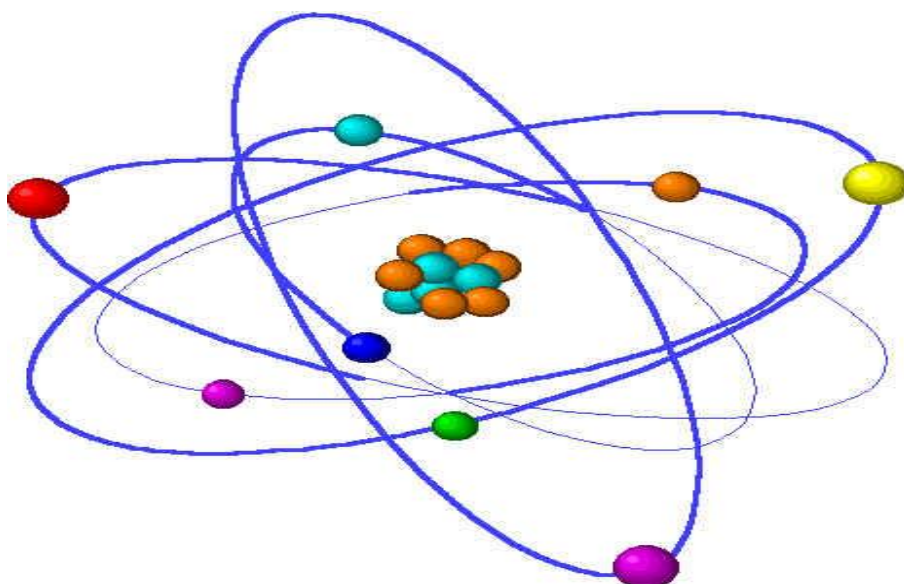


**ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ ОЛИЙ ВА ЎРТА
МАХСУС ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ**

**МИРЗО УЛУҒБЕК НОМИДАГИ ЎЗБЕКИСТОН
МИЛЛИЙ УНИВЕРСИТЕТИ**

С.Р. ПОЛВОНОВ, З. КАНОКОВ, Э.Х. БОЗОРОВ

**АТОМ ЯДРОСИ ВА ЭЛЕМЕНТАР ЗАРРАЛАР
ФИЗИКАСИ**



Таълим йўналиши: 5140200 – Физика

Ўқув қўлланма

Тошкент-2017 й.

МУНДАРИЖА

КИРИШ	5
I бoб. АТОМ ЯДРОСИНИНГ АСОСИЙ ХУСУСИЯТЛАРИ	6
1.1-§. Ядро таркиби. Электр ва барион заряд.....	6
1.2-§. Ядронинг массаси ва боғланиш энергияси.....	8
1.3-§. Ядро спини ва магнит диполь моменти.....	13
1.4-§. Ядро ўлчами ва зичлиги	14
1.5-§. Ядро шакли.....	16
1.6-§. Статистика ва жуфтлик.....	17
1.7-§. Турғун ва узоқ яшовчи ядроларнинг NZ – диаграммаси.....	17
II бoб. ЯДРО КУЧЛАРИ	19
2.1-§. Ядро кучлари хусусиятлари.....	19
2.2-§. Ядро кучларининг мезон назарияси.....	20
2.3-§. Изотопик спин	23
III бoб. ЯДРО МОДЕЛЛАРИ	25
3.1-§. Ядро моделлари.....	25
3.2-§. Томчи модели.....	25
3.3-§. Ферми – газ модели	26
3.4-§. Қобик модели.....	27
IV бoб. РАДИОАКТИВЛИК	33
4.1-§. Радиоактивлик ҳодисасининг умумий тавсифи.....	33
4.2-§. Радиоактив парчаланиш жараёнларини синфларга бўлиш.....	35
4.3-§. Радиоактив парчаланишнинг асосий қонунлари.....	36
4.4-§. Кетма – кет парачаланиш.....	38
4.5-§. Алфа - парчаланиш ва унинг назарияси.....	40

4.6-§. Бета - парчаланиш.....	43
4.7-§. Ядронинг гамма - нурланиши.....	47
4.8-§. Ички конверсия электронлар.....	50
4.9-§. Кластер радиоктивлик.....	52
V бoб. ЯДРО РЕАКЦИЯЛАРИ.....	56
5.1-§. Ядро реакцияларининг асосий тушунчалари ва таърифи.....	56
5.2-§. Ядро реакцияларида сақланиш қонунлари.....	57
5.3-§. Ядровий реакцияларининг кесими ва чиқиши.....	60
5.4-§. Ядро реакцияларининг механизми.....	61
5.5-§. Фотоядро реакциялар.....	64
5.6-§. Нейтронлар иштрокидаги ядро реакциялар.....	68
5.7-§. Зарядланган зарралар иштирокидаги ядро реакциялар.....	70
VI бoб. ЯДРО НУРЛАНИШЛАРНИНГ МОДДА БИЛАН ЎЗАРО ТАЪСИРИ.....	73
6.1-§. Зарядланган оғир зарраларнинг модда орқали ўтиши.....	73
6.2-§. Зарядланган енгил зарраларнинг модда орқали ўтиши.....	75
6.3-§. Гамма-нурларнинг модда билан ўзаро таъсири.....	79
VII бoб. ЭЛЕМЕНТАР ЗАРРАЛАР.....	83
7.1-§. Ўзаро таъсир турлари ва элементар зарралар классификацияси.....	83
7.2-§. Зарралар ва антизарралар.....	97
7.3-§. Элементар зарралар ва сақланиш қонунлари.....	99
7.4-§. Комбинацияланган жуфтлик ва нейтрал К-мезонлар хоссалари.....	102
7.5-§. Т-алмаштириш ва СРТ-теорема.....	106
7.6-§. Кварклар.....	108
7.7-§. Элементар зарраларнинг квант характери.....	110
7.8-§. Адронлар структураси.....	112
7.9-§. Материя тузилиши тўғрисидаги замонавий қарашлар.....	118

ГЛОССАРИЙ	121
НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ	123
ТЕСТ САВОЛЛАРИ.....	124
АДАБИЁТЛАР.....	130

КИРИШ

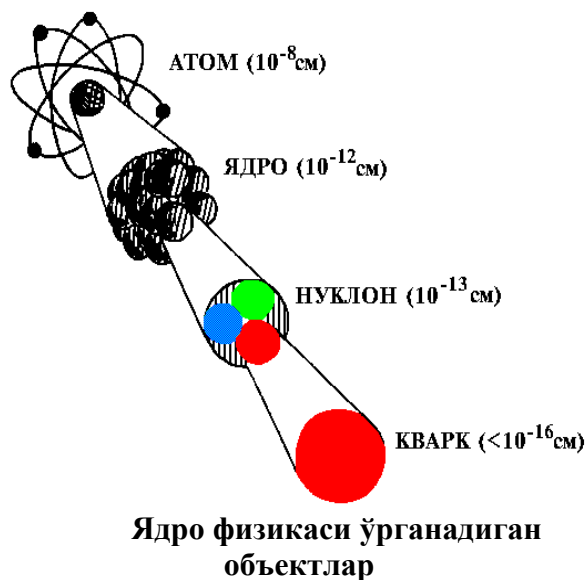
Ядро физикаси, бу замонавий физиканинг энг йирик бўлимларидан бири бўлиб, у атом ядросининг тузилиши ва хусусиятларини, зарралар хусусиятлари ва ўзаро айланишларини ўрганувчи фандир. Ядро физикаси, замонавий ядро энергетикаси ва ядро технологияларининг илмий негизи ҳисобланади. Ядро физикаси, фан ва техниканинг кўпгина тармоқларида кенг қўлланилмоқда. Кейинги вақтларда ядро физикаси, медицинанинг турли соҳаларида қўлланиши жуда жадаллашиб кетди десак муболаға бўлмайди. Бунинг натижасида ядро медицинаси деб номланган янги йўналиш ва фан вужудга келди. Ионловчи нурланишлар манбаи ва радиоактив индикаторлар методлари қўлланилмаган илмий изланишлар ёки ишлаб чиқаришлар соҳаларини топиш қийиндир. Бу методлар қўлланилиб амалга ошириш учун мўлжалланган муаммолар сони доимо ошиб бормоқда. Бундан ташқари, ядро физикаси археология, геология ва бошқа соҳаларда ҳам қўлланилиб келмоқда.

Ядро физикасида жуда ҳам кичик масофадаги ва битта заррага тўғри келувчи жуда катта энергиялардага ҳодиса ва жараёнлар ўрганилади. Ядро физикаси ўрганадиган объектлар ва ўлчамлар расмда келтирилган. Бу атом ядроси ва элементар зарралар, яъни атомга нисбатан ҳам кичик объектлар.

Ядро физикаси ўрганадиган ҳодисалар юз берадиган масофанинг энг юқори чегараси бу атом ўлчами, яъни 10^{-8} см.

Алоҳида микрозарралар энергиясининг энг пастки чегараси бу атомдаги электроннинг боғланиш энергиясидир. Бу маънода ядро физикаси субатом ҳодисалар физикаси ҳисобланади.

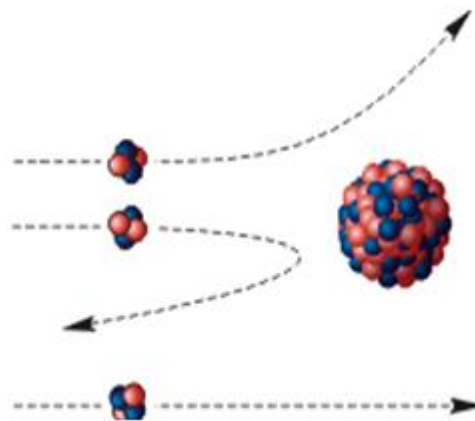
Мазкур услубий қўлланмада атом ядроси ва элементар зарралар физикасининг қуйидаги бўлимлари баён қилинади: Атом ядросининг асосий хусусиятлари, ядро кучлари, ядро моделлари, радиоактивлик, ядро реакциялари, ядро нурланишларининг модда билан ўзаро таъсири, элементар зарралар. Ушбу бўлимлар орқали атом ядросининг хусусиятлари, тузилиши, ядро реакциялари, альфа ва бета - парчаланишлар, гамма-нурланишлар, атом ядроларнинг ўзаро айланишлари ёритилган.



АТОМ ЯДРОЛАРИНИНГ АСОСИЙ ХУСУСИЯТЛАРИ

1.1-§. Ядро таркиби. Электр ва барион заряд

Инглиз физиги Эрнест Резерфорд ва унинг шогирдлари атом тузилишни ўрганиш мақсадида турли элемент атомларини ўша вақтда энг кучли ва энг тез учар атом снарядлари бўлган альфа-зарралар билан бомбардимон қилдилар. Альфа зарраларнинг олтин фольгада сочилишига қараб, Э. Резерфорд атом марказида массаси катта бўлган ядро борлигини аниқлайди, яъни у айрим зарраларнинг катта бурчакларга сочилишини кузатади. Демак, зарралар ўз йўлида ўз массасидан ҳам катта бўлган зарра билан тўқнашади ва ўз ҳаракат йўналишини ўзгартиради. Ушбу заррани Э. Резерфорд атом ядроси деб ном берди ва тажриба натижаларини Э. Резерфорд 1911- йилда эълон қилди.



1.1-расм. Альфа-зарраларнинг ядроларда сочилиши

1932-йили рус физиклари Д.Д. Иваненко ва Е.Д. Гапон биринчи бўлиб барча элементларнинг атом ядролари нейтрон ва протонлардан иборат деган фикрни айтганлар. Немис физиги В. Гейзенберг бу гипотезани назарий жиҳатдан исботлаб берди. Протон ва нейтроннинг массалари бир-бирига яқин бўлиб, электрон массасидан тахминан 2000 марта катта яъни $M_p=1836,15m_e$, $M_n=1838,68m_e$. Протон мусбат зарядланган заррача ва унинг абсолют қиймати электрон зарядига тенг. Нейтрон эса электр заряди йўқ заррачадир. Атом ядросининг таркибига кирган бу зарраларни нуклонлар деган умумий номда ҳам юритилади. Нуклон сўзи лотинча бўлиб, у ядро деган маънони билдиради.

Протон ва нейтронларни атом ядрода ушлаб турадиган кучга ядро кучи дейилади.

Ядродаги протонлар сони Z элементнинг тартиб номерига, протон ва нейтронларнинг умумий сони эса масса сонига тенг:

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

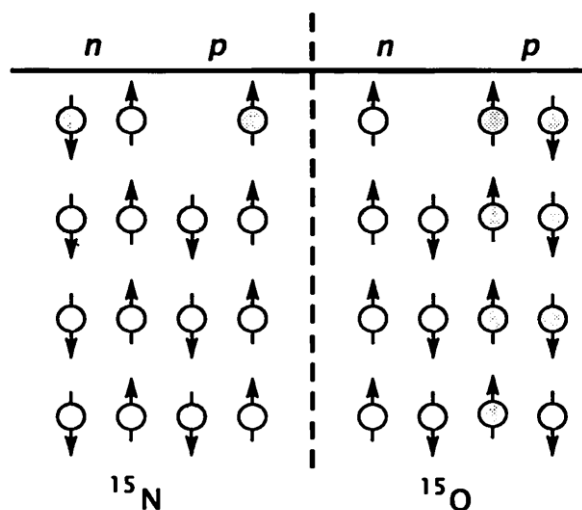
бунда A - масса сони, Z – протонлар сони, N – нейтронлар сони. Турли ядроларни белгилашда одатда ${}_Z^AX$ кўринишдаги белгилашлардан фойдаланилади. Бунда тартиб номери Z бўлган химиявий элементнинг симболи. Масалан ${}_4^9\text{Be}$ ифода $Z=4$ ва $A=9$ яъни 4 та протон ва 5 та нейтрондан иборат бўлган бериллий атом ядросини белгисидир.

Ядроларни айрим ҳолларда нуклидлар ҳам дейилади. Протонлар сони Z бир хил, бироқ масса сонлари турлича, яъни N нейтронлари сони турлича бўлган ядроларга изотоплар дейилади. Масалан водород учта изотопга эга, яъни ${}^1_1\text{H}$, ${}^2_1\text{H}$ ва ${}^3_1\text{H}$. Масса сонлари бир хил бўлиб, протонлар сони ҳар хил бўлган ядроларга изобар ядролар дейилади. Масалан ${}^{11}_6\text{C}$ ва ${}^{11}_5\text{B}$. Агар нейтронлар сони, яъни N бир бўлса, бундай ядроларга изотонлар ёки изотон ядролар дейилади. Масалан ${}^{19}_{10}\text{N}$ ва ${}^{18}_9\text{F}$. Бу ядролар 1.2-расмдаги диаграммада яққол кўринади.

Z	${}^1\text{H}$ – стабил(турғун) нуклидлар								${}^{18}\text{Ne}$	${}^{19}\text{Ne}$	${}^{20}\text{Ne}$	${}^{21}\text{Ne}$	${}^{22}\text{Ne}$	${}^{23}\text{Ne}$	${}^{24}\text{Ne}$
9									${}^{17}\text{F}$	${}^{18}\text{F}$	${}^{19}\text{F}$	${}^{20}\text{F}$	${}^{21}\text{F}$		
8	Изобарлар ($A = \text{const}$)					${}^{14}\text{O}$	${}^{15}\text{O}$	${}^{16}\text{O}$	${}^{17}\text{O}$	${}^{18}\text{O}$	${}^{19}\text{O}$				
7						${}^{12}\text{N}$	${}^{13}\text{N}$	${}^{14}\text{N}$	${}^{15}\text{N}$	${}^{16}\text{N}$	${}^{17}\text{N}$				
6			${}^9\text{C}$	${}^{10}\text{C}$	${}^{11}\text{C}$	${}^{12}\text{C}$	${}^{13}\text{C}$	${}^{14}\text{C}$	${}^{15}\text{C}$						
5			${}^8\text{B}$	${}^9\text{B}$	${}^{10}\text{B}$	${}^{11}\text{B}$	${}^{12}\text{B}$	${}^{13}\text{B}$	Изотонлар ($N = \text{const}$)						
4		${}^6\text{Be}$	${}^7\text{Be}$	${}^8\text{Be}$	${}^9\text{Be}$	${}^{10}\text{Be}$									
3		${}^5\text{Li}$	${}^6\text{Li}$	${}^7\text{Li}$	${}^8\text{Li}$	Изотоплар ($Z = \text{const}$)									
2		${}^3\text{He}$	${}^4\text{He}$												
1	${}^1\text{H}$	${}^2\text{H}$	${}^3\text{H}$	${}^9\text{C}$ – ностабил нуклидлар											
N	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14

1.2-расм. Енгил ядролар нуклидлари мисолида тузилган протон-нейтрон диаграммаси

Агар ядродаги ҳамма нейтронларни протонларга алмаштирилса, ва ҳамма протонларни нейтронларга алмаштирилса, у ҳолда “кўзгу” ядролар ҳосил бўлади. Масалан ${}^{15}_7\text{N}$ ядро ${}^{15}_8\text{O}$ ядросига нисбатан “кўзгу” ядро бўлиб қолади (1.3-расм). Асосий ҳолатдаги “кўзгу” ядроларнинг энергиялари Кулон ўзаро таъсир энергияси билан фарқ қилади.



1.3-расм. Кузгу ядролар.

“Кузгу” ядроларга куйидаги ядроларни мисол қилиб келтириш мумкин: ${}^2_1\text{H} - {}^3_2\text{He}$, ${}^7_4\text{Be} - {}^7_3\text{Li}$ ва ҳ.к. Ҳамма вақт “кузгу” ядролардан бири радиоактив бўлади.

Бир хил масса сонларига ва бир хил эга бўлиб, бир биридан радиоактивлик хусусиятлари билан фарқ қилувчи ядроларга изомер ядролар дейилади. Изомерлар бу бир турдаги, аммо турли энергетик ҳолатларда бўлган ядролардир. Айрим ҳолларда ядронинг узок яшовчи уйғонган ҳолатига изомер ҳолат деб ҳам таъриф берилади.

1.2-§. Ядронинг массаси ва боғланиш энергияси

Ядро массаси унинг энг муҳим характеристикаларидан биридир. Таркиби (A, Z) бўлган ядро массаси $M(A, Z)$ билан, унга мос келган атом массаси эса M_{am} билан белгиланади. Ядро физикасида, атом физикасидаги каби масса ўлчаш учун масса атом бирлиги (м.а.б.) кенг қўлланилади:

$$1 \text{ м.а.б.} = \frac{1}{12} M({}^{12}_6\text{C}) \quad 1 \text{ м.а.б.} = 1,6605 \times 10^{-27} \text{ кг}, \quad (1.2)$$

Бу бирлик шунинг учун ҳам қўллайки, унинг катталиги нуклон массасига яқиндир:

протоннинг тинчликдаги массаси $m_p = 1,0073 \text{ м.а.б.} = 1,6726 \times 10^{-27} \text{ кг}$,
нейтроннинг тинчликдаги массаси $m_n = 1,0087 \text{ м.а.б.} = 1,6749 \times 10^{-27} \text{ кг}$,

Ҳар қандай жисм массаси ва унинг тўлиқ энергияси орасидаги боғланиш қуйидаги формула орқали ифодаланади:

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

Бу ерда: $c = 2,998 \times 10^8 \text{ м/с}$ – ёруғлик тезлиги,

m – релятивистик масса,

m_0 – тинчликдаги масса.

Бу Эйнштейннинг машҳур муносибати масса ва энергия орасидаги алоқани ифодалайди. Бунга асосан ядро физикасида энергияни ўлчаган

каби, массани ўлчашда ҳам электронвольт (эВ) энергия ўлчов бирлигидан фойдаланилади :

$$1 \text{ кэВ (килоэлектронвольт)} = 10^3 \text{ эВ}$$

$$1 \text{ МэВ (мегаэлектронвольт)} = 10^6 \text{ эВ}$$

$$1 \text{ ГэВ (гигаэлектронвольт)} = 10^9 \text{ эВ.}$$

Эсатиб ўтамиз, 1эВ деб заряди e элементар зарядга тенг бўлган зарра 1 В потенциаллар фарқини ўтганда эга бўладиган энергияга айтилади.

1 м.а.б. ва 1 эВ лар орасидаги алоқани тиклаймиз. (1.4) формуладан:

$$1 \text{ м.а.б.} = 1,6605 \times 10^{-27} \times (2,998 \times 10^8)^2 = 1,492 \times 10^{-10} \text{ Ж},$$

таърифдан электронвольт:

$$1 \text{ эВ} = 1,602 \times 10^{-19} \text{ Ж.}$$

Шундай қилиб, охирги муносибатдан

$$1 \text{ м.а.б.} = \frac{1,492 \times 10^{-10}}{1,602 \times 10^{-19}} = 931,5 \times 10^6 \text{ эВ} = 931,5 \text{ МэВ},$$

Бунга асосан

$$m_p = 1,0073 \text{ м.а.б.} = 1,6726 \times 10^{-27} \text{ кг} = 938,2 \text{ МэВ},$$

$$m_n = 1,0087 \text{ м.а.б.} = 1,6749 \times 10^{-27} \text{ кг} = 939,5 \text{ МэВ},$$

Ядро физикасида одатда ядро массасидан эмас балки, атом массасидан фойдаланилади. Бунга сабаб, енгил элементларни ҳисобга олмаганда, ядро массасини у билан боғлиқ бўлган электронларсиз бевосита ўлчаб бўлмаслигидир. Нейтрал атом массаси, массани замонавий ўлчаш методларининг аниқлик чегарасида, ядро ва электронлар массаларининг йиғиндисига тенг. Гарчи тамойилда атом массаси қуйидагига тенг бўлишига қарамасдан

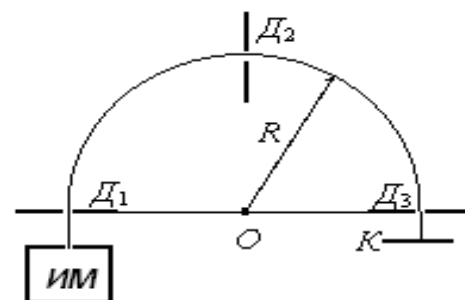
$$M_{am}(A, Z) = M(A, Z) + Z \cdot m_e + \sum_i w_i \quad (1.4)$$

бу ерда $\sum w_i$ – электронлар боғланиш энергияси , $\sum w_i \approx 13,6 \times Z$ эВ.

Шундай қилиб, электронларнинг ядрога боғланиш энергияси атом массасидан 10^7 марта кичик ва амалда атом массасига таъсир қилмайди.

Атомлар массаларини масс-спектрометр деб номланган асбоб ёрдамида аниқланилади. Масс-спектрометр тузилиш схемаси 1.4-расмда тасвирланган. Ионлар манбаида (ИМ) m массаси ўлчаш зарур бўлган атомларнинг мусбат ионлари ҳосил бўлади. Заряди q_i бўлган ионлар тирқиш орқали ИМ ва D_1 орасида қўйилган U потенциаллар фарқи натижасида ҳосил бўлган электр майдонга келиб тушади. Ушбу электр майдондан ўтгандан кейин қуйидаги кинетик энергияга эга бўлади:

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



1.4-расм. Масс-спектрометр тузилиш схемаси

Заррача индукцияси B бўлган бир жинсли магнит майдонга V тезлик билан кириб келади. Магнит майдон индукция вектори чизма тексислигига перпендикуляр бўлиб, биз томонга йўналган. Магнит майдонда ионга Лоренц кучи таъсир қилади:

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

Ушбу куч O нуктага йўналган марказга интилма тезланиш ҳосил қилади, натижада ион радиуси R бўлган айлана бўлаб ҳаракат қилади. Шундай қилиб, қуйидаги тенгликни ҳосил қиламиз:

$$\frac{mV^2}{R} = qVB \quad (1.7)$$

(1.6) ва (1.7) муносибатлардан V тезликни йўқотиб, ион массасининг абсолют қиймати қуйидагига тенг эканлигини топамиз: тезлик

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

D_1, D_2 ва D_3 диафрагмалар вазияти (ўрни) бўйича зарур бўлган айлана радиуси берилади. U ва B катталикларни танлаб олиш орқали ионлар дастасини K коллекторга тушишига эришилади. Коллекторда ионлар масимал токи бўйича қайд қилинади. Шундай қилиб, ион радиуси R бўлган айлана ҳаракатланаётганлиги аниқланилади ва ион массаси ҳисоблаб топилади. Агар ионизацияланиш карраси, маълум бўлса, ион массасидан электрон қобиклардаги электронларнинг йиғинди массасини айриш орқали ядро массасини аниқлаш мумкин.

Ядро боғланиш энергияси. Ядро бу нуклонларнинг бир бири билан ўзаро боғланган тизими. Боғланган ҳолатлар фақат нуклонлар тизимини чекланган ҳажмда ушлаб турувчи тотилишувчи ядро кучлари таъсири остида пайдо бўлиши мумкин. Боғланган ҳолатларнинг турғунлигини, нуклонларнинг бир бири билан ўзаро таъсирлашувчи тизими сифатидаги ядронинг минимум тўлиқ энергияга эга бўлиши таъминлайди. Масса сони A бўлган нуклонлар тизимининг ядрога бирлашишигача, яъни бир бири билан ядро тортишиш кучларни ҳисобга олмайдиган масофада жойлашган тизимнинг тўлиқ энергияси W_1 қуйидагига тенг бўлади:

$$W_1 = \sum_i m_i c^2 \quad (1.9)$$

бу ерда m_i – ядро ҳосил бўладиган нуклонлар массаси.

Нуклонларни ядрога бирлаштиргандан кейин унинг массаси M ва тўлиқ энергиси қуйидагига тенг бўлиб қолади:

$$W_2 = M c^2 \quad (1.10)$$

Тизимнинг энергия ўзгариши қуйидагига тенг бўлади:

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

Тортишиш кучининг иши, тизимини энергияси кичик бўлган ҳолатга ўтишига сабаб бўлади, шунинг учун $\Delta W < 0$ катталиқ ядро ҳосил бўлганда ажралиб чиқадиган ва ядрони ўраб турган фазога тарқалувчи энергияга тенг бўлади. Аксинча, ядрони парчалаш ва нуклонларни эркин ҳолатда деб ҳисоблаб бўладиган масофагача узоқлаштириш учун $|\Delta W|$ энергия зарур бўлади. Қуйидаги катталиққа боғланиш энергияси дейилади:

$$\Delta W_{\text{а\text{т}а}} = W_1 - W_2 = \sum_{i=1}^A m_i c^2 - M c^2 \quad (1.12)$$

Ушбу муносибат ҳар қандай инерциал санок ситемада ўринлидир. Турғун ядро учун боғланиш энергияси мусбат ва у ядрони, уни ташкил қилган ҳамма нуклонларга ажратиш учун сарф бўладиган энергияга тенг бўлади. Бошқача айтганда, ядрони протон ва нейтронларга батамом парчалаш учун зарур бўлган энергияга боғланиш энергияси дейилади. Юқоридаги (1.4) муносибат масса сони A ва заряди Z бўлган ядро учун ёзамиз:

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

Бу ифодадаги қуйидаги катталиқ масса дефекти дейилади :

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

Масса дефекти м.а.б. ларда ўлчанади.

Амалий ҳисоблашларда юқорида келтирилган (1.13) формула ноқўлайлик тўғдиради. Чунки тажрибада ядро массаси эмас, балки атом $M_{\text{ат}}(A, Z)$ массаси аниқланилади. Шу сабабли, жадвалларда атом масалари келтирилади. Электронлар сони Zm_e тенглиғни ҳисобга олиб, юқорида боғланиш энергияси учун келтирилган формулани қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$W_{\text{а\text{т}а}}(A, Z) = [Z m_H + (A - Z) m_n - M_{\text{ат}}(A, Z)] \cdot c^2$$

Масса атом бирлигидан энергия бирлигига ўтсак қуйидаги ифодага эга бўламиз:

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

Ушбу ҳолда боғланиш энергияси МэВ ларда аниқланилади. Ҳозирги кунда бу катталиқ маълум бўлган ҳамма нуклидлар учун юқори аниқликка эга бўлган масс-спектрометриқ усули билан аниқланган. Қуйидаги жадвалда айрим ядроларнинг боғланиш энергиялари келтирилган:

1.1-жадвал

Ядро	$W_{\text{боғ}}, \text{МэВ}$	Ядро	$W_{\text{боғ}}, \text{МэВ}$
${}^2\text{H}$	2,2	${}^{131}\text{Xe}$	1103,5
${}^{12}\text{C}$	92,2	${}^{208}\text{Pb}$	1636,5
${}^{16}\text{O}$	127,6	${}^{238}\text{U}$	1801,7

Ҳисоблашлар учун қуйидаги формуладан ҳам фойдаланилади:

$$E_{\text{бог}} = Z\Delta_H + (A-Z)\Delta_n - \Delta,$$

бу ерда Δ_H , Δ_n , Δ - водород атоми, нейтрон ва ушбу ядрога мос келувчи атом масса дефектлари. Масса дефекти, атом массаси (м.а.б. лардаги) билан масса сони A орасидаги айримадир, яъни $\Delta = M - A$.

Солиштирма боғланиш энергияси. Ядродаги нуклонларнинг боғланиш интенсивлигини характерловчи катталик сифатида боғланиш энергияси ноқулай катталик ҳисобланади. Бунга сабаб, ушбу катталик нуклонлар сонининг ошиши билан ошиб боради. Бу мақсад учун кўпроқ солиштирма боғланиш энергияси $\varepsilon(A, Z)$ деб номланган катталик мос келади. Солиштирма боғланиш энергияси, боғланиш энергиясининг масса сонига нисбатига тенг, яъни:

$$\varepsilon(A, Z) = \frac{W_{\text{бог}}}{A} \quad (1.14)$$

Бу катталик ядронинг турғунлигини тўлиқ ифодалайди ва унинг мустакамлик ўлчови бўлиб хизмат қилади. Солиштирма боғланиш энергиясининг масса сонига боғланиши 1.5-расмда келтирилган. Бу расмдан кўринадики, кўпчилик дроблар учун солиштирма боғланиш энергияси 8 МэВ атрофида.

Масса дефектининг масса сонига нисбатига солиштирма масса дефекти деб аталади, яъни:

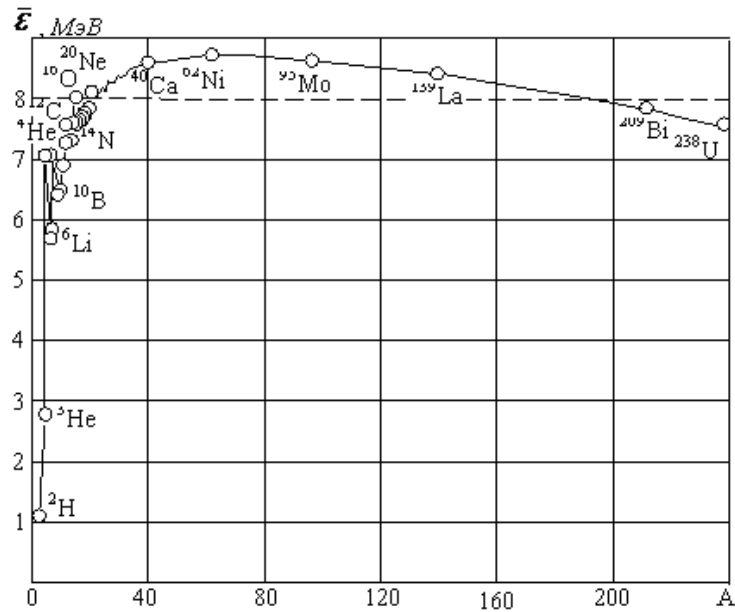
$$f = \frac{\Delta}{A}$$

${}_Z X^A$ ядродан нейтронни ажратиб олиш учун зарур энергия бу, ${}_Z X^A$ ва ${}_Z X^{A-1}$ ядроларнинг боғланиш энергиялари айирмаларига тенг, яъни:

$$W_n = W_{\text{бог}}(Z, A) - W_{\text{бог}}(Z, A-1)$$

${}_Z X^A$ ядродан протонни ажратиб олиш учун зарур энергия бу, ${}_Z X^A$ ва ${}_{Z-1} X^{A-1}$ ядроларнинг боғланиш энергиялари айирмаларига тенг, яъни:

$$W_p = W_{\text{а\bar{a}}}(Z, A) - W_{\text{а\bar{a}}}(Z-1, A-1) \quad (1.15)$$



1.5-расм. Солиштирма боғланиш энергиясининг масса сонига боғланиши

Ядро боғланиш энергиясини аниқлаш учун қуйидаги ярим эмпирик формула ёки Вейцзеккер формуласидан фойдаланамиз:

$$E_{\text{бог}} = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \xi \frac{(\frac{A}{2} - Z)^2}{A} + \delta \frac{\lambda}{A^{3/4}} \quad (1.16)$$

бу ерда

$$\delta = \begin{cases} \text{жуфт} - \text{жуфт} \text{ ядролар учун} & +1 \\ \text{ток} - \text{жуфт} \text{ ядролар учун} & 0 \\ \text{ток} - \text{ток} \text{ ядролар учун} & -1 \end{cases}$$

Ушбу (1.16) формуладаги коэффициентлар қиймати қуйидагига тенг:

$$\alpha = 15,75 \text{ МэВ}, \quad \beta = 17,8 \text{ МэВ} \quad \gamma = 0,71 \text{ МэВ}, \\ \xi = 94,8 \text{ МэВ}, \quad \lambda = 34 \text{ МэВ}$$

1.3-§. Ядро спина ва магнит диполь моменти

Маълумки микрозарралар ўзларининг ички ҳаракат миқдори моментларига эга. Бу ички момент микрозарранинг спина дейилади. Спиннинг асосий хусусиятларидан бири унинг дискрет қийматларни қабул қилишидир.

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

бу ерда $j = 0; \frac{1}{2}; 1; \frac{3}{2}; \dots$ бутун ёки ярим бутун сонлардан иборат. Тўла момент J нинг бирор ўқдаги проекцияси, масалан J_z , берилган J нинг $2J+1$ қийматини қабул қилади, яъни:

$$J_z = \hbar j, \hbar(j-1), \dots$$

Бундай момент бирлиги сифатида $\hbar$ ни қабул қилиш ядро физикасида қулайлик туғдиради.

Ядрони ташкил қилувчи протон ва нейтронларнинг спинлари $\frac{1}{2}\hbar$ га тенг. Улар ядрога ҳаракат қилганликлари туфайли l орбитал моментга ҳам эга бўлади. Шунинг учун, нуклонларнинг тўла ҳаракат миқдори моменти, j спини ва орбитал моментларининг параллел ёки антипараллел бўлишига қараб $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ ёки $\vec{j} = \vec{l} - \vec{s}$ бўлиши мумкин. Демак, ядронинг тўла моменти алоҳида нуклонлар ҳаракат миқдори моментларининг йигиндисига тенг бўлиши керак.

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

Мавжуд ядроларнинг спинлари учун қуйидаги қонуниятлар кузатилган;

- Масса сони A жуфт бўлган ядроларнинг спин ҳар доим бутун. A – тоқ бўлганда эса, спин ярим бутун сон бўлади.
- Жуфт-жуфт ядроларнинг асосий ҳолатдаги спини нолга тенг бўлади.
- Маълум бўлган ҳамма стабиль ядроларнинг асосий ҳолатдаги спини $9/2$ дан катта бўлмайди.

Ҳар бири нолдан фарқли спинга эга бўлган ядролар магнит дипол моменти $\vec{\mu}$ –га эга бўлади. Бу магнит моментининг йўналиши спини йўналиши билан бир хил бўлади, яъни $\vec{\mu} = g\vec{s}$. Нуклоннинг магнит моменти уни хусусий ва орбитал магнит моментларидан иборат бўлади

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

Бу ерда g_e ва g_s - нуклонлар орбитал ва спин гиромангнит кўпайтмаси.

Протон учун $g_e^p = 1$, нейтрон учун $g_e^n = 0$; протон учун $\mu_s^p = 2,79276\mu_y$, нейтрон учун $\mu_s^n = -1,91314\mu_y$, $g_s^n = 3,8263$. Бу ерда $\mu_y = \frac{e\hbar}{2M_p c} \approx 5 \cdot 10^{-24} \text{ Ўд\AA} / \text{А\AA}$,

Ядронинг магнит моментини (1.17) каби

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

деб ёзиш мумкин. Бу ерда g_I – ядро учун гидромангнит кўпайтма. Шундай қилиб, ядрони магнит моментини топиш учун g_I ни билиш керак. Қобик моделига асосланган ҳолда g_I ни g_l ва g_s орқали ифодалаш мумкин. У ҳолда

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

Бу ифодадаги минус ишора $I=l-\frac{1}{2}$ ҳол учун, плюс ишора эса $I=l+\frac{1}{2}$ га тегишлидир. Масалан тоқ протонли ядролар учун

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

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

Тоқ нейтронли ядролар учун эса

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

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

Бу формулалардан кўриниб турибдики, тоқ протонли ва тоқ нейтронли ядроларнинг магнит моментлари l билан s нинг ўзаро яқинлишига қараб икки хил қийматга эга бўлиши мумкин. Ҳақиқатдан тажрибада тоқ A ли ядроларнинг магнит моментлари (1.16) ва (1.17) ифодалар билан аниқланувчи эгри чизиклар орасида ётишини Шмидт кўрсатиб берди.

1.4-§. Ядро ўлчами ва зичлиги

Ядрони ўлчами деганда биз уни қандайдир R радиусли сфера сифатида тасаввур қилишимиз керак. Лекин ядро мураккаб квантомеханик система бўлганлиги учун у аниқ бирор чегарага эга эмас. Шунинг учун ядронинг радиусини аниқлаш бўйича ўтказилган тажрибаларда ядрода сочилаётган зарранинг турига қараб ядро радиуси учун олинган натижа ҳам ҳар хил катталиққа эга бўлади.

Ядро мусбат зарядланган сфера деб тасаввур қилинганлиги сабабли, уни электр заряди тақсимоти радиусини ўртача квадрати $R_{эл}$ ни ўлчаш кўпроқ маънога эгадир. Чунки, электр зарядига эга зарра ядро билан электромагнит таъсир орқали таъсирлашади ва бу назарий ҳисоблаш учун ҳар томонлама қўлайдир. $R_{эл}$ ни ўлчашнинг энг қўлай усулларида бири бу юқори энергияли электронларнинг ядрога сочилиш жараёнини ўрганишдир. Бу элементларнинг энергияси 100 МэВ дан катта бўлгандагина, улар ядронинг ичидаги электр ва магнит майдонинг тақсимотини, яъни форм – факторини ўлчашга имкон беради.

Кўпчилик усуллар билан ўтказилган ўлчашларнинг натижаларга кўра, ядронинг радиусини қуйидаги ифода ёрдамида аниқлаш мумкин:

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

бу ерда $r_0 = (1,25-1,6) \cdot 10^{-15} \text{ м} = 10^{-13} \text{ см}$.

Юқори энергияли электронларнинг протон ва нейтронларда сочилиши, улардаги электромагнит зарядларнинг тақсимланиш радиуси $0,8 \cdot 10^{-13}$ см эканлигини кўрсатади.

Агарда ядрони сферик шакилда деб олсак унинг ҳажмини қуйидаги ифода ёрдамида аниқланилади:

$$V = \frac{4}{3} \pi r_0^3 A \tilde{m}^3$$

Ядрога ҳажм бирлигидаги нуклонлар сони бир хил десак у ҳолда нуклонлар концентрацияси қуйидагича бўлади:

$$n = \frac{A}{V} = \frac{A}{\frac{4}{3} \pi r_0^3 A} = \frac{3}{4 \pi r_0^3} \approx 10^{38} \text{ í ôëïí / } \tilde{m}^3$$

Бундан фойдаланиб ядронинг ўртача зичлигини аниқлашимиз мумкин, яъни:

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

Энергияси $T_e > 500$ МэВ бўлган тез электронларнинг сочилишини ўрганишга асосланган ядро структурасини тадқиқ қилувчи замонавий усулни қўллаш, ядро ичидаги ядро материясининг тақсимотини баҳолашга имкон беради.

Ядро структурасини тавсифлашнинг иккита модели таклиф этилган:

- Гаусс модели:

$$\rho(r) = \left(\frac{3}{2\pi a^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{3r^2}{2a^2} \right) \quad (1.21)$$

Бу ерда a – ўртача квадратик радиус.

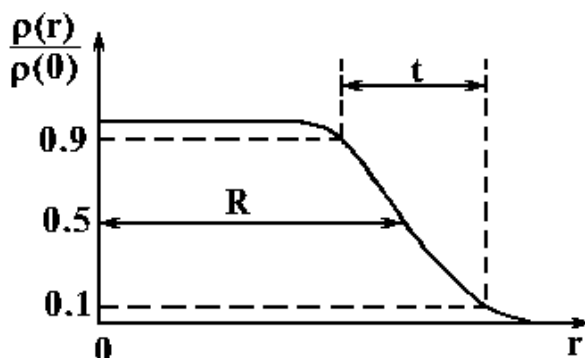
- Ферми модели:

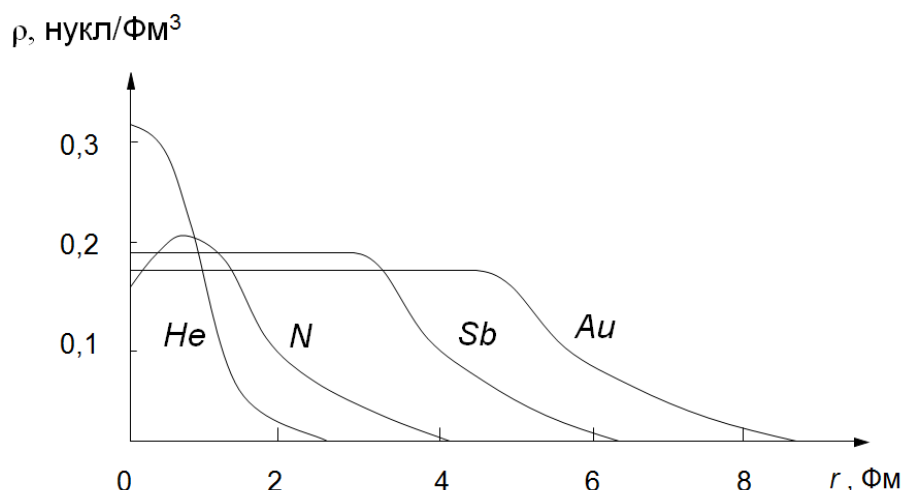
$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp \left(\frac{r - R_{1/2}}{\delta} \right)} \quad (1.22)$$

Бу ерда: $R_{1/2}$ – ядро марказидан ядро зичлиги икки марта камаядиган нуқтагача бўлган масофа;

δ – ядро моддаси зичлигининг камайиш тезлигини тавсифловчи параметр;

ρ_0 – ядро марказий қисмидаги ядро моддасининг зичлиги.





1.6-расм. Атом ядросида заряд тақсимооти

1.5-§. Ядро шакли

Ядро квант механик система бўлганлигидан ядронинг шакли деган атама маънога эга эмас. Ядронинг назарий ҳисобларига тўғри келадиган ва тажрибаларда тасдиқланадиган энг оддий шакли айланма эллипсоид шаклига ўхшайди. Ядро шакли деформация параметри β – билан тавсифланади

$$\beta = \frac{\Delta R}{R}$$

бунда $2R$ симметрия ўқининг узунлиги, $R(R-\Delta R)$ – унга тик ўқнинг узунлиги ёки ΔR – эллипсоиднинг катта a ва кичик b ўқларининг $(a - b)$ фарқи.

1.6-§. Статистика ва жуфтлик

Ярим бутун спинга эга бўлган барча зарралар Ферми – Дирак статистикасига бўйсинади ва улар учун Паули принципи ўринлидир. Бундай зарраларга фермионлар деб аталади.

Бутун спинли барча зарралар учун Бозе – Эйнштейн статистикаси ўринли бўлади ва бундай зарраларни бозонлар деб аталади.

Квант механикасида микрозарраларнинг ҳолати, ҳолат функцияси $\Psi(\vec{r}, t)$ билан берилади. Бу функциянинг квадрати фазонинг $\vec{r}$ нуқтасида t – вақтда зарранинг бўлиш эҳтимоллигини билдиради

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

Бу эҳтимоллик зарра координаталарининг ўнг ёки чап координаталар системасида ўлчашига боғлиқ эмас. Ўнг координаталар системасидан чап

координаталар системасига ўтганда $\vec{r}$ векторнинг ишораси тескарига ўзгаради, яъни $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$. Шундай қилиб

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

Бу икки комплекс функция бир – биридан e кўпайтма билангина фарқланади

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

ёки

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

чунки $e^{i\alpha}=\pm 1$.

Демак координаталарнинг ишорасини ўзгартирганда функциянинг ишораси ўзгарса тоқ функция, ўзгармаса жуфт функция дейилади. Жуфтлик P билан белгиланади ва жуфт система учун $P=1$, тоқ система учун $P=-1$ бўлади. Микрозарралар учун бу квант сони катта аҳамиятга эгадир.

Ҳар бир зарра икки жуфтликка ҳам эга бўлади. Масалан протон учун $P=1$ га π - мезон учун эса $P=-1$ га тенг.

Орбитал моментга ега зарра учун тўла жуфтлик

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

бу ерда P_{ee} – зарранинг ички жуфти.

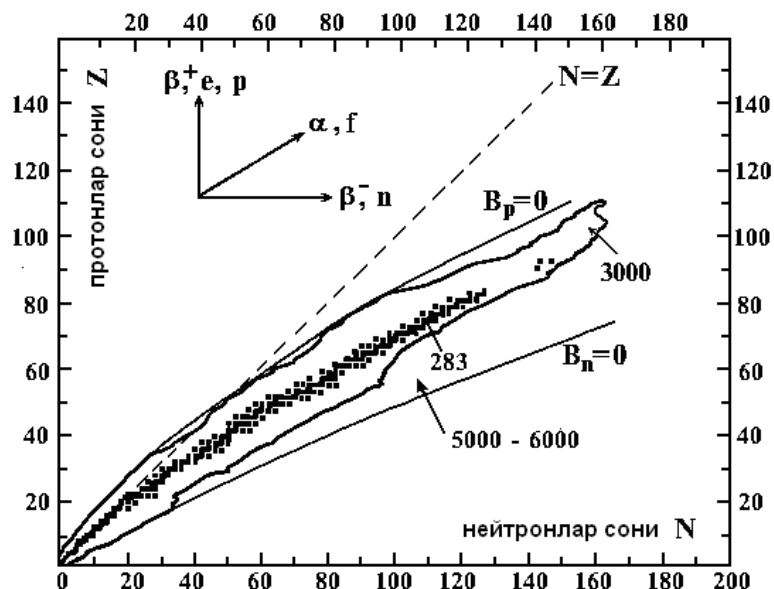
1.7-§. Турғун ва узоқ яшовчи ядроларнинг NZ – диаграммаси

Ҳозирги кунда 3000 нуклид (ёки ядро) мавжуд. Шартли равишда маълум бўлган ядроларни иккига бўлиш мумкин:

1. Турғун (стабил) ва узоқ яшовчи ($T_{1/2} > 2 \cdot 10^5$ лет) ядролар. Буларнинг сони 283 га тенг.
2. Радиоактив ядролар. Буларнинг сони 2500 дан ортиқ.

