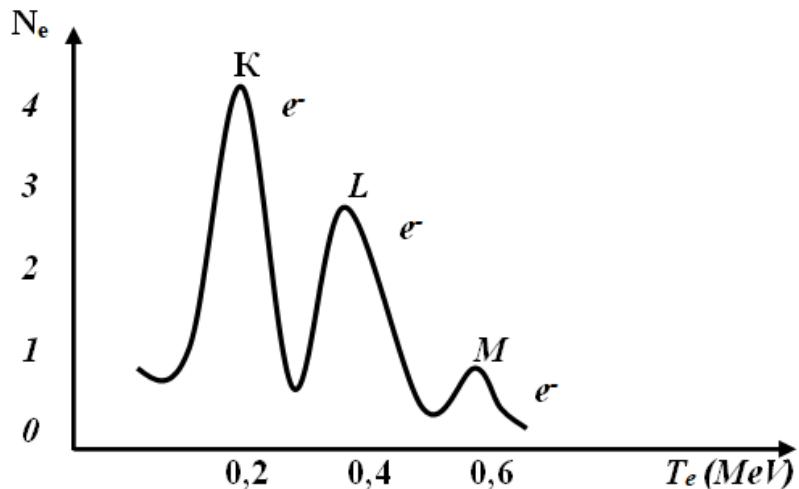
Konversion elektronlar energiyasi β – spektr energiyasidan farqli ravishda monoxromatik bo‘ladi. Yadro uyg’onish energiyasi (E_u) konversion elektron kinetik energiyasi (T_e) va elektronning atom qobig’i ionizatsiya energiyasiga (I) sarf bo‘ladi.

$$E_u = T_e + I$$

Konversiya virtual fotonlar bilan amalga oshadi. Konversiya hodisasini kuzatish uchun to‘la ionlashgan atom bo‘lishi kerak, bu xil tajribalar o‘tkazilgan emas.

Konversiya 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.



4.10-rasm Konversiya spektri atom qobiq energiyalari farqiga ko‘ra to‘g’ri keluvchi bir necha monoxromatik spektrlar.

Ichki konversiya intensivligi ichki konversiya koeffitsiyenti α bilan xarakterlanadi. Ichki konversiya koeffitsiyenti deb konversion elektronlar sonining (N_e) γ -kvantlar soniga nisbatiga aytiladi:

$$\alpha = \frac{N_{e^-}}{N_\gamma}$$

Alovida qobiqlardan chiquvchi konversion elektronlar sonining N_k , N_L , γ -kvantlar soniga nisbati parsial (qism) ichki konversiya koeffitsentlari deb ataladi:

$$\alpha_K = \frac{N_K}{N_\gamma}, \alpha_L = \frac{N_L}{N_\gamma}, \alpha_M = \frac{N_M}{N_\gamma} \dots$$

To‘la ichki konversiya koeffitsenti, parsial ichki konversiya koeffitsiyentlari yig’indisidan iborat:

$$\alpha_T = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots$$

Ichki konversiya koeffitsiyenti $10^{-4} < \alpha < 10^2$ chegarasida o‘zgaradi.

Ichki konversiya koeffitsiyenti:

1. O‘tish energiyasi oshishi bilan kamayadi, chunki gamma chiqish ehtimolligi oshadi.

2. Yadro zaryadi Z oshsa ichki konversiya koeffitsiyenti ham oshadi, chunki Z o'sishi bilan yadro o'lchami oshadi (kattalashadi), K – qobiq yadroga yaqinlashadi (kichiklashadi), natijada K – elektronlarning va yadro to'lqin funksiyalarining qoplanishi oshadi.

3. Qobiq tartibi oshishi bilan ichki konversiya koeffitsiyenti kamayadi, chunki yadro yaqinida elektronni topish ehtimolligi kamayadi.

4. Multipol o'tishlar tartibi oshishi bilan koeffitsiyenti oshadi, chunki gamma-nurlanishlar ehtimolligi kamayadi.

Agar o'tish energiyalari kichik multipol o'tishlar L katta bo'lsa, gamma-o'tishlami payqash juda qiyin bo'lib qoladi, bunday hollarda kerakli ma'lumot qobiq ichki konversiya koeffitsentlarini solishtirish yo'li bilan olinadi. $\frac{K}{L} = \frac{N_K}{N_L}$ bunda $N_L = N_{L_1} + N_{L_2} + N_{L_3}$; yoki $\frac{\alpha_L}{\alpha_{L_2}}; \frac{\alpha_{L_2}}{\alpha_{L_3}}; \frac{\alpha_{L_1}}{\alpha_{L_3}}$ nisbatlaridan foydalaniladi.

Ichki konversiya koeffitsiyentiga 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 qilishi bilan ham uyg'onish energiyasini yo'qotadi. Bunda yadro dastlab virtual foton chiqaradi, bunda 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 konver siya koeffitsiyenti $\alpha_j = N_j/N_\gamma$ ehtimoli ichki konversiya koeffitsiyentidan farqli ravishda yadro zaryadi, o'tish multipolligi ortishi bilan kamayadi.

Yuqoridagi o'tishlardan tashqari dastlabki va oxirgi holat spinlari $I_b=I_o=0$ bo'lganda bu holatlar orasida bitta kvant chiqishi ta'qiqlangan ikkita kvant chiqish ehtimoli 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 ehtimoli juda kichik hisoblanadi.

4.9 – §. Myossbauer effekti va uning qo‘llanilishi.

Yadrolarning gamma-nurlanishlari Myossbauer effekti deb, nomlangan qiziq bir hodisa bilan bog’langan. Mazkur effektni 1958 – yilda nemis fizigi R.Myossbauer kashf qilgan va bu kashfiyot uchun 1960 – yilda fizika bo‘yicha Nobel mukofotiga sazovor bo‘lgan.

Myossbauer effekti deb, gamma-kvantlarning rezonans yutilishiga aytildi. Bu effekt yorug’lik kvantlarining atomda rezonans yutilishining yadroviy analogiyasi hisoblanadi.

Yadrodan chiqqan gamma-kvant, u yadroning E uyg’onish energiyasining hammasini olib ketmaydi. Bu energiyaning bir qismi yadroning T_{yad} tepki energiyasiga sarflanadi:

$$E_{yutil} = (E + T_{yad}) > E \quad (4.30)$$

sababi, energiya va impuls saqlanish qonuniga asosan gamma-kvant energiyasining bir qismi yadro harakatlanish energiyasiga sarf bo‘ladi. Natijada chiqarilgan va yutilgan gamma-kvant energiyasi $2T_{yad}$ kattalikka mos tushmaydi.

Kvant fizikasi nuqtai nazaridan qaraganda har bir uyg’ongan energetik sath cheksiz nozik emas, balki u ΔE tabiiy kenglik deb nomlangan kenglikka ega. Tabiiy kenglik G bilan belgilanadi. 4.11-rasmda energetik sath va chiziqning tabiiy kengliklari keltirilgan. Tabiiy kenglik noaniqlik munosabati orqali aniqlanadi.

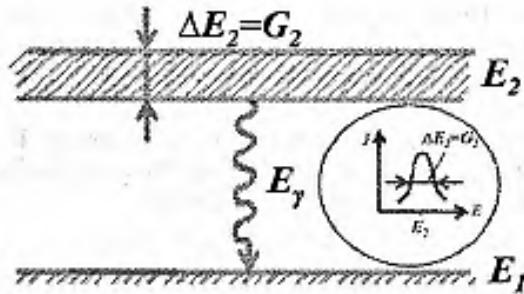
Rezonans yutilish shartini quyidagi ko‘rinishda yozish mumkin:

$$G > 2T_{yad} \quad (4.31)$$

bu yerda

$$G = \frac{\hbar}{\tau} \quad (4.32)$$

G – energetik sathning tabiiy kengligi, τ – uyg'ongan holatda yadroning yashash vaqt. Uyg'ongan holatda yadroning τ yashash vaqt qanchalik kichik bo'lsa, uning mazkur holatdagi energiyasining noaniqligi shunchalik katta bo'ladi. Aksincha, uyg'ongan yadroning τ yashash vaqt qanchalik katta bo'lsa, energiyasining qiymati shunchalik aniq va gamma-kvantning monoxromatlilik darajasi katta bo'ladi.



4.11-rasm. Uyg'ongan holat sath va chiziqining tabiiy kengliklari.

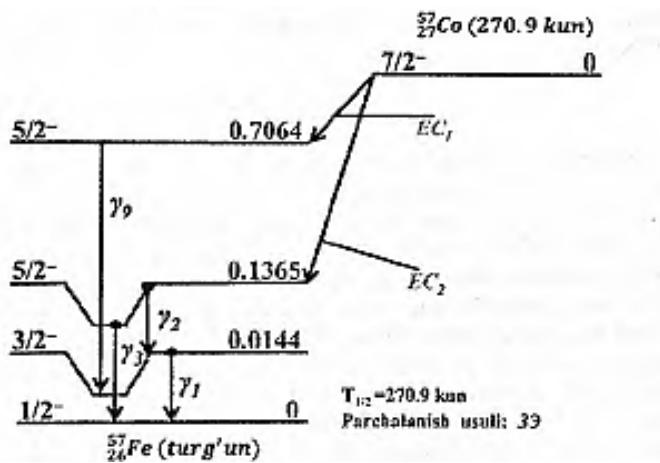
Misol tariqasida 129 keV energiyali uyg'ongan holatga va $\tau \approx 10^{-10}$ s o'rtacha yashash vaqtiga ega bo'lgan ^{191}Ir yadrosini olamiz. (4.32) formula bo'yicha mazkur energetik sathning kengligini aniqlaymiz:

$$G = \frac{\hbar}{\tau} = \frac{0,66 \cdot 10^{-15} \text{ eV} \cdot \text{s}}{10^{-10} \text{ s}} = 6,6 \cdot 10^{-6} \text{ eV} \quad (4.33)$$

Yadro olgan tepki energiyasi (4.34) formula bo'yicha aniqlanadi:

$$T_{yad} = \frac{E^2}{2M_{yad} \cdot c^2} = 0,047 \text{ eV} \quad (4.34)$$

Bu hisoblashlarni $^{57}_{26}\text{Fe}$ yadrosi uchun ham ko'rib chiqamiz. $^{57}_{26}\text{Fe}$ yadrosi $^{57}_{25}\text{Co}$ yadrosining β -parchalanishi natijasida uyg'ongan holatda hosil bo'ladi (4.12-rasm).



4.12-rasm. ^{57}Co radionuklidining parchalanish sxemasi. MD – Myossbauer o‘tishi.

Uning gamma-kvantining energiyasi $E_\gamma=14,4 \text{ keV}$ va yashash vaqtiga $\tau=10^{-7} \text{ s}$ energetik sathning kengligini (4.32) formula bo‘yicha aniqlaymiz:

$$G = \frac{\hbar}{\tau} \approx 6 \cdot 10^{-9} \text{ eV}. \quad (4.35)$$

Yadro olgan tepki energiyasi:

$$T_{yad} = \frac{E^2}{2M_{yad} \cdot c^2} = 0,002 \text{ eV}. \quad (4.36)$$

Demak, keltirilgan ikkita misolda ham yadro tepki energiyasi nurlanish chizig’ining tabiiy kengligidan ancha katta ekan.

Boshqacha so‘z bilan aytganda, yadro tomonidan chiqarilgan gamma-kvantni shu turdag'i yadro yuta olmas ekan. Bu esa erkin atomda yadro rezonansi sodir bo‘lishini inkor qiladi. Ta’kidlab o‘tamiz, optik o‘tishlarning energiyasi yadro o‘tishlariga nisbatan 10^4 marta kichik va (4.31) shart optik yutilishlar uchun o‘rinli bo‘ladi. Agar tepki energiyasi qiymatini chiziqning tabiiy kengligi kattaligigacha kamaytirishga erishilsa, unda gamma-kvant energiyasini quyidagicha nisbiy anqlik bilan o‘lchash mumkin bo‘lar edi:

$$\frac{G}{E_\gamma} \frac{\hbar}{E_\gamma \cdot \tau} \approx 10^{-12} - 10^{-14} \quad (4.37)$$

Kristall strukturaga ega bo‘lgan qattiq jismlardagi bog’langan atomlardan biriga energiya uzatilishi, uni o‘rab turgan katta sonli atomlarning xaotik tebranishini yuzaga keltiradi, ya’ ni kristallning ichki

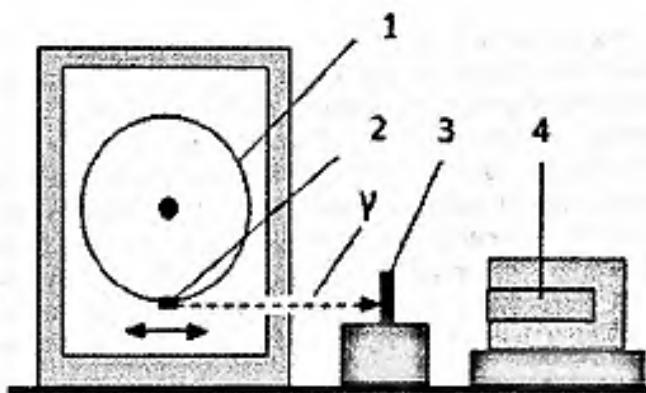
energiyasini oshiradi. Bitta yadroning γ -kvant chiqarishi yoki yutishi natijasida kristalldagi atomlar katta jamoasining tartibli tebranishi yuzaga kelishi kichik ehtimolikka ega bo‘lsa kerak.

Ammo temperatura kamaytirilsa, alohida atomlarning tebranishlari eksponensial kamayadi. Bunda kristalldagi alohida bitta atomning ega bo‘lishi mumkin bo‘lgan tebranma kinetik energiyasi (4.37) ifodadagi tepki energiyasidan kichik bo‘ladi. Endi katta miqdordagi atomlar ($\sim 10^8 \div 10^9$) birdamlik bilan (muvofiglashtirilgan) yagona bir butun tizim bo‘lib tebranish imkoniyatiga ega bo‘lishadi. Kristall tepki impulsini o‘ziga olgan holda ega bo‘ladigan kinetik energiya qiymati, alohida bir atomning massasiga nisbatan kristall o’ta katta massaga ega bo‘lganligi sababli e’tiborga olmasa ham bo‘ladigan darajada kichikdir. Ushbu holda kristallga berilgan tepki energiya juda kichik bo‘ladi, nurlanayotgan va yutila yotgan gamma-kvant energiyasi o‘zgarmaydi. Kristall oladigan tepki energiyasini baholaymiz:

$$R = \frac{p_{yad}^2}{2 \cdot 10^8 M_{yad}} \approx 5 \cdot 10^{-10} \text{ eV} \quad (4.38)$$

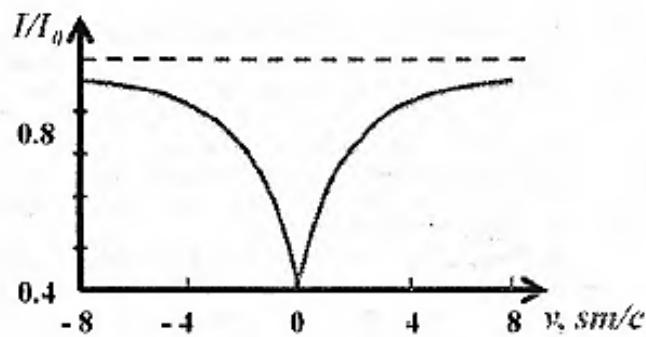
bu yerda p_{yad} , M_{ya} va T_{ya} – mos holda “tepki” olgan yadro impulsi, massasi va kinetik energiyasi. Bu yerdan ko‘rinadiki, chiqayotgan va yutilayotgan gamma-kvantlarning energiyasi teng bo‘ladi, ya’ni rezonans hodisa kuzatiladi. Myossbauer manba va yutkichni suyuq azot temperaturasigacha sovutib, birinchi marta gamma-kvantlarning chiqishi va yutilishlarini tepkisiz kuzatgan va gamma-kvantlar energiyasini nihoyatda yuqori aniqlikda o‘lchash imkoniyati mavjudligini isbotlagan. Keyinchalik, Myossbauer effektini ^{57}Fe ($E_\gamma = 14,4 \text{ keV}$, $\tau = 1,4 \cdot 10^{-7} \text{ s}$) va ^{119}Sn ($E_\gamma = 23,9 \text{ keV}$, $\tau = 2,8 \cdot 10^{-8} \text{ s}$) yadrolardagi kichik energiyali gamma-o‘tishlar uchun xona temperurasida ham kuzatish mumkinligi aniqlandi. Hozirgi vaqtida bu effekt nuklidlar yadro fizikasi va qattiq jismlar fizikasi masalalarida ham tez – tez qo‘llanilmoqda.

Gamma-kvantlarning rezonans yutilishi bo'yicha tajriba sxemasi 4.13-rasmda keltirilgan: 2 – gamma-nurlanish manbai, 3 – yutgich va 4 bitta chiziq bo'ylab joylashgan gamma-nurlanishlar detektori. Manba qanday yadrolardan tashkil topgan bo'lsa, yutgich ham shunday yadrolardan tashkil topgan bo'ladi.



4.13-rasm. Myossbauer tajribasi.

Gamma-nurlanishlar manbai 1 silindrga joylashtirilgan bo'lib, bu silindr tebranma harakat qiladi. Ushbu tebranma harakat natijasida manba yutgichga davriy favishda yaqinlashib va uzoqlashib turadi. Bunda Doppler effekti hisobiga gamma-nurlanish chastotasi o'zgaradi. Yutilish qiymatining o'zgarish effektini kuzatish uchun manba va yutgichlarni bir biriga nisbatan bir necha mm/s tezlik bilan siljitim harakatlantirish yetarli ekan. Myossbauer tajribasida olingan yutilish egrichizig'i 4.14-rasmda keltirilgan;



4.14-rasm. Myossbauer tajribasida olingan yutilish egri chiziq.

Myossbauer effekti asosida Myossbauer spektroskopiyasi deb nomlanuvchi yangi yo'nalish vujudga keldi. Bunda radioaktiv manbadan

chiqqan monoxromatik gamma-nurlanishlarni yutgichda rezonans yutilishi sodir bo‘ladi. Absorbsion Myossbauer spektroskopiyasida (metodning ko‘p qo‘llaniladigan turlaridan biri) namuna yutgich gamma-kvantlar bilan “yoritiladi”, ya’ni nurlantiriladi. Gamma-nurlanishlar manbai sifatida temir – 57, iridiy – 191 va boshqa Myossbauer radioizotoplari qo‘llaniladi. Namuna – yutgichdan keyin detektor joylashtiriladi. Bu detektor yordamida gamma-kvantlarning namunadagi yutilish koeffitsiyentlari aniqlanadi.

Namuna ham xuddi shunday (^{57}Fe , ^{191}Ir va h.k.) yadrolardan tashkil topgan bo‘lishi lozim.

4.15-rasmda MS-1104Em turdagи ekspress Myossbauer spektrometri keltirilgan. Ushbu spektrometr xona temperaturasidan 85 K gacha bo‘lgan temperaturalarda transmission va emission Myossbauer o‘lchashlarni amalga oshirish uchun mo‘ljallangan.

Hozirgi kunda yadroviy gamma-rezonans metodi fizikaviy materialshunoslikda, geologiyada, kimyoda va biologiyada keng qo‘llanilmoqda.

Masalan biologiyada oqsil tarkibida temir moddasi mavjud bo‘lgan guruhlarning xususiyatlarini tahlil qilishda keng qo‘llaniladi.

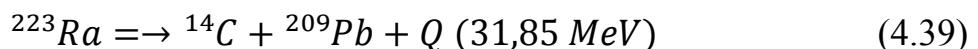


4.15-rasm MS – 1104Em turdagи Myossbauer spektrometri.

Bu metodning katta taassurot qoldiradigan qo‘llanilishi, 1960 – yilda Paund va Rebkilar tomonidan o‘tkazilgan tajriba hisoblanadi. Bu tajribada laboratoriya sharoitida umumiy nisbiylik nazariyasida aytib o‘tilgan gamma-kvantlarning gravitatsion siljishi o‘changan.

4.10 – §. Klaster radioaktivlik.

Radioaktiv yadro tomonidan α – zarra chiqarish hodisasi bizga yaxshi ma'lum. Radioaktiv yadro o'z – o'zidan geliy atom yadrosidan farqli qandaydir boshqa atom yadrosini chiqarishi mumkinmi? Bu savolga ijobiy javob 1984 – yilda berildi. Bir - biridan mustaqil holda ilmiy tadqiqot olib borayotgan Anglyadagi va Rossiyadagi ikki guruh olimlar tomonidan ^{223}Ra radioaktiv parchalanishda ^{14}C yadrosi uchib chiqishini kuzatishgan, ya'ni:



Klaster radioktivlik, klaster parchalanish – yadrolarning o'z – o'zidan α – zarraga nisbatan og'irroq bo'lgan yadro fragmentlari (klasterlar) chiqarish hodisasidir. Hozirgi vaqtda asosiy holatdan ^{14}C , ^{20}O , ^{24}Ne , ^{26}Ne , ^{28}Mg , ^{30}Mg , ^{32}Si va ^{34}Si turdag'i klasterlar chiqaradigan ^{114}Ba dan ^{241}Am gacha bo'lgan 25 ta yadro eksperimental aniqlandi.

Klaster parchalanishlar juda katta sonlardagi og'ir izotoplar uchun kinematik ruxsat etilgan. Ammo ko'p chilik hollarda bunday jarayonlarning ehtimoliklari juda ham kichik bo'lib, hozirgi kunda mavjud bo'lgan eksperimental qurilmalarining imkoniyatlari chegarasida bu hodisalarni kuzatish imkoniyati mavjud emas. Bu potensial to'siqlarning kengligi yoki balandligi oshishi bilan shaffoflik eksponensial kamayishi bilan bog'liqdir. Uchib chiqayotgan klaster va ikkilamchi yadro nisbiy harakatining Q energiyasi 28 dan 94 MeV gacha o'zgaradi va u hamma holda V_B potensial to'siqning balandligidan sezlarli dara jada kichik bo'ladi.

Shunday qilib, klaster parchalanish ham alfa – parchalanish kabi klassik fizikadagi potensial to'siq orqali zarraning o'tishi taqilangan, tunel effekti sababli sodir bo'lar ekan. Klaster parchalanishni, ba'zi bir ma'noda yadroning alfa – parchalanish va spontan bo'linishi orasidagi oraliq jarayon sifatida ham qarash mumkin. Klaster radioaktivlik, 1984 – yilda Oksford universiteti tadqiqotchilari tomonidan kashf etilgan. Ular milliard (10^9) alfa –

parchalanishga o‘rtacha bir marta tog’ri keladigan radiy ^{223}Ra yadrosidan uglerod ^{14}C yadrosi chiqishini qayd qilganlar.

Klaster parchalanishlar va ularning birlamchi yadro asosiy parchalanish modiga (turiga) nisbatan parchalanish ehtimolliklari 4.2 – jadvalda keltirilgan. Og’ir yadrolar sohasida asosiy parchalanish turi bu alfa – parchalanish hisoblanadi. Shu sababli, bu jadvalda tajribada kuzatiladigan klaster parchalanishlar alfa – parchalanishga nisbat keltirilgan. Bu jadvalda birlamchi yadro, uchib chiqayotgan klasterlar, parchalanish energiyasi Q , klaster chiqish ehtimolligining alfa – zarra chiqish ehtimolligiga nisbati λ_s/λ_α , klaster nisbiy chiqishning yarim parchalanish davrlari keltirilgan. Bu jadvalni tahlili shuni ko‘rsatadiki, ba’zi bir yadrolarda neytronlarning katta miqdorda ko‘proq bo‘lishi neytronga boy bo‘lgan yengil nuklidlarning emissiyasiga (chiqishiga) imkon beradi.

Tajribalardan ^{14}C yadro uchib chiqish ehtimolligi, α – zarra chiqish ehtimolligiga nisbatan deyarlik 10 tartibga kichik ekanligi aniqlandi. Atom yadrosidan uchib chiqqan ^{14}C yadrosi, yarim o‘tkazgichli detektorlarning $\Delta E - E$ teleskopida qayd qilingan. ^{14}C yadro uchib chiqish ehtimoligi, α – zarra chiqish ehtimolligiga nisbatan quyidagiga teng ekanligi aniqlanildi: $\frac{\lambda_C}{\lambda_\alpha} = (8,5 \pm 2,5) \cdot 10^{-10}$.

4.2 – jadval.

*Klaster parchalanishlar va ularning birlamchi yadro asosiy
parchalanishga nisbatan ehtimolligi.*

Birlam-chi yadro	Uchib chi-qayotgan klasterlar	Q, MeV	λ_C/λ_α	T _{1/2} , yil
¹¹⁴ Ba	¹² C	-	$\sim 3,0 \cdot 10^{-5}$	-
²²¹ Ra	¹⁴ C	31.28	$8,14 \cdot 10^{-13}$	$> 2 \cdot 10^8$
²²¹ Ra	¹⁴ C	32.39	$< 1,2 \cdot 10^{-13}$	$> 7,4 \cdot 10^6$
²²² Ra	¹⁴ C	33.05	$(3,7 \pm 0,6) \cdot 10^{-10}$ $(3,1 \pm 1,0) \cdot 10^{-10}$ $3,07 \cdot 10^{-10}$	
²²² Ra	¹⁴ C	31.85	$8,5 \cdot 10^{-10}$ $(8,5 \pm 2,5) \cdot 10^{-10}$ $(7,6 \pm 3,0) \cdot 10^{-10}$ $(5,5 \pm 2,0) \cdot 10^{-10}$ $(4,7 \pm 1,3) \cdot 10^{-10}$ $(6,1 \pm 1,0) \cdot 10^{-10}$	
²²⁴ Ra	¹⁴ C	30.54	$6,1 \cdot 10^{-10}$ $(4,3 \pm 1,2) \cdot 10^{-11}$	$(2,3 \pm 0,6) \cdot 10^8$
²²⁶ Ra	¹⁴ C	28.21	$2,9 \cdot 10^{-11}$ $(3,2 \pm 1,6) \cdot 10^{-11}$ $(2,9 \pm 1,0) \cdot 10^{-11}$	
²²⁵ Ac	¹⁴ C	30.47	$6 \cdot 10^{-12}$ $< 4 \cdot 10^{-13}$	$> 7 \cdot 10^{10}$
²²⁸ Th	²⁰ O Ne	-	$1 \cdot 10^{-13}$?	-
²³⁰ Th	²⁴ Ne	57.78	$5,6 \cdot 10^{-13}$ $(5,6 \pm 1,0) \cdot 10^{-13}$	$(1,3 \pm 0,3) \cdot 10^{17}$
²³¹ Pa	²¹ F ²⁴ Ne	51,84 -	$< 4 \cdot 10^{-14}$ $9,97 \cdot 10^{-15}$ $1,34 \cdot 10^{-11}$	$> 8 \cdot 10^{17}$
²³² U	²⁴ Ne	62.31	$(2,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-12}$	$(3,4 \pm 0,8) \cdot 10^{13}$

	^{28}Mg		$2 \cdot 10^{-12}$ $1,18 \cdot 10^{-13}$	
^{233}U	^{24}Ne ^{25}Ne ^{28}Mg	60.50 60.8 5	$(7.5+2.5) \cdot 10^{-13}$ $(5.3+2.3) \cdot 10^{-13}$ $1,3 \cdot 10^{-15}$	
^{234}U	^{28}Mg ^{24}Ne ^{26}Ne	74.13 58.84 59.47	$1 \cdot 10^{-13}$ $(1.4+0.2) \cdot 10^{-13}$ $9 \cdot 10^{-14}$ $< 4 \cdot 10^{-12}$	
^{235}U	^{24}Ne ^{25}Ne ^{28}Mg ^{29}Mg	55.96 56.75 72.20	$8 \cdot 10^{-12}$ $< 5 \cdot 10^{-12}$ $1,8 \cdot 10^{-12}$	$> 9 \cdot 10^{20}$
^{236}U	^{24}Ne ^{26}Ne ^{28}Mg ^{30}Mg	57.36 58.11 72.20	$9 \cdot 10^{-12}$ $2 \cdot 10^{-13}$	$> 1.4 \cdot 10^{20}$
^{236}Pu	^{28}Mg	79.67	$2 \cdot 10^{-14}$	$-1.5 \cdot 10^{14}$
^{238}Pu	^{32}Si ^{28}Mg ^{30}Mg	91.21 75.93 77.03	$1,38 \cdot 10^{-19}$ $5,62 \cdot 10^{-17}$	$\sim 6.5 \cdot 10^{17}$ $\sim 1.5 \cdot 10^{18}$
^{240}Pu	^{34}Si	90.95	$< 1.3 \cdot 10^{-13}$ $6 \cdot 10^{-15}$	$> 5 \cdot 10^{16}$
^{247}Np	^{30}Mg	75.02	$1,8 \cdot 10^{-14}$	$> 5 \cdot 10^{19}$
^{241}Am	^{34}Si	93.84	$2,6 \cdot 10^{-13}$	$> 9 \cdot 10^{16}$
^{242}Cm	^{34}Si	-	$1 \cdot 10^{-16}$	-

Klaster radioaktivlik kashf etilishiga olib keluvchi hal qiluvchi omil bu radioaktiv parchalanuvchi izotopni tanlash bo‘ldi. Energiya bo‘yicha maksimal ustunlikka ega bo‘ladi, agar klaster parchalanish natijasida ikki marta ^{208}Pb izotopiga yaqin izotop hosil bo‘lsa.

Bunda klasterning potensial to‘sqidan o‘tish ehtimolligi oshadi, bu esa ma’lum bir klasterning hosil bo‘lishi bilan bog’liq bo‘lgan parchalanish ehtimolligini oshiradi. Tez orada ^{14}C yadroning spontan uchib chiqishi ^{221}Fr , ^{221}Ra , ^{222}Ra izotoplarda ayon bo‘ldi.

Hozirgi vaqtida klaster radioaktivlik aniqlangan 10 dan ortiq izotoplar ma’lumdir. ^{14}C yadro chiqishi bilan bir qatorda ^{24}Ne , ^{26}Ne , ^{28}Mg , ^{32}Si izotoplar chiqishilarini ham kuzatiladi.

Og'ir klasterning chiqish ehtimolligining α – zarra chiqish ehtimolligiga nisbati $\sim 10^{-10}–10^{-13}$ intervalda joylashgan. Ammo ayrim hollarda, masalan $^{28,30}\text{Mg}$ izotoplarning chiqish ehtimolliklari 10^{-17} gacha yetib borishi mumkin.

V. BOB

YADRO REAKSIYALARI

5.1 – §. Yadro reaksiyalarining asosiy tushunchalari va ta'rifi

Keng ma'noda yadro reaktsiyasi – bu zarra bilan yadro (yoki ikki yadro) ta'sirlashuvi natijasida ularning ichki xolatlarining o'zgarishi yoki boshqa yadrolarga aylanishidir. Masalan, neytronlar, protonlar, deytronlar va boshqa og'irroq ionlarning yadrolar bilan to'qnashuvi natijasida, ularning faqat yo'nalishi o'zgaribgina (elastik sochilish) qolmay, balki to'qnashuvdan so'ng boshqa zarralar va yadrolar hosil bo'lishi mumkin. Bu jarayonlarda asosiy rolni “kuchli” ta'sirlar o'ynaydi.

Zarralarning nishon-yadro bilan to'qnashuvida o'zaro ta'sirlashuv jarayonining vaqtি yadro reaktsiyalari uchun, odatda, 10^{-12} s ga yaqin bo'ladi. Albatta, nishon-yadroning boshlang'ich holatining o'zgarishi reaktsiya natijasida bir yoki bir necha yadrolarning hosil bo'lishiga olib kelishi mumkin. Har qanday to'qnashish jarayonining ohirida har xil ehtimollik bilan zarralarning turli chiqish kanali deb ataluvchi guruhlari vujudga kelishi mumkin. Zarralarning boshlang'ich to'plami xususida gap borganda esa, kirish kanali tushuniladi. Butun sochilish jarayoni umuman quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$a + b \begin{cases} x_1 + \dots + x_n \\ \dots \dots \dots \dots \\ Y_1 + \dots + Y_n \end{cases} \quad (5.1)$$

Bu yerda har bir harf aniq bir zarra – yadro turiga taalluqlidir. Chiqish kanallari orasida, (5.1) ning o'ng tomonida elastik deb ataluvchi va elastik sochilishga javobgar (a, b) kanali har doim mavjud bo'ladi:

$$a + b \rightarrow a + b$$

(1) dagi qolgan boshqa hamma kanallar noelastik bo‘ladi. Ularning ba’zilariga noelastik sochilish jarayonlari tegishlidir:

$$a + b \rightarrow a^* + b$$

(bu ifodadagi yulduzcha ushbu jarayonning qo‘zg’algan holatini belgilaydi). Boshqa noelastik kanallar bo‘yicha o‘tuvchi reaktsiyalar tipi:

$$a + b \rightarrow x_1 \dots + x_n$$

o‘ng tomondagi zarralar to‘plami bilan (a, b) dan farq qiladi.

Barcha sochilish jarayonlari aniq saqlanish qonunlari orqali boshqariladi. Ular orasidan energiya va impulslarning saqlanish qonunlarini hozircha ma’lum deb hisoblab, qolganlarini esa bayon qilish jarayonida kiritamiz va muhokama qilamiz. Agar berilgan aniq bir jarayon barcha saqlanish qonunlari orqali ruxsat etilgan bo‘lsa, u holda u albatta noldan farqli ehtimollik bilan o‘tadi. Unga muvofiq keluvchi chiqish kanali esa, ochiq deb ataladi. Xususan, har doim shunday elastik kanal mavjud. Sochilish jarayoni birorta saqlanish qonuni bilan taqiqlangan bo‘lsa ham, u o‘tmaydi va berilgan kanal yopiq deb ataladi.

Masalan bunday holat energiyaning yutilishi bilan o‘tadi, uchib keluvchi zarraning energiyasi kam bo‘lib, reaktsiyalar ko‘rilayotgan paytda vujudga keladi. Nobarqaror zarralarning parchalanish jarayonlari ham xuddi shunday har xil kanallar bo‘yicha o‘tishi mumkin:

$$a \begin{cases} x_1 + \dots + x_n \\ \dots \dots \dots \dots \\ Y_1 + \dots + Y_n \end{cases} \quad (5.2)$$

Shubhasiz, hamma parchalanish jarayonlari ham ularga yetarlicha qattiq cheklashlarni qo‘yuvchi aniq saqlanish qonunlari orqali boshqariladi. Saqlanish qonunlari mutlaqo umumiy xarakterga ega va jarayon dinamikasidan ya’ni, zarralar strukturasining detallari va o‘zaro ta’sir turlariga bog’liq bo‘lmaydi.

Hozirgi vaqtga qadar kuzatilgan deyarli barcha yadro reaktsiyalarida nuklonlarning to‘la soni, ya’ni nishon yadroning va unga tushayotgan zarraning massa sonlari yig’indisi o‘zgarishsiz qoladi. Bundan tashqari, yadro reaktsiyalari jarayonida reaktsiyaga kiruvchilarning to‘la zaryadi, energiyasi, impulsi, impuls momenti, Pauli yoki Boze statistikasi va juftligi saqlanadi.

Odatda, yadro reaktsiyalari quyidagicha qisqa yozma ifoda bilan beriladi. Masalan, a zarraning A nishon-yadro bilan to‘qnashuv reaktsiyasi natijasida B yadro va b zarra hosil bo‘lsin, deylik. U holda bu reaktsiya qisqacha shunday yoziladi: $A(a,b)B$ umuman quyidagicha jarayonlar yuz berishi mumkin:

$$\begin{array}{c} A \\ \begin{matrix} A \\ A \\ B \end{matrix} \\ + a \end{array} \rightarrow \begin{cases} A + a \text{ yoki qisqacha } A(a,a)A, \\ A + a \text{ yoki qisqacha } A(a,a)A^*, \\ B + b \text{ yoki qisqacha } A(a,b)B. \end{cases} \quad (5.3)$$

Birinchi jarayon, albatta, elastik sochilishga kiradi. Chunki bu jarayonda dastlabki yadroning holati o‘zgarmaydi.

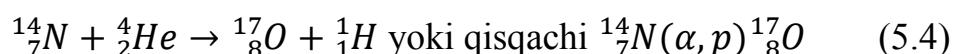
$A(a,a)A^*$ jarayon esa noelastik sochilishdan iborat bo‘lib, bu jarayonda A yadroning ichki holati o‘zgaradi.

Uchinchi $A(a,b)B$ jarayonda nishon-yadroning a zarra bilan to‘qnashuvida boshqa B yadro va b zarra paydo bo‘ladi. Xuddi shu xil jarayonlarni *yadro reaktsiyalari* deb ataladi (5.1- jadval).

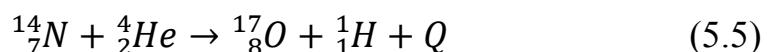
N _o	Reaktsiya turi	Reaktsiyaga misol	Izoh
1	(α, p)	${}^{14}_7N + {}^4_2He \rightarrow {}^{17}_8O + {}^1_1H$	1919 yilda E.Rezerford tomonidan amalga oshirilgan
2	(α, n)	${}^{27}_{13}Al + {}^4_2He \rightarrow {}^{30}_{15}P + {}^1_0n$	Bu turdagи reaktsiyalar I. va F.Jolio-Kyurilarga suniy radiaktivlikni kashf etishga imkon berdi.
3	(α, n)	${}^9_4Be + {}^4_2He \rightarrow {}^{12}_{6}C + {}^1_0n$	1932 yilda Chedvig bu reaktsiyani o‘rganish natijasida neytronni kashf etdi.

4	(p, α)	${}^7_3Li + {}^1_1H \rightarrow 2 {}^4_2He$	1934 yili Kokford va Uiltonlar tomonidan tezlatgichda tezlashtirilgan zarralar yordamida amalga oshirilgan birinchi reaktsiya.
5	(p, pn)	${}^{63}_{29}Cu + {}^1_1H \rightarrow {}^{62}_{29}Cu + {}^1_1H + {}^1_0n$	Bu reaktsiyalarni o'rganish reaktsiyani amalga oshirish mehanizmini o'rganishga yordam berdi.
6	$(p, 2n)$	${}^{63}_{29}Cu + {}^1_1H \rightarrow {}^{62}_{30}Zn + 2 {}^1_0n$	
7	(p, γ)	${}^7_3Li + {}^1_1H \rightarrow {}^8_4Be + \gamma$	Bu reaktsiya yuqori energiyali ($E_\gamma = 17 \text{ MeV}$) γ -kvantlar olish manbai sifatida hizmat qiladi.
8	(n, γ)	${}^{238}_{92}U + {}^1_0n \rightarrow {}^{239}_{92}U + \gamma$	Transuran element olishga imkon bergen birinchi yadro reaktsiyasi.
9	$({}^{14}_7N, \alpha)$	${}^{27}_{13}Al + {}^{14}_7N \rightarrow {}^{37}_{18}Ar + {}^4_2He$	Tezlashtirilgan og'ir azot ionlari bilan amalga oshirilgan yadro reaktsiyasi.

Yadro reaktsiyasida qatnashuvchi A , B yadrolar va a , b zarralar, odatda, massa sonlarini va tartib nomerlarini ko'rsatuvchi tegishli belgilar orqali yozilgan bo'ladi. Masalan, 1919 yilda E. Rezerford tomonidan birinchi bo'lib amalga oshirilgan reaktsiyada alfa-zarranining azot yadrosi bilan to'qnashuvi natijasida kislorod izotopining yadrosi ${}^{17}_8O$ va proton 1_1H hosil bo'lgan. Bu reaktsiya quyidagicha yoziladi:



Ximiyaviy reaktsiyalardagi kabi yadro reaktsiyalarida ham ma'lum miqdorda energiya yutilishi yoki energiya ajralib chiqishi mumkin. Bu hol odatda reaktsiya ifodasining o'ng tomoniga Q qiymati yozish bilan ko'rsatiladi. Demak, hozir misol tariqasida keltirilgan reaktsiyaning to'la yozilishi quyidagicha bo'ladi:



Q yadro reaktsiyasining energiyasi deb yuritilib, qiymat jihatdan boshlang'ich va natijaviy juftlarning energiya farqiga teng bo'ladi:

$$E(A, a) - E(B, b) = Q \quad (5.6)$$

Energiyalar o‘rniga har bir zarraning tinch holatdagi energiyasi bilan kinetik energiyalarini yozadigan bo‘lsak,

$$Q = [(m_a + m_A) + (m_b + m_B)]c^2 \quad (5.7)$$

bo‘ladi, bu yerda m_a, m_A, m_b, m_B reaktsiyadan olingan va keyingi zarralarning massalari bo‘lib, c^2 – yorug’lik tezligi.

Energiya ajralib chiqishi bilan yuz beradigan $Q > 0$ yadro reaktsiyalarini *ekzotermik (ekzoenergetik) reaktsuyalar*, energiyaning yutilishi bilan o‘tadigan $Q < 0$ yadro reaktsiyalarini *endotermik (endoenergetik) reaktsiyalar* deb ataladi.

Yadro reaktsiyalari ta’sirlashuv energiyasiga, reaktsiyani yuzaga keltirayotgan a zarraning turiga, xossalariغا hamda A yadroning massa soniga, reaktsiyaning borish mexanizmiga, reaktsiya energiyasiga va hokazolarga qarab tavsiflanadi. Reaktsiyaga kirishayotgan zarralarning turiga qarab reaktsiyalarni neytronlar, zaryadlangan zarralar va gamma-kvantlar ta’sirida ro‘y beradigan reaktsiyalar deb yuritiladi. Ta’sirlashuv mexanizmi nuqtai nazaridan reaktsiyalar ikki sinfga: kompaund yadro hosil qilib boradigan reaktsiyalarga va bevosita o‘zaro ta’sirli reaktsiyalarga bo‘linadi.

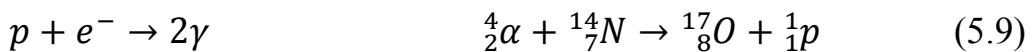
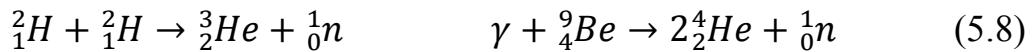
5.2 – §. Yadro reaktsiyalarida saqlanish qonunlari.

Yadro reaktsiyalarida quyidagi saqlanish qonunlari bajariladi:

1. Elektr zaryadi saqlanish qonuni.
2. Massa soni yoki barion zaryadinig saqlanish qonuni.
3. Energiya saqlanish qonuni.
4. Impuls saqlanish qonuni.

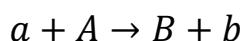
Barion va elektr zaryadlarining saqlanish qonunlari.

Yadro reaksiyasiga kiruvchilarning to‘la elektr zaryadi, reaksiya mahsulotlarining to‘la elektr zaryadiga teng. Bu elektr zaryadining saqlanish qonuni deyiladi. Xuddi shunday reaksiyasiga kiruvchi nuklonlarning to‘la soni (massa soni), reaksiya mahsulotlarining to‘la soniga (massa soniga) teng bo‘ladi. Bu massa sonining (barion zaryadning) saqlanish qonuni deyiladi.



Energiya saqlanish qonuni va impuls saqlanish qonuni

Yadro reaksiyalarini yopiq sistemada deb qarash mumkin, chunki atom qobigi 10^{-8} sm, yadro o‘lchamidan (10^{-13} sm) uzoqda va kimyoviy bog’lanish energiyasidan katta, qisqa masofada kuchli ta’sirlashuvchi nuklonlar orasidagi ta’sirlashuvdan cheksiz kichik. Yopiq sistemada energiya va impuls saqlanadi



$$m_a c^2 + M_a c^2 + T_a + T_A = m_b c^2 + M_B c^2 + T_b + T_B \quad (5.10)$$

$$E_1 + T_1 = E_2 + T_2 \quad Q = E_1 - E_2 \quad T_1 = T_2 - T_1$$

bu yerda

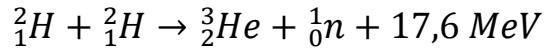
$$E_1 = m_a c^2 + M_a c^2, E_2 = m_b c^2 + M_B c^2$$

tinch holat massalariga to‘g’ri keluvchi energiyalar.

$T_1 = T_a + T_A, T_2 = T_b + T_B$ – kinetic energiyalari.

Q – reaksiya energiyasi. $Q=0$ elastik sochilish $T_1 = T_2$.

Agar $Q>0$ bo‘lsa $T_2>T_1$ – ekzoenergetik reaksiya. $T_2>T_1$ bo‘lib, bunda tinch holat energiyasi harakat energiyasiga aylanadi. Ekzoenergetik reaksiyada zarra yadro to‘sig’ini yengib yadroga kiraolsa yetarli. Masalan:

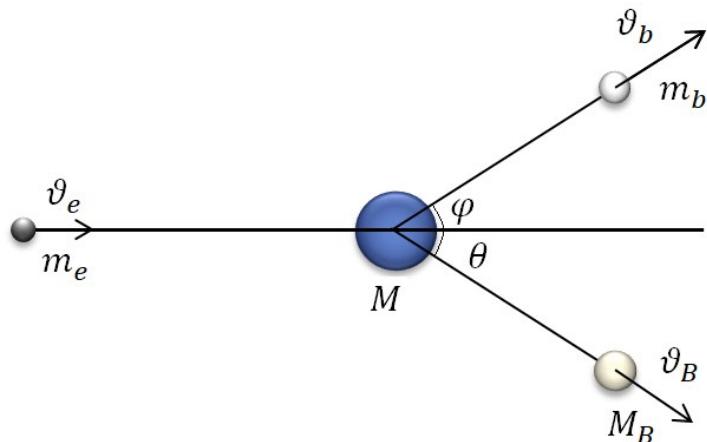


$Q<0$ bo‘lsa $T_2<T_1$ – endoenergetik reaksiya zarra kinetik energiyasi hisobidan tinch holat energiyasi oshadi. Reaksiyaga kiruvchi zarralarning to‘la impulsi reaksiya mahsuloti zarralarining to‘la impulsiga teng bo‘ladi.

$$p_a + p_A \rightarrow p_B + p_b \quad (5.11)$$

Odatda $p_A = 0$ bo‘ladi (laboratoriya sistemasiga ko‘ra). Shuning uchun $p_A \rightarrow p_B + p_b$

$$\frac{m_a \vartheta_a^2}{2} = \frac{m_b \vartheta_b^2}{2} + \frac{m_B \vartheta_B^2}{2} + Q \quad (5.12)$$



$$m_a \vartheta_a = m_b \vartheta_b \cos\phi + m_B \vartheta_B \cos\theta \quad (5.13)$$

$$0 = m_b \vartheta_b \sin\phi + m_B \vartheta_B \sin\theta$$

Endotermik reaksiyada tushayotgan zarra kinetik energiyasi zarraning tinchlikdagi energiyasiga aylanar ekan, tushuvchi zarra kinetik energiyasi reaksiya energiyasidan katta bo‘lishi kerak.

Laboratoriya sistemasida $p_A = 0$ sababli, nishon – yadro va zarradan iborat sistemaning to‘la impulsi zarraning impulsiga teng

$$p_A = 0 \quad p_a + p_A = p_a \neq 0$$

Demak, zarra va nishon – yadro laboratoriya sistemasida harakatda bo‘ladi. Uning inersiya markazining impulsi

$$p_1 = (m_a + m_A) \cdot \vartheta = p_a = m_a \vartheta$$

Kinetik energiyasi

$$T_1 = \frac{1}{2} (m_a + m_A) \cdot \vartheta_1^2 = \frac{p_1^2}{2(m_a + m_A)} = \frac{p_a^2}{2(m_a + m_A)} = \frac{m_a^2 \vartheta_a^2}{2(m_a + m_A)} = \frac{m_a}{m_a + m_A} T_a \quad (5.14)$$

Zarraning kinetik energiyasi – T_a ortishi bilan uning ma’lum qiymatidan boshlab endotermik reaksiya jarayoni boshlanadi. Bu qiymatga endotermik *reaksiya ostonasi* deyiladi. Zarra kinetik energiyasining T_1 – qismi sistema kinetik energiyasiga aylanadi, qolgan qismi esa yadro va zarralardan iborat sistemani qo‘zg’alish energiyasiga ya’ni, reaksiya energiyasiga sarflanadi.

$$|Q| = T_a - T_1 = T_a - T_a \frac{m_a}{m_a + m_A} = T_a \frac{m_A}{(m_a + m_A)_a} \quad (5.15)$$

bu reaksiya ostonasi deyiladi.

$$T_{ost} = \frac{m_a + m_A}{m_A} |Q| = \left(1 + \frac{m_a}{m_A}\right) |Q| \quad (5.16)$$

Reaksiya ostonasi qiymat jihatdan har doim reaksiya energiyasi Q dan katta.

Lekin ko‘p hollarda nishon – yadro massasi – m_A zarra massasiga nisbatan katta bo‘ladi $m_A \gg m_a$ bunday holda $T_{ost} = |Q|$ bo‘ladi. Fotonlar bilan bo‘ladigan endotermik reaktsiyada $T_{ost} = |Q|$ ga teng, chunki foton uchun $m_a = 0$. Ostona energiyasi yengil yadrolarda katta, og’ir yadrolarda kamayib boradi.

