

**Ўзбекстан Республикасы Жоқары ҳәм орта арнаўлы
билим министрлиги**

**Бердақ атындағы Қарақалпақ мәмлекетлик
университети**

Улыўма физика кафедрасы

Б.Абдикамалов

ЯДРОЛЫҚ ФИЗИКА

пәни бойынша лекциялар текстлери

**Физика қәнигелигиниң 3-курс студентлери
ушын дүзилген**

Интернеттеги адреси www.abdikamalov.narod.ru

Нөкис 2009

Мазмуны

1-§. Кирисиў. Тарийхый шолыў. Атом ядроларының тийкарғы қәсийетлери. Ядроның курамы. Электрлик хәм барионлық заряд. Изотоп, изобар, изотон, изомер хәм «нышана» ядролар. Ядроның массасы хәм байланыс энергиясы.	3
2-§. Ядроның спини. Ядроның магнитлик диполлик моменти. Ядроның өлшемлери, тығызлығы хәм курамы.	16
3-§. Ядролық күшлер. Ядролық күшлерди үйрениў усылы. Дейтрон. Төменги энергиялардағы нейтрон-протон шашыраўы. Төменги энергиялардағы нуклонлардың шашыраўы. Изотоплық инвариантлық.	19
4-§. Ядролық күшлердиң қәсийетлери. Ядролық күшлер теориясы.	23
5-§. Ядроның моделлери. Ядроларды моделлердиң жәрдемінде сүүретлеўдиң зәрүрлиги. Ядроның моделлериниң классификациясы.	28
6-§. Тамшы модели. Ферми-газ модели. Көбик модели. Улыўмаластырылған ядро модели.	30
7-§. Радиоактивлик. Радиоактивлик кубылысының әҳмийети. Радиоактив ыдыраўдың тийкарғы ынамлары. Тиккелей бөлиниў.	32
8-§. Альфа ыдыраўы. Бета ыдыраўы. Радиоактивлик қатарлар хәм трансурани элементлери. Ядролардың гамма нурланыўы. Гамма-өтиўлер. Таңлаў қәделери.	38
9-§. Гамма квантларының резонанслық шашыраўы. Мессбауэр эффекти. Ядролардың ыдыраўын жасалма жоллар менен тезлестириў.	47
10-§. Ядролық нурланыўдың затлар менен өз-ара тәсирлесийи. Зарядланған бөлекшелердиң орталық пенен өз-ара тәсирлесийи. Бөлекше энергиясының атомларды ионластырыў хәм қоздырыў ушын сарпланыўы.	50
11-§. Зарядланған бөлекшелердиң затлардағы жүриў жолы.	53
12-§. Нейтронлардың затлар менен өз-ара тәсирлесийи. Нейтронлардың әстелениўи. Гамма-нурланыўдың затлар арқалы өтиўи. Нурланыўдың биологиялық тәсири хәм оннан қорғаныў.	54
13-§. Ядролық реакциялар. Тийкарғы түсиниклер хәм тәриплеў. Ядролық реакциялардың кинематикасы. Ядролық реакциялардағы сақланыў ынамлары.	65
14-§. Ядролық реакциялардың кесими хәм шығыўы. Ядролық реакциялардың механизми.	71
15-§. Туўрыдан-туўры жүзеге келетуғын ядролық реакциялар. Фотоядролық хәм электроядролық реакциялар.	74
16-§. Нейтронлар қатнасуғын ядролық реакциялар. Ядролық реакцияларды әмелде қолланыў. Активациялық анализ.	77
17-§. Элементар бөлекшелер. Элементар бөлекшелердиң тийкарғы қәсийетлери хәм классификациясы.	80
18-§. Бөлекшелер хәм антибөлекшелер. Элементар бөлекшелер хәм сақланыў ынамлары. Электромагнитлик өз-ара тәсирлесийи.	87
19-§. Күшли өз-ара тәсирлесийи. Кварклер.	93
20-§. Хәлсиз (әззи) өз-ара тәсирлесийилер.	95
Пайдаланылатуғын тийкарғы сабақлықлар, оқыў қолланбалары дизими.	98

1-§. Кирисиў

Тарийхый шолыў. Атом ядроларының тийкарғы қасийетлери. Ядроның қурамы. Электрлик ҳәм барионлық заряд. Изотоп, изобар, изотон, изомер ҳәм «нышана» ядролар. Ядроның массасы ҳәм байланыс энергиясы.

Ядро физикасына тийисли биринши ашылыў 1896-жылы Анри Беккерел (1852—1908) тәрөпинен исленгенлиги жоқарыдағы хронологияда келтирилди. Бул уран дузларының тәбийий радиоактивлиги еди. Бул нурлар ҳаўаны ионластырды ҳәм фотоэмульсияны қараўтқызды. Еки жылдан кейин Пьер Кюри (1859—1906) ҳәм Мария Склодовская-Кюри (1867—1934) торийдиң радиоактивлигин ашты ҳәм уран дузларынан жаңа химиялық элементлер болған полоний менен радийди бөлип алды. Бул элементлердиң радиоактивлиги уран менен торийдиң радиоактивлигинен миллионлаған есе үлкен болып шықты.

Э.Резерфорд радиоактив нурларды майда-шүйдесине шекем қалдырмай экспериментте изертледди. Ол радиоактивли нурланыўдың нурлардың үш типинен туратуғынлығын көрсетти. Бул нурлар сәйкес α -, β - ҳәм γ -нурлары (альфа, бета ҳәм гамма нурлары) деп аталды. Бета нурлары катод нурларындағы электронларға қарағанда әдеўир тезирек қозғалатуғын электронлар болып шықты, экспериментлер альфа нурларының оң зарядланған, массасы гелий ядроларының массасына тең бөлекшелердиң ағысы екенлигин көрсетти. Гамма нурларының Рентген нурларына сәйкес, бирақ оларға салыстырғанда әдеўир қатты екенлиги дәлилленди. Усыларға байланыслы α ҳәм β нурлары магнит майданы арқалы өткенде бағытларын бир бирине қарама-карсы тәрөплерге қарай өзгертеди, ал гамма нурларына болса магнит майданы тәсир етпейди.

Ең киши сиңиўшилиқ ҳәм ең күшли ионластырыў қасийетине альфа нурлары ийе. Олар қалыңлығы бир неше микрометр болған алюминий фольгасында жутылады. Ал бета нурларын жутыў ушын алюминий фольганың қалыңлығы орташа 1 мм болыўы керек. Бета нурларының ионластырыўшылық қәбилетлиги альфа нурларының ионластырыўшылық қәбилетлигине қарағанда әдеўир киши. Ең үлкен сиңиўшилиқ ҳәм ең киши ионластырыўшы қасийетке гамма нурлары ийе болады. Гамма нурларынан қорғаныў ушын қорғасын фольгаларынан пайдаланады. Фольганың қалыңлығын нурланыўдың интенсивлигине байланыслы сайлап алады.

Резерфорд 1911-жылы атомның ядролық моделин усынды ҳәм усының нәтийжесинде ол радиоактивликтң ядрлық тәбиятын түсинди. Резерфорд радиоактивли нурлардың атом ядроларының ишинде жүретуғын процесслердиң салдарынан пайда болатуғынлығын көрсетти. Усы моменттен ядро физикасы басланады.

Көп ўақытлар даўамында атом ядросын протонлар менен электронлардан турады деп есаплады. Бирақ бундай гипотеза ядролардың спинлерине ҳәм магнит моментлерине байланыслы өткерилген экспериментлердиң нәтийжелерине қайшы келди. Усының менен бирге ядроның ишинде электронның болыўы Гейзенбергтң анықсызлық принципи бойынша мүмкин емес. Ҳақыйқатында да анықсызлық принципи

$$\Delta p \Delta x \geq \hbar.$$

Бул аңлатпада \hbar арқалы Планк турақлысы, Δp арқалы бөлекшениң импульсиндеги, ал Δx арқалы бөлекшениң координатасындағы анықсызлық белгиленген. Атом ядросында $\Delta x \approx 10^{-12}$ см. Сонлықтан ядро ишиндеги электрон ушын энергияның мәниси ушын $E = \frac{(\Delta p)^2}{2m_e} \approx 4 \times 10^8$ эВ ≈ 40 МэВ шамасын аламыз (m_e арқалы электронның массасын белгиледик). Бул шама ядродағы нуклонлар арасындағы байланыс энергияның мәнисинен киши емес. Сонлықтан атом ядросының ишинде электронның болыўы мүмкин емес деп жуўмақ шығарамыз.