1.7-расмда турғун (стабил) ва узоқ яшовчи ядроларнинг NZ - диаграммаси келтирилган. Бу диаграмма Сегре диаграммаси ҳам деб аталади. Ушбу диаграммада абсцисса ўқи бўйлаб нейтронлар сони билан ва ордината ўқи бўйича протонлар сони билан фарқ қилувчи ядролар жойлаштирилган. Енгил ядролар соҳасида изотоплар $N=Z$ чизиқ бўйлаб жойлашади. Оғир ядролар учун $N > Z$. Бунга Кулон ўзаро таъсири сабабчи бўлади. Кулон ўзаро таъсири ҳисобга олинмаса ҳамма стабил ядролар учун $N \approx Z$ бажарилган бўлар эди. Диаграммадаги V_n ва V_p – нейтрон ва протонни ажратиб олиши учун зарур бўлган энергия (нуклонни ядродан узиб олиш учун зарур бўлган минимал энергия). $V_n=V_p=0$ ҳолат, ядрога бириктираётган нуклон ядро томонидан қамраб олинмайдиган вазиятни англатади. Яъни ядро $V_n=0$ ва $V_p=0$ чизиқдан ташқарида узоқ мавжуд бўла олмайди. $V_n=0$ ва $V_p=0$ чизиқлар орасида нуклонлар ажратиб олиш энергияси >0 бўлган нуклидлар соҳаси жойлашган бўлиб, уларнинг сони 5000 - 6000 та ядро бўлиши мумкин. Бу сон сунъий йўл билан олиниши мумкин бўлган ядроларни сонини

кўрсатади. Диаграмма ичида ядроларнинг радиоактивлигига оид ҳам график келтирилган бўлиб, бунда ядродаги протонлар ёки нейтронлар сони ўзгарганда қандай радиоактив ядролар ҳосил бўлиши кўрсатилган.



1.7-расм. Турғун ва узок яшовчи ядроларнинг NZ-диаграммаси

Масалан протонлар сони ошганда ядро нейтрон “дефицит” ядро бўлади ва унда β^+ -парчаланиш содир бўлади. Ақсинча ядрода нейтронлар сони ошганда ядро протон “дефицит” ядро бўлади ва унда β^- -парчаланиш содир бўлади. Оғир ядролар соҳасида α -парчаланиш ва бўлиниш жараёнлари содир бўлади. Ўта оғир ядроларда бўлиниш жараёни α -парчаланиш жараёнига нисбатан устунлик қилади.

II БОБ

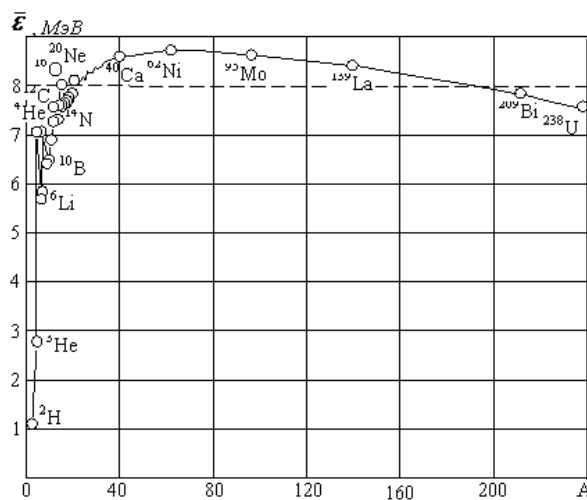
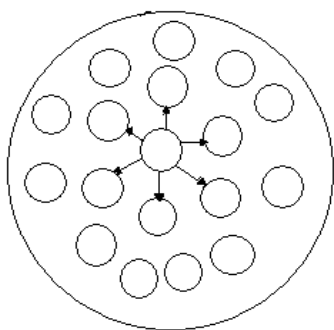
ЯДРО КУЧЛАРИ

2.1-§. Ядро кучлари хусусиятлари

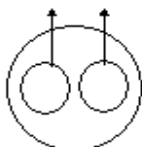
Ядролар катта боғланиш энергиясига эга бўлганликлари учун уларда катта интенсивликка эга бўлган ўзаро таъсир мавжудлигини кўрсатади. Ядро ичидаги нуклонлар орасидаги ўзаро таъсир тортишиш хусусиятига эга бўлиб, у кулон ўзаро таъсирдан анча катта бўлади. Нуклонлар орасидаги ушбу ўзаро таъсирни кучли ўзаро таъсир деб аталади. Кучли ўзаро таъсир майдонини ядро кучлари характерлайди.

Ядро кучлари қуйидаги хусусиятларга эга:

1. тортишиш хусусияти. Бу хусусият нейтрон ва протонлардан ташкил топган стабил ядроларнинг мавжудлигидан келиб чиқади.
2. Ядро кучлари қисқа масофада таъсир қилишади. Уларнинг таъсир масофаси 10^{-15} м ёки 1фм(фемтометр).
3. Ядро кучлари табиатда энг катта интенсивликка эга бўлган кучдир. У электромагнит ўзаро таъсирга нисбатан 100-1000 марта катта бўлади.
4. Ядро кучлари тўйиниш хусусиятига эгадир. Ядро боғланиш энергияси W ядродаги нуклонлар сонига A пропорциональ бўлиб, у A^2 пропорциональ эмаслигидан ушбу кучнинг тўйиниш хусусияти келиб чиқади. Нуклонлар фақат ёндош нуклонларга таъсир қилади. Тўйиниш хусусияти ядро кучларининг қисқа масофада таъсир қилишидан келиб чиқади.



5. Ядро кучлари нуклонларнинг спин йўналишига ҳам боғлиқ бўлади. Буни дейтрон мисолида ҳам кўриш мумкин. Спинлари антипараллель бўлган бундай тизим мавжуд эмас.



$$\vec{s}_p + \vec{s}_n = \vec{1}.$$

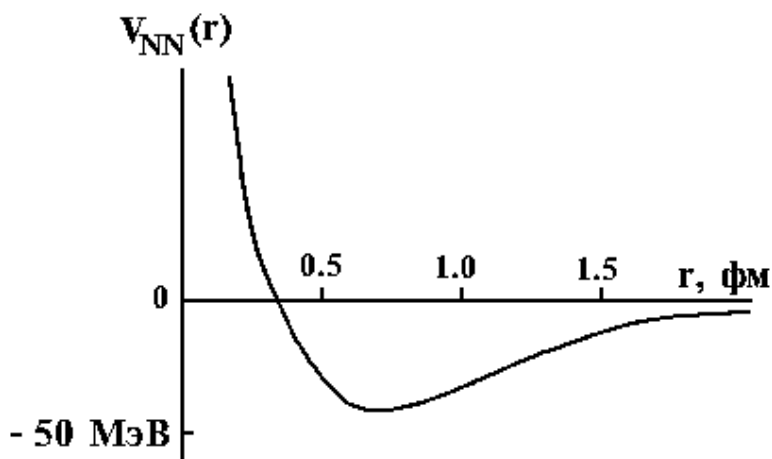
6. Ядро кучлари номарказий куч ҳисобланади (кулон кучи марказий кучдир).

7. Ядро кучлари нуклонлар зарядига боғлиқ эмас. Нейтрон билан нейтрон, нейтрон билан протон ва протон билан протон орасидаги ўзаро таъсир бир хил бўлади.

$$n - n \equiv n - p \equiv (p - p)_{\text{ядро}}$$

2. Нуклон-нуклон ўзаро таъсир потенциали.

Қўп сонли экспериментлар натижалари шуни кўрсатдики, нуклон-нуклон ўзаро таъсир потенциали радиаль боғланишга эга бўлиб унинг кўриниши 2.1-расмда келтирилган.



2.1-расм. Нуклон-нуклон ўзаро таъсир потенциали радиаль боғланиши

Расмдан кўринадики, $r_{NN} > 0.3$ фм масофада потенциал манфий (яъни нуклонлар орасида тортишиш кучи таъсир қилади). $r_{NN} < 0.3$ фм масофада тортишиш кучи итариш кучига алмашади. Бу графикдан кўринадики нуклонлар орасидаги масофа 1,5 фм га яқинлашса ядро кучлари пайдо бўлади ва у тортишиш хусусиятига эга бўлганлиги учун улар орасидаги масофа камайиб боради. Нуклонлар орасидаги масофа 0.5 фм дан кичик бўлса, улар орасида итариш кучлари вужудга кеади.

2.2-§. Ядро кучларининг мезон назарияси

Замонавий тасаввурга асосан кучли ўзаро таъсирни мезон деб номланган заррачалар амалга оширар экан. Ушбу жараённи тушунишдан олдин электромагнит ўзаро таъсир қандай амалга ошишини кўриб чиқамиз. Бизга маълумки зарядланган заррачалар ўзаро электромагнит майдон орқали ўзаро таъсирлашади.

Квант электродинамикасига асосан, электромагнит майдон фотонлар тўпламидан иборат. Масалан, 2 та электроннинг электромагнит ўзаро таъсирини кўриб чиқамиз. Электрон доимий равишда ўзидан фотон чиқаради ва ютади. Натижада электрон атрофида фотон шубаси(булути) ҳосил бўлади. 2 та электрон ўзаро таъсир қилганда улар орасида фотонлар алмашиши юз беради. Бу фотонлар бизга маълум бўлган реал фотонлардан фарқ қилади ва виртуал фотонлар деб аталади. Виртуал заррачалар деб мавжудлик вақтида аниқлаб бўлмайдиган заррачаларга айтилади. Тинч турган электрон ўзидан фотон чиқаради ва ютади. Тинч турган электрон энергияси, электрон ва фотон энергиялари йиғиндисидан кичик бўлади:

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

(2.1) тенгламада энергия сақланиш қонуни бузилаётганга ўхшайди. Аммо, виртуал фотон учун бу ўринли эмас. Гейзенберг ноаниқлигига асосан виртуал фотон мавжуд бўлган Δt вақт ичида ΔE энергия ноаниқлиги вужудга келади: $\Delta t \Delta E \sim \hbar$. Бинобарин, электрон томонидан чиқарилаётган виртуал фотон ушбу электрон ёки бошқа электрон томонидан $\Delta t = \hbar/E$ вақт ичида ютилса, энергия сақланиш қонунини бузилишини кузатиб бўлмайди. Агарда электронга қўшимча энергия узатилса, виртуал фотон ҳақиқий фотонга айланиб қолиши мумкин.

Виртуал фотоннинг қандай масофагача таъсир қилишини кўриб чиқамиз.

$$\ell = c \Delta t = c\hbar/E = c\hbar/\hbar\omega = c/\omega$$

$\omega \rightarrow 0$ дан чексизликкача ўзгариши мумкин. Бу ердан электромагнит ўзаро таъсир масофаси 0 дан чексизликкача давом этиши мумкин.

1935-йилда япон олими Хидеки Юкава (1907-1981) нуклонлар орасидаги кучли ўзаро таъсирни ташувчи зарралар мавжуд бўлиб, уларга оғир фотонлар деб ном берган. Ушбу заррачаларнинг массаси электрон ва нуклонлар массасининг ўртасида жойлашгани учун мезон деб ном берилган. “Мезон” сўзи юнонча бўлиб, “оралиқ, ўрта” деган ма’нони билдиради. 1947-йилда инглиз олими Пауэл ва италян олими Оккиалини космик нурлар таркибида янги заррача, яъни π -мезонларни кашф этилди. Ушбу заррача Юкава томонидан 12 йил олдин айтилган заррача бўлиб чиқди.

π -мезонлар 3 хил бўлади: π^+ , π^- , π^0

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

$$q_{\pi^0} = 0$$

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

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

$$\pi - \text{мезонлар спини: } S = 0$$

$$\text{Яшаш вақти: } \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$$

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

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

Демак, нуклонлар доимий равишда ўзидан π -мезонларни чиқариб ва ютиб туради. Натижада унинг атрифида мезонлар шубаси (булути) ҳосил бўлади. 2 та нуклон виртуал π -мезонлар орқали ўзаро таъсир қилади.

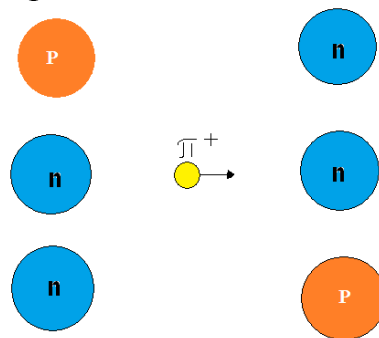
Бизга маълумки, электродинamik ўзаро таъсирни ташувчи заррачалар, яъни фотонларнинг таъсир масофаси 0 дан ∞ гачадир. Яъни электромагнит кучлар тўйинмаган кучлар ҳисобланади. Агар ўзаро таъсирни ташувчи заррачалар тинчликдаги массага эга бўлса, уларнинг таъсир масофаси камаяди:

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

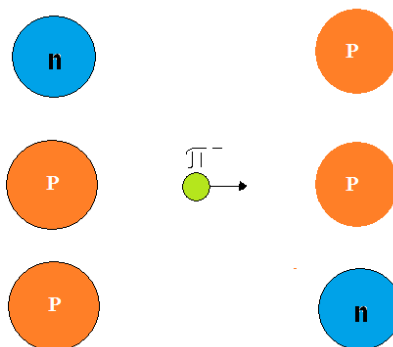
бу ерда r -таъсир масофаси, λ_c – зарранинг комптон тўлқин узунлиги. Агар заррача π -мезон бўлса, $r \sim 10^{-15}$ м атрофида бўлади.

Нуклонлар орасида кучли ўзаро таъсирнинг амалга ошиш жараёни билан танишиб чиқамиз. Бу жараён қуйидаги 3 та жараён орқали амалга ошади:

1. $p + n \leftrightarrow n + \pi^+ + n \leftrightarrow n + p$



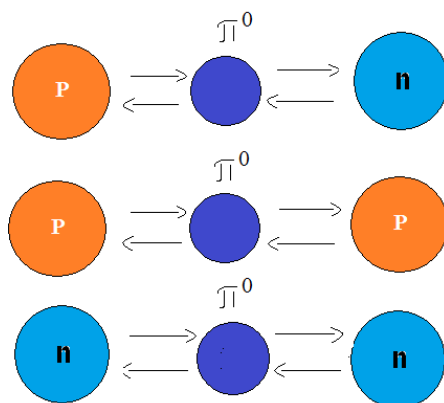
2. $n + p \leftrightarrow p + \pi^- + p \leftrightarrow p + n$



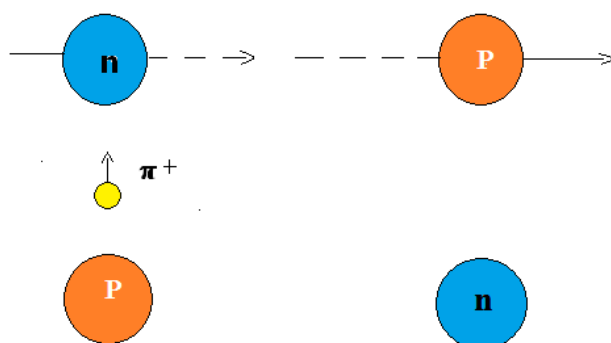
3. $p + n \leftrightarrow p + \pi^0 + n \leftrightarrow p + n$

$p + p \leftrightarrow p + \pi^0 + p \leftrightarrow p + p$

$n + n \leftrightarrow n + \pi^0 + n \leftrightarrow n + n$



Ушбу 3 тажараёнданбиринчиситажрибадакузатилган, яъни:



Нейтронни – p нуклонваунингтрофидаайланувчи π^- мезон кўринишида тасаввур қилиш мумкин.

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

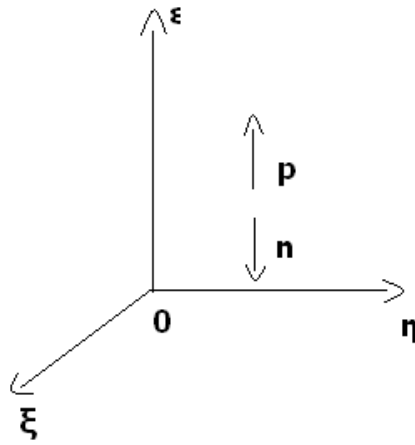
2.3-§. Изотопик спин

Ядро кучлари электр зарядга боғлиқ эмас. Яъни улар заряд мустақиллигига эга:

$$(n - n) \equiv (p - p)_{\text{ядро}} \equiv (n - p)$$

Бошқача сўз билан айтганда, протон ва нейтронлар айнан ўхшаш заррача ҳисобланади. Шунинг учун ҳам бу заррачаларга нуклонлар деб ном берилган. Нейтрон ва протоннинг айнан ўхшаш хусусиятини ифодалаш учун изотопик спин вектори деб номланган катталиқ қабул қилинган. Бу катталиқ нейтрон ва протон учун бир хил бўлиб, у қуйидагига тенг: $T = 1/2$ Изотопик спин векторнинг формал изотоик фазодаги проекцияси (протон ва нейтрон учун) қуйидагига тенг(2.2-расм):

$$\begin{aligned} T_\xi &= +1/2 && \text{протон учун,} \\ T_\xi &= -1/2 && \text{нейтрон учун.} \end{aligned}$$



2.2-расм. Изотопик спин

Изотопик спиннинг ўзгариш чегараси:

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

Асосий ҳолатда ядронинг изотопик спини уни ташкил қилган нуклонларнинг изотопик спинларининг алгебрик йиғиндисига тенг бўлади. Ядронинг изоспини қуйидагича аниқланади:

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

ва

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

бу ерда $\vec{T}_{\max} = A / 2$.

Кучли ўзаро таъсирларда изотопик спин сақланиш қонуни бажарилади. Электромагнит ўзаро таъсирда изотопик спин проекцияси сақланади.

III БОБ

ЯДРО МОДЕЛЛАРИ

3.1-§. Ядро моделлари

Ядродаги нуклонларнинг ўзаро таъсир кучларининг аниқ кўринишини аниқ эмаслиги, ядродаги нуклонларнинг ҳаракат тенгламаларининг мураккаблиги ва ҳозирги квант механикаси апаратининг мураккаблиги, ядро хусусиятларини етарли даражада таҳлил қилиш имкониятини бермайди. Ядро характеристикаларини ҳисоблаш учун замонавий ҳисоблаш машиналарининг қуввати ҳатто $A \approx 10$ бўлган енгил ядроларга ҳам етмайди. Шунинг учун реал ядроларнинг характеристикаларини эмас балки математик ва физик жиҳатдан соддалаштирилган ядро моделлари деб аталадиган ҳар хил системаларни ҳисоблашга тўғри келади.

Ядро хусусиятлари ҳақидаги масалани маълум даражадаги яқинлашув билан математик талҳин қилишга ва соддалаштиришга олиб келадиган шу каби ҳар қандай физик тасаввурлар, фаразлар тўплами “модел” деб аталади. Ҳар қандай модел ядро хусусиятлари ҳақидаги физикада мавжуд бўлган билимларнинг хулосаси ва умумлаштирувидан иборатдир. Мутлақо равшанки, ҳар қандай оддий модел мураккаб квант механик система бўлмиш ядро хусусиятларининг ҳаммасини акс эттира олмайди. Шунинг учун ягона модел мавжуд эмас. Ҳар бир моделнинг қўлланиш чагараси мавжуд.

Ядро моделлари икки хил бошқа – бошқа йўналиш асосида яратилган. Биринчи йўналиш кучли ўзаро таъсир моделларининг яратилиши билан характерланади. Бу моделга кўра ядро ўзаро кучли таъсир этувчи ва ўзаро кучли боғланишда бўлган зарралар мажмуи сифатида тасаввур қилинади. Бу гуруҳга Ферми – газ модели, потенциал ўра модели, қобиқлар модели, умумлаштирилган ёки коллектив моделларини киритиш мумкин.

3.2-§. Томчи модели

Энг дастлабки ядро моделларидан бири Нильс Бор томонидан таклиф қилинган томчи моделидир. Бу моделда ядро зичлиги жуда катта ($\approx 10^{14} \text{ g/sm}^3$) бўлган сиқилмайдиган суюқлик томчи деб қаралади. Ядро ҳажмининг ундаги нуклонлар сонига пропорционаллиги ва турли ядроларда нуклонлар боғланиш энергиясининг тахминан доимийлиги ядро моддаси билан суюқлик томчисининг ўхшашлигидан дарак беради. Суюқликнинг ташқи таъсирларга учрамаган томчиси сирт таранглиги туфайли сфера шаклида бўлади.

Исталган ядронинг ва боғланиш энергиясининг ярим эмперик формуласини чиқаришда, ядроларнинг зарраларини нурлаш ва боғлинишга турғунлигини олдиндан айтиб беришда, шунингдек бу жараёнларда ажраладиган энергияларини ҳисоблашда томчи модели жуда фойдалидир.

Бу модел асосида ядроларнинг боғлинишини тушунтириш осон. Агар протонларнинг кулон парчаланиш энергияси сирт таранглик энергиясидан катта бўлса $E_k \geq 2E_\alpha$ шартини қаноатлантирадиган ядро сирт деформациясига нисбатан барқарор бўламай қолади ва ўз – ўзидан икки бўлакка парчаланиб кетади. Ядронинг бўлинишга нисбатан барқарорлик шarti

$$\frac{Z^2}{A} < 46,52 \quad (3.1)$$

Бу тажриба натижаларига мос келади. Томчи моделини ядронинг кўзғолган ҳолати хоссаларини тушунтиришда фойдаланиш яхши натижалар беради.

3.3-§. Ферми – газ модели

Ядрони ташкил қилувчи нуклонлар $\hbar/2$ спинга эга бўлиб, улар Ферми – Дирак статистикасига бўйсунди. Фермионлар учун Паули принципи ўринли бўлиб, бу принципга кўра фермионлар бир вақтнинг ўзида бир хил ҳолатларга эга бўла олмайди, яъни айнан бир хил ҳолатда, бир энергетик сатҳда спин йўналишлари билан фарқ қиладиган фақат иккита протон ёки иккита нейтрон бўлиши мумкин. Микрозарраларнинг Паули принципига амал қилувчи бундай системаси айниган Ферми – газ деб аталади. Айниган Ферми – газида нуклонлар қарийиб бир – бири билан тўқнашмайди ва ўзаро таъсири ҳам жуда кучсиз деб қаралади.

Шунинг учун ядронинг барча нуклонлари Паули принципига кўра ядронинг ўртача майдони ҳосил қилган потенциал ўрада энг пастги сатҳдан тортиб Ферми энергия сатҳи деб аталадиган E_f сатҳгача бўлган ҳамма сатҳларни кетма – кет эгаллайди. Нуклоннинг максимал кинетик энергияси қуйидагига тенг

$$E_f = \frac{P_f^2}{2M} \quad (3.2)$$

максимал импульс

$$P_f = \hbar(9\pi)^{1/3} \frac{1}{2r_0} \quad (3.3)$$

бу ерда $r_0 = (1,2-1,4)10^{-15} m$.

Шундай қилиб, Ферми – газ моделида асосий ҳолатда ядронинг нуклонлари нолдан бошлаб Ферми энергиясигача бўлган барча энергия сатҳларини эгаллайди. (3.2) фойдаланиб бир нуклонга тўғри келадиган ўртача энергияни ҳисоблаб чиқиш мумкин

$$\langle E \rangle = \frac{1}{A} \int_0^{P_f} \frac{P}{2m} dp = \frac{3}{5} E_f^n \quad (3.4)$$

$$E_f^n = \frac{\hbar^2}{2M r_0^2} \left(\frac{n}{A} \right)^{\frac{2}{3}} \approx 54 \left(\frac{n}{A} \right)^{\frac{2}{3}} \text{ MeV} \quad (3.5)$$

бу ерда (3.5) формула $n=Z$ бўлса протонлар, $n=A-Z$ бўлса нейтронлар учун ўринли бўлади.

Шундай қилиб, $\langle E \rangle = 20,4 \text{ MeV}$ эканлигини топамиз. Нуклонларнинг тинч ҳолатдаги энергияси 1000 MeV бўлганлиги учун $\langle \frac{\sigma}{c} \rangle \approx \frac{20,4}{1000} \approx 0,2$, яъни Ферми – газ модели бўйича қилинган ҳисоб – китоблар нуклонларнинг норелятивистик талқинини тасдиқлайди.

Нуклонлар орасидаги ўзаро таъсир кучининг мураккаблиги ҳамда ҳатто энг содда кўринишдаги куч учун ҳам кўп сонли кучли таъсирлашувчи зарралар системасини хусусиятларини ҳисоблаш анча қийинлиги ядронинг тўла назариясини яратишда тўсқинлик қилади. Яна шуни алоҳида таъкидлаш керакки, кўрилатган зарралар системасида ғалаёнланиш назариясини қўллаб кўп заррали ядро муаммосини ечиш мумкин бўлган кичик параметр мавжуд эмас. Шу сабабли, ядро назариясини яратишда реал ядроларнинг характеристикаларини эмас, балки математик ва физик жиҳатдан соддалаштирилган ядро моделлари деб аталадиган ҳар хил системаларнинг хусусиятларини ҳисобга олишга тўғри келади.

Кўпинча ядро модели тажриба натижаларига асосланган ҳолда танлаб олинади, сўнгра бу моделга мос келувчи турли тахминлар ишлаб чиқарилади. Ядро хусусиятлари ҳақидаги масалани маълум даражадаги яқинлашув билан математик талқин қилишга ва соддалаштиришга олиб келадиган ҳар қандай физик тасаввурлар, фаразлар тўплами “модел” деб аталади. Ҳар қандай модел ядро хусусиятлари ҳақидаги физикада мавжуд бўлган билимларнинг хулосаси ва умумлашувидан иборатдир. Мутлақо равшанки ҳар қандай оддий модель мураккаб квантмеханик система бўлиш ядро хусусиятларининг ҳаммасини акс эттира олмайди. Ҳар бир моделнинг қўлланиш чегараси мавжуд бўлиб, у ёки бу моделни тадбиқ этиш мумкинлиги ҳақида унинг ҳоссаларини тажрибадан аниқланган ядро хусусиятларини тушунтиришдаги ютуқлари ва камчиликлари солиштирилганда кейингина ҳукм чиқариш мумкин. Ядро структурасининг моделлари асосан икки йўналишда ривожланган. Биринчи йўналиш – кучли ўзаро таъсир моделлари. бу моделга кўра ядро ўзаро кучли таъсир этувчи ва ўзаро кучли боғланишда бўлган зарралар мажмуаси сифатида тасаввур қилинади. Бу гуруҳдаги моделларга – суюқ томчи модели, альфа зарра модели, бирикма ядро модели киради. Иккинчи йўналиш – эркин зарралар моделидир. Бу моделларда қабул қилинишига ҳар бир нуклон ядронинг бошқа нуклонларининг ўртачалаштирилган майдонида деярли боғлиқсиз эркин равишда ҳаракатланади. Бу гуруҳга Ферми – газ модели, потенциал ўра модели, умумлаштирилган ёки коллектив модели ва оптик моделларни киритиш мумкин.

3.4-§. Қобик модели

Бир заррали моделда ўзаро таъсирлашмайдиган нуклонни ядродаги ҳамма нуклонлар томонидан ҳосил қилган потенциал майдонидаги ҳаракати кўрилади. Бундай потенциал ўрада ҳаракат қилётган нуклонларнинг энергетик орбитаси сезиларли энергетик оралиқ билан ажралиб тўпланган ҳолда қобиклар ҳосил қилади. Бундай моделга қобик модел деб аталади.

Ядро хусусиятларини ифодалашда нима учун бундай модел, яъни мустақил зарралар модели қўлланилади?

Қатор экспериментал ишларда ядронинг энг пастги кўғалган ҳолати энергиясининг масса сонига даврий боғлиқлиги аниқланган. Ядро спинлари, магнит ва квадрупол моментларини ўлчаш уларнинг ядрони ташкил этувчи нуклонлар сонига ҳам боғлиқлигини кўрсатади. Протонлар ёки нейтронлар сони 2, 8, 20, 50, 82, 126 га тенг бўлган ядролар барқарор бўлиб, табиатда кўпроқ таркаганлиги маълум бўлди. N ва Z лар 2, 8, 20, 50, 82, 126 га тенг бўлганда, ядронинг қатор хоссаларининг ўзгариши шунчалик кучли бўладики, физиклар бу сонларга “сеҳрли сонлар” деб атадилар. Сеҳрли сонларнинг моҳияти ядронинг қобик модели асосида тушунтирилади.

Ядро массасининг зичлиги катта ($2 \cdot 10^{14} \text{ g/sm}^3$) бўлишига қарамасдан, нуклонлар ядро ичида бир – бири билан тўқнашмай, ўзаро мослашган ҳолда ҳаракат қилади деб фараз қилинади.

Майер ва Йенсиннинг кейинги назарий ишлар билан тасдиқланган гипотезасига кўра ядродаги ҳар бир нуклон бир – биридан мустасно бошқа нуклонлар томонидан ҳосил қилинган ўртача эффектив куч майдонида ҳаракат қилади. Бу потенциал майдоннинг ҳаракати, хусусан унинг симметрияси нуклонларнинг ядро ичидаги фазовий тақсимотига эса ўз навбатида, нуклонларнинг сонига ва улар ўртасидаги таъсирлашув қонуниятига боғлиқдир. Тажрибаларнинг кўрсатишича, ядронинг ўртача майдон потенциали ядродаги модда тақсимотига мос келар экан. Нуклон учун потенциал ўранинг чуқурлиги ядро ичида деярли доимий ва чегарада кескин равишда нолга тушади. Потенциалнинг шакли тахминан қуйидаги тақсимот билан берилади

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

Бу ер да a – диффузия масофаси ($a \approx 0,510 \cdot 10^{-13} \text{ sm}$), $R = 1,33 \cdot A^{\frac{1}{3}} \cdot 10^{-13} \text{ sm}$, $U_0 \approx 50 \text{ MeV}$. Лекин бу потенциал билан қилинадиган ҳисоблар жуда кўп меҳнат талаб қилади. Шунинг учун баъзан соддароқ потенциаллардан фойдаланилади. Кўп ҳолларда, сферик – симметрик тўғри бурчакли потенциал ўра ва гармоник осциллятор потенциалларидан фойдаланилади. Нуклонларни ядрода сочилишини тажрибада ўрганилиши шуни кўрсатадики, осциллятор потенциали кўпроқ енгил ядролар учун қўл келса, тўғри

бурчакли потенциал ўта оғир ядроларни хоссаларини ўрганиш учун кўпроқ қўл келар экан. Реал ядро потенциали эса бу потенциаллар орасида ётган потенциал бўлиши мумкин. Ўртача ядро потенциали тезликка боғлиқ бўлиши керак. Одатда потенциалнинг тезликка боғлиқ қисми нуклонни массасини эффектив масса билан алмаштириш йўли билан кинетик энергияга киритилиб юборилади. Бу ҳолда ўртача ядро потенциали статик потенциаллигича қолади. Чексиз чуқур сферик осциллятор потенциал ўраси учун сатҳларнинг кетма – кетлигини кўриб чиқайлик

$$V(r) = \frac{m\omega_0^2 r^2}{2} - V \quad (3.6)$$

бу ерда m – нуклон массаси, ω_0 – классик осцилляторнинг тебраниш частотаси.

Шредингер тенгламаси

$$\left(-\frac{\Delta}{2m} + V(r) - E \right) \Psi = 0 \quad (3.7)$$

Юқоридаги (3.6) учун қуйидаги ечимга эгамиз

$$\Psi_{net} = \frac{U_{ne}(r)}{r} Y_{et}(\vartheta, \varphi) \quad (3.8)$$

Сферик функция $Y_{et}(\vartheta, \varphi)$ орбитал момент l^2 ва унинг Z ўқидаги проекцияси l_z нинг хусусий функциясидир. (3.4) нинг радиал кесими $U_{ne}(r)$ қуйидаги тенгламани қаноатлантиради

$$\left\{ -\frac{1}{2m} \frac{d^2}{dr^2} + V(r) + \frac{1}{2m} \frac{l(l+1)}{r^2} - E \right\} U_{ne} = 0. \quad (3.9)$$

Бу тенгламанинг хусусий қиймати қуйидагига тенг

$$E_N = \left(N + \frac{3}{2} \right) \hbar \omega_0 - V, \quad (3.10)$$

бу ерда $N=0,1,2,\dots$ яъни $N=2n+l-2$, n – радиал функцияси $U_{ne}(r)$ нинг тугунлар сони. Ҳар бир хусусий қиймат E_n га l нинг ҳар – хил қийматларига тўғри келучи хусусий функция тўғри келганлиги сабабли E_n – айнигандир. Агарда N жуфт сон бўлса, l ҳам жуфт яъни $0, 2, 4, \dots N$. Агарда N тоқ сон бўлса, l ҳам тоқ яъни $1, 3, 5, \dots N$ бўлади.

Берилган N да айниган ҳолатигача зарраларнинг максимал сони

$$n_N = \sum_e 2(2l+1) = (N+1)(N+2) \quad (3.11)$$

$N=0$ дан $N=N_0$ гача қобиқларини тўлдирувчи зарраларнинг тўла сони

$$\sum_N n_N = \frac{1}{3} (N_0+1)(N_0+2)(N_0+3) \quad (3.12)$$

Гармоник осцилляторнинг сатҳлари ҳолатини қуйидаги тўртта квант сонлар тавсифлайди: орбитал момент $l(0, 1, \dots)$, тўла момент $j(l + \frac{1}{2}$ ва $l - \frac{1}{2})$ қийматларни қабул қилади. Тоъла момент проекцияси m , $-j$ дан $+j$ гача бўлган $2j+1$ қийматга эга. n берилган сон l да сатҳлар $1, 2, 3, \dots$

тартибини кўрсатади. l нинг берилган қиймати учун қуйидагича белгилаш қабул қилинган

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

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

Сатҳларни белгилашда олдин n , сўнг орбитал момент қўйилади. Пастки индекс тўла момент j ни қийматини кўрсатади. Масалан, $2d_{\frac{5}{2}}$ ёзув

берилган сатҳ учун $n=2$, $l=2$, $j=\frac{5}{2}$ эканлигини кўрсатади. Жумладан бу сатҳ 6 карра турланган, чунки бу ҳолда $2j+1=6$.

Қуйидаги жадвалда осцилляторнинг $N=0$ дан $N=6$ гача бўлган қобиклар сатҳлар энергияси, ҳар бир айниган ҳолатга тўғри келадиган зарраларнинг максимал сони n_N ва уларнинг тўла сони $\sum_N n_N$ келтирилган.

Жадвалдан кўринишича гармоник осциллятор учун ядроларда нуклонлар сони 2, 8, 20, 70, 112, 168 бўлгандагина турғун қобиклар вужудга келади.

Дастлабки учта 2, 8, 20 сонлар “сеҳрли сонлар” га тўғри келади. Бундан “сеҳрли сонлар” ни ҳаммасини бера оладиган янги потенциал шаклини топишимиз зарурлиги аниқланади.

3.1-жадвал

Гармоник осциллятор чексиз чуқур ўрасидаги биттазаррали ҳолатлари

N	E_n/W_0	(n,l) – ҳолатлар	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

Бу соҳада кўп урунишлардан сўнг нуклонни спинини ҳисобга олиш зарурлиги топилди ва кучли спин – орбитал таъсир қуйидаги потенциал орқали ҳисобга олинади

$$V_{es} = -V_{es}(r) \vec{l} \vec{s} \quad (3.13)$$

бу ерда $\vec{l} = \vec{r} \times \vec{p}$, $\vec{s}$ – нуклон спини.

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

Спин – орбитал кучлар сатҳларининг тўла моменти j бўйича айланиши бекор қилади. Энди

$$\vec{j}^2 = (\vec{l} + \vec{s})^2 = l^2 + s^2 + 2(\vec{l}, \vec{s}) \quad (3.14)$$

тенгликдан фойдаланамиз ва (3.13) потенциалнинг такрорий қисимлари учун қуйидаги ҳолатларга эга бўламиз

$$(\vec{l}, \vec{s}) = \frac{1}{2} (j^2 - l^2 - s^2) = \begin{cases} \frac{1}{2} l, & j = l + \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} (l + 1), & j = l - \frac{1}{2} \end{cases} \quad (3.15)$$

Шундай қилиб, энергия сатҳларининг $l + \frac{1}{2}$ ва $l - \frac{1}{2}$ сатҳларгача ажралиши нуклон спини ва унинг орбитал моментининг ўзаро таъсиридан экан. Спин орбитал таъсирини ҳисобга олганда ҳамма “сеҳрли сонлар” ни осонгина олиш мумкин.

Спин – орбитал таъсир ҳисобга олинганда тўлқин функция қуйидагича бўлади

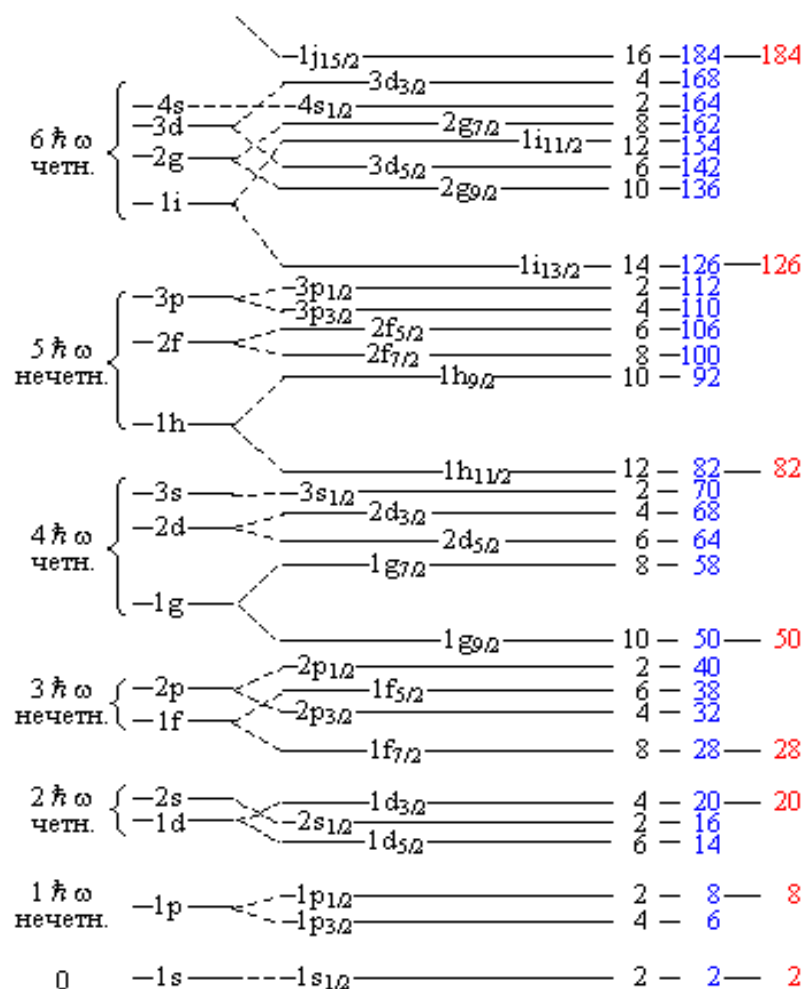
$$\Psi_{nelt}(r, \vartheta, l) = \frac{U_{nlj}(r)}{r} Y_{elt}(\vartheta, \varphi)$$

$$Y_{ejm} = \sum_{m_e, m_s} \langle l m_e \left(\frac{1}{2} \right) m_s | j m \rangle Y_{l m_e}(\varphi, \vartheta) \chi_{\frac{1}{2}}(m_s)$$

Спин – орбитал таъсирининг мавжудлиги кўпгина тажрибалар орақали исботланган бўлиб, бунга сатҳларнинг $j = l = \frac{1}{2}$ бўйича парчаланиш мисолидир. Айниқса бу парчаланиш тугалланган ва тўлдирилган қобикдан ташқари битта нуклони бўлган ёки битта нуклони етишмайдиган ядроларда аниқ кўрилади.

Спин – орбитал парчаланиш (тилиниш) орбитал ҳаракат миқдори l нинг ортиши билан ортиб боради. Шунинг учун сатҳларнинг тилиниши l лари катта бўлган оғир ядроларда муҳимроқ аҳамият касб этади. Яъни берилган l нинг қийматида $j = l + \frac{1}{2}$ ли сатҳ $j = l - \frac{1}{2}$ ли сатҳдан пастда ётади.

У сатҳ учун айланиш даражаси $2j + 1 = 2l + 2$ бўлади. Моменти $j = l - \frac{1}{2}$ бўлган юқоридаги сатҳ каррали айланиш бўлади. (3.8) формулага кўра $N = 3$ қобикни тўла тўлдирувчи нуклонлар сони 40 та, бунга яқинроқ “сеҳрли сон” эса 50. 1-расмда $1g_{9/2}$ ҳолатнинг хилланиши 10 эканлиги кўрсатилган. $1g_{9/2}$ сатҳли энергияси спин орбитал кучлар таъсирида камаяди ва осциляторнинг $N = 3$ қобигига кириб қолади. Шунинг учун унда нуклонларнинг тўла сони 50 га етиб, тўғри “сеҳрли” қобикни тўлдирувчи сонни оламиз. Худди шундай мулоҳазаларни $1h_{11/2}$ сатҳ устида ҳам юритиш мумкин. Бу сатҳ учун зарра сони 12 га тенг.



3.1-расм. Қобик потенциалда биттазаррали сатҳлар. Вудс-Саксон потенциалда сатҳларни тасвирлаш схемаси келтирилган бўлиб, бунда чапда спин-орбитал ўзаро таъсирни ҳисобга олмаган ҳолда, ўнгда эса ҳисобга олган ҳолда. Шакл кавслар битта қобикқа кирган сатҳларни бирлаштиради. Қора рангда бир сотдаги нуклонлар учун вакант ўринлар сони берилган, кўк ранг билан зарралар тўлиқ сони берилган, қизил ранг билан эса “сеҳрли” сонлар кўрсатилган.

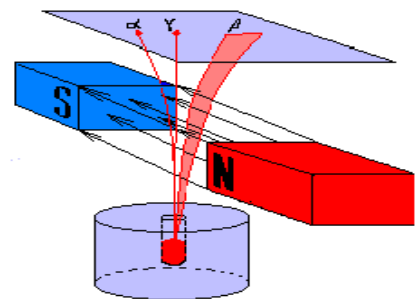
Энергияси бўйича озгина пастга силжиб $N=4$ бўлган осциллятор қобиғига кириб қолади ва бу сатҳ 82 “сеҳрли” сонга олиб келади. $1i_{13/2}$ энергия сатҳи пасайиб $N=5$ қобикқа кириб қолади ва унга 14 нуклон қўшилиб 126 “сеҳрли” нуклонлар сонини ҳосил қилади. Ушбу мулоҳазалар 3.2 - расмда, яъни протон ва нейтронлар учун спин-орбиталўзаро таъсир ҳисобга олинган ҳолдаги ядро сатҳларининг диаграммасида ўз аксини топган.

IV БОБ

РАДИОАКТИВЛИК

4.1-§. Радиоактивлик ҳодисасининг умумий тавсифи

Радиоактивликнинг кашф этилиши атом тузилиши ҳақидаги таълимот тараққиётида катта аҳамиятга эга бўлди. Радиоактивликни (лотинчадан radio — нурланиш, radius — нур ва activus — таъсирчан) 1896 йилда француз олими Анри Беккерель кашф этди. А. Беккерель уран метали бирикмалари бўлган руда кўзга кўринмайдиган, аммо фотопластинкага таъсир қиладиган махсус нурлар чиқаришини пайқади. Агар қоронғи уйда бир парча уран рудаси фотопластинка устига бир нечта кун қўйиб қўйилиб, сўнгра пластинка очилтирилса, унда руда парчасининг тасвири тушиб қолади. Радиоактивлик ҳодисасини Беккерель ана шу йўл билан топган. Беккерель кашфиётидан кўп ўтмасданок бундай кўзга кўринмас нурларни бошқа моддалар ҳам чиқариши аниқланган. Барча бундай моддалар радиоактив моддалар деб, моддаларнинг бундай нурлар чиқариш хусусияти эса радиоактивлик деб атала бошланган. Радиоактивлик ҳодисасини ўрганиш соҳасида француз олимлари Мария Склодовская-Кюри ва Пьер Кюрилар катта хизмат кўрсатдилар. Улар бир неча тонна уран рудасини қайта ишлаб, у чокқача маълум бўлмаган металлдан бир граммга яқин миқдорда топишган. Бу металлнинг радиоактивлиги ураннинг радиоактивлигидан бир неча миллион марта ортиқ бўлган. Олимлар бу металлни радий деб аташган (радий – нурли демакдир, лотинча радиус – нур сўзидан олинган). Олимлар радиоактивлик парчаланишига табиатдаги қандай кучлар таъсир эта олади, уни тезлаштиради ёки секинлаштиради? Деган саволга жавоб излай бошладилар. Диққат билан ўтказилган текширишлар жуда юқори ёки жуда паст температуралар ҳам, кучли электр ва магнит майдонлари ҳам, юқори босим ва тезланишлар ҳам, кучли химявий реактивлар ҳам радийнинг энергия сочиш хусусиятига таъсир эта олмаслигини кўрсатди. Шунинг учун Пьер ва Мария Кюриларнинг қуйидаги тажрибаси зўр қизиқиш уйғотди. Улар радий доначасини магнит майдонига қўйиб, даставвал бир жинсли бўлган радиоактив нурлар дастаси майдон таъсирида икки дастага ажралишини пайқадилар. Бу дасталардан бирида радиоактив заррачалар олдинги йўналишда тўғри чизик бўйлаб ҳаракатланади, иккинчисида эса бир томонга оғиб, ўз йўлини ўзгартиради. Нурларнинг оғиш йўналиши ва бурчагига қараб, оғувчи нурлар манфий зарралар оқими эканлиги ишонч ҳосил қилиш мумкин. Жуда синчиклаб текширишлар бу нурларнинг электронлар эканлигини кўрсатди. Учиб чиқётган электронларнинг



4.1-расм.

тезликлари хилма-хил бўлиб чиқди. Магнит майдон таъсирида оғувчи дастада тезликлари ёруғлик тезлигига яқин тезлик билан ҳаракатланувчи электронлар ҳам учрайди. Радиоактив нурларнинг магнит майдонида оғмайдиган қисми қандай табиатга эга эканлигини аниқлашгина қолди. Инглиз физиги Эрнест Резерфорд бу масалани ҳал қилишга киришди. Аввалло, Резерфорд анча кучли магнит майдони олиб, эр-хотин Кюрилар тажрибасини такрорлаб кўришга аҳд қилади. Бунда у диққатга сазовор бўлган қуйидаги фактни пайқайди. Радиоактив нурларнинг Пьер ва Мария Кюрилар тажрибасида магнит майдони таъсирида оғмайдиган қисми кучли магнит майдонда иккита дастага ажралиши маълум бўлди. Бу дасталардан бири магнит майдон таъсирида мутлақо оғмай, тўғри чизиқ бўйлаб боради, иккинчиси эса электронларнинг оғиш йўналишига қарама-қарши томонга бир оз оғди. Резерфорд ўз тажрибаси натижаларини таҳлил қилиб, радиоактив нурларнинг бу қисми мусбат зарядланган заррачалар оқимидан иборат деган хулосага келади. Ушбу тажрибадаги нурлар дасталарига грек алифбосининг дастлабки учта ҳарфининг номи берилган: альфа (α)–нурлар, бета (β)-нурлар ва гамма (γ)-нурлар. Тажриба натижаларини таҳлили шуни кўрсатдики, альфа-нурлар гелий атомининг ядролари оқими, бета-нурлар тез ҳаракатланаётган электронлар оқими, электр ва магнит майдонида ҳеч ёққа оғмайдиган гамма-нурлар эса электромагнит нурланиш бўлиб, электромагнит тўлқинлар шкаласида рентген нурлардан кейин жойлашган.