Yadro reaksiyalarida harakat miqdori momenti (impuls momenti) saqlanish qonuni.

Yadro reaksiyalarida to‘liq harakat miqdori momenti (impuls momenti) saqlanadi. $a + A \rightarrow B + b$ yadro reaksiyasi uchun uni quyidagi ko‘rinishda yozamiz:

$$\vec{J}_i = \vec{J}_f \quad (5.17)$$

bu yerda \vec{J}_i, \vec{J}_f – boshlang’ich va oxirgi holatlardagi to‘liq harakat miqdor momenti bo‘lib, u quyidagiga teng:

$$\vec{J}_i = \vec{J}_A + \vec{J}_a + \vec{l}_a \text{ va } \vec{J}_f = \vec{J}_B + \vec{J}_b + \vec{l}_b \quad (5.18)$$

bu yerda, $\vec{J}_A, \vec{J}_a, \vec{J}_B, \vec{J}_b$ – a, A, b, B zarralar (yadrolar) spini, \vec{J}_a – a zarraning A ga nisbatan orbital momenti, \vec{J}_b – b zarraning B ga nisbatan orbital momenti. Yadro spini J – bu spin va orbital momentlarning vektor yig’indisi bo‘lgani uchun:

$$\vec{J} = \vec{s}_1 + \vec{l}_1 + \vec{s}_2 + \vec{l}_2 + \dots + \vec{s}_A + \vec{l}_A \quad (5.19)$$

bu yerda, \vec{s}_1 – yadroni tashkil etgan nuklonlar spinlari, \vec{l}_1 – ularning orbital momentlari.

Orbital momentlar faqat butun qiymatlar qabul qiladilar. $l = 0$ uchun zarra nisbiy harakatini ifodalovchi to‘lqin funksiyasi sferik – simmetrik, $l \neq 0$ uchun bu funksiya sochilish burchagiga bog’liq bo‘ladi.

J vektor uchun bir vaqtida $|J|^2 = J(J+1)$ modulining kvadrati va ixtiyoriy o‘qdagi J_z proyeksiyasi aniq bo‘ladi. J_z proyeksiya J dan – J gacha bo‘lgan diapozondagi har x il qiymatlarni qabul qiladi. Ikki kvant vetorning $\vec{J}_1 + \vec{J}_2$ yig’indisi quyidagi qiymatlarni qabul qiladi:

$$|J_1 - J_2|, |J_1 - J_2 + 1|, \dots, J_1 + J_2 - 1, J_1 + J_2. \quad (5.20)$$

Harakat miqdori momentining saqlanish qonunining yadro reaksiyalarga qo‘llanilishi yadro reaksiyasining yuz berish ma’lum bir tanlash qoidalarini bo‘ysunishini ko‘rsatadi. Masalan, yadro momentlari nolga teng bo‘lgan holatlar orasida o‘tish yuz berganda gamma-nurlanishlar chiqarish jarayoni mumkin emas. Sababi – gamma-kvant butun qiymatli moment olib ketadi. Yadro reaksiyalarda harakat miqdori momentining saqlanish qonuni o‘zini qanday namoyon qiladi.

1-masala. Agar protonning orbital momenti nolga teng bo'lsa, (p,d) uzib olish reaksiyasidagi deytronning orbital momentini qabul qiladigan qiymatlari aniqlansin.

Yechish:

Uzib olish reaksiysi



Ushbu reaksiya uchun harakat miqdorining saqlanish qonuni quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

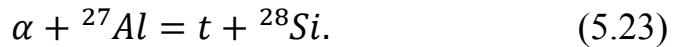
$$\frac{\vec{I}}{2} + \frac{\vec{l}}{2} = 0 + \vec{I} + \vec{I}_d \Rightarrow I_d = 0, 1, 2 \quad (5.22)$$

Shunday qilib, deytronning orbital momentining qabul qiladigan qiymatlari mos holda quyidagilar: 0, 1 va 2.

2-masala. Agar uchib kelayotgan α -zarraning orbital momenti $l_\alpha = 0$ ga teng bo'lsa, ${}^{27}Al(\alpha,t){}^{28}Si$ reaksiyada hosil bo'ladigan tritiyning l_t orbital momenti aniqlansin.

Yechish:

Mazkur reaksiya quyidagi ko'rinishga ega:



Yadro spinlarining qiymatlari:

$$J_{Al} = \frac{5}{2}, s_t = \frac{1}{2}, J_{Si} = 0. \quad (5.24)$$

Kirish kanali uchun harakat miqdor momentini yozamiz:

$$\vec{J}_i = \vec{s}_\alpha + \vec{J}_{Al} + \vec{I}_\alpha = 5/2 \quad (5.25)$$

Harakat miqdori saqlanish qonunidan quyidagi kelib chiqadi:

$$\vec{J}_i = \vec{J}_f = \vec{s}_t + \vec{J}_{Si} + \vec{l}_t \quad (5.26)$$

Bu yerdan, momentlar qo'shish qoidasiga asosan tritiy orbital momentining qabul qilishi mumkin bo'lgan qiymatlarini olamiz:

$$l_t = \frac{5}{2} + \frac{\vec{l}}{2} = 3,2.$$

Shunday qilib, mazkur reaksiyada tritiy orbital momenti qabul qilishi mumkin qiymatlar mos holda quyidagiga teng: 3/2.

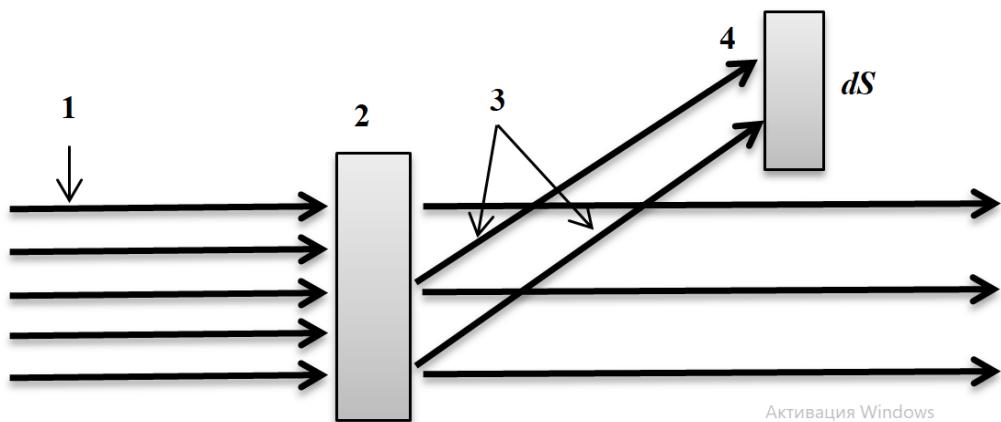
5.3- §. Yadro reaksiyalarining kesimlari va chiqishi.

Quyidagi (5.27) reaksiya uchun



tenglama yadro reaksiyalarini faqat sifat jihatdan xarakterlaydi. Bu tenglama asosida biror hajmdagi yadrolar bilan to‘qnashib, reaksiyaga olib keladigan zarralar soni to‘g’risida aniq gapirish qiyin. Shuning uchun zarraning yadro bilan to‘qnashish ehtimolligini tasvirlovchi kattalikni aniqlash lozim. Buning uchun quyidagi ikki holni ko‘raylik.

1. Yupqa nishon neytral zarralar bilan nurlantirilayotgan bo‘lsin. Nishon yupqa bo‘lganligi uchun tushayotgan zarralar hamma yadrolar bilan bir xil sharoitda to‘qnashadi (5.1- rasm).



5.1-rasm. Yadro reaksiyasining o‘rganishga doir tajriba sxemasi: 1 – tushayotgan α zarralar, 2 – nishon yadro, 3 – reaksiya natijasida hosil bo‘lgan zarralar, 4-detektor.

Nishondagi yadrolar zichligi n , tushayotgan zarralarning oqimi (ya’ni tushayotgan zarralar dastasiga tik o‘tkazilgan birlik yuzadan birlik vaqtida o‘tayotgan zarralar soni) $n_a \vartheta_a$ (n_a – tushayotgan zarralarning zichligi, ϑ_a – ularning tezligi) bo‘lsin. U holda rasmdagi cheksiz kichik ds yuzdan bir

sekundda o‘tayotgan zarralar soni tushayotgan zarralarning oqim zichligi va nishondagi yadrolar soni orqali aniqlanadi:

$$dN = d\sigma \cdot n_a \vartheta_a \cdot n \cdot V,$$

bundan

$$d\sigma = \frac{dN}{n_a \vartheta_a \cdot n \cdot V} \quad (5.28)$$

bu yerda V – nishonning hajmi, $d\sigma$ – proportsionallik koeffitsienti. Bu koeffitsient tushayotgan zarralar oqimiga ham, nishondagi yadrolar soniga ham bog’liq bo‘lmasdan, zarralarning yadrolar bilan bo‘ladigan ayrim ta’sirlanish elementar aktlarining miqdoriy xarakteristikasini ifodalaydi va effektuv kesim nomi bilan yuritiladi.

$d\sigma$ ni fazoviy burchak elementiga bo‘lib, differentsial effektiv kesim ifodasini hosil qilamiz. O‘z navbatida differentsial effektiv kesimni fazoviy burchak bo‘yicha integrallasak integral effektiv kesimni hosil qilamiz:

$$\sigma = \int d\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \frac{\Delta N}{n_a \vartheta_a \cdot n \cdot V}, \quad (5.29)$$

bu yerda ΔN – yupqa nishondan uchib chiqadigan va 5.1-rasmida ko‘rsatilgan uch turdag'i (tushayotgan, o‘tayotgan va sochilayotgan) zarralarning to‘la yig’indisi. Ko‘pincha integral kesim o‘rniga integral so‘zini tashlab, tegishli jarayonning kesimi degan atama ishlatiladi. Integral kesim reaksiyaning borish intensivligini xarakterlaydi.

Reaksiya natijasida yangi izotop hosil bo‘layotgan bo‘lsa, uning kattaligi tegishli reaksiyaning integral kesimiga proportsional bo‘ladi.

Agar (5.29) formulaga kiruvchi kattaliklarning o‘lchov birliklarini hisobga olsak $\left([n_a] = \frac{\text{zarra}}{m^3}, [v_a] = \frac{m}{s}, [n] = \frac{\text{zarra}}{m^3} \right)$ unda σ ning o‘lchov birligi yuza birligiga teng ekanligini ko‘rish mumkin.

Effektiv kesim *barn*larda o‘lchanadi: 1 *barn* = $10^{-28} m^2$. (5.29) formula, agar nishondagi yadrolarni tushayotgan zarralar dastasiga perpendikulyar joylashgan elementar yuzachalar bilan almashtirib, nishonga tushayotgan

nuqtaviy zarralar shu yuzachalardan o‘tganlaridagina reaksiya yuz beradi deb kelishib olsak, unda bu yuzachalar yig’indisiga teng bo‘lishi kerakligini ko‘rsatadi. Bu zarralarning geometrik qiymatini $S = \pi R^2$ (R – yadro radiusi, u taxminan $10^{-14} m$ ga teng) orqali topish mumkin. Ko‘rilayotgan xol uchun u taxminan $10^{-28} m^2$ ga teng bo‘ladi. Xaqiqatda tajribada reaksiya kesimi uchun bundan rninglab katta yoki kichik qiymat kuzatiladi. Masalan, energiyasi $0,025 eV$ bo‘lgan neytronlar bilan uran-235 izotopi nurlantirilganda kesim 705 barnga teng bo‘lishi aniqlangan, holbuki, uran yadrosining ko‘ndalang kesimi taxminan 2,5 barnga tengdir. Bunday katta farq zarralar yadrolar bilan to‘qnashganda ularning to‘lqin tabiatining namoyon bo‘lishini hisobga olish bilan tushuntirilishi mumkin.

Umumiy holda σ reaksiya jarayonining miqdoriy xarakteristikasi bo‘lib, reaksiyaning borish jadalligini bildiradi. a zarra A yadro bilan to‘qnashish jarayonida B yadro bilan b zarraning vujudga kelish ehtimolligi tushayotgan oqim zichligi $n_a \vartheta_a$ ga proportional bo‘lib quyidagi ko‘rinishda yozilishi mumkin:

$$\omega = \sigma \cdot n_a \cdot \vartheta_a. \quad (5.30)$$

2. Qalinligi d bo‘lgan nishon neytral zarralar bilan bo‘lbardimon qilinayotgan bo‘lsin (5.1-rasm). Agar tushayotgan zarralar dastasiga perpendikulyar joylashgan birlik yuza orqali birlik vaqtida o‘tadigan zarralar soni (oqim zichligi yoki intensivligi) N bo‘ladigan bo‘lsa, bu dasta dx masofani o‘tgandan suo‘ng $N - dN$ bo‘lib qoladi. Chunki tushayotgan neytral zarralar dastasi nishon moddasining yadrolari bilan bo‘ladigan reaksiyalari hisobiga kamayadi.

Agar zichligi ρ_0 bo‘lgan moddaning birlik massasidagi yadrolar sonini n_0 bilan belgilasak nishonning dx qalinligidagi yadrolar soni $n_0 \rho_0 dx$ bo‘lib, dastaning susayishi $N n_0 \rho_0 dx$ ga proportional bo‘ladi va proportionallikdan foydalanib,

$$-\frac{dN}{N} = \sigma \cdot n_0 \cdot \rho_0 dx \quad (5.31)$$

bog'lanishni hosil qilish mumkin. Bu yerda manfiy ishora dasta susayishini bildiradi. Proportsionallik koeffitsienti σ ning o'lchov birligi yuza birligida bo'lib, neytral zarralar yutilishining effektiv kesimini beradi. (5.31) tenglamani integrallasak

$$N = N_0 \cdot e^{-\sigma \cdot n \cdot d} \quad (5.32)$$

hosil bo'ladi, bu yerda $n = n_0 \rho_0$ va N_0 esa $d=0$ bo'lganligi intensivlikdir. Demak intensivlik nishon qalinligining ortishi bilan eksponentsiyal kamayar ekan. Bu oxirgi ifodadan foydalanib, effektiv kesimni tajribadan topish mumkin.

Yadro fizikasida biz yuqorida ko'rib chiqqan mikroskopik kesimlardan tashqari bir kub santimetr hajmdagi yadrolarning to'la kesimiga teng bo'lgan

$$\sum = N\sigma$$

makroskopik kesim keng qo'llaniladi. Bu kattalik har bir yadro bilan ayrim to'qnashuvni xarakterlovchi mikroskopik effektiv kesimdan farqli bo'lib, moddaning ma'lum massasiga taalluqlidir. Bir kub santimetrdagi yadrolar soni $N = \frac{\rho N_a}{A}$, bu yerda ρ – zichli N – Avogadro soni va A – atom og'irligi.

Yadro reaksiyasining kesimi.

Tajribada kesim emas, balki yadro reaksiyalarining chiqishi o'lchanadi. Yadro reaksiyasining chiqishi deganda ma'lum bir fizik sharoitda eksperimental qurilma yordamida har bir reaksiya aktiga mos qayd qilinadigan zarralar soni tushuniladi. Tajribada umuman biror aniq yoki har xil burchak ostida va bir xil energiyali yoki har xil energiyali zarralar qayd qilinishi mumkinligidan, reaksiya chiqishi keng ma'noga ega. Xususan, yupqa nishonga bir xil energiyali zarralar tushayotgan holda reaksiya chiqishi bilan kesim orasida oddiy bog'lanish mavjuddir. Agar yupqa nishonga tushayotgan zarralar oqimining zichligini $N(N = n_a \vartheta_a)$ bilan,

nishon yuzasidagi 1 sm^2 ga to‘g’ri keladigan yadrolar sonini N_s bilan va zarralarning ham yutilishiga, ham sochilishiga doir kesimni σ_l bilan belgilasaq u holda shu yupqa nishonning birlik yuzasida sodir bo‘ladigan reaktsiyalar soni $\pi_l = \sigma_l \cdot N_s N$ bo‘ladi. π_l ni tushayotgan zarralar oqimining zichligiga bo‘lsak yupqa nishon uchun reaktsiya chiqishi $Y_l = \sigma_l N_s$ hosil bo‘ladi. 1 sm^3 hajmdagi atomlar soni yuzasi 1 sm^2 va qalinligi 1 sm bo‘lgan nishondagi yadrolar soniga teng ekanligini hamda yuzasi 1 sm^2 bo‘lgan l qalinlikdagi nishonda

$$N_s = \frac{\rho h}{A} \cdot 6,02 \cdot 10^{30} \quad (5.33)$$

yadro mavjudligini hisobga olsak reaktsiya chiqishi uchun

$$Y_l = \frac{\sigma_l \rho h}{A} \cdot 6,02 \cdot 10^{30}$$

tenglikni hosil qilamiz. Bu yerda ρ – nishon moddasining zichligi, A – atom og’irligi.

(5.33) ko‘rinishdagi reaktsyaning kssimi σ_{ab} ning kvant nazariyasi asosida keltirib chiqaradigan ifodasini

$$\sigma_{ab} = |T_{ab}|^2 \frac{p_b^2}{\vartheta_a \vartheta_B} (2j_b + 1)(2j_B + 1) \quad (5.34)$$

ko‘rinishda yozish mumkin, bu yerda $\vartheta_a \vartheta_B$ mos ravishda a va b zarralar tezliklari, p_b – b – zarraning impul’si j_b, j_B – mos ravishda b va B zarralarning spinlari, T_{ab} – sistemaning $a+A$ holatdan $b+B$ holatga o‘tishiga doir matritsa elementlari yoki shu jarayon ehtimolligining amplitudasi. S sochilish jarayonida (orbital moment l nolga teng bo‘lganda) noldan farqli bo‘lgan past energiyalarda T matritsa elementi Q energiya spektrida asosan yakka, ba’zida esa juft maksimumlar namoyon bo‘lsada, uning zarralarning nisbiy energiyasiga bog’lanishi sust bo‘ladi. Neytral zarralarning elastik sochilishida $\vartheta_a = \vartheta_b = p_b/m_b$ bo‘ladi, shunga ko‘ra, effektiv kesim bu holda o‘zgarmaydi. Shu bilan birga bunday energiyalarda ($E_a \ll |Q|$)

neytral zarralar bilan bo‘ladigan ekzotermik reaktsiyalarda $P_b = m_b \vartheta_b = \sqrt{2m_b |\theta|} = const$ bo‘lganligidan (5.33) ifodani

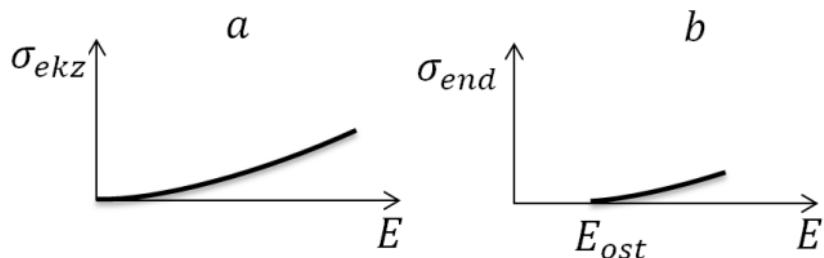
$$\sigma_{ekz} = \frac{const}{\vartheta_a} \quad (5.35)$$

ko‘rinishda ko‘chirib yozish mumkin. Demak, kichik energiyalarda neytral zarralarning tezligi kamayishi bilan effektiv kesimning qiymati ortar ekan.

Endotermik reaktsiya a zarraning energiyasi E_{ost} dan katta bo‘lgandagina amalga oshadi va energiya shu qiymatga yaqin bo‘lganda $\vartheta_a = const = \sqrt{2m_a |Q|}$ deb olinishi mumkin. U holda uchib chiqayotgan b zarraning tezligi to‘qnashish energiyasiga $\vartheta_b = \sqrt{2m_b(E - E_{ost})}$ ko‘rinishda bog’langan bo‘ladi va endotermik reaktsiya kesimi uchun

$$\sigma_{end} = const = \sqrt{E - E_{ost}} \quad (5.36)$$

bog’lanishni hosil qilamiz.



5.2- rasm. Past energiyada neytral zarraning ekzotermik (a) va endotermik (b) reaktsiya kesimlarining energiyaga bog’liqligi

5.2-rasmda past energiyalarda neytral zarraning ekzotermik va endotermik reaktsiya kesimlarining energiyaga bog’lanishi keltirilgan. Neytral zarralar uchun keltirilgan kesimlarning energiyaga bog’lanishi zaryadlangan zarralar uchun kulon ta’sirlashuvi hisobiga quyidagi o‘zgarishga olib keladi. Tushayotgan zarra bilan yadro orasidagi kulon ta’siri katta masofalarda ham mavjud bo‘lganligidan, yadro va kulon ta’sirlashishlarini alohida hisobga olinsa, T_{ab} matritsa elementini

$$T_{ab} = P_a^{1/2} T_{ab}^{yad} P_b^{1/2} \quad (5.37)$$

ko‘paytma ko‘rinishda yozish mumkin. Bu yerda T_{ab}^{yad} – yadro ta’siriga oid matritsa elementi, P_a va P_b – mos ravishda a va b zarralarning kulon to‘siqlaridan o‘tish ehtimolliklarini xarakterlovchi kattaliklar. Kulon ta’siri hisobga olinganda quyi energiyalarda a zarra energiyasi kamayishi bilan kesim ortish o‘rniga keskin kamayadi. Endotermik reaktsiya uchun ham tushayotgan a zarra energiyasining kamayishi kesimning keskin nolga intilishiga olib keladi (5.1- rasmga qarang.)

5.4-§. Yadro reaksiyalarning yuz berish mexanizmi.

Yadro reaksiyalarning yuz berish jara yoni asosan ikki xil mexanizm orqali tushuntiriladi, ya’ni oraliq (kompaund) yadro mexanizimi va bevosta o‘zaro ta ‘sir mexanizmlari.

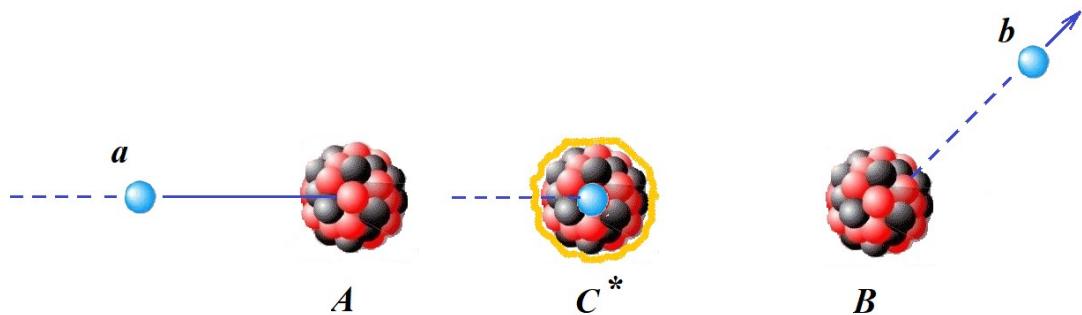
Oraliq yadro mexanizmi. 1936-yilda Nils Bor tomonidan taklif etilgan oraliq yadro mexanizmiga binoan yadro reaksiyalari ikki bosqichda yuz beradi.



V.Geyzenberg va N.Bor.

Nils Bor taklif qilgan yadro reaktsiyalarining kompaund yadro mexanizmiga ko‘ra, yadro reaktsiyasi ikki bosqichdan iborat. Birinchi bosqich nishon-yadro bilan zarraning birikma holat tashkil etishidan iborat, ya’ni $a + A \rightarrow C^*$.

Birikma holat C^* har doim kuchli qo‘zg’algan bo‘ladi, chunki yadro-nishonga a zarra o‘zining to‘la kinetik energiyasini beradi. Ikkinchisi bosqich esa birikma holatning u yoki bu zarraga parchalanishidan iborat, ya’ni $C^* \rightarrow b + B$. Demak, bu mexanizmga asosan reaktsiya quyidagicha o‘tadi:



5.3-rasm. Oraliq yadro mexanizmining yuz berish bosqichlari.

Yadro kuchlari ta’siri ostida ro‘y beradigan jarayonlar $t_{ya} = 10^{-22} \div 10^{-23}$ s vaqt oralig’ida o‘tadi. Bu qiymat tezligi yorug’lik tezligiga yaqin bo‘lgan zarralarning yadro diametriga teng masofani o‘tishi uchun kerak bo‘ladigan vaqtga mos keladi. Umuman, biron E energiyали zarraning tinch holatdagi nishon yadro bilan to‘qnashish vaqtini t_t (ya’ni reaktsiyaning o‘tish vaqtini) bilan t_{ya} orasidagi proportionallikni quyidagicha ifodalash mumkin:

$$t_t \sim t_{ya} \cdot E^{-1/2} \text{ MeV} \quad (5.39)$$

Reaktsiyaning o‘tish vaqtini t_t yadroni xarakterlovchi t_{ya} vaqtidan katta bo‘lgan holdagina birikma yadroni kompaund yadro deb tasavvur etish o‘rinli bo‘ladi. Kompaund yadro yashash vaqtini uzoqroq bo‘lishiga sabab nima? degan savol tug‘ulishi tabiiydir. Yadro kuchlari ta’sir doirasining kichikligidan, nishon-yadro zich joylashgan nuklonlar to‘plamidan iborat bo‘ladi. Nishon-yadroga kelib tushayotgan a zarra o‘z yulida uchragan qator nuklonlar bilan to‘qnash kelib, tezda ortiqcha kinetik energiyasini butunlay yo‘qotadi. Uning energiyasi yadroda nuklonning bog’lanish energiyasidan kichik bo‘lib qoladi va endi u nishon-yadrodan chiqib keta olmaydi. Hosil bo‘lgan kompaund yadro qo‘zg’olgan holatda bo‘ladi. Shunisi muhimki,

kompaund yadro tarkibidagi bitta ham nuklon bog’lanish energiyasini yengib chiqib keta oladigan darajadagi energiyaga ega emas.

Masalan, nishon-yadroga zarra tomonidan olib kelingan qo‘zg’alish energiyasi 15 MeV , kompaund yadrodagи nuklonlar soni esa $A = 100$, deb faraz qilaylik. U holda har bir nuklonning qo‘zg’alish energiyasi o‘rtacha $0,15 \text{ MeV}$ ga teng. Nuklon yadrodan chiqib ketishi uchun esa uning kinetik energiyasi bog’lanish energiyasi (8 MeV) dan katta bo‘lishi kerak. Vaqt o‘tishi bilan bu ortiqcha 15 MeV energiya kompaund yadro nuklonlari o‘rtasida bir necha xil taqsimotda bo‘ladi. Tasodifan, shunday fluktuatsiya vaziyati vujudga keladiki, bunda yadro sirtidagi biror nuklonda yadroni tark eta oladigan darajada energiya yig’ilib qolishi mumkin. U holda ehtimolligi juda kichik bo‘lgan “bug’lanish” jarayoni yuz beradi va nuklon yadrodan chiqib ketadi. Kompaund yadrodan ajralib chiqqan zarra (b) nishon-yadroga kelib tushgan dastlabki zarradan farq qilishi mumkin, ya’ni $b \neq a$, demak, $B \neq A$.

Shunday qilib, kuchli o‘zaro ta’sir qo‘zg’atilgan yadroda nuklonlararo qo‘zg’alish energiyasini intensiv ravishda qayta taqsimlab turishni ta’minlaydi. Ba’zan kompaund yadroning ortiqcha energiyadan birorta zarrani chiqarish yo‘li bilan qutilish jarayoni juda uzoq vaqt davom etishi mumkin. Masalan, agar kompaund yadro γ – nur chiqarsa, bunday nurlanish jarayoni 10^{-13} s davomida yuz berishi mumkin. Boshqacha qilib aytganda, kompaund yadro γ - kvantdan “qutulishni” yadroni xarakterlovchi $t_{ya} \sim 10^{-22} \text{ s}$ vaqtga nisbatan milliardlab marta ko‘p vaqt davomida hal qiladi. Shuning uchun (5.38) reaktsiyaning o‘ng tomoni kompaund yadro o‘zining qanday vujudga kelganligini butunlay “unutganidan” so‘ng amalgalashiriladi. Xuddi shu faktlar asosida kompaund yadro mexanizmi taklif qilingan.

Kompaund yadroning parchalanish turi uning qo‘zg’alish energiyasiga, harakat miqdori momentiga va boshka xarakteristik kattaliklariga bog’liq.

Lekin kompaund yadroning parchalanish turi uning vujudga kelish jarayoniga bog'liq emas. Bu kompaund yadro orqali o'tadigan reaktsiyalarning eng muxim xususiyatidir. Bu haqida batafsil to'xtalib o'tamiz.

Tajribada birlamchi a va ikkilamchi b zarraning yo'nalishlari oson aniqlanadi. Kuzatuvlar bu ikki yo'nalish orasida mutlaqo bog'lanish yo'qligini ko'rsatadi.

Xaqiqatan ham, birlamchi zarraning nishon-yadroda tutilishi uning fazoviy o'rnini yadro o'lchami bilan chegaralash demakdir. Noaniqliklar munosabatiga binoan yadroda tutilgan a zarraning impul'si aniq qiymatga ega bo'lmaydi. Demak, a zarraning boshlang'ich, erkin xolatdagi va nishon-yadrodag'i impul'slari o'rtasida bog'lanish yo'q. Kompaund yadroning parchalanishida b zarraning yadrodag'i va parchalanishdan keyingi (erkin xolatdagi) impul'slari ham xuddi yuqoridagidek nisbatda bo'ladi.

Demak, kompaund yadro orqali o'tadigan yadro reaktsiyalarida a va b zarra impul'slari o'rtasida mutlaqo bog'lanish yo'q. Ikkilamchi zarralar – reaktsiya mahsulotlari hamma yo'nalishlarda birday taqsimlangan bo'ladi. Albatta bunday taqsimot kompaund yadro harakatsiz sistemada, ya'ni energiya markazi sistemasida bo'lganida o'rinnlidir.

Kompaund yadroning parchalanishi uning vujudga kelish jarayoniga bog'liq bo'lmanligidan, yadro reaktsiyasi kesimi τ_{ab} ni kompaund yadroning vujudga kelish kesimi σ_{ac} va b zarraga parchalanish ehtimolligi ω_b ning ko'paytmasi tariqasida yozish mumkin:

$$\sigma_{ac} = \sigma_{ac} \cdot \omega_b \quad (5.40)$$

Kompaund yadroning vujudga kelish kesimini esa quyidagicha empirik ko'rinishda yozishimiz mumkin:

$$\sigma_{ac} = \sum_{l=0}^{\infty} U_l P_l \eta_l \quad (5.41)$$

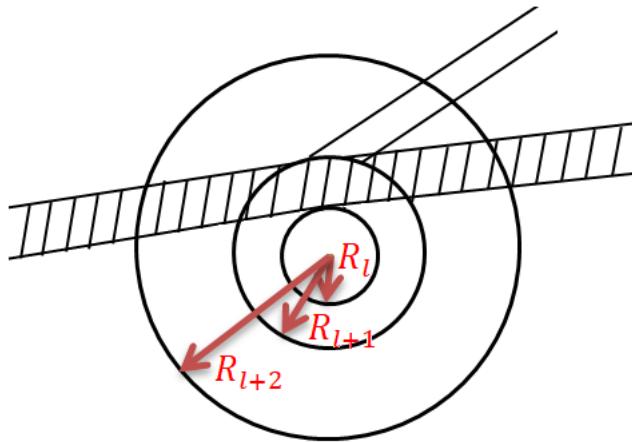
bu yerda U_l – zarraning yadro kuchlari ta'siri doirasiga tushish ehtimolligi, P_l - nishon-yadroning kulon va markazdan qochma kuchlarini a

zarra tomonidan o‘ta bilishlik ehtimolligi, η_l – empirik kattalik. Yadro kuchlarining ta’sir doirasi chegaralanganligidan, (5.41) formulada l orbitalmoment bo‘yicha yig’indini cheksiz qiymatgacha olishga extiyoj bo‘lmaydi. Chunki a zarraning nishon-yadro bilan ta’sirlashish doirasini ikki sohaga ajratish mumkin: tashqi – kulon va markazdan qochma kuch ta’siri doirasi va ichki yadro kuchlari ta’siri doirasi.

Agar Z o‘qini a zarra harakati bo‘ylab tanlasak, R_l to‘qnashuv parametriga tegishli harakat miqdori momenti taqriban $\hbar l$ ga teng, ya’ni $pR_l \approx \hbar l$ bo‘ladi. Zarra impul’sini uning de-Broyl to‘lqin uzunligi orqali ifodalasak, $p = \frac{\hbar}{\lambda} = \frac{\hbar}{\Upsilon}$ ni olamiz. Bundan

$$R_l = \Upsilon \cdot l \quad (5.42)$$

Demak, harakat miqdori momenti hl bo‘lgan zarralar nishon yadro ta’siri doirasida $R_l = \Upsilon \cdot l$ dan $R_{l+1} = \lambda(l + 1)$ gacha masofadan o‘tadi (5.4-rasm).



5.4-rasm. Xarakat miqdori momenti l bo‘lgan zarralarining ta’sirlashish sxemasi. l - momentli zarralar nishon bilan mos ravishda R_b , radiusli xalūalar ichida to‘qnashadi.

R_l zarralar tushayotgan halqaning kichik (ichki) radiusiga teng bo‘lsa, R_{l+1} –uning katta radiusiga teng bo‘ladi. Radiuslari R_l va R_{l+1} ga teng aylanalardan tashkil topgan halkaning yuzi U_l kesimdir:

$$U_l = \pi R_{l+1}^2 - \pi R_l^2 = \pi \Upsilon^2 (2l + 1) \quad (5.43)$$

Agar nishon-yadro bilan o‘zaro ta’sirga kiruvchi hap bir zarra yadro reaktsiyasini vujudga keltiradi, deb faraz qilsak, U_l reaktsiyaning $\hbar l$ hapakat miqdori momenti bilan xarakterlanuvchi partsial kesimini ifodalaydi. Zarra nishon-yadro ta’sir doirasiga tushishining to‘la kesimini topish uchun (6) ifodani l ning barcha qiymatlari bo‘yicha yig’ib chiqish lozim. Zarra nishon-yadro bilan o‘zaro ta’sirda bo‘lishi uchun u yadro kuchlarining ta’sir doirasiga kirishi, ya’ni 1- rasmga binoan R_l parametrning eng katta R qiymatiga teng bo‘lishi kerak:

$$R_l(\max) \simeq \Upsilon l \leq R \quad (5.44)$$

Demak, $l \leq \frac{P}{\Upsilon}$ moment bilan xarakterlanuvchi zarralargina nishon-yadro bilan o‘zaro ta’sirda bo‘ladi. U holda to‘la kesim

$$U = \sum_l U_l = \pi \Upsilon^2 = \sum_{l=0}^{R/\Upsilon} (2l + 1) = \pi(R + \Upsilon)^2$$

(yig’indi arifmetik progressiya qonuniga asosan hisoblanadi).

Shunday qilib, kompaund yadroning mavjud bo‘lish kesimi uchun (5.42) ga ko‘ra quyidagi ifodaga kelamiz:

$$\sigma_{ac} = \pi \Upsilon^2 \sum_{l=0}^{R/\Upsilon} (2l + 1) P_l \cdot \eta_l \quad (5.45)$$

Ta’rifga binoan P_l zarraning tashqi sohadagi holatiga bog’liqdir. Masalan, u zarra neytrondan iborat bo‘lsa va $l=0$ desak, $P_0 \equiv 1 \cdot \eta_l$ ning qiymati, odatda, ma’lum taxrninga asoslangan xolda (5.45) ni eksperiment bilan taqqoslab topiladi.

Kompaund yadroning parchalanishi

Kompaund yadroning ω_b parchalanish ehtimolligi parchalanish jarayonining fizika asosini va kompaund yadroning barqaror holatga o‘tishi qanday yo‘l bilan borishini xarakterlovchi kattalikdir. Kompaund yadroning B va b zarralarga parchalanish ehtimolligi uning qo‘zg’alish energiyasining shu b zarrada yig’ilish ehtimolligiga bog’liq. Qo‘zg’alish energiyasining ma’lum bir zarraga taqsimlanishi tasodifiy holdir. Umuman, kompaund

yadroning turli zarralarga parchalanishi ehtimoldan holi emas. Har bir mumkin bo‘lgan parchalanishlar ehtimolliklarini $\omega_1, \omega_2, \dots$ deb belgilasak, kompaund yadro parchalanishining to‘la ehtimolligi quyidagi yig’indiga teng bo‘ladi:

$$W = \omega_1 + \omega_2 + \dots = \sum_{k=1} \omega_k \quad (5.46)$$

Aniq b jarayonning ehtimolligi ω_b , odatda, energiya sathining kengligi Γ_b ni belgilaydi. Qo‘zralgan yadro C^* holatda faqat τ_b vaqtgina yashaydi, so‘ngra u B va b zarralarga parchalanadi. Yadro chekli vaqt yashashligi sababli qo‘zg’algan holatning energiyasini noaniqliklar munosabatiga ko‘ra $\Gamma_b = \Delta E_b \sim \frac{\hbar}{r_b}$ aniqlikda topish mumkin. Ikkinci tomondan, jarayonning ehtimolligi $\omega_b = \frac{1}{r_b}$, U holda

$$\Gamma_b = \Delta E_b = \hbar \omega_b \text{ va } \Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3 \dots = \sum_{k=1} \Gamma_k \quad (5.47)$$

Demak, energiya sathining to‘la kengligi partsial kengliklar yig’indisidan iborat bo‘ladi. Kichik energiyalarda qo‘zg’algan kompaund yadrolarda faqat Γ_γ radiatsion kenglik noldan farqli bo‘ladi.

Masalan, jarayonning o‘rtacha vaqt $\tau_\gamma = (10^{-14} \div 10^{-15})s$, u holda radiatsion kenglik:

$$\Gamma_\gamma = \frac{\hbar}{\tau_\gamma} = \frac{6,6 \cdot 10^{-16} \text{ eV} \cdot \text{s}}{10^{-15} \text{ s}} = 0,66 \text{ eV}.$$

Bunday kichik energiyalarda kompaund yadrodan neytron yoki protonning ajralib chiqishi mumkin emas, chunki bu energiya ularning yadrodagи bog’lanish energiyasidan juda kichiq Birlamchi zarra energiyasining ortishi bilan parchalanish yo‘llarining turi ko‘payadi. O‘ta qo‘zg’algan kompaund yadroning yashash vaqtı juda qisqa, energetik sath kengligi esa shuncha katta bo‘ladi.

Endi kompaund yadroning b zarraga parchalanish yo‘li bilan asosiy B holatga qaytish ehtimolligini aniqlayliq Kompaund yadroning kuzg’alish energiyasi yadro ichida tasodifiy holda taksimlanganlidan, har xil

parchalanish kanallari o‘zaro raqobatda bo‘ladi. Ma’lum b kanal bo‘yicha parchalanishning ehtimolligi ω_b mos partsial kenglikning to‘la kenglikka nisbati bilan aniqlanadi:

$$\omega_b = \frac{\Gamma_b}{\Gamma}. \quad (5.48)$$

$(a + A \rightarrow B + b)$ (5.48) reaktsiyaning effektiv kesimi uchun biz quyidagi ifodaga kelamiz:

$$\sigma_{ab} = \pi Y^2 \frac{\Gamma_b}{\Gamma} \sum_{l=1}^{R/Y} (2l+1) P_l \eta_l \quad (5.49)$$

Agar berilgan qo‘zg’alish energiyasida kompaund yadroning faqat bitta parchalanish kanali mavjud bo‘lsa, ya’ni $\Gamma = \Gamma_b$ bo‘lsa, u holda $\omega_b = 1$. Zarra energiyasining har xil sohalarida (5.49) reaktsiyaning o‘ziga xos xususiyatlarini batafsil ko‘raylik. $l \leq \frac{R}{Y}$, shart, zarraning de-Broyl to‘lqin uzunligi $Y = \frac{\hbar}{p}$ nishon-yadronning ta’sir doirasi radiusidan juda katta ($Y \gg R$) bo‘ladigan darajadagi past energiyalarda faqat $l=0$ holdagina bajariladi. Xaqiqatan ham, agar $Y \gg R$ bo‘lsa, $l \leq \frac{R}{Y} \ll 1$, ya’ni $l \ll 1$, demak, $l = 0$. Bunday kichik energiyalarda nishon-yadro bilan ro‘para to‘qnashuvchi zarralar uchungina (5.49) reaktsii ehtimolligi noldan farqli bo‘ladi. Zarraning bunday past kinetik energiyalarida (4) reaktsiyaning borishi uchun u nishon-yadroning kulon to‘sig’ini sezmasligi kerak (markazdan qochma kuch $l=0$ hol uchun nolga teng), ya’ni neytral zarra bo‘lishi kerak, masalan, neutron. Demak, past energiyalarda reaktsiyaning borish sharti $P_l=1$ ekan.

Kichik energiyadagi neytronlarni qamrab olishda kompaund yadroning hosil bo‘lishi har doim γ - kvantring uchib chiqishiga olib kelavermaydi, balki shuningdek, neytron uchirib chiqarishi va (n, p) yoki (n, α) reaktsiyalarning amalga oshishi mumkin. Kompaund yadro modelida reaktsiya ikki bosqichga – kompaund yadroning hosil bo‘lishi va parchalanishiga bo‘linganligi sababli, turli mumkin bo‘lgan hodisalarining

nisbiy ehtimolligi kompaund yadroning kvant holatlari orqali aniqlanishi kerak

Xususan, agar yadroning energiya sathlari – rezonanslar bir-birini qoplama, kompaund yadroning tabiatini alohida-alohida kvant holatning xususiyatlari orqali belgilanadi va demak, ushbu holatni yuzaga keltirgan usulga bog'liq bo'lmaydi. Masalan, chiqarilayotgan γ - kvant va neytronning nisbiy intensivligi neytronlar bilan nurlanayotgan ${}^A_Z X$ yadro uchun protonlar bilan bo'lbadimon qilinayotgan ${}_{Z-1}^A X$ yadro uchun bir xil bo'ladi. Bunda albatta, tushayotgan zarralarning energiyasi shundayki, ular bir xil rezonans holatni vujudga keltiradilar. Yuqoridagi xulosa «mustaqillik gipotezasi» deb ataladi.

Quyida bu gipoteza yadroda bir qiymatli bo'lмаган rezonanslar bir-birini qoplagan vaziyatda yana qayta ko'rib chiqiladi. Kuzatuvlar past energiyalarda neytronning nishon-yadroda yutilishi va so'ngra kompaund yadroning parchalanish reaktsiyasi nuring sochilish jarayoniga juda o'xshashligini ko'rsatadi. Optikaning dispersiya hodisasi kabi (n, b) reaktsiyalarda ham reaktsiya kesimi egri chizig'ida rezonans maksimumlar kuzatiladi. Bu rezonans maksimumlar kompaund yadro qo'zg'alish energiyasining ma'lum qiymatlarida kuzatiladi.

$(a + A \rightarrow C^* \rightarrow B + b)$ reaktsiya kesimini quyidagicha ham yozish mumkin:

$$\sigma_{A \rightarrow C \rightarrow B} = \sigma_{A \rightarrow C} \omega_B \quad (5.50)$$

bu yerda $\sigma_{A \rightarrow C}$ kompaund yadroning hosil bo'lish kesimi, ω_B - uning (5.50) reaktsiya sxemasiga asosan (ya'ni B_b kanal orqali) parchalanish ehtimolligi (5.50) ifodada jarayonning ikki bosqichligi va shuningdek, mustaqillik gipotezasi ham aniq ko'rsatilgan.

G. Breyt va Ye. Vigner 1936 yilda (n, b) reaktsiya uchun quyidagi dispersion formulani taklif qildilar:

$$\sigma_{A+C} = \pi \lambda_{Aa}^2 = \frac{2(I_C+J)\Gamma_{Aa}\Gamma}{2(I_A+J)2(I_a+J)(\varepsilon-\varepsilon_0)^2+(\Gamma/2)^2}, \quad (5.51)$$

bu yerda $\lambda_{Aa} - A_a$ kanalidagi nisbiy to‘lqin uzunlik, ε_0 – massalar markazidagi rezonans energiya, Γ – sathning to‘la kengligi, Γ_{Aa} – sathning Aa kanal bo‘yicha parchalanishga nisbatan partsial kengligi. Ma’no jihatdan $\frac{\Gamma_j}{\hbar}$ kattalik kompaund yadroning J kanali bo‘yicha vaqt birligidagi parchalanish ehtimolligini bildiradi. Bu yerda

$$\Gamma = \sum_j \Gamma_j \quad (5.52)$$

yig'indi hamma kanallar bo'yicha olinadi va

$$W_b = \frac{\Gamma_{Bb}}{\Gamma} \quad (5.53)$$

(5.52) va (5.53) tengliklarni (5.51) munosabatga qo‘yish rezonans uchun Breyt – Vignerning mashhur formulasini beradi:

$$\sigma_{A+C+B} = \pi\lambda^2 \frac{2(I_C+J)\Gamma_{Aa}\Gamma}{2(I_A+J)2(I_a+J)(\varepsilon-\varepsilon_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \quad (5.54)$$

Xususan, (n, γ) reaktsiya uchun

$$\sigma(n, \gamma) = \pi \lambda^2 \frac{2I_C + J\Gamma_n \Gamma_\gamma}{2(2I_A + J)(\mathcal{E} - \mathcal{E}_0)^2 \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \quad (5.55)$$

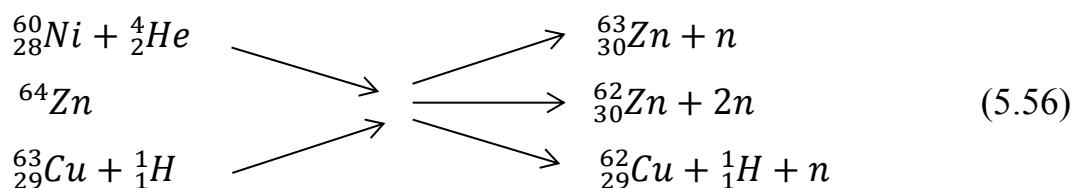
bu yerda Γ_n va Γ_γ – neytron va γ - kvant uchirib chiqarishga mos keluvchi partsial kengliklar.

Breyt – Vigner formulasi yordamida kompaund yadroda har qanday berilgan rezonans sohasida kesimning qiymati aniqlanadi. Neytronning kumush yadrolari bilan to‘qnashish kesimi 0,01 dan 100 eV gacha bo‘lgan energiya oralig’ida bir necha rezonans – maksimal qiymatlarga ega. Shu rezonanslardan birinchisining energiyasi $\mathcal{E}_0=5,120$ eV bo‘lib, u rezonans γ – chiqarish va neytron chiqarishga nisbatan $\Gamma_\gamma=136,10^{-8}$ eV va $\Gamma_n = 5,9 \times \varepsilon^{1/2} \cdot 10^{-3}$ eV kengliklar bilan xarakterlanadi.

Neytronlarni “qamrash”da kuzatilgan rezonanslar yadrolar kuzralgan holatlarining energiyasi va shunga mos keladigan sathlar kengligi haqidagi ma'lumotlarni beradi. Bu xildagi tajribalarni zaryadli zarralar bilan amalga

oshirish mumkin emas. Faqat eng yengil yadrolar bundan istisno. Bunga sabab, kichik energiyalarda kulon to‘sig’i Γ_A ni favqulodda kamaytirib yuboradi. Neytronlar uchun $l=0$ holatda Γ_n eng katta qiymatga ega, kompaund yadroning spini esa $I_A = \pm \frac{1}{2}$ bo‘ladi.

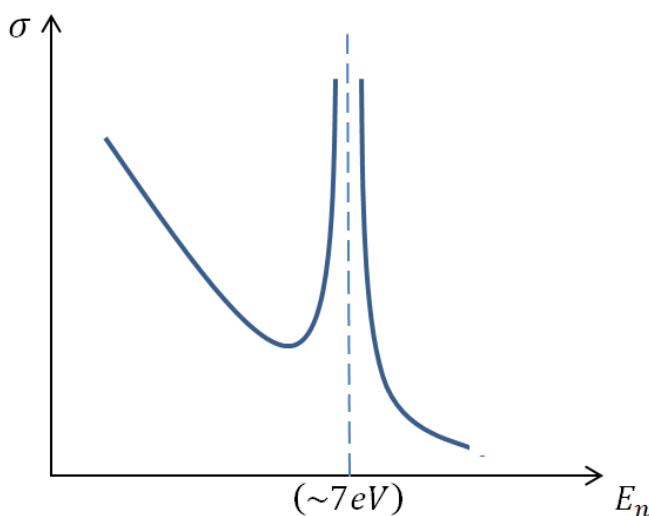
Qo‘shilib ketadigan sathlar sohasida mustaqillik gipotezasi tekshirilgan ishlar soni uncha ko‘p emas. Ulardan birinchisi va ko‘prok eslab turiladigani Gxoshal tomonidan amalga oshirilgan. Gxoshal ikki xil usul bilan olingan $^{64}_{30}Zn$ ning uyg’ongan yadrolari tabiatini o‘rgandi:



(5.50) munosabatga asosan mustaqillik gipotezasi, masalan, quyidagi tenglikning bajarilishini talab qiladi:

$$\frac{\sigma(\alpha, pn)}{\sigma(\alpha, 2n)} = \frac{\omega(pn)}{\omega(2n)} = \frac{\sigma(p, pn)}{\sigma(p, 2n)} \quad (5.57)$$

Bu tenglamada hamma kesimlar ${}_{30}^{64}Zn$ kompaund yadroning bitta qo‘g’alish energiyasiga mos keladi. Gxoshal o‘z tajribalarning natijalari orqali mustaqillik gipotezasi (5.50) va (5.53) ko‘rinishdagi talablarining to‘g’riligini tasdiqladi.