1932-жылы Чедвик (1891— 1974) тәрәпинен нейтрон ашылды. Буннан кейин ядроның протонлар менен нейтронлардан туратуғынлыгы белгили болды (бул бөлекшелер нуклонлар деген улыўмалық атқа ийе болды). Тап усы жылы ядроның протонлар менен нейтронлардан туратуғын модели бир биринен ғәрезсиз Д.Д.Иваненко хәм Гейзенберг тәрәпинен усынылды. Еркін протон турақлы бөлекше. Нейтронның массасы протонның массасынан 0,14 процентке, яғный 2,5 электрон массасына үлкен. Усыған сәйкес еркін халдағы n нейтрон p протонға, e^- электронға хәм $\tilde{\nu}_e$ электронлық антинейтриноға ыдырайды (бул кубылыстың өтиў барысында айырым жағдайларда фотонлардың да бөлинип шығыуы орын алады):



Нейтронның орташа жасаў ўақыты 15,3 минутка жақын (ең соңғы мағлыўматлар бойынша 886 секунд, қараңыз "Вступила в строй новая установка для экспериментов по фундаментальной нейтронной физике", <http://win.mail.ru/cgi-bin/readmsg?id=1225112476000028363>). Бундай болатуғын болса нейтронды «элементар» бөлекше деп атаўдың кереги жоқ деген пикирдің туўылыуы тәбийий. Бирақ ядроның ишинде протон еркін емес хәм ол n нейтронға, e^+ позитронға хәм ν_e электронлық нейтриноға ыдырайды:



Сонлықтан тап сондай тийкарда биз протонды да нейтронға, позитронға хәм электронлық антинейтриноға ыдыраўшы «курамалы» бөлекше деп есаплай аламыз. Сонлықтан протон нейтронға салыстырғанда элементар ма? ямаса нейтрон протонға салыстырғанда элементар ма? - деген сораў физикалық мәниске ийе емес. Бундай қатнас жасағанда еки бөлекше де теңдей хуқыққа ийе. Олардың қайсысының ыдырайтұғынлығы энергиялық қатнастарға байланыслы Еркін халда нейтрон радиоактивли ал протон турақлы, сонлықтан (k1)-процесс жүреди. Ал ядроның ишинде (k1)-процесстин де, (k2)-процесстин де жүриўи мүмкин. Ыдыраўдың типі қарап атырылған ядролардың массаларына хәм ыдыраўдың продуктине байланыслы. Бул жағдай протонлар менен нейтронларды бир бирине айланатуғын элементар бөлекшелер деп қараўға мүмкиншилик береді

Ядродағы протонлардың санын (зарядлық сан) Z арқалы, ал нейтронлар санын N арқалы белгилеў қабыл етилген. Олардың қосындысы $A = Z + N$ ядроның массалық саны деп аталады. Z санын элементтің қатар сыны деп те аталады. Бирдей Z ке (яғный бир элементтің атомлары), бирақ хәр қыйлы N ге ийе атомлар изотоплар деп аталады. Бирдей A ға бирақ хәр қыйлы Z ке ийе атомлар изобаралар деп аталады. Атом ядросы термини менен бир қатарда нуклид термини де қолланылады.

Протон менен нейтрон арасындағы тийкарғы айырма протонның зарядлы бөлекше екенлигинде (оның заряды $e = 4,803 \cdot 10^{-10}$ СГСЭ(q) = $1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл. Бул электронның зарядына тең элементар заряд болып табылады. Нейтрон болса электрлик жақтан нейтраллық қасийетке ийе (буны оның аты да айтып тур). Протон менен нейтронның спинлери бирдей хәм электронның спинине тең (яғный \hbar бирликлеринде $1/2$ ге тең). Протон да, нейтрон да фермионлар болып есапланады хәм Ферми-Дирак статистикасына бағынады. Протон менен нейтронның массалары дерлик бирдей: протонның массасы $m_p = 1836,15m_e$, нейтронның массасы $m_n = 1838,68m_e$. Бул аңлатпаларда m_e арқалы электроның массасы белгиленген; $m_e = 9,1095 \cdot 10^{-28}$ г.

Бөлекшениң массасы толық энергия менен Эйнштейннің $\mathcal{E}_{toliq} = \frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$ формуласы бойынша байланысқан. Сонлықтан ядролық физикада хәм элементар бөлекшелер физикасында массаны энергияның бирликлеринде өлшеў, ал энергияның бирлиги ретинде мегаэлектронвольт қабыл етилген. Бул бирликте $m_e = 0,511$ МэВ, $m_p = 938,3$ МэВ,

$m_n = 939,6$ МэВ. Бул шамалардың барлығы да бөлекше тынышлықта тұрған халға сәйкес келеді (яғни $\mathcal{E}_{\text{total}} = mc^2$ болған жағдай үшін). Массаны массаның атомлық бірліктерінде өлшеу қабыл етілген (м.а.б.). Массаның атомлық бірлігі сыпатында нейтрал ^{12}C углерод атомының массасының $1/12$ бөлігі қабыл етілген. $1 \text{ м.а.б.} = 931,502$ МэВ екенлігін есептеп табу қиын емес.

Протон менен нейтронның массалары арасындағы жүде киші айырма хәм олардың спинлерінің бірдей екенлігі бул бөлекшелердің улыұмалық қасиетлерінің бар екенлігінің дәлилі болып табылады. Егер протонның электр зарядына ие екенлігін, олардың магнит моменттерінің шамаларының бірдей емес екенлігіне итибар бермесек, онда барлық басқа жағдайларда протон хәм нейтрон бір бирине жүде уқсас. Бул уқсаслық ядро физикасында фундаменталлық әхмийетке ие хәм әсиресе «айналық» ядролардың қасиетлерін үйренгенде айқын көринеді. Айналық деп бірдей массалық сан A ға ие, ал олардың биринен бири протонларды нейтронларға толық алмастыруы ямаса нейтронларды протонлар менен толық алмастыруы жолы менен алынуатын ядроларға айтамыз. Усындай жуп сыпатында протон менен дейтронды (^2_1H) келтируге болады. Басқа мысал ретінде мыналарды келтиремиз: ^3_1H хәм ^3_2H , ^7_4Be хәм ^7_3Li , $^{11}_5\text{B}$ хәм $^{11}_6\text{C}$, $^{13}_6\text{C}$ хәм $^{13}_7\text{N}$, $^{15}_7\text{N}$ хәм $^{15}_8\text{O}$, $^{17}_8\text{O}$ хәм $^{17}_9\text{F}$, $^{29}_{14}\text{Si}$ хәм $^{29}_{15}\text{P}$ хәм басқалар (бул дуплардың ишіндегі салмақтырақ ядролар радиоактивлік қасиетке ие). Тәжірийбелер еки айналық ядроның бірдей байланыс энергиясына, қозған халда бірдей спектрді шығаратуғынлығын, бірдей спинлерге ие екенлігін көрсетеді. Бул еки протон хәм еки нейтрон арасындағы бир бири менен тәсир етеуғын күшлердің бірдей екенлігін көрсетеді.

Киші қашықтықларда (мысалы ядроның ишінде) бул бөлекшелер арасында үлкен мәислерге ие ядролық күшлер тәсир етеді. Бул күшлерге салыстырғанда электромагнит күшлері жүзлеген есе киші. Егер электромагниттік күшлерді есепке алмасақ, онда протон хәм нейтрон бірдей қасиетлерге ие болады: басқа барлық шәртлер бірдей болғанда еки протон арасында тәсир етеуғын ядролық күш еки нейтрон арасындағы тәсир етеуғын ядролық күшке, ал бул ядролық күш протон менен нейтрон арасындағы тәсир етеуғын күшке тең. Бул қасиет ядролық күшлердің зарядлық симметриясы деп аталады. Бул жағдай изотоплық инвариантлық деп аталатуғын ядро физикасында үлкен әхмийетке ие болған ызамлықтың көринісі болып табылады.

Усы уақытларға шекем атом ядросының ақырына жеткерілген избе-из теориясы дөретілген жоқ. Себеби ядролық күшлердің оларды анықлауғын параметрлерге ғәрезлігінің аналитикалық ғәрезлігі елге шекем белгисіз болып келмекте. Сонлықтан ядролық күшлер үшін кубылыстардың қандай да бир областында алынған эксперименталлық нәтижелер менен сәйкеслікті сақтау үшін арнаулы түрде әпиуайыластырылған хәм шекленген болжауларды қабыл етуге тууы келеді.

Атом физикасында Кулон ызамын билмей тұрып-ақ атомлардың ишіндегі ең әпиуайысы болған водород атомының спектрін үйрениу арқалы сол Кулон ызамын келтирип шығаруға болады. Себеби водород атомының спектри жүде көп қәдділерге ие. Ал ядролық физикада болса бундай мүмкиншілік жоқ. Себеби еки нуклонның тек бир байланысқан халы протон менен нейтроннан туратуғын дейтрон бар. Дейтрон болса тек бир энергиялық қәддиге ие, ал бул бир қәддинің мәнісі бойынша протон менен нейтрон арасындағы тәсирлесіу күші хәққында толық мағлыұмат алыуға болмайды. Себеби нуклонлар арасындағы тәсирлесіу күшінің мәнісі сол нуклонлар арасындағы қашықтыққа да, олардың тезліклеріне де хәм олардың спинлерінің бағытына да ғәрезлі.