Радиоактивлик парчаланиш ҳодисасининг тарихини умумлаштириб қуйидаги кетма-кетликда келтириш мумкин:

- 1896 йилда А.Беккерель уран радиоактивлигини кашф қилган.
- 1898 йилда Мария Склодовская-Кюри ва Шмидтлар торийнинг радиоактивлигини кашф этади.
- 1898 йилда Пьер ва Мария Кюрилар полоний ва радияларни кашиф.
- 1899 йилда Резерфорд тамонидан альфа- ва бета-нурланишлар идентификация қилинган.
- 1900 йилда Виллард томонидан гамма-нурланишнинг табиатини аниқлайди.
- 1902 йилда Резерфорда ва Соддлар томонидан радиоактив парчаланиш қонуни кашф этилган.
- 1917 йил Ган томонидан изомерияга биринчи қадам қўйилган.
- 1928 йилда Гамов, Гэрни, Кондоналар томонидан альфа-радиоактивлик назарияси яратилган.
- 1930 йилда альфа-спектрнинг структураси урганилган.
- 1933 йилда Фредерик ва Ирен Жолио-Кюрилар сунъий радиоактивликни кашф этганлар.
- 1934 йилда Э.Ферми томонидан бета-парчаланиш назарияси яратилган.
- 1935 йилда И. Курчатов ва бошқалар томонидан сунъий радиоактив ядроларнинг изомерияси кашф этилди.
- 1935 йилда Альварец К-камраш ҳодисасини кашф этган.

Ядронинг ўз – ўзидан бир ёки бир нечта зарралар чиқариб парчаланиши (емирилиш) ҳодисасига радиоактивлик деб аталади. Радиоактивлик ҳодисаси юз берадиган ядроларга радиоактив ядролар дейилади. Радиоактив бўлмаган ядроларни эса турғун (стабил) ядролар дейилади. Радиоактив парчаланиш жараёнида ядронинг масса сони A ва заряди Z ўзгаради.

Радиоактив парчаланиш юз бериши учун энергетик шарт бажарилиши зарур, яъни радиоактив парчаланаётган ядронинг массаси парчаланишда ҳосил бўлган зарралар ва бўлақларнинг массалари йиғиндисидан катта бўлиш шарти. Радиоактивликнинг зарурий лекин етарли бўлмаган шартидир.

Радиоактив парчаланиш унинг содир бўлиш вақти, нурланаётган зарралар тури, уларнинг энергияси, агар бир нечта зарралар чиқаётган бўлса, уларнинг ўзаро учиб чиқиш бурчаклари, бошланғич ва охириги ҳолатдаги ядроларнинг спинларининг йўналиши ҳамда учиб чиқувчи зарраларнинг спинларини йўналишлари билан тавсифланади.

Радиоактив ядроларнинг яшаш вақтлари секунддан йил оралиғида ётади. Одатда секунддан йилгача бўлган вақт радиотехник усулда, секунддан кичиги эса ядронинг энергетик сатҳи кенглигини ўлчаган ҳолда муносабатдан фойдаланиб топилади. Радиоактив ядроларнинг яшаш вақти емирилишда ажралган энергияга боғлиқдир. Агарда бу энергия кичик бўлса, яшаш вақти кескин ортади, лекин бу ҳолда яшаш вақти бошланғич ва охириги ҳолатдаги ядроларнинг спинлари фарқига кучли боғлиқ бўлади.

Биз фақат α , β ва γ -парчаланишларни кўриб чиқамиз.

Радиоактив парчаланиш ҳар доим экзотемик, яъни энергия ажралиши билан юз берадиган жараёндир. Радиоактив парчаланишда ажралган E энергия қуйидаги муносибат билан аниқланилади:

$$M_i c^2 = M_f c^2 + \sum_s m_s c^2 + E \quad (1.1)$$

Бу ерда M_i , M_f , M_s – мос равишда бошланғич ядро, охириги ядро ва учиб чиқаётган зарралар массаларидир.

4.2-§. Радиоактив парчаланиш жараёнларини синфларга бўлиш

Ҳозирги кунда қуйидаги кўринишдаги парчаланишлар маълум:

- α -парчаланиш (${}^4_2\text{He}$ ядроларнинг чиқиши);
- β -парчаланиш (e^+ , ν_e , $\bar{\nu}_e$);
- γ - парчаланиш;
- спонтан (ўз-ўзидан) бўлиниш;
- нуклонлар чиқиши (битта протон ёки нейтрон, иккита протон);
- кластерлар чиқиши (${}^{12}\text{C}$ дан ${}^{32}\text{S}$ гача бўлган ядролар).

Ҳозирги кунда маълум бўлган ҳамма радиоактив парчаланишлар жараёнларини синфларга бўлиб чиқилди. Ушбу маълумотлар 1.4-жадвалда келтирилган.

Радиоактив парчаланишлар турлари

Парчаланиш тури	Парчаланишда иштирок этувчи зарралар	Иккиламчи нуклид
Ядро чиқиши билан содир бўладиган		
α -парчаланиш	Ядродан чиққан α -зарра	(A-4, Z-2)
Протонлар чиқиши	Ядродан чиққан протон	(A-1, Z-1)
Нейтронлар чиқиши	Ядродан чиққан нейтрон	(A-1, Z)
Қўш нейтрон эмиссияси	Ядродан бир вақтда чиққан қўш нейтрон	
Спонтан бўлиниш	Ядро икки ёки бир неча кичик ядроларга парчаланadi	
Кластер парчаланишлар	Ядродан α -заррадан катта аммо бирламчи ядродан кичик бўлган ядро	(A-A1, Z-Z1) + (A1,Z1)
Бета парчаланиш турлари		
β^- - парчаланиш	Ядро электрон ва антинейтрино чиқаради	(A, Z+1)
β^+ - парчаланиш	Ядро позитрон ва нейтрино чиқаради	(A, Z-1)
Электрон қамраш	Ядро орбитал электронни қамраб олади ва нейтрино чиқаради. Иккиламчи ядро (ёки нуклид) уйғонган ва ностабил ҳолатда бўлади	(A, Z-1)
Қўшалок β^- - парчаланиш	Ядро иккита электрон ва иккита антинейтрино чиқаради	(A, Z+2)
Қўшалок электрон қамраш	Ядро иккита орбитал электронни қамраб олади ва иккита нейтрино чиқаради. Иккиламчи ядро (ёки нуклид) уйғонган ва ностабил ҳолатда бўлади.	(A, Z-2)
Позитрона эмиссияси билан содир бўладиган электрон қамраш	Ядро орбитал электронни қамраб олади ва битта позитрон ва иккита нейтрино чиқаради.	(A, Z-2)
Қўшалок позитрон чиқадиган парчаланиш	Ядро иккита позитрон ва иккита нейтрино чиқаради.	(A, Z-2)
Гамма-нурланишлар (ядро ҳолатлари орасидаги ўтиш)		
Гамма-парчаланишлар	Уйғонган ядро юқори энергияли фотон (гамма-нурлар) чиқаради.	(A, Z)
Ички конверсия	Уйғонган ядро ўз энергиясини орбитал электронга беради ва уни атомдан чиқариб юборади.	(A, Z)

4.3-§. Радиоактив парчаланишнинг асосий қонунлари

Радиоактив парчаланишлар статистик ҳодиса ҳисобланади. Муайян радиоактив моддадаги барча атомлар айти бир вақтда парчаланмайди. Уларнинг баъзиларида бу жараён жуда қисқа вақтда бўлса, бошқаларида эса жуда узоқ вақт давомида содир бўлади. Бундан радиоактив парчаланиш

ходисаси статистик ҳодиса эканлиги, яъни нотурғун ядрони қачон парчаланишни олдиндан айтиш мумкин эмаслиги ва бу жараён эҳтимоллик қонунилари асосида ўтиши келиб чиқади. Ушбу жараёни тавсифловчи катталикларда энг муҳими бу вақт бирилиги ичида парчаланиш эҳтимоллиги, яъни парчаланиш доимийси λ ҳисобланилади. Агарда N та бир хил турғун бўлмаган ядроларни олсак, у ҳолда бирлик вақт ичида ўртача λN та парчаланилади. Бу катталик активлик дейилади. Активлик шу радиоактив ядролардан иборат припаратнинг нурланиш интенсивлигини кўрсатади. Активлик бу радиоактив ядроларнинг парчаланиш тезлиги.

Халқоро СИ системасида активлик бирилиги қлиб, 1 секунддаги парчаланишлар сони қабул қилинган, яъни 1 парчаланиш/с. Бу бирлик Беккерель (Бк) деб ҳам айтилади. 1 Бк=1 парч./с. Бундан ташқари қуйидаги системадан ташқари бирликлар қўлланилади:

1 Резерфорддир=1 Рд = 10^6 Бк;

1 Кюри=1 Ку= $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк;

1 мКу= 10^{-3} Ку;

1 мкКу= 10^{-6} Ку.

Радиоактив парчаланиш доимийси λ вақтга боғлиқ эмас. Бунинг маъноси шуки, атом ядроси учун ўртача яшаш вақти мавжуд бўлиб, ядронинг ёши тушунчаси мавжуд эмас.

Агарда t вақтда қўп сонли N та радиоактив ядро мавжуд бўлса ва dt вақт ичида ўртача dN та ядро парчаланса, яъни:

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

бу ерда манфий ишора радиоактив ядроларнинг умумий сонини камайишини кўрсатади. $t = t_0 = 0$ да $N(t_0) = N_0$ эканлигини ҳисобга олиб (4.2) ифодани интеграллаймиз ва қуйидаги формулани оламиз:

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

Бу радиоактив парчаланишнинг асосий қонунини ифодаловчи формуладир. Бу ердан еўринадики, радиоактив ядролар сони вақт ўтиши билан экспоненцила қонун бўйича камайиб боради. (4.2) га кўра активлик $A = \lambda N$ ёки

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

бўлади. Бу ердан яққол кўринадики, активлик бу парчаланиш тезлиги экан.

Радиоактив парчаланишлар ходисасида муҳим бўлган яна бир катталиқ бу ярим емирилиш ёки парчаланиш давридир. Ярм парчаланиш даври деб, радиоактив ядроларнинг ярими парчаланиши учун кетган вақтга айтилади ва $T_{1/2}$ белгиланилади. Ярм парчаланиш давридан сўнг радиоактив ядролар сони икки баравар камайганлигидан, λ ва $T_{1/2}$ орасидаги боғланиш қуйидагича бўлади:

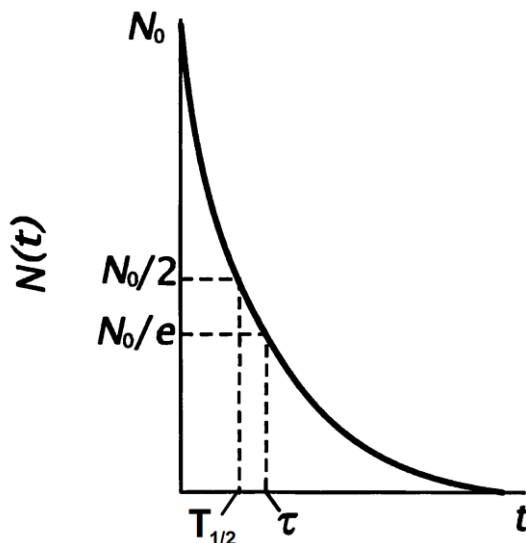
$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}, \quad (4.5)$$

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}$$

Ядроларнинг ўртача яшаш вақти:

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

Рвдиоактив ядроларнинг ўртача яшаш вақти парчаланиш доимийсига тескарий про



4.2-расм. Радиоактив парчаланишнинг экспоненциал қонуни. Парчаланмаган ядролар сони вақт ўтиши билан экспонента бўйича камаяди. Бу ерда ярим парчаланиш даври $T_{1/2}$ ва ўртача яшаш вақти $\tau=1/\lambda$ келтирилган.

Юқорида келтирилган (4.3) ифодага (4.6) ифодани қўямиз ва қуйидаги формулани оламиз:

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

Агар $t=\tau$ бўлса, у ҳолда

$$N = N_0 / e$$

Демак, ядронинг бир ўртача яшаш вақти давомида ядролар сони e марта камаяди.

4.4-§. Кетма – кет парачаланиш

Кўпчилик ҳолларда радиоактив ядронинг парчаланиш натижасида ҳосил бўлган иккинчи ядро ҳам радиоактив бўлиб қолади, яъни 1 радиоактив ядро парчаланиши натижасида 2 чи ядро ва бу парчаланиши натижасида 3 ядро ва ҳ.к. радиоактив ядролар ҳосил бўлади:

$$1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$$

Бу ҳолда биринчи ядронинг сонининг ўзгариши N_1 , иккинчи ядроларнинг сонини ўзгаришини эса N_2 деб белгилаб оламиз ва ушбу ўзгаришларни ифодаловчи қуйидаги дифференциал тенгламалар системасини ҳосил қиламиз:

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

Бу тенгламаларнинг маъноси қуйидагича: 1 – ядронинг сони унинг парчаланиши ҳисобига камаяди, 2 – ядронинг сони ҳам ўзининг парчаланиши ҳисобига камаяди, аммо шу билан бирга 1 – ядронинг парчаланиши ҳисобига ортади. Бу тенгламалар системасини ечамиз ва қуйидаги ифодаларни оламиз:

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

$t=0$ да биринчи ядронинг сони N_{10} та, иккинчи ядронинг сони эса $N_{20}=0$ бўлсин, у ҳолда (4.8) тенгламалар системасини қуйидаги кўринишга келади, яъни:

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

Агар эса $N_{20}=0$ ва $T_1 \ll T_2$ ($\lambda_1 \gg \lambda_2$) бўлса, $t \ll T_1$ вақт учун (4.9) ифода қуйидагикўринишга келади:

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

Демак, $T_1 \ll T_2$ ($\lambda_1 \gg \lambda_2$) бўлган ҳолда радиоактив ядроларнинг парчаланиш қонуни иккиламчи ядронинг парчаланиш доимийси билан характерланар экан. Агар $t \ll T_2$ яъни $\lambda_2 t \ll 1$ бўлганда (4.10) ифода ўзининг чегаравий қийматига яқинлашади:

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

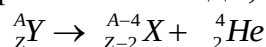
Агар $t > 10T$ бўлса, (4.11) ифода қуйидаги кўринишга келади:

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

Бу ифода асрий мувозанат тенгламаси деб аталади. Бунда вақт бирлиги ичида ҳосил бўлаётган иккиламчи ядролар сони парчаланаётган бирламчи ядролар сонига тенг деган маънони беради. Бунга мисол қилиб радий парчаланиши натижасида радон ҳосил жараёнини келтириш мумкин.

4.5-§. Алфа-парчаланиш ва унинг назарияси

Оғир ядроларнинг ўз – ўзидан α -зарралар чиқариб парчаланишига α -парчаланиш ҳодисаси дейилади. Бу ҳолда ядронинг масса сони 4 бирликка, атом сони эса 2 бирликка камаяди, яъни:



бу ерда A_ZY - бирламчи ядро, ${}^{A-4}_{Z-2}X$ - иккиламчи ёки ҳосилавий ядро. 1896 йилда А. Беккерель айнан α -парчалаишни аниқлааган.

Алфа-парчаланиш энергетик жиҳатдан мумкин бўлиши учун ушбу тенгсизлик бажарилиши керак:

$$M(A, Z) \geq M(A-4, Z-2) + M({}^4_2He) \quad (4.13)$$

яъни бирламчи ядронинг массаси (энергияси) ${}^{A-4}_{Z-2}X$ ҳосилавий ядронинг ва α -зарра массалари йиғиндисидан катта бўлиши керак. Унинг ядосининг энергияси α -парчаланишда бўлакларнинг кинетик энергиялари сифатида ажралиб чиқади.

$$E_\alpha = [M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - M({}_2He^4)] c^2 = T_\alpha + T_{\dot{y}} \quad (4.14)$$

бу ерда $T_{\dot{y}}$ - тепки ядронинг кинетик энергияси. Агар парчаланувчи ядро нисбатан тинч ҳолда бўлса, $|\vec{P}_\alpha|$ ва $|\vec{P}_{\dot{y}}|$ импульслар тенглигидан ҳосилавий тепки ядро кинетик энергияси

$$\frac{T_{\dot{y}}}{T_\alpha} = \frac{M_\alpha}{M_{\dot{y}}} \quad (4.15)$$

га ёки (4.14) га кўра

$$E_\alpha = T_\alpha \left(1 + \frac{M_\alpha}{M_{\dot{y}}} \right) \quad (4.16)$$

бундан

$$T_\alpha = E_\alpha \frac{M_{\dot{y}}}{M_{\dot{y}} + M_\alpha} \quad (4.17)$$

бу ерда $M_{\dot{y}}$ - тепки ядро массаси. Шундай қилиб, α -парчаланиш натижасида ажраладиган кинетик энергиянинг асосий қисмини α -зарра олиб кетади, жуда кам қисмни ($\sim 2\%$ га яқин) қисминигина ҳосилавий ядро олиб кетади.

Альфа-парчаланишнинг ўзига хос эмпирик хусусиятлари мавжуд, яъни:

- α -парчаланиш фақат оғир ядроларда юз беради ($Z > 83$). Ноёб элементлар соҳасида ($Z > 60$) ҳам унча катта бўлмаган α -актив ядролар гуруҳи ҳам мавжуд.

- α -зарралар энергияси асосан 2-9 МэВ интервал ичида, ярим парчаланиш даври эса $3 \cdot 10^{-7}$ сек ($^{212}_{84}\text{Po}$) - $2.4 \cdot 10^{15}$ йил ($^{144}_{60}\text{Nd}$) интервал ичида жойлашган.

Гейгер-Неттол қонуни

1911 йилда Жон Митчел НЭТТОЛ ва Ганс Гейгерлар альфа-актив ядроларнинг ярим парчаланиш даври билан альфа-зарралар энергияси орасидага боғланишни, яъни Гейгера — Нэттола қонуни кашф қилдилар.

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

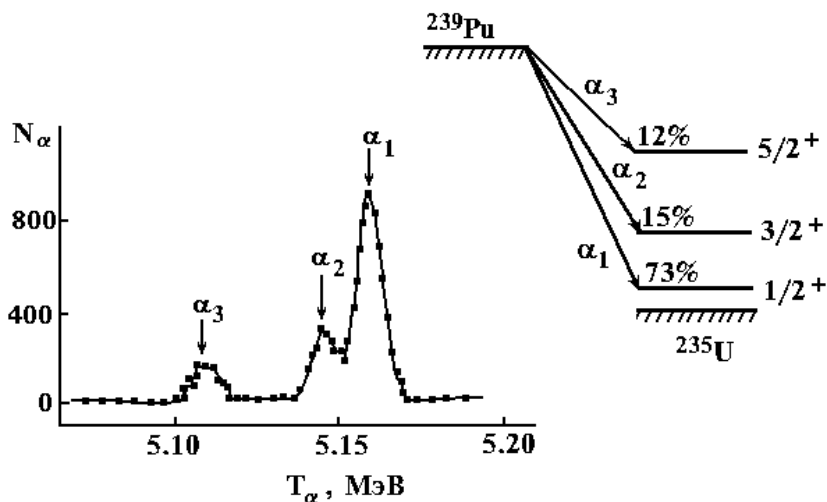
бу ерда C , D – доимий катталиклар бўлиб, A масса сонига ва Z га эса кучсиз боғлиқ. Агар логарифм ўнли ва энергия МэВ ларда ифодаланса, у ҳолда юқоридаги ифодадаги ўлчанса, C ва D доимий катталиклар қуйидагига тенг бўлади:

$Z = 84$ учун $C = -50,15$; $D = 128,8$ бўлади;

$Z = 90$ учун $C = -51,94$; $D = 139,4$ бўлади.

Гейгера — Нэттола қонуни жуфт-жуфт ядролар учун яхши бажаилади.

Маълум бир навдаги ядролардан чиқаётган α -зарралар энергиялари бир хил бўлади. Аниқ ўлчашлар шуни кўрсатдики, ядродан чиқаётган α -зарралар спектри нозик структурага, яъни бир бирига жуда яқин бўлган энергиялардан иборат экан. Альфа-зарралар спектри охириги ядронинг на фақат асосий ҳолатда, балки уйғонган ҳолатларда ҳам ҳосил бўлиши билан боғлиқ. Яъни α -спектр ядро сатҳлар ҳақида ахборот беради. 4.3–расмда плутоний ^{239}Pu ядросининг α -парчаланиш схемаси келтирилган.



4.3 – расм. Плутоний ^{239}Pu ядросининг α -парчаланиш схемаси.

Ядро ичидан мусбат зарядланган протонларнинг қолган протонлар ўртасидаги кулон таъсир кучлари итариловчи бўлиб, у мусбат потенциал энергияга мос келади.

Потенциал тўсиқ баландлиги ядро заряди ва радиусга боғлиқ. Бу оғир ядроларда 9,5 МэВ га яқин.

Ядродан учиб чиқадиган α -зарра қарийиб 6 МэВ энергияга эга бўлиши керак. Демак зарра ядро доирасидан ташқарига чиқа олмайди. Бу масалага классик физика қонунлари нуқтаи назаридан қаралганда шундай бўлади. Алфа-нурланиш ходисасини квант механикаси нуқтаи назаридан туриб тушунтириш мумкин. Мазкур механикага кўра тўлқин зарра, зарра эса тўлқин хусусиятга эга бўлади. Агар биз α -зарраларни потенциал тўсиқдан ўтаётганда тўқин хусусиятини намоён қилади деб қарасак, у ҳолда потенциал тўсиқни шаффоф бўлмаган муҳит сифатида қарашимиз мумкин. Тўлқиннинг бундай муҳитдан ўтиш эҳтимоллиги мавжуд бўлиб, аммо у жуда кичик. Ушбу эҳтимоллик ўтиш учун зарур бўлган энергия ва зарранинг нисбий кинетик энергияси орасидаги фарқнинг камайиши билан жуда тез, яъни экспонциал равишда ортиб боради. Энергияси потенциал тўсиқдан кам бўлган зарра, гарчи тўсиқда ҳеч қандай тешик ёки туннел бўлмаса ҳам, гўё тунелдан ўтаётгандек бўлади. Ҳақиқатда зарра қалин тўсиқ орқали ўтади. Бу эффест туннел эффекти дейилади ва бу фақат микродунё ходисаларига хосдир. Классик физикада бундай ходисалар йўқ.

Тўсиқ қалинлигини d деб ва тўсиқ баландлигини U деб белгилаймиз. Агарда зарранинг энергияси E бўлса, унинг де – Бройл тўлқин функцияси

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

Тўсиқ ичида эса

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

Заррани тўсиқдан ташқарида бўлиш эҳтимоллиги

$$\left|\frac{\Psi_1(r_1)}{\Psi_0(r_2)}\right|^2 = e^{\frac{i}{\hbar}\sqrt{2M(U-E)d}} \quad (4.21)$$

бу нисбат

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

Исталган шаклдаги тўсиқ учун эса

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

бўлади ва α -зарранинг тосиқдан ўтиш коэффиценти емирилиш доимийси билан боғланиши куйидагича

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

бу ерда α - зарранинг тезлиги, R - ядро радиуси.

Агарда α -зарра ядродан l - бурчак моментига эга бўса, у ҳолда α - зарра марказдан қочма энергияга ҳам эга бўлади, яъни

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

Бу энергия қолган энергия билан қўшилиб потенциал тўсик баландлигини орттиради. Лекин марказдан қочма энергиянинг таъсири унчалик катта бўлмайди.

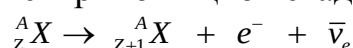
4.6-§. Бета- парчаланиш

Ядронинг ўз –ўзидан электрон(позитрон) ва антинейтрино (нейтрино) чиқариб, парчаланишига ҳодисасига бета-парчаланиш дейилади. Бета-парчаланишда ядро масса сони ўзгармайди, яъни парчаланиш натижасида изобар ядро ҳосил бўлади. Бета-парчаланишнинг уч хил тури мавжуд. Ушбу ҳолда ядро ичидаги нуклонлар айланиши ва β -парчаланиш турига мос келувчи энергетик шартлар қуйидаги кўринишда бўлади:

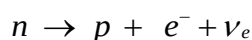
1. β^- -парчаланиш ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$), $M(A, Z) > M(A, Z+1) + m_e$,
2. β^+ -парчаланиш ($p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$), $M(A, Z) > M(A, Z-1) + m_e$, (4.26)
3. e -қамраш ($p + e^- \rightarrow n + \nu_e$), $M(A, Z) + m_e > M(A, Z-1)$.

Ушбу β -парчаланиш турлари билан алоҳида-алоҳида танишиб ўтамиз.

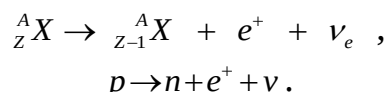
β^- -парчаланиш. Мазкур турдаги парчаланишда ядро заряди биттага ортади, ядродан электрон ва антинейтрино чиқиб кетади, яъни:



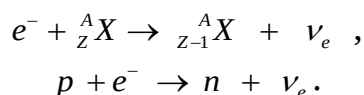
β^- -парчаланишда ядродаги нейтронлардан бири протонга айланади:



β^+ -парчаланиш. Бу ҳолда ядродаги протонлардан бири нейтронга айланади ва ядро заряди биттага камаяди. Бунда ядродан позитрон ва нейтрино чиқади:



e -қамраш. Бета-парчаланишга e -қамраш ҳодисаси ҳам киради. Кўпчилик ҳолларда K -қамраш ҳам дейилади. Бунда ядро K -қобикдаги битта электронни ўзига ютиб(қамраб) олади ва унинг заряди биттага камаяди. Ушбу ҳодисада ядродаги битта протон нейтронга айланади ва ядродан нейтрино чиқиб кетади, яъни:



Бета-парчаланиш вақти $T_{1/2}(\beta) = 0.1 \text{ с} - 10^{17} \text{ йил}$ интервалида бўлади. α -парчаланиш ядро кучлари таъсирида юз бериб, нисбатан қисқа вақт юз беради ($3 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ гача). Бета-парчаланишлар кучсиз ўзаро таъсир натижасида юз берганлиги сабабли. Ушбу таъсирнинг кичик интенсивликка эга бўлганлиги сабабли, нейтроннинг яшаш вақти катта бўлади (≈ 15 мин). Бета-парчаланишда ажралиб чиқадиган энергия мос келган энергияли (0.78 МэВ) γ -парчаланишнинг юз бериш вақти эса ўртача 10^{-12} с ни ташкил қилади.

Бета-парчаланиш энергияси:

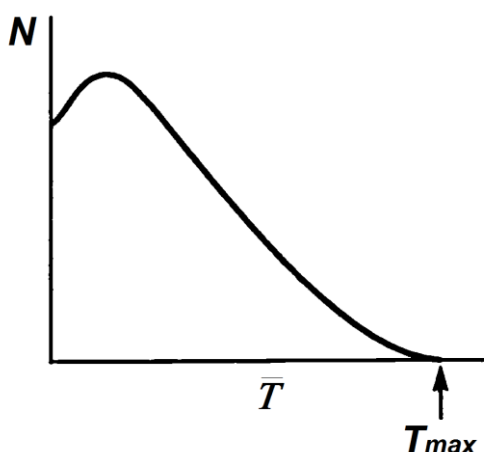
$$Q_{\beta^{\pm}} = [M(A,Z) - M(A,Z \mp 1) - m_e]c^2, \quad (4.27)$$

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

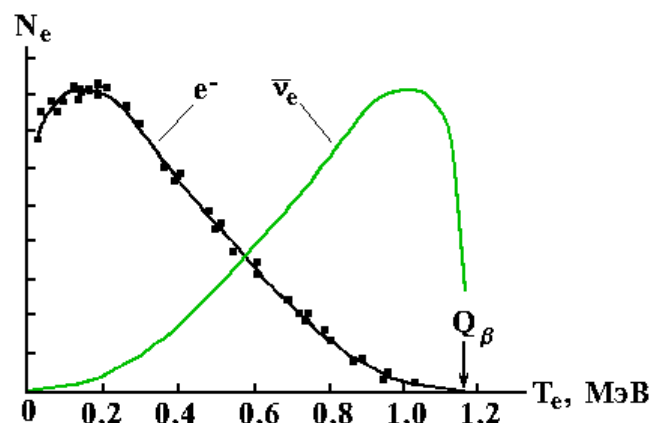
Ушбу ажралиб чиқадиган энергияси 18.61 кэВ (${}^3_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e$) дан 13.4 МэВ (${}^{12}_5\text{B} \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + e^- + \bar{\nu}_e$) гача бўлган интервалда ётади.

Бета-парчаланишда Кулон тўсиқини муқокама қилиб ўтирмаса ҳам бўлади. У фақат ядро ичида ҳосил бўладиган позитрон учун мавжуд. Бу ерда энг муҳими, ноаниқлик муносибати ядро ичида $e^{\pm}$ узоқ қолиб кетишини тақиқлашидир. $\beta^{\pm}$ -парчаланишларда учта маҳсулотлар ҳосил бўлиб, улар орасида энергия бўйича тақсимот эҳтиёрий бўлади. Бунда ҳар бир маҳсулотнинг энергетик спектри узлуксиз бўлади. 4.4-расмда бета-парчаланишнинг спектри келтирилган. Бета-зарраларнинг кинетик энергияси $T_{\max}$ бета-парчаланиш энергиясига яқин бўлади, яъни $T_{\max} = E_{\beta}$. 4.5-расмда ${}^{210}_{83}\text{Bi} \rightarrow {}^{210}_{84}\text{Po} + e^- + \bar{\nu}_e$ парчаланишда ҳосил бўладиган электрон ва нейтриноларнинг энергетик спектрлари келтирилган. Электрон-камрашда иккита маҳсулот ҳосил бўлиб, спектри узлуклидир. $\beta^{\pm}$ -спектрларнинг узлуксизлиги 1930 йилда Паулини номаълум массаси жуда ҳам кичик ва ярим бутун спинга эга бўлган нейтрал зарра мавжудлиги ҳоясига туртки берди. Ушбу ғояга асосан $\beta^{\pm}$ -парчаланишда энергиянинг бир қисмини мазкур зарра олиб кетади. Бу заррага, 1932 йилда нейтрон кашф этилгандан кейин Э.Ферми “нейтрино” (“нейтронча”) деб ном беради.

Нейтрино модда билан жуда кучсиз таъсирлашади ва уни кузатиш жуда қийин. Унинг қаттиқ муҳитда югуриш йўли $\approx 10^{15}$ км. Фақат 1956 йилдагина Райнес ва Коуэнлар томонидан нейтрино мавжудлиги экспериментал тасдиқланган ва унинг модда билан ўзаро таъсир кесими ($\sigma \approx 10^{-43} \text{ см}^2$) баҳоланди.



4.4-расм. Бета-парчаланиш спектри

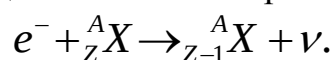


4.5-расм. $^{210}_{83}\text{Bi} \rightarrow ^{210}_{84}\text{Po} + e^- + \bar{\nu}_e$ парчаланишда ҳосил бўладиган электрон ва нейтриноларнинг энергетик спектрлари.

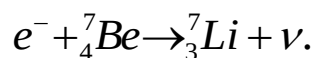
2004 йилда «Physical Review Letters» («Физика обзори хатлари») журналида япон физик олимларининг биринчи марта радиоактив элементлар ядроларининг табиий парчаланиш тезлигини ҳеч қандай экстремаль таъсирга дучор қилмасдан сезиларли оширишга эришилганлиги ҳақида мақола босилиб чиқди. Юзаки ўқилган на фақат оммобоп китоб, балки ядро физикаси бўйича дарслик Цутомо Отсуки ва унинг касибдошларининг ушбу иши соғлом фикрга зид деган тасаввур ҳосил қилиши мумкин. Ҳақиқатдан ҳам радиоактивлик ҳодисаси асосида ҳам атом ядроси ичида кечадиган динамик жараён ётади ва унга инсоннинг таъсир қилишга кучи етмайди. Албатта стабил(турғун) изотопни (масалан уни нейтронлар билан нурлантириш орқали) радиоактив изотопга айлантириш мумкин, аммо ҳосил бўлган маҳсулотнинг парчаланиш тезлигини экспериментаторнинг хоҳиши эмас балки унинг хусусий хоссалари белгилайди. Ниҳоят қандай қилиб олимлар тоғ жинслари ва органик қолдиқлар санасини аниқлашда радиоактив усулдан фойдаланишлари мумкин эди, агарда улар ҳар қандай радиоактив изотопнинг ярим парчаланиш даври доимий ва ҳар ерда ва доимо ўзгармаслигига қатъий ишонч ҳосил қилмаганда?

Айрим атом ядролари ўзининг хусусий ички қобиғидаги электронларини ўғирлаб олар экан. Бу жараён назарий 1936 йилда япон олимлари Хидерик Юкава ва Шоичи Саката томонидан олдиндан айтилган ва икки йилдан кейин тажрибада америкалик олим Луис Альварес томонидан топилган. У физикавий адабиётларда электрон қамраш деган номни олди. қисман бундай турдаги радиоактив парчаланишга(бу турдаги парчаланишлар бета парчаланишга киради ва уни бета парчаланишнинг бир тури деб қаралади) бериллий-7 ҳам дучор бўлган бўлиб, унинг ядроси атом электрон қобиғидаги бир электронни ўзига «тортиб» олади ва литий ядросига айланади. Тўртта протон ва учта нейтрондан иборат бўлган бериллий ядроси қобикдаги битта электрон ўзига ютиб олиб, учта

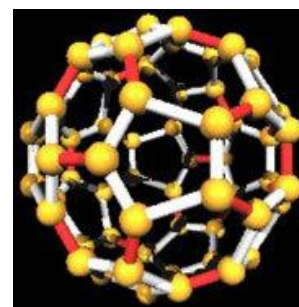
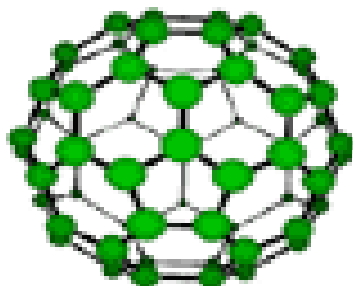
протонли ва тўртта нейтронли литий ядросига айланади. Позитрон парчаланиши каби протонлардан биттаси нейтронга айланади:



Бу ифодани бериллий-7 учун ёзамиз:



Энди яна наироққа борамиз. Электрон қамраш эҳтимоллиги, ядро яқинидаги электронлар зичлигига боғлиқ бўлиб, у ошиши билан электрон қамраш эҳтимоллиги ошади. Бундан электрон қамрашни амалга ошириш имкониятига эга бўлган радиоактив элементлар ядросининг ўртача яшаш вақти, улар ушбу элементнинг соф намунаси таркибига кириши ёки унинг химиявий бирикмалар таркибига киришига қараб ўзгариши мумкин. Бу ҳулоса тажрибада текширилган ва тасдиқланган, шу билан бирга яшаш вақтининг силжиши (ёки таъбир жойиз бўлса ярим парчаланиш даври) бундай ҳолларда фоиз улишларини ташкил этади. Бинобарин, бу группа радиоактив элементлар шак-шубҳасиз саналарни радиоизотоп усулида аниқлаш учун атом саоти сифатида қўллаш мумкин эмас. Шунча ўзоқ, аммо зарур киришдан кейин Тохоку университети Ядро физика лабораторияси ва Иокогамедаги Миллий университети физика факультети ходимларининг ишлари ҳақида хикоя қилиш қийин эмас. Улар бериллий-7 атомларини фуллеренов деб номланган деярли сферик олтимиш атомдан иборат молекула ички қисмига ҳайдаб киргизишга мувофиқ бўлишди. Натижада бериллий ядроси атрофидаги электрон зичлиги ошган ва бу эса ўз навбатида радиоактив парчаланиш суръатини ошишига олиб келди. Соф металл бериллий намунасининг 1275 соатни ташкил қилса, асирга тушган атомлар ярим парчаланиш даври эса 1264 соатга тенг. Фарқи тахминан 0,85% ни ташкил этади. Бир қарашда бу миқдор кам бўлиб кўриниши мумкин. Аммо бу ҳали бошланиши бўлиб, янги молекулаларнинг топилиши бу жараёнларни янада тезлаштиради. Фуллерен ҳақида қисқача маълумот: Фуллеренлар бу дейарли сферик бўлган, ўнлаб атомлардан иборат углерод молекулалари (4.6-рasm). Биринчи 60-атомли фуллерен молекулалари 1985 йилда яратилган. 60-атомли фуллерен қирралари бу 20 та дейарли идеал тўғри олтибурчак ва 12 та беш бурчак. Кейинчалик 76, 78, 84, 90 ва ҳатто бир неча юзлаб атомли фуллеренларни ҳам олишга муяссар бўлишди.

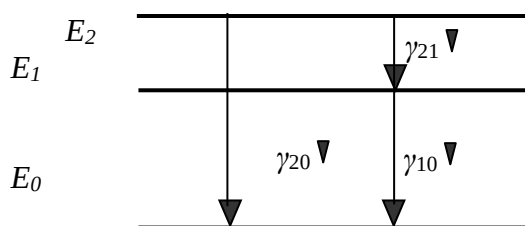


4.6-рasm. Ўнлаб атомлардан иборат углерод молекулалари

Ядро парчаланиш тезлигини ўзгартириш нима учун керак? табиий деган савол тўғилиши мумкин. Ядро куруллари синаш ва радиацион кархоналарда(ядро реакторларида) юз берган авариялар натижасида атроф муҳитда радиоактив ифлосланишлар юз бермоқда. Бунда асосан иккита техноген радионуклидлар яъни цезий-137 ва стронций-89 биосферага катта ҳавф солиши мумкин. Ушбу радионуклидларнинг ярим емирилиш даври жуда катта бўлиб, улар инсон учун ҳафсиз ҳолга тушуши учун 300 йил керак бўлади. Масалан Украинанинг Чернобиль шаҳрига инсонлар қайтадан кириша ва ҳаёт кечириши учун ҳам шунча йил зарур(бу ерда авария 1986 йилда юз берган). Биз юқорида баён қилган тажриба ушбу муаммони ҳал қилишга қўйилган биринчи қадам десак муболаға бўлмайди. Агар олимлар техноген радионуклидларнинг ярим парчаланиш даврини камайитишга эришсалар, инсоният олдида турган радиоэкология муоммоларни ҳал қилган бўлар эдилар.

4.7-§. Ядро гамма- нурланиши

Гамма нурланишлар (γ -нурланишлар), бу ядронинг ўз-ўзидан юқори энергетик сатҳдан исталган бир пастки энергетик сатҳга ўтганда электромагнит нурланишлар квантини чиқариш ҳодисасидир. Равшанки, бунда ядронинг A ва Z катталиклари ўзгармайди. Атом электронларнинг ўтиши натижасида ҳосил бўладиган рентген ва ёруғлик нурлари квантларидан фарқли равишда, ядро чиқараётган фотонларнинг номи γ - *квантлар* дейилади. Гамма-квантларнинг нурланиши, ядро ортқча энергиясини чиқаришининг асосий жараёни ҳисобланади. Бунда шундай шарт бажаилиши керакки, ушбу энергия нуклонларнинг боғланиш энергиясидан ошмаслиги лозим.



4.7-расм. γ - ўтишлар схемаси

Гамма-квантлар чиқиши билан содир бўладиган ўтишларга радиацион ўтишлар дейилади. Радиацион ўтишлар бир қаррали, яъни ядро бирданига асосий ҳолатга ўтади (4.7-расмда γ_{20} ўтиш) ёки каскад ўтиш, яъни бунда кетма-кет ўтишлар содир бўлади, натижада ядродан бир нечта γ - квантлар чиқиб кетади (4.7расмда γ_{21} ва γ_{10} ўтишлар).

Гамма-квант энергияси, радиацион ўтиш бўлаётган энергетик сатҳлар энергиялар фарқи орқали аниқланилади:

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

Энергия ва импульс сақланиш қонунларига асосан:

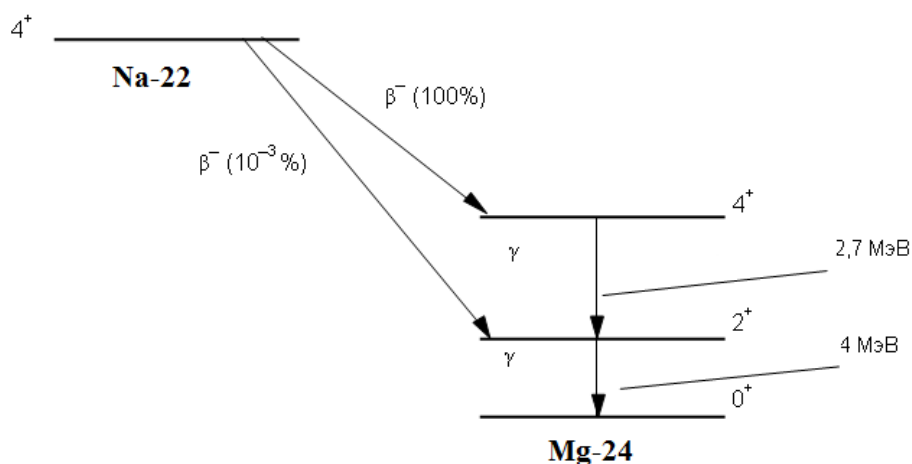
$$E = E_\gamma + T_{\text{яд}} \quad 0 = \vec{P}_\gamma + \vec{P}_{\text{яд}} \quad (4.28)$$

бу ерда $T_{\text{яд}}$ ва $P_{\text{яд}}$ – мос ҳолда тепки ядронинг кинетик энергияси ва импульси, P_γ – γ -квант импульси. Юқоридаги (4.28) тенгламалардан куйидагини оламиз:

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

Шундай қилиб, $T_{\text{яд}} = (10^{-6} \div 10^{-5}) E$, яъни γ -квант ядро ўйғонган ҳолат энергиясининг жуда катта қисмини олиб кетади. Гамма-квантларнинг спектри дискрет бўлади.

Гамма–нурлар радиоактив парчаланишнинг иккинчи даражали махсули ҳисобланади. Альфа ёки бета-зпарчаланишлар натижасида радиоактив элемент ўзгаради. Кўпича бундай ўзгаришдан вужудга келадиги ядролар кўзгалган ҳолатда бўлади. Бу унинг энергияси нормал ҳолдагисига нисбатан кўпроқ эканлигидан далолат беради. Мазкур ортиқча энергия гамма – нурлар шаклида чиқиб кетади. Бунга мисол қилиб $^{24}_{11}\text{Na}$ ядросининг парчаланиши келтирилган. Натрий-24 бета парчаланиши натижасида $^{24}_{12}\text{Mg}$ ядроси ҳосил бўлади (4.8-расм).

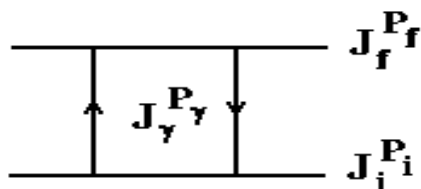


4.8-расм. $^{24}_{11}\text{Na}$ ядронинг β^- парчаланишда ҳосил бўладиган γ -нурланиш

Гамма-квантларининг массаси нолга тенг бўлганлигидан улар l орбитал моментга эга бўлмайди. Шунинг учун фотонларнинг ҳолатини белгилашда мультипол тушунчасидан фойдаланилади. Бу ҳолат, электромагнит майдоннинг мультиполи $L\hbar$ ва жуфтлиги π -бўлган ҳолатдир. Мультиполлар $L=1$ бўлганда диполт, $L=2$ бўлганда квадруполт, $L=3$ бўлганда октупол ва ҳ.к. номлар билан аталади.

Ядролардан чиқиётган γ -квантларнинг энергиялари кэВ дан бир неча МэВ гача бўлади. Шунга мос равишда келтирилган узунлиги $2 \cdot 10^{-10} \div 5 \cdot 10^{-14}$ м атрофида бўлади.

Ядроларнинг радиацион ўтишларида мос келадиган электромагнит майдон нурланишларининг баъзи бир хусусиятларини эслатиб ўтамиз. Ядро, спини I_i ва жуфтлиги π_i (айрим ҳолларда P_i кўринишда ҳам белгиланилади) бўлган ҳолатдан, спини I_f ва жуфтлиги π_f бўлган ҳолатга ўтишида энергияси $h\nu$ бўлган гамма-квант нурланган бўлсин (4.9-расм).



4.9-расм. Ядрода радиацион ўтишлар.

Электромагнит майдон нурланишини муайян L мультиполлик билан ҳаракатлаш мумкин. Мазкур мультиполликка эга бўлган квант томонидан олиб кетиладиган ҳаракат миқдори моменти $L\hbar$ га тенг бўлади. L бўйича танлаш қоидаси қуйидагича:

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

Нурланишнинг тури жуфтлик бўйича танлаш қоидаларидан аниқланади.

Жуфтлик ўзгармаса ($\Delta\pi=+1$), M_1 , E_2 ва ҳ.к. (магнит дипол, электр квадрупол, ва ҳ.к.). Жуфтлик ўзгарса ($\Delta\pi=-1$), E_1 , M_2 ва ҳ.к. (электр дипол, магнит квадрупол ва ҳ.к.) нурланиш юз беради

Атомлардаги каби ядрода ҳам резонанс ютилиш содир бўлади. Ядронинг энергетик сатҳи билан γ -нурлар энергияси қандай аниқликда мос келганда резонанс ютилиши кузатилишини ҳисоблаймиз. Маълумки, ядронинг энергетик сатҳлари, сатҳнинг табиий кенглиги деб аталувчи Γ – катталikka эга ва у ядронинг шу ҳолатда яшаш вақтига қуйидагича боғланган:

$$\Gamma \Delta t \approx \hbar$$

Масалан, $^{57}_{26}\text{Fe}$ ядросининг 14 кэВ уйғонган ҳолати 10^{-17} с яшаш вақтига эга. У 14 кэВ гамма-квант чиқариб ўзининг асосий ҳолатига қайтади. Бундай ҳолатда сатҳ кенглиги қуйидагига тенг бўлади:

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

Темир ядросида резонанс ютилиши кузатилиши учун γ -квант энергияси $3/2$ сатҳ энергияси билан юқорида ҳисобланган ΔE энергия аниқлигида мос келиши шарт.

1958 – йилда немис физиги Р. Мёссбауер томонидан тажрибада битта ядро квант чиқарса бошқа худди шундай ядро бу квантини резонанс ютилишини кўрсатади. Бу эффект “Мёссбауер эффекти” деб номланади.

Ҳозирги замон физикасининг кўп соҳаларида частоталарни Мёссбауер эффектидан фойдаланиб ўлчаш усули кенг қўлланилмоқда. Бу эффектдан фойдаланиб, қатор ядролардаги γ -нурланишларнинг ўта нозик тузулишини текширилади.