5.5- rasm. Neytronning uran-238 yadrosida yutilish kesimining neytronlar energiyasiga rezonans bog'liqligi.

Rezonans energiyada (7 eV, 5.5-rasm) kompaund yadroning vujudga kelish kesimi, (n, n) elastik sochilish kesimi va noelastik (n, b) reaktsiya kesimi quyidagicha aniqlanadi:

$$\sigma_{ac} = 4\pi\lambda_n^2 \frac{\Gamma_n}{\Gamma}; \quad \sigma_{nn} = 4\pi\lambda_n^2 \frac{\Gamma_n^2}{\Gamma^2}; \quad \sigma_{nb} = 4\pi\lambda_n^{-2} \frac{\Gamma_n \Gamma_b}{\Gamma^2}. \quad (5.58)$$

Faraz qilaylik, faqat bitta noelastik kanal mavjud bo'lsin, ya'ni $\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b$ u holda elastik sochilish kesimi $\Gamma_b = 0$, $\Gamma_n = \Gamma$ bo'lgandagina maksimumga erishadi, ya'ni

$$\sigma_{nn}(max) = 4\pi\lambda_n^2.$$

Noelastik sochilish kesimi esa $\Gamma_b = \Gamma_n = \frac{\Gamma}{2}$ maksimal qiymatga ega bo'ladi:

$$\sigma_{nb}(max) = \pi\lambda_n^2.$$

Juda past energiyalarda, ya'ni $T \ll T_{rez}$ da, reaktsiya kengligini $\Gamma_b = const$ deb hisoblash mumkin; $\Gamma_b \sim \vartheta_n$. U holda (n, b) reaktsiya kesimi va (n, n) elastik sochilish kesimi quyidagicha funktsional ko'rinishda bo'ladi:

$$\sigma_{nb} \sim \frac{1}{\vartheta_n}; \quad \sigma_{nn} = const \quad (5.59)$$

Demak, o'ta past energiyalarda (n, b) reaktsiya kesimi ϑ^{-1} kabi o'sar ekan. Bu hol neytronlar fizikasida va yadro energetikasida muhim ahamiyatga ega bo'lgan $1/\vartheta$ qonundir. Bu qonun asosida reaktorlarda muhim reaktsiyalarning o'ta sekin neytronlar bilan juda ham shiddatli tishi tushuntiriladi. Haqiqatan ham, agar neytronlarning tezligi sekinlasa, ularning nishon-yadro bilan ro'para ta'sirlashish vakti oshadi, natijada neytronlarning yutilish ehtimolligi ham oshadi.

Past energiyalarda asosan (n, γ) yoki (n, n) jarayonlar ro'y beradi, xolos. (n, γ) reaktsiya ga oddiy misollar tariqasida 1_1H (n, γ) 2_1H ; 2_1H (n, γ)

3_1H ; $^{19}_9F(n, \gamma)^{20}_9F$ va hokazolarni keltirish mumkin. Birinchi reaktsiyaning kesimi kichik $\sigma_{n\gamma} = 0,3$ barn; reaktsiya energiyasi esa $Q = 2,18$ MeV. Ikkinchi reaktsiyaning kesimi juda kichik $\sigma_{n\gamma} = 0,46 \cdot 10^{-3}$ barn. Ba'zi reaktsiyalarda esa mazkur kesim juda katta bo'lishi mumkin. Masalan, tezligi $0,0253$ eV ga teng neytronlarning kadmiy yadrosi tomonidan yutilish kesimi $^{113}_{48}Cd(n, \gamma)^{114}_{48}Cd$ reaktsiyasi uchun 19500 barn ga teng. Shuning uchun ham reaktorlarni boshqarishda kadmiy tayoqchalaridan keng foydalaniladi.

Agar nishon-yadroga tushayotgan zarraning de-Broyl to'lqin uzunligi yadro o'lchamidan juda kichik, ya'ni $\hbar \ll R$ bo'lsa, bunday jarayonlar yuqori energiyali yadro reaktsiyasiga kiradi. Zarraning energiyasi bir necha MeV bo'lib, u nishon-yadroning potentsial to'sig'idan bemalol o'ta oladi – $P_l \sim 1$.

Yuqori energiyali (n, b) jarayonlarda ko'pincha (n, n'), (n, r), (n, a) va ($n, 2n$) kabi reaktsiyalar yuz beradi.

Neytronlar energiyasining $T_n > 1$ sohasida noelastik sochilish (n, n') reaktsiyasi ro'y berishi uchun neytron energiyasi nishon-yadroning birinchi qo'zg'olgan holati energiyasidan past bo'lmasligi kerak. Bu xil reaktsiyalarni yadro reaktsiyasi nazariyasining kompaund yadro modeli bilan tushuntirish mumkin.

(n, p) reaktsiyalariga $^{19}_9F(n, p)^{18}_8O$; $^{27}_{13}Al(n, p)^{27}_{12}Mg$ kabi reaktsiyalar misol bo'la oladi. Bu xil jarayonlar neytron energiyasining faqat protonning kompaund yadrodan chiqib keta olishiga yetarli bo'lgan qiymatlaridagina amalga oshishi mumkin. Protonlar kompaund yadrodan "bug'lanishi" uchun ularning kinetik energiyasi bog'lanish energiyasi bilan potentsial to'siq yig'indisidan katta bo'lishi kerak.

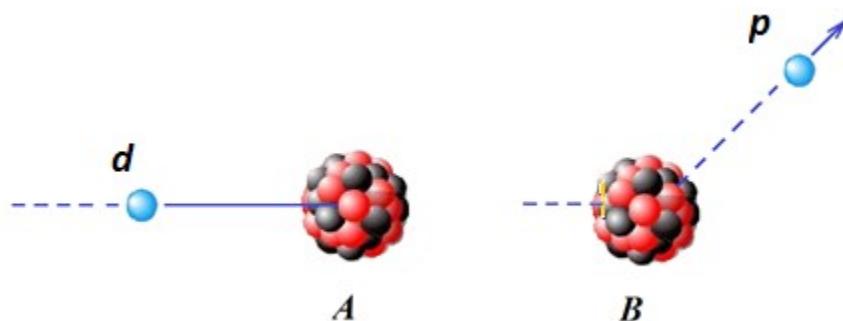
Neytronni yetarlichcha yuqori energiyalarda eksperimental kuzatish natijalari yadro reaktsiyasi nazariyasining kompaund yadro modeli asosida

hisoblangan kesimidan farq qiladi: eksperiment natijalari nazariy hisobdan katta. Bu tafovut (n, p) protonlar va a - zarralarni to‘g’ridan-to‘g’ri nishon-yadrodan urib chiqarish yo‘li bilan ham o‘tadi.

O‘ta yuqori energiyalarda ($T_a > 100 \text{ MeV}$) yadro reaktsiyalari uchun N.Borning kompaund yadro modeli to‘g’ri bo‘lmay qoladi. Mazkur energiyalarda a zarra nishon-yadroni tashkil etgan nuklonlar bilan to‘qnashgan holda o‘z energiyasini tamoman yo‘qotishga ulgurmay yadrodan o‘tib ketadi.

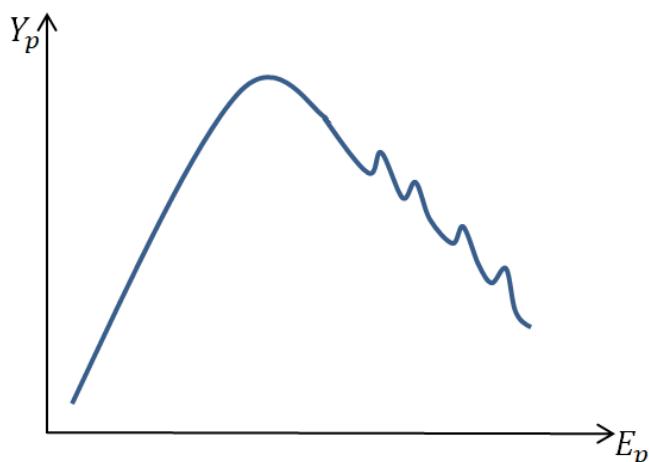
Bevosita reaksiya mexanizmi.

Agar yadro reaksiyasi t_{ya} yoki unga nisbatan qisqaroq vaqtda ro‘y beradigan bo‘lsa, bunday reaksiya bevosita o‘zaro ta’sirli yadro reaksiyasi deyiladi. Bunday qisqa vaqt ichida yadroga kelib tushayotgan zarra yadrodagи faqat bitta yoki ko‘pi bilan ikkita-uchta nuklonlar bilan to‘qnashishga ulguradi. Kompaund yadro mexanizmidan farqli o‘laroq, bu holda bitta nuklon bilan to‘qnashgan zarra unga bevosita impuls beradi va natijada bu zarra yadrodan urib chiqarilishi mumkin bo‘ladi. Bunday mexanizm asosida nishon-yadrodan protonlar hamda neytronlar teng intensivlik bilan uchirib chiqarilishi mumkin, chunki yuqori energiyalarda tushayotgan zarra bilan nishon-yadro orasidagi kulon ta’sirni hisobga olmasa ham bo‘ladi.



5.6-rasm. Bevosita o‘zaro ta’sir mexanizmi yuz berish bosqichlari.

Agar nishon-yadro bilan to‘qnashayotgan *a* zarra tarkibiy qismiga ega bo‘lsa (masalan, deytron – *d*) uning bir qismigina nishon-yadro bilan bevosita o‘zaro ta’sirda bo‘lishi mumkin. Qolgan qismi esa ta’sirni sezmagan holda uz yo‘lida faqat traektoriyasini o‘zgartirgan holda davom etadi. Bu xil jarayon reaksiyalari bevosita o‘zaro ta’sirli mexanizmga kiradi. Masalan, deytronlar bilan bo‘ladigan stripping-uzilish reaksiyasi (deytronning bir nukloni nishon-yadroda qoladi, ikkinchisi esa reaksiya jarayonida birinchidan ajralib – “uzilib” o‘z yo‘lida davom etadi) yoki unga teskari pikapilish reaksiyasi (tushayotgan nuklon nishon-yadrodan bitta yoki ikkita nuklon ilib oladi). 5.7- rasmda (*d, p*) uzilish reaksiyasiga tegishli protonlar chiqishining energetik bog’lanishi keltirilgan.



5.7-rasm. (*d, p*) reaksiya chiqishining pratonlar energiyasi-ga bog’liqligi.

Rasmda nisbatan katta energiyali protonlarga tegishli maksimumlar ham yaqqol ko‘rinib turibdi. (*d, p*) reaksiyalarda hosil bo‘lgan protonlarning burchak taqsimotini o‘rganish past energiyalarda 900 ga nisbatan simmetriya mavjudligini ko‘rsatsa, yuqori energiyalarda bu simmetriya yo‘qoladi.

(*d, p*) reaksiya natijasida paydo bo‘lgan va 5.7- rasmdagi keng maksimumni hosil qiladigan past energiyali protonlar deytronlarning parchalanib, kompaund yadro hosil bo‘lish jarayoni orqali yuzaga kelsa, nisbatan yuqori energiyali protonlar intensivligining ayrim maksimumlari

uzilish jarayoni hisobiga hosil bo‘ladi deb tushuntirish mumkin. Demak, spektrdagи har bir maksimum hosilaviy yadroning asosiy yoki uyg’ongan holatlarining birontasida hosil bo‘ladigan reaksiyasiga mos keladi.

S. Batler hosilaviy yadro neytronlarni quyи holatga qamrab oladigan hol uchun katta energiyadagi deytronlarning (d, p) uzilish reaksiyasi differentsial effektiv kesimini nazariy jihatdan o‘rgandi va bunday reaksiyalarni yadro spektroskopiyasi uchun tatbiq etish mumkinligini ko‘reatdi. E_d energiyali deytronni qamrab olgan nishon yadroning bog’lanish energiyasi

$$E_1 = E_d + \varepsilon_p + \varepsilon_n - \varepsilon_d \quad (5.60)$$

bo‘ladi, bu yerda $\varepsilon_p, \varepsilon_n$ – proton va neytronning nishon-yadrodagи bog’lanish energiyalari, ularning qiymatlari taxminan 8 MeV ga teng. ε_d – proton xamda neytronning deytrondagи bog’lanish energiyasi ($\varepsilon_d \approx 2,2 \text{ MeV}$). (d, p) reaksiya uchun uyg’onish energiyasi

$$E_2 = E_d + \varepsilon_n - \varepsilon_d - E_p \quad (5.61)$$

bo‘ladi va agar $E_d \approx 2 \text{ MeV}$ deb olinsa, $E_d - \varepsilon_d \approx 0$ bo‘ladigan xol uchun

$$E_2 = \varepsilon_d - E_p \quad (5.62)$$

ifodaga kelamiz. Bundan, agar uchib chiqayotgan proton energiyasi $E_p \approx \varepsilon_n$ bo‘lsa, $E_2 \approx 0$ bo‘lishi kerak, degan xulosaga kelamiz. Shunday qilib, uzilish reaksiyasining muhim xususiyati shundaki, hosil bo‘lgan yadroning qo‘zg’alish energiyasi juda kichik bo‘lishi mumkin va uzilish mexanizmi tufayli deytronlar ta’siridagi reaksiyalar kuchsiz qo‘zg’algan xolatlarni o‘rganish imkonini beradi. Yana shuni xam qayd qilish kerakki, bunday reaksiya natijasida hosil bo‘lgan protonlar evergiyasi tushayotgan deytronlarning energiyasidan xam katta bo‘lib qolishi mumkin.

Uzilish reaksiyasi jarayonida uzilgan neytron ma’lum bir sathga tushganda effektiv keesim eng katta qiymatga erishadi. Bu holda uchib

chiqayotgan zarralar energiyasi aniq bir qiymatli bo‘lib, hosil bo‘lgan yadro satxlariga mos keladigan qator maksimumlardan iborat bo‘ladi.

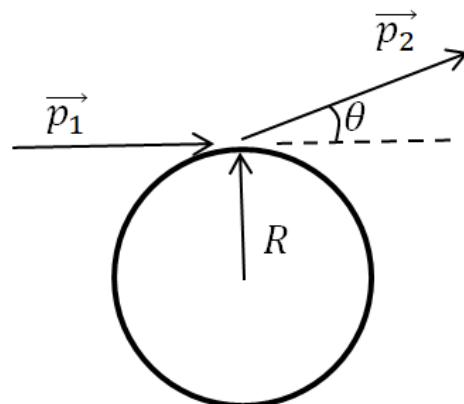
Bundan tashqari, sathlarning xossalari uchib chiqayotgan zarralarning burchak taqsimotiga xam ta’sir etadi. Qobiq modelga asosan, uzulish natijasida yadro ichiga kirib borayotgan neytronning burchak momenti u tushib qolgan qobiqning momentiga teng bo‘lishi kerak. Bevosita o‘zaro ta’sir reaksiyalari bir qator o‘ziga xos xususiyatlarga ega. Shulardan eng muximlari ustida to‘xtalib o‘tamiz.

Inertsiya markazi sistemasida reaksiya maxsulotlarining burchak taqsimoti birlamchi zarra yo‘nalishiga nisbatan kuchli anizotropiyaga ega bo‘ladi. Chunki, birinchidan, zarra uz impulsini nishon-yadroning asosan bitta nukloniga beradi; ikkinchidan, berilgan energiya yetarlicha yuqori bo‘ladi. Natijada nishon-yadrodan urib chiqarilgan nuklon asosan birlamchi zarra impulsi yo‘nalishi bo‘yicha mumkin bo‘lgan energiya bilan harakat qiladi. Masalan, (n, n) bevosita o‘zaro ta’sir reaksiyasida nishon-yadrodan urib chiqarilgan neytronlarning inertsiya markazi sistemasidagi burchak taqsimoti birlamchi neytronning yo‘nalishi buyicha cho‘zilgan, energiyasi esa birlamchi neytron energiyasiga yaqin bo‘ladi. Biz yuqorida ko‘rdikki, kompaund yadro modelida ikkilamchi zarralarning burchak taqsimoti inertsiya markazi sistemasida sferik simmetriyaga ega bo‘ladi.

Bevosita o‘zaro ta’sir jarayonlarini, odatda, sirt reaksiyalari deyiladi, chunki agar energiya taxminan 10 MeV atrofida bo‘lsa, bevosita o‘zaro ta’sir reaksiyalari asosan nishon-yadro sirtida ro‘y beradi. Bevosita o‘zaro ta’sir yadro reaksiyalarining bu xil xususiyati quyidagicha talqin qilinadi. O‘rta energiyadagi nuklonning nishon-yadro sirtidagi nuklonlar bilan to‘qnash kelmasdan ichki sohaga o‘tish ehtimolligi juda kichik. Bundan tashqari, nishon-yadroning ichkarisidan biror nuklonni urib chiqarish ehtimolligi ham juda kichik. Chunki ichkaridan chiqayotgan nuklon uz yo‘lida yana to‘qnashuvda qatnashib, chiqib ketolmasligi mumkin. Bevosita o‘zaro ta’sir

reaksiyalarini nishon-yadro sirtida yuz berishi urib chiqarilgan zarralarning burchak taqsimotida o‘ziga xos joylashgan maksimumlarning paydo bo‘lishiga olib keladi. Bu holni (n, n) reaksiya misolida ko‘raylik. Past energiyalar sohasi (10 MeV) mavjudligi sababli masalani yarim klassik holda ko‘ramiz.

Faraz qilaylik, mazkur (n, n) jarayon elastik sochilish bo‘lsin. Chunki birlamchi va ikkilamchi neytronlarning impulslari mazkur mexanizmga asosan absolyut qiymati bo‘yicha bir-biriga juda yaqin, ya’ni $|\vec{p}_1| \approx |\vec{p}_2|$. Agar reaksiya R radiusli nishon-yadroning sirtida yuz bersa, reaksiyada bevosita qatnashuvchi neytronlarning orbital momentlari mos ravishda $[\vec{R}, \vec{p}]$ va $[\vec{R}, \vec{p}_2]$ bo‘ladi. Shuni aytish kerakki, birlamchi neytron impulsi yadro sirtiga deyarli urinma holida yo‘naligan (5.8-rasm).



5.8-rasm. Sirt to‘qnashuv reaksiya-sining vektor diagrammasi

Shunday soddalashtirishdan so‘ng orbital momentlar o‘zgarishi uchun quyidagi ifodaga kelamiz:

$$\hbar\Delta l = 2p_1 R \cdot \sin \frac{\theta}{2}$$

Orbital moment kattaligi Δl ma’lumki, butun son qiymatlar qabul qiladi. Bundan tashqari, u moment va juftlikning saqlanish qonunlari tomonidan qo‘yiladigan qator terma qoidalarni qanoatlantiradi. Masalan, agar reaksiya jarayonida birlamchi neytronning spini o‘z yo‘nalishini o‘zgartirmasa, Δl ikki tomonidan chegaralangan bo‘ladi, ya’ni

$$I_A + I_B \geq \Delta l \geq |I_A - I_B| \quad (5.63)$$

bu yerda I_A, I_B –mos ravishda A va B yadrolarning spini. Reaksiyada juftlikning saqlanish qonuniga binoan, agar A va B yadrolarning juftligi o‘zgarmasa, Δl faqat juft son ga teng bo‘lishi mumkin va agar reaksiya jarayonida yadrolarning juftliklari hap xil bo‘lsa, Δl faqat toq qiymatlarnigina qabul qiladi. Shunday qilib, saqlanish qonuniga mos kelgan Δl ning hap bir qiymati (5.63) formulaga binoan ma’lum burchaklardagina o‘rinli bo‘ladi.

Sochilish burchagini yuqoridagidek Δl orqali tanlanishi reaksiya mahsulotlarining burcha k taqsimotidagi maksimumlariga to‘g’ri keladi. Bevosita o‘zaro ta’sir reaksiyasi jarayonida nishon-yadrodan urib chiqarilgan ikkilamchi zarralarning energiya spektri Maksvell taqsimoti buyicha bo‘lmaydi. Bu spektrda yuqori energiyali zarralar soni yetarlicha ko‘pdir.

Misol tariqasida, birlamchi neytronlar energiyasining $14,5 \text{ MeV}$ qiymatidagi $^{209}_{83}Bi(n, n)^{209}_{83}Bi$ reaksiya ikkilamchi neytronlarining energiya taqsimotini keltirish mumkin.

Bu jarayonda ikkilamchi neytronlarning energiya bo‘yicha taqsimot chizig’i birlamchi neytron energiyasining o‘sishi bilan tekis va tez nolga yaqinlashmasdan, balki 9 MeV atrofida maksimumga erishadigan “dum”ga ega. Kompaund yadro modelida o‘rinli bo‘lgan Maksvell taqsimotida esa bu xil «dum» yo‘q. Bu xususiyat ham bevosita o‘zaro ta’sir reaksiyasini xarakterlaydi. Mazkur “dum” ma’lum energiyada, bizning misolda 9 MeV da, ikkilamchi zarralar sonining ortishini ko‘rsatadi.

Bevosita o‘zaro ta’sir reaksiyasi jarayonida, agar birlamchi zarra energiyasi yetarlicha yuqori bo‘lsa, nishon-yadrodan deyarli bir xil ehtimollik bilan neytronlar, protonlar, hatto deytronlar, tritonlar, 3_2He yadrosi, a - zarralar, Li , C kabi yadro-fragmentlar va elementar zarralar – pionlar, kaonlar, giperonlar ham urib chiqarilishi mumkin.

(n, n) , (n, p) , (p, n) , (p, p) reaksiyalar birlamchi zarralar energiyasining 10 MeV ga yaqin qiymatlarida ro'y beradi. Bir oz yuqori energiyalarda yuqorida eslatib o'tilgan (d, p) , (d, n) stripping reaksiyalarini va (p, d) (n, d) pikap reaksiyalarini yuz beradi. Deytronning bog'lanish energiyasi juda kichik ($- 2,2 \text{ MeV}$) bo'lganligi sababli, mazkur reaksiyalar deytronda intensiv o'tadi.

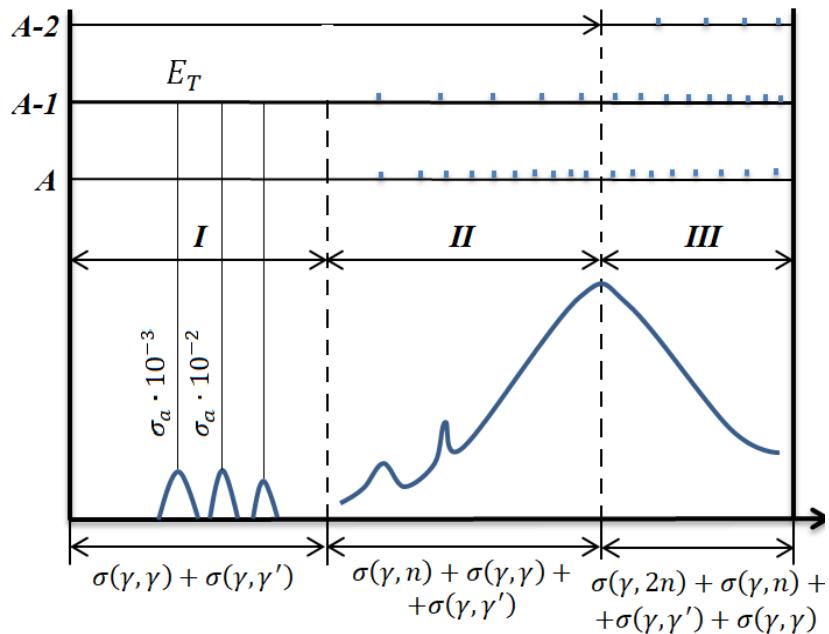
Birlamchi zarra energiyasining 100 MeV va undan ham yuqori qiymatlarida $(n, {}_1^3H)$, $(n, {}_2^3He)$, (n, a) , (p, a) $({}^3_1H, a)$ kabi reaksiyalar borishi mumkin. Umuman, juda yuqori energiyalarda nishon-yadroda "portlashlar" bo'lishi mumkin. Natijada yadro kichik-kichik bo'laklarga parchalanib ketadi.

5.5-§. Fotoadro reaktsiyalari.

Yuqori energiyali γ – kvantlarning yadrolar bilan to'qnashishi natijasida proton, neytron, deytron va boshqa zarralarning hosil bo'lishiga olib keladigan jarayonlar fotoadro reaktsiyalaru (yadro fotoeffekti) deyiladi. Kompaund yadro hosil qilmasdan boradigan fotoadro reaktsiyalar – bevosita fotoeffekt deyiladi.

Yadro fotoeffekti 1934 yilda D. Chedvik va Gol'dgaber tomonidan ^{208}Tl radioaktiv izotopdan chiqadigan $E=2,62 \text{ MeV}$ energiyali γ – nurlar bilan og'ir vodorodni bo'lbardimon qilishda kuzatilgan. Bu reaktsiyalar endotermik bo'lganligi uchun γ – nurlar energiyasi chiqarilayotgan nuklonlarning yadrodagagi bog'lanish energiyasidan katta bo'lganda amalga oshishi mumkin. Energiyasi o'nlab, yuzlab MeV bo'lgan γ – kvantlarni hosil qilib beradigan betatron, sinxrotronlar qurilgandan so'ng yadro fotoeffekti haqidagi ma'lumotlar ayniqsa tez ko'paydi. Gamma-kvantlarning bu qiymatlarida π va μ – mezonlarning hosil bo'lishini ham kuzatish mumkin.

Ko‘pchilik yadrolarda ma’lum darajada namoyon bo‘ladigan γ -kvantlarning qamrab olinish kesimi (σ_a) ning energiyaga bog’lanish xususiyatlari 5.9- rasmida keltirilgan.



5.9-rasm. Optik model asosida qaraladigan yadro reaksiyalarining uchta bosqichi.

Rasmda energiya o‘qi uchta sohaga ajratilgan. I -sohaga tegishli γ -kvantlarning (fotonlarning) energiyasi nuklonlarni uchirib chiqarishga kamlik qiladi. Bu sohada fotonlarning qamrab olinishi qator sathlarning qo‘zg’alishiga olib keladi. II -sohaga tegishli fotonlarning energiyasi nuklonlarni urib chiqarishga yetarli, lekin ularning ayrim sathlarga yutilishi sezilarli darajada bo‘ladi. III -sohada effektiv kesim energiya ortishi bilan sekin ortadi. Bu sohani uzlusizlik sohasi deyiladi. Rasmda $\sigma(\gamma, n)$ nuklonni uchirib chiqarish kesimini, $\sigma(\gamma, \gamma)$ va $\sigma(\gamma, \gamma')$ lar esa elastik va noelastik sochilishga doir kesimlarni bildiradi. E_H, E_{2H} fotonlarning bir, ikki va h. k. nuklonlarni uchirib chiqarish uchun kerak bo‘ladigan energiya qiymatlari. A , $A = 1$ va $A = 2$ yadrolarning energetik sathlari sxematik tarzda shu shaklning yuqori qismida keltirilgan.

Barcha yadrolar uchun yuqorida keltirilgan sohalar bir-biridan aniq, chegara bilan ajratilgan bo‘lavermaydi.

I sohaga tegishli integral kesim *II* va *III* sohalarga tegishli integral kesimlarga qaraganda juda kichik bo‘lib, yengil yadrolarda integral effektiv kesim uchun *II* soha asosiy hissa qo‘ssha, og’ir yadrolarda integral kesim uchun *III* soha asosiy rol o‘ynaydi.

Kichik energiyali fotonlar yadroning faqat to‘la zaryadi bilan ta’sirlashadi va yadroviy Tomson sochilishiga olib keladi. Fotonlarning yadrodagи Tomson sochilishiga doir klassik ifodasini elektronning massasi va zaryadini yadroning *m* massasi va *Z* zaryadiga almashtirib quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{d\sigma_T}{d\Omega} = \frac{ze^2}{2mc^2} (1 - \cos^2\theta), \quad (5.64)$$

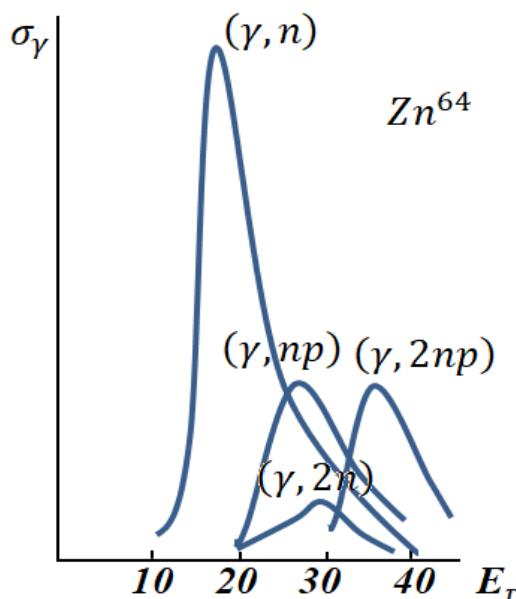
bu yerda θ – boshlang’ich yo‘nalishga nisbatan sochilish burchagi. Yadrolardagi Tomson sochilishining to‘la kesimi σ , atom elektronlaridagi tegishli sochilish kesimining milliondan bir foizini tashkil qiladi. Bu hol yumshoq γ kvantlarning yadrolardagi sochilishini tajribada o‘rganishni qiyinlashtiradi va tajriba natijalarini to‘g’ri talqin qilishda qiyinchiliklarga olib keladi.

Gamma-kvantlarning rezonans sochilishiga doir effektiv kesim quyidagi ko‘rinishda yozilishi mumkin:

$$\sigma = \frac{\lambda_\gamma(2I+1)}{8\pi(2I_0+1)} \cdot \frac{\Gamma_\gamma^2}{(E_\gamma - E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (5.65)$$

bu yerda Γ – yadro sathning to‘la kengligi, E_γ va λ_γ – mos ravishda γ -kvant energiyasi va to‘lqin uzunligi; *I* va *I₀* – qo‘zg’algan va asosiy holatlarning momentlari, *E₀* rezonans ro‘y beradigan sath energiyasi, Γ_γ – qo‘zg’algan holatdan asosiy holatga bevosita γ – o‘tishga doir partsial kenglik.

Gamma-kvant energiyasi E_γ dan katta bo‘lganda yadrodan proton yoki neytron uchirib chiqarishi mumkin. Energiya nuklon chiqarish ostona qiymatidan katta bo‘lganda sathlar kengligi keskin ortib, sathlar orasidagi masofa keskin kichrayadi va endi ayrim holat to‘g’risida fikr yuritish imkoniyati yo‘qoladi. (γ, n) , (γ, p) va boshqa ko‘rinishdagi fotoyadro reaktsiyalar effektiv kesimlarining energiyaga bog’liqligi (qo‘zg’alish funktsiyalari) energiyaning $12-25 \text{ MeV}$ oralig’ida keng maksimumlardan iborat bo‘lib, ularning umumiy ko‘rinishi 5.10- rasmida keltirilgan.



5.10- rasm. Rux yadrosi Zn^{64} katta energiyali gamma-kvantlar bilan nurlantirilganda vujudga keladigan

(γ, n) (γ, np) $(\gamma, 2np)$ va $(\gamma, 2n)$ reaktsiyalar ehtimolliklarini energiyaga bog’liqligi. Yaqqol ko‘rinib turgan keng rezonanslar faqat Zn^{64} ga tegishli emas. Hamma yadrolarga xos fotoreaktsiya rezonanslari – gigantrezonanslardir.

Yengil elementlar uchun kesim maksimumi taxminan 22 MeV ga to‘g’ri kelsa, og’ir yadrolar uchun bu qiymat taxminan 10 MeV ga to‘g’ri keladi va bu bog’lanish $E_M \approx const \cdot A^{-0.186}$ empirik formula bilan tasvirlanadi.

Ko‘p hollarda rezonans kengligi 2 MeV dan 8 MeV gacha bo‘ladi. Gamma-kvantning yadro tomonidan qamrab olinish jarayonini tushuntirish

uchun, avvalo, γ kvantning elektromagnit to‘lqin tabiatga ega ekanligini eslash kerak. Yadro bilan ta’sirlashayotgan bu elektromagnit to‘lqin elektr maydon kuchlanganligi tomonidan barcha protonlarga elektrostatik kuch bilan ta’sir etadi va ularni neytronlarga nisbatan siljishga olib keladi.

Proton va neytron orasida tortishuv kuchlari mavjudligi tufayli neytronlarga nisbatan siljigan protonlar muvozanat holatiga tomon qaytadi va yadro mexanik sistemaning davriy harakatini eslatadigan tebranma harakatga keladi (dipol tebranishlar). Ishqalanish mavjudligi tufayli tebranishlar asta-sekin so‘nadi va tartibli tebranishlar tartibsiz issiqlik harakatiga aylanadi, natijada qo‘zralgan kompaund yadro hosil bo‘ladi. Yadrodagi bu dipol tebranishlar chastotasi mexanik sistemanikiga o‘xshashligidan foydalanib

$$\omega = \sqrt{f/m}, \quad (5.66)$$

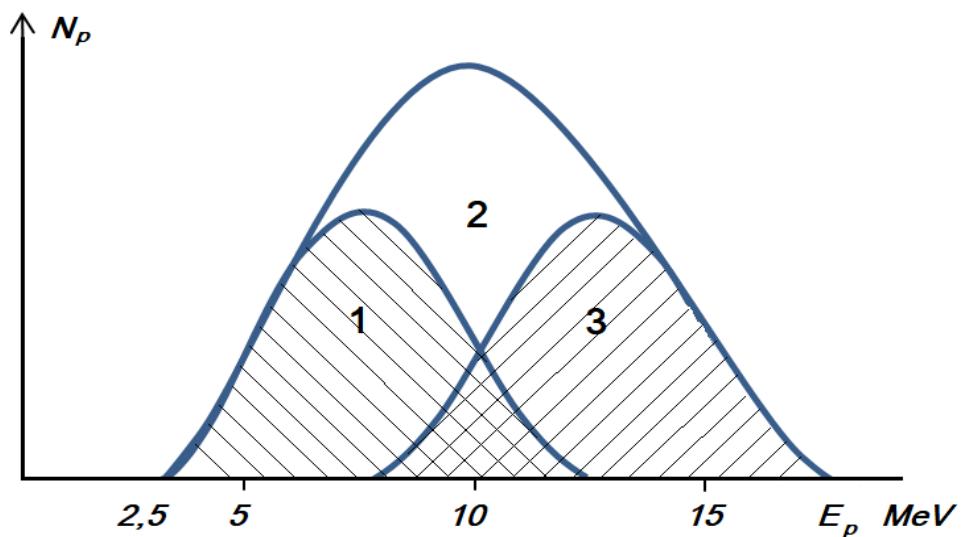
deb yozish mumkin, bu yerda f – yadro moddasining elastiklik koeffitsienti, m – yadro massasi. Elastiklik koeffitsienti yadro yuzasiga, massasi esa hajmiga roportsional bo‘lib, yuza bilan massa o‘z navbatida mos holda yadro radiusining kvadratiga va kubiga proportsionaldir. Agar $R = R_0 \cdot A^{\frac{1}{2}}$ ($R_0 = 1,2 \cdot 10^{-15} m$) ekanligini hisobga olsak, ω chastotaga mos energiya uchun

$E = \hbar\omega = const \cdot A^{-0,17}$ ko‘rinishdagi bog’anishga kelamiz. Shunday qilib, sodda model asosida tajribadan olingan natijaga mos bog’anishga kelish mumkinligini ko‘ramiz. Kvant mexanikasi asosidagi aniq hisoblashlar yadrodagи barcha nuklonlar bunday dipol tebranishlarda ishtirok etishi mumkin degan taxminni tasdiqlaydi.

Keyingi vaqtarda ba’zi yengil yadrolarda (γ, n) reaktsiyalar ulkan rezonansining “tarkibiy tuzulishi” kuzatilmoqda. Bu faktlarni ayrim qo‘zg’alish sathlari haqidagi mulohazalar asosidagina tushuntirish mumkin.

Foto yadro reaktsiyalari haqidagi bu ikki xil qarashlar bir-birini istisno qilmasa kerak va fotonlar energiyasi hamda yadro massasiga karab γ -kvantlar yutilishining har xil yo'llari bo'lsa kerak, deb xulosa qilish mumkin.

Fotoprotonlarning energetik va burchak taqsimotini o'rganish fotoyadro reaktsiyalarning fotoeffekti va bug'lanish mexanizmlari mavjudligini ko'rsatadi. Bevosita fotoeffekt mexanizmida γ -kvantlar energiyasining asosiy qismini "sirtda" joylashgan protonga beradi. Bu holda kompaund yadro hosil bo'lmaydi. Shunday qilib, protonlarning energetik taqsimoti bug'lanish mexanizmi orqali hosil bo'ladigan energetik taqsimotidan keskin farq qiladi. 5.11-rasmda indiy yadrosidagi (γ, p) reaktsiyaning tajribadan olingan spektri va bug'lanish hamda bevosita fotoeffekt mexanizmlariga oid nazariy grafiklar keltirilgan.



5.11- rasm. Indiy yadrosidan uchib chiqqan fotopratonlar spektri 1-va 2-bug'lanish na bevosita fotoeffektiv mexanizmlarga taalluqli nazariy egri chiziqlar N_p nisbiy intensivlik.

Rasmdan ko'rinib turibdiki, tajribadan olingan intensivlik ayrim jarayonlar beradigan effektlar yig'indisiga teng bo'lib, har bir jarayon hissasi γ -kvantlar energiyasiga va massa soniga bog'liq bo'ladi.

5.6-§. Neytronlar ishtirokidagi yadro reaktsiyalari.

Neytron neytral zarra bo‘lganligidan, energiyasi qanday bo‘lganda ham uning uchun yadro ichiga kirib borib, turli xildagi yadro reaktsiyalarini amalga oshirish imkoniyati mavjud. Shuning uchun ham neytronlar ishtirokidagi yadro reaktsiyalari yadro fizikasining rivojlanishda katta rol’ o‘ynadi.

Neytron – yadro reaktsiyalarining kesimi neytronlar energiyasi bilan kuchli bog’lanishda bo‘ladi. Kesimning energiyaga bog’lanishi bir yadrodan ikkinchisiga, A yoki Z ni o‘zgartirib o‘tilganda kuchli va tartibsiz ravishda o‘zgaradi. Shunga qaramasdan, neytronlar energiyasini ma’lum turdagi reaktsiyalarning umumiyligini aks ettiradigan sohalarga ajratish mumkin. Yadro energetikasida neytronlarni energiyalariga ko‘ra yuqori energiyali va past energiyali (*sekin*) neytronlarga ajratiladi. Sekin neytronlar “sovuj”, “issiq” va “rezonans” neytronlarga bo‘linadi. Sovuj neytronlar energiyasi $0,025\text{ eV}$ dan kichik bo‘lib, ularning ta’sirlashish kesimi juda katta va to‘lqin xususiyati kuchli namoyon bo‘ladi. Issiq neytronlarning energiyasi taxminan $0,025\text{ eV}$ atrofida bo‘ladi. Energiyasi $0,5\text{ eV}$ dan 1 keV gacha bo‘lgan neytronlar *rezonans neytronlar* deyiladi, chunki bu sohada o‘rta va og’ir yadrolar uchun to‘la kesim yetarlicha katta qiymatga ega bo‘lish bilan birga juda ko‘p maksimumlar bo‘ladi. Energiyasi 1 keV dan 100 keV gacha bo‘lgan neytronlar *oralig’ neytronlar*, 100 keV dan 14 MeV gacha bo‘lgan neytronlar esa *tez neytronlar* deyiladi. Tez neytronlarning ta’sirlashish kesimi sekin neytronlarnikidan ancha kichik bo‘ladi.

Sekin neytronlar ishtirokida asosan elastik sochilish va ekzotermik reaktsiyalar sodir bo‘lishi mumkin va eng ko‘p tarqalgan ekzotermik jarayon radiatsion qamrab olish (n, γ) bo‘ladi. Misol uchun

$$\begin{cases} n + {}^{113}_{48}Cd \cong {}^{114}_{48}Cd + \gamma + 9,04\text{ MeV} \\ n + {}^{135}_{54}Xe \cong {}^{136}_{54}Xe + \gamma + 9,91\text{ MeV} \end{cases} \quad (5.67)$$

Bir qator yadrolar uchun (n, p), (n, α) va (n, f) bo‘linish reaktsiyalari ekzotermik bo‘ladi. Masalan, ${}^3_2He(n, p){}^1_1H$; ${}^{10}_5B(n, \alpha){}^7_3Li$; ${}^{14}_7N(n, p){}^{14}_6C$; ${}^6_3Li(n, \alpha){}^3_1H$; . Sekin neytronlar uchun birinchi uchta reaktsiyaning kesimi, ayniqsa, katta bo‘ladi. ${}^{10}_5B(n, \alpha){}^7_3Li$ reaktsiyadan neytronlarni qayd qilishda foydalilanildi. ${}^6_3Li(n, \alpha){}^3_1H$ reaktsiya 3_1H izotopni olish uchun ishlataladi. Bu ikki reaktsiyadan neytronlardan himoya tariqasida ham foydalilanildi. ${}^{14}_7N(n, p){}^{14}_6C$ reaktsiya uglerodning muhim ${}^{14}_6C$; izotopini hosil qilish imkoniyatini beradi.

Oldingi paragraflarda bayon etilganidek neytronning energiyasi nolga intilganda neytronlarning elastik sochilish kesimi o‘zgarmas qiymatga intilib, radiatsion qamrab olish kesimi " $1/\vartheta$ " qonun bo‘yicha ortib boradi. Neytronlarning energiyasi ortishi bilan turli xil endotermik reaktsiyalarning amalga oshish imkoniyati paydo bo‘ladi.

Quyidagi jadvalda neytronlar ta’sirida boradigan turli reaktsiyalar kesimining qiymati va energiyalar sohasi 5.2-jadvalda keltirilgan.

5.2-jadval

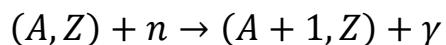
Reaktsiya turi	Reaktsiya kesimi
Radiatsion qamrab olish (n, γ)	Barcha yadrolarda kuzatiladi. Kesim: issiq neytronlar uchun 0,1 dan 10^3 barn gacha, ${}^{135}_{54}Xe$ izotopi uchun 10^3 barn gacha; tez neytronlar uchun 0,1 dan bir necha barn gacha boradi.
Elastik sochilish (n, n)	Kesim bir necha barn oralig’ida o‘zgaradi.
Noelastik sochilish (n, n')	Ostonali energiya. Kesim tartibi bir necha barnga teng.

(n, p)	Eng muhim reaktsiyalar: $_0^1n + _2^3He \rightarrow _1^3H + _1^1H + 0,76 \text{ Mev}, \sigma = 5400 \text{ barn}$ $_0^1n + _7^{14}N \rightarrow _6^{14}C + _1^1H + 0,63 \text{ Mev}, \sigma = 1,75 \text{ barn}$
(n, α)	Eng muhim reaktsiyalar: $n + _3^6Li \rightarrow _1^3H + \alpha + 4,78 \text{ MeV}, \sigma_{is.ney.} = 945 \text{ barn}$ $n + _5^{10}B \rightarrow _3^7Li + \alpha + 2,79 \text{ MeV}, \sigma_{is.ney.} = 3840 \text{ barn}$
$(n, 2n)$	Ostonali reaktsiya. Ostona q iymati tartib jihatdan $10+15 \text{ MeV}$ ga teng. Kesim bir necha o'n barn.
(n, f)	Ko'pchilik hollarda ostonali reaktsiya. $^{235}_{92}U, ^{238}_{92}U$ va boshqa ayrim hollarni hisobga olmaganda kesim juda kichik bo'ladi.

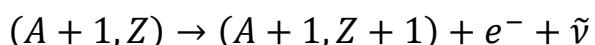
Yadroga kelib tushayotgan neytron energiyasiga bog'liq holda har xil turdag'i yadro reaksiyalari sodir bo'lishi mumkin. Bu reaksiyalar bilan tanishib o'tamiz.

Neytronlar radiatsion qamrashi

Neytronlar ta'siri ostida yuz beradigan yadro reaksiyalari ichida eng ko'p tarqalgani bu radiatsion qamrash reaksiyasi, ya'ni (n, γ)



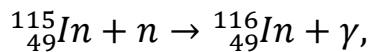
Bu reaksiya natijasida β^- -radioaktiv $(A+1, Z)$ yadro hosil bo'ladi va u quyidagi sxema bo'yicha parchalanadi:



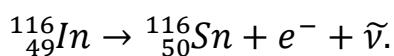
(n, γ) ko'rinishdagi yadro reaksiyalarida neytron yutilishi va undan keyin γ -kvant chiqishi bilan yuz bergani uchun bu reaksiyalarini **radiatsion qamrash reaksiyasi** deyiladi.

Radiatsion qamrash reaksiyasi katta ehtimollik bilan energiyasi 0 dan 500 keV gacha bo‘lgan sekin neytronlar ta’siri ostida yuz beradi. Shuning uchun ham ushbu reaksiya neytronlami detektirlash uchun keng qo‘llaniladi.

(n,γ) – reaksiyaga misol qilib energiyasi 1,46 eV bo‘lgan neytronlarning indiy yadrosi tomonidan qamrab olishi jarayonini keltirish mumkin:



Bu jarayon natijasida hosil bo‘lgan radioaktiv izotopi $T_{1/2}=54$ min yarim parchalanish davri bilan parchalanadi:



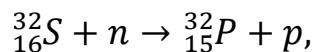
Protonlar hosil bo‘lishi bilan yuz beradigan reaksiyalar

Energiyasi $T_n \approx 0,5 \div 10 \text{ MeV}$ bo‘lgan neytronlar ta’siri ostida ko‘pincha (n,p) turdag'i reaksiya yuz beradi:



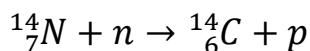
Odatda (n,p) turdag'i reaksiya energiya yutilishi bilan yuz beradi, ya’ni $Q > 0$ mabodo $Q < 0$ bo‘lsa, u holda $|Q| \approx 1 \text{ MeV}$. Ammo reaksiya natijasida hosil bo‘ladigan protonlar Kulon to‘sig’ini yengib yadrodan chiqib ketishi uchun neytronlar yetarlicha katta energiyaga ega bo‘lishi lozim.

(n,p) turdag'i reaksiyaga misol qilib, ostonaga ega bo‘lgan quyidagi reaksiyani keltirish mumkin:



bu reaksiya energiyasi $Q \approx -0,92 \text{ MeV}$ ga teng.

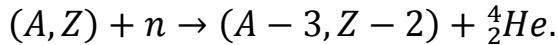
Hatto issiqlik neytronlari ta’siri ostida yuz beradigan reaksiyalar mavjud bo‘lib, bunga misol qilib quyidagini keltirish mumkin:



bu reaksiya energiyasi $Q \approx 0,6 \text{ MeV}$ ga teng bo‘lib, u yengil yadrolarda yuz beradi. Bunga sabab, ushbu yadrolarda Kulon to‘sig’i hosil bo‘lgan protonlar uchun uncha katta bo‘lmaganidadir.

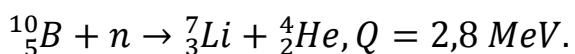
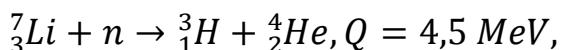
Alfa-zarralar hosil bo‘lishi bilan yuz beradigan reaksiyalar

Yadro fizikasida (n, α) turdagи reaksiyalar keng qo‘llariladi:

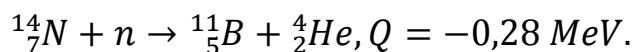


(n, α) turdagи reaksiyalar samarali kechishi uchun energiyalari 0,5 dan 10 MeV bo‘lgan neytronlar zarur bo‘ladi. Ammo ayrim hollarda ushbu reaksiya katta ehtimollik bilan sekin neytronlarda ham yuz beradi.