Нуклонлар арасындағы тәсирлесіу күшлері толық белгілі болса да ядро теориясында көп денелердің квант-механикалық мәселесін шешіуе тууы келеді. Бул мәселені шешіу көп денелердің классикалық мәселесін шешіуден анағұрлым қурамалы. Хәзиргі заман математикасы хәтте бир бири менен тәсирлесетуғын үш дене үшін да бул мәселені шеше алмайды. Мысал келтиремиз. Ядро A дана нуклоннан туратуғын болсын. Бундай жағдайда олардың спинлерін есепке алмағанның өзінде бул ядроның халы $3A$ кеңісліклік координаталардан ғәрезлі болған $\psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \dots, \mathbf{r}_A)$ толқын

функциясының жәрдеминде анықланады. Бул функцияның өзі $3A$ дана ғәрезсиз өзгеріушілерге ийе Шредингер теңлемесинің жәрдеминде анықланыуы мүмкін. Нуклонлардың спинин есапқа алыу бул мәселени пүткиллей қурамалыстырады. Спинди есапқа алсақ ядроның халы $\psi(s_1, s_2, s_3, \dots, s_A; r_1, r_2, r_3, \dots, r_A)$ толқын функциясының жәрдеминде анықланады. Бул функция болса тек кеңисликлик координаталардан емес, ал спинлик өзгеріушілерден де ғәрезли (яғный берилген бағытқа түсирилген спинниң проекциясын анықлайтуғын квант санларынан ғәрезли). Бул өзгеріушілердің хәр бири $-1/2$ хәм $+1/2$ мәнислерине ийе бола алады. Олардың мәнисин табыу $3A$ дана кеңисликлик координатаның 2^A дана функциясын анықлау менен эквивалент. Мысалы, $A = 100$ болса, онда $2^A \approx 1,27 \cdot 10^{30}$. Бундай мәселени шешиу ушын ең жетилискен есаплау машиналарының кууаты да жетпейди.

Атом теориясында бундай кыйыншылықтардан шығыу ушын Хартри (1898—1974) методы деп аталатуғын, бул методтан да оғада дәлирек нәтийже беретуғын Фок (1898—1974) методы деп аталатуғын оғада қолайлы жууық усыллар исленип шығылган. Бул усылларда атомлардың дерлик бослық екенлиги пайдаланылады (атомлардағы электронлық қабықлардағы электронлар хәм қабықлардың өзлери менен ядро арасындағы қашықлықлар олардың өзлериниң өлшемлерине салыстырғанда оғада үлкен). Ядролар жағдайында бундай мүмкиншилик жоқ, бул жерде нуклонлар арасындағы қашықлық нуклонлардың өзлериниң өлшемлери менен бирдей. Сонлықтан Хартри, Фок усылларын (Хартри-Фок методы деп те аталады) ядро физикасында пайдаланыуға болмайды.

Ядродағы нуклонлардың саны барлық жағдайларда да екиден артық¹. Сонлықтан ядроларды көп бөлекшелерден туратуғын система деп қарау керек. Системадағы бөлекшелердің саны оғада көп болғанда оның халын тәриплейтуғын бирден бир хәм исенимли усыл ретинде статистикалық усыл қабыл етилген болар еди. Бирақ бул шәрт жеңил ядролар ушын пүткиллей орынланбайды. Статистикалық усылды орта, әсиресе салмақлы ядролар ушын қолланыуға болар еди. Бирақ бул жерде де статистикалық усылдың қолланылыуы шекленген, себеби хәтте салмақлы ядроларда да нуклонлардың саны жеткиликли дәрежеде үлкен емес.

Жоқарыда айтылғанлардың барлығы да ядроның ақырына жеткерилген избе-из теориясының елге шекем дөретилмегенлигиниң себебин ашып көрсетеди. Егер усындай теория дөретилген болғанда оның барлық қәсийетлерин бирден-бир жол менен түсинлирген болар еди. Ядро физикасында усындай теорияның орнына ядроның хәр қыйлы моделлери пайдаланылады. Бул моделдің хәр бири базы бир кубылыслар топарын ғана түсинлире алады. Ядролық моделлер кубылыслардың хақыйқый теориясын бермейди. Бирақ ядро физикасының хәр қыйлы областларындағы кубылысларды системаластыруға, ең баслысы жаңа кубылысларды болжауға мүмкиншилик береді. Ядролық моделлердің пайдасы усыннан ибарат. Усының нәтийжесинде тәжирийбеден белгили болған көп санлы кубылыслардың түсиндирилгенлиги хәм кейин ашылған жаңа кубылыслардың болжап айтылғанлығы таң қаларлық ўақыялардан болып табылады.

Атом ядроларын стабилли хәм радиоактивли деп шәртли түрде бөлиу қабыл етилген. Шәртли түрде бөлиудің себеби соннан ибарат, хақыйқатында барлық ядролар радиоактивли ыдырауға ушырайды. Тек олардың ыдырау тезликлери хәр қыйлы. Стабилли ядролар деп жеткиликли дәрежеде әстелик пенен ыдырайтуғын ядроларға айтады. Ал әстелик түсиниги айқын түрде қойылған мәселеден ғәрези. Егер Әлемниң бақланатуғын бөлеми пайда болғаннан бери (хәзирги мағлыұматлар бойынша 13,7 млрд жыл) өткен ўақыт ишинде олардың есапқа алынбайтуғындай бөлеги ыдыраған болса, онда әдетте ядроларды стабилли деп есаплайды. Ал оларға салыстырғанда тезирек ыдырайтуғын ядроларды радиоактивли ядролар деп атайды.

Атом ядроларының қәсийетлерин тәриплейтуғын физикалық шамаларды статикалық хәм динамикалық деп бөлиу қабыл етилген. Статикалық характеристикалар ядролардың

¹ Бул жерде тек протон менен дейтроннан туратуғын водород пенен дейтерийдің ядролары нәзерде тутылып атырған жоқ.

белгили бир, әдетте қоздырылмаған халына тийисли; динамикалық характеристикалар ядролардың қозығында хәм ыдырағында және ядролық реакцияларда көринеди. Статикалық характеристикаларды әдетте стабилі ядролардың қасиетлери деп атайды. Бирақ бул өзгермей қатып қалған терминология емес. Себеби статикалық қасиетлер тек стабилі ядроларға тән емес, ал радиоактивлі ядроларға да, қозған халлардағы ядроларға да тийисли.

Ядролардың әҳмийетли статикалық характеристикалары мыналар: зарядлық сан (атомлық номер) Z , ядроның массасы M , байланыс энергиясы E_{baylan} , спини I , магнит моменти μ , электрлик квадруполлық моменти Q , радиусы R хәм ядроның сфералық емеслиги $\delta R/R$, жуплығы P , толқын функциясы ψ , изотоплық спини T , қозған халлардың спектри.

Радиоактив ядролар усыған қосымша радиоактив айланыслардың типі (альфа ямаса бета ыдырау, ядролардың спонтан түрде бөлиниўм хәм басқалар), жасау ўақыты τ (ямаса ярым ыдырау дәуири $T_{1/2}$), шығарылатуғын бөлекшелердің энергиясы хәм басқалар менен характерленеди.

Хәзирги ўақытлары тәбиятта фундаменталлық тәсирлесіўлердің төрт түрі белгили: күшли, электромагнит, әззи ядролық, гравитациялық. Күшли тәсирлесіў нуклонларды ятом ядроларында услап турады хәм соның менен бирге адронлар деп аталатуғын көплеген элементар бөлекшелерге тән (протон, нейтрон, гиперонлар, мезонлар хәм басқалар). Гравитацияны итибарға алмағанда тәбияттағы бизиң сезип жүрген күшлердің баолығы да электромагнит тәсирлесіўге алып келинеди (серпимлилик, жабысқақлық, молекулалық, химиялық хәм басқа күшлер). Әззи тәсирлесіў радиоактивлі ядролардың, нейтронлардың бета ыдырағына жуўапкер хәм электромагнит күшлери менен бир қатарда лептонлар деп аталатуғын элементар бөлекшелердің қасиетлерин басқарады (спинлери $\frac{1}{2}$ ге тең болған электронлар, мюонлар, нейтринолар хәм басқа да бөлекшелер лептонлар болып табылады). Нейтрал болған лептонлар (барлық нейтринолар хәм антинейтринолар) электромагнит тәсирлесіўге қатнаспайды. Гравитациялық тәсирлесіў барлық бөлекшелер ушын тән. Сонлықтан гравитациялық тәсирлесіўди универсал характердеги тәсирлесіў деп атаймыз.