4.8-§. Ички конверсия электронлар

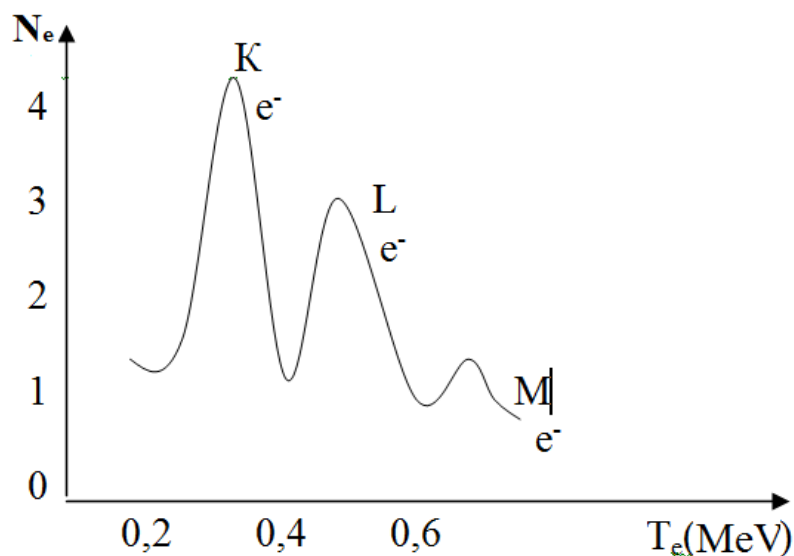
Ядро ўз энергиясини гамма-нурлашдан ташқари яна бир йўли, конверсион электронлар чиқаришидир. Бунда уйғонган ядро ўз энергиясини қобик электронларига беради, натижада электрон чиқиб кетади, бу электронга конверсион электрон дейилади. Ички конверсия жараёни гамма-нурланиш билан рақобатлашади.

Конверсион электронлар энергияси β -спектр энергиясидан фарқли равишда монохроматик бўлади. Ядро уйғониш энергияси (E_u) конверсион электрон кинетик энергияси (T_e) ва электроннинг атом қобиғи ионизатсия энергиясига (I) сарф бўлади.

$$E_u = T_e + I$$

Конверсия виртуал фотонлар билан амалга ошади. Конверсия ҳодисасини кузатиш учун тўла ионлашган атом бўлиши керак, бу хил тажрибалар ўтказилган эмас.

Конверсия электронлари ядродан γ -чиқиши ёки чиқмаса ҳам кузатила беради. Ички конверсия жараёни албатта, характеристик рентген нурланиши ёки Оже электронларининг чиқиши билан кузатилади. Рентген нурланиш чиқиши ички конверсияга кўра атом қобиғидан электрон чиқиб кетса чиққан электроннинг ўрнига кейинги қобикда жойлашган электрон ўтади, натижада характеристик рентген нурланиши ҳосил бўлади.



4.10 –расм. Конверсия спектри атом қобик энергиялари фарқига кўра тўғри келувчи бир неча монохроматик спектрлар.

Ички конверсия туфайли уйғонган ҳолатга ўтиб қолган атомнинг уйғониш энергияси атом қобиғидаги ташқи электронларнинг бирортасига

берилиши, бу билан электрон чиқиб кетиши мумкин, бу электронга **Оже электрон** деб аталади.

Ички конверсия интенсивлиги ички конверсия коэффициенти α билан характерланади. Ички конверсия коэффициенти деб конверсион электронлар сонининг (N_e) γ -квантлар сонига нисбатига айтилади:

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

Алоҳида қобиклардан чиқувчи конверсион электронлар сонининг N_K , N_L , γ -квантлар сонига нисбати парциал (қисм) ички конверсия коэффициентлари деб аталади:

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

Тўла ички конверсия коэффициенти, парциал ички конверсия коэффициентлари йиғиндисидан иборат:

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

Ички конверсия коэффициенти $10^{-4} < \alpha < 10^2$ чегарасида ўзгаради.

Ички конверсия коэффициенти:

1. Ўтиш энергияси ошиши билан камаяди, чунки гамма чиқиш эҳтимоллиги ошади.

2. Ядро заряди Z ошса ички конверсия коэффициенти ошади, чунки Z ўсиши билан ядро ўлчами ошади (катталашади), K -қобик ядрога яқинлашади (кичиклашади), натижада K -электронларнинг ва ядро тўлқин функцияларининг қопланиши ошади.

3. Қобик тартиби ошиши билан ички конверсия коэффициенти камаяди, чунки ядро яқинида электронни топиш эҳтимоллиги камаяди.

4. Мультипол ўтишлар тартиби ошиши билан коэффициенти ошади, чунки гамма-нурланишлар эҳтимоллиги камаяди.

Агар ўтиш энергиялари кичик мультипол ўтишлар L катта бўлса, гамма-ўтишларни пайқаш жуда қийин бўлиб қолади, бундай ҳолларда керакли маълумот қобик ички конверсия коэффициентларини солиштириш

йўли билан олинади. $\frac{K}{L} = \frac{N_K}{N_L}$, бунда $N_L = N_{L_1} + N_{L_2} + N_{L_3}$; ёки

$$\frac{\alpha_L}{\alpha_{L_2}}; \frac{\alpha_{L_2}}{\alpha_{L_3}}; \frac{\alpha_{L_1}}{\alpha_{L_3}} \text{ нисбатларидан фойдаланилади.}$$

Ички конверсия коэффициентига кўра ядронинг энергия ҳолатлари, ҳаракат миқдори моменти, нурланиш мультиполликларини ўрганиш мумкин.

Ядро гамма-квант ва ички конверсия электронлари чиқаришдан ташқари агар, ўтиш энергияси $E > 1,02$ МэВ дан юқори бўлганда электрон-позитрон жуфти (e^-, e^+) ҳосил қилишлик билан ҳам уйғониш энергиясини йўқотади. Бунда ядро дастлаб виртуал фотон чиқаради, бу фотон электрон-позитрон жуфтига айланади ва ядродан конверсион электронлар каби

чиқиб кетади. Лекин шуни алоҳида таъкидлаш лозимки, ҳосил бўлган электрон атом қобиғидаги электрон эмас.

Жуфт конверсия коэффиценти $\alpha_j = N_j / N_\gamma$ эҳтимолияти ички конверсия коэффицентида фарқли равишда ядро заряди, ўтиш мультитоллиги ортиши билан камаяди.

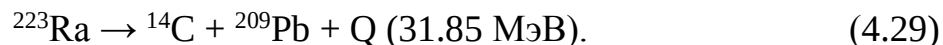
Юқоридаги ўтишлардан ташқари дастлабки ва охири ҳолат спинлари $I_6=I_0=0$ бўлганда бу ҳолатлар орасида битта квант чиқиши таъқиқланган иккита квант чиқиш эҳтимолияти жуда кичик бўлади.

Умуман олганда бундай ҳолатларда ҳаракат миқдори моментисиз ички конверсия электронлари, электрон-позитрон жуфти ва ҳаракат миқдори моментиға эға бўлган икки фотонли ўтишлар бўлиши мумкин.

Икки фотонли ўтишлар эҳтимолияти жуда кичик ҳисобланади.

4.9-§. Кластер радиоктивлик

Радиоактив ядро тамонидан α -зарра чиқариш ҳодисаси бизға яхши маълум. Радиоактив ядро ўз-ўзидан гелий атом ядросидан фарқли қандайдир бошқа атом ядросини чиқариши мумкинми? Бу саволға ижобий жавоб 1984 йилда берилди. Бир-биридан мустақил ҳолда илмий тадқиқот олиб бораётган Англиядаги ва Россиядаги икки гуруҳ олимлар тамонидан ^{223}Ra радиоактив парчаланишда ^{14}C ядроси учиб чиқишини кузатишган, яъни:



Бу турдаги парчаланишларға кластер парчаланишлар ёки кластер радиоктивлик деб ном берилди [1-4]*

- (1. *Rose, H. J. and Jones, G. A. (1984-01-19). A new kind of natural radioactivity». *Nature* **307**: 245–247. DOI:10.1038/307245a0;
2. Baum, E. M. et al. (2002). Nuclides and Isotopes: Chart of the nuclides 16th ed.. Knolls Atomic Power Laboratory Lockheed Martin;
3. Александров Д.В. и др. Письма в ЖЭТФ. 1984 т.40. с152-154;
4. Kuklin S.N., Adamian G.G., Antonenko N.V. Spectroscopic factors and cluster decay half-lives of heavy nuclei.//Phys.Rev. C.71, 014301(2005);
5. Kuklin S.N., Shneidman T.M., Adamian G.G., Antonenko N.V. Alpha-decay fine structures of U isotopes and systematics for isotopes chains of Po and Rn.//Eur. Phys. J. 2012, **A48**, p.112-120).

Кластер радиоктивлик, кластер парчаланиш – ядроларнинг ўз-ўзидан α -зарраға нисбатан оғирроқ бўлган ядро фрагментлари (кластерлар) чиқариш ҳодисасидир. Ҳозирги вақтда асосий ҳолатдан ^{14}C , ^{20}O , ^{24}Ne , ^{26}Ne , ^{28}Mg , ^{30}Mg , ^{32}Si ва ^{34}Si турдаги кластерлар чиқарадиган ^{114}Ba дан ^{241}Am гача бўлган 25 та ядро экспериментал аниқланди.

Кластер парчаланишлар жуда катта сондандаги оғир изотоплар учун кинематик рухсат этилган. Аммо купчилик ҳолларда бундай

жараёнларнинг эҳтимоликлари жуда ҳам кичик бўлиб, ҳозирги кунда мавжуд бўлган экспериментал қурилмаларнинг имкониятлар чегарасида бу ҳодисаларни кузатиш имконияти мавжуд эмас. Бу потенциал тўсиқларнинг кенглиги ёки баландлиги ошиши билан шаффофлик экспоненциал камайиши билан боғлиқдир. Учиб чиқаётган кластер ва иккиламчи ядро нисбий ҳаракатининг Q энергияси 28 дан 94 МэВ гача ўзгаради ва у ҳамма ҳолда V_B потенциал тўсиқнинг баландлигидан сезирали даражада кичик бўлади. Шундай қилиб, кластер парчаланиш ҳам альфа-парчаланиш каби классик физикадаги потенциал тўсиқ орқали зарранинг ўтиши тақиқланган, тунель эффекти сабабли содир бўлар экан.

Кластер парчаланишни, баъзи бир маънода ядронинг альфа-парчаланиш ва спонтон бўлиниши орасидаги оралиқ жараён сифатида ҳам қараш мумкин. Кластер радиоктивлик, 1984 йилда Оксфорд университети тадқиқотчилари тамонидан кашф этилган. Улар миллиард (10^9) альфа-парчаланишга ўртача бир марта тўғри келадиган радий ^{223}Ra ядросидан углерод ^{14}C ядроси чиқишини қайд қилганлар[1].

Кластер парчаланишлар ва уларнинг бирламчи ядро асосий парчаланиш модига (турига) нисбатан парчаланиш эҳтимолликлари 1.1-жадвалда келтирилган [1-4]. Оғир ядролар соҳасида асосий парчаланиш моди (ёки тури) бу альфа-парчаланиш ҳисобланади. Шу сабабли, бу жадвалда тажрибада кузатиладиган кластер парчаланишлар альфа-парчаланишга нисбат келтирилган. Бу жадвалда бирламчи ядро, учиб чиқаётган кластерлар, парчаланиш энергияси Q , кластер чиқиш эҳтимоллигининг альфа-зарра чиқиш эҳтимоллигига нисбати λ_C/λ_α , кластер нисбий чиқишнинг ярим парчаланиш даврлари келтирилган. Бу жадвални таҳили шуни кўрсатадики, баъзи бир ядроларда нейтронларнинг катта миқдорда ошиқча бўлиши нейтронга бой бўлган енгил нуклидларнинг эмиссиясига (чиқишига) имкон беради

Тажрибалардан ^{14}C ядро учиб чиқиш эҳтимоллиги, α -зарра чиқиш эҳтимоллигига нисбатан дейарлик 10 тартибга кичик эканлиги аниқланди. Атом ядросидан учиб чиққан ^{14}C ядроси, ярим ўтказгичли детекторларнинг $\Delta E-E$ телескопида қайд қилинган. ^{14}C ядро учиб чиқиш эҳтимоллиги, α -зарра чиқиш эҳтимоллигига нисбатан қуйидагига тенг эканлиги аниқланилди: $\lambda_C/\lambda_\alpha = (8.5 \pm 2.5) \cdot 10^{-10}$.

4.1-жадвал

Кластер парчаланишлар ва уларнинг бирламчи ядро асосий парчаланишга нисбатан эҳтимоллиги [1-4].

Бирламчи ядро	Учиб чиқаётган кластерлар	Q , МэВ	λ_C/λ_α	$T_{1/2}$, йил
^{114}Ba	^{12}C	-	$\sim 3,0 \cdot 10^{-5}$	-
^{221}Fr	^{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	$(3,7 \pm 0,6) \cdot 10^{-10}$ $(3,1 \pm 1,0) \cdot 10^{-10}$	

			$3,07 \cdot 10^{-10}$	
^{223}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	^{23}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 ^{28}Mg	62.31	$(2.0 \pm 0.5) \cdot 10^{-12}$ $2 \cdot 10^{-12}$ $1,18 \cdot 10^{-13}$	$(3.4 \pm 0.8) \cdot 10^{13}$
^{233}U	^{24}Ne ^{25}Ne ^{28}Mg	60.50 60.85	$(7.5 \pm 2.5) \cdot 10^{-13}$ $(5.3 \pm 2.3) \cdot 10^{-13}$ $1,3 \cdot 10^{-15}$	
^{234}U	^{28}Mg ^{24}Ne ^{26}Ne	74.13 58.84 59.47	$1 \cdot 10^{-13}$ $(1.4 \pm 0.2) \cdot 10^{-13}$ $9 \cdot 10^{-14}$ $< 4 \cdot 10^{-12}$	
^{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	$2 \cdot 10^{-14}$	$\sim 1.5 \cdot 10^{14}$
^{238}Pu	^{32}Si ^{28}Mg ^{30}Mg	91.21 75.93 77.03	$1,38 \cdot 10^{-16}$ $5,62 \cdot 10^{-17}$	$\sim 6.5 \cdot 10^{17}$ $\sim 1.5 \cdot 10^{18}$
^{240}Pu	^{34}Si	90.95	$< 1.3 \cdot 10^{-13}$ $6 \cdot 10^{-15}$	$> 5 \cdot 10^{16}$

^{237}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	-	$1 \cdot 10^{-16}$	-

Кластер радиоактивлик кашф этилишига олиб келувчи ҳал қилувчи омил бу радиоактив парчаланувчи изотопни танлаш бўлди. Энергия бўйича максимал устунлика эга бўлади, агар кластер парчаланиш натижасида икки марта сеҳли ^{208}Pb изотопига яқин изотоп ҳосил бўлса. Бунда кластернинг потенциал тўсикдан ўтиш эҳтимоллиги ошади, бу эса маълум бир кластернинг ҳосил бўлиши билан боғлиқ бўлган парчаланиш эҳтимоллигини оширади. Тез орада ^{14}C ядронинг спонтан учиб чиқиши ^{221}Fr , ^{221}Ra , ^{222}Ra изотопларда аён бўлди. Ҳозирги вақтда кластер радиоактивлик аниқланган 10 дан ортиқ изотоплар маълумдир. ^{14}C ядро чиқиши билан бир қаторда ^{24}Ne , ^{26}Ne , ^{28}Mg , ^{32}Si изотоплар чиқишилари ҳам кузатилади.

Оғир кластернинг чиқиш эҳтимоллигининг α -зарра чиқиш эҳтимоллигига нисбати $\sim 10^{-10} - 10^{-13}$ интервалда жойлашган. Аммо айрим ҳолларда, масалан $^{28,30}\text{Mg}$ изотопларнинг чиқиш эҳтимолликлари 10^{-17} гача етиб бориши мумкин.

ЯДРО РЕАКЦИЯЛАРИ

5.1-§. Ядро реакцияларининг асосий тушунчалари ва таърифи

Юқори энергияли микрзарралар ёки енгил ядроларнинг ядро билан ўзаро таъсирлашиши натижасида ядро ички ҳолатининг ўзгариши ёки янги ядро ҳосил бўлиш жараёнига ядро реакцияси дейилади. Ядро билан ўзаро таъсирлашаётган микрзарралар турига қараб ядро реакциялари бир қанча турларга бўлинади: (n,γ) , (n,p) (γ,n) (p,n) , (α,n) ҳ.к.

Ядро реакцияларнинг энг кўп тарқаргани бу енгил a зарра билан B ядро орасидаги ўзаро таъсирлашиши натижасида зарра ва ядро ҳосил бўлишидир, яъни



ёки қисқача



Зарралар сифатида нейтрон (n), протон (p), α -зарра, дейтон (d) ва γ -квант олиш мумкин.

Ядро реакцияларини характерлаш учун қуйидаги катталиклар қўлланилади: ядро реакция чиқиши (Y) ва кесими (σ), реакция энергияси (Q), остона энергияси (E_{th}) ва реакция натижасида ҳосил бўлган зарраларнинг энергетик ва бурчак тақсимотлари.

Реакция энергияси Q ҳарфи билан белгиланади ва $E_{01} - E_{02}$ айирмага сон жихатдан тенг, яъни:

$$Q = E_{01} - E_{02} = T_2 - T_1 \quad (5.3)$$

Бу ерда $E_{01} - E_{02}$ – зарралар тинчликдаги энергияси, T_1 ва T_2 эса кинетик энергияси. Бу катталикларни $A(a,b)B$ реакция учун қуйидагича ёзиш мумкин:

$$E_{01} = M_A c^2 + m_a c^2 \quad (5.4)$$

$$E_{02} = M_B c^2 + m_b c^2 \quad (5.5)$$

$$T_1 = T_A + T_a \quad (5.6)$$

$$T_2 = T_B + T_b \quad (5.7)$$

Агар $Q > 0$ бўлса, ядро реакциясида энергия ажралади ва экзоэнергетик реакция дейилади. Агар $Q < 0$ бўлса, ядро реакциясида энергия ютилади ва эндоэнергетик реакция дейилади.

5.2-§. Ядро реакцияларида сақланиш қонунлари

Ядро реакцияларида қуйидаги сақланиш қонунлари бажарилади:

1. Электр заряди сақланиш қонуни.
2. Масса сони ёки барион зарядининг сақланиш қонуни.
3. Энергия сақланиш қонуни.
4. Импульс сақланиш қонуни.

Барион ва электр зарядларининг сақланиш қонунлари.

Ядро реакциясига кирувчиларнинг тўла электр заряди, реакция маҳсулотларининг тўла электр зарядига тенг. Бу электр зарядининг сақланиш қонуни дейилади. Худди шундай реакциясига кирувчи нуклонларнинг тўла сони (масса сони), реакция маҳсулотларининг тўла сонига (масса сонига) тенг бўлади. Бу масса сонининг (барион заряднинг) сақланиш қонуни дейилади.

Ядро реакцияларида ҳаракат миқдор моменти (импульс моменти) сақланиш қонуни

Ядро реакцияларида тўлиқ ҳаракат миқдори моменти (импульс моменти) сақланади. $a + A \rightarrow b + B$ ядро реакцияси учун уни қуйидаги кўринишда ёзамиз

$$\vec{J}_i = \vec{J}_f.$$

Бу ерда $\vec{J}_i, \vec{J}_f$ - бошланғич ва охирги ҳолатлардаги тўлиқ ҳаракат миқдор моменти бўлиб, у қуйидагига тенг:

$$\vec{J}_i = \vec{J}_A + \vec{J}_a + \vec{l}_a \quad \text{и} \quad \vec{J}_f = \vec{J}_B + \vec{J}_b + \vec{l}_b$$

бу ерда $\vec{J}_A, \vec{J}_a, \vec{J}_B, \vec{J}_b$ - a, A, b, B зарралар (ядролар) спини, $\vec{l}_a$ - a зарранинг A га нисбатан орбитал моменти, $\vec{l}_b$ - b зарранинг B га нисбатан орбитал моменти. Ядро спини J – бу спин ва орбитал моментларнинг вектор йиғиндиси бўлгани учун:

$$\vec{J} = \vec{s}_1 + \vec{l}_1 + \vec{s}_2 + \vec{l}_2 + \dots \vec{s}_A + \vec{l}_A$$

бу ерда $\vec{s}_i$ - ядрони ташкил этган нуклонлар спинлари, $\vec{l}_i$ - уларнинг орбиталмоментлари.

Орбиталмоментлар фақат бутун қийматлар қабул қиладилар. $l = 0$ учун зарра нисбий ҳаракатини ифодаловчи тўлқин функцияси сферик-симметрик, $l \neq 0$ учун бу функция сочилиш бурчагига боғлиқ бўлади.

$\vec{J}$ вектор учун бир вақтда $|\vec{J}|^2 = J(J+1)$ модулининг квадрати ва ихтиёрий ўқдаги J_z проекцияси аниқ бўлади. J_z проекция J дан $-J$ гача бўлган диапазондаги ҳар хил қийматларни қабул қилади. Икки квант веторнинг $\vec{J}_1 + \vec{J}_2$ йиғиндиси қуйидаги қийматларни қабул қилади:

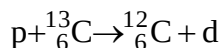
$$|J_1 - J_2|, |J_1 - J_2 + 1|, \dots, J_1 + J_2 - 1, J_1 + J_2.$$

Ҳаракат миқдори моментининг сақланиш қонунининг ядро реакцияларга қўлланилиши ядро реакциясининг юз бериш маълум бир танлаш қоидаларини бўйсунитганини кўрсатади. Масалан, ядро моментлари нолга тенг бўлган ҳолатлар орасида ўтиш юз берганда гамма-нурланишлар чиқариш жараёни мумкин эмас. Сабаби - гамма-квант бутун қийматли момент олиб кетади. Ядро реакцияларда ҳаракат миқдори моментининг сақланиш қонуни ўзини қандай намоён қилади.

1-масала. Агар протоннинг орбитал моменти нолга тенг бўлса, (p,d) узиб олиш реакциясидаги дейтроннинг орбитал моментини қабул қиладиган қийматлари аниқлансин.

Ечиш:

Узиб олиш реакцияси



Ушбу реакция учун ҳаракат миқдорининг сақланиш қонуни қуйидаги кўринишда бўлади:

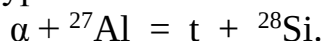
$$\frac{\vec{l}}{2} + \frac{\vec{l}}{2} = 0 + \vec{l} + \vec{l}_d \Rightarrow l_d = 0, 1, 2$$

Шундай қилиб, дейтроннинг орбитал моментининг қабул қиладиган қийматлари мос ҳолда қуйидагилар: 0, 1 ва 2.

2-масала. Агар учиб келаётган α -зарранинг орбитал моменти $l_\alpha = 0$ га тенг бўлса, ${}^{27}_{13}\text{Al}(\alpha, t){}^{28}_{14}\text{Si}$ реакцияда ҳосил бўладиган тритийнинг l_t орбитал моменти аниқлансин.

Ечиш:

Мазкур реакция қуйидаги кўринишга эга



Ядро спинларининг қийматлари:

$$J_{\text{Al}}=5/2, \quad s_t=1/2, \quad J_{\text{Si}}=0.$$

Кириш канали учун ҳаракат миқдор моментини ёзамиз:

$$\bar{J}_i = \bar{s}_\alpha + \bar{J}_{A1} + \bar{l}_\alpha = 5/2$$

Ҳаракат миқдори сақланиш қонунидан қуйидаги келиб чиқади:

$$\bar{J}_i = \bar{J}_f = \bar{s}_t + \bar{J}_{Si} + \bar{l}_t$$

Бу ердан, моментлар қўшиш қоидаcига асосан тритий орбитал моментининг қабул қилиши мумкин бўлган қийматларини оламиз:

$$l_t = \frac{5}{2} + \frac{1}{2} = 3, 2.$$

Шундай қилиб, мазкур реакцияда тритий орбитал моменти қабул қилиши мумкин қийматлар мос ҳолда қуйидагига тенг: 3 и 2.

3-масала. Протоннинг орбитал ҳаракат миқдори моментларини қандай қийматлари учун қуйидаги реакция юз бериши мумкин?
 $p + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^8\text{Be}^* \rightarrow \alpha + \alpha$?

Ечиш: $p + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^8\text{Be}^* \rightarrow \alpha + \alpha$ реакцияда қатнашаётган зарраларнинг спинларини ёзиб чиқамиз: $J^P : 1/2^+ \quad 3/2^- \quad 0^+ \quad 0^+$

Реакциядан кейинги, яъни охирги ҳолатдаги жуфтлик:

$$P_f = P_\alpha P_\alpha (-1)^{l_\alpha} = (-1)^{l_\alpha}$$

Иккита бир хил бозонни (α -зарра) тўлқин функцияси фазовий акс эттирилганда ўзгармайди, яъни тўлқин функция бозонларни ўрнини алмаштиришга нисбатан симметрик бўлиши керак. Шунга кўра, l_α -жуфт сон. Охирги ҳолатда системанинг тўла моменти $J_f = l_\alpha$ ва мос равишда фақат жуфт сонларни қабул қилади. Демак, оралиқ ядро ${}^8\text{Be}$ иккита альфа заррага парчаланиши учун унинг ҳолати мусбат жуфтликка ва спини жуфт қийматга эга бўлиши керак. Бошланғич ҳолатдаги жуфтлик ҳам мусбат бўлиши керак.

$$P_{Be} = (+1) = P_i = P_p \cdot P_{Li} (-1)^{l_p} = (+1)(-1)(-1)^{l_p}$$

Шундайқилиб, жуфтликни сақланиш қонуни бажарилиши учун, учиб келаётган протоннинг орбитал моменти тоқ қийматларни қабул қилиши керак $l_p = 1, 3, \dots$

4-масала. Агар нейтроннинг орбитал моменти $l_n = 0$ бўлса, ${}^{15}\text{N}(n, d){}^{14}\text{C}$ реакция натижасида ҳосил бўлган дейтроннинг l_d орбитал моменти аниқлансин.

Ечиш:

Бошланғич ҳолатда

$$\bar{J}_i = \bar{J}_N + \bar{s}_n + \bar{l}_n = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \vec{0} = \vec{0}, \vec{1},$$

$$P_i = P_n P_N (-1)^{l_n} = (+1)(-1)(-1)^0 = -1.$$

Охирги ҳолатда

$$\vec{J}_f = \vec{J}_c + \vec{s}_d + \vec{l}_d = \vec{0} + \vec{l} + \vec{l}_d,$$

$$P_i = -1 = P_f = P_c P_d (-1)^{l_d} = (+1)(+1)(-1)^{l_d} = (-1)^{l_d}.$$

Моментлар сақланиш қонунидан дейтрон орбитал моментининг қабул қиладиган қийматлари $l_d = 0, 1, 2$ эканлиги келиб чиқади.

5.3-§. Ядровий реакцияларининг кесими ва чиқиши

Ядро реакция кесими – иккита ўзаро таъсирлашаучи зарралар тизимининг маълум бир охирги ҳолатга ўтиш эҳтимоллигини билдирувчи катталиқ ҳисобланади. Оддий ҳолда бу катталиқ реакция юз бериш эҳтимоллигидир.

Ядро ўзаро таъсир эҳтимоллигини, зарралар оқимининг дастаси йўлида жойлашган ядронинг эффектив юзаси орқали аниқлаш қабул қилинган. Даста ўқига перпендикуляр жойлашган нишоннинг бирлик юзасига келиб тушаётган зарралар сонини N_0 орқали белгилаймиз. Ушбу юзада n та ядро бўлсин. У ҳолда ўзаро таъсирлар сони қуйидаги муносиба билан аниқланилади:

$$N = N_0 \sigma n$$

бу ерда σ - реакция тўлиқ кесими. Кесим катталиги, ядро геометрик юзасидан бир неча тартибга фарқ қилади.

$$n = \frac{\rho d N_A}{A} \quad (5.8)$$

Бу ерда ρ – нишон моддасининг зичлиги, d – нишон қалинлиги, N_A - Авогадро сони, A – масса сони.

Турли чиқиш каналлардаги реакциялар (масалан (p,n), (p,d) ва ҳ.к.) кесимлари парциал кесимлар дейилади. Тўлиқ кесим, маълум бир энергияда юз бериши мумкин бўлган парциал реакциялар кесимларининг йиғиндисидан иборат бўлади:

$$\sigma = \sum \sigma_b$$

бу ерда σ_b – парциаль кесим.

Кесим ўлчов бирлиги қилиб барн қабул қилинган бўлиб, $1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2$ га тенг.

Қўйилган масалага ва тажриба шароитларига қараб, интеграл, дифференциал ва икки марта дифференциал кесимлар тушунчалари қўлланилади.

$a + A \rightarrow b + B$ реакция интеграл кесими деб қуйидаги катталика айтилади:

$$\sigma_{ab} = \frac{dN_b}{nN_0},$$

бу ерда n – бирлик юзадаги нишон зарралар сони, N_0 – нишонга келиб тушган a зарралар сони, dN_b – реакция махсули бўлган b зарралар сони.

$a + A \rightarrow b + B$ реакция дифференциаль кесимидеб қуйидаги катталика айтилади:

$$\frac{d\sigma_{ab}}{d\varepsilon_b} = \frac{1}{nN_0} \frac{dN_b}{d\varepsilon_b},$$

бу ерда n – бирлик юзадаги нишон зарралар сони, N_0 – нишонга келиб тушган a зарралар сони, $dN_b/d\varepsilon_b$ – энергияси $\varepsilon_b - (\varepsilon_b + d\varepsilon_b)$ диапазондаги, реакция махсули бўлган b зарралар сони.

$a + A \rightarrow b + B$ реакция икки марта дифференциал кесимидеб қуйидаги катталика айтилади:

$$\frac{d^2\sigma_{ab}}{d\Omega d\varepsilon_b} = \frac{1}{nN_0} \frac{dN_b}{d\Omega d\varepsilon_b},$$

бу ерда n – бирлик юзадаги нишон зарралар сони, N_0 – нишонга келиб тушган a зарралар сони, $dN_b/d\Omega d\varepsilon_b$ – энергияси $\varepsilon_b - (\varepsilon_b + d\varepsilon_b)$ диапазондаги ва θ қутиб ва φ азимутал бурчаклар билан характерланувчи $d\Omega$ фазовий бурчак ичига учиб кирган реакция махсули бўлган b зарралар сони.

5.4-§. Ядро реакцияларнинг юз бериш мезханизм

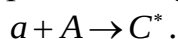
Ядро реакцияларнинг юз бериш жараёни асосан икки хил мезханизм орқали тушунтирилади яъни оралик(компаунд) ядро механизми ва бевоста ўзаро таъсир механизмлари.

Оралик ядро механизми. 1936 йилда Нильс Бор томонидан таклиф этилган оралик ядро механизмига биноан ядро реакциялари икки босқичда юз беради.

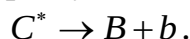


В. Гейзенберг ва Н. Бор

Биринчи босқичда юқори энергияли гамма-квантлар ядрога ютилади ва уйғонган ҳолатдаги оралик C^* ядро ҳосил бўлади:

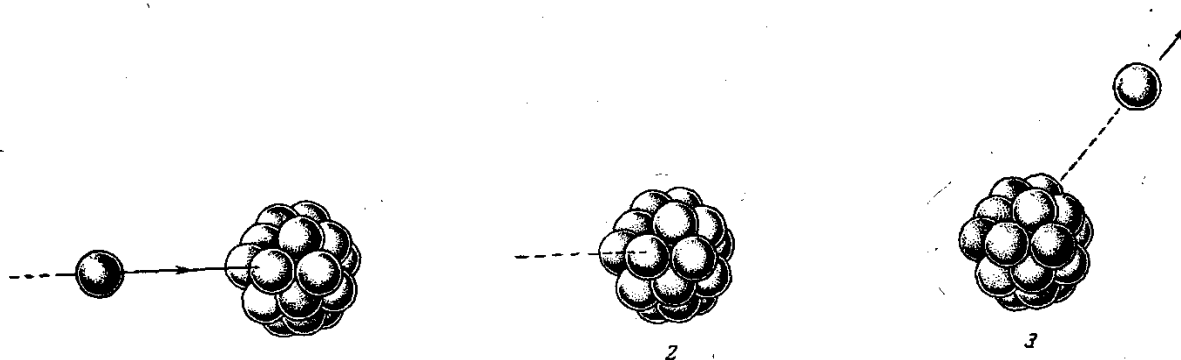


Иккинчи босқичда оралик ядро куйидаги схема бўйича парчаланеди:



бзаррача нейторн, протон, дейтрон ва бошқа зарралар бўлиши мумкин.

Ядро реакциясининг юз бериш жараёнини куйидаги кўринишда ёзиш:



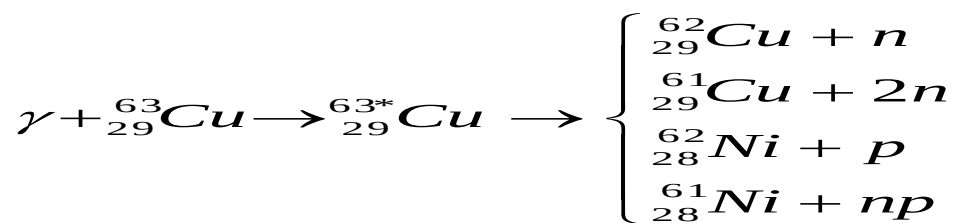
5.1–расм. Оралик ядро механизмининг юз бериш босқичлари.

Ядрога ютилган α -зарра энергияси нуклонлар орасида жуда тез тақсимланилади. Натижада α -зарра олиб кирган энергиянинг қиймати ядрога нуклонларнинг боғланиш энергиясидан катта бўлишига қарамасдан, нуклонлардан биттаси ҳам ядродан чиқиб кетиш учун зарур бўлган энергияга эга бўлмайди. Шу сабабли ўйғонган C^* оралик ядро квазистационар система каби ядро вақтига ($\sim 10^{-22}$ с) нисбатан ўзоқ вақт ($\sim 10^{-14}$ с) яшайди. Ядро вақти деб тез нейтроннинг (~ 10 МэВ) ядро радиусига тенг бўлган масофани босиб ўтиш учун керак бўлган вақтга айтилади, яъни

$$\Delta t = \frac{R_{zl}}{v_n} \approx \frac{1,4 \cdot 10^{-12} \text{ см}}{4 \cdot 10^9 \text{ см/с}} \approx 10^{-22} \text{ с}.$$

Оралик ядро яшаш вақти давомида ($\sim 10^{-14}$ с) ядро жуда кўп марта энергия тақсимооти юз беради. Бинобарин, оралик ядро ҳосил бўлиши ва унинг парчаланиши бир бирига боғлиқ бўлмаган ядро реакциясининг иккита босқичидан иборат. Бунда ядро қандай ҳосил бўлганини “эсдан” чиқаради ва унинг парчаланиши ҳосил бўлиш усулига боғлиқ эмас.

Оралик ядронинг у ёки бу парчаланиш тури ўйғониш энергиясига, ҳаракат миқдори моменти ва бошқа оралик ядрони тавсифловчи параметрларга боғлиқ бўлиб, оралик ядро қандай йўллар билан вужудга келганига боғлиқ эмас. Шунинг учун ядро реакциясининг иккинчи босқичи оралик ядро ҳар хил кўринишда парчаланиши мумкин. Масалан:



Замонавий дунёқарашга асосан, жараён бошида ядродаги нуклонлар орасида тақсимланган оралиқ ядронинг ўйғониш энергияси, кўп сонли қайта тақсимланишлардан кейин статистик қонунга асосан бирорта заррага йиғилиб қолиши мумкин. Ортиқча энергия олган ушбу заррача оралиқ ядродан чиқиб кетиши мумкин. Реакциянинг иккинчи босқич(этап) $C^* \rightarrow B + b$, α –парчаланишни эслатади. Фарқи, ушбу ҳолда кучли ўйғонган C^* ядро парчаланadi.

Бевосита реакция механизми. Фотопротонлар яъни (γ, p) фотоядро реакцияси натижасида ҳосил бўладиган протонларнинг энергетик ва бурчак тақсимоатларини ўрганиш, ушбу реакциялар иккита механиз бўйича юз бериши яъни оралиқ ядро механизми ва бевосита ядро реакцияси механизмлари мавжудлигини кўрсатди.. Айрим ҳолларда биринчисини буғланиш механизми, иккинчиси эса фотоэффект механизми ҳам дейилади. Бевосита реакция(фотоэффект) механизмида γ –квантлар энергиясининг асосий қисмини “сиртда” жойлашган протонга беради ва ушбу протон, γ –квантлар олиб келган энергия нуклонлар орасида тақсимланмасдан олдин ядродан учиб чиқиб кетади. Мазкур протоннинг максимал энергияси қуйидагига тенг:

$$(T_p)_{\max} = E_\gamma - \varepsilon_p,$$

Бу ерда ε_p – протоннинг боғланиш энергияси.

Шундай бевосита ажралиб чиққан протонлар ёрдамида (γ, p) фотоядро реакцияси чиқишининг оралиқ ядро механизмида кутилаётган чиқишига нисбатан ошишини ва учиб чиқаётган протонларнинг бурчак тақсимоатидаги анизотропияни ҳам тушунтириш мумкин.

Протонларни бевосита “узиб” олиш γ –квантлар ютилиш кесимининг фақат маълум бир қисмига жавоб беради. Аммо (γ, p) реакция учун у муҳим аҳамиятга эга бўлиши мумкин. Бунда сиртда жойлашган протонлар учун кулон барьерининг роли буғланиш протонлари учун кулон барьери барьери ролидан анча кичиклиги билан боғлиқ.

Бевосита ўзаро таъсир механизми оғир ядролардаги реакцияларда ўта муҳим аҳамиятга эга бўлади. Бунга сабаб ушбу ядроларда кичик энергияли буғланиш протонларга қаршилик қилучи Кулон тўсиғининг катталигидир.



5.2–расм. Бевосита ўзаро таъсир механизми юз бериш босқичлари.

5.5-§. Фотоядро реакциялар

Фотоядро реакцияси деб юқори энергияли гамма-квантларнинг ядро билан ўзаро таъсирлашуви натижасида ядродан протон, нейтрон, дейтрон ва бошқа зарраларнинг чиқиб кетиш жараёнларига айтилади. Фотоядро реакциясини ядро фотоэффекти деб ҳам айтилади. Фотоядро реакциясини умумий кўринишда қуйидаги ёзиш мумкин

$$\gamma + A \rightarrow B + b \quad (5.9)$$

ёки қисқача

$$A(\gamma, b)B \quad (5.10)$$

Ядродан чиқаётган зарралар навига қараб фотоядро реакциялари қуйидаги турларга бўлинади: (γ, n) , (γ, p) , (γ, np) , $(\gamma, 2n)$, (γ, d) , (γ, α) ва х.к. Ҳозирги кунда энг яхши ўрганилган реакциялар: (γ, n) ва (γ, p) . Бу реакциялар эндотермик бўлгани учун ушбу реакция юз бериш учун, γ -квантларнинг энергияси ушбу заррани ядродан ажратиш учун зарур бўлган энергиядан катта бўлиши керак, яъни

$$E_{\gamma} > \varepsilon_n(\varepsilon_p, \varepsilon_{\alpha}) \quad (5.11)$$

Ядро фотоэффекти биринчи марта 1934 йилда Чадвик ва Гольдхаберлар томонидан дейтронни фотопарчаланиш мисолида кузатилган:

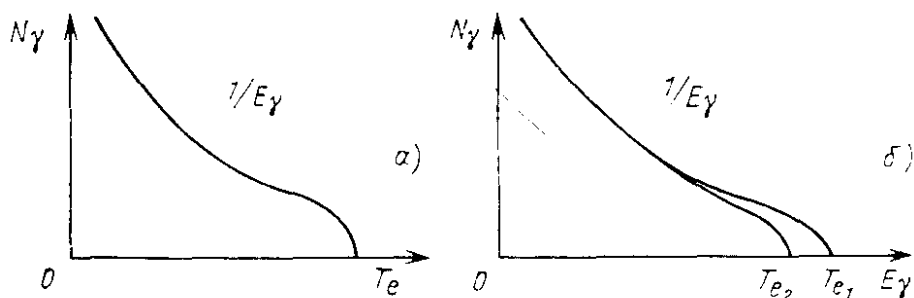
$$\gamma + {}^2_1\text{H} \rightarrow n + p, \quad E_{\gamma}({}^2_1\text{H}) = 2,22 \text{ МэВ} \quad (5.12)$$

Тажрибада ${}^{208}_{81}\text{Tl}$ радионуклидидан чиқаётган энергияси $E_{\gamma}=2,62 \text{ МэВ}$ га тенг бўлган гамма-квантлардан фойдаланилган. Кейинчалик табиий радиоактив элементлар гамма-квантлари таъсирида бўладиган яна бир фотоядро реакцияси кузатилди.

$$\gamma + {}^9_4\text{Be} \rightarrow {}^8_4\text{Be} + n, \quad {}^9_4\text{Be} \rightarrow 2 \cdot {}^4_2\text{He} \quad (5.13)$$

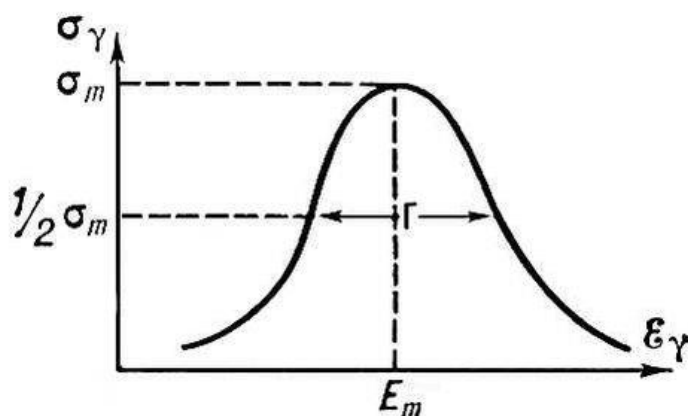
Ушбу реакция билан табиий радиоактив элементларнинг гамма-квантлари таъсирида юз берадиган фотоядро реакцияларнинг рўйхати чекланади. Бошқа ҳамма ядроларда нуклоннинг ажралиш энергияси радиоактив ядролар чиқараётган гамма-квантларининг энергиясидан катта бўлганлиги сабабли фотоядро реакцияси юз бермайди.

Юқори эргияли гамма-квантларни олиш имкнияти фақат юқори энергияли электрон тезлатгичларни яратгандан кейингина пайдо бўлди. Электрон тезлатгичларда (бетатрон, микротрон ва чизиқли электрон тезлатгич) юқори энергияли гамма-квантларни рентген трубкасида тормозли рентген нурлар ҳосил қилишига ўхшаш вазиятда ҳосил қилинади, яъни юқори энергиягача тезлатилган монохроматик электронлар Z катта бўлган элемендан (W, Pb) тайёрланган нишонга келиб тушадилар ва унда тормозланадилар. Натижада тормозли гамма-нурлар ҳосил бўлиб, уларнинг спектри узлуксиздир. Ушбу спектр 1-расмда кўрсатилган. Тормозли гамма-нурланишлар максимал энергияси тормозланаётган электронларнинг кинетик энергиясига тенг бўлиб, интенсивлиги эса энергияга тескари пропорционал равишда камаяди. Шундай қилиб, электронларнинг тормозланиши натижасида берилган максимал энергияли узлуксиз гамма-квантлар спектрини олиш мумкин экан.



5.3–расм. Тормозли нурлар спектри: а–энергияси T_e бўлган электронлар ҳосил қилган спектр; б) энергиялари T_{e1} ва T_{e2} бўлган электронлар ҳосил қилган спектрлар.

Гаммағ нурланишлар энергиясини ўзгартириш имконияти пайдо бўлгандан кейин (γ, n) ва (γ, p) реакциялар кесимларининг γ -квантлар энергиясига боғланишни ўрганиш имкониятлари ҳам пайдо бўлди. Кўпчилик ҳолларда реакция кесимининг зарралар энергиясига боғланиш графигини $\sigma=f(E)$ ўйғониш функцияси ҳам дейилади. Ушбу боғланишларни ўрганишлар натижасида жуда қизиқ ҳодисани аниқланди яъни $\sigma(\gamma, n)$ ва $\sigma(\gamma, p)$ катталиклар остона энергиясидан бошлаб секин оша бошлайди ва $E_\gamma=10$ МэВ энергияларда бор йўғи 1 мб қийматга эришади, аммо $E_\gamma \approx 15 \div 25$ МэВ энергияларда кўпчилик ўрганилаётган ядролар учун умумий, ўзига хос бўлган резонанс манзара кузатилади. (расм).



3–расм. Гигант резонанси.

Ушбу резонанс манзара қуйидаги катталиклар билан характерланади:

Γ – резонанс ярим кенглиги;

σ_m – кесимнинг максимал қиймати;

E_m – резонанс чўққисининг ўрни.

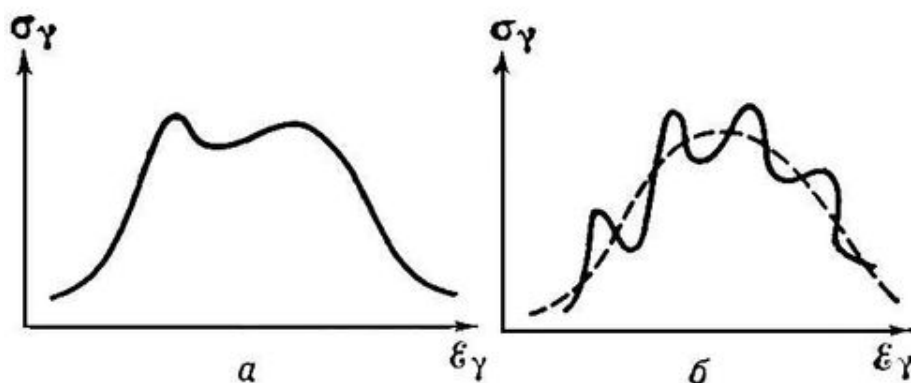
Ушбу резонанснинг ўзига хос томонларидан бири унинг ярим кенглигининг катталиги ва унинг ҳолатининг (резонанс энергиясининг) масса сонига A га қуйидагича боғлиқлигидир:

$$E_m = k \cdot A^{-1/3} \text{ МэВ}$$

Кўпчилик ядролар учун резонанс кенглиги 4–10 МэВ ни ташкил қилади. Катта қиймат қабул қилган учун “гигант” резонанси дейилади. Ушбу резонанснинг тўлиқ номи – гигант диполь резонанси дейилади.

Гигант резонанси ўрни масса сони A ошиши билан монотон равишда камаяди. 20–25 МэВдан (енгил ядроларда) 13 МэВ гача (оғир ядроларда).

Кейинги кузатишлар шуни кўрсатдики, гигант резонанслар соҳасида ютилиш эгри чизиқи монотон бўлмасдан балки маълум бир структурага эга экан. Гигант диполь резонансининг нозик структураси расмда келтирилган

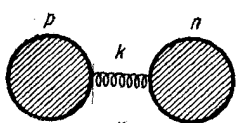
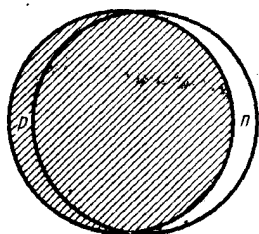


5-расм. Гигант диполь резонансининг нозик структураси: а–деформацияланган ядролар учун; б–сферик ядролар учун

Гигант диполь резонансини тушунтириш учун рус олими А.Б. Мигдал ва америка олими Гольдхаберлар γ -квантлар электромагнит майдони таъсирида ядро тебранишлари моделини таклиф этганлар. Бу ходисани сифат жиҳатидан қуйидагича тушунтириш мумкин: Энергияси E_γ бўлган γ -квантлар қуйидагига тенг бўлган тўқин узунлигига эга бўлади:

$$\lambda = \frac{hc}{E_\gamma} = \frac{1,2 \cdot 10^{-10}}{E_\gamma},$$

бу ерда λ – см ларда, E_γ – МэВ ларда, яъни $E_\gamma = 10 \div 20$ МэВ энергиялар соҳасида $\lambda \gg R_{\text{я}}$. Ядро билан таъсирлашаётган бу электромагнит тўқин электр майдон кучланганлиги тамонидан барча протонларга электростатик куч билан таъсир этади ва уларни нейтронларга нисбатан силжишга олиб келади. Протон ва нейтрон орасида тортишув кучлари мавжудлиги туфайли нейтронларга нисбатан силжиган протонлар



мувозанат ҳолатига тамон қайтади ва ядро механик системанинг даврий ҳаракатини эслатадиган тебранма ҳаракатга келади (дипол тебранишлар)

(расм). Ишқаланиш мавжудлиги туфайли тебранишлар аста секин сўнади ва тартибли тебранишлар тартибсиз иссиқлик ҳаракатига айланади, натижада қўзғалган компаунд ядро ҳосил бўлади. Агар ташқи даврий кучлар частотасисистеманинг хусусий тебранишлар частотасига мос келса, тебранишлар амплитудаси кескин ошиши билан боғлиқ бўлган резонанс ходисаси кузатилади. Бу гигант дипол резонансдаги кесимнинг ошишига мос келади. Ядро пружина ўрнини протон ва нейтронлар ядро тортиши кучлари бажаради.