Bunday reaksiyaga misollar:

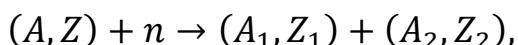


(n, α) turdagи endoenergetik reaksiyalar misol qilib quyidagi reaksiyani keltirish mumkin:



Bo‘linish reaksiyasi

Og’ir yadrolarni (${}_{90}^{90} Tb$, ${}_{91}^{91} Pa$, ${}_{92}^{92} U$, transuran elementlar) energiyasi $T_n > 1$ MeV bo‘lgan neytronlar bilan (uranning ayrim izotoplarida va transuran elementlarda hatto issiqlik neytronlarida sodir bo‘ladi) og’ir yadrolarni nurlantirilganda o‘rtacha massalar nisbati 2/3 nisbatni qanoatlatiruvchi ikkita yadro bo‘lagi hosil bo‘ladi:



bu yerda

$$A_1 + A_2 = A + 1; Z_1 + Z_2 = Z;$$

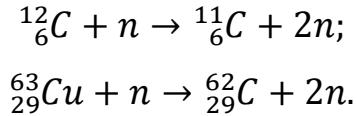
$$\ddot{A}_1 : \ddot{A}_2 \approx 2 : 3.$$

Bunday turdagи reaksiyalarni bo‘linish reaksiyasi deyiladi va (n, f) belgilaniladi.

Bo‘linish reaksiyalari yadro energiyasini olishda keng qo‘llaniladi.

Ikki va undan ortiq nuklonlar hosil bo‘luvchi reaksiyalar

Energiyasi $T_n > 10$ MeV bo‘lgan neytronlar ta’siri ostida detektorlash sifatida keng qo‘llaniladigan $(n,2n)$, (n,pn) , $(n,3n)$ va boshqa turdagи reaksiyalar sodir bo‘ladi. Bunday reaksiyalarga quyidagi misollami keltirish mumkin:



Bu reaksiyalarning ostona energiyalari mos holda 20 va 10 MeV. $(n,2n)$ turdagи reaksiyalarning ostona energiya kattaligi, bitta neytronga nisbatan ikkita neytronni yadrodan chiqarish uchun katta energiya sarflashidadir. Mazkur turdagи yadro reaksiyalarini neytron aktivatsion analizda ham keng qo‘llaniladi.

Neytronlarning noelastik sochilishi

Energiyasi bir necha yuz kiloelektronvolt bo‘lgan neytronlar yadroga tushgandan keyin uni uyg’ongan holatga o‘tkazishi va keyin undan yana kamroq energiya bilan chiqib ketishi mumkin. Bu yerda kelib tushgan neytron chiqib ketishi shart emas, balki boshqa bir neytron ham chiqib ketishi mumkin. Bunday jarayon neytronlarning noelastik sochilishi deyiladi.

Neytronlarning elastik sochilishi

Biz to‘xtalmoqchi bo‘lgan oxirgi jarayon bu neytronlarning elastik sochilishidir. Ma’lumki elastik sochilishi natijasida yadro oldingi holatida qoladi. Neytron esa inersiya markazidagi sanoq sistemaga nisbatan boshlang’ich kinetik energiyasini saqlaydi (laboratoriya sanoq sistemasiga nisbatan esa neytron va yadro yig’indi kinetik energiyasi saqlanadi). Ushbu turdagи reaksiyalar amaliy yadro fizikasida keng qo‘llaniladi.

5.7-§. Zaryadlangan zarralar ishtirokidagi yadro reaksiyalar.

Zaryadlangan zarralar ishtirokida yadro reaksiyalar quyidagi turdag'i reaksiyalar sodir bo'ladi: quyidagi yadro reaksiyalari sodir bo'lishi mumkin: (p,γ) , (p,n) , (p,α) , (d,p) , (t,n) , $(^3He,n)$, $(^3He,p)$, $(^3He,\alpha)$, (α,n) , (α,p) , $(\alpha,\gamma n)$ va h.k.

Aktivatsiya qiluvchi zarralar sifatida asosan vodorod va geliy izotoplarining yadrolari qo'llaniladi, ya'ni: proton p , deutron d , triton t , geliy-3 (3He) va α -zarralar.

Zaryadlangan zarralar ishtirokida yadro reaksiyalarda quyidagi ikkita faktorni hisobga olish lozim;

- Kulon to'sig'i.
- Zaryadlangan zarralarning kimyoviy element atomlaridagi elektronlar bilan o'zaro ta'siri.

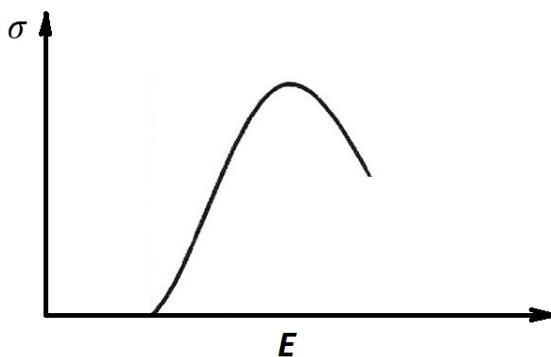
Zaryadlangan zarralar atom yadrolari bilan o'zaro ta'sirlashganda Kulon potensialini hisobga olishga to'g'ri keladi. Sababi musbat zaryadlangan zarra, musbat zaryadlangan yadro bilan o'zaro ta'sirlashganda Kulon potensiali ushbu o'zaro ta'sirni amalga oshirishga to'sqinlik qiladi va buning natijasida zaryadlangan zarralar ishtirokidagi yadro reaksiyalar ostona energiyasiga ega bo'ladi.

Zaryadlangan zarra yadro bilan o'zaro ta'sirlashishi uchun uning energiyasi potensial to'siq energiyasidan katta bo'lishi lozim.

Ma'lumki energiyasi potensial to'siqning balandligidan kichik bo'lgan zarralar ham tunnel effekti hisobiga yadro ichiga kirishi va yadro reaksiyasini amalga oshirishi mumkin. Ammo bunday jarayonlarning ehtimolliklari juda ham kichik bo'lgani uchun amalda hisobga olinmaydi. Zaryadlangan zarralar ishtirokidagi yadro reaksiyalar kesimining zarra energiyasiga bog'lanishi, ya'ni uyg'onish funksiyasi umumiy ko'rinishi 5.12-rasmda keltirilgan. Zarralarning kichik energiyalarida kulon to'sig'i,

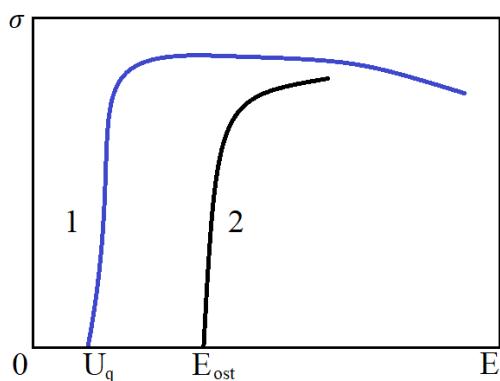
zarraning yadroga tushishiga to'sqinlik qiladi, buning natijasida reaksiya kesimi kichik bo'ladi.

Zarralar energiyasi oshishi bilan Kulon to'sig'ining shaffofligi (zarralarning o'tish ehimolligi) oshadi va bunga mos holda reaksiya kesimi ham oshadi. Reaksiya kesimi maksimum qiymatga, zarra energiyasining taxminan Kulon to'signing balandligiga teng bo'lganda erishadi. Energiyaning keyingi oshishida reaksiya kesimi kamayadi. Bunga sabab, energiya oshishi bilan raqobatlanuvchi reaksiyalar paydo bo'ladi. Umuman olganda, energiya oshishi bilan yadro reaksiyalarning kanallari soni oshadi.



5.12-rasm. Reaksiya kesimining zaryadlangan zarra energiyasiga bog'lanishi.

Ekzotermik va endotermik reaksiyalar kesimlarining zaryadlangan zarralarning energiyalariga bog'lanishi 5.12-rasmda keltirilgan. Bu yerda U_q - Kulon to'sig'ining balandligi, E_{ost} - reaksiya ostona energiyasi.



5.13-rasm Ekzotermik va endotermik yadro reaksiyalarining uyg'onish funksiyalari

Zaryadlangan zarralar bilan aktivatsion analiz o'tkazganda yana bir muhim omilni hisobga olish lozim, ya'ni zaryadlangan zarralarning kimyoviy element atomlaridagi elektronlar bilan o'zaro ta'siri. Buning natijasida zaryadlangan zarralar o'z energiyasini muhit atomlarini uyg'otishga va ionizatsiya qilishga sarflaydi va energiyasini tez yo'qotadi.

Zaryadlangan zarralar manbai sifatida asosan siklotron va chiziqli tezlatgichlar qo'llaniladi. Ushbu qurilmalar yordamida katta energiyali va yuqori intensivlikka ega bo'lgan zarralar oqimini olish mumkin.

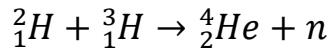
Siklotron bu norelyativistik og'ir zaryadlangan zarralarni (protonlar, ionlar) tezlatuvchi siklik tezlatgich bo'lib, bunda zarralar doimiy va bir jinsli magnit maydonda harakatlanadi. Ushbu zarralarni tezlatish uchun esa yuqori chastotali elektr maydon qo'llaniladi. Elektr maydon chastotasi o'zgarmas bo'ladi. Siklotronda protonlar 25 MeV gacha, α -zarralar 50 MeV gacha tezlatiladi.

Hozirgi kunda O'zbekiston Respublikasi Fanlar Akademiyasining Yadro fizikasi institutida U-150-11 tipdagi siklotron mavjud bo'lib, bu tezlatgichda fundamental yadro fizikasi, radiatsion materialshunoslik, yadroviy radiokimyo, radiobiologiya va tibbiyot sohalarida ilmiy tadqiqotlar olib borilmoqda. Ushbu tezlatgichda protonlar – 8-22 MeV, deytronlar – 10-20 MeV, ionlar – 20-40 MeV va alfa-zarralar – 25-50 MeV energiya diapazonlarida tezlatiladi. Mazkur tezlatgichda ko'p yillar davomida zaryadlangan zarralar ishtirokidagi aktivatsion analiz ham amalga oshirib keligan.

5.8-§. Termoyadroviy reaksiyalar.

Nafaqat og'ir yadrolarning bo'linish tufayligina emas, balki juda yengil yadrolarni biriktirish (yadrolar sintezi) usuli bilan ham yadroviy energiyadan foydalanish mumkin, degan fikrga kelamiz.

Masalan, deyteriy va tritiyning sintezida α -zarra va neytron hosil bo‘ladi, ya’ni



Mazkur reaksiyaning energiyasini esa quyidagi ifoda orqali hisoblaylik:

$$Q = [(m_{H_2} + m_{H_3}) - (m_{He4} + m_n)]c^2 \sim 17,6 \text{ MeV}$$

Demak, reaksiya ekzotermik va unda qatnashayotgan har bir nuklonga to‘g’ri keluvchi energiya $\sim 3,5$ MeV ga teng. Taqqoslash maqsadida U^{238} ning bo‘linishida ajraladigan energiyaning bitta nuklonga mos keluvchi ulushi $\sim 0,85$ MeV ligini eslaylik.

Yadrolar sintezi amalga oshishi uchun ular bir-biri bilan yadroviy kuchlarning ta’siri seziladigan masofa ($r \sim 10^{-15}$ m) gacha yaqinlashishi kerak. Lekin yadrolarning bu darajada yaqinlashishiga kulon itarishish kuchlari tufayli ular orasida vujudga keladigan potentsial to‘siq qarshilik ko‘rsatadi. Bu to‘sqi ni yengish uchun H^2 va H^3 ning sintez reaksiyasida yadrolar

$$\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r} = \frac{(1,16 \cdot 10^{-19})^2}{4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 10^{-15}} J \approx 0,7 \text{ MeV}$$

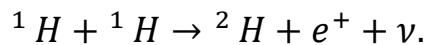
energiyaga ega bo‘lishi kerak. Demak, to‘qnashayotgan yadrolarning har birini kinetik energiyasi $\sim 0,35$ MeV bo‘lsa, yadroviy sintez reaksiyasini amalga oshadi. U holda yadrolar sintezi issiqlik harakatning energiyasi (ya’ni $3kT/2$) tufayli sodir bo‘lishi uchun yadrolarni qanday temperaturagacha qizdirish lozim? degan savolga javob topaylik. Hisoblardan ko‘rinishicha bu temperatura $2 \cdot 10^9$ K bo‘lishi kerak. Mazkur temperaturani amalda hosil qilib bo‘lmaydi. Lekin bunchalik yuqori temperaturaga hojat ham bo‘lmasa kerak. Bu fikr quyidagi ikki sababga asoslanadi:

1) ixtiyoriy T temperaturadagi gaz molekulalari tezliklarining qiymati Maksvell taqsimotiga bo‘ysunadi. Shu sababli Maksvell taqsimotini xarakterlovchi grafikning “dumi” ga mos keluvchi tezliklar bilan

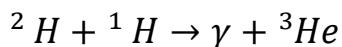
xarakterlanadigan yadrolar issiqlik harakat energiyasining qiymatlari $3kT/2$ dan ancha katta bo‘ladi;

2) tunnel effekt tufayli yadrolar birikishi uchun lozim bo‘ladigan kinetik energiyaning qiymati kulon tolsig’i balandligidan kichik ham bo‘lishi mumkin. Shuning uchun H^2 va H^3 yadrolarining $\sim 10^7$ K temperaturada ham yetarlicha intensiv birikishi kuzatiladi.

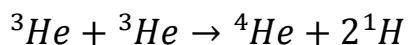
Yadrolar sintezi yuqori temperaturalarda sodir bo‘lganligi uchun uni termoyadroviy reaksiya deb ham ataladi. Bu qadar yuqori temperatura yulduzlarda jumladan, quyoshda mavjud. Quyosh nurlanishining spektrini o‘rganish asosida yulduzlar tarkibi, asosan vodorod va gelyidan hamda ozgina miqdordagi ($\sim 1\%$ cha) uglerod azot va kisloroddan iborat, degan xulosaga kelingan. Quyosh energiyasi uning tarkibidagi yadrolarning sintezi, ya’ni termoyadroviy reaksiyalar tufayli ajraladi. Bu reaksiyalarning variantlaridan biri proton proton (pp) siklidir. Mazkur sikldagi birinchi reaksiyada ikki proton birikib, deytonni hosil qiladi:



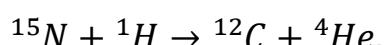
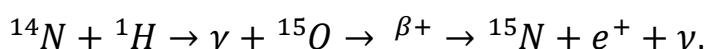
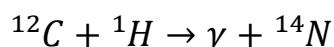
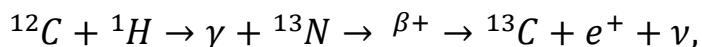
Ikkinci bosqichda



reaksiya amalga oshadi. Shundan so‘ng



reaksiyada gelyi yadroviy yadroviy yadrosi va ikki proton hosil bo‘ladi. Bundan tashqari Bete tomonidan taklif etilgan uglerod sikli amalga oshishi mumkin. Mazkur sikl quyidagi to‘rt bosqichda o‘tadi:

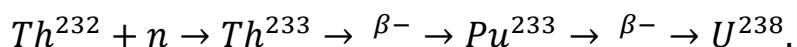


Bu siklida ham geliy yadrosi hosil bo‘ladi. Bundan tashqari siklning birinchi bosqichidagi C¹² yadrosi ham vujudga keladi. U yana yangi siklni boshlaydi. Boshqacha aytganda, C¹² yadrosi uglerod siklida “yadroviy katalizator” vazifasini o‘taydi. Shuni ham qayd qilmoq lozimki, uglerod sikli *pp*-siklga nisbatan yuqoriq temperaturalarda o‘tadi. Zamonaviy tasawurlarga asosan, quyosh energiyasining manbai asosan *pp*-sikldir.

5.9-§. Boshqariladigan termoyadro reaksiyalari.

Yadroviy energetika istiqbollari. Yadroviy sintez reaksiyasi, hozircha, boshqarilmaydigan tarzda amalga oshirilishi mumkin. Boshqariladigan termoyadroviy reaksiyani amalga oshirish uchun, asosan quyidagi qiyinchilikni yengish kerak. “Termoyadroviy yoqilg’i” ning temperaturasini – 10^8 K gacha qizdirish, ya’ni quyosh temperaturasidan taxminai 10 marta yuqori temperaturalarni olish usulini topish lozim. Bunchalik yuqori temperaturalar zarurligining sababi nimada? Masala shundaki, sun’iy ravishda termoyadroviy reaksiya sodir bo‘ladigan qurilmaning hajmi chegaralangan, natijada undan issiqlik yo‘qolishi ham quyoshdagidan ancha katta bo‘ladi, albatta. Shuning uchun sun’iy ravishda hosil qilinadigan “mitti quyosh” temperaturasi quyoshnikidan ancha yuqori bo‘lishi lozim. “Termoyadroviy yoqilg’i” bunday yuqori temperaturalarda termoyadroviy plazmaga aylanadi. Hozirgi vaqtida dunyoning 16 mamlakatida 100 dan ortiq atom elekrostansiya (AES) lar ishlab turibdi. Ularning umumiyligi elektr quvvati $4 \cdot 10^7$ kWt dan ortiq. Bundan buyon energetik balansda yadroviy energetikaning ulushi ortib boradi. Buning sababi shundaki, dunyoda ishlatilayotgan energiyaning taxminan 70% i neft va gazni yoqish hisobiga olinmoqda. Borgan sari oshib borayotgan energiya ehtiyojlarini hisobga olsak, neft va tabiiy gaz zahiralari uzog’i bilan 50 yilga yetadi. Ko‘mirni yoqish hisobiga esa energiya ehtiyojlarini uzog’i bilan 500

yil davomida olib turish mumkin. Bu raqamlar insoniyatning energiya ta'minotida vujudga kelgan muammoni xarakterlaydi. Bu muammoni hal qilishda yadroviy energetikaga muhim rol ajratilgan. Hozirgi vaqtida AES larning reaktorlarida, asosan, U^{235} dan foydalanilmoqda. Lekin U^{238} dan tez neytronlar ta'sirida Pu^{239} hosil qilish mumkin. Bu jarayon ko'paytirgich reaktorlarda amalga oshadi. Natijada bunday reaktorlarda ikki jarayon, ya'ni yadroviy bo'linish va yangi "yoqilg'i" – plutoniylar hosil bo'ladi. Ko'paytirgich reaktorlardan foydalanib yana bir "yoqilg'i" ni hosil qilish mumkin:



U^{233} va Pu^{239} larda xuddi U^{235} ga o'xshash, issiqlik neytronlar ta'sirida bo'linish reaksiyasi amalga oshadi. Mutaxassislarning fikricha, boshqariladigan bo'linish reaksiyalari uchun kerak bo'ladigan "yoqilg'i" lardan shu tarzda foydalanilsa, ular insoniyat energiyaviy ehtiyojlarini bir necha yuz yil davomida to'ldira olar ekan.

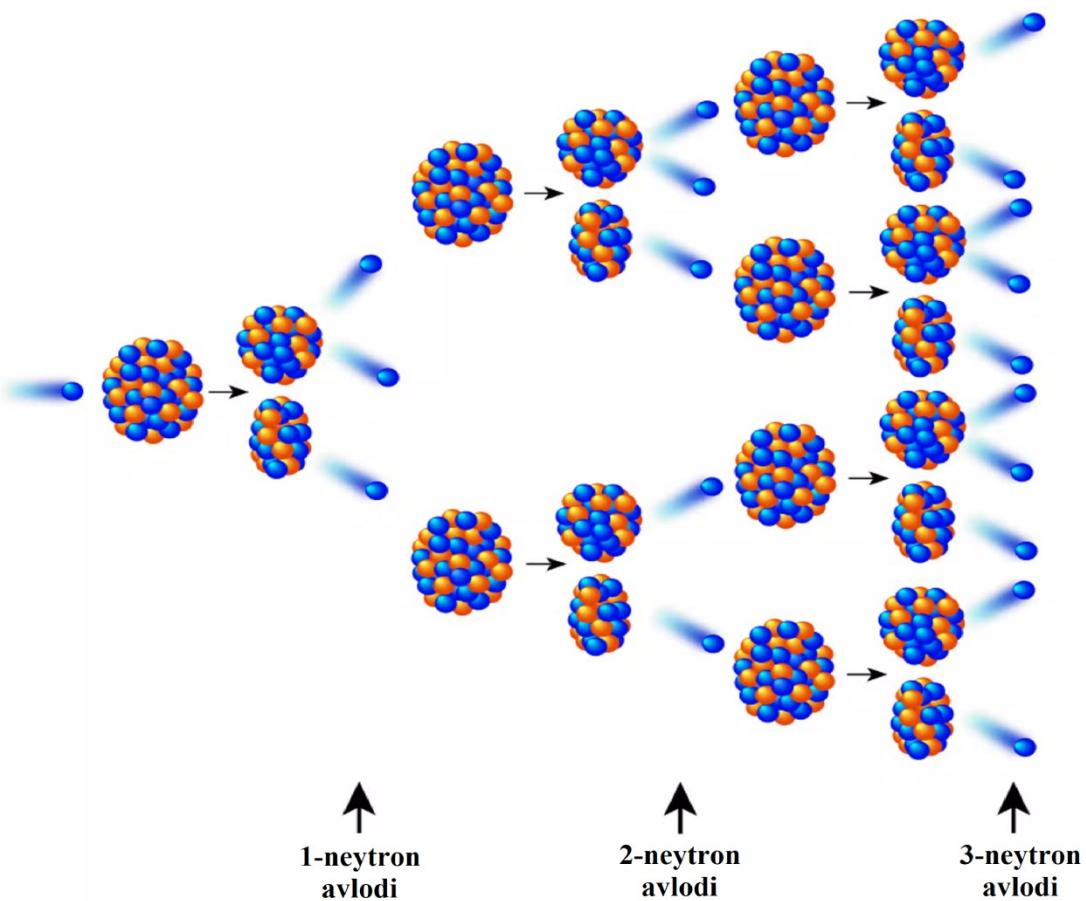
Termoyadroviy reaksiyani boshqarish muammosi xal bo'lgan taqdirda insoniyat uchun energiya tanqisligi xavfi butunlay yo'qolgan bo'ladi, chunki okean suvlaridagi "Termoyadroviy yoqilg'i" ning zapaslari juda katta.

VI. BOB

YADRO ENERGETIKASI

6.1-§. Zanjir reaksiya. Yadroviy reaktor.

U^{235} yadrosi bo‘linishi tufayli ajraladigan energiyaning taxminan $82\div84\%$ i bo‘linish parchalarining energayasi tarzida, qolgan qismi esa neytronlar ($2\div3\%$), nurlanish ($5\div6\%$), elektronlar ($3\div4\%$) va neytrinolar ($5\div6\%$) ning energiyasi sifatida namoyon bo‘ladi. Har bir yadro bo‘linganda, taxminan 200 MeV energiya ajraladi. Solishtirish maqsadida oddiy ximiyaviy reaksiyalarda (masalan, yonish jarayonida) ajraladigan energiyaning har bir atomga to‘g’ri keladigan ulushi atigi bir necha eV ekanligini eslaylik. Demak, yadro bo‘linishida ximiyaviy reaksiyadagidan millionlab marta ko‘p energiya ajraladi. Shuning uchun og’ir yadrolarning bo‘linish hodisasi kashf qilinishi bilanoq, bu reaksiyada ajraladigan energiyadan foydalanish yo‘llari izlana boshlandi. *Bo‘linish energiyasidan foydalanish imkonivati amalga oshishi uchun shunday sharoit yaratish lozimki, bu sharoitda reaksiya bir boshlangandan so‘nz o‘z-o‘zidan davom eta bo‘lsin ya’ni reaksiya zanjir xarakterza ega bo‘lsin.* Bunday reaksiyani amalga oshirishga og’ir yadroning bo‘linishida vujudga keladigan 2-3 dona neytron yordam beradi. Masalan, birinchi yadro bo‘linganda ajralib chiqqan 2-3 neytronning har biri o‘z navbatida yangi yadrolarning bo‘linishiga sababchi bo‘ladi. Natijada 6 – 9 yangi neytronlar vujudga keladi. Bu neytronlar yana boshqa yadrolarni bo‘linishiga imkoniyat yaratadi va hokazo. Shu tariqa bo‘linayotgan yadrolar va buning natijasida vujudga keladigan neytronlar soni nihoyatda tez ortib boradi. *Bayon etilgan tarzda rivoilanadigan jarayon – zanjir reaksiyadir* (6.1-rams).



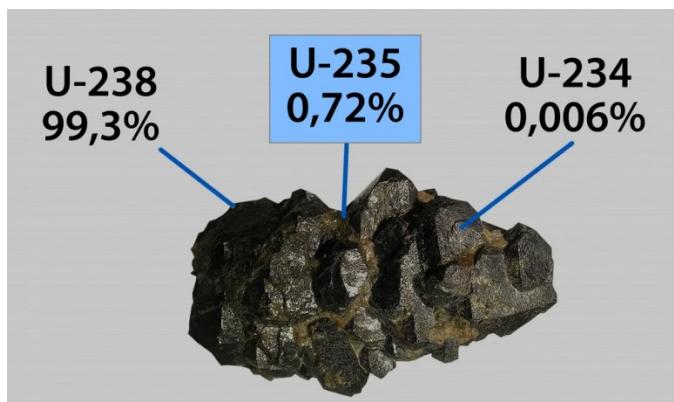
6.1-rasm. Yadroviy zanjir reaksiyasi

Hisoblarning ko‘rsatishicha, birinchi yadro bo‘lingandan keyin $7,5 \cdot 10^{-7}$ s vaqt o‘tgach $10^{24} \div 10^{25}$ yadro (shuncha yadro taxminan 1 kg uran tarkibida bo‘ladi) reaksiyada qatnashgan bo‘ladi. Reaksiyaning bunday o‘ta shiddatli tusda o‘tishi portlash demakdir. Lekin bu mulohazalarda barcha neytronlar yangi yadrolarning bo‘linishiga sabab bo‘ladi, degan farazdan foydalanildi. Aslida neytronlar boshqa yadrolar tomonidan yutilishi, lekin bu yadro bo‘linmasligi mumkin. Yoxud neytronlar bolinuvchi yadrolar bilan to‘qnashmasdan reaksiya sodir bo‘ladigan hajm (ya’ni aktiv zona) dan chiqib ketishi mumkin.

Natijada zanjir reaksiya rivojlanmaydi. Demak, zanjir reaksiya rivojlanishi uchun yadroning bo‘linishi tufayli hosil bo‘lgan neytronlarning o‘rta hisobda bittadan ortig’i yangi bo‘linishni vujudga keltirishi shart.

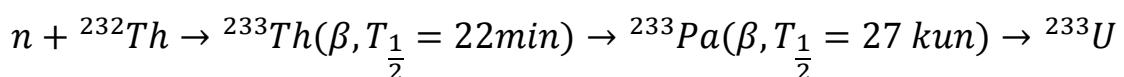
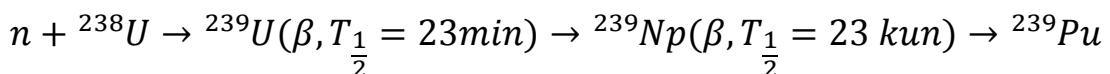
Umuman, zanjir reaksiyaning rivojlanish tezligi ko'payish koeffitsiyenti K_k ning qiymati bilan xarakterlanadi.

Ko'payish koeffitsienti – biror avlod bo'linishlarida vujudga kelgan neytronlar sonini undan oldingi avlod bo'linishlarda hosil bo'lgan neytronlar soniga nisbatidir. Agar $K_k > 1$ bo'lsa, zanjir reaksiya rivojlanadi. $K_k < 1$ da reaksiya so'nadi. $K_k=1$ bo'lganda reaksiya bir me'yorda davom etadi. Shuning uchun ko'payish koeffitsiyentining qiymatiga ta'sir etuvchi faktorlarni o'zgartirish yo'li bilan zanjir reaksiya tezligini boshqarish mumkin. Zanjir reaksiyalarda uran yoki plutoniyning izotoplaridan foydalaniladi. Masalan, tabiiy uran tarkibida 99,282% U^{238} izotop, 0,712% U^{235} izotop va 0,006% U^{234} izotop bor (6.2-rams).

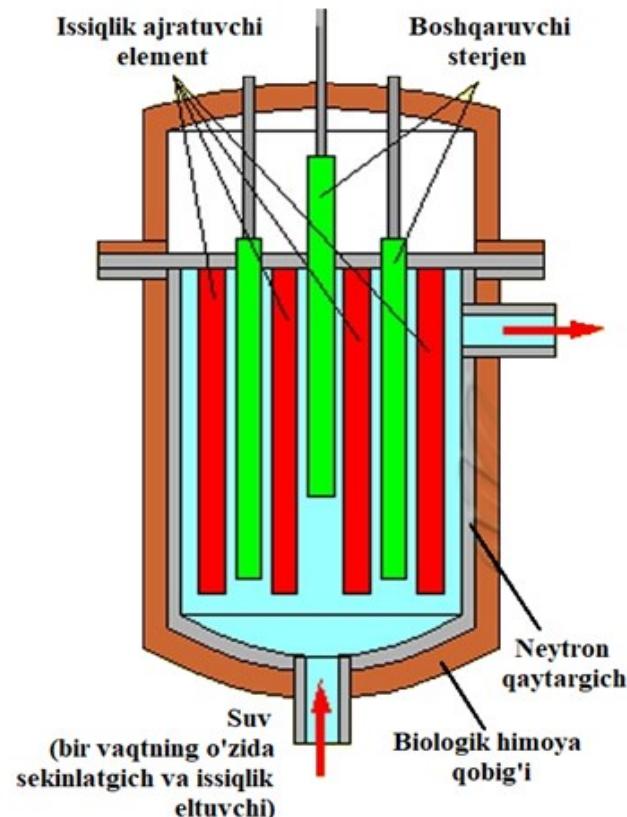


6.2-rams. Tabiiy uran tarkibida uran izotoplarining ulushi.

Tez neytronlar ta'sirida bu izotoplarning barchasi bo'linadi, sekin neytronlar esa faqat U^{235} izotopning bo'linishiga sabab bo'la oladi. Energiyasi 1 MeV dan kichik neytronlar U^{238} va ^{232}Th yadrolari tomonidan tutiladi va U^{239} va ^{233}Th izotop yadrolari hosil bo'ladi. Hosil bo'lgan U^{239} va ^{233}Th izotop yadrolari ikki marta ketma-ket β -parchalanishdan so'ng yadro yoqilg'isi hisoblangan Pu^{239} va ^{233}U izotoplari hosil bo'ladi.



$^{239}_{94}Pu$ ham, xuddi U^{235} kabi sekin neytronlar ta'sirida bo'linadi. Bundan tashqari U^{235} va Pu^{239} yadrolarning bo'linishida hosil bo'ladigan neytronlar sonining o'rtacha qiymatlari (v) mos ravishda 2,46 va 2,90 ga teng. Demak, U^{235} yoki Pu^{239} yadrolaridan foydalanib zanjir reaksiyani amalga oshirish uchun imkoniyatlar mavjud. Faqat neytronlarni reaksiyada qatnashmay aktiv zonadan (6.3-rasm) chiqib ketishini kamaytirish lozim.



6.3-rasm. Geterogen sistemali reaktor faol zonasasi.

O'z-o'zidan ravshanki, aktiv zonaning hajmi (bo'linuvchi moddaning massasi shu hajmga proporsional) qanchalik kichik bo'lsa, undan chiqib ketadigan neytronlar soni shunchalik ko'p bo'ladi. Shuning uchun aktiv zona hajmini kattalashtirib borilsa, uning biror qiymatida zanjir reaksiyani amalga oshishi uchun yetarli sharoit yaratilgan bo'ladi. Bunday hajmdagi bo'linuvchi moddaning massasini *kritik massa* (m_{kr}) deb ataladi. Masalan, so'f U^{235} dan tashkil topgan bo'linuvchi modda uchun $m_k \sim 9$ kg.

Shunday qilib, bo‘linuvchi modda massasining qiymati $m < m_{kr}$ bo‘lgan holda neytronlarning ko‘payish koeffitsiyenti $K_k < 1$ bo‘ladi, shuning uchun zanjir reaksiya amalga oshmaydi. Aksincha, $m > m_k$ shart bajarilganda $K_k > 1$ bo‘ladi (lekin $K_k \leq v$), natijada zanjir reaksiya rivojlanadi.

Bo‘linish reaksiyasini boshlab berish uchun kerak bo‘ladigan birinchi neytronlar esa bo‘linuvchi modda ichida doimo “adashib” yurgan bo‘ladi. Masalan, massasi 1 kg bo‘lgan uranda spontan bo‘linish tufayli sekundiga taxminan 20 neytron vujudga keladi. Bundan tashqari kosmik nurlar ta’sirida ham doimo turli zarralar qatori neytronlar ham vujudga kelib turadi.

Boshqariladigan bo‘linish zanjir reaksiyalarini amalga oshirish uchun qo‘llaniladigan qurilmani yadroviy reaktor deb ataladi. Bunday qurilmalarda neytronlar ko‘payish koeffitsiyenti K_k ning 1 dan ozgina katta qiymatlarida zanjir reaksiyani boshlash imkoniyati mavjud bo‘lishi kerak. U holda aktiv zonadagi neytronlar konsentratsiyasi va reaktoring quvvati orta boshlaydi. Kerakli quvvatga erishilganda K_k ning qiymatini aynan 1 ga teng qilib turish imkoniyati bo‘lishi kerak. Bu holda zanjir reaksiya o‘zparmas tezlik bilan davom etadi. Natijada reaktor statsionar reijmda ishlay boshlaydi. Bo‘linish zanjir reaksiyasining anchagina variantlari mavjud. Biz hozirgi zamon energetikasida keng foydalanilayotgan issiqlik neytronlar ta’sirida ishlaydigan reaktorlar bilan tanishamiz.

Reaktoring asosiy elementi – bo‘linuvchi moddadir. Zamonaviy reaktorlarda bo‘inuvchi modda sifatida U^{235} izotop bilan boyitilgan tabiiy urandan foydalaniladi. Issiqlik neytronlar U^{235} ni effektiv ravishda bo‘linishiga sababchi bo‘ladi. Shuning uchun bo‘linish reaksiyasida vujudga kelgan tez neytronlarni sekinlatish yo‘li bilan issiqlik neytronlarga aylantiriladi. Odatda, sekinlatkichlar sifatida grafit yoki og’ir suv (D_2O) dan, ba’zan esa oddiy suv (H_2O) dan ham foydalaniladi. Reaktoring aktiv zonasi sekinlatkich modda bilan to‘dirilgan. Sekinlatkich ichiga sterjen yoki plastinka shaklida bo‘linuvchi modda bo‘laklari joylashtiriladi. Zanjir

reaksiya tezligini boshqaruvchi sterjenlar yordamida o‘zgartirish mumkin. Bu steijenlar neytronlarni intensiv ravishda yutadigan materiallar (masalan, bor yoki kadmiy) dan tayyorlanadi. Boshqaruvchi sterjenlarning ko‘proq yoki kamroq qismini aktiv zona ichiga kiritish yo‘li bilan K_k ning qiymatini o‘zgartirishga erishiladi.

Statsionar rejimda ishlayotgan reaktorning aktiv zonasidagi neytronlar soni normadan ozgina chetga chiqishi (ya’ni K_k ning qiymati 1 dan ozgina farqlanishi) bilanoq, maxsus avtomatik qurilma boshqaruvchi sterjenlarni kerakli tomonga siljitadi.

Yadroviy energiyadan foydalanishga asoslangan qurilmalarning asosiy qismi yadroviy reaktordir. Misol tariqasida atom elektr stantsiya (AES) ning ishlash prinsipi bilan tanishaylik. Zanjir bo‘linish reaksiyasida ajralayotgan energiya aktiv zonani aylanib yuradigan issiqlik eltuvchiga o‘tadi. Issiqlik eltuvchi bu energiyani issiqlik almashgichdagi suvga beradi, natijada suv bug’ga aylanadi.

Bug’ esa o‘z navbatida generatorning tarkibiy qismi bo‘lgan turbinani harakatga keltiradi. Turbinadan o‘tgach bug’ kondensorda suvga aylanib, yana issiqlik almashgichga boradi. Shu tarzda yadroviy energiya elektr energiyaga aylantiriladi.

6.2-§. Yadroviy reaktorlarning gamogen va geterogen sistemalari.

Yadro fizikasi sohasida olib borilgan ilmiy izlanishlar yadroviy jarayonlarni tadqiq qilish bilan birga, insoniyat oldida juda ko‘plab texnologik yutuqlar ham berdi. Aynan atom energetikasi sohasida qator izlanishlar va o‘tkazilgan tajribalar asosida bo‘linish reaksiyasiga asoslangan yadroviy reaktorlar avlodlarining ishlash tamoyillari kashf etilib takomillashtirildi. Har bir avlod reaktorlari o‘z ish tamoyili asosida ma’lum maqsadlarga yo‘nalgan bo‘lib, o‘zaro bir-birini texnologik to‘ldirib bordi.

Bugungi kunda ekologik havfsiz va texnologik takomillashgan 3+ avlod reaktorlarining rivojlanish bosqichlari avvalgi avlod reaktorlarining havfsizlik va sifat samaradorligini takomillshtirish asosida rivojlandi.

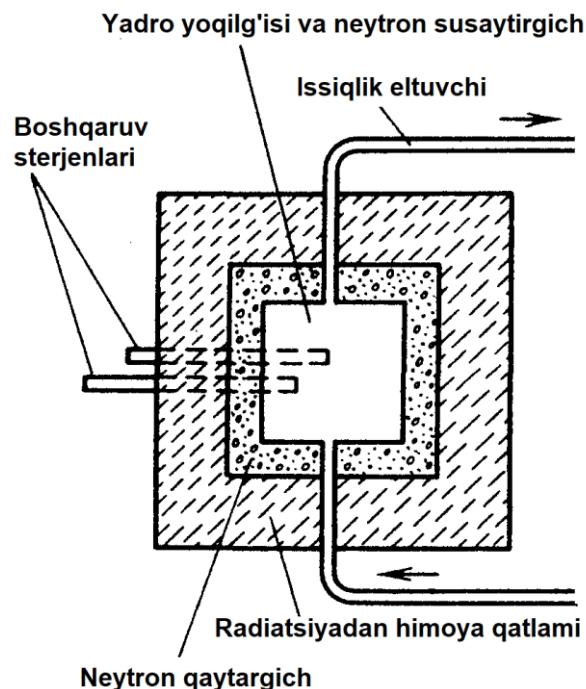
Reaktor – bo‘linish zanjir reaktsiyasini boshqaradigan (ketishini ta’minlaydigan) qurilmadir. Reaktor ishlaganda ekzotermik bo‘linish reaktsiya hisobiga issiqlik ajralib chiqadi.

Reaktor aktiv zona, issiqlik tashuvchi muhit, boshqarish sistemasi, radiatsion himoya va uzoqdan boshqarish pulti kabi asosiy qismlardan iborat bo‘ladi.

Reaktorning asosiy xarakteristikasi vaqt birligida ajralayotgan issiqlik energiya miqdori – quvvati hisoblanadi. Reaktor quvvati megavattlarda (10^6 Vt) o‘lchanadi. 1 MVt quvvat, sekundiga $3 \cdot 10^{16}$ ta bo‘linish akti kuzatiladigan zanjir reaktsiyaga mos keladi.

Ko‘p reaktor turlari mavjud. Yoqilg’i va sekinlatgichning joylashishiga ko‘ra reaktorlar gomogen va geterogen reaktorlarga ajraladi.

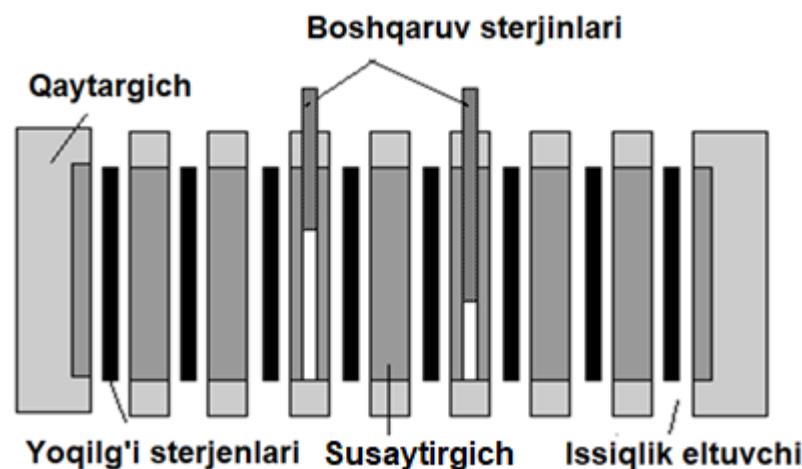
Faol zonasini uran va sekinlatgichning bir jinsli aralashmasidan iborat sistema ***gomogen sistema*** deyiladi. Bunday sistema 6.4-rasmida keltirilgan.



6.4-rasm. Gomogen sistemali reaktor faol zonasasi.

Masalan gomogen faol zonada uran – sulfat U_2SO_4 tuzining oddiy yoki og’ir suvdagi eritmasi shlatiladi.

Faol zonasasi birin-ketin uran va susaytirgich blokidan iborat sistema ***geterogen sistema*** deyiladi. 6.5-rasm rasmida bunday sistemada bo‘linuvchi yoqilg’i va sekinlatgichning joylashtirish sxemasi berilgan.



6.5-rasm. Geterogen sistemali reaktor faol zonasasi.

Reaktorning asosiy qismi faol zona hisoblanadi. Unda zanjir reaktsiya boradi va bunda energiya ajraladi. Issiq va oraliq neytronli reaktorlar faol zonasasi bo‘linmaydigan izotoplar (odatda U-238) aralashgan yoqilg’idan va sekinlatgichdan iborat bo‘ladi. Tez neytronli reaktorning faol zonasida sekinlatgich bo‘lmaydi.

Faol zonaning xajmi 1 litrning yuzdan bir ulushidan (ayrim tez neytron bilan ishlovchi reaktorlarda) tortib to bir necha o‘n litr kub metrni (katta issiq neytronlar bilan ishlaydigan reaktorlarda) tashkil qiladi.

Neytronlarning faol zonadan tashqariga chikib ketishini kamaytirish uchun, uning shakli sferik yoki sferaga yaqin shaklda bo‘ladi. Masalan, o‘zining diametriga teng balandlikka ega bo‘lgan tsilindr yoki kub shaklida bo‘ladi.

Geterogen reaktorlar ko‘p tarkalgan. Sifatli geterogen sistemaning boshqalardan farqi, unda uranda xosil bo‘lgan tez neytronlar rezonans energiyaga erishmasdan sekinlatgichga chiqib ketishga ulguradi. Geterogen

reaktorlar faol zonasi yoqilg'i kassetalari kiritilgan sekinlatgichdan tashkil topgan. Energiya aynan shu kassetalarda ajraladi, ular issiqlik ajratuvchi element qisqacha (TVEL) deyiladi.

Faol zona qaytargich bilan po'lat qoplama ichida bo'ladi. U-235 bilan boyitilgan TVELlarning miqdori odatda kritik massa uchun talab qilinadigan TVELLar miqdoridan ko'proq bo'ladi.

Reaktor faoliyatini neytronlarni juda ham kuchli yutib qoluvchi materiallardan qilingan boshqaruvchi sterjenlar yordamida amalga oshiriladi.

Bu sterjenlarni ma'lum bir masofagacha faol zonadan sug'urib olish yo'li bilan reaktor ishga tushuriladi. Bu sterjenlar yordamida reaktorning quvvati boshqarilib turiladi. Reaktorning quvvati uning konstruktsiyasiga, qanday qilib uran parchalanishida ajralib chiqayotgan issiqliqni zonadan tashib ketishga bog'liq. Ilmiy tadqiqot ishlariga mo'ljallangan uskunalarda quvvat 5-20 MVt bo'lsa, energetik reaktorlarning quvvati birnecha yuz, hattoki 1000 MVt bo'ladi.

Reaktor kanallaridagi neytron zichligi uning quvvatiga bog'liq bo'ladi. Faol zonada hammavaqt uch xil neytron guruhlari bo'ladi:

1. Tez neytronlar;
2. Energiysi 0,4 eV – 1 MeV oraliqda bo'lgan o'rta va rezonans neytronlar;
3. Issiq neytronlar

Bu neytron guruhlari o'rtasidagi nisbat aktiv zonaning konstruktsiyasiga, susaytirgichning turiga va oqimni qaysi nuqtada o'lchashga bog'liq. Faol zona 6 burchakli yoqilg'i sterjenlari (TVEL) dan yig'ilgan. O'z navbatida bu 6 burchakli yoqilg'i sterjenlari tsirkoniy elementidan tayyorlanib, ichiga uran tabletkalari joylangan bo'ladi.

Issiqlik va o'rta energiyali neytronlar bilan ishlaydigan reaktorning aktiv zonasi sekinlashtiruvchi modda va odatda, yonilg'inining bo'linmaydigan ^{238}U izotopi bilan aralashmasidan iborat bo'ladi. Tez

neytronlarda ishlaydigan reaktorning aktiv zonasida sekinlashtiruvchi modda bo‘lmaydi. Geterogen reaktorlarning aktiv zonasi sekinlashtiruvchi modda ichiga joylashtirilgan yonilg’i sterjenlaridan iborat.

Issiq neytronlar ishtirokida ishlaydigan reaktorlarning aktiv zonalari yaxshi qaytaruvchi modda bilan o‘ralgan bo‘ladi. Tez neytronli reaktorlarda qaytaruvchi modda tarkibiga yonilg’ini qayta ishlab chiqarishga olib keladigan ^{233}U yoki ^{232}Th izotoplari ko‘proq miqdorda kiritilgan bo‘ladi.

Atom elektr stantsiyalarining reaktorida issiqlik tashuvchi muhit issiqliknini aktiv zonadan intensiv ravishda olib ketishdan tashqari, uni elektr energiya ishlab chiqaradigan qurilmaga juda oz isrofgarchilik bilan uzatishi kerak. Issiqlik uzatuvchi qismlarining issiqlik sig’imi yuqori bo‘lishi, neytronlarni kamroq yutishi va sust ximiyaviy aktivlikka ega bo‘lishi kerak.

Issiqlik uzatuvchi modda sifatida suv, suv bug’i, havo, azot, karbonat angidrid gazi, tez neytronlarda ishlaydigan reaktorlarda esa suyuq natriy ishlatiladi. Katta quvvat bilan ishlaydigan reaktorlarda 300°C temperaturadagi va yuqori bosim ostidagi suv issiqlik uzatuvchi modda vazifasini o‘taydi.

Zanjir reaktsiya ni boshqarish, odatda neytronlarni kuchli yutadigan materialdan tayyorlangan sterjenlar to‘la tushirilganda reaktsiya to‘xtaydi, ularni qisman yoki to‘la chiqarib olinganda esa reaktsiyaning borish intensivligi o‘zgarishi, ya’ni tezlashishi mumkin. Boshqarish sterjenlari kadmiy, bor va boshqa materiallardan tayyorlangan bo‘ladi. $^{113}_{48}Cd$ va $^{10}_{5}B$ izotoplari uchun issiq neytronlarni yutish kesimlari mos ravishda $2\cdot10$ barn va $4\cdot10^3$ barn ga teng.

Tez neytronlar boshqarish uchun o‘rnatilgan sterjenlarda sust yutilganliklaridan, bunday neytronlarda ishlaydigan kichik o‘lchamli (sekinlashtiruvchi modda bo‘limganidan hajm kichik bo‘ladi) reaktorlarni boshqarish neytron qaytargichlar bilan aktiv zona orasidagi masofani o‘zgartirish orqali amalga oshiriladi.

Reaktorning aktiv zonasidan chiqadigan neytronlar oqimi xavfsizlik normasidan juda katta bo‘lganligi hamda β -parchalanish natijasida ko‘p miqdorda yuqori energiyali γ - kvantlarning hosil bo‘lishi reaktor atrofida ishonchli himoya choralarini ko‘rishni taqozo etadi.

Ma’lumki, katta atom soniga ega bo‘lgan moddalar γ -nurlanishdan eng yaxshi himoya vositasi hisoblanadi. Neytronlarni sekinlashtiradigan va kuchli yutish qobiliyatiga ega bo‘lgan materiallar o‘z navbatida, neytronlardan himoya vazifasini ham o‘taydi.

Reaktorlarning vazifalariga ko‘ra energetik, eksperimental, ilmiytadqiqot reaktorlari hamda yangi bo‘linadigan elementlar va radioaktiv izotoplar ishlab chiqaradigan reaktorlarga bo‘linadi. Xar qanday reaktor:

- a) yonilg’ining turiga;
- b) sekinlashtiruvchi moddasiga;
- c) aktiv zonasining tuzilishiga;
- d) issiqlik uzatgichga;
- e) bajaradigan vazifasiga;
- f) ishlash rejimiga;
- j) konstruktsion xususiyatlariga qarab xarakterlanadi.

Energetik reaktorlar asosan suv-suvli, gaz-grafitli hamda suv-grafitli (bu yerda birinchi so‘z issiqlik uzatkichni, ikkinchisi esa sekinlashtiruvchi moddani anglatadi) reaktorlarga ajratiladi. Rossiyaning Obninsk shahridagi birinchi atom elektrostantsiyasi (AES) ning reaktori suv-grafitli reaktordir.