Жоқарыда атлары келтирилген тәсирлесіўдардың интенсивлиги ҳаққында сол тәсирлесіўлер тәрәпинен жүзеге келтирилген процесслердің тезлиги бойынша айтыўға болады. Әдетте салыстырыў ушын соқлығысыўшы бөлекшелердің кинетикалық энергиясы шама менен 1 ГэВ ке тең етип алынады. Бундай энергия элементар бөлекшелер физикасы ушын тән. Бундай энергияларда күшли тәсирлесіўлер тәрәпинен жүзеге келтирилген процесслер шама менен 10^{-23} секунд ишинде, электромагнит тәсирлесіўлер тәрәпинен жүзеге келтирилген процесслер 10^{-20} секунд ишинде, әззи тәрәпинен жүзеге келтирилген процесслер 10^{-9} секунд ишинде болып өтеди. Тәсирлесіўдің интенсивлигин тәриплейтуғын басқа процесс бөлекшениң заттағы еркин жүриў жолының узынлығы болып табылады. Энергиясы 1 ГэВ болған күшли тәсирлесіўши бөлекшелерди қалыңлығы бир неше онлаған сантиметр болған темир плитаның жәрдеминде иркип қалыўға болады. Ал энергиясы 10 МэВ болған тек әззи тәсирлесіўге қатнасатуғын нейтриноны (ядролық реакторларда пайда болатуғын антинейтринолардың энергиясын усындай) иркиў ушын қалыңлығы 10^9 километрден кем болмаған темир қатлам керек болған болар еди.

Күшли хәм әззи тәсирлесіўлер тек киши қашықлықларда бақланады. Күшли тәсирлесіўдің тәсир етиўши радиусы шама менен 10^{-13} смге (1 фермиге), ал әззи тәсирлесіўдің тәсир етиў радиусы $2 \cdot 10^{-16}$ см ге (0,002 фермиге) тең. Электромагнитлик күшлер узықтан тәсир етиўши күшлер болып табылады. Бул күшлер бөлекшелер арасындағы қашықлықтың квадратына кери пропорционал кемейеди (Кулон нызамын еске түсиремиз). Гравитациялық күшлер де қашықлыққа байланысly тап усындай нызам бойынша өзгереди (пүткил дүньялық тартылыс нызамын еске түсиремиз). Сонтықтан электромагнит күшлердің гравитациялық күшлерге қатнасы тәсирлесіўши бөлекшелер

арасындағы қашықтықтан ғәрезли емес. Ғақыйқатында да электромагнит күшиниң шамасы $F_e = \frac{e_1 e_2}{r^2}$, ал гравитациялық тартылыс күшиниң шамасы $F_g = G \frac{m_1 m_2}{r^2}$. Ал олар арасындағы қатнас $\frac{F_e}{F_g} = \frac{e_1 e_2}{G m_1 m_2}$ бөлекшелер арасындағы қашықтық r ден ғәрезли емес (бул формулалардағы белгилеулер студентлерге таныс деп есаплаймыз). Еки протон арасындағы тәсирлесиу ушын бул формуладан $\frac{F_e}{F_g} \approx 1,23 \cdot 10^{36}$ екенлигине ийе боламыз.

Солай етип эззи тәсирлесиу күшлери бақланатуғын областларда да гравитациялық тәсирлесиу күшлери есапқа алынбайды екен. Сонлықтан ҳәзирги уақытлардағы микродунья физикасында гравитациялық тәсирлесиу пүткиллей итибарға алынбайды.

Классикалық физика денелер арасындағы тәсирлесиудиң күш майданлары арқалы шекли тезлик пенен берилетуғынлығын қабыл етти. Электр заряды өзиниң этирапында **E** электр майданын пайда етеди. Бул майдан өзинде турған басқа e электр зарядына базы бир **F** = **eE** күши менен тәсир етеди («Электр хәм магнетизм» курсы бойынша). Тап сол сыяқлы тәбияттағы басқа тәсирлесиулер сәйкес майдан арқалы әмелге асырылады (мысалы гравитациялық тәсирлесиу гравитация майданы арқалы жүзеге келеди). Квант физикасы бундай көз-карасты өзгертпеди, бирақ майданның қәсийетлериниң квантлық қәсийетлерин есапқа алды. Корпускулалық-толқынлық дуализм бойынша қәлеген майданға базы бир бөлекше (майданның кванты) сәйкес келеди, бул бөлекше майданның алып жүриушилери болып табылады. Бир бири менен тәсирлесиуши еки бөлекшениң бири өзинен майданның квантын шығарады, ал екншиси оны жутады. Бөлекшелердиң бир бири менен тәсирлесиуиниң мәниси усыннан ибарат. Электромагнит тәсирлесиуинде электромагнит майданының квантлары (яғный электромагнит тәсирлесиулерди алып жүриушилер) фотонлар болып табылады. Күшли тәсирлесиулер глюонлар арқалы, ал эззи тәсирлесиулер W^+ , W^- хәм Z^0 аралықлық векторлық бозонлар арқалы әмелге асады. Бундай векторлық бозонлардың бар екенлиги дәслеп теориялық жоллар менен болжап айтылды, ал кейинирек 1983-жылы экспериментте ашылды. Гравитациялық тәсирлесиу гипотезалық гравитонлар арқалы жүзеге келеди. Ғәзирги уақытлары электромагнит хәм эззи тәсирлесиулер бирден бир электроэззи тәсирлесиудиң хәр қыйлы көринислери сыпатында қаралады (электр хәм магнит майданларының бир электромагнит майданына бириктирилгениндей). Киши қашықтықларда (10^{-16} см қашықтықларда) эззи күшлер менен электромагнит күшлердиң шамалары өз-ара тең. Бирақ эззи күшлер қашықтықтың артыуы менен экспоненциал түрде кемейеди хәм сонлықтан үлкен аралықларда бул күшлердиң шамасы электромагнит күшлериниң шамасынан салыстырмас дәрежеде киши.

Тәсирлесиуди майданның квантларының алмасыуы менен болады деген көз-карасқа қарсы мынадай мысал көрсетиу мүмкин: Егер бөлекше еркин болса, онда ол майданның квантын шығармайды да, жутпайды да. Бул ҳаққында төменде көп айтылады.

Дәслеп квантты шығарыу процессин қараймыз (хәм қарама-қарсы болған көз-карасты қолланамыз). Мейли бөлекшениң квантты шығараман дегенше массасы m болсын. Квант шығарылғаннан кейин бул массаның өзгериуи мүмкин. Сонлықтан оны m' арқалы белгилеймиз. Квантты шығарғанда бөлекше берилиу импульси **p** ны алады. Квантты шығармастан бурын бөлекше тынышлықта турған есаплау системасында энергияның сақланыу нызамы былайынша жазылады:

$$mc^2 = \sqrt{(m'c^2)^2 + (pc)^2} + \varepsilon_{kv}. \quad (k3)$$

Бул аңлатпада ε_{kv} арқалы шығарылған кванттың энергиясы белгиленген. Егер шығарылған кванттың импульси **P** шамасына тең болса, онда $p + P = 0$ шәртиниң орынланатуғыны анық. Жазылған теңлемеден $m'c^2 \leq mc^2$ екенлиги көринип тур. Егер бөлекше стабилли бөлекше болса, онда оның энергиясы минимумға тең хәм сонлықтан бул энергияның мәниси киширеймейди. Сонлықтан $m = m'$, $p = P = 0$, $\varepsilon_{kv} = 0$ болыуы керек. Солай етип майданның шығарылған кванты энергияға да, импульске де ийе

болмайды екен. Ал бул жағдай кваттың пүткиллей болмайтуғынлығынын билдиреди. Бундай дәлиллей шын мәнісінде майданның квантын шығарғанда бөлекшениң ишки квантық халы өзгермейди деп есаплайды. Егер усы жағдай квант жутылғанда да орын алатуғын болса, дәлиллейди бул жағдай ушында қолланыў қыйыншылықты пайда етпейди.

Хәзир ғана келип шыққан қыйыншылықты шешиўге квант механикасы Гейзенбергтиң анықсызлық принципін қолланыў арқалы жәрдем береді. Егер майдан кванты тәсирлесийди алып берий ушын керекли болған Δt ўақыты ишинде жасайтуғын болса, онда оның энергиясы дәл анық мәніске ийе бола алмайды. Энергияның анықсызлығы Гейзенбергтиң $\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar$ қатнасын қанаатландырады. Формаль түрде бул жағдай усындай Δt ўақыт аралығында энергияның сақланыў ызамаының орынланбайтуғынлығын аңғартады. Басқа сөз бенен айтқанда тәсирлесийди алып жүрийши бөлекшелер ушын энергия менен импульс арасындағы әдеттеги байланыс бузылады. Сонлықтан оларды әдеттеги бөлекшелер деп емес, ал виртуаллық бөлекшелер ямаса майданның витуаллық квантлары деп атайды. Хәкыйқый бөлекшелер тәрәпинен шығарылатуғын хәм жутылатуғын витуаллық бөлекшелерден оларды қоршап турған күш майданлары турады. Дара жағдайда электр зарядын қоршап турған электромагнит майданы шығарылатуғын хәм жутылатуғын виртуаллық фотонлардан турады. Виртуаллық бөлекшелерди шығарий хәм жутыйдан туратуғын процесслерди виртуаллық процесслер деп атайды.