Фотоядро реакцияларни ўрганиш ҳам фундаментал ҳам амалий аҳамиятга эгадир.

Фотоядро реакциялари асосан қуйидаги йўналишларда қўлланилади:

- Ядро структураси ва хусусиятларини ўрганишда;
- Радиоактив изотопларни олишда;
- Гамма–активацион анализда;
- Тез нейтронлар олишда.

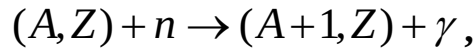
Кейинги учта йўналиш фотоядро реакцияларини амалий(тадбиқий) қўлланилиши ҳисобланади. Гамма–активацион анализ, янги радиоактив изотоплар олиш ва уларнинг фан ва техникада қўлланилишларини ядро технологиялари деб номланган фан ўрганади. Биз мисол сифатида фотоядро реакциялари ёрдамида олинадиган, мицицина ва фан ва техникада кенг қўлланилиб кеаётган кобальт–57 радиоизотопини олиш схемасини келтираимиз:

5.6-§. Нейтронлар иштрокидаги ядро реакциялар

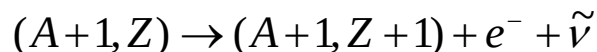
Ядрога келиб тушаётган нейтрон энергиясига боғлиқ ҳолда ҳар хил турдаги ядро реакциялари содир бўлиши мумкин. Бу реакциялар билан танишиб ўтамиз.

Нейтронлар радиацион қамраши

Нейтронлар таъсири остида юз берадиган ядро реакциялари ичида энг кўп тарқалгани бу радиацион қамраш реакцияси, яъни (n, γ)



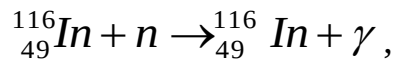
Бу реакция натижасида β^- -радиоактив $(A+1, Z)$ ядро ҳосил бўлади ва у қуйидаги схема бўйича парчаланеди:



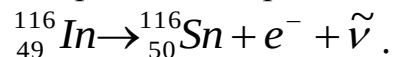
(n, γ) кўринишдаги ядро реакцияларида нейтрон ютилиш ва ундан кейин γ -квант чиқиши билан юз бергани учун бу реакцияларини радиацион қамраш реакцияси дейилади.

Радиацион қамраш реакцияси катта эҳтимоллик билан энергияси 0 дан 500 кэВ гача бўлган секин нейтронлар таъсири остида юз беради. Шунинг учун ҳам ушбу реакция нейтронларни детектирлаш учун кенг қўлланилади.

(n, γ) –реакцияга мисол қилиб энергияси 1,46 эВ бўлган нейтронларнинг индий ядроси томонидан қамраб олиши жараёнини келтириш мумкин:

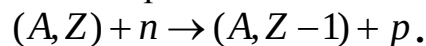


Бу жараён натижасида ҳосил бўлган $^{116}_{49}\text{In}$ радиоактив изотопи $T_{1/2}=54$ мин ярим парчаланиш даври билан парчаланеди:



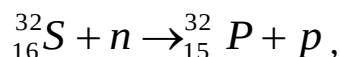
Протонлар ҳосил бўлиши билан юз берадиган реакциялар

Энергияси $T_n \approx 0,5 \div 10$ МэВ бўлган нейтронлар таъсири остида кўпинча (n, p) турдаги раакция юз беради:



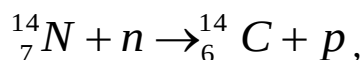
Одатда (n, p) турдаги раакция энергия ютилиши билан юз беради, яъни $Q > 0$ мобода $Q < 0$ бўлса, у ҳолда $|Q| \approx 1$ МэВ. Аммо реакция натижасида ҳосил бўладиган протонлар Кулон тўсиқини енгиб ядродан чиқиб кетиши учун нейтронлар етарлича катта энергияга эга бўлиши лозим.

(n, p) турдаги раакцияга мисол қилиб остонага эга бўлган қуйидаги реакцияни келтириш мумкин:



бу реакция энергияси $Q \approx -0,92$ МэВ га тенг.

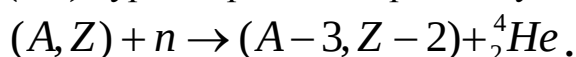
Хатто иссиқлик нейтронлари таъсири остида юз берадиган реакциялар мавжуд бўлиб бунга мисол қилиб қуйидагини келтириш мумкин:



бу реакция энергияси $Q \approx 0,6$ МэВ га тенг бўлиб, у енгил ядроларда юз беради. Бунга сабаб, ушбу ядроларда Кулон тўсиқи ҳосил бўлган протонлар учун унча катта бўлмаганидир.

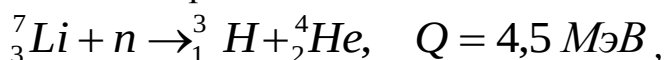
Альфа-зарралар ҳосил бўлиши билан юз берадиган

Ядро физикасида (n, α) турдаги реакциялар кенг қўлланилади:

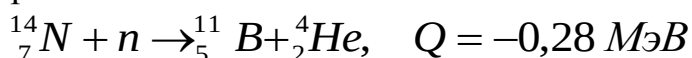


(n, α) турдаги реакциялар самарали кечиши учун энергиялари 0,5 дан 10 МэВ энергияли нейтронлар зарур бўлади. Аммо айрим ҳолларда ушбу реакция катта эҳтимолик билан секин нейтронларда ҳам юз беради.

Бундай реакцияга мисоллар:

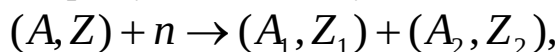


(n, α) турдаги эндоенергетик реакциялар мисол қилиб қуйидаги реакцияни келтириш мумкин:



Бўлиниш реакцияси

Оғир ядроларни (${}_{90}\text{Th}$, ${}_{91}\text{Pa}$, ${}_{92}\text{U}$, трансуран элементлар) энергияси $T_n > 1$ МэВ бўлган нейтронлар билан (ураннинг айрим изотопларида ва трансуран элементларда хатто иссиқлик нейтронларида содир бўлади) оғир ядроларни нурлантирилганда ўртача массалар нисбати $2/3$ нисбатни қаноатлатирувчи иккита ядро бўлаги ҳосил бўлади:



бу ерда

$$A_1 + A_2 = A + 1; \quad Z_1 + Z_2 = Z;$$

$$\ddot{A}_1 : \ddot{A}_2 \approx 2 : 3.$$

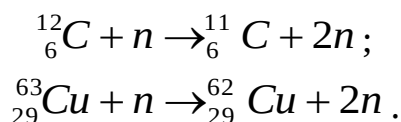
Бундай турдаги реакцияларни бўлиниш реакцияси дейилади ва (n, f) белгиланилади.

Бўлиниш реакциялари ядро энергиясини олишда кенг қўлланилади.

Икки ва ундан ортиқ нуклонлар ҳосил бўлувчи реакциялар

Энергияси $T_n > 10$ МэВ бўлган нейтронлар таъсири остида детектирлаш сифатида кенг қўлланиладиган $(n, 2n)$, (n, pn) , $(n, 3n)$ ва бошқа турдаги

реакциялар содир бўлади. Бундай реакцияларга қуйидаги мисоллар келтириш мумкин:



Бу реакцияларининг остона энергиялари мос ҳолда 20 ва 10 МэВ.

($n,2n$) турдаги реакцияларнинг остона энергиялари катталиги, битта нейтронга нисбатан иккита нейтронни ядродан чиқариш учун катта энергия сарфлашидадир. Мазкур турдаги ядро реакциялари нейтрон активацион анализда ҳам кенг қўлланилади.

Нейтронларнинг ноэластик сочилиши

Энергияси бир неча юз килоэлектронвольт бўлган нейтронлар ядрога тушгандан кейин уни уйғонган ҳолатга ўтказиши ва кейин ундан яна камроқ энергия билан чиқиб кетиши мумкин. Бу ерда келиб тушган нейтрон чиқиб кетиши шарт эмас, балки бошқа бир нейтрон ҳам чиқиб кетиши мумкин. Бундай жараён нейтронларнинг ноэластик сочилиши дейилади.

Нейтронларнинг эластик сочилиши

Биз тухталмоқчи бўлган охириги жараён бу нейтронларнинг эластик сочилишидир. Маълумки эластик сочилиши натижасида ядро олдинги ҳолатида қолади. Нейтрон эса инерция марказидаги санок системага нисбатан бошланғич кинетик энергиясини сақлайди (лаборатория санок системасига нисбатан эса нейтрон ва ядро йиғинди кинетик энергияси сақланади). Ушбу турдаги реакциялар амалий ядро физикасида кенг қўлланилади.

5.7-§. Зарядланган зарралар иштирокидаги ядро реакциялар

Зарядланган зарралар иштирокида ядро реакциялар қуйидаги турдаги реакциялар содир бўлади: қуйидаги ядро реакциялари содир бўлиши мумкин: (p,γ), (p,n), (p,α), (d,p), (t,n), (${}^3\text{He},n$), (${}^3\text{He},p$), (${}^3\text{He},\alpha$), (α,n), (α,p), ($\alpha,\gamma n$) ва ҳ.к.

Активация қилувчи зарралар сифатида асосан водород ва гелий изотопларининг ядролари қўлланилади, яъни: протон p , дейтрон d , тритон t , гелий-3 (${}^3\text{He}$) ва α -зарралар.

Зарядланган заррлар иштирокида ядро реакцияларда қуйидаги иккита факторни ҳисобга олиш лозим;

- Кулон тўсиқи
- Зарядланган зарраларнинг кимёвий элемент атомларидаги электронлар билан ўзаро таъсири.

Зарядланган зарралар атом ядролари билан ўзаро таъсирлашганда Кулон потенциални ҳисобга олишга тўғри келади. Сабаби мусбат зарядланган зарра, мусбат зарядланган ядро билан ўзаро таъсирлашганда Кулон потенциалли ушбу ўзаро таъсирни амалга оширишга тўсқинлик қилади ва бунинг натижасида зарядланган зарралар иштирокидаги ядро реакциялари остона энергиясига эга бўлади. Зарядланган зарра ядро билан ўзаро таъсирлашиши учун унинг энергияси потенциал тўсиқ энергиясидан

катта бўлиши лозим. Маълумки энергияси потенциал тўсиқнинг баландлигидан кичик бўлган зарралар ҳам туннел эффекти ҳисобига ядро ичига кириши ва ядро реакциясини амалга ошиши мумки. Аммо бундай жараёнларнинг эҳтимолликлари жуда ҳам кичик бўлгани учун амалда ҳисобга олинмайди.

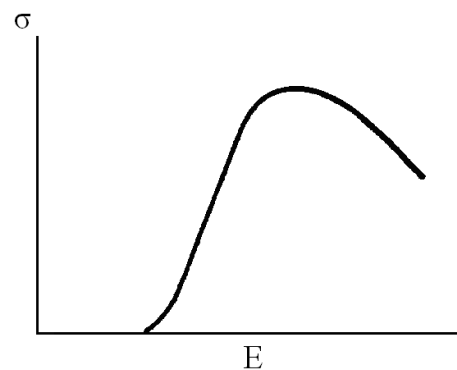
Зарядланган зарралар иштирокидаги ядро реакциялар кесимининг зарра энергиясига боғланиши, яъни уйғониш функцияси умумий кўриниши 5.4-расмда келтирилган. Зарраларнинг кичик энергияларида кулон тўсиқи, зарранинг ядрога тушишига тўсқинлик қилади, бунинг натижасида реакция кесими кичик бўлади.

Зарралар энергияси ошиши билан Кулон тўсиқининг шаффофлики (зарраларнинг ўтиш эҳимоллиги) ошади ва бунга мос ҳолда реакция кесими ҳам ошади. Реакция кесими максимум қийматга, зарра энергиясининг тахминан Кулон тўсиқининг баландлигига тенг бўлганда эришади. Энергиянинг кейинги ошишида реакция кесими камаяди. Бунга сабаб, энергия ошиши билан рақоботланувчи реакциялар пайдо бўлади. Умуман олганда, энергия ошиши билан ядро реакцияларнинг каналлари сони ошади.

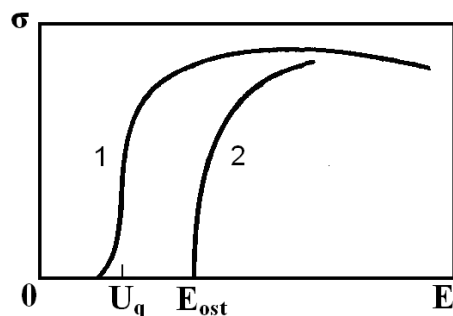
Экзотермик ва эндотермик реакциялар кесимларининг зарядланган зарраларнинг энергияларига боғланиши 5.5-расмда келтирилган. Бу ерда U_q — Кулон тўсиқининг баландлиги, E_{ost} — реакция остона энергияси.

Зарядланган зарралар билан активацион анализ ўтказганда яна бир муҳим омилни ҳисобга олиш лозим, яъни зарядланган зарраларнинг кимёвий элемент атомларидаги электронлар билан ўзаро таъсири. Бунинг натижасида зарядланган зарралар ўз энергиясини муҳит атомларини ўйғотишга ва ионизация қилишга сарфлайдилар ва энергияси тез йўқотадилар. Зарядланган зарралар манбаи сифатида асосан циклотрон ва чизиқли тезлатгичлар қўлланилади. Ушбу қурилмалар ёрдамида катта энергияли ва юқори интенсивликка эга бўлган зарралар оқимини олиш мумкин.

Циклотрон бу норелятивистик оғир зарядланган зарраларни (протонлар, ионлар) тезлатувчи циклик тезлатгич бўлиб, бунда зарралар доимий ва бир жинсли магнит майдонда ҳаракатланадилар. Ушбу зарраларни тезлатиш учун эса юқори частотали электр майдон қўлланилади. Электр майдон



5.4-расм. Реакция кесимининг зарядланган зарра энергиясига боғланиши



5.5-расм. Экзотермик ва эндотермик ядро реакцияларининг уйғониш функциялари

частотаси ўзгармас бўлади. Циклотронда протонлар 25 МэВ гача, α -зарралар 50 МэВ гача тезлатилади.

Ҳозирги кунда Ўзбекистон Республикаси Фанлар Академиясининг Ядро физикаси институтида У-150-II типдаги циклотрон мавжуд бўлиб, бу тезлатгичда фундаментал ядро физикаси, радиацион материалшунослик, ядровий радиокимё, радиобиология ва тиббиёт соҳаларида илмий тадқиқотлар олиб борилмоқда. Ушбу тезлатгичда протонлар - 8 – 22 МэВ, дейтронлар 10 – 20 МэВ, ионлар - 20 – 40 МэВ ва альфа-зарралар - 25 – 50 МэВ энергия диапазонларида тезлатилади. Мазкур тезлатгичда кўп йиллар давомида зарядланган зарралар иштирокидаги активацион анализ ҳам амалга ошириб келинган.

VI БОБ

ЯДРО НУРЛАНИШЛАРНИНГ МОДДА БИЛАН ЎЗАРО ТАЪСИРИ

Ушбу мавзунинг асосий мақсади: Зарядланган микрозарралар ёки γ -квантлар оқими модда орқали ўтганда қандай жараёнлар юз беришини ўрганишдан иборат.

Микрозарраларнинг модда орқали ўтиш механизмига қараб, қуйидаги учта гуруҳга бўлинади:

- 1) Зарядланган оғир зарраларнинг модда орқали ўтиши;
- 2) Зарядланган енгил зарраларнинг модда орқали ўтиши;
- 3) γ -квантларнинг модда орқали ўтиши.

Ядро нурланишлари модда орқали ўтганда асосан электромагнит ўзаро таъсир юз беради.

Зарядланган енгил зарраларга электрон ва позитрон киради. Зарядланган оғир зарралар гуруҳига эса қолган ҳамма микрозарралар (ион, α -зарра, дейтрон, протон ва ҳ.к.) киради.

6.1-§. Зарядланган оғир зарраларнинг модда орқали ўтиши

Зарядланган оғир зарраларнинг модда билан ўзаро таъсири қуйидагича:

Зарра модда ичидан ўтганда, у ўз Кулон майдони билан атом электронларини “туртади” (“туртки” беради) ёки “суриб” ўтади. Бу ҳисобига зарра ўз энергиясини аста секин йўқотади. Модда атомлари эса ё ионизацияланади ё бўлмаса уйғонган ҳолатларга ўтадилар. Демак, зарра энергиясини модда атомларинит уйғотишга ва ионлашга сарфлар экан. Кулон кучларининг узоқдан таъсир қилиш хусусияти ҳисобига модда орқали учиб ўтаётган зарра, жуда кўп миқдордаги электронлар билан ўзаро таъсирлашади (туртиб ўтишга улгуради). Модда орқали ўтаётган зарранинг массаи электрон массасига нисбатан катта бўлганлиги сабабли, у электрон билан тўқнашганда ўз йўлидан жуда кичик миқдорда четлашади. Ҳаракат давомида бундай тўқнашишилар жуда кўп бўлиб, бундай хаотик йўналишдаги тўқнашишлар бир бирини компенсациялайди. Шу сабабли зарядланган оғир зарраларнинг моддаги траекторияси дейарлик тўғри чизик бўлади.

Зарядланган оғир зарраларнинг модда орқали ўтишини қуйидаги физик катталиклар орқали тавсифланилади:

- йўл бирлигида энергия йўқотиши ёки солиштирма ионизацион йўқотиш - $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}}$.
- Зарранинг моддадаги тўлиқ югуриш йшли – R .

Бизга маълумки, зарядланган оғир зарралар модда орқали ўтганда, энергиясини асосан модда атомларини уйқотишга ва ионлашга сарфлайди. Бу энергия йўқотиш жараёнларини умумлаштириб, ионизацион йўқотиш дейилади. Солиштирма ионизацион йўқотишни қуйидаги формула ёрдамида аниқлаш мумкин ($v \ll c$ ҳол учун):

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} = \frac{4\pi n_e Z^2 z^2 e^4}{m_e v^2} \ln \frac{2m_e v^2}{I(Z)} \quad (6.1)$$

бу ерда n – муҳитнинг 1 см^3 ҳажмидаги электронлар сони ёки концентрацияси;

Z – зарралар ўтаётган модда(ёки муҳит) нинг атом номери;

$I(Z)$ – муҳит атомларининг ўртача ионизация потенциали, яъни $13,5 \cdot Z \text{ эВ}$

m_e – электроннинг тинчликдаги массаси;

v – зарра тезлиги;

ze – зарра заряди.

(6.1) формуладаги логарифм остидаги каср сурати, яъни $2m_e c^2$, тезлиги $v \ll c$ бўлган оғир зарра томонидан қўзғалмас электронга юзма-юз тўқнашганда бериладиган максимал кинетик энергия, яъни

$$\Delta T_{\text{max}} = 2m_e c^2 \quad (6.2)$$

(6.1) формула ўринли бўлади, фақат $E \sim I(Z)$ шарт бажарилганда. Энди ушбу формуладан келиб чиқадиган хулосаларга тўхталиб ўтамиз. (6.1) формуладан кўринадики, ионизацион йўқотиш асосан қуйидаги катталикларга боғлиқ бўлади:

- Зарра тезлигига.
- Зарра массасига.
- Ҳажмидаги электронлар сони ёки концентрациясига.
- Ўртача ионизацион потенциалга.

Буни ифода кўринишда ёзсак:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} \sim Z^2 n_e \varphi(v). \quad (6.3)$$

Бунда ўртача ионизацион потенциалга боғланиш логарифмик равишда, яъни кучсиз боғланган. Ҳажм бирлигидаги электронлар сони n модда зичлигига ρ пропорционалдир:

$$n = \frac{Z \rho N_A}{A}, \quad (6.4)$$

бу ерда N_A – Авогадро сони;

A – масса сони;

Z – атомдаги электронлар сони.

Демак ионизацион йўқотиш модда зичлигига тўғри пропорционал экан.

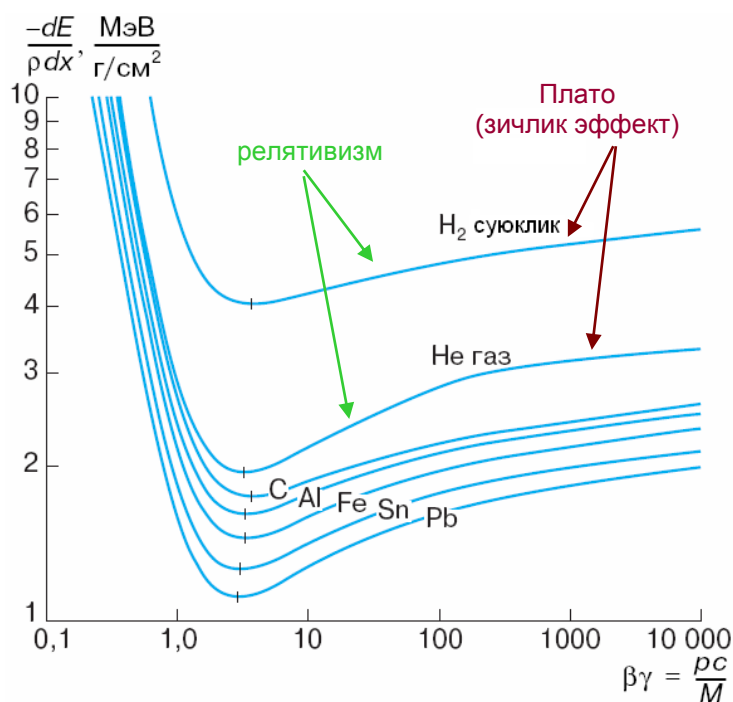
(6.1) формуладан келиб чиқадики, зарраларнинг катта энергияларида ($v \rightarrow c$ бўлганда), ионизацион йўқотиш монотон равишда камая бориши керак. Аммо амалда бу ҳол кузатилмайди ёки (6.1) формула аниқ бўлмай қолади. Бу ердан келиб чиқадики, юқори энергияларда бу формула аниқ

бажарилмас экан. Ушбу ҳолни ҳисобга олиб релятивистик ҳоллар учун куйидаги формула ўринли бўлар экан:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{eiri}} = \frac{4\pi n_e Z^2 z^2 e^4}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I(Z)} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right]. \quad (6.5)$$

бу ерда $\beta = \frac{v}{c}$.

(5) формуладан кўринадикки, зарра энергияси ошиши билан ионизацион йўқотиш олдин жуда тез камаяди(энергияга тескари пропорционал равишда) аммо ёруғлик тезлигига яқинлашган сайин бу камайиш секинлашиб секинлашиб боради. Бу (6.5) формуланинг махражида дейарлик ўзгармас катталиқ, яъни $\beta^2 \approx c^2$. Аммо кавс ичидаги ҳадларда кўринадикки, зарранинг баъзи бир юқори энергияларидан бошлаб, dE/dx катталиқ зина секин (логарифмик равишда) ўсади, ундан кейин тўйинишга чиқади (6.1-расмга қаранг).

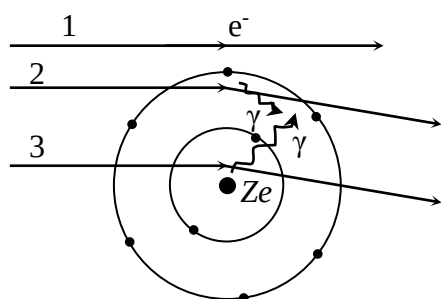


6.1-расм Ионизацион йўқотиш

6.2-§. Зарядланган енгил зарраларнинг модда орқали ўтиши

Зарядланган енгил зарралар, яъни электрон ва позитронларнинг модда орқали ўтиши барча зарядланган зарраларнинг модда орқали ўтишида кескин фарқ қилади. Бунга асосий сабаб, электрон ва позитронларнинг массаларининг кичиклигидир. Моддага учиб келаётган электронларнинг массаси кичиклигидан, модда ичидаги ҳар тўқнашишда

импульслари катта ўзгаради. Бунинг оқибатида берилган йўналишга нисбатан йўналишлари анча ўзгаради. Электронлар траекториялари тўғри чизик бўлмайди.



6.2-расм

1-электрон атомни уйғонган ҳолатга ўтказди ёки ионизациялайди.

2 ва 3 лар ҳолларда радиацион йўқотиш, яъни:

2 - электрон атом электронларининг Кулон майдонида тормозланади ва тормозли нурлар чиқаради.

3 - электрон атом ядросининг Кулон майдонида тормозланади ва тормозли нурлар чиқаради.

Электронлар ҳам модда орқали ўтганда бошқа зарядланган зарралар каби, ўз энергиясини атомларни уйғотишга ва ионизацияга сарфлайди. Бундан ташқари электрон энергиясини радиацион эффектга сарфлайди. Радиацион эффект ёки радиацион йўқотишда электрон, атом қобиқдаги электроннинг ёки ядронинг Кулон майдонида тормозланиши натижасида узлуксиз спектрга эга бўлган тормозли нурлар ҳосил қилади. Бу ҳолда моддага учиб кирган электрон ўз энергиясининг бир қисмини мазкур жараён натижасида йўқотади.

Демак электронлар модда орқали ўтганда энергиясини қуйидаги эффектларга сарфлайди:

1. Ионизацияга йўқотишга.
2. Радиацион йўқотишга

Зарядланган зарралар атом ядросининг ва атом электронларининг электр майдонида тез тормозланиши натижасида радиацион (ёки тормозли) нурланишлар чиқаради. Энергияни нурланишга йўқотиши $(dE/dx)_{нур}$ тезланиш квадратига пропорционалдир, яъни $\ddot{x}^2$. Зарядлар қиймати тенг бўлган зарраларнинг ядро билан Кулон ўзаро таъсири кучи билан бир хил бўлгани учун,

$$\left(a = \ddot{x}^2 \approx \frac{1}{m^2} \right)_{z=const},$$

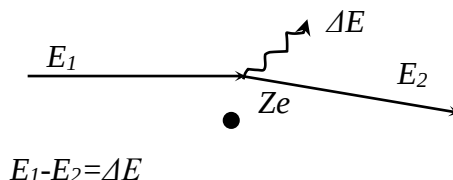
ва

$$\left[\left(\frac{dE}{dx} \right)_{i \text{ оғ}} \right]_{z=const} \sim \frac{1}{m^2}.$$

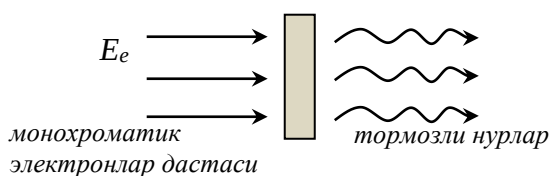
Демак, зарядлари бир хил бўлган зарралр учун энергиянинг нурланишга сарфланиши, зарра массасининг квадратига тескари пропорционал бўлар экан. Айниқса бу жараён зарядланган енгил зарралар, яъни электронлар учун жуда сезирали йўқотиш бўлади. Зарядланган оғир зарралар учун бу эффектни ҳисобга олмаса ҳам бўлади.

Электронлар учун радиацион йўқотиш моддаги атомлар концентрациясига, ядро зарядига ва электронлар кинетик энергияларига боғлиқ бўлади:

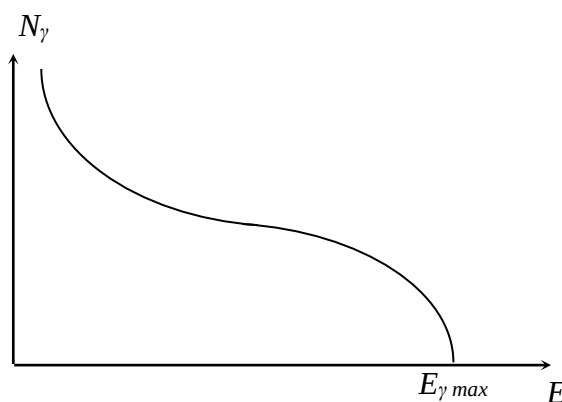
$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{i\infty} \sim Z^2 n T_e ,$$



6.3-расм. Ядро майдонида электрон тормозланиши



6.4-расм. Тормозли нурлар ҳосил бўлиш схемаси



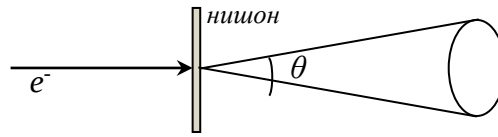
6.5-расм. Тормозли нурлар спектри

Монохроматик электронлар дастаси юпқа нишонга келиб тушсин. Нишон қалинлиги шунчалик кичикки, унда ионизацион йўқотиш ва атом электронлар билан кўп марта тўқнашишларини ҳисобга олмасак ҳам бўлади. Бунда энергиянинг спектри узлуксиз бўлади.

Тормозли нурланишлар қуввати (Вт) қуйидаги формула бўйича ҳисобланади:

$$W_{\text{торм}} = 1,9 \cdot 10^3 (E_e - 0,511) Z^2 \rho \, d \, i / A \quad (6.6)$$

бу ерда $W_{\text{торм}}$ - тормозли нурланишлар қуввати, Вт; E_e - нишонга тушаётган электронлар энергияси, МэВ; Z ва A - мос ҳолда атом заряди ва масса сони; ρ - мода зичлиги, $\text{кг}/\text{м}^3$; d - нишон қалинлиги, м; i - электронлар токи, А.



6.7.расм. Тормозли нурлар бурчак тақсимооти

Конус учининг бурчаги:

$$\theta \approx \frac{m_0 c^2}{E_e} \approx \frac{0,511}{E_e}. \quad (6.7)$$

Бу ердан кўринадики, электроннинг энергияси ошиши билан тормозли нурлар дастаси сиқилади.

Электронларнинг кичик энергияларида энергияни ионизацион йўқотиши устун бўлади. Юқори энергияларда эса радиацион йўқотиши устунликка эришади. Радиацион йўқотишнинг роли Z нинг қиймати катта бўлган моддаларда катта бўлади. Ионизацион йўқотиш, радиацион йўқотиш билан тенглашадиган энергияси критик энергия дейилади $E_{кр}$ ва бу катталик қуйидаги муносабат билан аниқланилади:

$$E_{кр} = \frac{800}{Z}, \quad (6.8)$$

бу ерда $E_{кр}$ - МэВ ларда ўлчанади.

Охирги формулада Pb учун $E_{\text{кр}} \approx 10 \text{ МэВ}$, Al учун $E_{\text{кр}} \approx 62 \text{ МэВ}$. $E_e \gg E_{\text{кр}}$ бўлганда ионизацион йўқотишни ҳисобга олмаса ҳам бўлади ва электрон ўз энергиясини фақат тормозли нурланишга сарфлайди. Бунда электронлар энергияси экспоненциал қонун бўйича камаяди. Электрон энергияси радиацион йўқотиш натижасида е марта камаядиган масофадаги радиацион узунлик X_0 дейилади:

$$E_e = E_e^0 \exp \frac{-x}{X_0}. \quad (6.9)$$

X_0 нинг қиймати Pb учун $58 \frac{\text{см}}{Z^3}$ дан, He учун $850 \frac{\text{см}}{Z^3}$ гача ўзгаради.

Критик энергияни баҳолашда қуйидаги тахминий муносабатдан фойдаланиш қўлайдир:

$$\frac{(-dE/dx)_{\text{рад}}}{(-dE/dx)_{\text{ион}}} \approx \frac{ZE(\text{МэВ})}{800}. \quad (6.10)$$

Нурланиш сарф бўладиган энергия ёки радиацион йўқотиш муҳит атом ядроларининг зарядига Z га, атомлар концентрацияси n га ва электронлар кинетик энергияларига пропорциональ экан:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}} \approx Z^2 n T_e. \quad (6.11)$$

Агар электрон эгри траектория бўйича ҳаракатланайтган бўлса, яъни тезланиш билан ҳаракатланса, у нурланади (нурланиш чиқаради). Ҳақиқатан ҳам тажрибалар кўрсатадики, айланма орбита бўйлаб ҳаракатланайтган электронлар дастасининг катта диапазони электромагнит нурланишлар чиқаради (радиодиапазондан юмшоқ γ – нурланишларгача бўлган ораликда). Биринчи марта бу нурланишлар астрономик кузатишларда, кейин эса электронларнинг ҳалқали тезлаткичлари – синхротронларда кузатилган ва тўлиқ ўрганилган. Шунинг учун ҳам бу нурланишни синхротрон нурланишлар дейилади. Ушбу нурланишлар фан ва техникада кенг қўлланилмоқда.

6.3-§. Гамма-нурларнинг модда билан ўзаро таъсири

Гамма-квант зарядга эга бўлмагани учун муҳит атомларини бевосита ионизация қила олмайди.

Гамма-квантлар дастаси модда орқали ўтганда уларнинг сони ёки интенсивлиги экспоненциал қонун бўйича камаяди, яъни:

$$N = N_0 e^{-\mu x} \quad (6.12)$$

ёки

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (6.13)$$

бу ерда N_0 , I_0 – калинлиги x бўлган модда қатламига келиб тушаётган γ -квантлар сони ёки интенсивлиги;

N , I – ушбу қатламдан ўтган γ -квантлар сони ёки интенсивлиги;

μ – ютилиш коэффициент, м^{-1} .

Ютилиш коэффициентидан ташқари, μ/ρ га тенг бўлган массавий ютилиш коэффициенти тушунча ҳам қўлланилади. Бу ерда ρ – модда зичлиги.

Агар γ -квантлар ютилиш бир неча ҳар хил жараёнлар ҳисобига бўлса, у ҳолда ҳар бир жараённинг мос ҳолда ўз μ_i ютилиш коэффициентлари бўлади. Юқорида келтирилган ютилиш коэффициенти ҳамма μ_i коэффициентлар йиғиндисига тенг бўлади:

$$\mu = \sum_i \mu_i. \quad (6.14)$$

Бу ердаги μ ва μ_i катталиклар ўлчами м^{-1} (см^{-1}).

Фотоядро реакцияларини ҳисобга олмаганда γ -квантларнинг модда орқали ўтганда қуйидаги жараёнлар юз беради:

1. Фотоэффект.

2. Комптон эффекти.

3. Электрон-позитрон жуфтнинг ҳосил бўлиши.

1. Фотоэффект.

Бу жараёнда γ -квант бутун энергиясини учраган атом электронларидан бирига беради. Ушбу ҳолда γ -квант бутунлай йўқ бўлади, электрон эса атомдан қуйидаги энергияга эга бўлиб чиқиб кетади:

$$E_e = E_\gamma - I, \quad (6.15)$$

бу ерда I – атомнинг ионизация потенциали,

E_e – фотоэффект натижасида чиққан электрон кинетик энергияси,

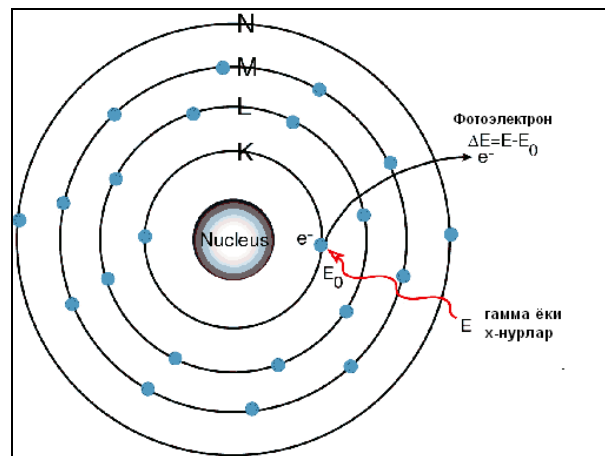
E_γ – γ -квант энергияси.

Фотоэффект $E_\gamma > I$ шарт бажрилганжа юз беради, ифодани умумий ҳолда ёзамиз:

$$E_e = E_\gamma - I_i, \quad (6.16)$$

бу ерда I_i – атомнинг i -қобикдаги ионизация потенциали,

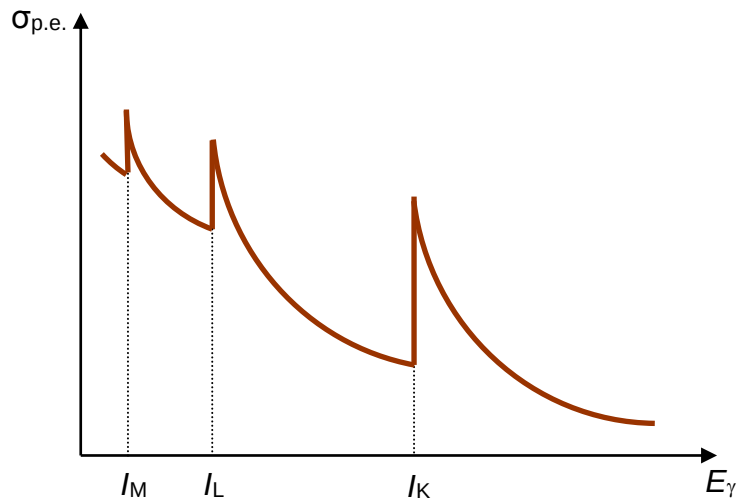
$E_\gamma < I_k$ шарт бажрилган фотоэффект фақат L-, M- ва х.к. қобикларда юз беради. K – қобикда эса юз бермайди. $E_\gamma < I_M$ шарт бажрилган фотоэффект фақат M-, N- ва х.к. қобикларда юз беради. K- ва M – қобикларда эса юз бермайди. Шунинг ҳам таъкидлаб ўтиш керакки, фотоэффект фақат боғланган электронларда юз беради. Эркин электронларда эса юз бермайди. Буни энергия ва импульс сақланиш қонунлари ёрдамида исботлаш мумкин.



6.8-расм. Фотоэлектронлар ҳосил бўлиши

Атомдаги фотоэффект ҳодисаси, характеристик рентген нурлар ёки Оже электронларнинг ҳосил бўлиши билан биргаликда юз беради. Расмда фотоэффект кесимининг γ -квантлар энергиясига боғланиши келтирилган. Расмдан кўринадики, γ -квантларнинг катта энергияларида кесим жуда кичик бўлади. Бу энергияларга нисбатан электронлар боғланиш энергиялари кичик бўлади ва электрон дейарлик эркин бўлади. Гамма-

квантлар энергияси E_γ камайши билан кесим олдин $1/E_\gamma$ қонун бўйича, кейин $1/E_\gamma^{7/2}$ қонун бўйича ошиб боради.



6.9-расм.Фотоэффект кесимининг γ -квантлар энергиясига боғланиши. Атомнинг электрон қобикларидаги ионизация энергияларига тенг бўлган энергияларда кескин сакраш кузатилади.

2.Комптон эффекти

Гамма-квантлар, эркин ёки кучсиз боғланган электролар билан ўзаро таъсирлашганда, энергиясининг фақат бир қисмини электронга бериш жараёни юз беради. Бунда сочилиш бурчагига қараб, электрон нолдан максимал қиймати қуйидагига тенг бўлган соҳадаги турли энергияларни қабул қилади:

$$E_{\max} = \frac{E_\gamma}{1 - \frac{m_0 c^2}{2E_\gamma}} \quad (6.17)$$

бу ерда m_0 — электроннинг тинчликдаги массаси, c — ёруғлик тезлиги ($m_0 \cdot c^2 = 0,511 \text{ МэВ}$).

3. Электрон-позитрон жуфтнинг ҳосил бўлиши

Гамма-квантларнинг етарлича юқори энергияларида ($E_\gamma > E_0$) фотоэффект ва Комптон эффектлари бир қаторда учинчи бир жараён, яъни γ -квантларнинг модда билан ўзаро таъсирлаши натижасида электрон-позитрон жуфтнинг ҳосил бўлиши юз беради.

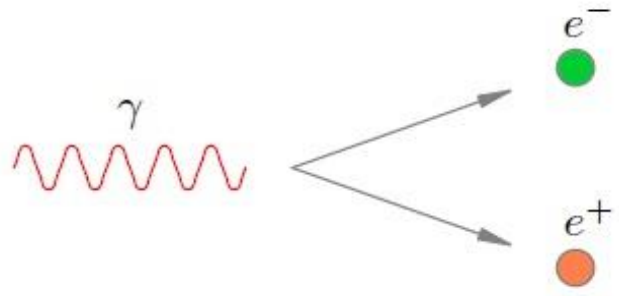
Электрон-позитрон жуфти ҳосил бўлиши бўшлиқда юз бермайди, ушбу жараён юз бериши учун у ядро ёки электрон яқинида ёки майдонидагина юз беради.

Ядро Кулон майдонида жуфт ҳосил бўлиши учун қуйидаги шарт бажарилиши лозим:

$$E_\gamma > 2mc^2 = 1,02 \text{ МэВ}$$

Атом қобиқидаги электронларнинг Кулон майдонида электрон-позитрон жуфтнинг ҳосил бўлиши учун қуйидаги шарт бажарилиши керак:

$$E_\gamma = 4mc^2 = 2,04 \text{ МэВ}.$$



6.10-расм. Электрон-позитрон жуфти ҳосил бўлиш схемаси

Электрон-позитрон жуфти ҳосил бўлиши кеими γ -квантлар энергиясига мураккаб боғланган. Агар электронларнинг экранловчи таъсирини ҳисобга олмаганда, $m_e c^2 \ll E_\gamma \ll 137 m_e c^2 Z^{-1/3}$ энергия интервалида кесим қуйидагига тенг бўлади:

$$\sigma_{\text{e} \leftrightarrow \text{e}} = \frac{Z^2}{137} r_e^2 \left(\frac{28}{9} \ln \frac{2E_\gamma}{m_e c^2} - \frac{218}{27} \right). \quad (6.18)$$

Кичик энергия ва катта Z ларда электрон-позитрон жуфтнинг ядро майдонида ҳосил бўлиш кесим, унинг электрон майдонида ҳосил бўлиш кесимидан тахминан минг марта катта бўлади.

Гамма-квантлар модда орқали ўтганда фотоэффект, комптон эффект ва электрон-позитрон жуфти ҳосил бўлиш эффектларига энергиясини сарфлайди. Гамма-квантларнинг моддада тўлиқ ютилиш коэффициенти, юқорида кўриб чиқилган уч жараён ютилиш коэффициентлар йиғиндисига тенг, яъни:

$$\mu = \mu_\phi + \mu_{\text{комп}} + \mu_{\text{жуфт}}$$

ёки ушбу жараёнларни юз бериш кесимлар орқали ифодаласак;

$$\sigma = \sigma_\phi + \sigma_e + \sigma_{\text{e}}.$$

Кичик энергиялар соҳасида фотоэффект жараёни устунлик қилади, ўрта ва юқори энергиялар соҳасида эса Комптон эффекти юз бериш кесими оша боради, фотоэффект кесими камая боради, $E_\gamma > 2mc^2 = 1,02 \text{ МэВ}$ энергиялардан бошлаб электрон-позитрон жуфти ҳосил бўлиши жараёни бошланади. Юқори энергиялар соҳасида асосан Комптон ва жуфт ҳосил бўлиш жараёнлари юз беради.

VII БОБ

ЭЛЕМЕНТАР ЗАРРАЛАР

Қадим замонлардан инсон ўзини ўраб турган оламни ўрганиш ва билишга интилиб келган. Шу ўринда барча мавжуд нарсаларнинг асоси бўлган элементар ташкил этувчилар ва уларнинг ўзаро бир-бирлари билан бўладиган муносабатлари -ўзаро таъсирлари тўғрисидаги қарашлар доимо инсон ақлини банд қилиб келган.

Физиканинг элементар зарралар физикаси булими микродунёда, яъни элементар зарралар физикасида рўй берадиган барча жараёнларни, уларнинг характеристика ларини, ўзаро бир-бирига айланишларини, улар орасидаги ўзаро таъсир турларнинг ўрганади.

Мазкур маъруза матни юқорида қайд қилиб ўтилган масалаларни ўзида мужассамлаштирган бўлиб, бакалаврлар дастури асосида ёзилган ва айни пайтда мукаммал қўлланма бўлиб хизмат қила олмайди. Шу билан бирга, ушбу қўлланма талабаларнинг ўз устида мустақил ишлаши, адабиётлардан фойдалана билиши ва шу тарика етарли билимга эга бўла олиши учун асос бўлиб хизмат қилади.

7.1-§. Ўзаро таъсир турлари ва элементар зарралар классификатияси

Элементар зарра деб ҳозирги вақтда маълум бўлган материянинг энг майда заррачасига айтилади. Элементар зарра бошқа ҳеч қандай майда заррадан ташкил топмаган бўлиши керак. Элементар сўзи латинча “бошланғич, оддий, асосий” деган маънони англатади. Элементар зарраларнинг ўзига хос хоссаларидан бири уларнинг ўзаро айланишидир. Ҳозирги кунда антизарралар билан биргаликда 350 лар атрофида элементар зарралар мавжуд. Элементар зарралар орасида 4 та ўзаро таъсир кўриниши мавжуд: кучли, электромагнит, кучсиз ва гравитацион (бу ерда уларнинг интенсивлиги камайиб бориш тартибида санаб ўтилган). Ўзаро таъсир интенсивлигини, ўзаро таъсир константаси (доимийси) орқали характерлаш (ифодалаш) қабул қилинган. У ўлчамсиз катталиқ бўлиб, берилган турдаги ўзаро таъсир натижасида юз берадиган жараён эҳтимоллигини ифодалайди. Константар қийматлар нисбати, нисбий эҳтимолликни беради.

Кучли ўзаро таъсир. Бу турдаги ўзаро таъсир ядродаги нуклонлар алоқасини таъминлайди. Кучли ўзаро таъсир константаси қиймати 10 га тенг. Ушбу ўзаро таъсир пайдо бўладиган масофа тахминан 10^{-15} м.

Электромагнит ўзаро таъсир. Ўзаро таъсир константаси $1/137 \approx 10^{-2}$. Таъсир радиуси чекланмаган, яъни $r = \infty$.

Кучсиз ўзаро таъсир. Бу ўзаро таъсир ҳамма турдаги β -парчаланишлар, (e -қамраш), кўп элементар зарралар парчаланишларини, шунингдек нейтринонинг модда билан бўладиган ўзаро таъсирлашувларни ўз ичига олади. Ўзаро таъсир константаси 10^{-14}

катталиқ тартибда. Кучсиз ўзаро таъсир қисқа таъсир қилувчидир, яъни таъсир масофаси чекланган.