O‘zbekiston Fanlar akademiyasining suv-suvli VVR-SM atom reaktori ilmiy tadqiqot va yadro fizikasining yutuqlarini xalq xujaligida tadbiq qilish maqsadlarida Ulug’bek shaharchasida 1959 yildan beri 2000 dan 10000 kWt - gacha (issiqlik) quvvatida ishlab turibdi.

Reaktorlarning iqtisodiy tejamkorligini va effektivligini tadqiq qilish uchun quvvati uncha katta bo‘lmagan eksperimental reaktorlar quriladi.

Ilmiy-tadqiqot reaktorlari neytronlarning yadrolar bilan ta'sirlanishini o'rganish va neytronlar ta'sirida turli kristallarning va organik birikmalarning hap xil fizik va ximik xossalariiga ta'sirini o'rganish uchun ishlataladi. SHuning uchun bu reaktorlarning muhim xususiyati katta $10^{12} \cdot 10^{14}$ neytron/sm²·s neytronlar oqimini hosil qilib berishdir. Bunday ilmiy-tadkikot reaktorlarining aktiv zonasidan neytronlar dastasini tashqariga chiqarish uchun bir nechta qo'shimcha gorizontal kanallari bo'ladi.

Intensivligi yana ham yukori bo'lgan neytronlar okimini hosil qilish uchun qisqa davrli (impulslig) rejimda ishlaydigan reaktorlardan foydalaniladi.

Misol uchun impulsli grafit reaktorda (IGR), impulsni katta qiymatidagi quvvat 10^5 MVt ga, neytronlar oqimi esa 10^{18} neytron/sm²·s ga yetadi. Impulsning davom etish vaqtiga 0,1 sekundga teng.

Barcha reaktorlar ichida yonilg'ini qayta ishlaydigan reaktorlar (brider reaktorlar) muhim ahamiyatga ega. Bu reaktorlarda elektr energiya ishlab chiqarish bilan bir qatorda reaktsiya hisobiga intensiv yonilg'i ishlab chiqarish jarayoni amalga oshadi.

6.3-§. Yadroviy reaktor turlari va texnologik yutuqlari.

Aktiv zonasi, yoqilg'isi va issiqlik eltuvchilari turlari bo'yicha yadroviy reaktorlar bir-biridan farq qiladi. Quyida ushbu reaktorlar taxlili bilan tanishamiz

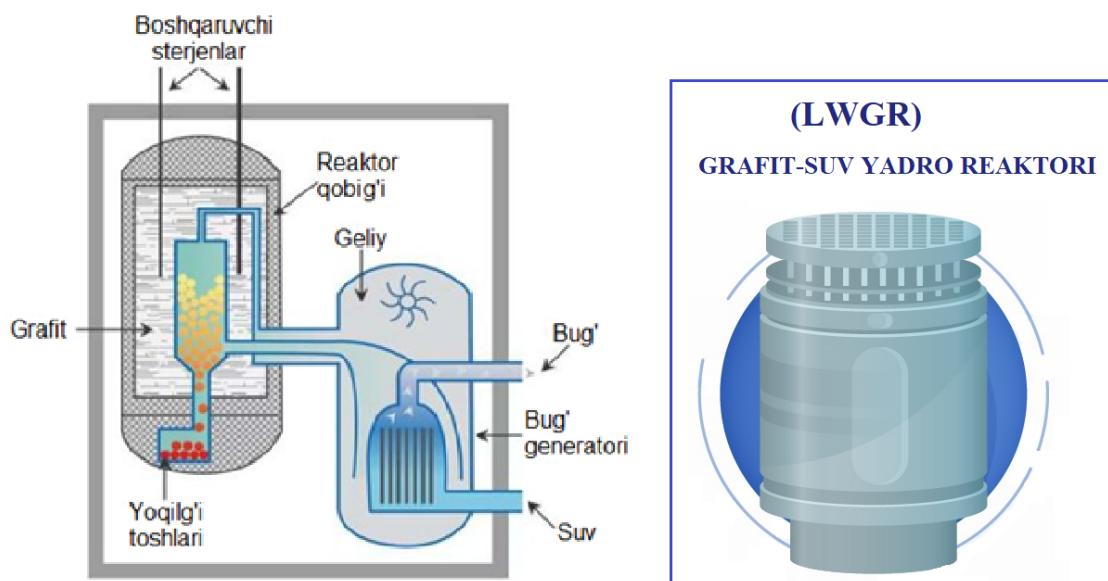
1. Grafit-suv yadro reaktori (rbmk), (LWGR)

Grafit-suv yadro reaktori – issiq neytronlar bilan ishlaydigan (uran-grafit, suv-grafit) yadro reaktori; bunda sekinlatkich sifatida grafit bloklari, issiqlik eltgich sifatida suv ishlataladi. Kanalli reaktorlar sinfiga kiradi. Faol

zonasi issiq neytronlarda ^{235}U (6,5% gacha) bilan boyitilgan yadro yoqilg'isi va issiqlik eltuvchi kanalli grafit bloklaridan iborat. Yoqilg'i tayoqchalari kanallarga yoki ularning tashqi devorlariga joylashtiriladi. Faol zonasi germetik tarzda o'ralgan korpusdan iborat. Kanallar sonini ko'paytirish orqali bir necha gigavattgacha quvvatga ega bo'lgan reaktor yaratish mumkin. Ushbu turdag'i reaktorlarda yonilg'i sterjenlarini maxsus jihozlar yordamida o'zgartirish mumkin.

Grafit-suv yadro reaktori Rossiyaning Obninsk atom elektr stansiyasida 5 MVt quvvat bilan 1954-yilda ishga tushurildi. Birinchi tajribalar uran-grafit sxemasidan foydalangan holda amalga oshirildi. Kamchilik - ortiqcha bug' koeffitsientining mavjudligi. Reaktivlik (kanallarda bug'lanishning ko'payishi bilan reaktor tezlashadi), bu ma'lum vaziyatlarda quvvatning nazoratsiz o'sishiga olib kelishi mumkinligi hamda boshqa texnik nosozliklarni keltirib chiqarishi mumkinligi edi. Keyinchalik olimlar ularning xavfsizligini sezilarli darajada oshirildi va Chernobil tipidagi avariyaning takrorlanishining oldini olishga hizmat qildi.

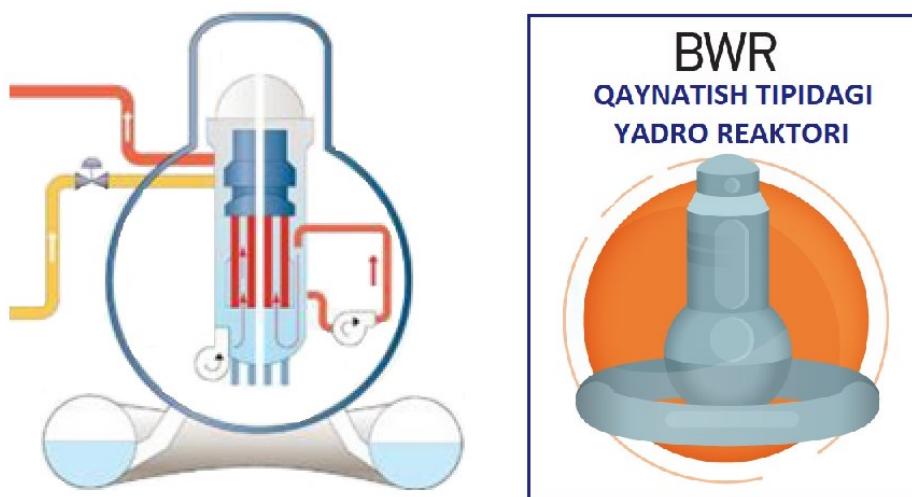
6.6-rasmda grafit-suv yadro reaktori keltirilgan.



6.6-rasm. Grafit-suv yadro reaktori

2. Qaynatish tipidagi yadro reaktori (BWR).

Qaynatish tipidagi reaktor energiyaning to‘g’ridan-to‘g’ri aylanishi printsipi asosida ishlaydi. Aktiv zonadan o‘tadigan suv 75 atm. o‘rtacha bosimda 285°C temperaturada qaynatiladi. To‘yingan bug’ reaktordan o‘tib, turbinani aylantirish uchun ishchi suyuqlik sifatida ishlatiladi.



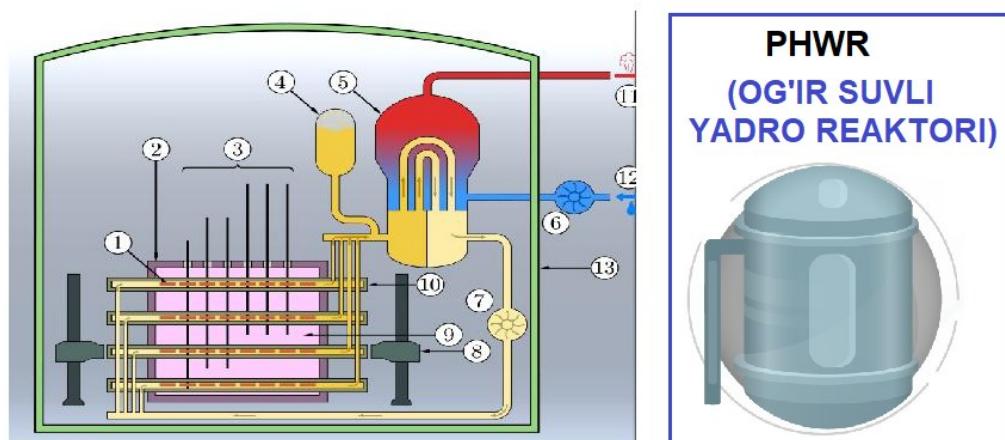
6.7-rasm. Qaynatish tipidagi yadro reaktori

3. Og’ir suvli yadro reaktori (CANDU), (PHWR)

Olimlar sa'y-harakatlar bilan Kanadada tabiiy urandan foydalanadigan reactor yaratildi. Buning boshqa reaktorlardan farqli tomoni shunda ediki reactor yoqilg’isi sifatida tabiiy urandan issiqlik eltuvchisi sifatida og’ir suv (D_2O)dan foydalanildi. Bu og’ir suv ikkilamchi sovitish sistemasidagi oddiy suvni bug’ga aylantiradi va bug’ energiyasi bug’ turbinasini aylantirishi hisobiga elektr energiyasi olinadi.

CANDU tipidagi og’ir suv reaktorining tuzulishi va ishslash printsipi 6.8-ramda keltirilgan bo‘lib, u ko‘p jihatdan VVER-1000 reaktorining tuzulishiga o‘xshaydi. 13-reaktor binosi bo‘lib, unda unda 1-chi sxemaning elementlari joylashgan: 1-yonilg’i, 2-aktiv zona, 3-boshqaruv sterjenlari, 10-yonilg’i agregatlari (TVEL), 9-gorizontal joylashgan issiqlik eltuvchi, nasoslar-7, 5 - bug’ generatori, 4-bosim kompensatori.

2-sxemaning elementlari 6-nasoslar, 12 va 11 lar mos ravishda kirish va chiqish kanallari. 1-konturda issiqlik eltuvchi va sekinlatgich sifatida D₂O og'ir suv, ikkinchi konturda oddiy engil suv ishlataladi. Vodorod o'miga deyteriydan foydalanish yoqilg'i sifatida tabiiy uranni (0,72% ²³⁵U) ishlatalish imkonini beradi, bu yoqilg'i xarajatlarini kamaytiradi, lekin og'ir suvdan foydalanish tufayli reaktorning tan narxi oshadi.



6.8-rasm. Og'ir suvli yadro reaktori

4. Grafit-gazli yadro reaktori (GCR)

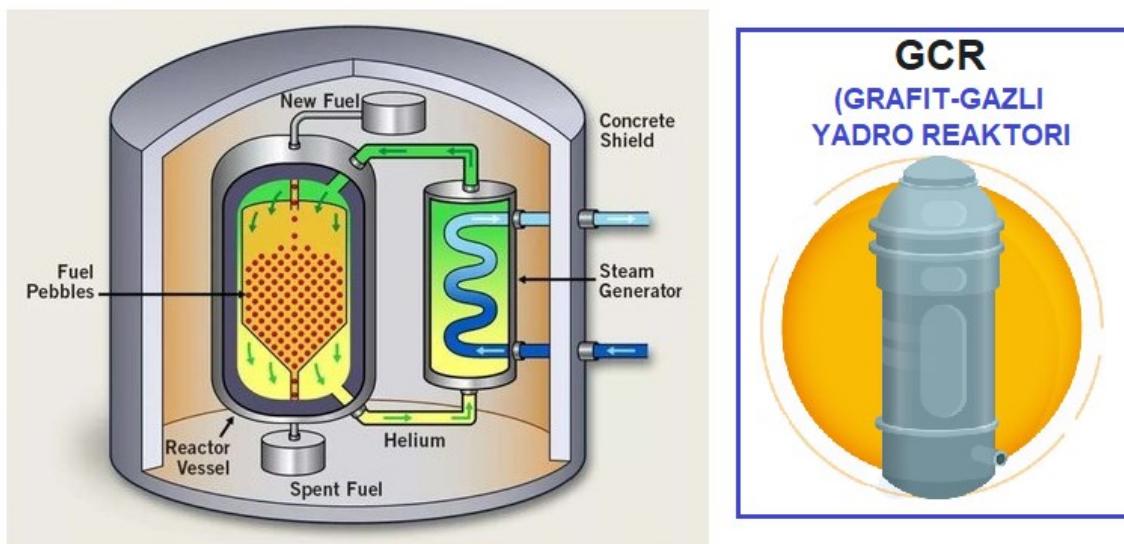
Grafit-gazli yadro reaktori (GCR) – energiya ishlab chiqarishga asoslangan yadro reaktori bo'lib, uning ishlash printsipi yoqilg'i sifatida grafit va yoqilg'i mikrosferalarining aralashmasidan foydalanishga asoslangan. Bu reaktorning ikkita raqobatlashuvchi tuzulishi mavjud:

- grafit qobig'idagi grafit va yoqilg'inining aralashmasi bo'lgan 60 mm sferik yonilg'i elementlaridan foydalanadigan Germaniya "to'ldirish" tizimi;
- faol zonani hosil qilish uchun o'zaro bog'langan grafit olti burchakli prizmalar ko'rinishidagi Amerika versiyasi.

Ikkala holatda ham issiqlik tashuvchi geliyidan iborat bo'lib, taxminan 100 atmosfera bosimiga ega. Germaniya tizimida issiqlik tashuvchi geliy sferik yonilg'i elementlari qatlamidagi kanallardan, Amerika tizimida esa

reaktorning aktiv zonasiga o‘qi bo‘ylab joylashgan grafit sterjenlarining kanallari orqali o‘tadi. Ikkala variant ham juda yuqori haroratlarda ishlashi mumkin, chunki grafitning bug’lanishi juda yuqori haroratga ega, geliy esa butunlay kimyoviy inertdir. Issiq geliy to‘g’ridan-to‘g’ri gaz turbinasida yuqori haroratda ishlaydigan suyuqlik sifatida ishlatalishi mumkin yoki uning issiqligi suv aylanishida bug’ hosil qilish uchun ishlatalishi mumkin.

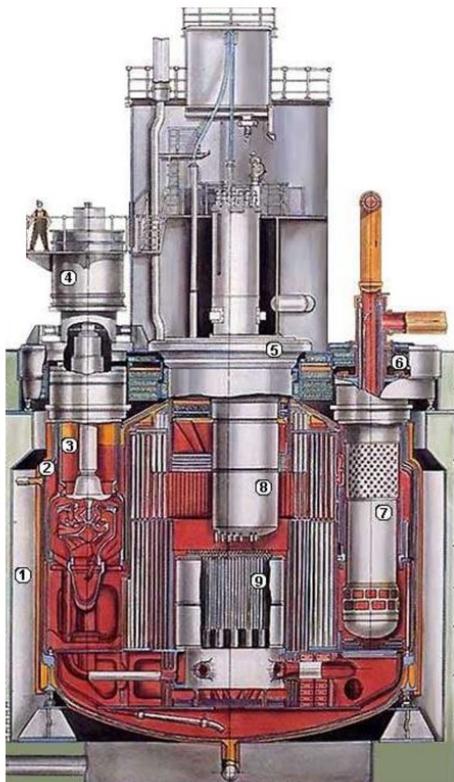
Bu reaktorning FIK 48 % ni tashkil etadi.



6.9-rasm. Grafit-gazli yadro reaktori.

5. Tez neytron reaktor (FBR)

Tez neytron reaktorlari - suyuq natriy bilan sovutiladigan energetik reactor hisoblanadi. Uning bugungi kunga qadar bir nechta turlari mavjud bo‘lib, ularga BN-350, BN-600 va BN-1200 larni misol qilish mumkin. Bu tur reaktorlari 1960 va 1970 yillarda katta e’tiborga sazovor bo‘ldi. Keyinchalik ularning sanoat sohasida ishlab chiqarish jadal rivojlanayotgan atom sanoati uchun yoqilg’i ishlab chiqarish uchun zarur bo‘lib tuyuldi. Ammo 1980-yillarda noto‘g’ri ekanligi ma'lum bo‘lgach, ishtiyoq susaydi. Biroq, bunday turdagagi bir qator reaktorlar AQSh, Rossiya, Frantsiya, Buyuk Britaniya, Yaponiya va Germaniyada qurilgan. Ularning aksariyati uran dioksidi yoki uning plutoniyl dioksidi bilan aralashmasidan ishlaydi.



FBR
TEZ NEYTRON
REAKTORI



6.10-rasm. Tez neytron reaktori.

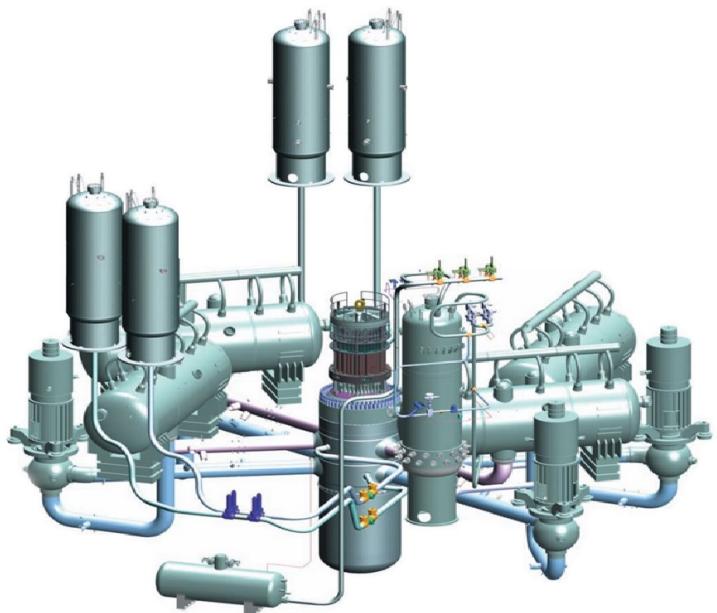
6. VVER-tipdagi yadro reaktori (PWR), (VVER)

VVER (Водо Водяной Энергетический Реактор-Су) elektr energiyasi reaktori) - bu dunyoda keng tarqalgan atom elektr stantsiyalari rivojlanishining eng muvaffaqiyatli tarmoqlaridan biri bo‘lgan, bosimli suv bilan boshqariladigan, suv bilan sovutilgan quvvatli yadro reaktori hisoblanadi. Reaktor g’oyasi Kurchatov institutida S. M. Faynberg tomonidan taklif qilingan. Loyiha bo‘yicha ishlar 1954 yilda boshlangan va 1955 yilda OKB “Gidropress” uni ishlab chiqishni boshladi. Birinchi Sovet VVER (VVER-210) 1964 yilda Novovoronej AESning birinchi energiya blokida foydalanishga topshirilgan. VVER-210 reaktori bo‘lgan birinchi xorijiy stansiya Rheinsberg AES edi, u 1966 yilda foydalanishga topshirildi.

Boshqa mamlakatlardagi ushbu turdagি reaktorlarning umumiy nomi PWR bo‘lib, bunday reaktorli birinchi stansiya 1957 yilda AQShda Shippingport AES ishga tushirilgan.

(PWR)

VVER-TIPDAGI
YADRO REAKTORI



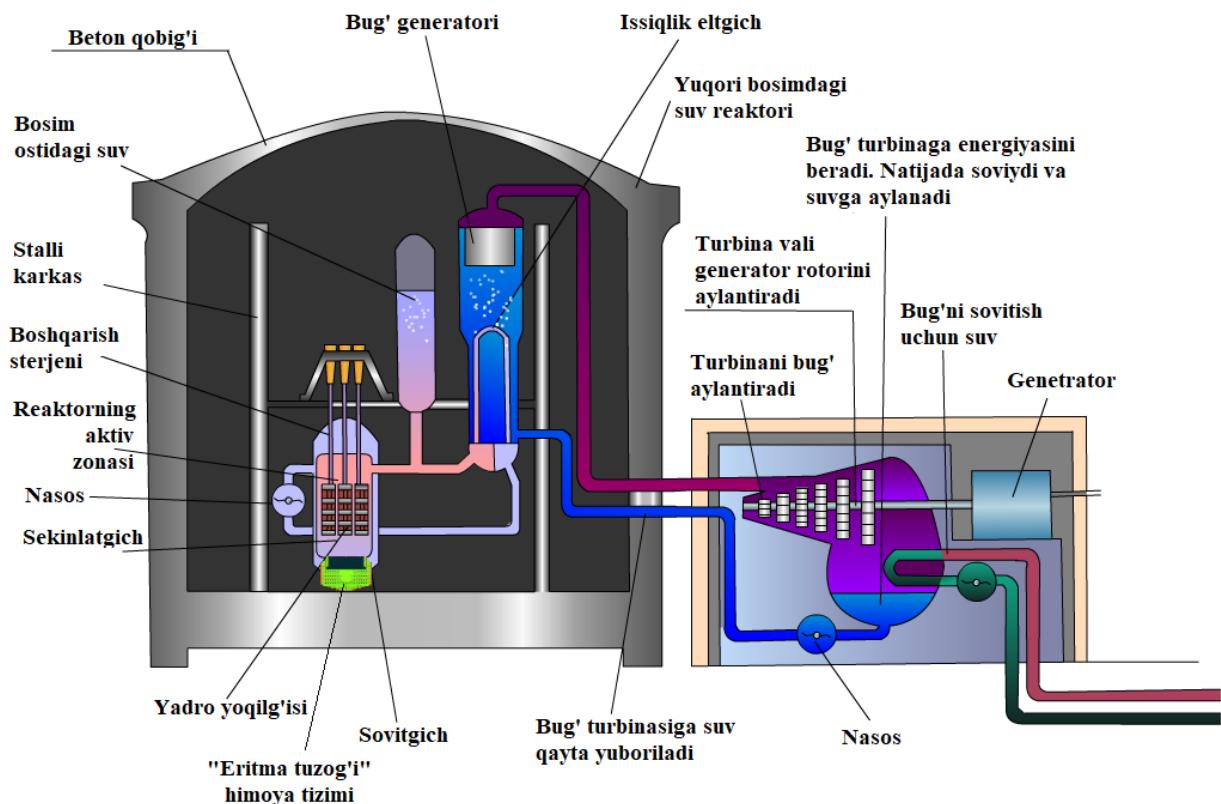
6.11-rasm. VVER-tipdagi yadro reaktori.

6.4-§. VVER-1200 reaktori bilan jihozlangan AES modeli.

Kelgusida O‘zbekistonda qurilishi rejallashtirilgan AES: eng oxirgi, 3+ avlodga kiruvchi VVER-1200 reaktori bilan jihozlangan. Ushbu turdag'i reaktorlarni mubolag'asiz, hozirda dunyodagi eng xavfsiz reaktorlar deb atash mumkin. Bu turdag'i VVER (suv-suvli reaktor) reaktorlarining ja'mi ishlash muddati dunyo miqyosida 1000 yildan ortmoqda. Eng asosiysi shundaki, hozirgacha bu turdag'i reaktorlar ishlashi davomida birorta jiddiy favqulodda vaziyatlar kuzatilmagan.

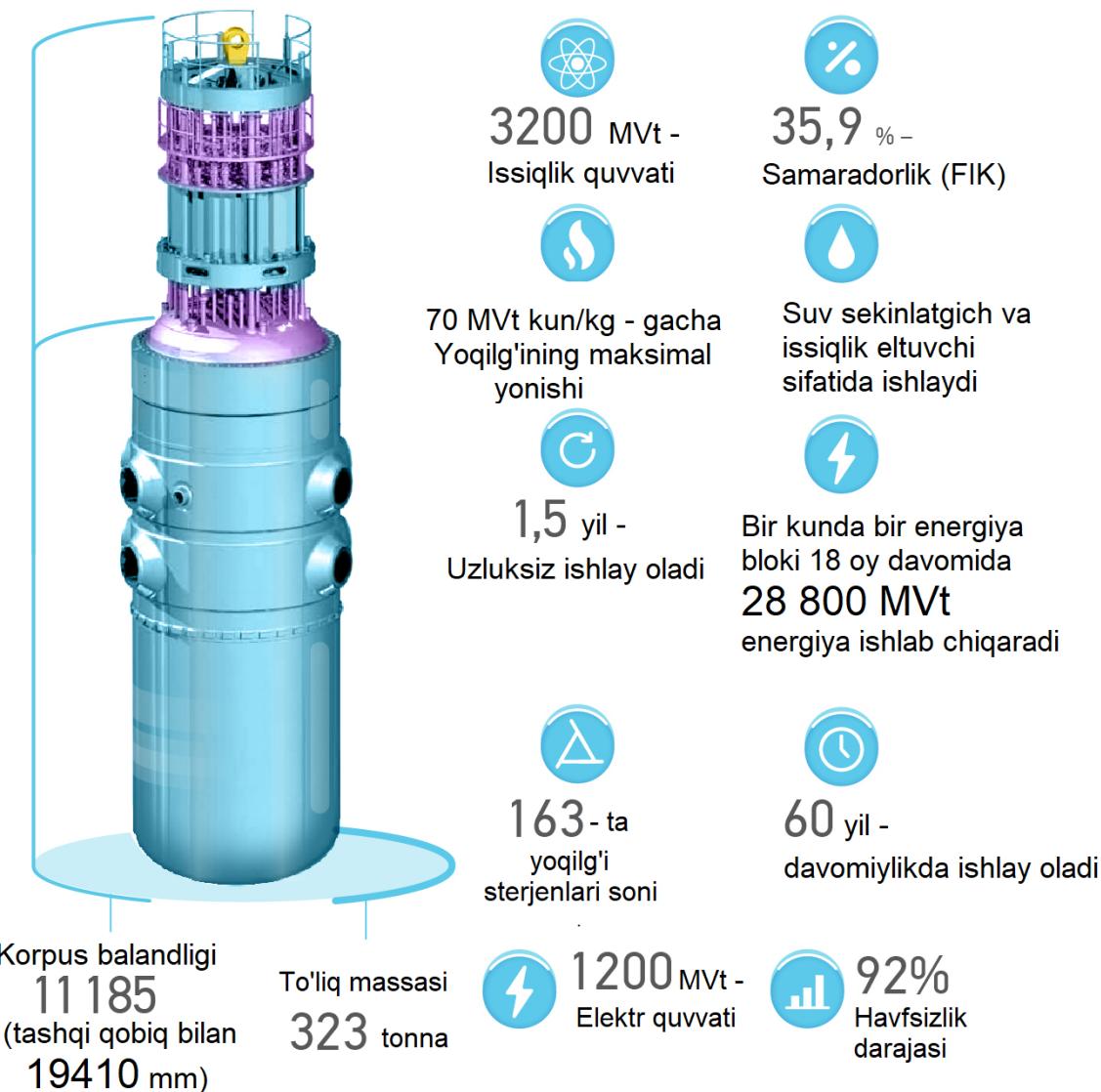
Reaktordagi yadro yoqilg'isi sirkoniy sterjenlariga joylashtirilgan bo‘lib, issiqlik ajratuvchi elementlari (TVEL) deb nomlanadi. Yoqilg'i sifatida esa UO_2 uran dioksidi ishlatiladi. Uran yadrolarining bo‘linishi davomida katta miqdordagi energiya ajraladi va aynan mana shu issiqlik, yoqilg'i joylashtirilgan sterjenlarni isitadi. VVER reaktorlari bilan jihozlangan AESlar ikki konturli sxema bo‘yicha ishlaydi. Ishchi jism - suv,

atom reaktoridan o'tib, bo'linish tufayli ajraladigan energiya - suvni 320°C gacha qizdiradi. Suv - suyuq holatda qolishini ta'minlash maqsadida reaktorda 160 atmosfera bosimi ostida ushlab turiladi. Keyin qizdirilgan suv bug' generatoriga o'tadi va o'z issiqligini ikkilamchi zanjir suviga (bug' generatoriga) beradi, so'ng yana reaktorga qaytariladi. Ikkinchı kontur (bug' generatori)dagi suv bug'ga aylanadi va bug' o'z navbatida turbinani aylantiradi. Turbinaning harakati elektr generatorini ishga tushiradi, - bu odatdagি issiqlik elektr stantsiyasida sodir bo'ladigan jarayonning aynan o'zi. 6.12-rasmda VVER-1200 reaktori bilan jihozlangan AES modeli keltirilgan.



6.12-rasm. VVER-1200 reaktori bilan jihozlangan AES modeli

XXI asrni elektr tokisiz tasavvur qilib bo'lmaydi. Bugungi kunda VVER-1200 reaktorli AESlar dunyodagi eng xavfsiz reaktor hisoblanadi. 6.13-rasmda dunyodagi eng xavfsiz reaktor VVER-1200ning texnik hususiyatlari keltirilgan.



6.13-rasm. VVER-1200 - eng zamonaviy va xavfsiz (suv-suvli) reaktor.

Avvallari foydalanilgan reaktorlarni eng yaxshi yechimlari va texnologiyalari asosida ishlab chiqilgan. O'zidan oldingi VVER-1000 bilan solishtirganda, u katta quvvat, xizmat muddati ikki baravar ko'p, texnik foydalanish koeffitsienti va tashqi xavf manbalariga chidamliligi bilan ajralib turadi.

Bizning mamlakatimizda qurilishi rejalashtirilgan AES xavfsizligi xarajatlari uning umumiylarini narxining 40 foizini tashkil etadi. Xavfsizlik to'rtta asosiy to'siq tizimidan foydalanishga, hamda chuqur mudofaa printsipliga asoslangan:

- 1) Uran yoqilg'isining sifati yuqoriligi;
- 2) Yoqilg'i elementlarining (tashqi qobig'inining) sirkony qobig'inining mustahkamligi;
- 3) Po'latdan yasalgan 20 santimetr qalinlikdagi reaktor korpusi;
- 4) Reaktor zali tashqi (muhrlangan) qobiqni o'z ichiga oladi.

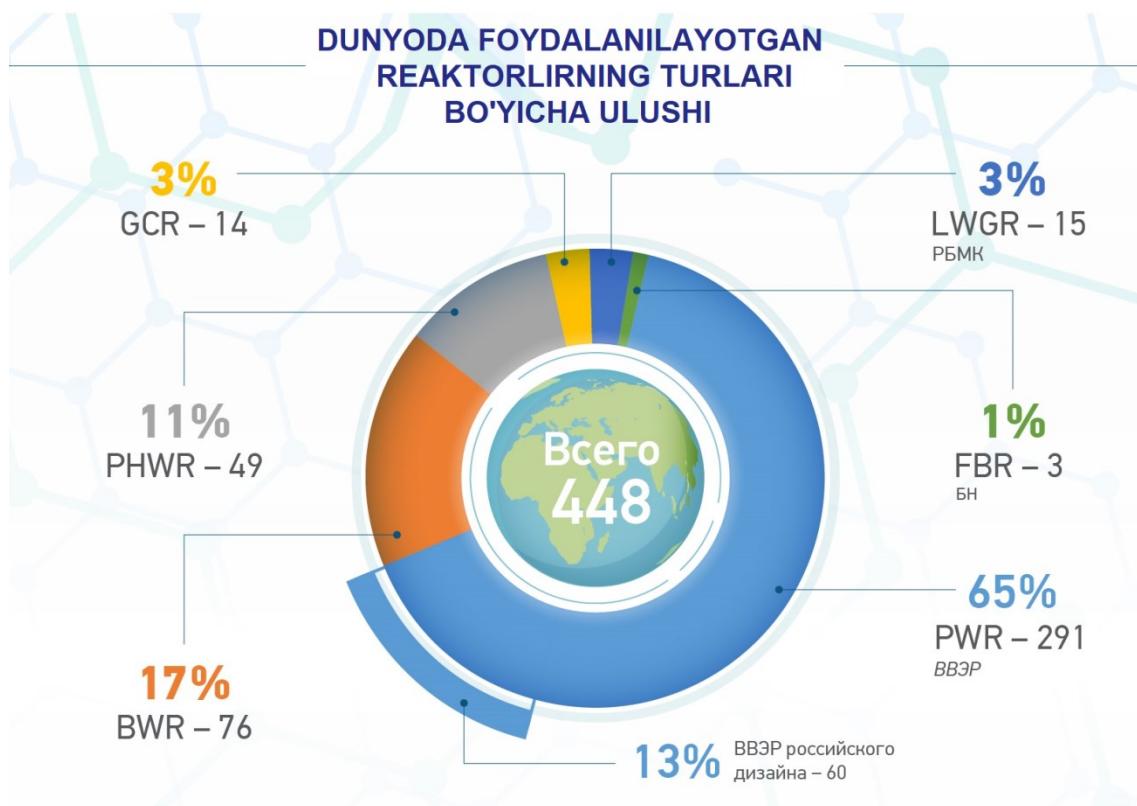
Shuni ta'kidlash kerakki, barcha VVER-1200 reaktorlarida aktiv va passiv xavfsizlik tizimlari mavjud. Ularning yig'indisi favqulodda vaziyatlarda uchta asosiy vazifani hal qilishni kafolatlaydi:

- 1) Yadro reaksiyasini to'xtatilishi;
- 2) Doimiy issiqlik tarqalishini ta'minlash;
- 3) Radionuklidlarni reaktor qobig'idan tashqariga chiqishini oldini olish.

Aql bovar qilmaydigan sabablarga ko'ra, reaktor aktiv qismining harorati ko'tarilishi kuzatilsa, navbatdagi himoya tizimi ishga tushadi, bu – eritma tuzog'idi (eritma haroratini pasaytiradigan "qurbanlik" materiali bilan to'ldirilgan - stakan). Reaktor aktiv qismining harorati 2500 °C yetganida barcha konstruktiv tuzilma erib, eritma tuzog'iga oqib tushadi. Eritma tuzog'i - eritma haroratini pasaytirib, uni kristallaydi.

Shuning uchun oxirgi avlod reaktorlari VVER-1200 bilan jihozlangan AESda olinadigan energiya xavfsiz ekanligini tasdiqlaydi.

Quyidagi 6.14-rasmida dunyodagi AES va ilmiy laboratoriyalarda foydalilanayotgan reaktorlarning turlari bo'yicha ulushi keltirilgan.



6.14-rasm. Dunyodagi AES va ilmiy laboratoriyalarda foydalananlayotgan reaktorlarning turlari bo'yicha ulushi.

Rasmdan ko'rindan bugungi kunda dunyo bo'yicha 448 ta reaktorlar ishlab turibdi. Ularning 65 % ni VVER turdagi – suv energetik reaktorlari tashkil etayotgani atom energetikasi sohasini rivojida muhum ahamiyatga ege ekanligidan dalolatdir.

6.5-§. Respublikamizda AESdan foydalanish istiqbollari.

Hozirda elektr energetika sohasi O'zbekiston iqtisodiyotining muhim tarmoqlaridan biri hisoblanadi. Mamlakatimizda amalga oshirilayotgan keng ko'lamli islohotlar jarayonini ushbu jahhadagi o'zgarishlar misolida ham ko'rish mumkin.

Bugungi kunda yurtimizda ishlab chiqarilayotgan elektr energiyasining ishlab chiqarish bo'yicha o'sish sohasi sur'atiga nazar

tashlaydigan bo'lsak 2020- yilda umumiy hisobda 66,4 mlrd.kV·soat, 2021- yilda esa 71,3 mlrd.kV·soat elektr energiya ishlab chiqarilgan. Shu ishlab chiqarilgan elektr energiyaning manba'lari 6.1-jadvalda keltirilgan.

6.1-jadval

Energiya manbalari	2020 yil (mlrd.kV·soat)	2021 yil (mlrd.kV·soat)
Issiqlik elektr stansiyasi (IES)	60,7	65,7
Gidro elektr stansiyasi (GES)	5,0	5,0
Stansiyalar blogi	0,6	0,6
Quyosh fotoelektrik stansiyasi (FES)	0	0,05

2020-2021 yilar oralig'ida elektr sitansiyasining umumiy o'rnatish quvati 1,2%, Ishlab chiqarish esa 7,3 % ga oshdi. Bu ishlab chiqarilgan elektr energiya qiymatini aholi son boshiga nisbatan oladigan bo'lsak 2020 yilda 1,92 ming kV·soat, 2021 yilda 2,05 ming kV·soatni tashkil etgan va asosiy energiya manbayi IES lar bo'lib umumiy ishlab chiqarilgan elektr energiyaning 92,14% tashkil qiladi. Buning uchun yiliga 19,8 milliard kub metr tabiiy gaz, 98 ming tonna mazut va 3,2 million tonna ko'mir sarflanadi. Bu yonilg'i manba'laridan foydlanish natijasida atmosferaga issiqlixona gazlari chiqadi.

Birlashgan millatlar tashkilotining iqlim o'zgarishlari bo'yicha 26-konfrensiyasi doirasida 2019-2020 yillarda turli ishlab chiqarish ob'ektlarida issiqlixona gazlari emisiyasi xalqaro o'rganish natijalari e'lon qilindi. Ushbu o'rganish natijalari energiya ishlab chiqarish davomiyligini butun emissiyalarini hisobga olgan xolda 6.2- jadvalda keltirilgan.

6.2-jadval.

№	Generatsiya manbalari	CO₂ – ekv./kVt·soat
1.	Ko'mir bilan ishlovchi IES lar	751-1095

2.	Issiqxona gazlarini yig'ish va yo'q qilish texnologiyalaridan foydalangan holda ko'mir bilan ishlovchi IESlar	147-469
3.	Kombinatsiyalangan gaz elektr stansiyalari	403-513
4.	Issiqxona gazlarini yig'ish va yo'q qilish texnologiyalaridan foydalanuvchi gaz elektr stansiyalari	49-220
5.	Gidro elektr stansiyalari	6-147
6.	Quyosh elektr stansiyalari (STES, CSP)	27-122
7.	Quyosh elektr stansiyalari (fotovoltaik, PV)	8-83
8.	Yer usti shamol elektr stansiyalari	12-23
9.	Dengizdagi shamol stansiyalari	7.8-16
10.	Atom elektr stansiyalari	5,1-6,4

Karbonat angidrid ekvivalenti - issiqxona gazining massa emissiyasini karbonat angidrid emissiyasi bilan solishtiruvchi birlik.

6.2-jadvaldan ko'rishimiz mumkinki ekologik jihatdan eng maqbul manba AESlar sifatida qaralmoqda. Respublikamizning energetika sohasini rivojlantirish, energiya manba'lari miqdorini oshirish, elektr energiyasi yetishmasligini AES orqali qoplash va IES lar istemol qilayotgan yer osti, yer usti boyliklarini tejash va ulardan oqilona foydalanish bo'yicha chora tadbirlar belgilandi.

Shu bois mamlakatda tinch maqsadlarda foydalanish uchun atom energetikasini barpo etishga kirishildi. Rossiyaning «Rosatom» davlat korporatsiyasi bilan hamkorlikda atom elektr stansiyasini qurish bo'yicha kelishuvga erishildi. Mazkur kompleks 1200 Megavatt quvvatli 2 ta energoblokdan iborat. Bu energiya bloklar AESlar uchun dunyodagi eng xavfsiz va zamonaviy egergobloklar hisoblanadi. Atom elektr stansiyasi

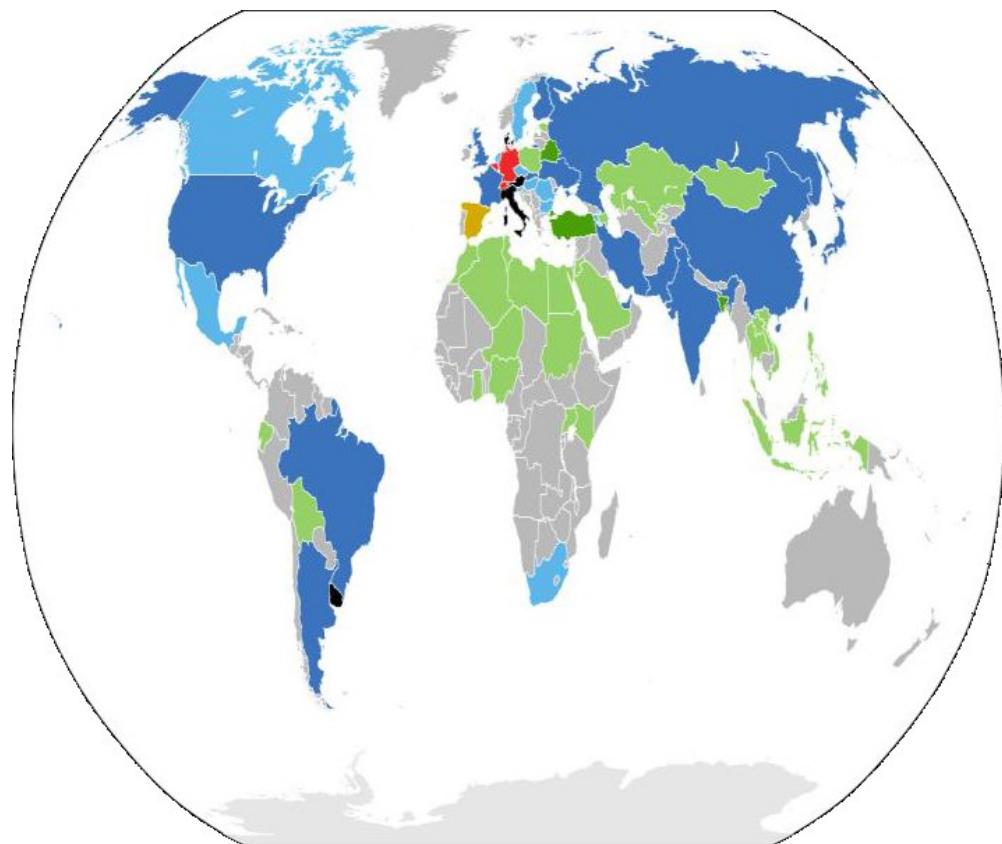
barpo etilishi natijasida yiliga 3,7 milliard kub metr tabiiy gaz tejaladi. Tejalgan manba qayta ishlaniib, yuqori qo'shilgan qiymatli neft-kimyo mahsulotlari ishlab chiqariladi.

Atom energiyasi yuqorida 6.2-jadvaldan ma'lumki ekologik jihatdan toza hisoblanadi. Bunday stansiyalar zararli is gazini hosil qilmaydi. Natijada tabiiy gazni yoqishdan hosil bo'ladigan va atrof-muhitga tarqaladigan is gazi hajmi respublikamiz hududida yiliga 3 million tonnaga kamayadi.

Butun dunyo atom energiyasiga oid tashkilotlarning keyingi ma'lumotiga ko'ra, dunyoda 448 dan ortiq AES bo'lib, yana 53 tasi qurilish bosqichida turibdi. Yangi qurilish ko'zda tutilgan davlatlar qatoriga Turkiya, O'zbekiston, Bangladesh, Misr davlatlari kirsa, Polsha, Sudan, Qozog'iston davlatlari qiziqish bildirmoqda. Bugungi kunda ishlab turgan AESlar umumiyligi kuchi 3 mld. kVt·soatga teng. Atom elektrostansiyalari dunyoda elektr energiyaning 15% ini ishlab beradi. Eng ko'p AES Amerikada joylashgan, ya'ni dunyodagi AES larning yarmidan ko'pi AQSh da bo'lib, ular 101,4 mln.kvt·soat energiya ishlab chiqaradi.

Jahonda olinayotgan ummiy elektr energiyaning 70% ga yaqini bugungi kunda neft, tbiiy gaz, ko'mir, torflar hisobiga olinadi. Bu tabiiy yoqilg'ilarning tabiatdagisi zaxirasi manba'lari chegaralangan. Insoniyatni energiya tanqisligi muammolariga yechim topishi, yangi ekologik toza energiya manbalarini ishlab chiqarish sohalari bizning mamlakatimiz uchun ham dolzarb muammoga aylanib bormoqda. Shularni hisobga olgan holda atom energetikasi va termoyadro energiyasining xillari kelajak enegiya manbai hisoblanadi. Chunki, bir kunda, 1 mld.Kvt·soat energiya olish uchun 750 tonna ko'mir yoki 400 tonna neft, 250 gr ^{235}U yoki 34 gr og'ir vodorod sarflash kerak. Ularning ichida og'ir vodorod - deyteriy manbai sifatida okean suvlari cheksiz manba hisoblanadi.

Hozirgi kunda AES lardan davlatlar aro foydalanish darajasi quyidagi diagramada keltirilgan bo‘lib, unda atom energetikasining hozirgi holati va istiqbolli kelajagi keltirilgan.



6.15-rasm. Atom elektr stantsiyalari bo‘lgan mamlakatlar.

- Atom elektr stantsiyalari ekspluatatsiya qilinmoqda, yangi energiya bloklari qurilmoqda.
- Atom elektr stantsiyalari ekspluatatsiya qilinmoqda, yangi energiya bloklarini qurish rejalashtirilmoqda.
- AES mavjud emas.
- AES mavjud emas, yangi energiya bloklarini qurish rejalashtirilmoqda.
- Atom elektr stantsiyalari ekspluatatsiya qilinmoqda, yangi energiya bloklarini qurish hali rejalashtirilmagan.
- Atom elektr stantsiyalari ekspluatatsiya qilinadi, ularning soni mayadi.

Yadro energiyasi foydalanish qonun bilan taqiqlangan.

Rivojlangan davlatlarda AES ning elektr energiya ishlab chiqarish bo‘yicha taqsimotini ko‘rib o‘taylik.

- AQSh (805,3 milliard kVt·soat/yil), 99 atom reaktorlari (ishlab chiqarilgan elektr energiyasining 19,3%) ishlaydi.
- Fransiya (395,9 milliard kVt·soat/yil), 58 reaktorlari (ishlab chiqarilgan elektr energiyasining 71,7%) ishlaydi.
- Xitoy (277,1 milliard kVt·soat/yil), 46 reaktorlari (ishlab chiqarilgan elektr energiyasining 4,2%) ishlaydi.
- Rossiya (191,3 milliard kVt·soat/yil), 37 reaktorlari (ishlab chiqarilgan elektr energiyasining 17,9%) ishlaydi.
- Koreya Respublikasi (127,1 milliard kVt·soat/yil), 24 reaktor (ishlab chiqarilgan elektr energiyasining 23,7%) ishlaydi.
- Kanada (94,4 milliard kVt·soat/yil), 19 reaktorlari (ishlab chiqarilgan elektr energiyasining 14,9%) ishlaydi.
- Ukraina (79,5 milliard kVt·soat/yil), 15 reaktorlari (ishlab chiqarilgan elektr energiyasining 53,0%) ishlaydi.
- Germaniya (71,9 milliard kVt·soat/yil), 7 reaktorlari (ishlab chiqarilgan elektr energiyasining 11,7%) ishlaydi.
- Buyuk Britaniya (59,1 milliard kVt·soat/yil), 15 reaktorlari (ishlab chiqarilgan elektr energiyasining 17,7%) ishlaydi.
- Shvetsiya (65,9 milliard kVt·soat/yil), 8 reaktorlari (ishlab chiqarilgan elektr energiyasining 40,3%) ishlaydi.

Insoniyat rivojlangan sayin ko‘proq zaxira va energiyani iste’mol qilmoqda. Jahonda 2021 yilda 1990 yilga nisbatan 2 barobardan oshiqroq energiya talab qilinmoqda va shu yaqin oraliqda mamlakatimizni qaraydigan bo‘lsak 2016- yilda energiya ehtiyoji kunlik 142,1 mln. kVt·soatni tashkil qilgan bo‘lsa, bu ko‘rsatgich 2021- yilga kelib 205,1 mln. kVt·soatni tashkil qilgan. Bundan esa ehtiyoj 44,3% oshganini ko‘rishi mumkin.

Jahon olimlarining fikrlari va faktlar shuni ko'rsatadiki o'sib borayotgan energiya ehtiyojini qoplashning eng maqbul yo'li bu bosqichma bosqich AES lardan foydalanish suratini o'stirib borishdir. Quyida keltrilgan ma'lumotlardan kelib chiqqan holda shuni aytish mumkinki bugungi kunda eng rivojlangan davlatlar energiya tizimining katta qismini AES lar tashkil qilmoqda. Bunga ko'ra biz ham energetik rivojlanish yo'li sifatida va energiya taqchilligi mavjud hududlarda energiya manbai sifatida AES lardan foydalanadigan bo'lsak maqsadga muvofiq kelar ekan.