Виртуаллық бөлекшелер тиккелей қабыл етилмейди. Хәр бир бөлекше қандай да бир майданның дереги болып табылады (мысалы электрон электромагнит майданының дереги). Корпускулалық-толқынлық дуализм бойынша хәр бир майданға усы майданның квантлары болған бөлекшелер сәйкес келеді. Бул бөлекшелердің массасы m ниң шамасы нолге тең болыўы мүмкин (фотонлардай), бирақ нолден өзгеше болыўы да мүмкин. Энергияның сақланыў ызамаына сәйкес еркин бөлекше майданның хәкыйқый квантын шығара алмайды, себеби буның ушын mc^2 шамасынан кем болмаған энергия талап етиледі. Классикалық физиканың көз-қараслары бойынша бундай процесстиң сырттан энергия алып келинбей өз-өзинен жүрийи мүмкин емес. Бирақ квант механикасы өзиниң анықсызлық принципі $\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar$ менен тәсирлесийди жеткерип берий ушын керекли болған киши Δt ўақыт аралықлары ишинде энергияның сақланыў ызамаының бузылыўына жол қояды. Зәрүрли болған $\Delta E = mc^2$ энергиясын алыў ушын $\Delta t \approx \hbar/mc^2$ ўақыты керек. Усы ўақыт ишинде виртуаллық бөлекше

$$R = c\Delta t = \hbar/mc$$

k4

қашықлығынан үлкен қашықлыққа кете алмайды (яғный массасы m болған бөлекше толқынының Комптон узынлығынан артық қашықлыққа кете алмайды). Бул узынлықты виртуаллық бөлекше тәрәпинен алып жүрилетуғын тәсирлесийдің тәсир етий радиусы деп атай аламыз. Масса m қанша киши болса усы вртуаллық бөлекше алып жүрийши тәсирдің тәсир етий радиусы да соншама үлкен болады (фотонлар менен гравитонлар ушын $m = 0$ хәм сонлықтан бул тәсирлесийлерде тәсирлесий радиусының мәніси шекленбеген, яғный $R = \infty$).

1934-жылы Тамм (1895—1971) хәм Иваненко тәрәпинен ядролық күшлердің теориясы раўажландырылды. Бул теорияда ядролық күшлерди алып жүрийшилер жеңил бөлекшелер болған электрон хәм позитрон, нейтрино хәм антинейтрино (аралықлық массаға ийе болған бөлекшелер мюонлар менен пионлар сол ўақытлары еле белгисиз еді) деп есапланды. Мысалы протон позитрон менен нейтриноны шығарып нейтронға айланады. Нейтрон болса сол бөлекшелерди жутып протонға айланады. Усындай процесслердің салдарынан протон менен нейтрон арасындағы тартылыс күшлери пайда болады. Санлық тәрәптен Тамм хәм Иваненко теориясы пүткиллей жарамсыз болып шықты, себеби бул теория ядролық тәсирлесий ушын зәрүрли болған күштен 10^{11} - 10^{13} есе

киши болған күшти берди. Бирақ бул теорияның тийкарғы идеялары сақланды хәм олар 1935-жылы Япониялы физик Юкава (1907—1981) тәрәпинен пайдаланылды.

Юкава 1935-жылы ядролық күшлердің айрқша майданының бар екенлигин болжады. Бул майданның квантлары Юкава гипотезасы бойынша нуклонлар арасындағы тәсирлесіуді әмелге асырады. Экспериментлик мағлыұматлар бойынша ядролық күшлердің тәсир етиұ радиусы $1,2 \cdot 10^{-13}$ см ге тең. Усы мағлыұматты пайдаланып (к4) формуласы тийкарында Юкаваның гипотезалық бөлекшесиниң массасының муғдарын бахалаұ мүмкин. Бул массаның шамасы $270m_e$ ге тең болып шықты (шама менен 140 МэВ). Көп узамай 1937-жылы Неддермайер хәм Андерсонлар космос нурларында массасы $207m_e$ ге тең болған оң хәм терис бөлекшелерди тапты (белгиси μ^\pm , хәзирги ўақытлары бул бөлекшелер мюонлар деп аталады, дәслепп мезонлар деген атты алған еди). Мюонларды Юкава бөлекшелери деп есаплаұ тәбийий. Бирақ бул болжаұды тезден бийкарлаұға туұры келди. Себеби олар затлар менен әззи тәсирлеседи хәм сонлықтан ядролық күшлердің алып жүриұшилери бола алмады (Мюон қозғалмайтуғын есаплаұ системасында оның жасаұ ўақыты $\tau_\mu = 2,2 \cdot 10^{-6}$ секунд, Сонлықтан атмосфераның жоқарғы қатламларында пайда болған релятивистлик мюонлар ҳақыйқатында да Жердің бетине жетип келе алады).

10 жылдан кейин 1947-жылы Пауэлл (1903—1969), Оккиалини хәм Латтес космослық нурлар менен нурландырылған фотоэмульсияларда оң хәм терис зарядланған пионлар (π^\pm) деп аталыұшы бөлекшелердің излерин тапты хәм сол пионлар мюонлар менен нейтриноға ыдырайтуғын болып шықты. 1950-жылы электрлик жақтан нейтрал болған пион π^0 ашылды. Пионлар затлар менен күшли тәсирлеседи (жасаұ ўақыты $\tau_{\pi^\pm} = 2,6 \cdot 10^{-8}$ секунд, $\tau_{\pi^0} = 0,83 \cdot 10^{-16}$ секунд). Сонлықтан пионлар ядролық тәсирлесіуді алып жүриұшы бөлекшелерге қойылатуғын талаптарды қанаатландырады. Жақын ўақытларға шекем пионларды ядролық күшли тәсирлесіуді жүзеге келтиреди деп есаплады. Хәзирги ўақытлары бул орын глюонларға берилген.

Жоқарыда айтылып өтилгениндей, әззи тәсирлесіулер W^+ , W^- хәм Z^0 аралықлық векторлық бозонлар арқалы жүзеге келеди. Экспериментте алынған мағлыұматлар бойынша W^+ , W^- хәм Z^0 бозонларының массалары сәйкес 80 хәм 90 ГэВ ке тең. Бул мағлыұматлар (к4)-формула менен бирге әззи күшлердің тәсир етиұ радиусы R ди есаплаұға мүмкиншилик береді. Буш шаманы бахалаұ ушын W^\pm бозонды аламыз. Себеби оның массасы киши хәм сонлықтан оған үлкен тәсир етиұ радиусы сәйкес келеди. $mc^2 = 80$ ГэВ, $\hbar c = 1,973$ ГэВ·см деп есаплап

$$R = \frac{\hbar c}{mc^2} = 2,47 \cdot 10^{-16} \text{ см}$$

екенлигине ийе боламыз.

Атом ядроларының ҳаққындағы басланғыш мағлыұматлар. Атомларда тығыз оң зарядлы ядроның бар екенлигин 1906-1912 жыллары Э.Резерфорд хәм оның хызметкерлери энергиясының муғдары бир неше мегаэлектронвольт болған альфа бөлекшелери менен алтын хәм басқа да металллардың атомларының серпимли соқлығысыўын изертлеұ жолы менен ашты. Сол ўақытлары альфа бөлекшелери ҳаққында оның массасының $6,7 \cdot 10^{-24}$ грамм (яғный электронның массасынан шама менен 7000 есе үлкен), зарядының $+2e$ екенлиги белгили еди. Альфа бөлекшелериниң тәбийий дереги альфа радиоактив элементлер болған радий, полоний хәм басқа элементлер хызмет етти. Резерфорд тәжирийбелеринде жүдә жуқа болған (қалыңлығы бир неше мың атомның диаметриндей пленка арқалы (фольга арқалы) альфа бөлекшелери өткенде бул бөлекшелердің дерлик барлығының бағытларын өзгертпейтуғынлығы анықланды (1-1 сүўрет) Мысалы тезлиги $1,8 \cdot 10^9$ см/с (жақтылықтың тезлиги $3 \cdot 10^{10}$ см/с, сонлықтан Резерфорд өткерген тәжирийбелердеги тезлик буннан шама менен 17 есе ғана киши) болған альфа бөлекшелери қалыңлығы $6 \cdot 10^{-5}$ см болған алтын фольга арқалы өткенде олардың 20 мыңының тек биреўиниң ғана 90° шамасындағы мүйешке бағытын

өзгертетугынлығы (шашырайтуғынлығы) анықланды. Бун нәтижелер материяның тийкарғы массасының заттың көлеми бойынша тең тарқалмағанлығын, ал оғада тығыз болған кишкене ядроларда концентрацияланғанлығын билдиреди.