Гравитатсион ўзаро таъсир. Ўзаро таъсир константаси 10^{-39} тартибдаги қийматга эгадир. Таъсир масофаси чекланмаган, яъни $r=\infty$. Ушбу ўзаро таъсир остида ҳамма элементар зарралар бўлади. Лекин, микродунё жараёнларида ушбу ўзаро таъсир сезиларли рол ўйнамайди. Ушбу жадвалда ўзаро таъсир константалари ва ушбу таъсирлар ҳисобига парчаланадиган зарралар яшаш вақти келтирилган.

Ўзаро таъсир турлари	Ўзаро таъсир константаси	Яшаш вақти, t
Кучли	1	10^{-23}
Электромагнит	10^{-2}	10^{-23}
кучсиз	10^{-14}	10^{-8}
гравитацион	10^{-39}	-

Элементар зарралар одатда 4 та синфга бўлинади. Улардан биринчисига фақат битта зарра, фотон киради. Иккинчи синфни лептонлар, учинчи синфни мезонлар ва ниҳоят тўртинчи синфни эса барионлар ҳосил қиладилар. Мезонлар ва барионлар кўпинча биргаликда кучли ўзаро таъсир қилувчи зарралар синфи бўлган адронлар деб номланувчи зарралар синфини ҳосил қиладилар.

Санаб ўтилган зарралар синфининг қисқа характеристикасини келтирамыз:

1. Фотонлар γ (электромагнит майдон кванти) электромагнит ўзаро таъсирда иштирок этади. Лекин кучли ва кучсиз ўзаро таъсирда қатнашмайди. Фотонлар масса ва заряди нолга тенг. Спини 1 га тенг, яъни бозондир.
2. Лептонлар, латинча “лептос” сўзидан олинган бўлиб, “енгил” деган маънони англатади. Булар қаторига кучли ўзаро таъсирда қатнашмайдиган зарралар, яъни электронлар (e^- , e^+), мюонлар (μ^- , μ^+), оғир тау-лептон (τ^- , τ^+), шунингдек электрон нейтрино (ν_e , $\bar{\nu}_e$), мюонн нейтрино (ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$) ва тау-нейтрино (ν_τ , $\bar{\nu}_\tau$) лар киради. Ҳамма лептонлар 1/2 спинга эга бўлиб, фермион ҳисобланади ва кучсиз ўзаро таъсирга эга. Улардан электр зарядга эгалари эса электромагнит ўзаро таъсирга ҳам эгадир. Буларга электронлар ва мюонлар киради. Лептонларнинг барион заряди нолга тенг бўлиб, лептон зарядга эгадирлар.
3. Мезонлар бу кучли ўзаро таъсир қилувчи ностабил (нотурғун) зарралар бўлиб, барион заряди нолга тенг. Булар қаторига мезонлар ёки пионлар (π^+ , π^- , π^0), K-мезонлар ёки каонлар (K^+ , K^- , K^0 , $\bar{K}^0$) ва эта-мезон (η) киради. Мезонларнинг лептон заряди нолга тенг. Ҳамма мезонларнинг спини нолга тенг, яъни улар бозонлар ҳисобланади.

Мезонларнинг лептонлардан фарқи кучли ва электромагнит (агар зарядланган бўлса) ўзаро таъсирда ҳам қатнашадилар.

4. Барионлар синфи ўзига нуклонлар (p, n) ва массаси нуклонлар массасидан катта бўлган ностабил зарралар – гиперонлар ($\Lambda, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-, \Xi^0, \Xi^-, \Omega^-$) ни бирлаштиради. Ҳамма барионлар кучли ўзаро таъсирга эгадир. Ҳамма барионлар спини $1/2$ га тенг бўлиб, улар фермион ҳисобланади. Протонданташқари ҳамма барионлар ностабил зарралар ҳисобланади. Барион парчаланганда бошқа зарралар қатори албатта барион ҳосил бўлади, яъни барион заряд сақланиш қонуни бажарилади.

Юқорида санаб ўтилган зарралардан ташқари, кўп сонли кучли ўзаро таъсир қилувчи қисқа яшовчи зарралар топилган бўлиб, уларни резонанслар дейилади. Бу зарралар икки ёки ундан ортиқ элементар зарралардан ҳосил бўлган резонанс ҳолатлардир. Резонанслар яшаш вақти тахминан $10^{-23} - 10^{-22}$ секундга тенг.

Мезон ва барионлар кучли ўзаро таъсирда катнашувчи зарралар бўлгани учун уларни битта синфга бирлаштириб, адронлар деб ҳам номланади. Адрон сўзи юнонча “адрос”, яъни йирик, катта деган маънони англатади.

Оламнинг асоси нимадан иборат, яъни атрофимизни ўраб турган барча мавжудотлар қандай тузилган деган савол қадим замонлардан одамлар онгини банд қилиб келган. Бу саволга биринчи бўлиб, грек файласуфлари жавоб беришга ҳаракат қилишган. Улардан бирлари олам 4та унсур-ҳаво, сув, тупроқ, ва оловдан ташкил топган (Анаксимен) дейишса, бошқалари эса олам структурага эга бўлмаган ва энг кичик бўлинмас атомлардан (Демокрит) тузилган деган Ғояларни илгари суришган. 19-асрда Менделеев томонидан элементлар даврий жадвалининг тузилиши, маълум маънода файласуфлар Ғояларни тасдиқлади. Лекин оламни Менделеев жадвали элементлари орқали тушунтирадиган бўлсак, унинг жуда мураккаблигини сезамиз. Бу химия вий элементлар хоссаларнинг такрорланиши ҳам уларнинг асосида янада фундаментал тузилмалар борлигини билдиради.

19-аср охирида аниқроғи 1896 йили А.Беккерель томонидан радиоактивлик ҳодисасининг очилиши ва бу ҳодисанинг кейинчалик кенг кўламда ўрганилиши элементар зарралар физикасида катта ютуқ бўлди. Шу йилдан бошлаб, то 1932 йилгача атом тузилиши тўлалигича ўрганиб бўлинди ва 1932 йилдан кейинги давр ядро физикаси эраси деб аталадиган бўлди. Энди то 1932 йилгача бўлган муҳим ютуқларни санаб ўтамиз.

1. Барча моддалар 10^{-10} м ўлчамли нейтрал зарралар- атомлардан тузилган. Бу факт 19-асрдаёқ тўла тасдиқланган эди.
2. Лекин, атом қадимги файласуфлар фараз қилгандек бўлинмас, структурасиз тузилма бўлмай, балким мураккаб квант- механик объектдир.
3. Атомнинг таркибий қисми унинг электрон қобиғи бўлиб, унинг умумий заряди - Ze га тенг (1913 й. Н.Бор, 1915-1916й. Зоммерфельд) ва шу билан бирга у атомнинг барча кимёвий ва физикавий хусусиятларни белгилайди.

4. Атом марказида ўлчами $\approx 10^{-15}$ м га тенг ядро мавжуд бўлиб, унинг заряди $+Ze$ га тенг (1911-1914 й. Резерфорд).

5. Атом ядроси Z протонлар $A-Z$ -нейтронлардан иборат, яъни $Zp + (A-Z)n = A$ та зарралардан иборат.

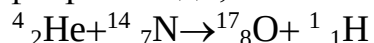
Бу тасдиқ ядронинг протон-нейтрон моделининг мазмуни ни ташкил қилади (1932 йили Д.Иваненко ва Е.Гапон томонидан таклиф қилинган). Бунгача эса ядронинг протон -электрон модели мавжуд бўлиб, унга кўра ядро

$Ap + (A-Z)e^- = (2A-Z)$ заррадан иборат деб қаралган.

Электронларнинг қобиклардаги боғланиш энергияси эВ ларда, протон ва нейтронларнинг боғланиш энергияси МэВ ларда ўлчанади. Шу сабабли атом ядролари турғун тузилмадир.

Атом тузилиши ва унинг хусусиятларини ўрганиш натижасида атомни ташкил қилган таркибий қисмлар ҳам ўрганила борилди. Электроннинг очилиши 1897 йил билан белгиланиб, уни Ж. Томсоннинг катод нурларининг q/m -солиштира зарядини ўлчаш тажрибаси билан боғлашади. Лекин электроннинг мавжудлиги 1911 йили Р.Милликеннинг унинг зарядини ўлчаш билан тўла тасдиқланди.

1919 йили Э.Резерфорд $^{14}_7\text{N}$ -азот атомининг ^4_2He - α зарралар билан тўқнашишидан ҳосил бўлган ^1_1H -водород атоми азот атомига тегишли деган фикрга келди, яъни



У ҳосил бўлган водород атоми ядросини протон (грекча *protos*-биринчи) деб атади.

1920 йили Резерфорд массаси протонга тенг ва заряди нолга тенг бўлган заррача мавжуд бўлишини башорат қилди. Бу заррача нейтрон деб аталди ва анча изланишлардан сўнг 1932 йили Ж. Чедвик томонидан тажрибада кузатилди. У 1930 йили В. Боте ва Г. Бекер томонидан ўтказилган бериллий элементини α -зарралар билан бомбардимон қилганда қаттиқ нейтрал нурланиш ҳосил бўлиши тажрибасини такрорлади. Ҳосил бўлган нейтрал нурланишининг γ -нурланиш эмас, балким нейтрал массив зарралар оқими эканлигини тасдиқлади.

Фотон атом таркибига кирмайди ва атомдаги электрон ўтишларда ҳосил бўлади ёки ютилади. Фотон М. Планк томонидан фанга киритилган ва А. Комптон тажрибаларидан кейингина элементар заррача сифатида қабул қилинди. М. Планк жисмларнинг иссиқлик нурлатиш хусусиятини ўрганиш натижасида уларнинг ёруғликни узлуксиз эмас, балким дискрет, яъни порциялар- $E = h\nu$ - энергияли квантлар кўринишида ютиши ва чиқариши тўғрисидаги тасаввурни шакллантирди. Бу тасаввурга асосланиб, А. Эйнштейн фотоэффект ҳодисасини тушунтирди. 1922 йили А. Комптон рентген нурларнинг эркин электронларда сочилишида улар частотасининг ўзгаришини кузатди ва унинг назариясини яратди. Фотон тўлқин хусусиятга эгаллиги, туғилиш ва ютилиш хоссалари уларни

дастлабки даврларда заррача деб қабул қилишга имкон бермади. Лекин тез орада бундай хусусиятлар бошқа зарралар учун ҳам хослиги аён бўлди.

Гравитон G-гравитацион таъсир ташувчиси, Элементар зарралар оламида гравитацион таъсирининг ўта кучсизлиги сабабли, бу заррача тажрибада ҳалигача кузатилмаган.

1930 йили П.Дирак томонидан антизарралар, яъни ҳар қандай заррачанинг карама-қарши ишорали зарядга эга бўлган жуфти мавжудлиги айтилди. 1932 йили эса К. Андерсон томонидан биринчи антизаррача $-e^+$ тажрибада кузатилди.

1935 йили япон физики Х. Юкава томонидан ядро кучлари табиатини тушунтириш учун пи-мезонлар $-\pi^+$, π^0 , π^- киритилди. Зарядланган пионлар 1947 йили, нейтрал пион эса 1950 йили тажрибада топилди. 1930 йили К. Андерсон ва С. Недермайер томонидан мюон (мю-мезон) тажрибада кузатилди. 1930 йили В. Паули томонидан β -парчаланишни тушунтириш мақсадида ν -нейтрино тушунчаси фанга киритилди. Ва 1950 йили ўрталардагина бу заррача тажрибаларда кузатилди.

Шундай қилиб, 1940 йиллар охирига келиб элементар зарралар сони 15 тагача етди. Лекин коинот нурлари билан бўладиган жараёнларни ўрганиш ва элементар зарраларни тезлаштирувчи техниканинг тараққиёти янада янги элементар зарраларнинг очилишига олиб келди. 1950 йилларнинг ўзида 15 тагача яқин янги зарралар кашф қилинди. 1960 йилларнинг ўрталарига келиб, элементар зарралар сони Менделеев даврий системаси элементлари сонидан ҳам ошиб кетди. Бу ҳолат янада сони ошиб бораётган элементар зарраларнинг «элементар» лигини, яъни ҳақиқатда ҳам структурага эга эмаслигини шубҳа остига қўйди. Элементар зарра деганда структурага эга бўлмаган ва бошқа майда заррага бўлинмайдиган зарра тушунилади. Шу сабабли, физиклар ҳозиргача элементар зарра деб эътироф этилган зарралар аслида элементар бўлмасдан янада фундаментал, бўлинмас зарралардан ташкил топган бўлиши мумкин деган фикрга келишди. Шу ўринда элементар зарраларнинг ҳозирги пайтдаги кварклар нуқтаи-назардан ихчам систематикасига келишидан олдинги ҳолдаги классификацияси ва ўзаро таъсир турларига тўхталиб ўтамиз. Умуман, зарралар физикасида 4 хил ўзаро таъсир тури мавжуд.

1. Кучли ўзаро таъсир. Бу таъсирда қатнашувчи зарралар адронлар деб аталади. Бу ўзаро таъсир протон ва нейтронларни ядрога ушлаб туради. Ёки кварклар шу куч орқали боғланиб адронларни ташкил қилади.
2. Электромагнит ўзаро таъсир. Бу таъсирда асосан зарядланган зарралар қатнашади. Лекин нейтрал зарралар ҳам ўз структурасига эгалиги сабабли бу таъсирда қатнашиши мумкин. Масалан, нейтрон мураккаб структурага эгалиги, яъни шу сабабли магнит моментиға эгалиги сабабли. Бу таъсир ҳозирги пайтда энг яхши ўрганилган таъсир тури ҳисобланади.

3. Кучсиз ўзаро таъсир. Бу таъсир деярли барча заррачаларга хосдир. Бу таъсир остида содир бўладиган жараёнлар анча секин юз беради. Атом ядроларининг β - парчаланиши кучсиз ўзаро таъсирга мисол бўлади.

4. Гравитацион ўзаро таъсир универсалдир. Бу таъсирда барча зарралар қатнашади.

Ҳар қандай ўзаро таъсир учта катталик билан характерланади. Бу катталиклар-таъсир интенсивлиги, таъсир радиуси, яъни таъсирлашиш масофаси ва ўзаро таъсирлашиш вақтидир. Ўзаро таъсир механизмини ҳам ҳисобга олган ҳолда бу катталиклар жадвалда келтирилган.

№	Ўзаро таъсир	Мезанизм	Интенсивлик	Таъсир радиуси, М	Таъсирлашиш вақти, С
1.	Кучли	Глюонлар билан (g)	$10^{-1} \div 10^1$	$\sim 10^{-15}$	$\sim 10^{-23}$
2.	Электромагнит	Фотонлар билан (γ)	$1/137$	∞	$\sim 10^{-20}$
3.	Кучсиз	$W^{\pm}, Z^0$ -бозонлар билан	$\sim 10^{-5}$	$\sim 10^{-17}$	$\sim 10^{-13}$
4.	Гравитацион	Гравитонлар (G) билан	$\sim 10^{-38}$	∞	?

Энди шу жадвалдаги катталиклар ва ўзаро таъсир механизмини изоҳлаб ўтамыз. Кучли таъсир протон ва нейтронни ядрога, ҳамда кваркларни адронларда ушлаб туради. Бу механизмга кейинчалик алоҳида ҳам тўхталиб ўтамыз. Ҳозирги замон физикаси нуқтаи-назаридан ядрога протон ва нейтронлар ўзаро π -мезонлар билан алмашиш ҳисобидан ушлаб турилади. Протон ва нейтрон эса кварклардан тузилган бўлиб (шу жумладан барча адронлар) улар, яъни кварклар шу зарралар ичида глюонлар (инглизчадан glue-елим, клей) орқали боғланиб туради. Энди протон ва нейтронлар орасидаги π -мезон алмашиш кучларига келсак, бу мезонлар глюон кучларининг катта масофа 10^{-15} м дан катта бўлган масофадаги «қолдиқ» кучлари деб қаралади. Энди кучли таъсирнинг интенсивлигига келсак, α_S -«югурувчи» ўзаро таъсир доимийси деб аталади ва бошқа ўзаро таъсир доимийликларидан қийматнинг масофа ўзгаришига қараб ўзгариши билан характерланади. Шу сабабли α_S -«югурувчи» ўзаро таъсир доимийси дейилади ва 0,1 дан 10 гача бўлган ораликда ўзгаради.

$$\alpha_S = 10^{-1} \div 10^1$$

Бу ерда S-«strong» - кучли дегани. Бу таъсир айтиб ўтганимиздай $\approx 10^{-15}$ м масофада намоён бўлади ва ўзаро таъсир вақти $\approx 10^{-23}$ с га тенг.

Электромагнит таъсир зарядланган ва маълум структурали (мас, нейтрон-электро нейтрал зарра бўлишига қарамасдан магнит моментига эга) зарралар орасида содир бўлиб, бу таъсир фотонлар орқали амалга ошади. Таъсир интенсивлиги $\alpha = \frac{1}{137}$ -нозик структура доимийси билан характерланади. Бу таъсир масофаси ∞ бўлиб, ўзаро таъсирлашиш вақти $\approx 10^{-20}$ с га тенг.

Кучсиз таъсирда деярли барча зарралар қатнашади ва бу таъсир $W^\pm$ ва Z^0 -безонлар орқали амалга ошади. Таъсир интенсивлиги $G_F \approx \frac{10^{-5}}{m_p^2}$ -

Ферми доимийси орқали характерланади, бу ерда m_p -протон массаси. Бу ўзаро таъсир масофаси $\approx 10^{-17}$ м бўлиб, жуда сушт, яъни $\approx 10^{-13}$ с вақт оралиғида содир бўлади.

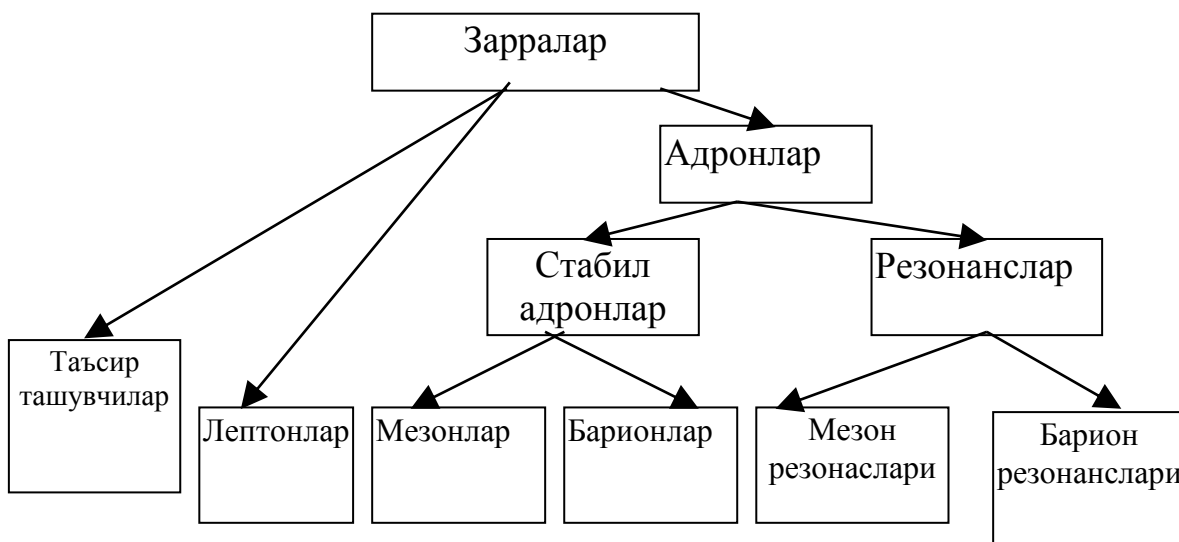
Элементар зарралар оламида гравитацион таъсир жуда ҳам сушт бўлиб, ўзини намоён қилмайди, унинг таъсир вақти аниқланмаган, интенсивлиги $\approx 10^{-38}$ га тенг, таъсир масофаси эса ∞ дир. Массаси Планк массасидан, яъни $m_p \sim 10^{19}$ ГэВ дан катта жисмлар учунгина гравитацион таъсир сезиларли бўлади.

Энди бевосита элементар зарралар классификациясини қараймиз. Кучли таъсирда қатнашувчи (аниқроғи электромагнит ва кучсиз таъсирда ҳам) элементар зарраларга адронлар дейилади. Адронлар ўз навбатида барионлар ва мезонларга бўлинадилар. Барионлар ўз навбатида нуклон (протон ва нейтроннинг умумий номи) лар, гиперонлар ва резонансларга бўлинадилар, Гиперонлар массаси протондан оғир бўлган зарралардир. Уларга $\Lambda^0, \Sigma^+, \Sigma^-, \Sigma^0$, лямбда гиперон- Λ , сигма гиперонлар- $\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$ кси-гиперонлар $-\Xi^0, \Xi^-$ киради. Гиперонларнинг ўртача яшаш даври $\tau \sim 10^{-10}$ с га тенг. Резонансларнинг ўртача яшаш даври жуда кичик бўлиб, $\tau \sim 10^{-24} \div 10^{-22}$ с га тенг. Улар ўтган асрнинг 60-йилларида очилган бўлиб, ҳозирда улар сони 300 дан ортиқ. Нуклонлар ва гиперонлар яшаш даври резонансларникига қараганда анча катталиги учун улар стабил зарра деб аталади. Протон ҳақиқий стабил зарра ҳисобланиб, ҳозирги вақтда унинг яшаш вақти $\tau > 10^{34}$ йилдан катта ҳисобланади. Нейтрон эса эркин ҳолатда ~ 15 мин атрофида яшайди. Мезонлар ҳам ўз навбатида стабил ва резонанс мезонларга бўлинади. Стабил мезонларга $\pi^+, \pi^0, \pi^-, \eta^0, K^+, K^0, D^+, D^0, D^0_s$ -мезонлар таалуқлидир. Уларнинг яшаш даври $10^{-8} \div 10^{-13}$ с вақт интервалида ётади. Резонанс мезонларга эса $\eta', \rho, \omega, \phi, K^*, D^* J/\psi$ каби мезонлар мисол бўлади. Умуман, барион ва мезон резонансларининг яшаш вақти $\tau \sim 10^{-23} - 10^{-24}$ с оралиғида ётади. Улар жуда қисқа вақт мабайнида яшашига қарамасдан маълум спин ва жуфтликка эга бўлиб, маълум ички квант сонларига ҳам эга ва шу сабабли ҳам уларни элементар зарралар деб қаралади. Резонанслар аниқ массага эга эмас ва узлуксиз масса спектрига эга. Шу спектрнинг максимумига тўғри келувчи қиймат резонанс массаси деб қабул қилинади. $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$ ифодага кўра, одатда жадвалларда

резонансларнинг яшаш вақти τ ўрнига уларнинг парчаланиш эҳтимоллиги- Γ келтирилади. Кучли ўзаро таъсирда қатнашмайдиган зарраларга лептонлар дейилади. Ҳозирги пайтда 3 гуруҳ лептонлар мавжуд:

$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$ ва уларнинг антизарралари.

Электрон (e^-) ва ν_e , ν_μ , ν_τ нейтринолар стабил, μ^- -мезон ва τ^- -лептонлар стабил эмас. Барча ностабил зарраларнинг яшаш вақти одатда жадвалларда келтирилади. Лептонлар структурага эга эмас. Шу маънода улар ҳақиқий элементар-фундаментал зарралардир. Масалан $\sim 10^{-18}$ м масштабда (замонавий тезлатгичларда эришиш мумкин бўлган энергияларда) ҳам электрон структурага эга эмаслигини намоён қилган. Электрон, μ -мезон ва τ -лептон электромагнит ва кучсиз ўзаро таъсирда, нейтринолар эса фақат кучсиз таъсирда қатнашадилар. Шундай қилиб, ҳозирча зарралар классификациясини кўз олдимизга келтириш учун қуйидаги жадвални илова қилишимиз мумкин.



Адронлар ва лептонлар ўзларининг анти заррачаларига эга. Агар зарра ва антизарра устма-уст тушса, ҳақиқий нейтрал зарра дейилади. Масалан, π^0 -мезон ҳақиқий нейтрал заррадир, яъни $\pi^0 = \bar{\pi}^0$, лекин нейтрон ҳақиқий нейтрал зарра эмас $n \neq \bar{n}$. Зарраларнинг бу хусусиятига кейинроқ тўхталиб ўтамиз. Ҳозирда фотон, электрон, уч турдаги нейтрино ва протон ҳақиқий стабил зарра деб қаралади. Энди зарраларни бир-биридан фарқ қилувчи хусусияти-уларнинг характеристикаларига тўхталиб ўтамиз. Зарраларни характерловчи катталиклар-квант сонлари сақланиш қонунлари асосида юзага келади. Бу сақланиш қонунлари фазо-вақт симметрияси ёки ички фазо симметриялари натижасида юзага келади. Ички симметрия ўзаро таъсир симметриясини ифодалайди ва ички квант сонларига олиб келади.

1. Масса

Зарранинг ўзига хос индивидуаллигини белгиловчи катталик унинг массасидир. Эйнштейн тенгламаси $E_0 = mc^2$ га кўра масса мегаэлектронвольтларда ифодаланади. Ҳар қандай ўзаро таъсирда масса

сақланиши керак. Масса динамик табиатга эга ва зарраларнинг асосий классификация белгиси ҳисобланмайди. Д.И. Менделеев ҳам элементар даврий жадвалини дастлаб атомлар массасига қараб тузган ва бу уриниш нотўғри бўлиб чиқди.

2. Спин

Зарранинг иккинчи характеристик белгиси унинг спинидир. J-спин $\hbar$ бирликларида ўлчанади ва зарранинг хусусий ҳаракат миқдори моментини белгилайди. Масалан, фотоннинг спини-1, гравитонники-2, лептонлар-1/2, мезонлар-0, барионлар - 1/2, Ω - гиперон - 3/2 спинга эга. Бутун спинли зарралар-бозонлар, каср спинли зарралар эса-фермионлар деб аталади.

3. Жуфтлик

Зарраларнинг учинчи характеристикаси фазовий жуфтлигидир. Фазовий жуфтлик деганда заррача тўлқин функциясининг фазо координатасини $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ каби ўзгартиргандаги ўзини тутиши тушинилади. Агар физик катталиқ компоненталари юқоридаги ўзгартириш бажарилганда ўзгармасдан қолса, бу катталиқ мусбат жуфтликка эга дейилади ва $\eta = +1$ бўлади, яъни $\psi(-\vec{r}) = \Psi(\vec{r})$ бўлса. Агар ишорасини ўзгартирса, $\eta = -1$ бўлади. Бунда $\Psi(-\vec{r}) = -\Psi(\vec{r})$ булади, яъни манфий жуфтликка эга дейилади. Фазовий жуфтлик тушунчасидан ташқари, ички фазо жуфтлиги тушунчаси ҳам мавжуд. Фазовий жуфтлик заррача ҳолатини характерлайди. Ички фазовий жуфтлик эса бевосита заррачани характерлайди. Заррачани характерловчи квант сонлари ички фазовий жуфтлик билан боғлиқдир. Зарралар системаси жуфтлиги шу системага кирган заррачалар жуфтликлари кўпайтмасига тенг.

$$\eta = \eta_0 (-1)^e \text{ дан}$$

$$\eta = \eta_0^{(1)} \dots \eta_0^{(N)} (1)^{e_1 + \dots + e_N}$$

Бу ерда η_0 - заррача ички жуфтлиги.

$(-1)^e = \eta_e$ - унинг орбитал жуфтлиги.

Гравитондан бошқа барча бозонлар жуфтлиги манфий. Мезон резонанслари эса манфий ва мусбат жуфтликларга эга бўлади. Барча барионлар фазовий жуфтлиги мусбат, антибарионлар эса манфий фазовий жуфтликка эга. Жадвалларда спин ва жуфтлик J^P каби биргаликда берилади. Бу характеристика фотон учун 1^- , гравитон учун 2^+ , пион учун 0^- , ва протонники $\frac{1}{2}^+$ ва ҳакозо бўлади.

Зарраларнинг биз қараб ўтган уч хусусияти уларнинг «геометрик», яъни фазо-вақт симметриясига асосланган характеристикаларидир. Зарраларнинг бошқа хусусиятлари ички фазо «яширин» симметриясига асосланган бўлиб, ички квант сонларига, яъни сақланувчи катталиқларга олиб келади.

4. Зарраларнинг электр заряди q электрон электр зарядига каррали бўлади. Зарралар заряди одатда 0 ёки 1 га тенг бўлади. Δ -зарраларда эса $q = +2$, уларнинг антизарраларида эса $q = -2$ бўлади.
5. Магнит момент- μ тинч турган заррачанинг ташқи магнит майдони билан ўзаро таъсирини характерлайди ва $\mu_0 = \frac{e\hbar}{2m}$ - магнетон бирликларида ўлчанади. Атом физикасидан маълумки, заррачанинг магнит моменти унинг спини билан узвий боғланган ва $J \geq \frac{1}{2}$ спинли заррааларга хосдир.
6. Лептон заряди - L лептонлар учун $+1$ га, антилептонлар учун эса -1 га тенг. Электрон лептон заряди $-L_e$, мюон лептон заряди $-L_\mu$ ва таон лептон заряди $-L_\tau$ мавжуд бўлиб $L_e + L_\mu + L_\tau = L$ бўлади ва лептон заряди сакланиши ҳар бир авлод лептонлар учун алоҳида бажарилади.
7. Барион заряди- B барионлар учун $+1$ га, антибарионлар учун эса -1 га тенг. Барион ва лептон зарядлари аддитив квант сонлари ҳисобланади. Атом ядролари учун барион квант сони ядронинг масса сони A га тенг бўлади.
8. Изоспин - T изомультиплетни характерлайди. Бу изомультиплетдаги зарралар сони $-N$ $N=2T+1$ каби аниқланади. J спинли заррачанинг спин ҳолатлари ҳам $2J+1$ каби аниқланган каби. Изоспин 0 дан $3/2$ гача қийматлар қабул қилиши мумкин. Масалан, η, Λ, Ω , ва Λ_c зарралар учун $T=0$, K, D, N ва Ξ зарралар учун $T=1/2$ ва π ҳамда Σ зарралар учун $T=1$ га тенг. Δ изобар учун $T=3/2$ га тенг.
9. Изоспин проекцияси $-T_3$ - T дан T гача бўлган қийматларни қабул қилади ва зарраларнинг электр зарядини аниқлайди. Нейтрон учун $T_3 = -\frac{1}{2}$, протон учун $T_3 = +\frac{1}{2}$, пи-мезонларга мос равишда $+1, 0, -1$ мос келади, $\Delta^-, \Delta^0, \Delta^+, \Delta^{++}$ - изобарларга эса $-\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}$ ва $+\frac{3}{2}$ мос келади. Заррачаларнинг электр заряди $q = T_3 + \frac{1}{2}B$ формула билан ҳисобланиши мумкин.
10. Қизиқлик квант сони $-S$ шундай киритилганки, қизиқ зарраларнинг электр заряди Гелл-Манн-Нишиджима муносабатини қаноатлантиради, яъни

$$q = T_3 + \frac{1}{2}(B + S).$$

Шу ўринда қизиқ зарраларга тўхталиб ўтамыз, тажрибаларда шу нарса аён бўладики, айрим зарралар қисқа вақт мабойнида, яъни $\sim 10^{-23} - 10^{-24}$ с давомида жуфт-жуфт ҳосил бўлади ва жуда секин $\sim 10^{-10}$ с давомида бошқа зарраларга парчаланадилар. Демак, бу зарралар кучли таъсир натижасида ҳосил бўлиб, кучсиз таъсир остида парчаланадилар. Бу ҳодисани тушунтириш учун янги квант сони-қизиқлик ва қизиқ кварк- s фанга

киритилди. Демак, агар $\pi^- + p \rightarrow K^- + K^+ + n$ жараёни қарасак, K^- ва K^+ мезонлар $S=-1$ ва $S=+1$ қизиқ квант сонли зарралар бўлиб, π^- ва p учун $S=0$. Қизиқ зарралар кучли таъсир остида фақат жуфт, кучсиз таъсирда эса тоқ ҳолда ҳам ҳосил бўлади. Бундай жараёнларга кейинчалик яна қайтамыз.

11. Гиперзаряд $-Y$ оддий ва қизиқ зарралар учун $Y=B+S$ каби аниқланади.

У ҳолда юқоридаги Гелл-Манн-Нишиджима муносабати $q = T_3 + \frac{1}{2}Y$ каби ёзилади.

S - қизиқлик квант сонига қараганда гиперзаряд ҳисоблашларда анча қулайдир.

12. Мафтункорлик квант сони- C қизиқлик квант сони каби фанга киритилган ва u , d , s кварклардан тузилган адронлар каби, тўртинчи кварк- c қатнашган адронларни характерлайди. D - мезон ва L_c - гиперонлар учун $C=+1$, уларнинг антизарралари учун эса $C=-1$ га тенг. Адронларнинг кварк структурасини қараганимизда бу ҳол янада тушунарли бўлади. Бу ҳолда Гелл-Манн-Нишиджима муносабати

$$q = T_3 + \frac{1}{2}(B + S + C) \text{ кўринишга келади.}$$

Гиперзаряд эса $Y = B + S + C$ каби ифодаланади.

13. Заряд жуфтлиги $- \eta_c$ фазо жуфтлиги η_p - га ўхшаш бўлиб, бу квант сони заряд қўшма оператори $\hat{C}$ - таъсирида заррача тўлқин функцияси ўзгаришини аниқлайди. $\hat{C}$ -заряд қўшма оператори заррача тўлқин функциясини унга мос антизаррача тўлқин функциясига алмаштиради.

$$\hat{C}X = \tilde{X}$$

Бу ерда X -заррачани (ёки унинг тўлқин функциясини) белгилайди. $\hat{C}$ - оператори эрмит оператордир, яъни унга қўшма оператор $-\hat{C}^*$ $\hat{C}$ операторга тенг

$$\hat{C} = \hat{C}^*.$$

Маълумки, физикада эрмит оператори бирор физик катталикини ифодалайди. Шу сабабли, ўлчашда $\hat{C}$ операторининг хусусий қийматларидан бири η_c га эга бўлишимиз мумкин.

Яъни

$$\hat{C}X = \eta_c X,$$

бу ерда

η_c -квант сони заррачанинг заряд жуфтлиги деб аталади.

$\hat{C}^2 = 1$ бўлгани учун $\eta_c^2 = 1$ бўлади.

Шу сабабли, фазовий жуфтлик- η_p каби $\eta_c = +1$ ёки $\eta_c = -1$ булади. Барча зарралар ҳам аниқ заряд жуфтлигига эга эмас. Ҳақиқий нейтрал зарралар, яъни ўзининг антизарраси билан мос тушадиган зарралар аниқ заряд жуфтлигига эгадир. Бундай зарраларга γ -фотон, π^0 -мезон, η^0 -мезон, ρ^0 ва ω^0 -резонанслар ва ҳали тажрибада тасдиқланмаган G- гравитон киради. Бу заррачаларнинг барча "«заряд"» квант сонлари (L,B,T₃,S,C,Y) қ 0 га тенг. Масалан,

$$\eta_c(\gamma) = -1$$

чунки $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ дан

$$\eta_c(\pi^0) = +1, \quad \eta_c(\pi^0) = \eta_c(\gamma)\eta_c(\gamma) = (-1)(-1) = +1$$

Шу билан бирга позитроний, яъни e^+ ва e^- дан тузилган нейтрал «атом» маълум заряд жуфтлигига эга.

14. Хар бир заррача ўртача яшаш вақти τ билан ҳам характерланади. Заррачанинг яшаш вақти секнудларда ифодаланади. Одатда резонанслар яшаш вақти энергетик бирликларда ўлчанувчи Г- парчаланиш кенгликларида ҳам ифодаланади. Ностабил заррача парчаланиш каналлари, одатда % ларда ифодаланади ва жадвалларда келтирилади.

Биз заррачани характерловчи катталикларни қараб чиқдик. Энди заррачалар оламидаги сақланиш қонунларига тўхталиб ўтамыз. Чунки юқорида биз қараб чиққан катталиклар шу сақланиш қонунлари асосида юзага келади. Биринчи қарашдаёқ бу катталикларнинг айримлари сунъий равишда киритилган ва заррачаларга берилган айрим қийматлари ихтиёрий бўлиб кўринади. Лекин қараб чиқилган катталиклар-квант сонлари чуқур физик маънога эга ва улар барча ёки айрим жараёнларда сақланадилар. Сақланиш қонунлари бошланғич ва охириги ҳолатларни характерловчи катталиклар орасидаги тенгликни ифодалайди. Нетер теоремасига кўра сақланиш қонунлари инвариантлик принциплари билан боғлиқдир. Инвариантлик принциплари ўзида симметрияларни мужассамлаштирган бўлади. Симметрия геометрик (фазо-вақт хусусиятларини изоҳловчи) ва ички (ўзаро таъсирларнинг умумий хусусиятларини изоҳловчи) симметрияга бўлинади. Классик физикада сақланиш қонунлари фазо-вақтнинг аниқ симметрия хусусиятларидан келиб чиқади. Ҳаракатни ифодаловчи динамик тенгламалар маълум кўринишга эга бўлади ва шу тенгламалардан сақланиш қонунлари бевосита келиб чиқади. Сақланиш қонунлари вақт ва фазодаги узлуксиз силжишларга ва фазодаги узлуксиз бурилишларга нисбатан симметрия мавжудлигидан келиб чиқади. Шу билан бирга бу сақланиш қонунлари классик физикада чекланган, яъни энергия, импульс ва импульс моментлари сақланиш қонунлари мавжуд. Энди квант физикасига келсак қуйидаги фарқни кўришимиз мумкин. биринчидан, квант физикасида сақланиш қонунлари классик физикага қараганда кўпроқдир. Чунки квант физикасида фазо-вақтнинг узлуксиз алмаштиришлари билан бирга, уларнинг дискрет алмаштиришларга нисбатан симметрия хусусиятлари ҳамда классик физикага хос бўлмаган

ички фазодаги симметриялар ҳам кучга киради (масалан, кучли таъсирнинг электр зарядига боғлиқ бўлмаслиги изоспин симметрияни юзага келтиради). Иккинчидан классик физикага ўхшамаган ҳолат юзага келади, яъни сақланиш қонунлари маълум ўзаро таъсир турида сақланиб бошқаларида сақланмайди, яъни тахминий характериға эға бўлади. Масалан, изоспин сақланиш қонуни кучли ўзаро таъсирда сақланади, электромагнит ўзаро таъсирда эса бузилади. Ўзаро таъсир қанчалик интенсив содир бўлса, унга шунча кўп сақланиш қонуни мос келади. Яна бир ҳолат мавжудки, квант физикасида кўпинча тенгламалар номаълум кўринишга эға, шу сабабли ҳам сақланиш қонунлари муҳим аҳамият касб этади ва фақат сақланиш қонунларигина заррачалар хусусиятлари тўғрисидаги маълумотларни ўзида мужассамлаштирган бўлади. Энди шу сақланиш қонунларини қараб чиқамиз.

1. Универсал сақланиш қонунлари. Бу сақланиш қонунлари барча ўзаро таъсирларда ҳам ўринли бўлиб, уларга 4- импульс $P(E_0, \vec{p})$ – сақланиш қонуни, $\vec{J}$ -импульс моменти сақланиш қонуни, q- электр заряди сақланиш қонуни, L-лептон ва B-барион зарядлари сақланиш қонунлари киради.

А) P-4-импульс сақланиш қонуни 4- ўлчамли Минковский фазосининг бир жинслиги билан боғлиқ. Яъни оддий 3- ўлчовли фазо барча нуқталари ҳамда барча вақт моментларининг тенглик хусусияти билан боғлиқ. Бошқача айтганда, бу қонун динамик тенгламаларнинг санок системасини фазода ва вақт бўйича силжитганда ковариантлиги (ўз кўринишини ўзгартирмаслиги) дан келиб чиқади.

$P^2 = M^2$ тенгликдан, бу сақланиш қонуни заррача характеристикаси бўлган М-унинг массасини аниқлашга олиб келади.

б) $\vec{J}$ – импульс моменти сақланиш қонуни фазо изотропияси, яъни фазо барча йўналишларининг тенг кучлигидан келиб чиқади. Яъни санок системасининг фазодаги бурилишларга нисбатан ковариантлиги натижасида юзага келади. Спин-тўла импульс моменти компонентаси

бунга мисол бўлади. Атом физикасидан маълумки, $\vec{J} = \vec{l} + \vec{s}$

лекин зарралар физикасида $S=J$, яъни спин J ҳарфи билан белгиланади. Импульс моменти сақланиш қонуни қуйидаги қоидага олиб келади: бошланғич ва охири ҳолатлардаги спинлар йиғиндиси тенг бўлиши керак.

Шу сабабли, $n \rightarrow p + e^-$ парчаланиш содир бўлмайди ва нейтрино кашф қилинган. Нейтрон спини $\frac{1}{2}$ га тенг, $p + e^-$ эса 1 спинга эға.

В) q-электр заряди сақланиш қонуни геометрик табиатга эға эмас ва динамик тенгламаларнинг калибровкали алмаштиришларга нисбатан ковариантлиги натижасида юзага келади, яъни

$$\Psi_{\alpha}(x) \rightarrow \Psi'_{\alpha}(x) = e^{iq_{\alpha}\alpha} \Psi_{\alpha}(X),$$

$$\Psi^*_\alpha(x) \rightarrow \Psi'^*_\alpha(x) = e^{-iq_\alpha \alpha} \Psi^*_\alpha(X),$$

бу ерда $\Psi_\alpha(x)$ -а- заррача тўлқин функцияси, $x = (\vec{r}, t)$, α -ҳақиқий параметр, q_α - бутун сон бўлиб, а-заррача зарядини англатади. Калибровкали алмаштириш координатага алоқаси бўлмасдан, фақат тўлқин функцияни ўзгартиради. Бу калибровкали алмаштириш ички симметрия алмаштиришларига мисол бўла олади. Электр заряди сақланиш қонуни жуда аниқ бажарилади. Парчаланиш шарти $m_a \geq \sum_\alpha m_\alpha$ электроннинг абсолют стабиллигини билдиради, чунки ундан енгил ва зарядга эга бўлган заррача йўқ. Ҳозирги тажрибалар электрон яшаш вақти $\tau_e > 2 \cdot 10^{22}$ йил эканлигини кўрсатмоқда.

г) L-лептон заряди сақланиш қонуни электр заряди сақланиш қонунига ўхшашдир.

$$L = L_e + L_\mu + L_\tau$$

яъни ҳар бир жуфт лептон заряди алоҳида сақланиши керак. Лептон заряди сақланиш қонуни жуда аниқ бажарилмаслиги ҳам мумкин. Ва шу сабабли нейтрино массасининг 0 га тенг эмаслиги $m_\nu \neq 0$ билан биргаликда нейтрино осциляциясига ҳам олиб келиши мумкин.

д) В-барион зарядининг сақланиш қонуни ҳам калибровкали инвариатлик билан боғлиқдир. Бу қонуннинг натижаси сифатида протоннинг абсолют стабиллиги келиб чиқади. Лекин замонавий назарий усуллар бу сақланиш қонуни ҳам аниқ бажарилмаслигини кўрсатмоқда ва шу сабабли протоннинг яшаш вақти $\tau_p > 10^{34}$ йил деб белгиланади. Бу қараб чиққан сақланиш қонунлари барча ўзаро таъсирларда бажарилади. Энди ҳар бир ўзаро таъсирда бажариладиган специфик сақланиш қонунларига тўхталамиз.

2. Кучли ўзаро таъсир энг симметриқ ўзаро таъсирдир. Бу ўзаро таъсирда

S- қизиқлик квант сони ва $\vec{T}$ - изоспин сақланиш қонунлари ўринлидир.

А) S-қизиқлик квант сони сақланиш қонуни қизиқ заррачаларнинг очилиши билан боғлиқ. Бу заррачалар кучли ўзаро таъсирда ҳосил бўлиб, кучсиз ўзаро таъсир остида парчаланадилар. Иккита оддий (S=0) заррача тўқнашганда битта (S ≠ 0) қизиқ заррача ҳосил бўлса, унга қарама-қарши қизиқлик ишорали зарра ҳам ҳосил бўлиши керак. Масалан,

$$\pi^+ + p \rightarrow K^+ + \sum^+, \text{ яъни } 0 + 0 = +1 - 1$$

бўлади. Лекин $\pi^- + p \rightarrow \sum^+ + \pi^-$ содир бўлмайди.

Чунки $0 + 0 \nrightarrow -1 + 0$ сабабли, барча бошқа сақланиш қонунлари бажарилишига қарамасдан бу жараён кузатилмайди.

Б) $\vec{T}$ -изоспин сақланиш қонуни изоспин симметрия, яъни кучли ўзаро таъсирнинг изоспин алмаштиришларига нисбатан инвариантлиги билан

боғлиқдир. Бу сақланиш қонуни ядро кучларининг электр зарядига боғлиқмаслик хусусиятини белгилайди. Кучли ўзаро таъсирда изоспин сақланиш қонуни $\Delta T = 0$ ва $\Delta T_3 = 0$ қондасига олиб келади.

3. Электромагнит ўзаро таъсирда Т-изоспин сақланмайди. Бошқа барча сақланиш қонунлари, шу билан бирга T_3 - изоспин проекцияси сақланиши бажарилади. Чунки T_3 сақланиш қонуни заряд сақланиш қонунини таъминлайди. Масалан, $\Sigma^- \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$, $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ жараёнларда $\Delta T = 1$ га тенг, яъни $\Delta T = 0$ қонун бузилади.

4. Ўзаро кучсиз таъсирда 1 пунктдаги барча универ сақланиш қонунлари бажарилади. S- қизиқлик квант сони сақланмайди, акс ҳолда энг енгил қизиқ зарралар - К-мезонлар стабил зарралар бўларди. Бунда $\Delta S = 0$ ёки $\Delta S = \pm 1$ бўлади. Биринчи ҳолга нейтроннинг β -парчаланиши мисол бўлади. Шу сабабли ҳам Ξ -гиперон бирданига оддий заррачаларга парчаланмайди, чунки бу ҳолда $S=-2$ бўлиб, фақат каскад кўринишда оддий заррачаларга ўтиши мумкин. С-мафтуналик квант сони учун ҳам шу қоидалар ўринлидир. Т-Изоспин ва унинг T_3 -проекцияси ҳам сақланмайди. Масалан,

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-, \quad \Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0, \quad \Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$$

Ўзаро кучсиз таъсирда фазовий ва заряд жуфтликлари ҳам сақланмайди. Бу хусусаиятларга алоҳида тўхталиб ўтамиз. Биз қараб чиққан сақланиш қонунларини ихчам кўринишда қуйидагича ифодалаш мумкин.

1. Барча жараёнларда энергия ва импульс моменти сақланиши, ҳамда

$$\Delta q = 0, \quad \Delta L_\alpha = 0, \quad \Delta B = 0$$

бўлиши керак.

2. Кучли ўзаро таъсир жараёнларида

$$\Delta T = 0, \quad \Delta S = 0, \quad \Delta C = 0$$

Лекин қатнашувчи барча зарралар адрон бўлиши керак.