AES lardan foydalanishning yana bir muhim foydali tarafi shundaki AES lar ekologik jihatdan ham toza energiya manbai hisoblanadi. Yuqorida keltirilgan 6.1-jadvaldagি ma'lumotlardan shuni aytishimiz mumkinki, AES lar orqali atmosferaga ajralishi mumkin bo'lgan zararli gazlar miqdori IES larga nisbatan bir necha o'n barobarga kamligi, hamda elektr manbalari ichida ekologik jihatdan eng toza energiya manbai sifatida ko'rsatishimiz mumkin bo'ladi.

AES lardan foydalanishimiz zarur bo'lgan yan bir muhim tarafi AESlar yoqilg'i manbai zahiralari yetarlicha ekanligidir. Bugungi kunda dunyoning 28 davlatida uran xom ashyosi qazib olinadi. O'zbekiston respublikasi dunyoning 2% uran zaxirasiga ega bo'lib umumiyl miqdori 137 mingdan - 185 ming tonnagacha deb qaralmoqdabaholangan. O'zbekiston dunyoda uran ishlab chiqarish bo'yicha 5-o'rinda turadi. Uran zaxirasi bo'yicha 7-o'rinda turadi. O'zbekistonda yiliga o'rtacha 2400 tonna uran qazib olinadi bu qiymat esa butun dunyoviy ko'rsatgichni 4% ni tashkil etadi. O'zbekistonda uran zaxirasi mavjudligi Yadro energetikasida keng ko'lamlı imkonyatlarni ochib beradi. Bu imkonyatlardan AES qurilishi orqali foydalanish mumkkin bo'ladi.

VI BOB

YADRO NURLANISHLARNING MODDA

BILAN O'ZARO TA'SIRI

Ushbu mavzuning asosiy maqsadi: Zaryadlangan mikrozarralar yoki γ -kvantlar oqimi modda orqali o'tganda qanday jarayonlar yuz berishini o'rghanishdan iborat.

Mikrozarralarning modda orqali o'tish mexanizimiga qarab, quyidagi uchta guruhga bo'linadi:

- 1) Zaryadlangan og'ir zarralarning modda orqali o'tishi;
- 2) Zaryadlangan yengil zarralarning modda orqali o'tishi;
- 3) γ -kvantlarning modda orqali o'tishi.

Yadro nurlanishlari modda orqali o'tganda asosan elektromagnit o'zaro ta'sir yuz beradi. Zaryadlangan yengil zarralarga elektron va pozitron kiradi.

Zaryadlangan og'ir zarralar guruhi esa qolgan hamma mikrozarralar (ion, α -zarra, deytron, proton vah.k.) kiradi.

7.1-§. Zaryadlangan og'ir zarralarning modda orqali o'tishi.

Zaryadlangan og'ir zarralarning modda bilan o'zaro ta'siri quyidagicha:

Zarra modda ichidan o'ganda, u o'z Kulon maydoni bilan atom elektronlarini "turtadi" ("turtki" beradi) yoki "surib" o'tadi. Buning hisobiga zarra o'z energiyasini asta-sekin yo'qotadi. Modda atomlari esa yo ionizatsiyalanadi, yo bo'lmasa uyg'ongan holatlarga o'tadilar. Demak, zarra energiyasini modda atomlarini uyg'otishga va ionlashga sarflar ekan. Kulon kuchlarining uzoqdan ta'sir qilish xususiyati hisobiga modda orqali uchib o'tayotgan zarra, juda ko'p miqdordagi elektronlar bilan o'zaro ta'sirlashadi (turtib o'tishga ulguradi). Modda orqali o'tayotgan zarraning massasi

elektron massasiga nisbatan katta bo‘lganligi sababli, u elektron bilan to‘qnashganda o‘z yo‘lidan juda kichik miqdorda chetlashadi.

Harakat davomida bunday to‘qnashishlar juda ko‘p bo‘lib, bunday xaotik yo‘nalishdagi to‘qnashishlar bir-birini kompensatsiyalaydi.

Shu sababli zaryadlangan og’ir zarralarning moddagи trayektoriyasi deyarlik to‘g’ri chiziq bo‘ladi.

Zaryadlangan og’ir zarralarning modda orqali o‘tishini quyidagi fizik kattaliklar orqali tavsiflaniladi:

- yo‘l birligida energiya yo‘qotishi yoki solishtirma ionizatsion yo‘qotish $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion}$.
- zarraning moddadagi to‘liq yugurish yo‘li $-R$.

Bizga ma’lumki, zaryadlangan og’ir zarralar modda orqali o‘tganda, energiyasini asosan modda atomlarini uyg’otishga va ionlashga sarflaydi. Bu energiya yo‘qotish jarayonlarini umumlashtirib, ionizatsion yo‘qotish deyiladi. Solishtirma ionizatsion yo‘qotishni quyidagi formula yordamida aniqlash mumkin ($\vartheta \ll c$ hol uchun):

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{4\pi n_e Z^2 z^2 e^4}{m_e \vartheta^2} \ln \frac{2m_e \vartheta^2}{I(Z)} \quad (7.1)$$

bu yerda, n – muhitning 1 sm^3 hajmidagi elektronlar soni yoki konsentratsiyasi;

Z – zarralar o‘tayotgan modda (yoki muhit) ning atom nomeri;

$I(Z)$ – muhit atomlarining o‘rtacha ionizatsiya potensiali, ya’ni $13,5 \cdot Z \text{ eV}$

m_e – elektronning tinchlikdagi massasi;

ϑ – zarra tezligi;

z_e – zarra zaryadi.

(7.1) formuladagi logarifm ostidagi kasr surati, ya’ni $2m_e c^2$ tezligi $\vartheta \ll c$ bo‘lgan og’ir zarra tomonidan qo‘zg’almas elektronga yuzma-yuz to‘qnashganda beriladigan maksimal kinetik energiya, ya’ni

$$\Delta T_{max} = 2m_e\vartheta^2 \quad (7.2)$$

(7.1) formula o‘rinli bo‘ladi, faqat $E \sim I(Z)$ shart bajarilganda. Endi ushbu formuladan kelib chiqadigan xulosalarga to‘xtalib o‘tamiz. (7.1) formuladan ko‘rinadiki, ionizatsion yo‘qotish asosan quyidagi kattaliklarga bog’liq bo‘ladi:

- zarra tezligiga;
- zarra massasiga;
- hajmidagi elektronlar soni yoki konsentratsiyasiga;
- o‘rtacha ionizatsion potensialga.

Buni ifoda ko‘rinishda yozsak:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion} \approx Z^2 n_e \varphi(\vartheta). \quad (7.3)$$

Bunda o‘rtacha ionizatsion potensialga bog’lanish logarifmik ravishda, ya’ni kuchsiz bog’langan. Hajm birligidagi elektronlar soni n modda zichligiga ρ proporsionaldir:

$$n = \frac{ZpN_A}{A}, \quad (7.4)$$

bu yerda, N_A – Avogadro soni;

A – massa soni;

Z – atomdagи elektronlar soni.

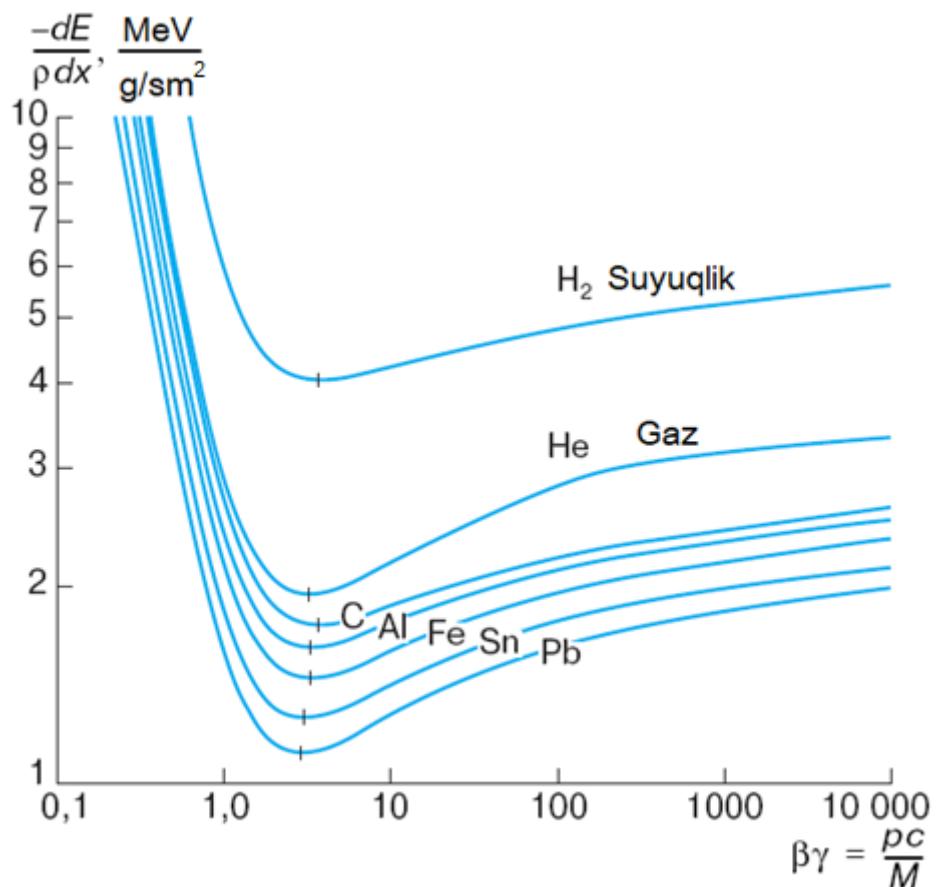
Demak, ionizatsion yo‘qotish modda zichligiga to‘g’ri proporsional ekan. (7.1) formuladan kelib chiqadiki, zarralarning katta energiyalarida ($\vartheta \rightarrow c$ bo‘lganda), ionizatsion yo‘qotish monoton ravishda kamaya borishi kerak. Ammo amalda bu hol kuzatilmaydi yoki (7.1) formula aniq bo‘lmay qoladi. Bu yerdan kelib chiqadiki, yuqori energiyalarda bu formula aniq bajarilmas ekan. Ushbu holni hisobga olib relyativistik hollar uchun quyidagi formula o‘rinli bo‘lar ekan:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{4\pi n_e Z^2 z^2 e^4}{m_e \vartheta^2} \left[\ln \frac{2m_e \vartheta^2}{I(Z)} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \quad (7.5)$$

bu yerda $\beta = \frac{\vartheta}{c}$.

(7.5) formuladan ko'rindiki, zarra energiyasi oshishi bilan ionizatsion yo'qotish oldin juda tez kamayadi (energiryaga teskari proporsional ravishda), ammo yorug'lik tezligiga yaqinlashgan sayin bu kamayish sekinlashib, sekinlashib boradi. Bu (7.5) formulaning maxrajida deyarlik o'zgarmas kattalik, ya'ni $\vartheta^2 \approx c^2$.

Ammo qavs ichidagi hadlardan ko'rindiki, zarraning ba'zi bir yuqori energiyalaridan boshlab, dE/dx kattalik asta-sekin (logarifnik ravishda) o'sadi, undan keyin to'yinishga chiqadi (7.1- rasmga qarang).



7.1-rasm Ionizatsion yo'qotish.

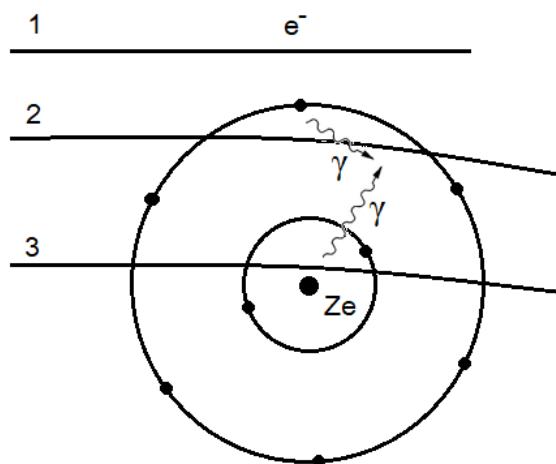
7.2-§. Zaryadlangan yengil zarralarning modda orqali o‘tishi.

Zaryadlangan yengil zarralar, ya’ni elektron va pozitronlarning modda orqali o‘tishi barcha zaryadlangan zarralarning modda orqali o‘tishida keskin farq qiladi. Bunga asosiy sabab, elektron va pozitronlarning massalarining kichikligidir. Moddaga uchib kelayotgan elektronlarning massasi kichikligidan, modda ichidagi har to‘qnashishda impulslari katta o‘zgaradi. Buning oqibatida berilgan yo‘nalishga nisbatan yo‘nalishlari ancha o‘zgaradi.

Elektronlar trayektoriyalari to‘g’ri chiziq bo‘lmaydi. Elektronlar ham modda orqali o‘tganda boshqa zaryadlangan zarralar kabi, o‘z energiyasini atomlarni uyg’otishga va ionizatsiyaga sarflaydi. Bundan tashqari elektron energiyasini radiatsion effektga sarflaydi. Radiatsion effekt yoki radiatsion yo‘qotishda elektron, atom qobig’idagi elektronning yoki yadroning Kulon maydonida tormozlanishi natijasida uzluksiz spektrga ega bo‘lgan tormozli nurlar hosil qiladi. Bu holda moddaga uchib kirgan elektron o‘z energiyasining bir qismini mazkur jarayon natijasida yo‘qotadi.

Demak, elektronlar modda orqali o‘tganda energiyasini quyidagi effektlarga sarflaydi:

1. Ionizatsiyaga yo‘qotishga.
2. Radiatsion yo‘qotishga.



7.2-rasm. 1-elektron atomni uyg'ongan holatga o'tkazadi yoki ionizatsiyalaydi. 2 va 3 hollar da radiatsion yo'qotish, ya'ni: 2 – elektron atom elektronlarining Kulon maydonida tormozlanadi va tormozli nurlar chiqaradi. 3 – elektron atom yadrosining Kulon maydonida tormozlanadi va tormozli nurlar chiqaradi.

Zaryadlangan zarralar atom yadrosining va atom elektronlarining elektr maydonida tez tormozlanishi natijasida radiatsion (yoki tormozli) nurlanishlar chiqaradi. Energiyani nurlanishga yo'qotishi (dE/dx) nur tezlanish kvadratiga proporsionaldir, ya'ni \ddot{x}^2 . Zaryadlar qiymati teng bo'lgan zarralarning yadro bilan Kulon o'zaro ta'siri kuchi bilan bir xil bo'lgani uchun,

$$\left(a = \ddot{x}^2 \approx 1/m^2 \right)_{Z=const},$$

va

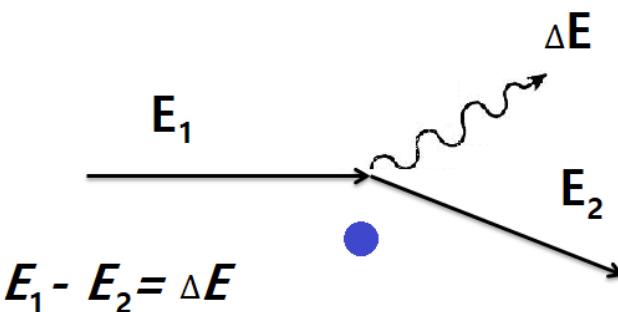
$$\left[\left(\frac{dE}{dx} \right)_{nur} \right]_{Z=cons} \approx 1/m^2.$$

Demak, zaryadlari bir xil bo'lgan zarralar uchun energiyaning nurlanishga sarflanishi, zarra massasining kvadratiga teskari proporsional bo'lar ekan. Ayniqsa, bu jarayon zaryadlangan yengil zarralar, ya'ni elektronlar uchun juda sezilarli yo'qotish bo'ladi.

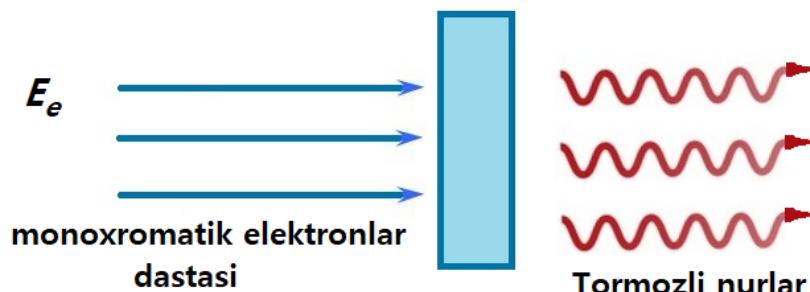
Zaryadlangan og'ir zarralar uchun bu effektni hisobga olmasa ham bo'ladi.

Elektronlar uchun radiatsion yo'qotish moddadagi atomlar konsentratsiyasiga, yadro zaryadiga va elektronlar kinetik energiyalariga bog'liq bo'ladi:

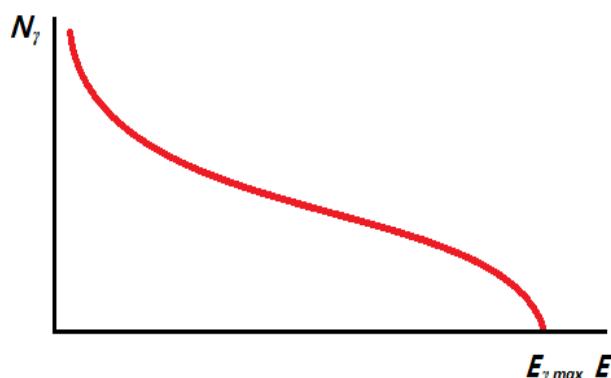
$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{ion} \approx Z^2 n T_e$$



7.3-rasm. Yadro maydonida elektron tormozlanishi.



7.4-rasm. Tormozli nurlar hosil bo‘lish sxemasi.



7.5-rasm. Tormozli nurlar spektri.

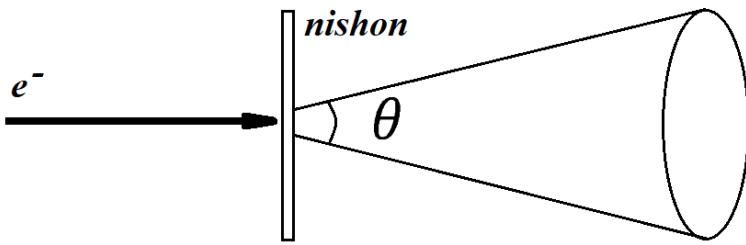
Monoxromatik elektronlar dastasi yupqa nishonga kelib tushsin. Nishon qaliligi shunchalik kichikki, unda ionizatsion yo‘qotish va atom elektronlar bilan ko‘p marta to‘qnashishlarini hisobga olmasak ham bo‘ladi. Bunda energiyaning spektri uzluksiz bo‘ladi.

Tormozli nurlanishlar quvvati (V_t) quyidagi formula bo‘yicha hisoblanadi:

$$W_{torm} = 1,9 \cdot 10^3 (E_e - 0,511) Z^2 \rho d i / A \quad (7.6)$$

bu yerda, W_{torm} - tormozli nurlanishlar quvvati, V_t ; E_e - nishonga tushayotgan elektronlar energiyasi, MeV; Z va A – mos holda atom zaryadi

va massa soni; ρ – modda zichligi, kg/m^3 ; d – nishon qalinligi, m; i – elektronlar toki, A.



7.6-rasm. Tormozli nurlar burchak taqsimoti.

Konus uchining burchagi:

$$\theta \approx \frac{m_0 c^2}{E_e} \approx \frac{0,511}{E_e}. \quad (7.7)$$

Bu yerdan ko‘rinadiki, elektronning energiyasi oshishi bilan tormozli nurlar dastasi siqiladi.

Elektronlarning kichik energiyalarida energiyani ionizatsion yo‘qotishi ustun bo‘ladi. Yuqori energiyalarda esa radiatsion yo‘qotishi ustunlikka erishadi. Radiatsion yo‘qotishning roli Z ning qiymati katta bo‘lgan moddalarda katta bo‘ladi. Ionizatsion yo‘qotish, radiatsion yo‘qotish bilan tenglashadigan energiyasi kritik energiya deyiladi va bu kattalik quyidagi munosabat bilan aniqlaniladi:

$$E_{kr} = \frac{800}{Z}, \quad (7.8)$$

bu yerda, E_{kr} – MeV larda o‘lchanadi.

Oxirgi formulada P_b uchun $E_{kr} \approx 10 \text{ MeV}$, Al uchun $E_{kr} \approx 62 \text{ MeV}$ $E_e >> E_{kr}$ bo‘lganda ionizatsion yo‘qotishni hisobga olmasa ham bo‘ladi va elektron o‘z energiyasini faqat tormozli nurlanishga sarflaydi. Bunda elektronlar energiyasi eksponensial qonun bo‘yicha kamayadi. Elektron energiyasi radiatsion yo‘qotish natijasida e marta kamayadigan masofadagi radiatsion uzunlik X_0 deyiladi:

$$E_e = E_e^0 \exp \frac{-x}{X_0}. \quad (7.9)$$

Kritik energiyani baholashda quyidagi taxminiy munosabatdan foydalanish qulaydir:

$$\frac{(-dE/dx)_{rad}}{(-dE/dx)_{ion}} \approx \frac{ZE(MeV)}{800}. \quad (7.10)$$

Nurlanishga sarf bo‘ladigan energiya yoki radiatsion yo‘qotish muhit atom yadrolarining zaryadiga Z ga, atomlar konsentratsiyasi n ga va elektronlar kinetik energiyalariga proporsional ekan:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} \approx Z^2 n T_e \quad (7.11)$$

Agar elektron egri trayektoriya bo‘yicha harakatlanayotgan bo‘lsa, ya’ni tezlanish bilan harakatlansa, u nurlanadi (nurlanish chiqaradi). Haqiqatan ham tajribalar ko‘rsatadiki, aylanma orbita bo‘ylab harakatlanayotgan elektronlar dastasining katta diapazoni elektromagnit nurlanishlar chiqaradi (radiodiapazondan yumshoq γ – nurlanishlarga bo‘lgan oraliqda). Birinchi marta bu nurlanishlar astronomik kuzatishlarda, keyin esa elektronlarning halqali tezlatkichlari – sinxrotronlarda kuzatilgan va to‘liq o‘rganilgan. Shuning uchun ham bu nurlanishni sinxrotron nurlanishlar deyiladi. Ushbu nurlanishlar fan va texnikada keng qo‘llanilmoqda.

7.3-§. Vavilov – Cherenkov nurlanishi.

1934-yili akademik S.I.Vavilov va shogirdi P.A.Cherenkov uran tuzlari eritmalarining gamma nurlar ta’sirida lyuminestsensiyasini o‘rganishda yangi bir nurlanishni kashf etdi. Odatda nurlanish atom va molekulalarda qobiq elektronlarning bir energetik holatidan ikkinchisiga o‘tishi natijasida hosil bo‘ladi va ularning nurlanishi $t=10^{-8}$ s davom etadi. Nurlanish intensivligi tashqi parametrarga 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 zaryadi 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

$$\left(\frac{dE}{dp}\right)_{zarra} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{nur} \quad (7.12)$$

(7.12) sharti vakuum uchun bajarilmaydi, lekin muhit sindirish ko'rsatkichi $n > l$ bo'lsa bajariladi. Haqiqatdan, massasi $m \neq 0$ bo'lмаган vakuumda erkin harakatlanayotgan zarraning to'la energiyasi

$$E_{zarra} = \sqrt{m_0 c^2 + p^2 c^2} = (m^2 c^4 + p^2 c^2)^{1/2} \quad (7.13)$$

(7.13)ni differensiallasak

$$E_{zarra} = \frac{1}{2} (m^2 c^4 + p^2 c^2)^{-1/2} 2pc^2 dp = \frac{c^2 pdp}{\sqrt{m_0 c^2 + p^2 c^2}}$$

Bundan

$$\frac{dE_{zarra}}{dp} = \frac{pc^2}{E} = \frac{m\vartheta c^2}{mc^2} = \vartheta \quad (7.14)$$

Ikkinchi tomondan vakuumda elektromagnit nurlanish uchun

$$E_{nur} = pc \quad (7.15)$$

differensiallasak $dE_p = cdःp$ yoki

$$\frac{dE_{nur}}{dp} = c \quad (7.16)$$

Har doim $\vartheta < c$, 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 ϑ yorug’likning shu muhitda tarqalish fazoviy tezligidan katta bo‘lishligi $\vartheta > c' = \frac{c}{n}$, 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.

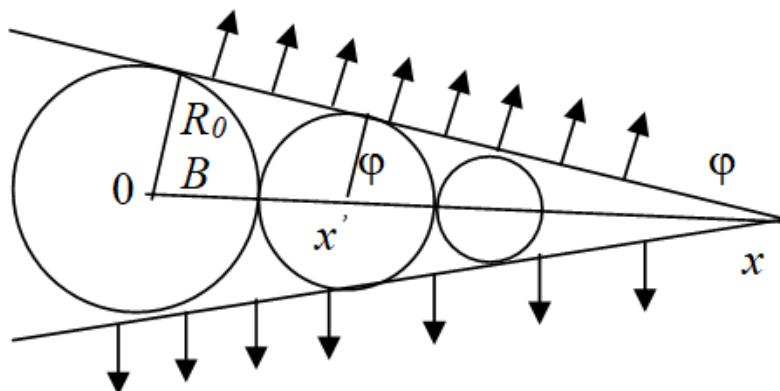
Xuddi shuningdek, o‘ta tez zaryadli zarra muhit sindirish ko‘rsatkichi $n>1$ bo‘lgan muhitda tarqalishidan zarra elektr maydoni ta’sirida o‘z yo‘li atrofidagi muhit atomlarini qutblaydi. Zarra tezligi elektromagnit maydonning muhitdan tarqalish fazoviy tezligidan katta bo‘lgani uchun o‘a tez zarra o‘tib ketadi, qutblangan dipol kechikib qoladi. Kechikkan dipol kechikish o‘qi bo‘yicha nurlaydi.

Zarra tezligi $\vartheta \leq c$ 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 nurlanishlami hosil qiladi.

Bu nurlanish tarqalish burchagi quyidagicha topiladi. Zaryadli zarra $n>1$ sindirish ko‘rsatkichli muhitda chapdan o‘ngga, $\vartheta > c' = \frac{c}{n}$ tezlik bilan harakatlanayotgan bo‘lsin (7.7- rasm).

Zarra t-vaqtdan so‘ng $x = \vartheta t$ nuqtada bo‘ladi. Bu vaqt ichida zarra hosil qilgan nurlanishlar to‘lqin fronti A_x chizig’ida yotadi. Chunki $x=0$ nuqtada hosil bo‘lgan to‘lqin t vaqtida $R_o = c' \cdot t$ masofani, x nuqtada hosil bo‘lgan nurlanish esa $R_x = c'(t-x/\vartheta) = 0$ masofani o‘tadi. Hosil bo‘lgan to‘lqin fronti 2φ burchakli konus tomonlaridan iborat va

$$\sin\varphi = \frac{R_0}{x} = \frac{c't}{\vartheta t} = \frac{c'}{\vartheta} = \frac{1}{n\beta}$$



7.7-rasm. Vavilov-Cherenkov nurlanishi vujudga kelish

Sxemasi. 1-muhitda harakatlanayotgan zarra vujudga keltirgan nurlanish to‘lqinlarning fronti bo‘lib, u zarra tezligi vektoriga φ burchak ostida yo‘nalgan bo‘ladi.

Vavilov-Cherenkov nurlanishining tarqalish yo‘nalishini belgilovchi burchak 7.7-rasmdan $\frac{\pi}{2} - \varphi$ ga teng ekanligi ko‘rinib turibdi, u quyidagi shartdan topiladi.

$$\cos\Theta = \frac{1}{\beta n} \quad (7.17)$$

Shunday qilib, Vavilov-Cherenkov nurlanishi 2Θ burchakli konus ichida tarqaladi. Bu nurlanishning aniq burchak yo‘nalishiga ega bo‘lishidan foydalanib, zarraning muhitidagi tezligi β ni aniqlash mumkin. (7.17) dan zarra tezligini aniqlash sohasi oralig’i $\frac{1}{n} \geq b \geq 1$. $\beta = \frac{1}{n}$ 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 $E_e = m_e c^2 (\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1) = 0,5 (\frac{1}{\sqrt{1-(0,75)^2}} - 1) = 0,26$ 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 v dan $v+dv$ ga qadar oraliqda bo‘lgan Vavilov-Cherenkov nurlanishidagi fotonlar soni

$$N(v) = 4\pi^2 \frac{(ze)^2}{hc^2} \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right) \quad (7.18)$$

(7.18) formulaga ko‘ra, hosil bo‘lgan fotonlar soni birlamchi zarra zaryadining kvadratiga va zarra tezligiga bog’liq, β ning ortishi bilan $N(v) \propto 0$ 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. $E=hv$ bo‘lgani uchun asosiy nurlanish energiyasi yuqori chastotali yoki qisqa to‘lqinli 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.

7.4-§. Gamma-nurlarning modda bilan o‘zaro ta’siri.

Gamma-kvant zaryadga ega bo‘lmagani uchun muhit atomlarini bevosita ionizatsiya qila olmaydi.

Gamma-kvantlar dastasi modda orqali o‘tganda ularning soni yoki intensivligi eksponensial qonun bo‘yicha kamayadi, ya’ni:

$$N = N_0 e^{-\mu x} \quad (7.19)$$

Yoki

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (7.20)$$

bu yerda, N_0 , I_0 – qalingligi x bolgan modda qatlamiga kelib tushayotgan γ -kvantlar soni yoki intensivligi;

N , I – ushbu qatlamdan o‘tgan γ -kvantlar soni yoki intensivligi;
 μ – yutilish koeffitsiyenti, m^{-1} .

Yutilish koeffitsiyentidan tashqari, μ /p ga teng bo‘lgan massaviy yutilish koeffitsiyenti tushunchasi ham qo‘llaniladi. Bu yerda ρ – modda zichligi.

Agar γ -kvantlar yutilishi bir necha har xil jarayonlar hisobiga bo‘lsa, u holda har bir jarayonning mos holda o‘z μ_i , yutilish koeffitsiyentlari bo‘ladi. Yuqorida keltirilgan yutilish koeffitsiyenti hamma μ_i , koeffitsiyentlar yig’indisiga teng bo‘ladi:

$$\mu = \sum_i \mu_i \quad (7.21)$$

bu yerdagi μ va μ_i , kattaliklar o‘lchami m^{-1} (sm^{-1}).

Fotoyadro reaksiyalarini hisobga olmaganda γ -kvantlarning modda orqali o‘tganda quyidagi jarayonlar yuz beradi:

1. Fotoeffekt.
2. Kompton effekti.
3. Elektron-pozitron juftining hosil bo‘lishi.

1. Fotoeffekt.

Bu jarayonda γ -kvant butun energiyasini uchragan atom elektronlaridan biriga beradi. Ushbu holda γ -kvant butunlay yo‘q bo‘ladi, elektron esa atomdan quyidagi energiyaga ega bo‘lib chiqib ketadi:

$$E_e = E_\gamma - I, \quad (7.22)$$

bu yerda, I – atomning ionizatsiya potensiali,

E_e – fotoeffekt natijasida chiqqan elektronning kinetik energiyasi,

E_γ – γ -kvant energiyasi.

Fotoeffekt $E_\gamma > 1$ shart bajarilganda yuz beradi, ifodani umumiy holda yozamiz:

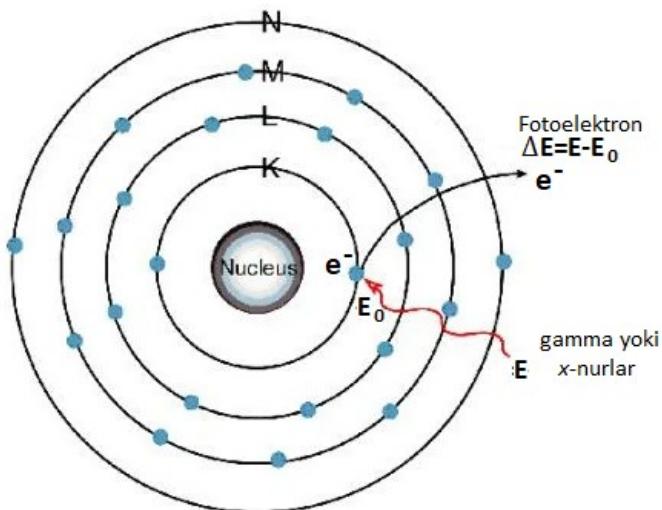
$$E_e = E_\gamma - I_i, \quad (7.22)$$

bu yerda I_i – atomning i -qobiqdagi ionizatsiya potensiali.

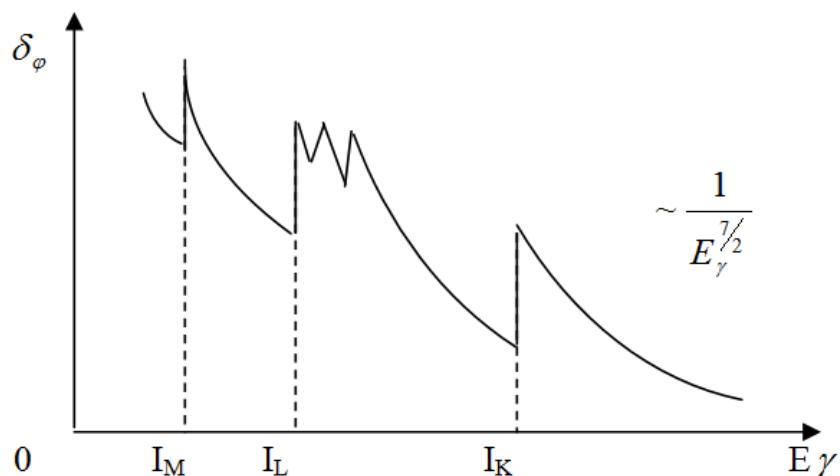
$E_\gamma < I_k$ shart bajarilgan fotoeffekt, faqat L -, M - va h.k. qobiqlarda yuz beradi. K – qobiqda esa yuz bermaydi. $E_\gamma < I_L$ shart bajarilgan fotoeffekt faqat M -, N - va h.k. qobiqlarda yuz beradi. K – va L – qobiqlarda esa yuz bermaydi. Shuni ham ta’kidlab o’tish kerakki, fotoeffekt faqat bog’langan elektronlarda yuz beradi. Erkin elektronlarda esa yuz bermaydi. Buni energiya va impuls saqlanish qonunlari yordamida isbotlash mumkin.

Atomdagи fotoeffekt hodisasi, xarakteristik rentgen nurlar yoki Oje elektronlarning hosil bo’lishi bilan birgalikda yuz beradi.

7.8-rasmda fotoeffekt kesimining γ -kvantlar energiyasiga bog’lanishi keltirilgan. Rasmdan ko’rinadiki, γ -kvantlarning katta energiyalarida kesim juda kichik bo’ladi. Bu energiyalarga nisbatan elektronlar bog’lanish energiyalari kichik bo’ladi va elektron deyarlik erkin bo’ladi. Gamma-kvantlar energiyasi E_γ kamayishi bilan kesim oldin $1/E_\gamma$ qonun bo’yicha, keyin $1/E_\gamma^{1/2}$ qonun bo’yicha oshib boradi.



7.8-rasm. Fotoelektronlarning hosil bo‘lishi.



7.9-rasm. Fotoeffekt kesimining γ -kvantlar energiyasiga bog’lanishi.
Atomning elektron qobiqlaridagi ionizatsiya energiyalariga teng bo‘lgan energiyalarda keskin sakrash kuzatiladi.

2. Kompton effekti

Gamma-kvantlar, erkin yoki kuchsiz bog’langan elektronlar bilan o’zaro ta’sirlashganda, energiyasining faqat bir qismini elektronga berish jarayoni yuz beradi. Bunda sochilish burchagiga qarab electron noldan maksimal qiymati quyidagiga teng bo‘lgan sohadagi turli energiyalarni qabul qiladi:

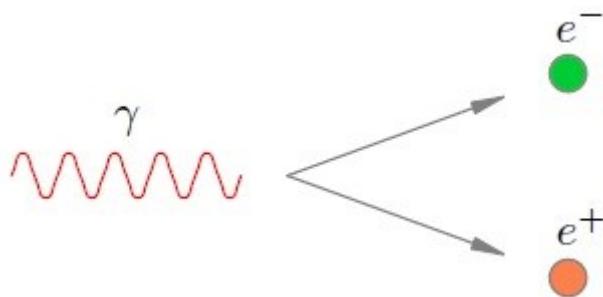
$$E_{max} = \frac{E_\gamma}{1 - \frac{m_0 c^2}{2 E_\gamma}} \quad (7.24)$$

bu yerda, m_0 – elektronning tinchlikdagi massasi, c – yorug’lik tezligи ($m_0c^2=0,511 \text{ MeV}$).

3. Elektron-pozitron juftining hosil bo‘lishi

Gamma-kvantlarning yetarlicha yuqori energiyalarida ($E_\gamma > E_0$) fotoeffekt va Kompton effektlari bilan bir qatorda uchinchi bir jarayon, ya’ni γ -kvantlarning modda bilan o’zaro ta’sirlashishi natijasida elektron-pozitron juftining hosil bo‘lishi yuz beradi.

Elektron-pozitron jufti hosil bo‘lishi bo‘shliqda yuz bermaydi, ushbu jarayon yuz berishi uchun u yadro yoki elektron yaqinida yoki maydonidagina yuz beradi.



7.10-rasm. Elektron-pozitron jufti hosil bo‘lish sxemasi.

Yadro Kulon maydonida elektron-pozitron jufti hosil bo‘lishi uchun quyidagi shart bajarilish lozim:

$$E_\gamma > 2mc^2 = 1,02 \text{ MeV}$$

Atom qobig’idagi elektronlarning Kulon maydonida elektron-pozitron juftining hosil boilshi uchun quyidagi shart bajarilishi kerak:

$$E_\gamma > 4mc^2 = 2,04 \text{ MeV}$$

Elektron-pozitron jufti hosil bo‘lish kesimi γ -kvantlar energiyasiga murakkab bog’langan. Agar elektronlarning ekranlovchi ta’sirini hisobga olmaganda, $m_e c^2 \ll E_\gamma \ll 137 m_e c^2 Z^{-1/3}$ energiya intervalida kesim quyidagiga teng bo‘ladi:

$$\sigma = \frac{Z^2}{137} r_e^2 \left(\frac{28}{9} \ln \frac{2E_\gamma}{m_e c^2} - \frac{218}{27} \right) \quad (7.25)$$

Kichik energiya va katta Z larda elektron-pozitron juftining yadro maydonida hosil bo‘lish kesimi, uning elektron maydonida hosil bo‘lish kesimidan taxminan rning marta katta bo‘ladi.

Gamma-kvantlar modda orqali o‘tganda fotoeffekt, kompton effekt va elektron-pozitron jufti hosil bo‘lish effektlariga energiyasini sarflaydi. Gamma-kvantlarning moddada to‘liq yutilish koeffitsiyenti, yuqorida ko‘rib chiqilgan uch jarayon yutilish koeffitsiyentlar yig’indisiga teng, ya’ni:

$$\mu = \mu_f + \mu_{komp} + \mu_{juft}$$

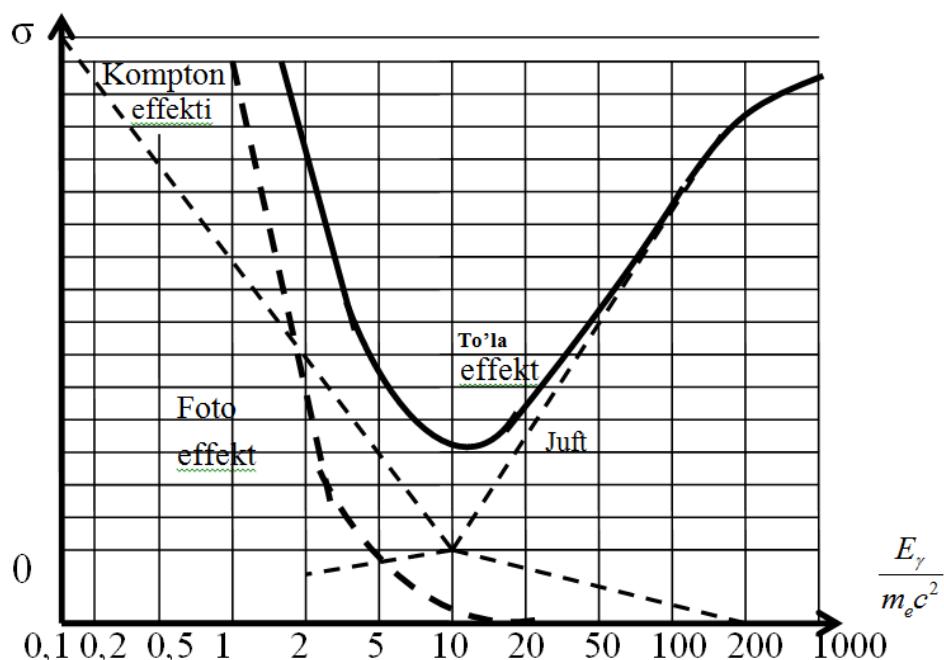
yoki ushbu jarayonlami yuz berish kesimlar orqali ifodalasak:

$$\sigma = \sigma_f + \sigma_k + \sigma_j.$$

Bu yerda $\sigma_f \sim Z^5/E^{7/2}$ – kichik energiyalarda $\sigma \sim Z^5/E_\gamma$ – katta energiyalarda, $\sigma_{komp} \sim Z^5/E_\gamma$ va $\sigma_f \sim Z^2 \ln 2 E_\gamma$.

Kichik energiyalar ($E_\gamma < E_1$) sohasida fotoeffekt, oraliq energiya $E_1 \leq E_\gamma < E_2$ sohasida Kompton effekti yuqori energiya $E_\gamma > E_2$ sohasida elektron-pozitron juftining hosil bo‘lishi asosiy rol o‘ynaydi. E_1 va E_2 energiya chegaralari turli muhitlar uchun har xil qiymatga ega bo‘ladi. Masalan, alyuminiy uchun $E_1=0,05$ va $E_2=15$ MeV, qo‘rg’oshin uchun esa $E_1=0,5$ va $E_2=5$ MeV va h.k.

7.11-rasmida qo‘rg’oshin uchun fotoeffekt, Kompton effekti va elektron-pozitron juftining hosil bo‘lish kesimining gamma-kvant energiyasiga bog’liq ravishda o‘zgarish egri chiziqlari ko‘rsatilgan.



7.11-rasm. Qo‘rg’oshin uchun fotoeffekt, Kompton effekti va elektron-pozitron juftingin hosil bo‘lish kesimining gamma-kvant energiyasiga bog’liqligi.

Kichik energiyalar sohasida fotoeffekt jarayoni ustunlik qiladi, o‘rtalik va yuqori energiyalar sohasida esa Kompton effekti yuz berish kesimi osha boradi, fotoeffekt kesimi kamaya boradi, $E_\gamma > 2mc^2 = 1,02 \text{ MeV}$ energiyalardan boshlab elektron-pozitron jufli hosil bo‘lishi jarayoni boshlanadi. Yuqori energiyalar sohasida asosan Kompton effekti va elektron-pozitron jufli hosil bo‘lish jarayonlari yuz beradi.

VIII. BOB

ELEMENTAR ZARRALAR

Qadim zamonlardan inson o‘zini o‘rab turgan olamni o‘rganish va bilishga intilib kelgan. Shu o‘rinda barcha mavjud narsalarning asosi bo‘lgan elementar tashkil etuvchilar va ularning o‘zaro bir-birlari bilan bo‘ladigan munosabatlari – o‘zaro ta’sirlari to‘g’risidagi qarashlar doimo inson aqlini band qilib kelgan.

Fizikaning elementar zarralar fizikasi bo‘limi mikrodunyoda, ya’ni elementar zarralar fizikasida ro‘y beradigan barcha jarayonlarni, ularning xarakteristikalarini, o‘zaro bir-biriga aylanishlarini, ular orasidagi o‘zaro ta’sir turlarni o‘rganadi.

8.1-§. O‘zaro ta’sir turlari va elementar zarralar klassifikatsiyasi.

Elementar zarra deb, hozirgi vaqtda ma’lum bo‘lgan materiyaning eng mayda zarrachasiga aytiladi. Elementar zarra boshqa hech qanday mayda zarradan tashkil topmagan bo‘lishi kerak. Elementar so‘zi lotincha “boshlang’ich, oddiy, asosiy” degan ma’noni anglatadi. Elementar zarralarning o‘ziga xos xossalardan biri ularning o‘zaro aylanishidir.

Hozirgi kunda antizarralar bilan birgalikda 350 lar atrofida elementar zarralar bizga ma’lum. Elementar zarralar orasida 4 ta o‘zaro ta’sir ko‘rinishi mavjud: kuchli, elektromagnit, kuchsiz va gravitatsion (bu yerda ularning intensivligi kamayib borish tartibida sanab o‘tilgan). O‘zaro ta’sir intensivligini, o‘zaro ta’sir konstantasi (doimiysi) orqali xarakterlash (ifodalash) qabul qilingan. U o‘lchamsiz kattalik bo‘lib, berilgan turdagि

o‘zaro ta’sir natijasida yuz beradigan jarayon ehtimolligini ifodalaydi. Konstantaning qiymatlar nisbati, nisbiy ehtimollikni beradi.

Kuchli o‘zaro ta’sir. Bu turdagи o‘zaro ta’sir yadroдagi nuklonlar aloqasini ta’minlaydi. Kuchli o‘zaro ta’sir konstantasi qiymati 10 ga teng. Ushbu o‘zaro ta’sir paydo bo‘ladigan masofa taxminan 10^{-15} m.

Elektromagnit o‘zaro ta’sir. O‘zaro ta’sir konstantasi $\frac{1}{137} \approx 10^{-2}$.

Ta’sir radiusi cheklanmagan, ya’ni $r = \infty$.

Kuchsiz o‘zaro ta’sir. Bu o‘zaro ta’sir hamma turdagи β -parchalanishlar, (e-qamrash), ko‘p elementar zarralar parchalanishlarini, shuningdek neytrinoning modda bilan bo‘ladigan o‘zaro ta’sirlashuvlarini o‘z ichiga oladi. O‘zaro ta’sir konstantasi 10^{-14} kattalik tartibida. Kuchsiz o‘zaro ta’sir qisqa ta’sir qiluvchidir, ya’ni ta’sir masofasi cheklangan.

Gravitsion o‘zaro ta’sir. O‘zaro ta’sir konstantasi 10^{-39} tartibdagi qiymatga egadir. Ta’sir masofasi cheklanmagan, ya’ni $r = \infty$. Ushbu o‘zaro ta’sir ostida hamma elementar zarralar bo‘ladi. Lekin mikrodunyo jarayonlarida, ushbu o‘zaro ta’sir sezilarli rol o‘ynamaydi.

Ushbu jadvalda o‘zaro ta’sir konstantalari va ta’sirlar hisobiga parchalanadigan zarralar yashash vaqtি keltirilgan.

8.1-jadval

O‘zaro ta’sir turlari	O‘zaro ta’sir konstantasi	Yashash vaqtি, t (s)
<i>Kuchli</i>	1	10^{-23}
<i>Elektromagnit</i>	10^{-2}	10^{-23}
<i>Kuchsiz</i>	10^{-14}	10^{-8}
<i>Gravitsion</i>	10^{-39}	-

Elementar zarralar odatda 4 ta sinfga bo‘llinadi. Ulardan birinchisi sinfga faqat bitta zarra, foton kiradi. Ikkinci sinfni leptonlar, uchinchi sinfini mezonlar va nihoyat to‘rtinchi sinfni esa barionlar hosil qiladi.

Mezonlar va barionlar ko‘pincha birgalikda kuchli o‘zaro ta’sir qiluvchi zarralar sinfi bo‘lgan adronlar deb nomlanuvchi zarralar sinfini hosil qiladi.

Sanab o‘tilgan zarralar sinfrning qisqa xarakteristikasini keltiramiz:

1. Fotonlar γ (elektromagnit maydon kvanti) elektromagnit o‘zaro ta’sirda ishtirok etadi. Lekin kuchli va kuchsiz o‘zaro ta’sirda qatnashmaydi. Fotonlar massa va zaryadi nolga teng. Spini 1 ga teng, ya’ni bozondir.

2. Leptonlar, lotincha “leptos” so‘zidan olingan bo‘lib, “yengil” degan ma’noni anglatadi. Bular qatoriga kuchli o‘zaro ta’sirda qatnashmaydigan zarralar, ya’ni elektronlar (e^- , e^+), myuonlar (μ^- , μ^+) og’ir tau-lepton (τ^- , τ^+), shuningdek elektron neytrino (ν_e , $\tilde{\nu}_e$), myuon neytrino (ν_μ , $\tilde{\nu}_\mu$), va tau-neytrino (ν_τ , $\tilde{\nu}_\tau$) lar kiradi.