Резерфорд атомның массасы оның орайындағы оң зарядланған кишкене ядросында топланған деп асаплап атом ядролары тәрепинен альфа бөлекшелериниң шашырауындағы дифференциал кесе-кесим $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ушын

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Q^2 e^2}{[2vp \sin^2(\varphi/2)]^2} \quad (1.1)$$

формуласын алды. Бул формулада Q арқалы ядроның заряды, v хәм p арқалы альфа бөлекшесиниң тезлиги менен импульси белгиленген. Егер $Q = Ze$ деп қабыл етилсе (1.1)-аңлатпа арқалы есапланған шама тәжирийбеде алынған дифференциал кесе-кесим менен дәл сәйкес келетуғынлығы анықланды (Ze арқалы ядроның заряды, ал Z арқалы элементтиң атомлық номери белгиленген).

Усындай жоллар менен Резерфорд атомлардың планеталық моделин ислеп шықты. Соның менен ол атом ядроларының оға да беккем екенлигин де анықлады. Энергиясы бир неше МэВ болған альфа бөлекшелери ядролар менен туұрыдан-туұры келип соқлығысқанда хеш бир ядро қыйрамады.

Резеофордың тәжирийбелериниң нәтижелери атом ядроларының өлшемлери хаққында да санлық мағлыұматларды берди. Буның ушын мысал ретинде энергиясы $E = 5$ МэВ болған альфа бөлекшесиниң ядроға қандай қашықтыққа шекем жақын келе аталуғынлығын бақалаймыз. Ең жақын келгенде (минималлық қашықтықта) альфа бөлекшесиниң барлық кинетикалық энергиясы толығы менен Кулон ийтерилис күшиниң потенциал энергиясына айланады:

$$E = \frac{2e \cdot Ze}{R}.$$

Демек

$$R = \frac{2e^2 Z}{E} \approx 2 \cdot 10^{-12} \text{ см.}$$

Бул нәтижелерден биз мынадай мағлыұматларды аламыз: бириншиден ядро менен альфа бөлекшесиниң радиустарының қосындысы $2 \cdot 10^{-12}$ см шамасынан киши, екиншиден усындай $2 \cdot 10^{-12}$ см қашықтықларда альфа бөлекшеси менен ядро арасындағы тәсирлесіу күши электростатикалық күш болып табылады.

Солай етип биз мынадай жуұмақларды шығарамыз:

- 1) ядролардың сызықлы өлшемлери атомлардың сызықлы өлшемлеринен кеминде 10^4 есе киши;
- 2) ядролардың оғада үлкен беккемлигин тәмийинлеуши куұатлы ядролық күшлер $2 \cdot 10^{-12}$ см шамасынан да кем жүдә киши тәсир етиу радиусына тең.

Ядроның құрамы. Ядролар элементар бөлекшелер болған протонлар менен нейтронлардан турады. Бул илимге 1932-жылдан бери белгили (Е.Н.Гапон, Д.Д.Иваненко, В.Гейзенберг). Протонның m_p хәм нейтронның m_n массалары бир бирине жақын, яғный

$$\begin{aligned} m_p &= 1836,15m_e = 1,67265 \cdot 10^{-24} \text{ г.} \\ m_n &= 1838,68m_e = 1,67495 \cdot 10^{-24} \text{ г.} \end{aligned}$$

Протон электр зарядына ийе. Оның заряды оң хәм абсолют шамасы бойынша электронның зарядына тең. Нейтронның электр заряды дәл нолге тең. Бул жағдай бөлекшениң атында сәўлеленген.

Протонлар менен нейтронлар спецификалық ядролық күшлер арқалы бир бирине тәсир етеди. Ядролық күшлер тәбияттағы ең күшли болған күшли тәсирлесіулердин дара

жағдайы болып табылады. Ядролық күшлердің тәсірінде протонлар менен нейтронлар хәр қыйлы атомлардың ядроларын пайда етеди.

Күшли тәсірлесіуіге қатнасы жағынан протонлар менен нейтронлар пүткиллей бирдей. Бул жағдай олардың массаларының дерлик бирдейлиги менен түсиндириледі. Протон менен нейтронды нуклон деп аталатуғын бөлекшениң еки халы деп қарауға болады.

Әдетте атомлар электрлик жақтан нейтраль. Сонлықтан ядродағы протонлар саны атомның электрон қабығындағы электронлар санына, яғный атомлық номери Z ке тең. Ядродағы нуклонлардың (яғный протонлардың хәм нейтронлардың) улыұмалық саны A арқалы белгиленеди хәм *массалық сан* деп аталады. Z хәм A санлары ядроның қурамын толығы менен тәриплейди. Ядродағы нейтронлардың санын N хәрепи менен сийрек белгилейди. Анықламасы бойынша

$$A = Z + N.$$

Хәр қыйлы ядроларды белгилеу үшін әдетте ${}_Z X^A$ белгилеуі қолланылады. Бул жерде X арқалы Z элементине сәйкес келетуғын химиялық символ берилген. Мысалы ${}_4 Be^9$ белгиси $Z = 4$, $A = 9$ болған 4 протон хәм 5 нейтрон бар бериллийди аңлатады. Шеп тәрептеги төменги индексти жазыу шәрт емес, себеби атомлық номер Z элементтин аты менен анықланады (мысалы водород үшін Z бирге тең). Сонлықтан көбинесе қысқа түрдеги Be^9 жазыуы жийи қолланылады. Бундай белгилеулерде протон ${}_1 p^1$, ${}_0 n^1$ арқалы белгиленеди. Протон водород атомының ядросы болып табылады. Сонлықтан оны ${}_1 H^1$ деп те белгилеймиз. Альфа бөлекшеси еки нейтроннан хәм еки протоннан турады. Сонлықтан ол гелий атомының ядросы болып табылады: ${}_2 He^4$. Әдетиятта ${}_Z^A X$ белгилениуінің де жийи қолланылатуғынлығын атап өтемиз хәм биз усындай белгилеулерден пайдаланамыз.

Бирдей Z ке, бирақ хәр қыйлы A ларға ийе атомлар изотоплар деп аталады. Мысалы уранда ($Z = 92$) ${}_{92}^{235}U$ хәм ${}_{92}^{238}U$ изотопларының бар екенлигин атап өтемиз. **Изобарлар** (бирдей A ға, бирақ хәр қандай Z ке ийе ядролар) хәм **изотонлар** (бирдей N ге хәм хәр қыйлы Z ке ийе ядролар) түсиниклери қолланылады. Берилген изотопқа сәйкес келиуши атомларды белгилеу үшін **нуклид** түсиниги қолланылады. Өзлериниң ядролық қәсийетлери бойынша изотоплар бир бирине усамайды. Бирақ көпшилик жағдайларда хәр қыйлы изотоплардың атомлары (бул водород, дейтерий хәм тритийге тийисли емес) бирдей химиялық хәм дерлик бирдей физикалық қәсийетлерге ийе болады. Себеби атомның электронлық қабығының қурылысына ядро өзиниң заряды менен ғана тәсир етеди. Сонлықтан ${}_{92}^{235}U$ изотопын ${}_{92}^{238}U$ изотопынан айырып алыу оғада қурамалы технологиялық мәселе болып табылады.

Водородтың изотоплары ${}_1^1H$, ${}_1^2H$, ${}_1^3H$ бир биринен массасы бойынша күшли айрылады, сонлықтан олар басқа элементлердің изотопларына салыстырғанда өзлериниң физикалық хәм химиялық қәсийетлери бойынша бир биринен күшли айрылады. Сонлықтан водородтың аўыр изотопларына ат қойыу пайдалы болып шықты. Тәбийий араласпадағы муғдары 0,015 % болған ${}_1^2H$ **дейтерий элементи** деп аталады хәм D арқалы белгиленеди ("аўыр водород" термини де қолланылады). Дейтерийдің ядросы **дейтрон** деп аталады d харипи менен белгиленеди. Мысалы қурамына әдеттеги водород киретуғын суў молекуласын H_2O деп, ал "аўыр суў" дың молекуласын D_2O деп белгилейди. Аўыр суўдың тығызлығы $1,108 \text{ г/см}^3$, $3,82^\circ$ та қатады, ал $101,42^\circ$ та қайнайды (яғный әдеттеги суўдан сезилерликтей айырмаға ийе болады).

Турақлы емес (стабилли емес) ${}_1^3H$ изотопының ядросы **тритон** деп аталады ("аса аўыр водород" термини де қолланылады) хәм t арқалы белгиленеди. Сәйкес химиялық элемент T арқалы белгиленеди.