3. Электромагнит жараёнларда

$$\Delta T \neq 0, \quad \Delta T_3 = 0, \quad \Delta S = 0, \quad \Delta C = 0$$

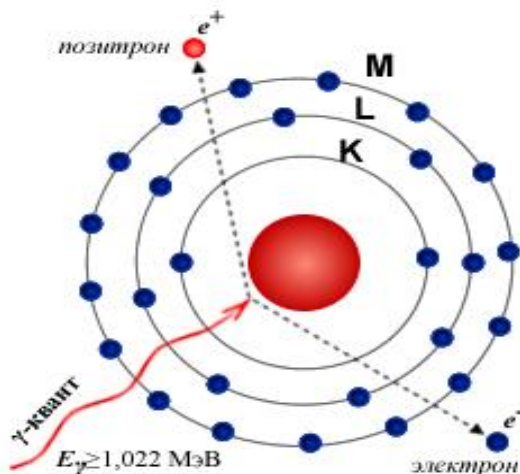
адронлар, зарядланган лептонлар, фотонлар қатнашган ҳолда.

4. Кучсиз ўзаро таъсирларда 2 ва 3 пунктдаги қоидалар бажарилмайди, Агар бу қоидалар бажарилган бўлиб, жараёнда нейтрино қатнашса ҳам кучсиз жараён ҳисобланади. Шу ўринда сақланиш қонунларига боғлиқ бўлмаган умумий қондани ҳам айтиб ўтиш ўринли: агар маълум жараёнда охириги зарралар сони қанча кам ва улар умумий массаси қанча кичик бўлса, бу жараённинг содир бўлиш эҳтимоллиги шунча катта бўлади.

7.2-§. Зарралар ва антизарралар

Кўпчилик элементар зарраларга уларнинг антизарралар мос келади. Тинчликдаги массалари, спинлари, изотопик спинлари ва яшаш вақти зарра ва антизарраларда бир хил бўлади.

Агар фотон энергияси $2m_e c^2$ дан кам бўлмаса, у ядро майдонидан ўтаётганда электрон ва позитрон жуфтини ҳосил қилади (7.1-расм).



7.1-расм. Электрон-позитрон жуфти ҳосил бўлиш схемаси

Электрон ва позитрон учрашганда аннигиляцияга учрайди ва 2 та ёки 3 та фонлар ҳосил бўлади:

$e^+ + e^- \rightarrow 2 \gamma$ спинлари антипараллел ориентацияда

$e^+ + e^- \rightarrow 3 \gamma$ спинлари параллел ориентацияда

Ҳар қандай зарранинг антизарраси мавжуд. Қуйидаги жадвалда зарра ва антизарралар келтирилган.

1965 йилда АҚШ да биринчи антиядро – антидейтрон қайд қилинди:

$$Z = -1, \quad B = -2, \quad M({}_1^2\bar{H}) = M({}_1^2\text{He})$$

1970 йилда Россияда илк бор антиядро - ${}_2^3\bar{\text{He}}$ (антигелий – 3) аниқланди.

Бу антиядро 2 та антипротон ва битта антинейтрондан ташкил топган:

$$Z = -2, \quad B = -3, \quad M({}_2^3\bar{\text{He}}) = M({}_2^3\text{He})$$

1973 йилда Россияда яна бир антиядро – антитретий кашф этилди:

$$Z = -1, \quad B = -3, \quad M({}_1^3\bar{H}) = M({}_1^3\text{H})$$

Зарра	Антизарра
Электрон e^-	Позитрон e^+
электрон нейтриноси ν_e	электрон анти нейтриноси $\bar{\nu}_e$
мюон нейтриноси ν_μ	мюон антинейтриноси $\bar{\nu}_\mu$
мюон ёки мю-мезон μ^-	мюон ёки мю-мезон μ^+
пион ёки пи-мезон π^+	пион ёки пи-мезон π^-

протон ва нейтрон p, n	антипротон ва антинейтрон $\bar{p}, \bar{n}$
--------------------------	--

Якунида шуни ҳам таъкидлаш керакки, ҳозирги кунда Ерда (планетамизда) битта ҳам антиатом аниқланмаган. Бу уни ташкил қилган зарралар кашф этилишига қарамасдан ($\bar{p}, \bar{n}$ ва e^+).

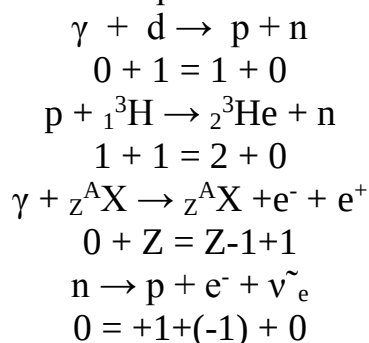
7.3-§. Элементар зарралар ва сақланиш қонунлари

Элементар зарралар ўзаро таъсирлашганда, бир-бирига айланиши, туғилиши, ютилиши ва парчаланиши мумкин. Аммо бу жараёнлар фақат маълум шароитда, қатий сақланиш қонунларига мос ҳолда амалга ошади.

Сақланиш қонунларининг физикавий мазмунига тыхталиб ытамиз.

1. Электр заряди сақланиш қонуни.

Бу табиатнинг фундаментал қонунларидан бири бўлиб, бунга асосан исталган берилган системада электр зарядларнинг алгебраик йиғиндиси ўзгармасдан қолади. Яъни элементар зарралар иштирокида юз берадиган ҳар бир реаксияларда, реакцияга киришаётган зарраларнинг электр зарядлари йиғиндиси, ҳосилавий зарралар электр зарядларининг йиғиндисига тенг бўлади. Мисоллар:



2. Барион заряднинг сақланиш қонуни.

Мисоллар:



3. Лептон зарядининг сақланиш қонуни.

Лептон заряди 3 хил бўлади, яъни L_e, L_μ ва L_τ

Электрон ва электрон нейтриноси учун: $L_e = +1$ (e^-, ν_e)

Позитрон ва антинейтриноси учун: $L_e = -1$ ($e^+, \bar{\nu}_e$)

Мюон лептон заряди: L_μ



Тау лептон заряди: L_τ



$$\begin{aligned}\text{Мисоллар: } \mu^- &\rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \\ +1\mu &= 1_e + 1_\mu + (-1_e) \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \\ -1\mu &= -1_e + 1_e + (-1_\mu)\end{aligned}$$

Элементар зарралар ўзаро таъсирида энергия ва импульс сақланиш қонуни бажарилади. Шунингдек, изотопик спин сақланиш қонуни ҳам бажарилади.

Ғалатилик. Ғалатилик сақланиш қонуни

к-мезонлар ва гиперонларнинг хусусиятларида ғалатилик кузатишган. Шунинг учун ҳам мазкур зарраларни “ғалати зарралар” деб ном берилган. Буларнинг бошқа зарралардан фарқи, ғалатилиги нимада?

1-ўзига хослиги (фазилати). Ғалати зарралар энергетик қўлай бўлган ҳолда ҳам биттадан туғилмайди (пайдо бўлмайди). Масалан, гиперонлар фақат к-мезонлар билан жуфтликда туғиладилар (пайдо бўладилар), к-мезонлар эса бир-бири билан жуфтликда ёки гиперонлар билан жуфтликда пайдо бўладилар. Қуйидаги реакциялар энергетик юз бериш имкониятига эга, лекин ҳақиқатда булар кузатишмайди:

$$\begin{aligned}n + n &\rightarrow \lambda^0 + n & 0 + 0 &\neq -1 + 0 \\ n + n &\rightarrow \lambda^0 + n & 0 + 0 &\neq -1 + (-1) \\ p + p &\rightarrow n + p + k^+ & 0 + 0 &\neq 0 + 0 + 1 \text{ ва х.к.}\end{aligned}$$

Реакция ёнида ушбу зарралар учун ғалатилик ёзилган. Лекин қуйидаги реакциялар имкониятга эга ва кузатилади.

$$\begin{aligned}p + p &\rightarrow n + k^+ + \epsilon^+ & 0 + 0 &= 0 + 1 + (-1) \\ \pi^- + p &\rightarrow \lambda^0 + k^+ & 0 + 0 &= -1 + 1 \\ \pi^- + p &\rightarrow \epsilon^0 + k^0 & 0 + 0 &= -1 + 1 \\ \pi^- + p &\rightarrow \Sigma^- + k^+ + k^+ & 0 + 0 &= -2 + 1 + 1\end{aligned}$$

Ғалати зарраларнинг бу фарқ қилувчи фазилатларини миқдор жиҳатдан ифодалаш учун ғалатилик S деган квант сон киритилган.

Ҳар турдаги элементар заррага аниқ бир ғалатилик сони мос келади:

$S=-3$	$S=-2$	$S=-1$	$S=0$	$S=+1$	$S=+2$	$S=+3$
Ω^-	Σ^-, Σ^0	λ^0, ϵ^+ ϵ^0, ϵ^- k^-, k^0	p, n π^+, π^0, π^- η	$\lambda^{\sim 0}, \epsilon^{\sim +}$ $\epsilon^{\sim 0}, \epsilon^{\sim -}$ k^+, k^0	$\Sigma^{\sim -}, \Sigma^{\sim 0}$	$\Omega^{\sim -}$

Кучли ўзаро таъсирда қатнашмайдиган зарралар учун $S=0$ га тенг. “ғалати” квант сони S , барион заряд B ва $Q/e = Z$ орасида қуйидаги содда боғланиш мавжуд:

$$S = 2 (Q / e - T_s) - B$$

бу ерда T_s — изотопик спин проекцияси

Ғалатиликнинг сақланиш қонунига мисоллар:

$$\begin{aligned}\pi^- + p &\rightarrow \lambda^0 + k^0 \\ \pi^- + p &\rightarrow \Sigma^- + k^+ \\ p + p &\rightarrow \lambda^0 + k^+ + p\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\pi^+ + n &\rightarrow \Sigma^- + k^+ + k^+ \\ \pi^- + p &\rightarrow k^+ + k^- + n \\ k^- + p &\rightarrow \Omega^- + k^+ + k^0\end{aligned}$$

Фазовий жуфтликнинг сақланмаслик хусусияти

Биз олдинги параграфларда қараб ўтдикки, фазовий жуфтлик -квант сони бўлиб, у фазо ўқларини қарама-қарши томон билан алмаштириш билан боғлиқ, унинг сақланиши фазонинг кўзгу симметрияси сабаблидир. Бошқача қилиб айтганда, жуфтликнинг сақланиши жараёнларнинг реал дунёда ҳамда кўзгудаги акс дунёда бир хилда содир бўлишини билдиради, яъни $\Psi' = \hat{P}\Psi$ бўлганда $\hat{P}$ эрмит операторининг хусусий қиймати $\eta = +1$ булади. Дастлаб жуфтлик тушунчаси Ю. Вигнер томонидан 1927 йили фанга киритилди ва бу квант сони барча жараёнларда қатъий сақланади деб қаралди. 1954-1956 йиллари Θ - τ муаммо юзага келди. Яъни битта қизиқ заррача икки хил йўл билан парчаланади.

$$Q^+ = \pi^+ + \pi^0, \quad \tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$$

Шу икки хил йўл билан парчаланишни эътиборга олмаса бу заррачалар K^+ мезонга мос келади. $\eta_p(\kappa) = -1$ бўлгани учун ва текширишлар $\eta_p(Q) = +1$, $\eta_p(\tau) = -1$ эканлигини тасдиқлагани учун 1956 йили Т. Ли ва Ч. Янг кучсиз ўзаро таъсирларда жуфтлик сақланмаслиги тўғрисидаги гипотезани илгари суришди. Юқоридаги мисолда K^+ мезон жуфтлик бузилиши сабабли $\pi^+ + \pi^0$ га, сақланиши сабабли эса $\pi^+ + \pi^+ + \pi^-$ га парчаланиши содир бўлади. Кейинчалик жуфтлик сақланмаслиги на фақат K^+ мезонга, балким барча кучсиз ўзаро таъсирга хос хусусият эканлиги аён бўлди. Шу сабабли, кучсиз ўзаро таъсир лагранжини кучсиз тоқларнинг кўпайтмаси кўринишида ифодаланиб, кучсиз тоқларнинг ўзи эса вектор ва аксиал-вектор катталикларнинг айирмаси кўринишида ифодаланади.

$$L_W = \frac{G_F}{\sqrt{2}} J_\mu J_\mu^+ = \frac{G_F}{\sqrt{2}} (V - A)_\mu (V - A)_\mu^+$$

Иккита V-A токнинг кўпайтмаси эса скаляр ва псевдоскалярнинг йиғиндисини беради. Скаляр кўшилувчи сабабли K^+ - мезон жуфтликни сақлаган ҳолда 3 та пионга, псевдоскаляр кўшилувчи ҳисобидан эса K^+ - мезон жуфтликни сақламаган ҳолда 2 та пионга парчаланади.

Кучсиз ўзаро таъсирда жуфтлик сақланмаслиги 1957 йили Ц. Ву томонидан тажрибадан тасдиқланди. Тажрибада ^{60}Co ядроларининг β^- - парчаланишдаги электронлар бурчак тақсимооти ўрганилди. ^{60}Co ядролари спини $I=5$ бўлиб ташқи магнит майдони таъсирида осон ориентациясини ўзгартириш мумкин. Шу билан бирга ядролар иссиқлик ҳаракати таъсирини камайтириш мақсадида намуна жуда паст

температураларгача совитилди. Р-жуфтлик бузилиши учун электронлар бурчак тақсимоотида асимметрия кузатилиши керак, яъни ядролар спини йўналишида ва унинг қарама-қарши йўналишида чиққан электронлар сони бир-бирига мос келмаслиги керак. Ядро спини аксиал-вектор катталиқ бўлгани учун кўзгудаги аксида унинг йўналиши ўзгармайди, электрон импульси вектор катталиқ бўлгани учун эса аксида ўз йўналишини ўзгартиради. Тажриба электронларнинг бурчак асимметriasини тасдиқлади. Ядролар спини йўналишида чиққан электронлар сони унга қарама-қарши йўналишдагидан 40 % га қўплиги аниқланди. Бу тажрибаси кучсиз ўзаро таъсирда жуфтлик сақланмаслигини исботлади ва 1957 йили Т. Ли ва Ч. Янг Нобел мукофотига сазовар бўлди.

7.4-§. Комбинацияланган жуфтлик ва нейтрал К-мезонлар хоссалари.

Табиатда икки хил алмаштиришлар мавжуд: узлуксиз ва дискрет алмаштиришлар ва шу билан бирга уларга мос симметриялар ҳам. Узлуксиз алмаштиришларга фазо-вақтдаги силжишлар ва санок системаси бурилишлари мисол бўлади. Узлуксиз алмаштиришларга нисбатан симметриялар натижасида энергия, импульс ва импульс моменти сақланиш қонунлари юзага келади. Бу симметриялар фазо-вақтнинг бир жинслиги ва изотропиклигидан юзага келади. Дискрет алмаштиришлар шундай алмаштиришки, бунда агар алмаштириш кетма-кет икки марта бажарилса, система олдинги ҳолатига қайтади. Дискрет алмаштиришларга Р-, С- ва Т-алмаштиришлар киради. Олдинги параграфда биз Р-алмаштиришни кўриб ўтдик. Агар бу алмаштириш операторини бир марта қўлласак, жараённинг кўзгудаги аксини ҳосил қиламиз. Иккинчи марта қўлласак эса дастлабки жараёнга қайтиб келамиз. Демак, дискрет алмаштириш операторлари учун $\hat{P}^2 = \hat{C}^2 = \hat{T}^2 = 1$ деб ёзишимиз мумкин.

Шу хусусияти билан дискрет алмаштиришлар узлуксиз алмаштиришлардан фарқ қилади. Р-алмаштиришга нисбатан инвариантлик (симметрия реал жараён ва унинг кўзгудаги акси бир хил эҳтимоллик билан юз беришини билдиради). Шунга ўхшаш Т-инвариантлик бирор жараён ва унга тескари жараён бир хил эҳтимоллик билан, С-инвариантлик эса бирор жараён ва ундаги зарралар антизарраларга айлантирилгандаги жараён бир хил эҳтимоллик билан содир бўлишини билдиради. Энди олдинги параграфдаги Р-жуфтликнинг бузилишини қарасак, бу ҳодиса фазонинг хоссаси бўлмасдан, балким заррачанинг хоссасидир. Чунки фазо бир жинсли ва изотропдир. Бунга мисол қилиб нейтринони қарашимиз мумкин. Маълумки, нейтрино чап спираллик хусусиятига эга. Яъни, спиннинг импульс йўналишига проекцияси доимо манфийдир. Шу сабабли бу заррачанинг кўзгудаги акси (Р- алмаштиришдан кейин) ўнг спирал нейтринога ўтади. Лекин табиатда бундай нейтрино мавжуд эмас. Шу сабабли С- алмаштиришни қўлласак нейтрино антинейтринога ўтади ва у

ўнг спиралликка эгадир. Ва бундай заррача бизнинг реал дунёмизда мавжуддир. Шундай қилиб, фазонинг кўзгу симметрияси тикланди. Бу Ғоя 1957 йили Л. Ландау, А. Салам, Т. Ли ва Ч. Янг томонидан илгари сурилган кучсиз, ўзаро таъсирда комбинацияланган, яъни СР-жуфтликнинг сақланиш қонунини ташкил қилади. Кучли ва электромагнит ўзаро таъсир $\hat{P}$ ва $\hat{C}$ -алмаштиришларга, ҳамда $\hat{P}\hat{C}$ -комбинацияланган алмаштиришларга нисбатан инвариантдир. Кучсиз ўзаро таъсир $\hat{P}$ -инвариант эмаслиги учун $\hat{C}$ -алмаштириш бу симметрияни тиклайди деб қаралди. Яъни СР-жуфтлик кучсиз ўзаро таъсирда сақланиши керак. Комбинацияланган жуфтлик квант сони - η_{PC}

$\eta_{PC} = \eta_P \eta_C$ каби аниқланади.

Масалан, $\eta_{PC}(\pi^0) = \eta_P(\pi^0)\eta_C(\pi^0) = (-1) \cdot (+1) = -1$

Шу каби электр нейтрал системалар учун

$$\eta_{PC}(\pi\pi) = +1$$

$$\eta_{PC}(\pi\pi\pi) = \begin{cases} -1 & l - \text{жуфт сон} \\ +1 & l - \text{ток сон} \end{cases}$$

Дастлаб кучсиз таъсир СР- инвариант деб қаралди. Лекин 1964 йили узок яшовчи К мезоннинг 2 та пионга парчаланиши кузатилди.

$$K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$$

Чунки СР- тоқ ҳолатдаги K_L^0 мезон асосан $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ га парчаланарди. $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ жараёнда эса $\pi^+ \pi^-$ ҳолат СР- жуфт ҳолатдир.

Шундай қилиб, кучсиз таъсирда СР- инвариантлик ҳам бузилар экан. K_L^0 - мезоннинг $\pi^0 \pi^0$, $e^\pm \nu \pi^\mp$, $\mu^\pm \nu \pi^\mp$ каналларга парчаланиши ҳам СР-инвариантликнинг (шу билан бирга Т-инвариантликнинг ҳам) бузилишини тасдиқлади. Лекин СР-инвариантликнинг бузилиши жуда кичик (амплитуданинг 10^{-3} қисмини ташкил қилади) бўлиб, фақат K_L^0 - мезон парчаланиш каналларида кузатилмоқда. СР-инвариантлик бузилишининг табиати ҳалигача номаълум.

Энди нейтрал каонлар хусусиятларига тўхталиб ўтамиз. K^0 - ва $\bar{K}^0$ - мезонлар мос ҳолда $S = +1$ ва $S = -1$ қизиқ квант сонига эга. Шу сабабли нейтрал К мезонлар ҳақиқий нейтрал зарра эмас ва комбинацияланган жуфтлик уларни бир-бирига айлантиради.

$$\hat{P}\hat{C}K^0 = \bar{K}^0, \quad \hat{P}\hat{C}\bar{K}^0 = K^0$$

Кучли ўзаро таъсирда S-квант сони сақланиши сабабли K^0 ва $\bar{K}^0$ ўзларини алоҳида тутишади.

Масалан,

$\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$ содир бўлади,
 $\pi^- + p \not\rightarrow \Lambda^0 + \bar{K}^0$ содир бўлмайди.

Кучсиз ўзаро таъсирни қарасак, K^0 ва $\bar{K}^0$ орасида фарқ йўқолади. Масалан, $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ (а) парчаланиш содир бўлади. Унга қўшма жараён $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ (б) ҳам СР-инвариантлик сабабли, ундан олдинги жараён билан бир хил эҳтимолликда содир бўлиши керак. Яъни K^0 ва $\bar{K}^0$ орасидаги фарқ йўқолади. Охирги икки жараённинг ўнг томони $\eta_{CP}(\pi\pi) = +1$ комбинацияланган жуфтликка эга, чап томони эса аниқ η_{CP} жуфтликка эга эмас, чунки K^0 ва $\bar{K}^0$ -мезонлар ҳақиқий нейтрал зарралар эмас. Бу муаммони тушунтириш учун қуйидаги алмаштиришларни бажарамиз.

$$K^0 = \frac{K^0 + \bar{K}^0}{2} + \frac{K^0 - \bar{K}^0}{2}, \quad \bar{K}^0 = \frac{K^0 + \bar{K}^0}{2} - \frac{K^0 - \bar{K}^0}{2}$$

Бу ерда $\kappa_1^0 = \frac{K^0 + \bar{K}^0}{\sqrt{2}}$ ва $\kappa_2^0 = \frac{K^0 - \bar{K}^0}{\sqrt{2}}$ (в) деб белгилаш киритсак, юқоридаги ифодадар $K^0 = \frac{\kappa_1^0 + \kappa_2^0}{\sqrt{2}}$, $\bar{K}^0 = \frac{\kappa_1^0 - \kappa_2^0}{\sqrt{2}}$ кўринишга келади. Энди K_1^0 ва K_2^0 га $\hat{P}\hat{C}$ -операторини таъсир эттирсак,

$$\hat{P}\hat{C}K_{1,2}^0 = \hat{P}\hat{C}\frac{K^0 \pm \bar{K}^0}{\sqrt{2}} = \frac{1}{2}(\hat{P}\hat{C}K^0 \pm \hat{P}\hat{C}\bar{K}^0) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{K}^0 \pm K^0) = \pm K_{1,2}^0 \quad \text{бўлади,}$$

яъни $\eta_{CP}(K_1^0) = +1$ ва $\eta_{CP}(K_2^0) = -1$ Демак, K^0 — ва $\bar{K}^0$ -мезонлар аниқ РС-жуфтликка эга бўлмасада, уларнинг суперпозицияси K_1^0 — ва K_2^0 — аниқ РС-жуфтликка эга. Шу сабабли, (а) ва (б) жараёнлар реалдир ва бунда РС-жуфт бўлган K_1^0 компонента иштирок этади. (в) ифодани р ва $\bar{p}$, n ва $\bar{n}$ зарралар учун ёзиб бўлмайди чунки В-ва q-заряди сақланиш қонунлари бу заррачалар учун аниқ бажарилади. K^0 — ва $\bar{K}^0$ -мезонлар фақат S-квант сони билан фаркланадилар ва ўзаро кучсиз таъсирда бу квант сони сақланмайди. Шу маънода суперпозиция D^0 -ва $\bar{D}^0$ -мезонлар учун ҳам ўринли бўлиши мумкин. Бундан ташқари, агар лептон заряди сақланмаса, $\nu_\alpha \leftrightarrow \bar{\nu}_\alpha$ ва $\nu_e \leftrightarrow \nu_{\mu,\tau}$ нейтрино осцилляциялари ҳар содир бўлиши мумкин. Бу ҳодисага алоҳида тўхталиб ўтамиз. Демак, кучли ўзаро таъсирда нейтрал каонлар K^0 — ва $\bar{K}^0$ кўринишида, кучсиз ўзаро таъсирда эса K_1^0 ва K_2^0 -ҳолатларда иштирок этади ва бу таъсирларда комбинацияланган жуфтлик сақланади.

$$\kappa_1^0 \rightarrow 2\pi(\pi^0\pi^0, \pi^+\pi^-, \pi^+\pi^-\pi^0), \quad \kappa_2^0 \rightarrow 3\pi(\pi^0\pi^0\pi^0, \pi^+\pi^-\pi^0)$$

парчаланишлар содир бўлади. Лекин $\kappa_2^0 \rightarrow 2\pi$ парчаланиш умуман содир бўлмайди. Тажрибадан 2π ва 3π га парчаланишларда нейтрал К-мезонларнинг яшаш даври мос равишда $\tau_{2\pi} \approx 0,9 \cdot 10^{-19} \text{ с}$ ва $\tau_{3\pi} \approx 5,2 \cdot 10^{-8} \text{ с}$ эканлиги аниқланди. Шу сабабли κ_1^0 ва κ_2^0 ҳолатлар мос равишда қисқа ва узоқ яшовчи мезонлар дейилади.

$$\kappa_S^0 = k_1^0, \quad k_L^0 = k_2^0$$

κ_1^0 ва κ_2^0 ҳолатлар мавжудлиги 1955 йили М.Гелл-Манн ва А. Пайс томонидан айtilган, κ_L^0 -ҳолат 1957 йили Л. Ледерман группаси томонидан топилган. Демак, κ_S^0 ва κ_L^0 -ҳолатлар нуқтаи-назаридан комбинацияланган жуфтлик сақланади, яъни $\kappa_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, $k_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0, \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ ва $k_L^0 \nrightarrow 2\pi$. Лекин 1964 йили $k_L^0 \rightarrow 2\pi$ жараён Ж. Кронин, В. Фитч ва бошқалар томонидан тажрибада кузатилди. Бу $k_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ парчаланиш комбинацияланган жуфтлик сақланиш қонунга кўра тақиқланган эди. Кейинроқ эса $k_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$ парчаланиш кузатилди. Бу каналлар k_L^0 барча парчаланишларининг мос равишда 0,22% ва 0,09 % ташкил қилди. Демак, $\kappa_S^0 = k_1^0$ ва $k_L^0 = k_2^0$ тенгликлар ўринли эмас ва

$$k_S^0 = \frac{k_1^0 + \varepsilon k_2^0}{\sqrt{1 + \varepsilon^2}}, \quad k_L^0 = \frac{k_2^0 + \varepsilon k_1^0}{\sqrt{1 + \varepsilon^2}}$$

суперпозиция ўринли. Тажрибалар $|\varepsilon| \approx 2,3 \cdot 10^{-3}$ эканлигини кўрсатди. Шу сабабли юқорги суперпозицияни

$$k_S^0 = k_1^0 + \varepsilon k_2^0, \quad k_L^0 = k_2^0 + \varepsilon k_1^0 \text{ деб ёзиш мумкин.}$$

СР- инварианлик бузилган

$$\kappa_L^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e, \quad k_L^0 \rightarrow \pi^- + \mu^+ + \nu_\mu$$

парчаланишлар ва уларга қўшма

$$\kappa_L^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e, \quad k_L^0 \rightarrow \pi^+ + \mu^- + \nu_\mu$$

жараёнлар ҳам тажрибада кузатилди. Бунда юқориги (Га) ва пастки (Гб) парчаланишлар эҳтимолликлари бир-бирига тенг эмаслиги кузатилди.

$$\frac{\Gamma_a - \Gamma_\varepsilon}{\Gamma_a + \Gamma_\varepsilon} = 3.30 \pm 0,12) \cdot 10^{-3}, \text{ яъни асимметрия даражаси } \varepsilon \text{ билан бир хил}$$

тажрибада ва жуда кичик.

Комбинацияланган жуфтлик бошқа ходисаларда ҳам кузатилиш мумкин. Фақат нейтрал к-мезонларда бу ҳодиса етарли даражада сезиларли.

Нейтрон дипол моменти ($-P_n = el$, $l \leq 6 \cdot 10^{-27}$ м агар мавжуд бўлса), коинотдаги барион ассиметрия (р ва п лар $\bar{p}$ ва $\bar{n}$ га қараганда кўп тарқалганлиги)си ҳам СР-неинвариантлик билан боғланмоқда. СР-неинвариантлик микродунёда вақт уқи мавжудлигига ҳам ишора қилмоқда. СР-инвариантликнинг бузилиши кварк модели доирасида олинган Кабиббо-Кабаяши-Масква аралашуши матрицаси билан боғлашмоқда ва унинг табиати ҳалигача номаълум.

7.5-§. Т-алмаштириш ва СРТ-теорема

Биз Р-ва С-алмаштиришларни қараб ўтгандик. Р-жуфтлик бузилиши K^+ -мезоннинг 2π ва 3π ларга парчаланишида кузатилган эди. Р-жуфтлик бирор физик катталиқнинг координаталар уқларини кўзгуга акслантиргандаги ўзгаришини билдиради.

$$x \rightarrow -x, \quad y \rightarrow -y, \quad z \rightarrow -z$$

Агар бирор жараён Р-инвариантлик десак, шу реал жараён ва кўзгудаги унинг акси бир хил эҳтимоллик билан содир бўлишини билдиради. Лекин ^{60}Co ядроси β^- -парчаланиш мисолида Р-инвариантлик бузилишини кўриб чиқдик.

С-алмаштириш эса заррачани антизаррачага алмаштирилади. С-инвариантлик бирор жараён ва ундаги барча заррачаларни антизарраларга айлантирилган жараён бир хил эҳтимоллик билан содир бўлишини билдиради. Лекин нейтрал к-мезонлар мисолида кучсиз ўзаро таъсирларда Р-ва РС-комбинацияланган инвариантлик бузилишини кўриб чиқдик.

Дискрет алмаштиришларнинг яна бири бу Т-алмаштиришлардир. Т-алмаштиришда вақт уқи $t \rightarrow -t$ га алмаштирилади.

Т-алмаштиришга нисбатан инвариантлик бирор жараён ва унга тескари жараён эҳтимоллиги бир-бирига тенглигини билдиради..

Ўтган параграфда қараб чиққан $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ жараён СР-комбинацияланган инвариантликнинг бузилишини билдиради. Шу билан бирга, бу жараён Т-инвариантликнинг ҳам бузилишини англатади. Чунки K_L^0 асосан 3π ҳолатга парчаланаяди ва жуда оз эҳтимоллик билан 2π ҳолатга парчаланаяди. Агар энди тескари жараённи қарасак, $\pi^0 - \pi^0 - \pi^0$ ҳолат K_L^0 -мезон ҳолатининг тўла яшаш вақтини ифодалай олмайди.

Яъни Т-инвариантлик бузилади. $\hat{C}$ ва $\hat{P}$ — операторлари маълум ҳаракатни ифодалагани каби, $\hat{T}$ -оператор t-аргументга -t ни мос қўяди. Яъни система бошлангич ва охириги ҳолатларини ўзаро алмаштиради, заррачалар импульслари ва спин проекциялари ишорасини ўзгартиради.

Катталик	Операция	
	$\hat{P}$	$\hat{T}$
Координаталар	$\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$	$\vec{r} \rightarrow \vec{r}$
Вакт	$t \rightarrow t$	$t \rightarrow -t$
масса	$m \rightarrow m$	$m \rightarrow m$
импульс	$\vec{p} \rightarrow -\vec{p}$	$\vec{p} \rightarrow \vec{p}$
импульс моменти	$\vec{L} \rightarrow \vec{L}$	$\vec{L} \rightarrow -\vec{L}$
куч	$\vec{F} \rightarrow -\vec{F}$	$\vec{F} \rightarrow \vec{F}$
Энергия	$E \rightarrow E$	$E \rightarrow E$
Заряд	$e \rightarrow e$	$e \rightarrow e$
Электр майдони	$\vec{\mathcal{E}} \rightarrow -\vec{\mathcal{E}}$	$\vec{\mathcal{E}} \rightarrow \vec{\mathcal{E}}$
Магнит майдони	$\vec{\beta} \rightarrow \vec{\beta}$	$\vec{\beta} \rightarrow -\vec{\beta}$

Бу жадвални тўлдиришда қуйидаги ифодалардан фойдаланилади.

$$\vec{P} = m \frac{d\vec{r}}{dt}; \quad \vec{L} = [\vec{r}, \vec{p}]; \quad \vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}; \quad E = \frac{m\mathcal{G}^2}{2}; \quad \vec{F}_e = e\vec{\mathcal{E}} + e[\vec{\mathcal{G}}, \vec{B}]$$

Шредингер тенгламасида t -вақт бўйича биринчи тартибли ҳосила қатнашади ва $\hat{T}$ алмаштириш унинг ишорасини ўзгартиради. Шу сабабли бу тенгламанинг ковариантлигини сақлаш учун тўлқин функциянинг вақт аргументи ишорасини ўзгартириши билан бирга, тўлқин функциянинг ўзи ҳам комплекс қўшмасига алмаштирилади.

$$\hat{T}\Psi(\vec{r}, t) = \Psi^*(\vec{r}, -t)$$

Шу сабабли $\hat{T}$ -оператор эрмит оператори эмас, яъни бу операторга физик катталикни мос қўйиб бўлмайди (вақт жуфтлик тушунчаси мавжуд эмас). Шу сабабли T инвариантлик қандайдир сақланиш қонунларига олиб келмайди.

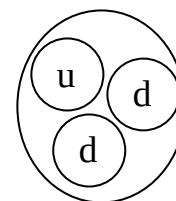
Шундай бўлсада, тўғри ва тескари йўналишда содир бўлувчи жараёнлар эҳтимолликлари орасидаги маълум муносабатга олиб келади. Микродунёдаги барча жараёнлар (айрим жараёнлардан ташқари) вақт бўйича қайтарилувчандир. Энди СРТ-теоремага келсак, уни қуйидагича таърифлашимиз мумкин: Агар бирор жараёнга бирданига $\hat{C}$ -, $\hat{P}$ - ва $\hat{T}$ -операторларни қўлласак, ҳосил бўлган жараён бошланғич жараён билан бир хил эҳтимолликда содир бўлади. Бунда алоҳида $\hat{C}$ -, $\hat{P}$ - ва $\hat{T}$ -алмаштиришларда инвариантлик бузилиши мумкин, лекин бир инвариантликнинг бузилиши, бошқасининг бузилиши ҳисобидан компенсацияланади, лекин учала алмаштиришдан кейин симметрия яна тикланади. Ҳалигача СРТ-инвариантлик бузилган жараён кузатилган эмас. Бу тасдиқ 1951-55 йилларда Г. Людерс ва В. Паули исботлаган СРТ-теореманинг мазмунидир.

7.6-§. Кварклар

Элементар зарралар деб номланган зарралар шу қадар кўпайиб кетдики, натижада уларнинг элементарлигига жиддий шубҳа туғилди. 1964-йил Гелл-Ман (америкалик олим) ва ундан мустақил ҳолда Цвейг (америкалик олим) шундай бир гипотезани илгари сурдиларки, бунга асосан ҳамма адронлар (мезонлар ва барионлар) кварклар деб номланган 3 та зарралардан ташкил топган. Бу зарраларга каср квант сонлар ёзилади, хусусан электр заряд мос ҳолда 3 та кварк учун $+2/3$, $-1/3$, $1/3$ га тенг. Бу кварклар одатда u (ингилизча сўз “up” яъни юқорига), d (down – пастга) ва s (strange – ғалати) ҳарфлар билан белгиланади. Кварклардан ташқари 3 та антиквар, яъни, $\bar{u}$, $\bar{d}$, $\bar{s}$ ҳам мавжуд. Қуйидаги жадвалда кваркларга тўғри келадиган хусусиятлар ёзилган (c , b , t – кваркларни кейинроқ муҳокама қиламиз).

Кварклар тури (аромат)	Электр заряди, q	Барион заряди, B	Спини	Жозибаси, G	Ранги
u	$+2/3$	$+1/3$	$1/2$	0	сарик, кўк,
d	$-1/3$	$+1/3$	$1/2$	0	қизил
s	$-1/3$	$+1/3$	$1/2$	0	»
c	$+2/3$	$+1/3$	$1/2$	$+1$	»
b	$-1/3$	$+1/3$	$1/2$	0	»
t	$+2/3$	$+1/3$	$1/2$	0	»

Нейтрон учта кваркдан ташкил топган, яъни $n \rightarrow udd$



электр заряд бўйича: $u = +2/3$, $d = -1/3$.

$$+2/3 - 1/3 - 1/3 = (+2 - 2) / 3 = 0/3 = 0$$

барион заряд бўйича: $+1/3 + 1/3 + 1/3 = 3/3 = 1$

спинлар ориентатсияси бўйича: $\uparrow \downarrow \uparrow \quad +1/2 - 1/2 + 1/2 = 1/2$

Кейинчалик кварклар системасини кенгайтиришга тўғри келди. Қатор фикрлашлар бўйича қисман Паули принципи билан бўладиган карама-қаршиликларни бартараф қилиш учун кварк ранги тушунчаси киритилди. Ҳар бир кварк 3 хил рангда бўлиши мумкин экан. Яъни: сарик, кўк ва қизил. Шуни ҳам айтиб ўтиш керакки, ушбу ранглар аралашмаси “нол” рангни, яъни, оқ рангни бериши керак.

Адронларда кварклар ранглариининг кўшилиши шундай бўлиши керакки, бунда ўртача ранг нолга тенг бўлиши керак, яъни рангсиз бўлиши

керак. Масалан, протон таркибига қуйидаги ранглар киради: u (сарик), u (кўк) ва d (қизил). Йиғиндиси эса оқ ранг бўлади, яъни нолавой ранг.

Антикварклар қўшимча ранглар (антиранглар)га бўялган бўлади. Ранглар йиғиндиси эса “нол” рангга тенг бўлади. Мос ҳолда кварклар ва антикварклардан иборат бўлган мезонлар ҳам нол рангга эга бўладилар.

Кварклар тури (аромат)	Электр заряди, q	Барион заряди, B	Спини	Жозибаси, G	ранг
u	-2/3	-1/3	1/2	0	бинафша, тўқ сарик (апельсин ранги), яшил (кўк)
d	+1/3	-1/3	1/2	0	
s	+1/3	-1/3	1/2	0	
c	-2/3	-1/3	1/2	-1	
b	+1/3	-1/3	1/2	0	
t	-2/3	-1/3	1/2	0	

“Ранг” ва “мафтункорлик” — бу квант сонлар номланиши.

Мезонлар кварк-антикварк жуфтлигидан, барионлар эса 3 та кварклардан ҳосил былади. Қуйидаги жадвалда ушбу тузулмалардан баъзи бирлари келтирилган:

Зарра	Таркиби	Электр заряди, q	Барион заряди, B	Кварк спинларининг ўзаро ориентацияси	Зарралар спини
π^+	$u\bar{d}$	+1	0	$\uparrow\downarrow$	0
π^-	$\bar{u}d$	-1	0	$\uparrow\downarrow$	0
p	uud	+1	+1	$\uparrow\downarrow\uparrow$	1/2
n	udd	0	+1	$\uparrow\downarrow\uparrow$	1/2

Сарик ранг учун антиранг бўлиб бинафша ранг, кўк ранг учун тўқ сарик (апельсин), қизил ранг учун эса яшил ранг ҳисобланади.

Кварк ранглари асосан (электр зарядига ўхшаб) кваркларнинг ўзаро тортишиш ва итаришиш хоссаларини ифодалайди.

Ранг	Атиранг
сарик	бинафша
кўк	Тўқ сарик
қизил	яшил

Ҳар хил ўзаро таъсирлар квантларига (электромагнит ўзаро таъсирларда фотонлар, кучли ўзаро таъсирларда π -мезонлар каби) ўхшаш ҳолда кварклар орасидаги ўзаро таъсирни ташувчи зарралар киритилган. Бу зарралар глюонлар (инглизча glue - клей) деб номланган. Глюонлар спини 1 га тенг, тинчликдаги массаси нолга тенг. Глюонлар бир кваркдан

иккинчисига ранг ташийди, натижада кварклар биргаликда ушлаб турилади.

1974-йили, бир вақтнинг ўзида АҚШ нинг икки лабораториясида массаси жуда катта бўлган, яъни 3,10 ГэВ бўлган зарра кашф этилди. Лабораториялардан бирида янги заррача J билан, бошқасида эса Ψ билан белгиланганлиги учун, бу заррага J/ Ψ –зарра (Жей-пси-зарра) деб ном берилди. Ушбу зарранинг кашф қилиниши, олдиндан таклиф этилган 4 та кваркдан ташкил топган зарра моделини тасдиқлади. Ушбу моделда u, d, s кварклардан ташқари 4чи кварк иштирок этган бўлиб, уни c—“мафтункор” кварк дейилади (charmed — мафтункор). Мазкур кварк учун янги квант сон киритилган бўлиб, у “мафтункорлик” C ҳисобланади. Бу сон c-кварк учун 1 га, бошқа зарралар учун эса нолга тенг.

1976-йилда кашф этилган ψ (ипсилон) – зарра хусусиятларини тушунтириш учун “b” -белгини олган 5-кваркни киритилишига олиб келди. “b” белгиси “botton”-“пастки, туб” деган маънони билдиради. Тез орада яна бир кварк, яъни 6чи кварк мавжудлиги аниқланди. Бу кварк t харфи билан белгиланган бўлиб, t – top (юқори) сўзидан келиб чиққан.

Шундай қилиб, ҳозирги кунда кварклар системасига 6 та навдаги (ароматдаги) кварк кирган бўлиб, улар уч хил рангда мавжуд бўлади. Кварклар эркин ҳолда учрамайди.

7.7-§. Элементар зарраларнинг квант характери

Атом физикаси курсидан биз биламизки, микродунё $r \leq 10^{-8}$ м масофаларда ўзини намоён қилади $10^{-10} < r < 10^{-8}$ м интервалда атом ва молекуляр физика, $\approx 10^{-15}$ м масофа ядро ва элементар зарралар физикаси, $10^{-18} < r < 10^{-15}$ м оралик эса юқори энергиялар физикаси ўрганадиган жараёнларга хосдир. Шу сабабли, элементар зарралар физикаси жараёнлари юқори энергияларда содир бўлишини инобатга олиб ҳозирги замон элементар зарралар физикаси ўрганадиган соҳа $10^{-18} < r < 10^{-15}$ м интервалда ётади дейишимиз мумкин. Бундай масофалардаги жараёнлар ўзининг квант характерини намоён қилади. Яъни, зарралар ўзинининг тўлқин хусусиятини намоён қилади. Бу ўриндаги мулоҳазаларни қолдирган ҳолда (Атом физикаси маъруза матнида тўла келтирилган) тўғридан-тўғри Шредингер тенгламасини мос ҳолда эркин ва потенциал майдондаги зарра учун ёзамиз

$$\Delta\Psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2} E \psi = 0,$$

$$\Delta\Psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - U) \psi = 0.$$

$$\text{Эслатиб ўтаимиз, бу тенгламалар норелятивистик } E = \frac{p^2}{2m} \quad (1)$$

тенгламадан келтириб чиқарилади.

Лекин заррачалар билан бўладиган жараёнлар юқори тезликларда бўлишини инобатга олиб бу норелятивистик Шредингер тенгламасини релятивистик кўринишда ифодалашимиз керак. У ҳолда (1) тенглама $E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$ каби ифодаланади, яъни релятивистик кўринишда.

Агар (2) дан $E \rightarrow i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$, $\vec{p} = -i\hbar \vec{\nabla}$ каби классик катталикларни

операторлар орқали ифодалаб $\nabla^2 \varphi(\vec{r}, t) - \frac{\partial^2 \varphi(\vec{r}, t)}{\partial t^2} - m^2 \varphi(\vec{r}, t) = 0$ ёки

$\square \varphi(\vec{r}, t) - m^2 \varphi(\vec{r}, t) = (\square - m^2) \varphi(\vec{r}, t) = 0$ тенгламага келамиз. Бу тенглама Шредингернинг релятивистик тенгламаси ёки Клейн-Гордон тенгламаси дейилади. Бу тенглама 1926 йили В.Фок, О. Клейн, В. Гордон ва Э. Шредингер томонидан топилган. Бу ерда $\square$ -Даламбер оператори бўлиб

$$\square = \nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial t^2}$$

каби аниқланади.

Клейн-Гордон тенгламасидан, яъни

$$\square - m^2 = (ij^n \frac{\partial}{\partial x^n} + m)(ij^n \frac{\partial}{\partial x^n} - m) \text{ орқали}$$

$$(ij^n \frac{\partial}{\partial x^n} + m)\Psi(x) = 0 \text{ ёки } (ij^n \frac{\partial}{\partial x^n} - m)\Psi(x) = 0 \quad (3)$$

Дирак тенгламаларига келамиз. Клейн-Гордон тенгламаси ҳар қандай жараён учун ўринли, чунки у энергия сақланиш қонунини акс эттиради.

Дирак тенгламаси эса γ^n Дирак матрицалари киритилиши сабабли спинор майдонларни-спини $\frac{1}{2}$ бўлган зарраларни ифодалайди. Бу учала тенгламанинг ечими заррача тўлқин функциясининг топилишига олиб келади. Тўлқин функция эса заррача тўғрисидаги барча маълумотни ўзида мужассамлаштирган бўлади. Лекин тўлқин функциянинг квадрати физик маънога эга бўлиб, у заррачани маълум шароитда топиш эҳтимоллигини беради.

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4 \text{ ифода иккита } E = \pm \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}$$

ечимга эга бўлади. Ва манфий энергияли ҳолат антизарралар Ғоясига олиб келган. Бунга биноан, (3) га кўра 1-тенглама позитронни баён қилган ва

$-\sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}$ -ечимини қаноатлантирган. Позитрон шу тариқа биринчи марта 1930 йилда П. Дирак томонидан назарий йўл билан башорат қилинган ва 1932 йили К. Андерсон томонидан коинот нурлари таркибида Вильсон камераси ёрдамида қайд қилинган. Бунда манфий энергияли электрон мусбат зарядли электрон ҳолати билан тенг кучли деб олинди унинг магнит майдонидаги электронга нисбатан қарама-қарши томонга олиши кузатишди. Ҳозирда бошқа антизарралар ҳам тажрибада кузатишди.

7.8-§. Адронлар структураси

Олдинги маълумотлардан маълумки, биз ҳозиргача қараб ўтган элементар зарралар асосан 3 синфга бўлинадилар: лептонлар, улар кучли ўзаро таъсирда қатнашмайдилар; адронлар-ўзаро кучли таъсирда ҳам қатнашадилар; узаро таъсир ташувчилар-фотон, $W^\pm$, Z^0 – бозонлар ва G-гравитон. Лептонлар- ҳақиқий элементар зарралар ҳисобланади. Ҳозирда $\approx 10^{-18}$ м масофагача улар ўзларини нуктавий заррача каби тутишади ва ўз ички структурасини намойиш қилишмади. Иккинчидан, улар бор йўғи 6 та e^- , ν_e , μ^- , ν_μ , τ^- , ν_τ (антизарралари билан 12 та)

бўлиб, e^- ва нейтринолар абсолют стабил зарралар ҳисобланади, μ^- - мезон ва τ^- -лептоннинг яшаш вақти эса ядро вақтига ($\approx 10^{-22}$ с) нисбатан анча катта. Энди адронларга келсак, биринчидан, улар сони анча кўп-бир - неча юзга тенг ва асосий қисмини резонанслар ташкил қилади. Иккинчидан, улар электромагнит структурага эга. Маслалан, p ва нейтрон магнит моментларига эга. Шу сабабдан адронларга хос умумий хоссалар изланди ва адронлар бошқа элементар зарралардан ташкил топмаганмикан деган фикр пайдо бўлди. Бу йўналишдаги биринчи модел Э.Ферми ва Ч.Янг томонидан 1949 йили таклиф қилинди. Бу моделга кўра ўша вақтда маълум бўлган p, n ва уларнинг антизарралари фундаментал зарралар деб эълон қилинди. Лекин сал вақт ўтиб қизиқ зарралар ҳам тажрибада кузатилиши билан бу модел кенгайтирилди. Натижада барча мавжуд адронлар p, n ва Λ -қизиқ зарра ва улар антизарраларининг маълум комбинацияларидан тузилган деб қаралди. Бу қараш 1956 йили С.Саката томонидан илгари сурилди ва Саката модели деб аталади. Лекин янги адронларнинг очилиши ва уларнинг бу модел доирасида тушунтириб бўлмаслиги сабабли Саката модели инқирозга юз тутди. Лекин шундай бўлсада бу модел адронлар структурасини ўрганиш йўлида катта рол ўйнади. 1964 йили М.Гелл-Манн ва Ж.Цвейг каср зарядли кварклар триплетини таклиф қилишди. Ҳозирда бу кварклар u-(инглизча up-баланд, чунки $T_3 = +\frac{1}{2}$), d(down-паст, $T_3 = -\frac{1}{2}$ ва s (strange-қизиқ $S \neq 0$) кварклар деб аталади. Уларнинг тўла характеристикалари жадвалда берилган.