Hamma leptonlar $1/2$ spinga ega bo‘lib, fermion hisoblanadi va kuchsiz o‘zaro ta’sirga ega. Bularga elektronlar va myuonlar kiradi. Leptonlarning barion zaryadi nolga teng bo‘lib, lepton zaryadga egadir.

3. Mezonlar bu kuchli o‘zaro ta’sir qiluvchi nostabil (noturg’un) zarralar bo‘lib, barion zaryadi nolga teng. Bular qatoriga mezonlar yoki pionlar (π^+ , π^- , π^0), K-mezonlar yoki kaonlar (K^+ , K^- , K^0 , K^{\sim}) va eta-meson (η) kiradi. Mezonlarning lepton zaryadi nolga teng.

Hamma mezonlarning spini nolga teng, ya’ni ular bozonlar hisoblanadi.

Mezonlarning leptonlardan farqi shundan iboratki, kuchli va elektromagnit (agar zaryadlangan bo‘lsa) o‘zaro ta’sirda ham qatnashadilar.

4. Barionlar sinfi o‘ziga nuklonlar (p, n) va massasi nuklonlar massasidan katta bo‘lgan nostabil zarralar – giperonlar ($\Lambda, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-, \Xi^0, \Xi^-, \Omega^-$) ni birlashtiradi. Hamma barionlar kuchli o‘zaro ta’sirga egadir. Hamma barionlar spini $1/2$ ga teng bo‘lib, ular fermion hisoblanadi. Protondan tashqari hamma barionlar nostabil zarralar hisoblanadi. Barion parchalanganda boshqa zarralar qatori albatta barion hosil bo‘ladi, ya’ni barion zaryad saqlanish qonuni bajariladi.

Yuqorida sanab o‘tilgan zarralardan tashqari, ko‘p sonli kuchli o‘zaro ta’sir qiluvchi qisqa yashovchi zarralar ham topilgan bo‘lib, ularni *rezonanslar* deyiladi. Bu zarralar ikki yoki undan ortiq elementar zarralardan hosil bo‘lgan rezonans holatlardir.

Rezonanslar yashash vaqt taxminan $10^{-23} - 10^{-22}$ sekundga teng.

Mezon va barionlar kuchli o‘zaro ta’sirda qatnashuvchi zarralar bo‘lgani uchun ularni bitta sinfga birlashtirib, adronlar deb ham nomlanadi. Adron so‘zi yunoncha “adros” so‘zidan olingan bo‘lib, ya’ni yirik, katta degan ma’noni anglatadi.

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, yunon faylasuflari javob berishga harakat qilishgan. Ulardan birlari olam 4 ta unsur-havo, 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 Mendeleyev tomonidan elementlar davriy jadvalining tuzilishi, ma’lum ma’noda faylasuflar g’oyalalarini tasdiqladi. Lekin olamni Mendeleyev jadvali elementlari orqali tushuntiradigan bo‘lsak, uning juda murakkabligini sezamiz. Bu kimyoviy elementlar xossalaringin takrorlanishi, 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, balkim murakkab kvant-mexanik obyektdir.

3. Atomning tarkibiy qismi uning elektron qobig‘i bo‘lib, uning umumiy zaryadi – Ze ga teng (1913 y. N.Bor, 1915-1916 y. Sommerfeld) va shu bilan birga u atomning barcha kimyoviy va fizikaviy xususiyatlarini 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).

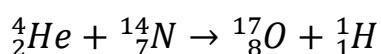
5. Atom yadrosi Z protonlar $A-Z$ -neytronlardan iborat, ya’ni $Zp+(A-Z)n=A$ ta zarralardan iborat.

Bu tasdiq yadroning proton-neytron modelining mazmunini tashkil qiladi (1932-yili D.Ivanenko va Y.Gapon tomonidan taklif qilingan). Bungacha esa yadroning proton – elektron modeli mavjud bo‘lib, unga ko‘ra yadro $Ap + (A-Z)e^- = (2A-Z)$ 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‘lhash tajribasi bilan bog’lashadi. Lekin elektronning mavjudligini 1911-yili R.Millikenning zaryadni o‘lhashi bilan to‘la tasdiqlandi.

1919-yili E.Rezerford $^{14}_7N$ -azot atomining $^{4}_2He - \alpha$ zarralar bilan to‘qnashishidan hosil bo‘lgan $^{1}_1H$ -vodorod atomi azot atomiga tegishli degan flkrga keldi, ya’ni



U hosil bo‘lgan vodorod atomi yadrosini proton (yunoncha protosbirinchi) deb atadi.

1920-yili Rezerford massasi protonga teng va zaryadi nolga 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 bo‘lbardimon qilganda qattiq neytral nurlanish hosil bo‘lishi tajribasini takrorladi. Hosil bo‘lgan neytral nurlanishing γ -nurlanish emas, balkim 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 uzliksiz emas, balkim 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 nurlarning 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 boidi.

Graviton G -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 aytildi. 1932-yili esa K. Anderson tomonidan birinchi antizarracha – e^+ tajribada kuzatildi.

1935-yili yapon fizigi X. Yukava tomonidan yadro kuchlari tabiatini tushuntirish uchun π -mezonlar – π^+ , π^- , π^0 , kiritildi. Zaryadlangan pionlar 1947-yili, neytral pion esa 1950-yili tajribada topildi. 1930-yili K. Anderson va S. Nedermayer tomonidan myuon (*myu-meson*) tajribada kuzatildi. 1930-yili V. Pauli tomonidan β -parchalanishni tushuntirish maqsadida ν -neytrino tushunchasi fanga kiritildi. Va 1950-yil 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 taga 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‘limgan va boshqa mayda zarraga bo‘linmaydigan zarra tushuniladi. Shu sababli, fiziklar hozirgacha elementar zarra deb e’tirof etilgan zarralar aslida elementar bo‘lmadan yanada fundamental, bo‘linmas zarralardan tashkil topgan bo‘lishi mumkin degan fikrga kelishdi. Shu o‘rinda elementar zarralarning hozirgi paytdagi kvarklar nuqtayi 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.

1. Kuchli o‘zaro ta’sir. Bu ta’sirda qatnashuvchi zarralar adronlar deb ataladi. Bu o‘zaro ta’sir proton va neytronlami 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 strukturasiga egaligi

sababli bu ta'sirda qatnashishi mumkin. Masalan, neytron murakkab strukturaga egaligi, ya'ni magnit momentiga ega bo'lgani uchun. Bu ta'sir hozirgi paytda eng yaxshi o'r ganilgan 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 quyidagi jadvalda keltirilgan.

8.2-jadval.

Nº	O'zaro ta'sir	Mexzanizm	Intensivlik	Ta'sir radiusi, (m)	Ta'sirlashish vaqtি, (s)
1.	Kuchli	Glyuonlar bilan (g)	$10^{-1} \div 10^1$	$\sim 10^{-15}$	$\sim 10^{-23}$
2.	Elektromagnit	Fotonlar bilan (γ)	1/37	∞	$\sim 10^{-20}$
3.	Kuchsiz	W^\pm, Z^0 -bozonlar bilan	$\sim 10^{-5}$	$\sim 10^{-17}$	$\sim 10^{-13}$
4.	Gravitatsion	Graviton lar (G) bilan	$\sim 10^{-38}$	∞	-

Endi shu jadvaldagagi kattaliklar va o'zaro ta'sir mexanizmini izohlab o'tamiz. Kuchli ta'sir proton va neytronni yadroda, hamda kvarklarni adronlarda ushlab turadi. Bu mexanizmga keyinchalik alohida ham to'xtalib o'tamiz. Hozirgi zamon fizikasi nuqtayi nazaridan yadroda proton va neytronlar o'zaro π -mezonlar 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 glue-yelim, kley) orqali bog'lanib turadi. Endi proton va neytronlar orasidagi π -mezon

almashish kuchlariga kelsak, bu mezonlar glyuon kuchlarining katta masofasi 10^{-15} m dan katta bo‘lgan masofadagi «qoldiq» kuchlari deb qaraladi. Endi kuchli ta’sirning intensivligiga kelsak, α_s -«yuguruvchi» o‘zaro ta’sir doimiysi deb ataladi va boshqa o‘zaro ta’sir doimiylaridan qiymatning 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.

$$\alpha_s = 10^{-1} \div 10^1$$

bu yerda S-«strong» – kuchli degani. Bu ta’sir aytib o‘tganimizday $\approx 10^{-15}$ m masofada namoyon bo‘ladi va o‘zaro ta’sir vaqt $\approx 10^{-23}$ s ga teng.

Elektromagnit ta’sir zaryadlangan va ma’lum strukturali (mas. neytron-elektron neytral zarra bo‘lishiga qaramasdan magnit momentiga ega) zarralar orasida sodir bo‘lib, bu ta’sir fotonlar orqali amalga oshadi. Ta’sir intensivligi $\alpha = \frac{1}{137}$ – nozik struktura doimiysi bilan xarakterlanadi. Bu ta’sir masofasi ∞ bo‘lib, o‘zaro ta’sirlashish vaqt $\approx 10^{-20}$ s ga teng.

Kuchsiz ta’sirda deyarli barcha zarralar qatnashadi va bu ta’sir W^\pm va Z^0 -bozonlar orqali amalga oshadi. Ta’sir intensivligi $G_p \approx \frac{10^{-5}}{m_p^2}$ – 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 $\approx 10^{-13}$ s vaqt oralig’ida sodir bo‘ladi.

Elementar zarralar olamida gravitatsion ta’sir juda ham sust bo‘lib, o‘zini namoyon qilmaydi, uning ta’sir vaqt aniqlanmagan, intensivligi $\approx 10^{-38}$ ga teng, ta’sir masofasi esa ∞ dir. Massasi Plank massasidan, ya’ni $m_p \sim 10^{19}$ GeV dan katta jismlar uchungina gravitatsion ta’sir sezilarli bo‘ladi.

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‘linadi. Barionlar o‘z navbatida nuklon (proton va

neytronning umumiy nomi) lar, giperonlar va rezonanslarga bo‘linadi. Giperonlar massasi protondan og’ir bo‘lgan zarralardir. Ularga Λ^0 , lyambda giperonlar, sigma giperonlar- $\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$ ksi-giperonlar $-\Xi^0, \Xi^-$ 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.

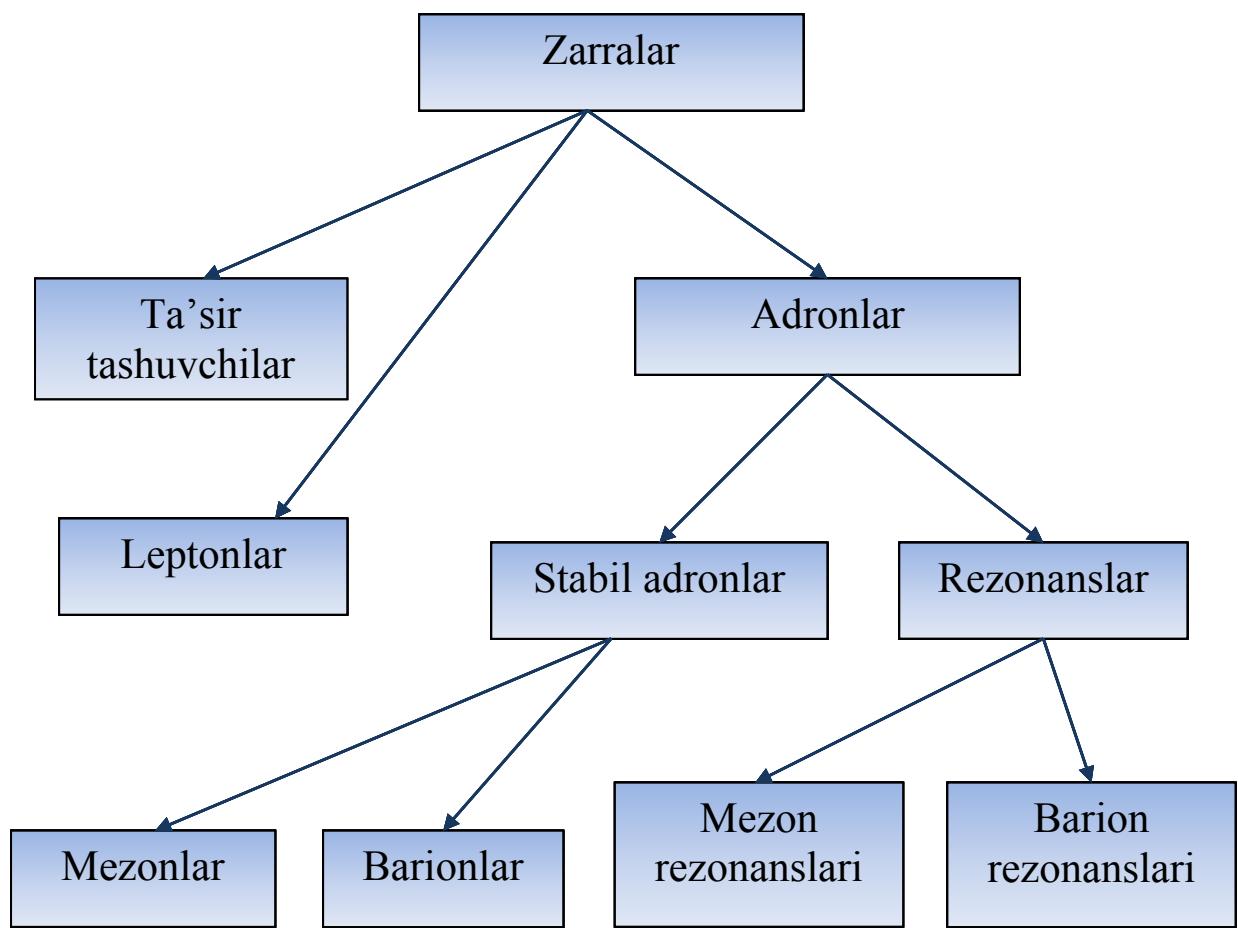
Nuklonlar va giperonlar yashash davri rezonanslarnikiga qaraganda ancha kattaligi uchun ular stabil zarra deb ataladi. Proton haqiqiy stabil zarra hisoblanib, hozirgi vaqtda uning yashash vaqtiga $\tau > 10^{34}$ yildan katta hisoblanadi. Neytron esa erkin holatda -15 min atrofida yashaydi. Mezonlar ham o‘z navbatida stabil va rezonans mezonlarga bo‘linadi. Stabil mezonlarga $\pi^+, \pi^0, \pi^-, \eta^0, k^+, k^0, D^+, D^0, D^0$ – mezonlar taalluqlidir. Ularning yashash davri $10^{-8} \div 10^{-13}$ s vaqt intervalida yotadi. Rezonans mezonlarga esa $\eta', p, w, \varphi, k^*, D^*, J/\Psi$ kabi mezonlar misol bo‘ladi.

Umuman, barion va mezon rezonanslarining yashash vaqtiga $\tau \sim 10^{-23} \div 10^{-24}$ 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. $G = \frac{\hbar}{\tau}$ ifodaga ko‘ra, odatda jadvallarda rezonanslarning yashash vaqtiga τ o‘rniga ularning parchalanish ehtimolligi- G keltiriladi. Kuchli o‘zaro ta’sirda qatnashmaydigan zarralarga leptonlar deyiladi. Hozirgi paytda 3 guruh leptonlar mavjud:

$$\left(\begin{array}{c} e^- \\ \nu_e \end{array} \right), \left(\begin{array}{c} \mu^- \\ \nu_\mu \end{array} \right), \left(\begin{array}{c} \tau^- \\ \nu_\tau \end{array} \right) \text{ va ularning anti zarralari.}$$

Elektron (e^-) va ν_e, ν_μ, ν_τ neytrinolar stabil, μ^- -mezon va τ^- -leptonlar stabil emas. Barcha nostabil zarralarning yashash vaqtiga 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 lozim.



Adronlar va leptonlar o'zlarining antizarrachalariga ega. Agar zarra va antizarra ustma-ust tushsa, haqiqiy neytral zarra deyiladi. Masalan π -mezon haqiqiy neytral zarradir, ya'ni $\pi^0 = \bar{\pi}^0$, lekin neytron haqiqiy neytral zarra emas $n \neq \bar{n}$. Zarralarning hususiyatiga keyinroq to'xtalib o'tamiz. Hozirda foton, elektron, uch turdag'i neytrino va praton 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 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.Mendeleyev ham elementar davriy jadvalini dastlab atomlar massasiga qarab tuzgan va bu urinish noto‘g’ri boelib chiqdi.

2. Spin.

Zarraning ikkinchi xarakteristik belgisi uning spinidir. J-spin \hbar birliklarida olchanadi 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 springa ega. Butun spinli zarralar – bozonlar, kasr spinli zarralar esa – fermionlar deb ataladi.

3. Juftlik.

Zarralarning uchinchi xarakteristikasi fazoviy juftiigidir. Fazoviy juftlik deganda, zarracha to‘lqin 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.

$$\eta = \eta_0(-1)^e \text{ dan}$$

$$\eta = \eta_0^1 \dots \eta_0^N (-1)^{e_1+e_N}$$

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 hokazo 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 q 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 $\mu_0 = e\hbar/2m$ – 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 $-L_\mu$ va taon

lepton zaryadi $-L_\tau$ mavjud bo‘lib bo‘ladi $L_e + L_\mu + L_\tau = L$ 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 hisobanadi. Atom yadrolari uchun barion kvant soni yadroning massa soni A ga teng bo‘ladi.

8. Izospin -T izomultipletni xarakterlaydi. Bu izomultipletdagi zarralar soni $-N$ $N=2T+1$ kabi aniqlanadi.

J spinli zarrachaning spin holatlari ham $2J+1$ kabi aniqlangan. Izospin 0 dan $3/2$ gacha qiymatlar qabul qilishi mumkin. Masalan, η , Λ , Ω va Λ_c zarralar uchun $T=0$, K, D, N va Ξ zarralar uchun $T=1/2$ va π hamda Σ zarralar uchun $T=1$ ga teng. Δ 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, $\Delta^-, \Delta^0, \Delta^+, \Delta^{++}$ -izobarlarga esa $-\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}, +\frac{3}{2}$ mos keladi. Zarrachalarning elektr zaryadi $q = T_3 + \frac{1}{2}B$ formula bilan hisoblanishi mumkin.

10. Ajoyiblik kvant soni -S shunday kiritilganki, ajoyib zarralarning elektr zaryadi Gell-Mann-Nishidjima munosabatini qanoatlantiradi, ya’ni

$$q = T_Z + \frac{1}{2}(B + S).$$

Shu o‘rinda ajoyib zarralarga to‘xtalib o‘tamiz, tajribalarda shu narsa ayon bo‘ladiki, ayrim zarralar qisqa vaqt maboynida, ya’ni $\sim 10^{-23} - 10^{-24}$ s davomida juft-juft hosil bo‘ladi va juda sekin $\sim 10^{-10}$ s davomida boshqa zarralarga parchalanadi. Demak, bu zarralar kuchli ta’sir natijasida hosil bo‘lib, kuchsiz ta’sir ostida parchalanadi. Bu hodisani tushuntirish uchun yangi kvant soni- qiziqlik va qiziq kvark-s fanga kiritildi. Demak, agar $\pi^- + p \rightarrow K^- + K^+ + n$ jarayonni qarasak, K^- va K^+ mezonlar $S=-1$ va $S=+1$ ajoyib kvant sonli zarralar bo‘lib, π^- va p uchun $S=0$. Ajoyib 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 ajoyib zarralar uchun $Y=B+S$ kabi aniqlanadi. U holda yuqoridagi Gell-Mann-Nishidjima munosabati

$$q = T_Z + \frac{1}{2}Y \text{ kabi yoziladi.}$$

S- ajoyiblik kvant soniga qaraganda giperzaryad hisoblashlarda ancha qulaydir.

12. Maftunkorlik kvant soni – S ajoyiblik kvant soni kabi fanga kiritilgan va u, d, s kvarklardan tuzilgan adronlar kabi, to'rtinchi kvark-c qatnashgan adronlarni xarakterlaydi. D-mezon va L_c -giperonlar uchun $S=+1$, ularning antizarralari uchun esa $S=-1$ ga teng. Adronlarning kvark strukturasini qaraganimizda bu hol yanada tushunarli bo'ladi. Bu holda Gell-Mann-Nishidjima munosabati $q = T_Z + \frac{1}{2}(B + S + C)$ ko'rinishga keladi.

Giperzaryad esa $Y = B + S + C$ kabi ifodalanadi.

13. Zaryad juftligi $-\eta_c$ fazo juftligi η_p ga o'xshash bo'lb, bu kvant soni zaryad qo'shma operatori \hat{C} - ta'sirida zarracha to'lqin funksiyasi o'zgarishini aniqlaydi. \hat{C} -zaryad qo'shma operatori zarracha to'lqin funksiyasini unga mos antizarracha to'lqin funksiyasiga almashtiradi.

$$\hat{C}X = \tilde{X}$$

Bu yerda X-zarrachani (yoki uning to'lqin funksiyasini) belgilaydi. \hat{C} -operatori ermit operatordir, ya'ni unga qo'shma operator – $\hat{C}^*\hat{C}$ operatoriga teng

$$\hat{C} = \hat{C}^*.$$

Ma'lumki, fizikada ermit operatori biror fizik kattalikni ifodalaydi. Shu sababli, o'lchashda \hat{C} operatorining xususiy qiymatlaridan biri η_c ga ega bo'lishimiz mumkin.

Ya'ni

$$\hat{C}X = \eta_c X,$$

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 η_e yoki $\eta_e = -1$ bo‘ ladi. 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 G-graviton kiradi. Bu zarrachalarning barcha «zaryad» kvant sonlari (L , B , T_z , S , C , Y) $q=0$ ga teng. Masalan,

$$\eta_c(\gamma) = -1$$

chunki $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ dan

$$\eta_c(\pi^0) = +1, \eta_c(\pi^0) = \eta_c(\gamma)\eta_c(\gamma) = (-1)(-1) = +1$$

Shu bilan birga pozitron, ya’ni e^+ va e^- dan tuzilgan neytral «atom» ma’lum zaryad juftligiga ega.

14. Har bir zarracha o‘rtacha yashash vaqtি τ bilan ham xarakterlanadi. Zarrachaning yashash vaqtি sekundlarda ifodalanadi. Odatda rezonanslar yashash vaqtি energetik birliklarda o‘lchanuvchi G-parchalanish kengliklarida ham ifodalanadi. Nostabil zarracha parchalanish kanallari, odatda % larda ifodalanadi va jadvallarda keltiriladi.

Biz zarrachani xarakterlovchi kattaliklami qarab chiqdik. Endi zarrachalar olamidagi saqlanish qonunlariga to‘xta lib 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 xususiyatlardan 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 uzlusiz siljishlarga va fazodagi uzlusiz 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 uzlusiz 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 xarakteriga 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’lumotlami

o‘zida mujassamlashtirgan bo‘adi. Endi shu saqlanish qonunlarini qarab chiqamiz.

1. Universal saqlanish qonunlari. Bu saqlanish qonunlari barcha o‘zaro ta’sirlarda ham o‘rinli bo‘lib, ularga 4- impuls $P(E_0, p)$ – saqlanish qonuni, \vec{J} -impuls momenti saqlanish qonuni, q - elektr zaryadi saqlanish qonuni, L-lepton va B-barion zaryadlari saqlanish qonunlari kiradi.

a) P-4-impuls saqlanish qonuni 4-o‘lchamli Minkovskiy fazosining bir jinsligi bilan bog’liq. Ya’ni oddiy 3- o‘lchovli fazo 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-uning massasini aniqlashga olib keladi.

b) \vec{J} -impuls momenti saqlanish qonuni fazo izotropiyasi, ya’ni fazo barcha yo‘nalishlarining teng kuchlididan 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 $1/2$ – ga teng, $p + e^-$ esa 1 spinga ega.

d) q -elektr zaryadi saqlanish qonuni geometrik tabiatga ega emas va dinamik tenglamalarning kalibrovkali almashtirishlarga nisbatan kovariantligi natijasida yuzaga keladi, ya’ni

$$\Psi_\alpha(x) \rightarrow \Psi'_\alpha(x) = e^{iq_\alpha x} \Psi_\alpha(x),$$

$$\Psi_{\alpha}^*(x) \rightarrow \Psi_{\alpha}^{*\prime}(x) = e^{iq_{\alpha}\alpha} \Psi_{\alpha}^*(X),$$

bu yerda $\Psi_{\alpha}'(x)$ – a – zarracha to‘lqin funksiyasi, $x = (\vec{r}, t)$, α -haqiqiy parametr, q_{α} – butun son bo‘lib, a-zarracha zaryadini anglatadi. Kalibrovkali almashtirish koordinataga aloqasi bo‘lmasdan, faqat to‘qin funksiyani o‘zgartiradi. Bu kalibrovkali almashtirish ichki simmetriya almashtirishlariga misol bo‘la oladi. Elektr zaryadi saqlanish qonuni juda aniq bajariladi. Parchalanish sharti $m_{\alpha} \geq \sum_{\alpha} m_{\alpha}$ elektronning absolyut stabilligini bildiradi, chunki undan yengil va zaryadga ega bo‘lgan zarracha yo‘q. Hozirgi tajribalar elektronyashash vaqt $\tau_e > 2 \cdot 10^{22}$ yil ekanligini ko‘rsatmoqda.

e) 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 birg alikda neytrino ossilyatsiyasiga ham olib kelishi mumkin.

f) B-barion zaryadining saqlanish qonuni ham kalibrovkali invariantlik bilan bog’liqdir. Bu qonunning natijasi sifatida protonning absolyut stabilligi kelib chiqadi. Lekin zamonaviy nazariy usullar bu saqlanish qonuni ham aniq bajarimasligini ko‘rsatmoqda va shu sababli protonning yashash vaqt $\tau_p > 10^{34}$ yil deb belgilanadi. Bu qarab chiqqan saqlanish qonunlari barcha o‘zarota’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-ajoyiblik kvant soni va \vec{T} - izospin saqlanish qonunlari o‘rinlidir.

A) S-ajoyiblik kvant soni saqlanish qonuni ajoyib zarrachalarning ochilishi bilan bog’liq. Bu zarrachalar kuchli o‘zaro ta’sirda hosil bo‘lib,

kuchsiz o‘zaro ta’sir ostida parchalanadi. Ikkita oddiy ($S=0$) zarracha to‘qnashganda bitta ($S \neq 0$) ajoyib zarracha hosil bo‘lsa, unga qarama-qarshi ajoyiblik ishorali zarra ham hosil bo‘lishi kerak. Masalan,

$$\pi^+ + p \rightarrow K^+ + \Sigma^+, \text{ ya’ni } 0+0=+1-1$$

bo‘ladi. Lekin $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^+$ sodir bo‘lmaydi.

Chunki $0 + 0 \not\rightarrow -1 + 0$ sababli, barcha boshqa saqlanish qonunlari bajarilishiga qaramasdan bu jarayon kuzatilmaydi.

B) \vec{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’liqmaslik xususiyatini belgilaydi. Kuchli o‘zaro ta’sirda izospin saqlanish qonuni $\Delta T = 0$ va $\Delta T_z = 0$ qoidasiga olib keladi.

3. Elektromagnit o‘zaro ta’sirda \vec{T} -izospin saqlanmaydi. Boshqa barcha saqlanish qonunlari, shu bilan birga T_z - 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 universal saqlanish qonunlari bajariladi. S- ajoyiblik kvant soni saqlanmaydi, aks holda eng yengil ajoyib 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‘rinlidir. \vec{T} -Izospin va uning T_z -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

$$\Delta q = 0, \Delta L_\alpha = 0, \Delta B = 0$$

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

$$\Delta T \neq 0, \Delta T_Z = 0, \Delta S = 0, \Delta C = 0$$

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’iq bo‘lmagan umumiyligi qoidani ham aytib o‘tish o‘rinli: agar ma’lum jarayonda oxirgi zarralar soni qancha kam va ular umumiyligi massasi qancha kichik bo‘lsa, bu jarayonning sodir bo‘lish ehtimolligi shuncha katta bo‘ladi.

8.2-§. Zarralar va antizarralar.

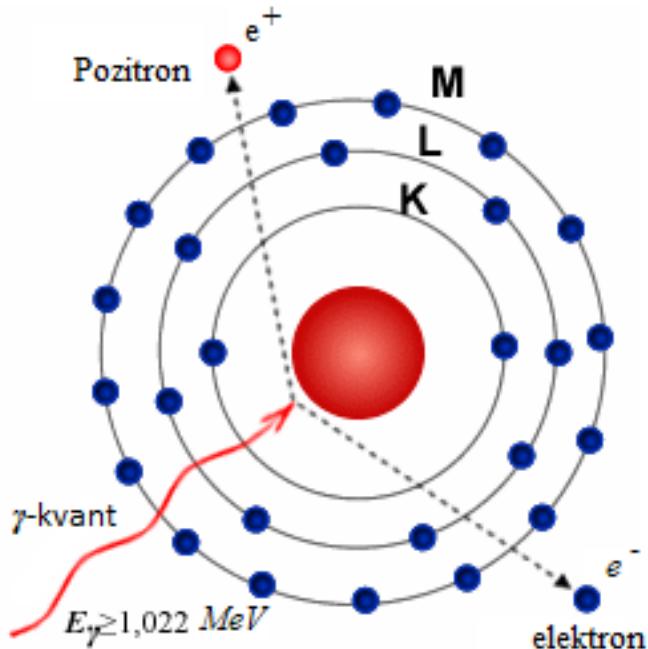
Ko‘pchilik elementar zarralarga ularning antizarralari mos keladi. Tinchlikdagi massalari, spinlari, izotopik spinlari va yashash vaqtiga zarra va antizarralarda bir xil bo‘ladi.

8.3-jadval.

Elektron zarralar jadvali

Zarralarning nomi		Belgisi		Elektron massasi birligidagi massasi	Elektron zaryadi birligidagi zaryadi	Spin $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ birlikda	Yasash vaqtı, s
		Zarra	Antizarra				
Leptonlar	Foton	γ	γ	0	0	0	Doimiy
	Elektron neytrinosi	ν_e	$\bar{\nu}_e$	0	0	$\frac{1}{2}$	Doimiy
	Myuon neytrinosi	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	0	0	$\frac{1}{2}$	Doimiy
	Tau neytrino	ν_τ	$\bar{\nu}_\tau$	0	0		Doimiy
	Elektron	e^-	e^+	1	-1	$\frac{1}{2}$	Doimiy
	Muyon	μ^-	μ^+	207	-1	$\frac{1}{2}$	$2,2 \cdot 10^{-6}$
Mezonlar	Tau-lepton	τ^-	τ^+	3492	-1	$\frac{1}{2}$	$1,46 \cdot 10^{-12}$
	Pi-mezonlar (pionlar)	π^0 π^+	π^0 π^-	264,1 273,1	0	0	$1,83 \cdot 10^{-16}$ $2,6 \cdot 10^{-8}$
	Ka-mezonlar (kaonlar)	K^+ K^0	K^- \bar{K}^0	966,4 974,1	1	0	$1,2 \cdot 10^{-8} K^0$ $8,9 \cdot 10^{-11} K^0$ $5,2 \cdot 10^{-8} K^0$
	Eta-nol-mezon	η^0	$\bar{\eta}^0$	1074	0	0	$2,4 \cdot 10^{-19}$
Barionlar	Nuklonlar	Proton Neytron	p n	\bar{p} \bar{n}	1836,1 1838,6	1 0	$\frac{1}{2}$ $\frac{1}{2}$
	Giperonlar	Giperon – lyambda	Λ^0	$\bar{\Lambda}^0$	2183,1	0	$\frac{1}{2}$
		Giperon – sigma	Σ^+ Σ^0 Σ^-	$\bar{\Sigma}^+$ $\bar{\Sigma}^0$ $\bar{\Sigma}^-$	2327,6 2333,6 2343,1	1 0 -1	$\frac{1}{2}$ $\frac{1}{2}$ $\frac{1}{2}$
		Giperon-ksi	Ξ^0 Ξ^-	$\bar{\Xi}^0$ $\bar{\Xi}^-$	2572,8 2572,8	0 -1	$\frac{1}{2}$ $\frac{1}{2}$
		Omega-minus giperon	Ω^-	Ω^+	3273	-1	$\frac{3}{2}$

Agar foton energiyasi $2m_e c^2$ dan kam bo‘lmasa, u yadro maydonidan o‘tayotganda elektron va pozitron juftini hosil qiladi (8.1-rasm).



8.1-rasm. Elektron-pozitron jufti hosil bo‘lish sxemasi.

Elektron va pozitron uchrashganda annigilatsiyaga uchraydi va 2 ta yoki 3 ta fotonlar hosil bo‘adi:

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma \text{ spinlari antiparallel oriyentatsiyada};$$

$$e^+ + e^- \rightarrow 3\gamma \text{ spinlari parallel oriyentatsiyada}.$$

Har qanday zarraning antizarrasi mavjud. Quyidagi 8.4-jadvalda zarra va antizarralar keltirilgan.

1965-yilda AQSH da birinchi antiyadro – antideytron qayd qilindi:

$$Z = -2, B = -3, M(^2_1\tilde{H}) = M(^2_1H)$$

1970-yilda Rossiyada ilk bor antiyadro – $^3_2\widetilde{He}$ (antigeliy – 3) aniqlandi.

Bu antiyadro 2 ta antiproton va bitta antineytrondan tashkil topgan:

$$Z = -2, B = -3, M(^3_2\widetilde{He}) = M(^3_2He)$$

1973-yilda Rossiyada yana bir antiyadro – antitretiy kashf etildi:

$$Z = -1, B = -3, M(^3_1\widetilde{H}) = M(^3_1H)$$

Yakunida shuni ham ta'kidlash kerakki, hozirgi kunda Yerda (sayyoramizda) bitta ham antiatom aniqlanmagan. Bu uni tashkil qilgan zarralar kashf etilishiga qaramasdan ($p\tilde{n}$, $n\tilde{p}$ va e^+).

8.4-jadval.

Zarra	Antizarra
elektron e^-	pozitron e^+
elektron neytrinosi ν_e	elektron anti neytrinosi $\tilde{\nu}_e$
myuon neytrinosi ν_m	myuon antineytrinosi $\tilde{\nu}_m$
myuon antineytrinosi μ^-	myuon yoki myu-mezon μ^+
pion yoki pi-mezon π^-	pion yoki pi-mezon π^+
proton va neytron p, n	antiproton va antineytron \tilde{p}, \tilde{n}

8.3-§. Elementar zarralar va saqlanish qonunlari.

Elementar zarralar o‘zaro ta’sirlashganda, bir-biriga aylanishi, tug’ilishi, yutilishi va parchalanishi mumkin. Ammo bu jarayonlar faqat ma’lum sharoitda, qat’iy saqlanish qonunlariga mos holda amalga oshadi.

Saqlanish qonunlarining fizikaviy mazmuniga to‘xtalib o‘tamiz.

1. Elektr zaryadi saqlanish qonuni.

Bu tabiatning fundamental qonunlaridan biri bo‘lib, bunga asosan istalgan berilgan sistemada elektr zaryadlarning algebraik yig’indisi o‘zgarmasdan qoladi. Ya’ni elementar zarralar ishtirokida yuz beradigan har bir reaksiyalarda, reaksiyaga kirishayotgan zarralarning elektr zaryadlari yig’indisi, hosilaviy zarralar elektr zaryadlarining yig’indisiga teng bo‘ladi.

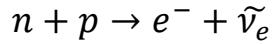
Misollar:

$$\gamma + d \rightarrow p + n$$

$$0+I=I+0$$

$$\gamma + {}_Z^AX \rightarrow {}_Z^AX + e^- + e^+$$

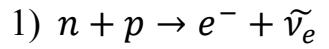
$$0+Z=Z-I+I$$



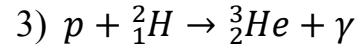
$$0+=+I+(-I)+0$$

2. Barion zaryadning saqlanish qonuni.

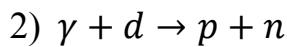
Misollar:



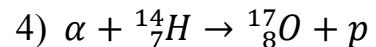
$$1 = 1 + 0 + 0$$



$$1 + 2 = 3 + 0$$



$$0 + 2 = 1 + 1$$



$$4 + 14 = 17 + 1$$

2. Lepton zaryadining saqlanish qonuni.

Lepton zaiyadi 3 xil bo‘ladi, ya’ni L_e, L_μ va L_τ .

Elektron va elektron neytrinosi uchun:

$$L_e = +1 (e^-, \nu_e)$$

Pozitron va antineytrinosi uchun:

$$L_e = -1 (e^-, \tilde{\nu}_e)$$

Myuon lepton zaryadi: L_μ

$$\mu^-, \nu_\mu \text{ uchun } L_\mu = +1$$

$$\mu^-, \tilde{\nu}_\mu \text{ uchun } L_\mu = -1$$

Tau lepton zaryadi: L_τ

$$\tau^-, \tau_\tau \text{ uchun } L_\tau = +1$$

$$\tau^-, \tilde{\tau}_\tau \text{ uchun } L_\tau = -1$$

Misollar:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \tilde{\nu}_e$$

$$+1\mu \rightarrow 1_e + 1_\mu + (-1_e)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$$

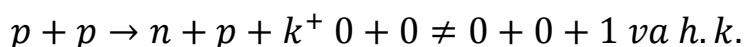
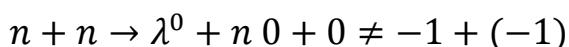
$$-1\mu \rightarrow -1_e + 1_e + (-1_\mu)$$

Elementar zarralar o‘zaro ta’sirida energiya va impuls saqlanish qonuni bajariladi. Shuningdek, izotopik spin saqlanish qonuni ham bajariladi.

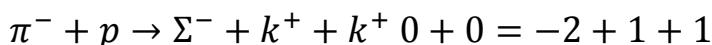
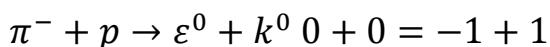
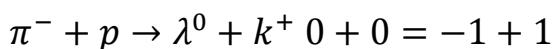
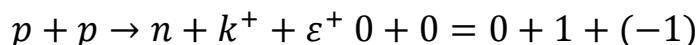
G’alatilik; G’alatilik saqlanish qonuni.

k-mezonlar va giperonlarning xususiyatlarda g’alatilik kuzatilgan. Shuning uchun ham mazkur zarralami “g’alati zarralar” deb nom berilgan. Bularning boshqa zarralardan farqi, g’alatiligi nimada?

l-o‘ziga xosligi (fazilati). G’alati zarralar energetik qulay bo‘lgan holda ham bittadan tug’ilmaydi (paydo bo‘lmaydi). Masalan, giperonlar faqat k-mezonlar bilan juftlikda tug’iladi (paydo bo‘ladilar), k-mezonlar esa bir-biri bilan juftlikda yoki giperonlar bilan juftlikda paydo bo‘ladi. Quyidagi reaksiyalar energetik yuz berish imkoniyatiga ega, lekin haqiqatda bular kuzatilmaydi:



Reaksiya yonida ushbu zarrachalar uchun g’alatilik yozilgan. Lekin quyidagi reaksiyalar imkoniyatga ega va kuzatiladi.



G’alati zarralarning bu farq qiluvchi fazilatlarini miqdor jihatdan ifodalash uchun g’alatilik S degan kvant soni kiritilgan.

Har turdagи elementar zarraga aniq bir g’alatilik soni mos keladi:

8.5-jadval.

S=-3	S=-2	S=-1	S=0	S=+1	S=+2	S=+3
Ω^-	Σ^-, Σ^0	λ^0, ε^+ $\varepsilon^0, \varepsilon^-$ k^-, \tilde{k}^0	p, n π^+, π^0, π^- η	$\tilde{\lambda}^0, \tilde{\varepsilon}^+$ $\tilde{\varepsilon}^0, \tilde{\varepsilon}^-$ k^-, k^0	$\tilde{\Sigma}^-, \tilde{\Sigma}^0$	Ω^-

Kuchli o‘zaro ta’sirda qatnashmaydigan zarralar uchun S=0 ga teng. “G’alati” kvant soni S, barion zaryad B va Q/e = Z orasida quyidagi sodda bog’lanish mavjud:

$$S = 2 \left(\frac{Q}{2} - T_s \right) - B$$

bu yerda, T_s - izotopik spin proyeksiyasi

G’alatilikning saqlanish qonuniga misollar:

$$\pi^- + p \rightarrow \lambda^0 + k^0$$

$$\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + k^-$$

$$p + p \rightarrow \lambda^0 + k^+ + p$$

$$\pi^+ + n \rightarrow \Sigma^- + k^+ + k^+$$

$$\pi^- + p \rightarrow k^+ + k^- + n$$

$$k^- + p \rightarrow \Omega^- + k^+ + k^0$$

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 $\Psi' = \hat{p}\Psi$ bo‘lganda \hat{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 $\Theta-\tau$ 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‘nalishda 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‘ialishini 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.

8.4-§. 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 xolatiga 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‘zgudagi aksini xosil qilamiz. Ikkinci marta qo‘llasak esa dastlabki jarayonga qaytib kelamiz. Demak, diskret almashtirish operatorlari uchun $\hat{P}^2 = \hat{C}^2 = \hat{T}^2 = 1$ deb yozishimiz mumkin. Shu xususiyati bilan diskret almashtirishlar uzluksiz almashtirishlardan farq qiladi. P – almashtirishga nisbatan invariantshk (simmetriya real jarayon va uning ko‘zgudagi aksi bir xil extimollik bilan yuz berishini bildiradi). Shunga o‘xshash T – invariantlik biror jarayon va

unga teskari jarayon bir xil extimollik 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 qarasak, bu hodisa fazoning xossasi bo‘lmasdan, balkim zarrachaning xossasidir. Chunki fazo bir jinsli va izotropdir. Bunga misol qilib neytrinoni qarashimiz mumkin. Ma’lumki, neytrino chap spirallik xususiyatiga ega. Ya’ni, spinning impuls yo‘nalishiga proyeksiyasi doimo manfiydir. Shu sababli bu zarrachaning ko‘zgudagi aksi (P – almashtirishdan keyin) o‘ng spiral neytrinoga o‘tadi. Lekin tabiatda bunday neytrino mavjud emas. Shu sababli S – 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 \hat{P} va – almashtirishlarga, hamda $\hat{P}\hat{C}$ kombinatsiyalangan \hat{C} almashtirishlarga nisbatan invariantdir. Kuchsiz o‘zaro ta’sir \hat{P} – invariant emasligi uchun \hat{C} – almashtirish bu simmetriyani tiklaydi deb qaraldi. Ya’ni CP – juftlik kuchsiz o‘zaro ta’sirda sa!u\anishi 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

$$\eta_{PC}(\pi\pi) = +1 \quad \eta_{PC}(\pi\pi\pi) = \begin{cases} -1 & l - juftson \\ +1 & l - toqson \end{cases}$$

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 $\pi^0 \pi^0, e^\pm \nu \pi^\mp, \mu^\pm \nu \pi^\mp$ 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 tabiatini 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.

$$\hat{P}\hat{C}K^0 = \bar{K}^0, \hat{P}\hat{C}\bar{K}^0 = K^0$$

Kuchli o'zaro ta'sirda S - kvant soni saqlanishi sababli K^0 va \bar{K}^0 o'zlarini alohida tutishadi. Masalan,

$$\pi^- + P \rightarrow \Lambda^0 + K^0 \text{ sodir bo'ladi,}$$

$$\pi^- + P \neq \Lambda^0 + \bar{K}^0 \text{ sodir bo'lmaydi.}$$

Kuchsiz o'zaro ta'sirni qarasak, 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 esa aniq $\eta_{CP}(\pi\pi) = +1$ 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 $K_1^0 = \frac{K^0 + \bar{K}^0}{\sqrt{2}}$ va $K_2^0 = \frac{K^0 - \bar{K}^0}{\sqrt{2}}$ (v) deb belgilash kirlitsak, yuqoridagi ifodalar $K^0 = \frac{K_1^0 + K_2^0}{\sqrt{2}}$, $\bar{K}^0 = \frac{K_1^0 - K_2^0}{\sqrt{2}}$ ko‘rinishga keladi. Endi K_1^0 va K_2^0 ga $\hat{P}\hat{C}$ – operatorini ta’sir ettirsak,

$$\hat{P}\hat{C}K_{1,2}^0 = \hat{P}\hat{C} \frac{K^0 \pm \bar{K}^0}{\sqrt{2}} = \frac{1}{2}(\hat{P}\hat{C}K^0 \pm \hat{P}\hat{C}\bar{K}^0) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{K}^0 \pm K^0) = \pm K_{1,2}^0$$

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‘lmadasa, ularning superpozitsiyasi K_1^0 - va K_2^0 - aniq PC – juftlikka ega. Shu sababli, (a) va (b) jarayonlar realdir va bunda PC juft bo‘lgan K_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 K_1^0 va K_2^0 - holatlarda ishtirok etadi va bu ta’sirlarda kombinatsiyalangan juftshk 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 $K_2^0 \rightarrow 2\pi$ 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 K_1^0 va K_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'rini emas va

$$K_S^0 = \frac{K_1^0 + \varepsilon K_2^0}{\sqrt{1 + |\varepsilon|^2}}, \quad K_L^0 = \frac{K_2^0 + \varepsilon K_1^0}{\sqrt{1 + |\varepsilon|^2}}$$

superpozitsiya o'rini. 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

$$K_L^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e, \quad K_L^0 \rightarrow \pi^- + \mu^+ + \nu_\mu$$

parchalanishlar va ularga qo'shma

$$K_L^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e, \quad K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \mu^- + \nu_\mu$$

jarayonlar ham tajribada kuzatildi. Bunda yuqorigi (Γ_a) va pastki (G_b) parchalanishlar ehtimolliklari bir - biriga teng emasligi kuzatildi.

$$\frac{G_a - G_v}{G_a + G_v} = 3.30 \pm 0,12 \cdot 10^{-3}, \quad \text{ya'ni asimmetriya darajasi } \varepsilon \text{ bilan bir xil tajribada}$$

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 assimetriya (p va n lar \bar{P} va \bar{n} ga qaraganda ko'p tarqalganligi)si ham CP – noinvariantlik bilan bog'lanmoqda. CP – noinvariantlik mikrodunyoda vaqt o'qi mavjudligiga ham ishora qilmoqda.

CP -invariantlikning buzilishi kvark modeli doirasida olingan Kabibbo – Kabayashi – Maskva aralashishi matritsasi bilan bog’lashmoqda va uning tabiat haligacha noma’lum.

8.5-§. T-almashtirish va SPT-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‘zgudagi uning aksi bir xil ehtimollik bilan sodir bo‘lishini bildiradi. Lekin ^{60}Co yadrosi β – parchalanish misolida P – invariantlik buzilishini ko‘rib chiqdik.

S – almashtirish esa zarrachani antizarrachaga almashtiriladi. S – invariantlik biror jarayon va undagi barcha zarrachalarni antizarralarga aylantirilgan jarayon bir xil eztimollik bilan sodir bo‘lishini bildiradi. Lekin neytral K – mezonlar misolida kuchsiz o‘zaro ta’sirlarda P – va PS – 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 SP – kombinatsiyalangan invariatlikning 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 holatinining to‘la yashash vaqtini ifodalay olmaydi.

8.6-jadval.

Kattalik	Operatsiya	
	\hat{P}	\hat{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	$\vec{\beta} = \vec{\beta}$	$\vec{\beta} \rightarrow -\vec{\beta}$

Ya’ni T – invariantlik buziladi. \hat{C} va \hat{P} operatorlari ma’lum harakatni ifodalagani kabi, \hat{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.

7.5-jadvalni to‘ldirishda quyidagi ifodalardan foydalilanildi

$$\vec{P} = m \frac{d\vec{r}}{dt}; \vec{L} = [\vec{r}, \vec{p}]; \vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}; E = \frac{m\vartheta^2}{2}; \vec{F}_e = e\vec{\varepsilon} + e[\vec{\vartheta}, \vec{B}]$$

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

$$\hat{T}\psi(\vec{r},t) = \psi^*(\vec{r},-t).$$

Shu sababli \hat{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 qaytariluvchandir. Endi SPT – teoremagaga kelsak, uni quyidagicha ta’riflashimiz mumkin: Agar biror jarayonga birdaniga \hat{C} -, \hat{P} va \hat{T} operatorlarni qo‘llasak, hosil bolgan jarayon boshlang’ich jarayon bilan bir xil ehtimollikda sodir bo‘ladi. Bunda alohida \hat{C} -, \hat{P} va \hat{T} almashtirishlarda invariantlik buzilishi mumkin, lekin bir invariantlikning buzilishi, boshqasining buzilishi hisobidan kompensatsiyalanadi, lekin uchala almashtirishdan keyin simmetriya yana tiklanadi. Haligacha SPT – invariantlik buzilgan jarayon kuzatilgan emas. Bu tasdiq 1951 – 55 yillarda G. Lyuders va V. Pauli isbotlagan SPT – teoremaning mazmunidir.

8.6-§. Kvarklar.

Elementar zarralar deb nomlangan zarralar shu qadar ko‘payib ketdiki, natijada ularning elementarligiga jiddiy shubha tug’ildi.