Электрлик хәм барионлық заряд. Атомлық номер Z электронның зшарядының абсолют шамасының бирлигиндеги ядроның зарядына тең. Электр заряды пүтин сан менен анықланады. Бул шама қәлеген тәсирде де қатаң түрде сақланады (зарядтың

сақланыу нызамы хеш қашан да бузылмайды). Хәзирги ўақытлары жыйналған барлық эксперименталлық мағлаўматлар электр заряды менен бир қатар **барионлық зарядтың да қатаң түрде сақланатуғынлығын** көрсетеди. Қалеген бөлекешеге барионлық зарядтың базы бир мәнисин бериу мүмкин, ал бундай жағдайда қандай процесслер болса да барлық бөлекшелердің барионлық зарядлардың алгебралық қосындысы өзгериссиз қалады. Барлық бөлекшелердің барионлық зарядлары пүтин санға тең. Электрон менен гамма кванттың биронлық зарядлары нолге, ал протон менен нейтронның барионлық зарядлары бирге тең. Сонлықтан массалық сан A ядроның барионлық саны да болып табылады. Барионлық зарядтың сақланатуғынлығы атом ядроларының стабиллигин тәмийинлейди. Мысалы энергияның, импульстиң сақланыу нызамлары бойынша еки нейтронның еки гамма квантқа айланыуы мүмкин. Бирақ барионлардың сақланыу нызамы бундай процессти қадаған етеди. Басқа сөз бенен айтқанда еки нейтронның еки гамма квантқа айланыуы мүмкин емес.

Атом ядролары тек A менен Z шамаларының шекленген областында ғана жасай алады. Бул областтан сыртта сәйкес ядро пайда болған жағдайда да, бул пайда болған ядро майдарақ ядроларға ыдырайды ямаса өзинен протон ямаса нейтрон шығарады. Сол областың ишинде барлық ядролар стабилли (турақлы) емес. Бирақ олар нуклонларды шығарыу жолы менен емес, ал әстерек жүретуғын процесслердің ақыбетинде ыдырайды.

Усы ўақытларға шекем белгили болған ядролар **протон-нейтронлық диаграммаға** түсирилген (1-2 сүүрет). Бул диаграммада тутас жуўан сызықлар менен ядролардың жасай алыу областының теориялық шегарасы белгиленген.

Стабил ядролар протон-нейтронлық диаграммада **стабиллик жолын** пайда етеди.

Стабиллик ядролар ушын төмендегидей тәжирийбеде анықланған фактлер хәм нызамлар даққатқа алыуға турарлық:

а) Z тиң мәнисиниң 0 ден 107 ге шекемги барлық мәнислерге ийе ядролар белгили ($Z = 0$, $N = 1$ ядросы нейтрон болып табылады). $Z = 0, 43, 61$ хәм $Z \geq 84$ болған стабилли ядролар жоқ.

б) A ның мәниси 1 ден 263 ке шекемги ядролар белгили. $A = 5, 8$ хәм $A \geq 210$ болған стабилли ядролар жоқ.

с) ядролардың қасийетлери Z пенен N санларының жуплығынан күшли түрде ғәрезли. Стабилли изотоплардың ишинде жуп-жуп ядролар (жуп Z пенен жуп N) көп, ал тақ-тақ (Z пенен N ниң екеуи де тақ) ядролар аз.

д) киши A ларда ядродағы протонлар менен нейтронлардың саны өз-ара тең, ал үлкен A ларды нейтронлардың процентлик муғдары үлкейеди.

е) Көпшилик химиялық элементлер көп сандағы стабил изотопларға ийе. Мысалы қалайы атомының ядросы он стабил изотопқа ийе. Ал екенши тәрәптен бериллий, натрий хәм алюминий элементлери тек бир стабилли изотопқа ийе.

Ядроның байланыс энергиясы. Ядролардың байланыс энергиясы $E_{baylanis}$ деп ядроларды протонлар менен нейтронларға толық ыдыратыу ушын зәрүрли болған энергияға айтамыз. Сонлықтан $E_{baylanis}$ шамасы ядролардың беккемлигин сәўлелендиретуғын әхмийетли шама болып табылады. Байланыс энергиясының шамасын билиу ядроны жүдә сийрек ушырасатуғын протонлар менен нейтронларға толық ажыратып жиберу ушын керек болған энергияның мәнисин берип ғана қоймай, ядродағы қалеген ыдырау ямаса өз-ара айланыс процесслери ушын зәрүр. Мысалы протонды ядродан айырып алыу ушын зәрүрли болған энергия E_p ниң шамасы A_ZX хәм ${}^{A-1}_{Z-1}X$ ядроларының байланыс энергияларының айырмасына тең:

$$E_p = E_{baylanis}(Z, A) - E_{baylanis}(Z - 1, A - 1). \quad (1.2)$$

Тап усы сыяқлы нейтронды бөлип алыу энергиясы

$$E_n = E_{baylanis}(Z, A) - E_{baylanis}(Z, A - 1). \quad (1.3)$$

Ядродан альфа бөлекшесин ушырып шығарыу үшін

$$E_\alpha = E_{baylanis}(Z, A) - E_{baylanis}(Z - 2, A - 4) \quad (1.4)$$

энергиясы керек болады.

Байланыс энергиясынан басқа байланыстың салыстырмалы энергиясы деп аталатуғын ядродағы хәр бир нуклонға сәйкес келиуіши $E_{baylanis}/A$ шамасын пайдаланған қолайлы.

Салыстырмалық теориясынан қәлеген физикалық системаның масса M менен оның толық энергиясы E арасында мынадай байланыстың бар екенлигин билемиз:

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}. \quad (1.5)$$

Егер ядро тынышлықта болса, онда (1.5)-формуланьң орнына

$$E = mc^2 \quad (1.6)$$

формуласына ийе боламыз. Усы жағдай үшін байланыс энергиясын ядроның массасы m , протонлар менен нейтронлардың массалары менен былайынша байланыстыра аламыз:

$$E_{baylanis}(Z, A) = (Zm_p + Nm_n - m_{z,A})c^2. \quad (1.7)$$

(1.7)-формуладан ядроның массасының усы ядродағы нуклонлардың массаларының қосындысынан $E_{baylanis}/c^2$ шамасына киши екенлиги көринип тур. Ядролық байланыс энергиясының шамасы соншама үлкен. Усыған байланыслы массаларды дәл өлшеу арқалы ядролардың байланыс энергияларын жоқары дәлликте анықлауға болады. Мысалы альфа бөлекшеси үшін байланыс энергиясы $E_{baylanis}(\alpha) = 28$ МэВ. Сонлықтан оның массасы бир биринен айрылған еки протон хәм еки нейтронның массасынан

$$\frac{E_{baylanis}(\alpha)}{c^2} \approx 4 \cdot 10^{-26} \text{ г} \quad (1.8)$$

шамасына киши болады. Ал бул шама альфа бөлекшесиниң толық массасының 7 процентин қурайды. Салыстырыу үшін водород атомының (ядроның емес) массасын келтиремиз. Водород атомының массасы протон менен электронның массаларының қосындысынан $23,4 \cdot 10^{-33}$ граммға киши. Бул шама водородтың толық массасының $1,4 \cdot 10^{-6}$ процентин ғана қурайды. Ал макроскопиялық денелерди бөлгендеги массаның өзгериси пүткиллей киши.

Ядролық байланыс энергиялары көбинесе массаның атомлық бирликлеринде өлшенеди (м.а.б.) Массаның атомлық бирлиги углерод атомының массасының 1/12 бөлегине тең. Бул шама $1,66056 \cdot 10^{-24}$ граммға ямаса 931,502 МэВ ке тең. Мысалы гелий ядросының массасы (альфа бөлекшениң массасы) $M_\alpha = 4,001523$ МэВ ке тең. Демек альфа бөлекшесиниң энергиясы

$$\begin{aligned} E_{baylanis}(\alpha) &= 2m_p c^2 + 2m_n c^2 - m_\alpha c^2 = \\ &= (2 \cdot 1,007276 + 2 \cdot 1,008665 - 4,001523) \text{ м.а.б.} \approx 28,3 \text{ МэВ.} \end{aligned}$$