Кварк	J	$\mathcal{N}_P$	B	T	T ₃	Y	S	q
u	$\frac{1}{2}$	+1	$+\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$	0	$+\frac{2}{3}$
d	$\frac{1}{2}$	+1	$+\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$	0	$-\frac{1}{3}$
s	$\frac{1}{2}$	+1	$+\frac{1}{3}$	0	0	$-\frac{2}{3}$	-1	$-\frac{1}{3}$

Кварклар учун ҳам Гелл-Манн-Нишиджима тенгламаси $Q = T_3 + \frac{Y}{2}$, $Y = B + S$ ўринли. Антикварклар учун J ва T дан бошқа барча характеристикалари қарама-қарши ишорага эга. Кварклар барча адронлар тузилишини тушунтириш ва шу билан бирга уларни оддий, янада умумий симметрияга асосланган принциплар асосида тушунтириш мақсадида киритилган. Бунга кўра барча мезонлар кварк ва антикварклардан, барионлар эса учта кваркдан тузилган

$$M = q\bar{q}, \quad B = qqq$$

Агар мезонларни кварклар нуқтаи-назаридан ифодаласак, қуйидаги октуплетни келтиришимиз мумкин.

$$\begin{aligned} \pi^- &= \bar{u}d, \quad \pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{u}u - \bar{d}d), \quad \pi^+ = \bar{d}u \\ \kappa^0 &= \bar{s}d, \quad k^+ = \bar{s}u, \quad \bar{k}^0 = \bar{d}s, \quad k^- = \bar{u}s \\ \eta^0 &= \frac{1}{\sqrt{6}}(\bar{u}u + \bar{d}d - 2\bar{s}s) \end{aligned}$$

Бундан ташқари унитар синглет ҳам мавжуд

$$\eta' = \frac{1}{\sqrt{3}}(\bar{u}u + \bar{d}d + \bar{s}s),$$

унинг массаси 958 МэВ, $T_3=Y=0$. η ва η' -мезонлар учун $S=0$, лекин улар таркибида s- кварк мавжуд. Шу сабабли бу зарралар «яширин қизиқлик» квант сонига эга дейилади. Биз қараб чиққан мезонлар-псевдоскаляр мезонлар дейилади, чунки улар $J^P = 0^-$ квант сонларига эга. Бу мезонларни ташкил қилган кварк ва антикварк спинлари антипараллел йўналган бўлади (1S_0 -ҳолат). Агар кварк-антикварк жуфтликлар 3S_1 ҳолатда бўлса (кварк-антикварк спинлари параллел бўлган ҳолат) 9 та вектор мезонлар ҳосил бўлади. Вектор мезонлар квант сонлари $J^P = 1^-$

$$\begin{aligned} \rho^- &= \bar{u}d, \quad \rho^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{u}u - \bar{d}d), \quad \rho^+ = \bar{d}u \\ k^{*0} &= \bar{s}d, \quad k^{*+} = \bar{s}u, \quad \bar{k}^{*0} = \bar{d}s, \quad k^{*-} = \bar{u}s \\ \omega &= \frac{1}{\sqrt{6}}(\bar{u}u + \bar{d}d - 2\bar{s}s) \text{ ва синглет} \end{aligned}$$

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{3}} (\bar{u}u + \bar{d}d + \bar{s}s) \text{ мезон.}$$

Биз қараб ўтган псевдоскаляр 0^- ва вектор- 1^- -мезонлар орбитал моменти $L=0$ га тенг. Бундан ташқари кварк-антикварк жуфтликларнинг уйғонган, яъни $L=1$ -орбитал моментга тенг ҳолатлари ҳам мавжуд. Бу мезон резонанслар: скаляр - $J^P = 0^+$, аксиал-вектор $J^P = 1^+$ ва тензор $J^P = 2^+$ -мезонлар дейилади. Уларнинг кварк структураси юқоригидай бўлиб, фақат массалари ва квант сонлари билан фарқ қиладилар. Бу турдаги мезон резонанслар элементар зарралар жадваллари (Particle Data Group) да келтирилган. Айтиб ўтганимиздай барионлар учта кваркдан тузилган. Таркибида 3 та u , d ва s кварклар бўлган барион октуплет куйидаги кўринишда ифодаланади.

$$n = udd, \quad p = uud$$

$$\Lambda^0 = uds$$

$$\Sigma^- = dds, \quad \Sigma^0 = uds, \quad \Sigma^+ = uus$$

$$\Xi^- = dss, \quad \Xi^0 = uss$$

Бу ҳолда барионлар спини $J = \frac{1}{2}$ бўлиши учун кварклардан бирининг спини қолган икkitаси спинига антипараллел йўналган бўлиши керак. Агар учала кваркнинг ҳам спинлари бир томонга йўналган бўлса, $J = \frac{3}{2}$ спинли барионлар декуплети ҳосил бўлади.

$$\Delta^- = ddd, \quad \Delta^0 = udd, \quad \Delta^+ = uud, \quad \Delta^{++} = uuu;$$

$$\Sigma^{*-} = dds, \quad \Sigma^{*0} = uds, \quad \Sigma^{*+} = uus, \quad ;$$

$$\Xi^{*-} = dss, \quad \Xi^{*0} = uss$$

$$\Omega^- = sss.$$

Барионлар октуплети ва декуплети минимал массага ва $L=0$ -орбитал моментга эга бўлиб асосий ҳолат барионларини ҳосил қилади. Мезонлар каби барионлар ҳам ўз резонанс ҳолатларига, яъни орбитал уйғонган $L \neq 0$ ҳолатларига эга. Барион резонанслари октуплет ва декуплетига кирган зарралар J -спини қиймати $9/2$ гача бўлган қийматлар қабул қилади (барион резонанслари Particle Data Group жадвалларида келтирилган). Шу ўринда яна бир ички фазога тегишли тушунча билан танишиб ўтамиз. Агар Λ^0 - ва Σ^0 барионларни қарасак, улар бир хил кварклардан тузилган. Λ^0 - барион изоспини $I=0$, Σ^0 - барионники эса $I=1$, га тенг ва улар изоспинлари ҳисобига фарқланадилар. Энди Ω^- -гиперонни қарасак, у

sss-кварклардан иборат бўлиб улар спинлари бир томонга қараган ва бу кварклар бир хил ҳолатларда жойлашган. Лекин кварклар $J = \frac{1}{2}$ спинга эга бўлганлиги сабабли Ферми-Дирак статистикасига бўйсунishi ҳамда Паули принципи бажарилиши керак. Бу ҳолда эса Паули принципи бузилиб кварклар Бозе-Эйнштейн статистикасига бўйсиниши келиб чиқади. Бу қарама-қаршиликни бартараф қилиш учун кварклар учта ҳолатда бўлиши зарурлиги келиб чиқди. Бу квант сонга «ранг» дейилиб, у учта қийматга эга бўлиши, яъни қизил(red), яшил (green) ва кўк (blue) ҳолатларда бўлиши башорат қилинди. Бу ерда « ранг» сўзи ва қизил, яшил ва кўк ранглар кўчма маънода ишлатилади ҳамда табиатдаги ранглар билан алоқаси йўқ. «Ранг» ва қизил, яшил ва кўк ранглар- квант сонлари бўлиб, ички - «рангли» фазога тегишлидир. Табиатда бу уч ранг қўшилиб оқ ранг ҳосил бўлиши сабабли, учта кварк уч хил рангда ёки кварк-антикварк жуфтлиги ранг-анти ранг ҳолатда бўлиши ҳам рангсиз адронларни ҳосил қилади. «Ранг» - квант сони киритилиши сабабли 2 та қоида юзага келди.

1. Барионлар турли рангдаги учта кваркдан ташкил топган.
2. Мезонлар 3 хил ранг тенг миқдорда қатнашган кварк-антикварклардан иборат.

Шу сабабли ҳам табиатда «ранг»ли адронлар кузатилмайди.

Кваркларнинг уч хил рангда бўлиши янги симметрияга-рангли симметрияга олиб келди. Яъни кучли ўзаро таъсир ички рангли фазодаги $SU_c(3)$ - алмаштиришлар группасига нисбатан инвариантдир. Рангли симметрия аниқ симметриядир. Яъни турли рангдаги лекин бир турдаги кварк бир хил массага эгадир. $SU_c(3)$ -группада C-color- ранг, 3 эса 3 хил рангни билдиради. Рангли симметрия нуқтаи- назаридан юқорида қараб чиққан иккита қоидамиз қуйидаги ягонага кўринишга келади: барча адронлар рангли синглетлар кўринишида мавжуд бўлиши керак. Яъни ранг-квант сони адронлар даражасида кузатилмайди.

Ранг тушунчаси киритилгандан кейин турли турдаги кварклар аромат-хушбўйлик белгилари билан номланди. (flavor-аромат, хушбўйлик).

u- кварк $T_3 = +\frac{1}{2}$ квант сони, d-кварк $T_3 = -\frac{1}{2}$ квант сони, s-кварк эса $S = -\frac{1}{2}$

1 квант сонлари билан боғлиқ. u,d, ва s-кварклар-хушбўйлик белгиларидир. Бу кварклар ўз навбатида уч хил рангли ҳолатда мавжуд бўлишади. Шу ўринда $SU(n)$ -симметрия группалари тўғрисида ҳам тўхталиб ўтсак ўринли бўлади. Юқорида $SU_c(3)$ -симметрияга тўхталиб ўтувдик. Шунга ўхшаш $SU(n)$ -хушбўйлик симметрия группалари ҳам мавжуд. Масалан, $SU(2)$ -симметрия группаси u ва d-кварклардан тузилган адронларни ўзида мужассамлаштиради. Бу ерда 2 иккита u- ва d- кваркларни ёки

$\frac{1}{2}$ - изоспини билдиради. Чунки u ва d-кварклар изоспини $\frac{1}{2}$ - га тенг. $SU(3)$ -симметрия эса u, d ва s-кваркларни ўз ичига олган адронларни бирлаштиради. Шундай қилиб, Гелл-Манн ва Цвейгнинг кварк моделида 3

хил рангли 3 та кварк ва уларнинг антиранг ва антихушбўй партнерлари- жами 18 та фундаментал заррача бўлиб, барча адронлар шу 18 та заррачадан иборат деб қаралди. Лекин бу u , d ва s - кварклар барча адронларни тушунтириб беришга етарли бўлмади.

Дастлаб 1974 йили J/ψ - мезон тажрибада кузатилди. Бу мезон массаси протон массасидан деярли уч марта катта бўлиб, яшаш вақти $\tau \approx 10^{-20}c$ га тенг. J/ψ -мезоннинг парчаланиш каналлари

$$J/\Psi \rightarrow \begin{cases} \text{адронлар} & (86\%) \\ e^+ + e^- & (74\%) \\ \mu^+ + \mu^- & (7\%). \end{cases}$$

Тез орада бу мезон тўртинчи кварк - c - мафтункор кваркдан тузилгани аниқ бўлди. $J/\Psi = \bar{c}c$, яъни яширин мафтункорлик квант сонига эга. Шундан кейин бошқа мафтункор квант сонига эга адронлар ҳам кузатилди. J/ψ - мезон-чармоний деб аталади. 1979 йили эса γ (ипсилон)- мезон тажрибада кузатилди. Бу мезонни $-\bar{b}b$ -кварклардан тузилган система деб қаралди. В- beauty-чиройли кварк-бешинчи кварк бўлиб, кўпинча «bottom» - туб кварк ҳам дейилади. γ - мезон-боттомий деб ҳам аталади.

1975 йили τ -лептон ва унга мос ν_τ -нейтрино тажрибада топилгандан кейин, 6 та лептонга мос 6 та кварк мавжуд бўлиши ва шу йўл билан лептон-кварк симметрия мавжудлиги башорат қилинди. Шу йўл билан J/Ψ ва γ -мезонларга ухшаш $-\bar{t}t$ тажрибада изланди. Ҳозирда эса 6-кварк-t-truth - ҳақиқий (ёки top-чўкки) дан тузилган заррачалар ҳам топилди.

Барча кварклар массалари Particle Data Group жадвалларида келтирилган:

$$\begin{aligned} m_u &= 1,5 - 5 \text{ Мэв}, & m_c &= 1,1 - 1,4 \text{ Гэв} \\ m_d &= 3 - 9 \text{ Мэв}, & m_s &= 4,1 - 4,4 \text{ Гэв} \\ m_s &= 60 - 170 \text{ Мэв}, & m_t &= 173,8 \pm 5,2 \text{ Гэв} \end{aligned}$$

Қуйидаги жадвалда оғир кваркларнинг характер истикаларини келтирамиз.

Кварк	J	η_p	B	T	T_3	Y	S	C	b	t	q
c	$\frac{1}{2}$	+1	$+\frac{1}{3}$	0	0	$+\frac{4}{3}$	0	1+	0	0	$\frac{2}{3}$

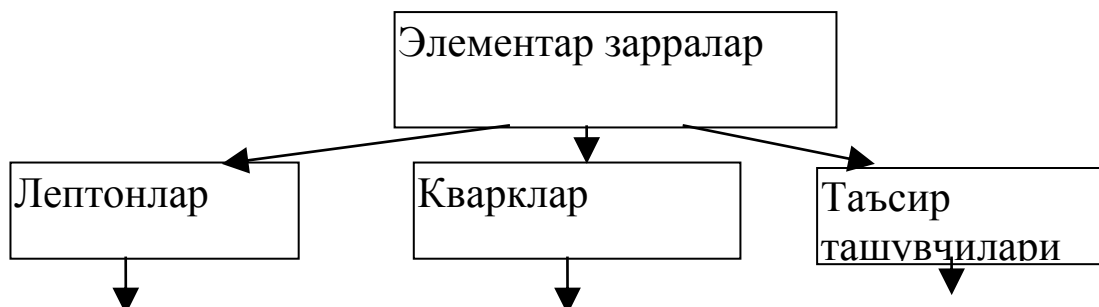
b	$\frac{1}{2}$	+1	$+\frac{1}{3}$	0	0	$-\frac{2}{3}$	0	0	+1	0	$-\frac{1}{3}$
t	$\frac{1}{2}$	+1	$+\frac{1}{3}$	0	0	$+\frac{4}{3}$	0	0	0	0	$\frac{2}{3}$

Шундай қилиб, ҳозирда олти қварк ва улар антиқварклари орқали барча адронлар тузилиши тушунтирилади. Шу сабабли SU(4)-, SU(5)-ва SU(6)-симметрия группалари мавжуд. Яъни 6 қварклар сони ёки T_3 , s, c, b, t,-аромат (хушбўйлик) квант сонлари бўлиб T_3 u-ва d- қварклар учун мос ҳолда $+1/2$ ва $-1/2$ қийматлар қабул қилади. Энди қваркларнинг бир-бири билан ўзаро таъсирини қараймиз. Улар ўзаро глюонлар билан боғланган бўлиб, қварклар эса уч хил рангли ҳолатда бўлишади. Шу сабабли глюонлар КХД, - яъни ўзаро кучли таъсир ташувчилари ҳисобланиб, улар 8 хил рангли комбинацияда мавжуд бўлишади.

$$R\bar{G}, \quad G\bar{R}, \quad R\bar{B}, \quad B\bar{R}, \quad G\bar{B}, \quad B\bar{G}, \quad \sqrt{\frac{1}{2}}(R\bar{R} - G\bar{G}), \sqrt{\frac{1}{6}}(R\bar{R} + G\bar{G} - 2B\bar{B}).$$

Яъни, глюонлар $SU_c(3)$ - симметрия группасининг рангли октетини ташкил қилади. Лекин $\sqrt{\frac{1}{3}}(R\bar{R} + B\bar{B} + G\bar{G})$ - комбинация $SU_c(3)$ -синглет бўлиб, рангли қварклар орасидаги таъсир ташувчи вазифасини ўтамайди. Шундай қилиб, кучли ўзаро таъсирнинг таъсир ташувчилари сони 8 та глюондан иборат экан. Шу ўринда эслатиб ўтамиз. Ҳақиқий ўзаро кучли таъсир қварклар орасида содир бўлади. Нуклонларни ядрога ушлаб турувчи пион кучлари эса глюон кучларининг ядро масштабидаги «қолдиғи» ҳисобланади. Шу сабабли ҳам ўзаро кучли таъсир интенсивлиги $-\alpha_s = 0,1 \div 10$ гача ўзгаради.

Энди қварклар нуктаи-назаридан қараганда ҳозирги замон элементар зарралар классификацияси жуда оддий кўринишга келишини кўрамиз.



$e^-, \mu^-, \tau^-, u, c, t$ g-глюонлар
 $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, d, s, b$ γ -фотон
 $W^\pm, Z^0$ – бозонлар
 + G-гравитон
 антизарралар

Бу жадвалга кўра, элементар зарралар асосан иккига, лептонлар ва кваркларга бўлинадилар. Лептонлар ва кварклар олтига хушбўйликка эга ва улар уч жуфтликка бўлинадилар. Бу жуфтликларга авлодлар дейилади. Ҳозирги пайтда бу жадвал элементар зарралар оламидаги барча хилма-хилликни тўлиқ тушунтириб бермоқда.

7.9-§. Материя тузилиши тўғрисидаги замонавий қарашлар

Бу параграфда биз қараб чиққан элементар зарралар тўғрисидаги барча маълумотларни қисқача кўринишда изоҳлаб ўтамиз.

1. Барча моддалар ядро ва унинг атрофини ўровчи электрон қобиидан иборат атомлардан тузилган. Улар ўлчами $\approx 10^{-10}$ м.
 - а) Электрон қобиқ модданинг барча химик ва физик хусусиятларини белгилайди.
 - б) Атом ядроси ҳар бир химиявий элемент индивидуаллигини белгиловчи мустақкам бирикма. У протон ва нейтронлардан тузилган бўлиб, уч хил ядровий жараёнларда ва кўплаб ядро реакцияларида қатнашади.
2. Протонлар, нейтронлар ва электронлар барча моддалар ҳосил бўлган асосий «Ғиштлар» ҳисобланади. Бу учала зарра фотон, нейтринолар ва антинейтринолар билан қўшилиб асосий элементар зарраларни ташкил қилади. Қолган барча элементар зарралар ностабиль ҳисобланиб, лабораторияларда ёки коинот нурланишларида ҳосил бўлади. Улар сони 400 дан ортиқ.
3. Элементар зарраларнинг асосий хусусияти уларнинг ўзаро бир-бирига айланишидир. Бу ўзаро алмашишлар асосан уч хил ўзаро таъсир орқали содир бўлади: кучли, электромагнит ва кучсиз ўзаро таъсирлар. Тўртинчи ўзаро таъсир-гравитацион таъсир эса элементар зарралар дунёсида жуда кучсиз намоён бўлади.
4. Барча элементар зарралар ўзаро кучли таъсирда қатнашувчиларга-адронларга ва бу таъсирда қатнашмайдиган-фотон, оралик бозонлар ва лептонларга ажраладилар.
5. Фотон ва лептонлар $\approx 10^{-18}$ м масофагача ўз ички структурасига эга эмас. Адронлар эса структурага эга.
6. Ўзаро таъсир ташувчилар- γ , $W^\pm$, Z^0 , g ва G-гравитон бўлиб, улар ҳақиқий элементар зарралар ҳисобланади. Улар бирлик спинга ва манфий жуфтликка эга: $J^n = 1^-$, фақат гравитон учун $J^n = 2^+$.
7. Электромагнит ўзаро таъсир ташувчилари γ - фотон бўлиб, унинг назарияси квант электродинамикаси ҳисобланади. Зарядланган ёки алоҳида ички

структурага эга бўлган нейтрал зарралар фотонлар чиқариб, ютиб ёки фотон алмашиб бу ўзаро таъсирда қатнашади. Фотон массаси нолга тенглиги сабабли бу таъсир масофаси $r = \infty$ ва интенсивлиги $\alpha \approx 1/137$ катта бўлганлиги сабабли мегадунё, макродунё ва микродунё ўлчамларида ҳам бу электромагнит таъсир кучли намоён бўлади. Атом ва молекулалар шу ўзаро таъсир ҳисобидан мавжуд, яъни ядро ва электронлар орасидаги таъсир электромагнит таъсирдир. Эластиклик, ишқаланиш, сирт таранглик каби кучлар ҳам электромагнит таъсирнинг кўринишларидир. Моддаларнинг агрегат ҳолатлари, химиявий ўзгаришлар, электр, магнит ва оптик ҳодисалар ҳам электромагнит таъсир сабаблидир. Энди айтиб ўтганимиздай, элементар зарралар билан бўладиган электромагнит таъсир механизмини қараймиз. Оддий электромагнит таъсирни қарасак, бу зарядланган заррача томонидан фотоннинг ютилиши ёки чиқарилишидир. Бир электрон томонидан чиқарилган фотон бошқаси томонидан ютилиши мумкин. Бундай жараён виртуал жараён дейилади. Яъни реал зарра ҳосил бўлмайди. Оралик заррачага эса виртуал заррача дейилади. Зарядланган зарра(электрон)нинг фотон билан ўзаро таъсири

$$H_{y.m.} = j_{\mu} \cdot A^{\mu}$$

каби ифодаланади. Бу ерда $j_{\mu}(p, \vec{j})$ электрон токи, A^{μ} - электромагнит майдон 4- потенциалли.

Жараённинг график кўрнишда ифодаланишига Фейнман диаграммаси дейилади. Бу усул 1949 йили америкалик физик Р.Фейнман томонидан ишлаб чиқилган.

8. Кучсиз ўзаро таъсир ташувчилари — $W^{\pm}$ - ва Z^0 - оралик бозонлардир. Бу оралик бозонлар билан алмашилишганда зарралар ўз хушбўйлигини ўзгартиради. Бу оралик бозонлар фақат кучсиз ва электромагнит ўзаро таъсирларда қатнашади. Бу ўзаро таъсир жуда кичик $\approx 10^{-17}$ м таъсир радиусига эга. Шу сабабли бу таъсир фақат элементар зарралар оламида содир бўлади. Кучсиз ўзаро таъсирнинг гамильтониани $H_w = \frac{G_F}{\sqrt{2}} j^+ j$ кўринишида ифодаланади. Бу ерда j -ток лептон ва адрон тоқлари йиғиндисидан иборат.

$$j = j_{lep} + j_{adr}$$

$G_F = 10^{-5} / m_p^2$ -Ферми доимийси. G_F -универсалдир, яъни лептонлар ва адронлар учун бир хил константа ўринли. Шу сабабли ҳам ўзаро кучсиз таъсир универсалдир. Кучсиз ток (V-A)- структурага эга. Шунда икки ток кўпайтмаси скаляр ва псевдоскалярни беради. Шу сабабли ҳам ўзаро кучсиз таъсирда гамильтонианнинг скаляр қисми ҳисобидан жуфтлик сақланади, псевдоскаляр қисми ҳисобидан эса жуфтлик бузилади.

Кучсиз ўзаро таъсирнинг кичик масофада содир бўлиши бу таъсир ташувчилари — $W^{\pm}$ ва Z^0 оралиқ бозонлар массасининг катталигидан далолат беради

$$m_W \approx 80 \text{ Гэв} \quad m_Z \approx 90 \text{ Гэв}.$$

9. Кучли ўзаро таъсирда бевосита фақат кварклар қатнашади. Таъсир ташувчилари сифатида 8 та массаси ва электр заряди нолга тенг, ранг ва антиранг ташувчи глюонлар иштирок этишади. Кварклар ўзаро глюон алмашиб, ўз рангини ўзгартиради, лекин хушбўйлигини ўзгартирмайди. Глюонларнинг ўзи фақат кучли ўзаро таъсирда қатнашади. Бу ўзаро таъсирнинг таъсир масофаси $\approx 10^{-15} \text{ м}$, таъсир вақти $\approx 10^{-24} - 10^{-23} \text{ с}$. Ядро кучлари кучли ўзаро таъсирнинг бир намоён бўлишларидан биридир. Ўзаро кучли таъсир назарияси - квант хромодинамикасидир. Бу назариянинг асослари қурилган, лекин ҳалигача тугалланган назария кўринишида шаклланмаган. Кварклар кичик масофаларда кучсиз таъсирлашадилар ёки деярли таъсирлашмайдилар. Уларнинг бу хусусиятига - асимптотик эркинлик дейилади. Катта масофаларда эса уларнинг бир-бирига тортилиши ошиб боради. Бу хусусиятга-конфайнмент, яъни кварклар ва глюонларни адронлар доирасида ушлаб туриш, уларнинг эркин ҳолатда кузатиб бўлмаслик ҳоссаси дейилади. Уларнинг мавжудлигини фақат билвосита исботлаш мумкин.

ГЛОССАРИЙ

Абсолют метод – модда таркибини беварсита таҳлил қилиш методи.

Активацион анализ – модда атом ядроларини активация қилиш усулида модда кимийвий таркибини таҳлил қилиш методи.

Атом – мусбат зарядланган оғир ядро ва манфий зарядланган электронлар қобиқларидан ташкил топган микрозарра.

Атом ядроси – мусбат зарядланган протонлар ва зарядсиз нейтронлардан ташкил топган микрозарра.

Активлик – радиоактив моддаларнинг парчаланиш тезлигини тавсифловчи

катталиқ. Бирлик вақт ичидаги парчаланишлар сони.

Альфа-зарра – гелий атомининг ядроси бўлиб, иккита протон ва иккита нейтронлардан ташкил топган.

Бета-парчаланиш – ядроларнинг ўз-ўзидан электрон (прозитро), антинейтрино (нейтрино) чиқариб парчаланиши.

Бета-зарра – радиоактив модда ядролар парчаланиши натижасида чиқараётган уч хил нурланишларнинг бири, яъни электрон.

Бетатрон – электронларни юқори энергиягача тезлатувчи қурилма.

Водород атом – битта протон ва битта электрондан ташкил топган микрозарра.

Гамма-нурлар – радиоактив ядролар парчаланиши натижасида чиқараётган уч хил нурланишларнинг бири. Гамма-нурлар бу қисқа тўлқин узунликка эга бўлган электромагнит нурланишлар.

Дейтерий – водороднинг табиий турғун изотопи бўлиб, у битта нейтрон, битта протон ва битта электрондан ташкил топган. “Оғир водород” ҳам дейилади.

Дейтрон – дейтерий атомининг ядроси бўлиб, у битта нейтрон ва битта протон ташкил топган.

Ионизация – электр нейтрал атомларни актив ионларга айланиш жараёни.

Ион – электронини йўқотган ёки электрон бириктириб олган атом.

Изотоп – протонлар сони бир хил бўлган ядролар. Масалан водородда учта изотоп мавжуд.

Изомер ядролар – протонлар ва масса сонлари бир хил бўлиб, радиоактивлик хусусиятлари ҳар хил бўлган ядролар.

Квант сонлар – квант системаларнинг (атом, ядро, молекула ва ҳ.к.) тавсифловчи физик катталиқларнинг қабул қилувчи қийматларини аниқловчи бутун ёки каср сонлар.

Лептонлар – кучсиз ўзаро таъсирда иштирок этувчи зарралар бўлиб, буларга электрон, мюон, тау-лептон ва нейтринолар киради.

Масса сони – атом ядросини ташкил этган нуклонлар (протон ва нейтронлар) сони.

Нуклон – протон ва нейтронларнинг умумий номланиши. Ядро зарраси деган маънони англатади.

Микрозарралар – элементар зарралар, ядро, атом, молекулалар.

Микротрон - электронларни юқори энергиягача тезлатувчи қурилма.

Молекула – атомлардан ташиқил топган заррача бўлиб, у модданинг химиявий хусусиятларини белгилайди.

Паули принципи – битта атомда 4 та кант сони бир хил бўлган электрон мавжуд бўлмаслик принципи.

Протий – ядроси битта протондан иборат бўлган енгил водород атоми.

Радиоактивлик – ядронинг ўз – ўзидан бир ёки бир нечта зарралар чиқариб парчаланиши (емирилиши) ҳодисаси.

Радиоактив оилалар – бир биридан радиоактив парчаланиш натижасида ҳосил бўладиган элементлар занжири. Табиатда тўртта радиоактив оила мавжуд.

Тритий – водороднинг табиий изотопи бўлиб, у иккита нейтрон, битта протон ва битта электрондан ташиқил топган “Ўта оғир водород” ҳам дейилади.

Тритон – тритий атомининг ядроси бўлиб, иккита нейтрон ва битта протондан иборат.

Рентген нурланишлари – жуда қисқа тўлқин узунликка эга бўлган электрмагнит нурланишлар ($0,06 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 20 \text{ \AA}$).

Фермионлар - спин квант сонлари бутун ярим қийматлар қабул қиладиган зарралар.

Фотон – элементар зарра, электрмагнит нурланишларнинг кванти.

Ядро реакцияси – юқори энергияли микрозарралар ёки енгил ядроларнинг ядро билан ўзаро таъсирлаиши натижасида ядро ички ҳолатининг ўзгариши ёки янги ядро ҳосил бўлиш жараёни.

Ядро реакция кесими – реакция юз бериш эҳтимоллиги.

Ядро реактори – бошқариладиган занжир реакциясини амалга оширувчи қурилма.

НАЗОРАТ САВОЛЛАРИ

1. Ядро реакцияси.
2. Ядровий реакцияларининг кесими ва чиқиши.
3. Ядро реакцияларининг механизми.
4. Радиоактив емирилиш.
5. Радиоактив емирилишнинг асосий қонунлари.
6. Кетма-кет парчаланиш.
7. Альфа емирилиши.
8. Бета емирилиши.
9. Радиоактив қатори ва трансуран элементлар.
10. Ядроларнинг гамма нурланиши.
11. Гамма-утишлар тавсифи. Танлаш қоидалар.
12. Активация тенгламаси.
13. Активацион анализ методикаси
14. Ионловчи нурланишларни ўлчаш.
15. Миқдорий натижаларни олиш услубиятлари.
16. Активацион анализ сезгирлиги, аниқланиш ва пайқаш чегараси
17. Активацион анализ умумий йўналиши.
18. Нейтрон активацион анализ.
19. Нейтронларнинг атом ядролари билан ўзаро таъсирлашиши.
20. Нейтронлар манбалари.
21. Иссиқлик нейтронлар активацион анализ методлари.
22. Нейтрон активацион анализ аниқлаш соҳаси ва активлиги.
23. Моноэнергетик ва тормозли гамма-нурланишлар.
24. Фотоядро реакцияси.
25. Моноэнергетик ва тормозли нурланишлар.
26. γ -нурланишлар манбалари.
27. Фотоактивацион услублари ва қўлланиш соҳалари.
28. Фотоактивацион (γ - активацион) анализ селективлиги ва аниқлиги.
29. Зарядланган зарралар ёрдамида активацион анализ
30. Зарядланган зарраларнинг модда билан ўзаро таъсири.
31. Зарядланган зарралар манбалари.
32. Зарядланган зарралардаги активацион анализ услублари ва аниқлиги.
33. Инструментал активацион анализ методлари.
34. γ - нурланишлар спектрометрияси.
35. Гамма-спектрометрда олинган спектрларни сифат ва миқдорий анализ қилиш.
36. Гамма-спектрометр методининг инструментал активацион анализ учун фойдаланиш.
37. Инструментал активацион анализнинг махсус усуллари.
38. Активацион анализни радиохимиявий методлари.

ТЕСТ САВОЛЛАРИ

1. Ярим емирилиш даври деб нимага айтилади?
A) Ядроларни ярим емирилиш учун кетган вақтга айтилади.
B) Ядроларнинг 30% емирилиш учун кетган вақтига.
C) Ядроларнинг 5% емирилиш учун кетган вақтига.
D) Ядроларнинг 55% емирилиш учун кетган вақтига.
2. α -парчаланишда ядро масса сони қанчага камаяди?
A) 4.
B) 5.
C) 10
D) 2.
3. Бета-парчаланишда ядро масса сони қанчага камаяди?
A) Камаймайди.
B) 2.
C) Ошади.
D) 3.
4. Қуйидаги ядро реакцияси натижасида қандай ядро ҳосил бўлади?
$${}_{16}^{32}\text{S} + n \rightarrow ? + p.$$

A) ${}_{16}^{32}\text{P}$
B) ${}_{16}^{32}\text{S}$.
C) ${}_{17}^{17}\text{Ce}$
D) ${}_{8}^{16}\text{O}$.
5. Қандай ядро реакциялари остона энергияга эга бўлади?
A. Эндотермик.
B. Энзотермик.
C. Кинетик.
D) Термодинамик.
6. Детектолар ташқи радиоактив фондан қандай ҳимоя қилинади?
A) Қўрғошин уйча ичига жойлаштирилади
B) бетонли уйча ичига жойлаштирилади
C) ёғочдан ясалган уйча ичига жойлаштирилади.
D) тўғри жавоб йўқ.
7. Экспресс активацион анализ ўтказиш учун қандай радионуклидларнинг гамма-чизиқларидан ва қандай қурилмалардан фойдаланиш лозим?
A) Қисқа яшовчи радиоизотоплар, пневмопочталардан
B) узок яшовчи радиоизотоплар, амперметрлардан
C) ўта узок яшовчи радиоизотоплар, микроскоплардан

D) узоқ яшовчи радиоизотоплар, телескоплардан

8. Нейтрон генераторларда қандай зарралар тезлатилади?

A) Ионларни.

B) Электронларни.

C) Нейтронларни.

D) Мезонларни.

9. Нейтрон активацион анализ усулининг қандай методлари мавжуд?

A) иссиқлик нейтронларда активацион анализ, резонанс нейтронларда активацион анализ, тез нейтронларда активацион анализ

B) иссиқлик нейтронларда активацион анализ, энергетик активацион анализ, гамма-квантларда активацион анализ

C) ўта узоқ яшовчи радиоизотопларда активацион анализ, микроскоплардан активацион анализ, фотонларда активацион анализ

D) узоқ яшовчи радиоизотоплар активацион анализ, телескоплардан нейтрон активацион анализ

10. Ядро реакцияларнинг оралиқ ядро модели ким томонда таклиф этилган?

A) Н. Бор

B) И. Курчатов

C) Э. Резерфорд

D) Макс Планк

11. Активацион анализда интерференцияланувчи ядро реакция деб нимага айтилади?

A) бир неча реакция натижасида бир хил радиоизотоп ҳосил бўлишига.

B) радиоизотоплар ҳосил бўлишига.

C) Ядро реакторида нейтронлар ҳосил бўлишиг

D) Нейтрон таъсирида реакция юз беришига.

12. Гамма-нурланишлар модда орқали ўтганда уларнинг интенсивлиги қандай қонуният бўйича камаяди?

A) экспоненциал

B) квадрат

C) сочилиш юз беради

D) ионизация қонуни бўйича

13. Гамма-спектрдаги гамма-чизик ва фоточўққилар қандай жараён ҳисобига ҳосил бўлади?

A) фотозэффект

B) ионизация

C) комптон эффекти

D) гамма-квантлар сочилиш

14. Юқори энергияли гамма-нурланишлар манбаларини кўратинг.

А) бетатрон, микротрон, чизикли электрон тезлатичлар

В) циклотрон, радиоизотоп манба, ионизация

С) сочилиш, ионизация, жуфтлик ҳосил бўлиши

Д) ионизация, гамма-квантлар ютилиши

15. Қандай активацион анализ усулида катта массали намуналарни тезкор таҳлил қилиш мумкин?

А) гамма-активацион усули

В) нейтрон-активацион усули

С) спектрал таҳлил усули

Д) гамма-ютилиш усули

16. Олтини тезкор таҳлил қилиш учун қўлланиладиган фотоядро реакциясини кўрсатинг.

А) $^{197}\text{Au}(\gamma, \gamma')^{197m}\text{Au}$

В) $^{197}\text{Au}(\gamma, n')^{196}\text{Au}$

С) $^{197}\text{Au}(\gamma, 3n')^{194}\text{Au}$

Д) $^{197}\text{Au}(\gamma, 10n')^{187m}\text{Au}$

17. Активацион анализ методларини тавсифловчи катталикларни кўрсатинг.

А) сезгирлик, аниқланиш чегараси

В) реакция чиқиши, кесим

С) тезлик, масса

Д) гамма-квантлар чиқиши, оғирлик

18. Активацион анализ усуллардан қайси бири энг кичик аниқланиш чегарасига эга?

А) нейтрон-активацион усули (иссиқлик нейтронларда)

В) гамма-активацион усули

С) спектрал таҳлил усули

Д) нейтрон-активацион усули (тез нейтронларда)

19. Аналитик гамма-чизик деб қандай қандай гамма-чизикқа айтилади?

А) элементни аниқлаш учун қўлланиладиган

В) гамма-активацион усулида қўлланиладиган

С) энергияни аниқлаш учун қўлланиладиган

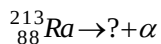
Д) нейтрон-активацион усули қўлланиладиган

20. Тормоз нурланишлар ҳосил қилиш учун нишон сифатида қандай модда қўлланилади?

А) оғир металллар, W, Pt, Au ва ҳ.к.

- В) енгил металллар
 С) зичлиги ўртача бўлган моддалар
 D) Al, C, O, N элементлардан ташкил топган моддалар

21.Қуйидаги альфа парчаланишда қандай ядро ҳосил бўлади?



- A) радон-119; В) франций-119; С) курчатовий-213; D) радон-213.

22.Радиоактив ядронинг ўртача яшаш вақти қуйидаги формула бўйича аниқланилади:

A) $\tau = \frac{1}{\lambda}$; В) $\tau = \frac{T_{1/2}}{\ln 2}$; С) $\lambda = \frac{A}{N}$; D) $\log T_{1/2} = c + \frac{D}{\sqrt{E}}$

23.Гейгер-Неттол қонуни ифодаловчи муносибатни кўрсатинг.

A) $\log T_{1/2} = C + \frac{D}{\sqrt{E}}$ В) $\tau = \frac{T_{1/2}}{\ln 2}$; С) $\bar{n} = N\lambda t$; D) $\tau = \frac{1}{\lambda}$;

24.Стабил ядронинг тинчликдаги массаси $m_{\text{я}}$ ва уни ташкил этган протонларнинг Zm_p ҳамда нейтронларнинг Nm_n тинчликдаги массалари йиғиндиси орасидаги муносабат қандай?

- A) $m_{\text{я}} > (Zm_p + Nm_n)$;
 B) $m_{\text{я}} < (Zm_p + Nm_n)$;
 C) $m_{\text{я}} = Zm_p + Nm_n$;
 D) $m_{\text{я}} < (Zm_p + Nm_n) \cdot 100$;

25.Бета парчаланиш ҳодисасида Кулон тўсиқи асосан қандай зарраларга таъсир қилади?

- A) позитрон; В) электрон; С) нейтрон; D) протон.

26. $a + A \rightarrow C^* \rightarrow B + b$ реакция қандай реакция механизми бўйича юз бермоқда?

- A) оралик ядро механизми; В) тўғри ядро реакция механизми; С) термоядро реакцияси механизми; D) фотоядро реакцияси механизми.

27. $\alpha + {}^{14}_7\text{N} \rightarrow ? + p$ реакция натижасида ҳосил бўлган ядрони кўрсатинг.

- A) кислород-17; В) азот-17; С) уран-27; D) водород-3.

28. $p + {}^7_3\text{Li} \rightarrow p + {}^7_3\text{Li}$ реакцияда қандай жараён юз берди?

- A) эластик сочилиш; В) ноэластик сочилиш; С) ютилиш; D) бўлиниш.

29. Гамма-квантлар модда орқали ўтганда қандай жараёнлар ҳисобига энергиясини йўқотади?

- A) фотоэффект, комптон эффекти, электрон-позитрон жуфти ҳосил бўлиши; В) фотоэффект, комптон эффекти, ионизация; С) тормозли гамма-

нурланишлар ҳосил бўлиш, комптон эффекти; D) асосан ионизация ҳисобига.

30. Фотоядеро реакцияси деб ... ядро билан ўзаро таъсирлашиш жараёнига айтилади.

- A) юқори энергияли γ -квантларнинг
- B) паст энергияли протонларнинг
- C) юқори энергияли электронларнинг;
- D) паст энергияли нейтронларнинг

31. Радиоизотоплар қандай идентификация қилинади?

- A) гамма-чизиклар ва ярим емирилиш даври бўйича
- B) паст энергияли гамма-квантлар бўйича
- C) детекторнинг эффективлиги ва энергетик ажратиш қобилияти бўйича
- D) тўғри жавоб йўқ

32. Радиоактив фон қандай жараёнлар ҳисобига вужудга келади?

- A) космик нурлар ва табиий радиоизотоплар ҳисобига
- B) паст энергияли протонлар ва радиоизотоплар ҳисобига
- C) юқори энергияли электронлар ва мезонлар ҳисобига
- D) паст энергияли нейтронлар ва космик нурлар жаласи ҳисобига

33. Протонлар сони бир хил бўлган ядро ... деб номланади.

- A) Изотоп; B) Изобара; C) Ион D) Изотон;

34. Масса сони бир хил бўлган ядро ... деб номланади.

- A) Изобара; B) Ион; C) Изотоп; D) Изотон

35. Нейтронлар сони бир хил бўлган ядро ... деб номланади.

- A) Изотон; B) Изобара; C) Изотоп; D) Ион

36. Z ва A сонлари бир хил бўлган ядро ... деб номланади

- A) Изомер. B) Изобара; C) Изотоп; D) Изотон;

37. Эталон методида элемент миқдори қандай муносибат ёрдамида аниқланилади?

- A) $\frac{m_x}{m_y} = \frac{A_x}{A_y}$ B) $m_x = \frac{A_x}{A_y} \cdot \frac{A_{i\gamma}}{A_{i\delta}} m_y$ C) $\frac{m_x}{m_y} = \frac{A_x}{A_y}$ D) тўғри жавоб йўқ

38. Монитор методида элемент миқдори қандай муносибат ёрдамида аниқланилади?

- A) $m_x = \frac{A_x}{A_y} \cdot \frac{A_{i\gamma}}{A_{i\delta}} m_y$ B) $\frac{m_x}{m_y} = \frac{A_x}{A_y}$ C) $\frac{m_x}{m_y} = \frac{A_x}{A_y}$ D) тўғри жавоб йўқ

39. Гамма спектрдаги 511 кэВ энергияли гамма-чизиклар қандай жараён ҳисобига вужудга келади?

- A) позитронларнинг аннигиляцияси ҳисобига
- B) ионизация ҳисобига
- C) Комптон эффекти
- D) гамма-квантлар сочилиш

40. Тормозли γ -нурланиш манбаларини кўрсатинг.

- A) бетатрон, микротрон, чизикли электрон тезлатгичлар
- B) циклотрон, коллайдерлар, магнитрон
- C) радиоизотоплар, циклотрон, нейтрон генератор
- D) тўғри жавоб йўқ

41. Радиоактив парчаланиш юз бераётган радиоактив атомлар ўртача сони куйидагига тенг:

- A) $dN = -\lambda N dt$;
- B) $dN = \lambda N dt$;
- C) $dN = -\lambda \ln N dt$;
- D) $dN = -\lambda / N dt$;

42. Нильс Бор қандай ядро реакция механизмини таклиф қилган?

- A) компаунд ядро ҳосил бўлиш механизми;
- B) тўғри реакция механизми;
- C) узиш реакцияси;
- D) фотоядро реакцияси.

43. Қандай реакциялар остона энергияга эга бўлади?

- A) эндотермик реакциялар;
- B) Экзотермик реакциялар;
- C) узиш реакцияси;
- D) тўғри жавоб йўқ.

44. Электронлар модда орқали ўтганда асосан қандай жараёнлар юз беради?

- A) ионизация ва радиацион нурланишлар;
- B) ионизация ва фотоэффект;
- C) рентген нурланишлар ва Оже электронлари пайдо бўлади;
- D) ионизация

45. Активацион анализни амалга ошириш босқичлари қандай?

- A) анализ учун моддани танлаш, намунани нурланишга тайёрлаш, нурланиш, активликни ўлчаш, натижа олиш
- B) нурлантириш, нурланиш дозасини ўлчаш, энергияни аниқлаш
- C) нурланиш дозасини ўлчаш, намунани массасини ўлчаш, намунани майдалаш
- D) тўғри жавоб йўқ

Адабиётлар рўйхати

1. Т.М. Muminov, A.B. Xoliqov. Sh.X. Xolmurodov. Atom yadrosi va zarralar fizikasi. T.: O'zbekiston faylasuflar jamiyati, 2009.
2. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Учеб. пособие: Для вузов. В 5 т. Т. V. Атомная и ядерная физика. М.: ФИЗМАТЛИТ; Изд-во МФТИ, 2002.- 784 с.
3. Кадилин В.В., Милосердин В.Ю., Самосадный В.Т. Прикладная ядерная физика. Учебное пособие. М.: МИФИ, 2007.
4. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика: Учебник. В 3-х тт. Т.1. Физика атомного ядра. – СПб.: Издательство “Лань”, 2009. 384 с.
5. Бекжонов Р.Д. Атом ядроси ва зарралар физикаси. Т.:Ўқитувчи,1994.576 б.
6. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика, М.: Наука, 1980. – 728 с.
7. Тешабоев Қ.Т. Ядро ва элементар зарралар физикаси. Т.:Ўқитувчи, 1992.
8. Полвонов С.Р., Каноков З., Караходжаев А., Рузимов Ш.М. Ядро физикасидан масалалар тўплами. Ўқув қўлланма. Т.: ЎзМУ, 2006, 119 б.
9. Иродов И. Е. Сборник задач по атомной и ядерной физике. уч. пос. М.: Атомиздат, 1971. - 216 с.
- 10.Каноков З., Караходжаев А., К.Р. Насриддинов, Полвонов С.Р. Атом ва ядро физикасидан лаборатория ишлари. Ўқув қўлланма. Т.: ЎзМУ, 2002, 148 б.
11. Наумов А.И. Физика атомного ядра и элементарных частиц. М.: Просвещение, 1984.
- 12.Фрауэнфельдер Г. , Хенли Э. Субатомная физика М.: Мир, 1979. 736 с.
- 13.Жуковский Ю.Г., Сергеев В.О., Антоньев Н.М. Практикум по ядерной физике. М., «Высшая школа», 1975. – 197 с.
- 14.Вальтер А.К., Залюбовский И.И. Ядерная физика. Харьков: Основа, 1991. 479 с. Михайлов В.М., Крафт О.Е. Ядерная физика. Л.: Изд-во ЛГУ, 1988. - 327с.
- 15.Ракобольская И.В. Ядерная физика. М.: Изд-во МГУ, 1981. - 280 с.

Интернет ва Зиёнет сайтлари:

1. <http://www.rsl.ru/>;
2. <http://www.msu.ru/>;
3. <http://www.nlr.ru/>;
4. http://el.tfi.uz/pdf/enmcoq22_uzk.pdf.
5. http://el.tfi.uz/pdf/enmcoq22_uzl.pdf.
6. <http://www.phys.msu.ru>
7. <http://nuclphys.sinp.msu.ru>