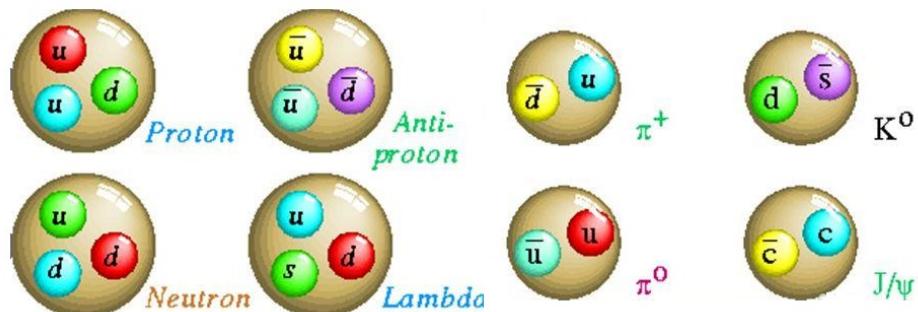
1964-yil Gell-Man (amerikalik olim) va undan mustaqil holda Sveyg (amerikalik olim) shunday bir gipotezani ilgari surdilarki, bunga asosan hamma adronlar (mezonlar va barionlar) kvarklar deb nomlangan 3 ta zarralardan tashkil topgan. Bu zarralarga kasr kvant sonlar yoziladi, xususan elektr zaryad mos holda 3 ta kvark uchun $+2/3$, $-1/3$, $1/3$ ga teng. Bu kvarklar odatda u (ingilizcha so‘z “up” ya’ni yuqoriga), d (down – pastga)

va s (strange – g'alati) harflar bilan belgilanadi. Kvarklardan tashqari 3 ta antikvark, ya'ni \bar{u} , \bar{d} , \bar{s} ham mavjud. Quyidagi jadvalda kvarklarga to‘g’ri keladigan xususiyatlar yozilgan (c , b , t - kvarklami keyinroq muhokama qilamiz).

8.7-jadval.

Kvarklar turi (aromat)	Elektr zaryadi, q	Barion zaryadi, B	Spini, J	Jozibasi, G	Rangi
u	+2/3	+1/3	1/2	0	Sariq,
d	-1/3	+1/3	1/2	0	ko‘k,
s	-1/3	+1/3	1/2	0	Qizil
c	+2/3	+1/3	1/2	+1	»
b	-1/3	+1/3	1/2	0	»
t	+2/3	+1/3	1/2	0	»

Neytron uchta kvarkdan tashkil topgan, ya'ni $n \rightarrow udd$



elektr zaryad bo‘yicha: $u = +2/3$, $d = -1/3$.

$$+2/3 - 1/3 - 1/3 = (+2 - 2)/3 = 0/3 = 0$$

barion zaryad bo‘yicha: $+1/3 + 1/3 + 1/3 = 3/3 = 1$

$$\text{spinlar oriyentatsiyasi bo‘yicha: } \uparrow\downarrow\uparrow + 1/2 - 1/2 + 1/2 = 1/2$$

Keyinchalik kvarklar sistemasini kengaytirishga to‘g’ri keldi. Qator fikrlashlar bo‘yicha qisman Pauli prinsipi bilan bo‘ladigan qaramaqarshiliklami bartaraf qilish uchun kvark rangi tushunchasi kiritildi. Har bir kvark 3 xil rangda bo‘lishi mumkin ekan. Ya’ni: sariq, ko‘k va qizil. Shuni

ham aytib o‘tish kerakki, ushbu ranglar aralashmasi “nol” rangni, ya’ni oq rangni berishi kerak.

Adronlarda kvarklar ranglarining qo‘shilishi shunday bo‘lishi kerakki, bunda o‘rtacha rang nolga teng bo‘lishi kerak, ya’ni rangsiz bo‘lishi kerak. Masalan, proton tarkibiga quyidagi ranglar kiradi: u (sariq), u (ko‘k) va d (qizil). Yig’indisi esa oq rang bo‘ladi, ya’ni nolavoy rang.

Antikvarklar qo‘shimcha ranglar (antiranglar)ga bo‘yalgan bo‘ladi. Ranglar yig’indisi esa “nol” rangga teng bo‘ladi. Mos holda kvarklar va antikvarklardan iborat bo‘lgan mezonlar ham nol rangga ega bo‘ladilar.

8.8-jadval.

Kvarklar turi (aromat)	Elektr zaryadi, q	Barion zaryadi, B	Spini, J	Jozibasi, G	Rangi
\tilde{u}	-2/3	-1/3	1/2	0	binafsha,
\tilde{d}	+1/3	-1/3	1/2	0	to‘q sariq
\tilde{s}	+1/3	-1/3	1/2	0	(apelsin rangi),
\tilde{c}	-2/3	-1/3	1/2	-1	yashil
\tilde{b}	+1/3	-1/3	1/2	0	(ko‘k)
\tilde{t}	-2/3	-1/3	1/2	0	

“Rang” va “maftunkorlik” – bu kvant sonlar nomlanishi.

Mezonlar kvark-antikvark juftligidan, barionlar esa 3 ta kvarklardan hosil bo‘ladi. 8.9-jadvalda ushbu tuzilmalardan ba’zi birlari keltirilgan:

8.9-jadval.

Zarra	Tarkibi	Elektr zaryadi, q	Barion zaryadi, B	Kvark spinlarining o‘zaro oriyentatsiyasi	Zarralar spini
π^+	$u\tilde{d}$	+1	0	$\uparrow\downarrow$	0
π^-	$\tilde{u}d$	-1	0	$\uparrow\downarrow$	0
p	uud	+1	+1	$\uparrow\downarrow\uparrow$	1/2
n	udd	0	+1	$\uparrow\downarrow\uparrow$	1/2

Sariq rang uchun antirang bo‘lib binafsha rang, ko‘k rang uchun to‘q sariq (apelsin), qizil rang uchun esa yashil rang hisoblanadi.

Kvark ranglari asosan (elektr zaryadiga o‘xshab) kvarklarning o‘zaro tortishish va itarishish xossalalarini ifodalaydi.

8.10-jadval.

Rang	Antirang
sariq	binafsha
ko‘k	to‘q sariq
qizil	yashil

Har xil o‘zaro ta’sirlar kvantlariga (elektromagnit o‘zaro ta’sirlarda fotonlar, kuchli o‘zaro ta’sirlarda я-mezonlar kabi) o‘xshash holda kvarklar orasidagi o‘zaro ta’simi tashuvchi zarralar kiritilgan. Bu zarralar glyuonlar (inglizcha glue – kley) deb nomlangan. Glyuonlar spini 1 ga teng, tinchlikdagi massasi nolga teng. Glyuonlar bir kvarkdan ikkinchisiga rang tashiydi, natijada kvarklar birgalikda ushlab turiladi.

1974-yili, bir vaqtning o‘zida AQSH ning ikki laboratoriyasida massasi juda katta bo‘lgan, ya’ni 3,10 GeV bo‘lgan zarra kashf etildi. Laboratoriyalardan birida yangi zarracha J bilan, boshqasida esa bilan belgilanganligi uchun, bu zarraga J/Ψ – zarra (Jey-psi-zarra) deb nom berildi. Ushbu zarraning kashf qilinishi, oldindan taklif etilgan 4 ta kvarkdan tashkil topgan zarra modelini tasdiqladi. Ushbu modelda u, d, s kvarklardan tashqari 4chi kvark ishtirok etgan bo‘lib, uni c-“maftunkor” kvark deyiladi (charmed – maftunkor). Mazkur kvark uchun yangi kvant son kiritilgan bo‘lib, u “maftunkorlik” C hisoblanadi. Bu son c-kvark uchun 1 ga, boshqa zarralar uchun esa nolga teng.

1976-yilda kashf etilgan ψ (ipsilon) – zarra xususiyatlarini tushuntirish uchun “b” -belgini olgan 5-kvarkni kiritilishiga olib keldi. “b” belgisi “botton”-“pastki, tub” degan ma’noni bildiradi. Tez orada yana bir

kvark, ya’ni 6 chi kvark mavjudligi aniqlandi. Bu kvark t harfi bilan belgilangan bo‘lib, t – top (yuqori) so‘zidan kelib chiqqan. Shunday qilib, hozirgi kunda kvarklar sistemasiga 6 ta navdagi (aromatdagi) kvark kirgan bo‘lib, ular uch xil rangda mavjud bo‘ladi. Kvarklar erkin holda uchramaydi.

8.7-§. Elementar zarralarning kvant xarakteri.

Atom fizikasi kursidan biz bilamizki, mikrodunyo $r \leq 10^{-8} m$ masofalarda o‘zini namoyon qiladi, $10^{-10} < r < 10^{-8} m$ intervalda atom va molekulyar fizika, $\approx 10^{-15} m$ masofa yadro va elementar zarralar fizikasi, $10^{-18} < r < 10^{-15} m$ oraliq esa yuqori energiyalar fizikasi o‘rganadigan jarayonlarga xosdir. Shu sababli, elementar zarralar fizikasi jarayonlari yuqori energiyalarda sodir bo‘lishini inobatga olib hozirgi zamon elementar zarralar fizikasi o‘rganadigan soha $10^{-10} < r < 10^{-8} m$ intervalda yotadi deyishimiz mumkin. Bunday masofalardagi jarayonlar o‘zining kvant xarakterini namoyon qiladi. Ya’ni, zarralar o‘zininig to‘lqin xususiyatini namoyon qiladi. Bu o‘rindagi mulohazalarni qoldirgan holda («Atom fizikasi» ma’ruza matnida to‘la keltirilgan) to‘g’ridan – to‘g’ri Shredinger tenglamasini mos holda erkin va potensial maydondagi zarra uchun yozamiz.

$$\Delta\psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2} E\psi = 0,$$

$$\Delta\psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E = U)\psi = 0.$$

Eslatib o‘tamiz, bu tenglamalar norelyativistik $E = \frac{p^2}{2m}$ (1) tenglamadan

keltirib chiqariladi.

Lekin zarrachalar bilan bo‘ladigan jarayonlar yuqori tezliklarda bo‘lishini inobatga olib bu norelyativistik Shredinger tenglamasini relyativistik ko‘rinishda ifodalashimiz kerak, U holda (1) tenglama $E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$ kabi ifodalanadi, ya’ni relyativistik ko‘rinishda. Agar (2)

dan $E \rightarrow i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$, $\vec{P} = -i\hbar \vec{\nabla}$ kabi klassik kattaliklarni opertoplari orqali ifodalab

$$\nabla^2 \varphi(\vec{r}, t) - \frac{\partial^2 \varphi(\vec{r}, t)}{\partial t^2} - m^2 \varphi(\vec{r}, t) = 0 \quad \text{yoki}$$

$\xi \varphi(\vec{r}, t) - m^2 \varphi(\vec{r}, t) = (\xi - m^2) \varphi(\vec{r}, t) = 0$ tenglamaga kelamiz. Bu tenglama Shredingerning relyativistik tenglamasi yoki Kleyn – Gordon tenglamasi deyiladi. Bu tenglama 1926 yili V.Fok, O. Kleyn, V. Gordon va E. Shredinger tomonidan topilgan. Bu yerda ξ – Dalamber operatori bo‘lib

$$\xi = \nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial t^2}$$

kabi aniqlanadi.

Kleyn – Gordon tenglamasidan, ya’ni

$$\xi - m^2 = (ij^n \frac{\partial}{\partial x^n} + m)(ij^n \frac{\partial}{\partial x^n} - m)$$

orqali

$$(ij^n \frac{\partial}{\partial x^n} + m)\psi(x) = 0 \quad \text{yoki} \quad (ij^n \frac{\partial}{\partial x^n} - m)\psi(x) = 0 \quad (3)$$

Dirak tenglamalariga kelamiz. Kleyn – Gordon tenglamasi har qanday jarayon uchun o‘rinli, chunki u energiya saqlanish qonunini aks ettiradi. Dirak tenglamasi esa γ^n Dirak matritsalari kiritilishi sababli spinor maydonlarni – spini $\frac{1}{2}$ bo‘lgan zarralarni ifodalaydi. Bu uchala tenglamaning yechimi zarracha to‘lqin funksiyasining topilishiga olib keladi. To‘lqin funksiya esa zarracha to‘g’risidagi barcha ma’lumotni o‘zida mujassamlashtirgan bo‘ladi. Lekin to‘lqin funksiyaning kvadrati fizik ma’noga ega bo‘lib, u zarrachani ma’lum sharoitda topish ehtimolligini beradi.

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^2 \text{ ifoda ikkita } E = \pm \sqrt{P^2 c^2 + m^2 c^4}$$

yechimga ega bo‘ladi. Va manfiy energiyali holat antizarralar goyasiga olib kelgan. Bunga binoan, (3) ga ko‘ra 1 – tenglama pozitronni bayon qilgan va

$-\sqrt{P^2 c^2 + m^2 c^4}$ - yechimini qanoatlantirgan. Pozitron shu tariqa bиринчи мarta 1930 yilda P. Dirak tomonidan nazariy yo‘l bilan bashorat qilingan va 1932 yili K. Anderson tomonidan koinot nurlari tarkibida Vilson kamerasi yordamida qayd qilingan. Bunda manfiy energiyali elektron musbat zaryadli elektron holati bilan teng kuchli deb olinib uning magnit maydonidagi elektronga nisbatan qarama – qarshi tomonga ogishi kuzatilgan. Hozirda boshqa antizarralar ham tajribada kuzatilgan.

8.8-§. Adronlar strukturasi.

Oldingi ma’ruzalardan ma’lumki, biz hozirgacha qarab o‘tgan elementar zarralar asosan 3 sinfga bo‘linadilar: leptonlar, ular kuchli o‘zaro ta’sinda qatnashmaydilar; adronlar – o‘zaro kuchli ta’syrda ham qatnashadilar; o‘zaro ta’sir tashuvchilar – foton, W^\pm –, Z^0 - bazonlar va G – graviton. Leptonlar – haqiqiy elementar zarralar hisoblanadi. Hozirda $\approx 10^{-18} m$ masofagacha ular o‘zlarini nuqtaviy zarracha kabi tutishadi va o‘z ichki strukturasini namoyon qilishmadi. Ikkinchidan, ular bor yo‘g’i 6 ta – e^- , ν_e , μ^- , ν_μ , τ^- , ν_τ (antizarralari bilan 12 ta) bo‘lib, e^- va neytrinolar absalyut stabil zarralar hisoblanadi, μ^- – mezon va τ^- – leptonning yashash vaqtiga ($\approx 10^{-22} s$) nisbatan ancha katta. Endi adronlarga kelsak, birinchidan, ular soni ancha ko‘p – bir – necha yuzga teng va asosiy qismini rezonanslar tashkil qiladi. Ikkinchidan, ular elektromagnit strukturaga ega. Masalan, R va neytron magnit momentlariga ega.

Shu sababdan adronlarga xos umumiylar xossalar izlandi va adronlar boshqa elementar zarralardan tashkil topmaganmikan degan fikr paydo bo‘ldi. Bu yo‘nalishdagi birinchi model E. Fermi va Ch. Yang tomonidan 1949 yili taklif qilindi. Bu modelga ko‘ra o‘sha vaqtida ma’lum bo‘lgan p, n va ularning antizarralari fundamental zarralar deb e’lon qilindi. Lekin sal vaqt

o‘tib qiziq zarralar ham tajribada kuzatilishi bilan bu model kengaytirildi. Natijada barcha mavjud adronlar p , n va Λ -qiziq zarra va ular antizarralarining ma’lum kombinatsiyalaridan tuzilgan deb qaraldi. Bu qarash 1956 yili S. Sakata tomonidan ilgari surildi va Sakata modeli deb ataladi. Lekin yangi adronlarning ochilishi va ularning bu model doirasida tushuntirib bo‘lmasligi sababli Sakata modeli inqirozga yuz tutdi. Lekin shunday bo‘lsada bu model adronlar strukturasini o‘rganish yo‘lida katta rol o‘ynadi.

1964 yili M. Gell – Mann va J. Sveyg kasr zaryadli kvarklar tripletini taklif qilishdi. Hozirda bu kvarklar u – (inglizcha up – baland, chunki $T_3 = +\frac{1}{2}$), d (down – past, $T_3 = -\frac{1}{2}$) va s (strange – qiziq $S \neq 0$) kvarklar deb ataladi. Ularning to‘la xarakteristikalari 7.10-jadvalda berilgan.

8.11-jadval

Kvark	J	η_p	B	T	T_3	Y	S	q
u	$\frac{1}{2}$	+1	+1/3	$\frac{1}{2}$	+1/2	+1/3	0	+2/3
d	$\frac{1}{2}$	+1	+1/3	$\frac{1}{2}$	-1/2	+1/3	0	-1/3
s	$\frac{1}{2}$	+1	+1/3	0	0	-2/3	-1	-1/3

Kvarklar uchun ham Gell – Mann – Nishidjima tenglamasi $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$,

$Y = B + S$ o‘rinli. Antikvarklar uchun J va T dan boshqa barcha xarakteristikalari qarama – qarshi ishoraga ega. Kvarklar barcha adronlar tuzilishini tushuntirish va shu bilan birga ularni oddiy, yanada umumiyl simmetriyaga asoslangan prinsiplar asosida tushuntirish maqsadida kiritilgan. Bunga ko‘ra barcha mezonlar kvark va antikvarklardan, barionlar esa uchta kvarkdan tuzilgan $M = q\bar{q}$, $B = qqq$. Agar mezonlarni kvarklar nuqtai – nazaridan ifodalasak, quyidagi oktupletni keltirishimiz mumkin.

$$\pi^- = \bar{u}d, \pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{u}u - \bar{d}d), \pi^+ = \bar{d}u$$

$$K^0 = \bar{s}d, K^+ = \bar{s}u, \bar{K}^0 = \bar{d}s, K^- = \bar{u}s$$

$$\eta^0 = \frac{1}{\sqrt{6}}(\bar{u}u + \bar{d}d - 2\bar{s}s)$$

Bundan tashqari unitar singlet ham mavjud $\eta' = \frac{1}{\sqrt{3}}(\bar{u}u + \bar{d}d + \bar{s}s)$ uning massasi 958 Mev, $T_3 = Y = 0$. η va η' – mezonlar uchun $S=0$, lekin ular tarkibida s - kvark mavjud. Shu sababli bu zarralar «yashirin qiziqlik» kvant soniga ega deyiladi. Biz qarab chiqqan mezonlar – psevdoskalyar mezonlar deyiladi, chunki ular $J^P = 0$ kvant sonlariga ega. Bu mezonlarni tashkil qilgan kvark va antikvark spinlari antiparallel yo‘nalgan bo‘ladi (1S_0 – holat). Agar kvark - antikvark juftliklar 3S_1 holatda bo‘lsa (kvark - antikvark spinlari parallel bo‘lgan holat) 9 ta vektor mezonlar hosil bo‘ladi. Vektor mezonlar kvant sonlari $J^P = 1$.

$$P^- = \bar{u}d, P^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{u}u - \bar{d}d), P^+ = du$$

$$K^{*0} = \bar{s}d, K^{*+} = \bar{s}u, \bar{K}^{*0} = \bar{d}s, K^{*-} = \bar{u}s$$

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{6}}(\bar{u}u + \bar{d}d - 2\bar{s}s)$$

va singlet

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{3}}(\bar{u}u + \bar{d}d + \bar{s}s)$$

mezon.

Biz qarab o‘tgan psevdoskalyar – 0-va vektor – 1-mezonlar orbital momenti $L=0$ ga teng. Bundan tashqari kvark - antikvark juftliklarning uyg’ongan, ya’ni $L=1$ orbital momentga teng holatlari ham mavjud, Bu mezon rezonanslar: skalyar – $J^P=0^+$, aksial – vektor va tenzor $J^P=2^+$ – mezonlar deyiladi. Ularning kvark strukturasi yuqorigiday bo‘lib, faqat massalari va kvant sonlari bilan farq qiladilar. Bu turdagи mezon rezonanslar elementar zarralar jadvallari (Particle Data Group) da keltirilgan. Aytib

o‘tganimizday barionlar uchta kvarkdan tuzilgan. Tarkibida 3 ta u, d va s kvarklar bo‘lgan barion oktuplet quyidagi ko‘rinishda ifodalanadi.

$$n = udd; p = uud$$

$$\Lambda^0 = uds$$

$$\sum^- = dds; \sum^o = uds; \sum^+ = uus$$

$$\Xi^- = dss; \Xi^0 = uss$$

Bu holda barionlar spini J=1/2 bo‘lishi uchun kvarklardan birining spini qolgan ikkitasi spiniga antiparallel yo‘nalgan bo‘lishi kerak. Agar uchala kvarkning ham spinlari bir tomoniga yo‘nalgan bo‘lsa, J=3/2-spinli barionlar dekupleti hosil bo‘ladi.

$$\begin{aligned} \Delta^- &= ddd; \Delta^0 = udd; \Delta^+ = uud; \Delta^{++} = uuu; \\ \sum^{*-} &= dds, \sum^{*0} = uds; \sum^{*+} = uus; \\ \Xi^* &= dss; \Xi^{*0} = uss; \Omega^- = sss. \end{aligned}$$

Barionlar oktupleti va dekupleti minimal massaga va L=0 – orbital momentga ega bo‘lib asosiy holat barionlarini hosil qiladi. Mezonlar kabi barionlar ham o‘z rezonans holatlariga, ya’ni orbital uyg’ongan L≠0 holatlariga ega. Bartyun rezonanslari oktuplet va dekupletiga kirgan zarralar J – spini qiymati 9/2 gacha bo‘lgan qiymatlar qabul qiladi (barion rezonanslari Particle Data Group jadvallarida keltirilgan). Shu o‘rinda yana bir ichki fazoga tegishli tushuncha bilan tanishib o‘tamiz. Agar Λ^0 – va \sum^0 barionlarni qarasak, ular bir xil kvarklardan tuzilgan. Λ^0 – barion izospini I=0, \sum^0 barionniki esa I=1, ga teng va ular izospinlari hisobiga farqdanadilar, Endi Ω^- – giperonni qarasak, u sss kvarklardan iborat bo‘lib ular spinlari bir tomoniga qaragan va bu kvarklar bir xil holatlarda joylashgan. Lekin kvarklar J=1/2 springa ega bo‘lganligi sababli Fermi – Dirak statistikasiga bo‘ysunishi hamda Pauli prinsipi bajarilishi kerak. Bu holda esa Pauli prinsipi buzilib kvarklar Boze – Eynshtey statistikasiga bo‘ysinishi kelib chiqadi.

Bu qarama – qarshilikni bartaraf qilish uchun kvarklar uchta holatda bo‘lishi zarurligi kelib chiqdi. Bu kvant songa «rang» deyilib, u uchta qiymatga ega bo‘lishi, ya’ni qizil (red), yashil (green) va ko‘k (blue) holatlarda bo‘lishi bashorat qilindi. Bu yerda «rang» so‘zi va qizil, yashil va ko‘k ranglar ko‘chma ma’noda ishlatiladi hamda tabiatdagi ranglar bilan aloqasi yo‘q. «Rang» va qizil, yashil va ko‘k ranglar - kvant sonlari bo‘lib, ichki - «rangli» fazoga tegishlidir. Tabiatda bu uch rang qo‘silib oq rang hosil bo‘lishi sababli, uchta kvark uch xil rangda yoki kvark - antikvark juftligi rang - anti rang holatda bo‘lishi ham rangsiz adronlarni hosil qiladi. «Rang» kvant soni kiritilishi sababli 2 ta qoida yuzaga keldi.

1. Barionlar turli rangdagi uchta kvarkdan tashkil topgan.

2. Mezonlar 3 xil rang teng miqdorda qatnashgan kvark - antikvarklardan iborat.

Shu sababli ham tabiatda «rang»li adronlar kuzatilmaydi.

Kvarklarning uch xil rangda bo‘lishi yangi simmetriyaga – rangli simmetriyaga olib keldi. Ya’ni kuchli o‘zaro ta’sir ichki rangli fazodagi $SU_c(3)$ – almashtirishlar gruppasiga nisbatan invariantdir. Rangli simmetriya aniq simmetriyadir. Ya’ni turli rangdagi lekin bir turdagи kvark bir xil massaga egadir. $SU_c(3)$ – gruppada C – color- rang, 3 esa 3 xil rangni bildiradi. Rangli simmetriya nuqtai – nazaridan yuqorida qarab chiqqan ikkita qoidamiz quyidagi yagonaga ko‘rinishga keladi: barcha adronlar rangli singletlar ko‘rinishida mavjud bo‘lishi kerak. Ya’ni rang - kvant soni adronlar darajasida kuzatilmaydi.

Rang tushunchasi kiritilgandan keyin turli turdagи kvarklar aromat – xushbo‘ylik belgilari bilan nomlandi. (flavor – aromat, xushbo‘ylik). u - kvark $T_3 = +\frac{1}{2}$ kvant soni, d - kvark $T_3 = -\frac{1}{2}$ kvant soni, s - kvark esa $s = -1$

kvant sonlari bilan bogliq. u,d, va s - kvarklar – xushbo‘ylik belgilaridir. Bu kvarklar o‘z navbatida uch xil rangli holatda mavjud bo‘lishadi. Shu o‘rinda

$SU(n)$ – simmetriya gruppalarini to‘g’risida ham to‘xtalib o‘tsak o‘rinli bo‘ladi. Yuqorida $SU_c(3)$ – simmetriyaga to‘xtalib o‘tuvdik. Shunga o‘xshash $SU(n)$ -xushbo‘ylik simmetriya gruppalarini ham mavjud. Masalan, $SU(2)$ – simmetriya gruppasi u va d - kvarklardan tuzilgan adronlarni o‘zida mujassamlashtiradi. Bu yerda 2 ikkita u – va d - kvarklarni yoki $\frac{1}{2}$ izospini bildiradi. Chunki u va d - kvarklar izospini $\frac{1}{2}$ ga teng. $SU(3)$ – simmetriya esa u, d va s - kvarklarni o‘z ichiga olgan adronlarni birlashtiradi. Shunday qilib, Gell – Mann va Sveygning kvark modelida 3 xil rangli 3 ta kvark va ularning antirang va antixushbo‘y partnerlari – jami 18 ta fundamental zarracha bo‘lib, barcha adronlar shu 18 ta zarrachadan iborat deb qaraldi. Lekin bu u, d va s - kvarklar J/ψ barcha adronlarni tushuntirib berishga yetarli bo‘lmadi.

Dastlab 1974 yili - mezon tajribada kuzatildi. Bu mezon massasi proton massasidan deyarli uch marta katta bo‘lib, yashash vaqtisi $\tau \approx 10^{-20} s$ ga teng. J/ψ -mezonning parchalanish kanallari

$$J/\psi \rightarrow \begin{cases} \text{Adronlar (86\%)} \\ e^+ + e^- (74\%) \\ \mu^+ + \mu^- (7\%) \end{cases}$$

Tez orada bu mezon to‘rtinchini kvark – C – maftunkor kvarkdan tuzilgani aniq bo‘ldi. $J/\psi = \bar{c}c$, ya’ni yashirin maftunkorlik kvant soniga ega. Shundan keyin boshqa maftunkor kvant soniga ega adronlar ham kuzatildi. J/ψ mezon – charmoniy deb ataladi. 1979 yili esa u(ipsilon) – mezon tajribada kuzatildi. Bu mezonni $-\bar{b}b$ – kvarklardan tuzilgan sistema deb qaraldi. B – beauty – chiroqli kvark – beshinchini kvark bo‘lib, ko‘pincha «bottom» – tub kvark ham deyiladi. γ – mezon – bottomiy deb ham ataladi.

1975 yili τ – lepton va unga mos ν_τ – neytrino tajribada topilgandan keyin, 6 ta leptonga mos 6 ta kvark mavjud bo‘lishi va shu yo‘l bilan lepton - kvark simmetriya mavjudligi bashorat qilindi. Shu yo‘l bilan J/ψ va γ – mezonlarga uxshash – $t\bar{t}$ tajribada izlandi. Hozirda esa 6 - kvark – t – truth – haqiqiy (yoki top – cho‘qqi) dan tuzilgan zarrachalar ham topildi.

Barcha kvarklar massalari Particle Data Group jadvallarida keltirilgan:

$$m_u = 1,5 - 5 \text{ Mev}, \quad m_c = 1,1 - 1,4 \text{ Gev}$$

$$m_d = 3 - 9 \text{ Mev}, \quad m_b = 4,1 - 4,4 \text{ Gev}$$

$$m_s = 60 - 170 \text{ Mev}, \quad m_t = 173,8 \pm 5,2 \text{ Gev}$$

8.12-jadval.

Og’ir kvarklarning xarakterlari

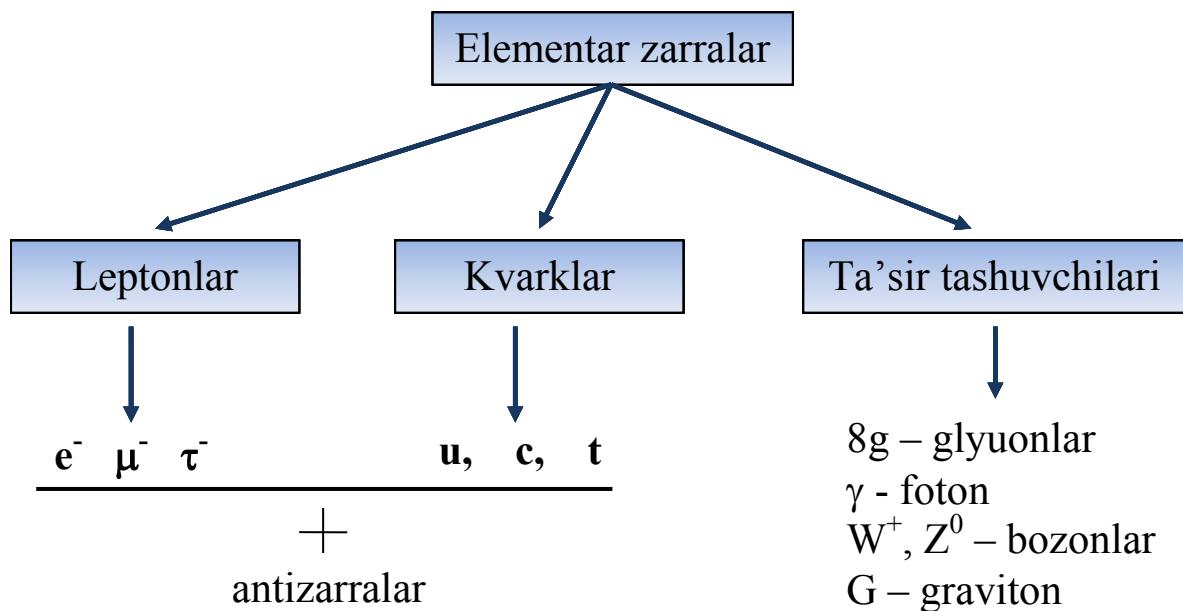
Kvark	J	η_p	B	T	T_3	Y	S	C	b	t	q
c	$\frac{1}{2}$	+1	+1/3	0	0	+4/3	0	+1	0	0	2/3
b	$\frac{1}{2}$	+1	+1/3	0	0	-2/3	0	0	+1	0	-1/3
t	$\frac{1}{2}$	+1	+1/3	0	0	+4/3	0	0	0	0	2/3

Shunday qilib, hozirda oltita kvark va ular antikvarklari orqali barcha adronlar tuzilishi tushuntiriladi, Shu sababli SU(4)-, SU(5)-va SU(6)-simmetriya gruppalari mavjud. Ya’ni 6 kvarklar soni yoki T_z , s, c, b, t, – aromat (xushbo‘ylik) kvant sonlari bo‘lib T_z u – va d - kvarklar uchun mos holda +1/2 va – 1/2 qiymatlar qabul qiladi. Endi kvarklarning bir - biri bilan o‘zaro ta’sirini qaraymiz. Ular o‘zaro glyuonlar bilan bog’langan bo‘lib, kvarklar esa uch xil rangli holatda bo‘lishadi. Shu sababli glyuonlar KXD, - ya’ni o‘zaro kuchli ta’sir tashuvchilari hisoblanib, ular 8 xil rangli kombinatsiyada mavjud bo‘lishadi.

$$R\bar{G}, G\bar{R}, R\bar{B}, B\bar{R}, G\bar{B}, B\bar{G}, \sqrt{\frac{1}{2}}(R\bar{R} - G\bar{G}), \sqrt{\frac{1}{6}}(R\bar{R} + G\bar{G} - 2B\bar{B})$$

Ya'ni, glyuonlar $SU_c(3)$ – simmetriya gruppasining rangli oktetini tashkil qiladi. Lekin $\sqrt{\frac{1}{3}}(R\bar{R} + B\bar{B} + G\bar{G})$ kombinatsiya $SU_c(3)$ – singlet bo'lib, rangli kvarklar orasidagi ta'sir tashuvchi vazifasini o'tamaydi. Shunday qilib, kuchli o'zaro ta'sirning ta'sir tashuvchilari soni 8 ta glyuondan iborat ekan. Shu o'rinda eslatib o'tamiz. Haqiqiy o'zaro kuchli ta'sir kvarklar orasida sodir bo'ladi. Nuklonlarni yadroda ushlab turuvchi pion kuchlari esa glyuon kuchlarining yadro masshtabidagi «Qoldig'i» hisoblanadi. Shu sababli ham o'zaro kuchli ta'sir intensivligi $-\alpha_s = 0,1 \div 10$ gacha o'zgaradi.

Endi kvarklar nuqtai – nazaridan qaraganda hozirgi zamon elementar zarralar klassifikatsiyasi juda oddiy ko'rinishga kelishini ko'ramiz.



Bu chizmaga ko'ra, elementar zarralar asosan ikkiga, leptonlar va kvarklarga bo'linadilar. Leptonlar va kvarklar oltita xushbo'ylikka ega va ular uch juftlikka bo'linadilar. Bu juftliklarga avlodlar deyiladi. Hozirgi paytda bu jadval elementar zarralar olamidagi barcha xilma - xillikni to'liq tushuntirib bermoqda.

8.9-§. Materiya tuzilishi to‘grisidagi zamonaviy qarashlar.

Bu paragrafda biz qarab chiqqan elementar zarralar to‘g’risidagi barcha ma’lumotlarni qisqacha ko‘rinishda izohlab o‘tamiz.

1. Barcha moddalar yadro va uning atrofini o‘rovchi elektron qobig’idan iborat atomlardan tuzilgan. Ular o‘lchami $\approx 10^{-10} m$.

a) Elektron qobiq moddaiing barcha ximik va fizik xususiyatlarini belgilaydi.

b) Atom yadrosi har bir ximiyaviy element individualligini belgilovchi mustahkam birikma. U proton va neytronlardan tuzilgan bo‘lib, uch xil yadroviy jarayonlarda va ko‘plab yadro reaksiyalarida qatnashadi.

2. Protonlar, neytronlar va elektronlar barcha moddalar hosil bo‘lgan asosiy «g’ishtlar» hisoblanadi. Bu uchala zarra foton, neytrinolar va antineytrinolar bilan qo‘silib asosiy elementar zarralarni tashkil qiladi. Qolgan barcha elementar zarralar nostabil xisoblanib, laboratoriyalarda yoki koinot nurlanishlarida xosil bo‘ladi. Ular soni 400 dan ortiq.

3. Elementar zarralarning asosiy xususiyati ularning o‘zaro bir - biriga aylanishidir. Bu o‘zaro almashishlar asosan uch xil o‘zaro ta’sir orqali sodir bo‘ladi: kuchli, elektromagnit va kuchsiz o‘zaro ta’sirlar. To‘rtinchi o‘zaro ta’sir – gravitatsion ta’sir esa elementar zarralar dunyosida juda kuchsiz namoyon bo‘ladi.

4. Barcha elementar zarralar o‘zaro kuchli ta’sirda qatnashuvchilarga – adronlarga va bu ta’sirda qatnashmaydigan – foton, oraliq bozonlar va leptonlarga ajraladilar.

5. Foton va leptonlar $\approx 10^{-18} m$ masofagacha o‘z ichki strukturasiga ega emas. Adronlar esa strukturaga ega.

6. O‘zaro ta’sir tashuvchilar – $\gamma, W^\pm, Z^0, 8g$ va G graviton bo‘lib, ular haqiqiy elementar zarralar hisoblanadi. Ular birlik spinga va manfiy juftlikka ega: $J^\eta = 1^-$, faqat graviton uchun $J^\eta = 2^+$.

7. Elektromagnit o‘zaro ta’sir tashuvchilari – γ – foton bo‘lib, uning nazariyasi kvant elektrodinamikasi hisoblanadi. Zaryadlangan yoki alohida ichki strukturaga ega bo‘lgan neytral zarralar fotonlar chiqarib, yutib yoki foton almashib bu o‘zaro ta’sirda qatnashadi. Foton massasi nolga tengligi sababli bu ta’sir masofasi $r = \infty$ va intensivligi $\alpha \approx 1/137$ katta bo‘lganligi sababli megadunyo, makrodunyo va mikrodunyo o‘lchamlarida ham bu elektromagnit ta’sir kuchli namoyon bo‘ladi. Atom va molekulalar shu o‘zaro ta’sir hisobidan mavjud, ya’ni yadro va elektronlar orasidagi ta’sir elektromagnit ta’sirdir. Elastiklik, ishqalanish, sirt taranglik kabi kuchlar ham elektromagnit ta’sirning ko‘rinishlaridir. Moddalarning agregat holatlari, ximiyaviy o‘zgarishlar, elektr, magnit va optik hodisalar ham elektromagnit ta’sir sabablidir. Endi aytib o‘tganimizday, elementar zarralar bilan bo‘ladigan elektromagnit ta’sir mexanizmini qaraymiz. Oddiy elektromagnit ta’sirni qarasak, bu zaryadlangan zarracha tomonidan fotonning yutilishi yoki chiqarilishidir. Bir elektron tomonidan chiqarilgan foton boshqasi tomonidan yutilishi mumkin. Bunday jarayon virtual jarayon deyiladi. Ya’ni real zarra hosil bo‘lmaydi. Oraliq zarrachaga esa virtual zarracha deyiladi. Zaryadlangan zarra(elektron)ning foton bilan o‘zaro ta’siri $H_{y.m.} = j_\mu \cdot A^\mu$ kabi ifodalanadi. Bu yerda $j_\mu(p, \vec{j})$ elektron toki, A^μ – elektromagnit maydon 4 – potensiali. Jarayenning grafik ko‘rinishda ifodalanishiga Feynman diagrammasi deyiladi. Bu usul 1949 yili amerikalik fizik R.Feynman tomonidan ishlab chiqilgan.

8. Kuchsiz o‘zaro ta’sir tashuvchilari – W^\pm – va Z^0 oraliq bozonlardir. Bu oraliq bozonlar bilan almashinishganda zarralar o‘z xushbo‘yligini o‘zgartiradi. Bu oraliq bozonlar faqat kuchsiz va elektromagnit o‘zaro

ta'sirlarda qatnashadi. Bu o'zaro ta'sir juda kichik $\approx 10^{-12}$ m ta'sir radiusiga ega. Shu sababli bu ta'sir faqat elementar zarralar olamida sodir bo'ladi.

Kuchsiz o'zaro ta'sirning gamiltoniani $H_\pi = \frac{G_F}{\sqrt{2}} j^+ j$ ko'rinishida

ifodalanadi. Bu yerda j^- tok lepton va adron toklari yig'indisidan iborat.

$j = j_{lep} + j_{adr}$, $G_F = 10^{-5} / m_p^2$ – Fermi doimiysi. G_F – universaldir, ya'ni leptonlar va adronlar uchun bir xil konstanta o'rini. Shu sababli ham o'zaro kuchsiz ta'sir universaldir. Kuchsiz tok ($V - A$) – strukturaga ega. Shunda ikki tok ko'paytmasi skalyar va psevdoskalyarni beradi. Shu sababli ham o'zaro kuchsiz ta'sirda gamiltonianning skalyar qismi hisobidan juftlik saqlanadi, psevdoskalyar qismi hisobidan esa juftlik buziladi. Kuchsiz o'zaro ta'sirning kichik masofada sodir bo'lishi bu ta'sir tashuvchilari $-W^\pm$ va Z^0 oraliq bozonlar massasining kattaligidan dalolat beradi $m_W \approx 80 GeV$, $m_Z \approx 90 GeV$

9. Kuchli o'zaro ta'sirda bevosita faqat kvarklar qatnashadi. Ta'sir tashuvchilari sifatida 8 ta massasi va elektr zaryadi nolga teng, rang va antirang tashuvchi glyuonlar ishtirok etishadi. Kvarklar o'zaro glyuon almashib, o'z rangini o'zgartiradi, lekin xushbo'yligini o'zgartirmaydi. Glyuonlarning o'zi faqat kuchli o'zaro ta'sirda qatnashadi. Bu o'zaro ta'sirning ta'sir masofasi $\approx 10^{-15} m$, ta'sir vaqtisi $\approx 10^{-24} - 10^{-23} s$. Yadro kuchlari kuchli o'zaro ta'sirning bir namoyon bo'lishlaridan biridir. O'zaro kuchli ta'sir nazariyasi kvant xromodinamikasidir. Bu nazariyaning asoslari qurilgan, lekin haligacha tugallangan nazariya ko'rinishida shakllanmagan. Kvarklar kichik masofalarda kuchsiz ta'sirlashadilar yoki deyarli ta'sirlashmaydilar. Ularning bu xususiyatiga assimptotik erkinlik deyiladi. Katta masofalarda esa ularning bir - biriga tortilishi oshib boradi. Bu xususiyatga – konfaynment, ya'ni kvarklar va glyuonlarni adronlar doirasida

ushlab turish, ularning erkin holatda kuzatib bo‘lmaslik xossasi deyiladi. Ularning mavjudligini faqat bilvosita isbotlash mumkin.

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR

1.	Mo‘minov T.M., A.B.Xoliqov, Sh.X.Xolmurodov. Atom yadrosi va zarralar fizikasi. T.: O‘zbekiston faylasuflari jamiyati, 2009 yil.
2.	Sivuxin D.V. Obshiy kurs fiziki. Uchob. Posobiye: Dlya vuzov. V 5 t. T.V. Atomnaya i yadernaya fizika. - M.: FIZMATLIT; Izd-vo MFTI, 2002. -784 s.
3.	Muhin K.N. Eksperimentalnaya yadernaya fizika. V 3-x tt. T. 1. Fizika atomnogo yadra, SPb.: Lan, 2009. -384 s.
4.	Krane K.S. Introduktory nuclear phsics. Oregon State University, John Wiley and Sons, New York, 1988, 872 pages.
5.	Polvonov S.R., Bozorov E.X. Amaliy yadro fizikasi. O‘quv uslubiy qo‘llanma. T.: O‘zR FA YFI, 2007. – 208 b.
6.	Polvonov S.R., Kanakov Z., Qorahodjayev A., Ro‘zimov Sh.M. Atom va yadro fizikasidan laboratoriya ishlari. O‘quv qo‘llanma. T.: O‘zMU, 2002. -148 b.
7.	Shirokov Yu.M., Yudin N.P. Yadernaya fizika. M.: Nauka, 1980.–728 c
8.	Irodov I.E. Sbornik zadach po atomnoy i yadernoy fizike. Uch. Pos. M.: Atomizdat, 1971. – 216 s.
9.	Teshaboev Q.T. Yadro va elementar zarralar fizikasi. T.: O‘qituvchi, 1992.
10.	Bekjonov R.D. Atom yadrosi va zarralar fizikasi. T.: O‘qituvchi, 1994. – 576 b.
11.	Kanakov Z., Karaxodjaev A., K.R. Nasriddinov, Polvonov S.R. Atom va yadro fizikasidan laboratoriya ishlari. O‘quv qo‘llanma. T.: O‘zMU, 2006. – 148 b.

MUNDARIJA

KIRISH	3
--------------	---

I bob. ATOM YADROSINING ASOSIY XUSUSIYATLARI

1.1 – §. Yadro tarkibi. Elektr va barion zaryad	18
1.2 – §. Yadroning massasi va bog'lanish energiyasi	22
1.3 – §. Yadro spini va magnit dipol momenti	29
1.4 – §. Yadro o'lchami va zichligi	32
1.5 – §. Atom yadrosining elektr kvadrupol momenti	34
1.6 – §. Statistika va juftlik	36
1.7 – §. Turg'un va uzoq yashovchi yadrolarning NZ – diagrammasi.....	38

II bob. YADRO KUCHLARI

2.1 – §. Yadro kuchlari xususiyatlari.....	40
2.2 – §. Yadro kuchlarining mezon nazariyasi.....	43
2.3 – §. Izotopik spin.....	46
2.4 – §. Paulining umumlashgan prinsipi.....	49

III bob. ATOM YADRO MODELLARI

3.1 – §. Yadro modellari.....	52
3.2 – §. Tomchi modeli.....	57
3.3 – §. Fermi – gaz modeli.....	62
3.4 – §. Qobiq modeli.....	63

IV bob. RADIOAKTIVLIK

4.1 – §. Radioaktivlik hodisasining umumiylaysi.....	70
4.2 – §. Radioaktiv parchalanish jarayonlarini sinflarga bo'lish..	74
4.3 – §. Radioaktiv parchaianishning asosiy qonunlari.....	75
4.4 – §. Ketma – ket parchalanish.....	78
4.5 – §. Alfa – parchalanish va uning nazariyasi.....	79
4.6 – §. Beta – parchalanish.....	84
4.7 – §. Yadroning gamma-nurlanishi.....	90
4.8 – §. Ichki konversiya elektronlar.....	94
4.9 – §. Myossbauer effekti va uning qo'llanilishi.....	97
4.10 – §. Klaster radioaktivlik.....	103

V bob. YADRO REAKSIYALARI

5.1 – §.	Yadro reaksiyalarining asosiy tushunchalari va ta’rifi...	108
5.2 – §.	Yadro reaksiyalarida saqlanish qonunlari.....	112
5.3 – §.	Yadro reaksiyalarining kesimlari va chiqishi.....	118
5.4 – §.	Yadro reaksiyalarning yuz berish mexanizmi.....	124
5.5 – §.	Fotoyadro reaktsiyaları.....	143
5.6 – §.	Neytronlar ishtirokidagi yadro reaktsiyaları.....	149
5.7 – §.	Zaryadlangan zarralar ishtirokidagi yadro reaksiyalar...	155
5.8 – §.	Termoyadroviy reaksiyalar.....	157
5.9 – §.	Boshqariladigan termoyadro reaksiyaları.....	160

VI bob. YADRO ENERGETIKASI

6.1 – §.	Zanjir reaksiya. Yadroviy reaktor.....	162
6.2 – §.	Yadroviy reaktorlarning gamogen va geterogen sistemalari.....	167
6.3 – §.	Yadroviy reaktor turlari va texnologik yutuqlari.....	173
6.4 – §.	VVER-1200 reaktori bilan jihozlangan AES modeli....	179
6.5 – §.	Respublikamizda AESdan foydalanish istiqbollari....	183

VII bob. YADRO NURLANISHLARNING MODDA BILAN O‘ZARO TA’SIRI

7.1 – §.	Zaryadlangan og’ir zarralarning modda orqali o‘tishi....	190
7.2 – §.	Zaryadlangan yengil zarralarning modda orqali o‘tishi...	194
7.3 – §.	Vavilov – Cherenkov nurlanishi.....	198
7.4 – §.	Gamma-nurlarning modda bilan o‘zaro ta’siri.....	202

VIII bob. ELEMENTAR ZARRALAR

8.1 – §.	O‘zaro ta’sir turlari va elementar zarralar klassifikatsiyasi	209
8.2 – §.	Zarralar va antizarralar.....	229
8.3 – §.	Elementar zarralar va saqlanish qonunlari.....	232
8.4 – §.	Kombinatsiyalangan juftlik va neytral K-mezonlar xossalari.....	237
8.5 – §.	T-almashtirish va SPT-teorema.....	242
8.6 – §.	Kvarklar.....	244
8.7 – §.	Elementar zarralarning kvant xarakteri.....	248
8.8 – §.	Adronlar strukturasi.....	250
8.9 – §.	Materiya tuzilishi to‘grisidagi zamonaviy qarashlar.....	258
	Glossariy.....	
	Nazorat savollar.....	
	Test savollari.....	
	Foydalilanilgan adabiyotlar.....	

Mamatkarimov Odiljon Oxundedayevich

Qo‘Chqorov Xoshimjon Ortiqovich

Yusupov Dilmurod Abdurashidovich

ATOM YADROSI VA ELEMENTAR ZARRALAR FIZIKASI

*O‘zbekiston Respublikasi Oliy va o‘rta rmaxsus ta’lim vazirligi
tomonidan Oliy o‘quvyurtlari talabalari uchun o‘quv q o‘llanma
sifatida tavsiya etilgan*

Bichimi 60x84. Hajmi 16,5 bosma taboq.

Ofset usulida bosildi. Buyurtma – 115.

Adadi 100 nusxa. Bahosi kelishilgan narxda.

“FAZILAT ORGTEX SERVIS”

hususiy korxonasi bosmahonasida chop etildi.

Manzil: Namangan sh. Amir Temur ko’chasi 97 uy.

Tel: (+998) 91-346-44-43, (+998) 99-608-69-44