Массаның атомлық бірліклеріндегі ядроның массасы менен оның массалық саны арасындағы айырма Δ **ядроның массасының дефекти** деп аталады:

$$\Delta = \frac{m_{Z,A}}{\frac{1}{12}m_{C^{12}}} - A. \quad (1.9)$$

Анықлама бойынша C^{12} ядросының массасының дефекти нөлге тең. Бірақ бұл жағдайда протон менен нейтронның массаларының дефекттері нөлге тең емес: $\Delta_p = 0,007276$ м.а.б. хәм $\Delta_n = 0,008665$. (2.7)- менен (2.9)-аңдатпаларды бір бири менен салыстырсақ масса дефектінің байланыс энергиясы менен тиккелей байланысly екенлігіне көз жеткереміз. Бұл жерде айырма белгиси, бірліклер системасын сайлап алыуға хәм энергия бойынша есаплау системасының басын жылыстырууға ғана байланысly. Бірақ бұл еки шама арасында массаның дефектин есаптағанда протон менен нейтронның массаларының айырмасын есапқа алыуға байланысly болған физикалық айырмашылық бар. Усыған байланысly Δ_p менен Δ_n шамаларының айырмасының бар екенлігінің себебинен еркин нейтронның бета ыдырауының мүмкин екенлігі көринеди, ал байланыс энергиясынан бұл мүмкиншілік көринбейди. Кестелерде әдетте $E_{baylanis}$ тың орнына Δ шамасы келтириледі. Бундай жағдайларда кестелерде келтирилген массалардың хәм массалар дефектінің мәніслерінің ядроларға тийісli емес, ал сәйкес нейтрал атомларға тийісli екенлігін барқулла есте тутыу керек. Бир нуклонған тийісli масса дефекти f белгиси менен белгиленеди хәм **жайластыруу коэффициенті** (упаковочный коэффициенті) деп аталады: $f = \Delta/A$.

Жеңил ядролардың салыстырмалы байланыс энергияларының кестеси

Ядро	H^2	H^3	He^4	Li^6	Li^7
$E_{baylanis}/A$	1,11	2,6	7,1	5,3	5,6

Бир канша мәселелер шығарамыз.

1-мәселе. $^{16}_8O$ ядросының массасының дефектин, байланыс энергиясын хәм байланыстың салыстырмалы энергиясын есаплаймыз.

Берілгенлері: $m_{^1_1H} = 1,00783$ м.а.б.; $m_n = 1,00867$ м.а.б.; $m_{^{16}_8O} = 15,99492$ м.а.б.; $Z = 8$; $A = 16$. Табыу керек: Δm , E_{bayl} , ε_{bayl} .

Шешими: Массаның дефекти Δm мына формула бойынша анықланады

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - m_{yadro} \quad (1)$$

(1)-формуланы былайынша да жаза аламыз:

$$\Delta m = Zm_{^1_1H} + (A - Z)m_n - m_{atom} \quad (2)$$

m_{atom} арқалы ядросының массасының дефекти анықланыуы керек атомның массасы. (2)-аңдатпаға сан мәніслерін қойып мынаған ийе боламыз:

$$\Delta m = 0,37081 \text{ м.а.б.}$$

Ядроның байланыс энергиясы мына формуланың жәрдеминде есапланады:

$$E_{bayl} = c^2 \Delta m. \quad (3)$$

Егер массаның дефекти Δm шамасын массаның атомлық бірліклерінде, ал E_{bayl} байланыс энергиясын МэВ лерде аңлататуғын болсақ, онда

$$E_{bayl} = 931 \Delta m. \quad (4)$$

(4)-аңлатпаға сан мәнісін қойсақ, онда мынаған ийе боламыз:

$$E_{bayl} = 931 \cdot 0,13708 \cong 128 \text{ (МэВ)}$$

Байланыстың салыстырмалы энергиясы мына формула бойынша есепланады:

$$\varepsilon_{bayl} = \frac{E_{bayl}}{A}. \quad (5)$$

Есеплаулар жүргізсек мынаған ийе боламыз:

$$\varepsilon_{bayl} = \frac{E_{bayl}}{A} = \frac{128}{16} = 8 \text{ (МэВ)}.$$

Енді бір мысал келтіреміз.

Кинетикалық энергиясы тынышлықтағы энергиясы mc^2 шамасына тең бөлекшениң тезлиги v ның мәнісін есеплайық.

Бөлекшениң толық энергиясы

$$E = T + mc^2 = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

формуласы менен анықланады. $T = mc^2$ болған жағдайда

$$2mc^2 = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

Буннан $v = \frac{\sqrt{3}}{2} c \approx 0,87 c$ екенлігіне ийе боламыз.

2-§. Ядроның спини. Ядроның магниттик диполлик моменти. Ядроның өлшемлери, тығызлығы хәм құрамы

Протон, нейтрон хәм көпшилик атом ядролары нолге тең емес спинге, яғный нолге тең емес ишки қозғалыс муғдарының моментине ийе болады. Биз нолге тең емес спинге ийе микроскопиялық бөлекшелердің нолге тең емес спининің айланыушы макроскопиялық денелердің қозғалыс муғдарының моментинен айырмасының бар екенлігін атап өтеміз. Макроскопиялық денелердің (мысалы зырылдауықтың) қозғалыс муғдарының моментин үзлексіз өзгертуі мүмкін. Басқа сөз бенен айтқанда қозғалып турған макроскопиялық дененің айлапныу тезлігін қалеген шамаларға өзгерте аламыз. Ал микробөлекшениң спининің абсолют мәнісін биз хеш өзгерте алмаймыз, ал оның тек бағытын ғана өзгерте аламыз. Мысалы нуклонның ямаса жеңіл ядроның спинлик айланысын биз хеш "тоқтата алмаймыз". Бирақ орта салмақлы хәм ауыр ядроларда макроскопиялық зырылдауықтың кәсіетлери көрине баслайды.

Биз усы моментлер хәкқында еске түсіреміз.

Планк турақлысы \hbar қозғалыс муғдарының моментинің өлшеміне (размерность) ийе. Сонлықтан ол бул физикалық шаманың тәбиййи масштабы болып табылады. Сонлықтан моменти M ди әдетте \hbar бирліклеринде аңлатады хәм J арқалы белгилейди. $M = \hbar J$ екенлігі түсиникли. Квант механикасында қозғалыс муғдарының моменти хәкқында мынадай тастыйықлаулардың орын алатуғынлығы дәлилленеди:

а) қалеген изоляцияланған физикалық системаның қозғалыс муғдарының моментинің квадраты M^2 тек

$$M^2 = \hbar^2 J(J + 1) \quad (2.1)$$

мәніслеріне ғана ийе бола алады. Бул аңлатпадағы J шамасы қалеген пүтин ямаса қалеген ярым пүтин сан:

$$J = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, \dots \quad (2.2)$$

Әдетте J санын моменттің шамасы деп атайды. Мысалы "ядро $\frac{3}{2}$ моментине тең" деген сөз $J = \frac{3}{2}$ екенлігін аңлатады.

б) берілген J ушын моменттің z көшерине түсірілген проекциясы M_z тиң мәніси $2J + 1$ дана

$$M_z = \hbar J, \hbar(J - 1), \dots, -\hbar J \quad (2.3)$$

шамаларының бирине тең болады.

б) Моментлери M_1 хәм M_2 болған подсистемалардан (системаның ишиндеги система) туратуғын курамалы системаның моменти M_3 мынаған тең болады:

$$M_3^2 = (M_1 + M_2)^2 = \hbar^2 J_3^2 = \hbar^2 J_3(J_3 + 1)$$

Бул аңлатпадағы J_3 болса

$$J_3 = J_1 + J_2, J_1 + J_2 - 1, \dots, |J_1 - J_2| \quad (2.4)$$

мәніслерін қабыл етеди. (2.4) аңлатпасы квант механикасындағы **моментлерди қосыу қағыйдасы** деп аталады. Бул қағыйда ядро физикасында да толық орынланады.

Солай етип спиннің бирлиги ретінде Планк турақлысы \hbar қабыл етиледі. J квант саны микробөлекшениң спининің мәніси деп аталады.

Протон менен нейтронның спинлерін өлшеу бойынша өткерілген экспериментлер олардың спининің $1/2$ ге тең екенлігін көрсетті (электронлардың да спининің $1/2$ ге тең екенлігін еске түсіремиз). Ядроның спини болса усы ядроны кураушы протонлар менен нейтронлардың қозғалыс муғдарларының геометриялық қосындысына тең. Моментлерди қосыу (2.4) формуласы жәрдемінде әмелге асырылады. Ал хәр бир нуклонның толық моментинің спин хәм орбиталық моментлердің қосындысынан туратуғынлығын естен шығармаймыз (демек ядроның ишинде нуклонның "орбиталық" қозғалысы бар екенлігін нәзерде тутамыз), қала берсе орбиталық момент тек пүтин мәніслерге ийе болады (ал спин моментлери болса ярым пүтин мәніске ийе).

Хәр қыйлы ядролардың спинлери бойынша төмендегидей нызамлар бақланады:

- А саны жуп болса спинлер барлық ўақытта да пүтин, ал тақ А ларда спинлер ярым пүтин мәніске ийе. Бул факт ядроның протонлық-электронлық моделинен протонлық-нейтронлық моделине өткенде тарийхый әхмийетке ийе. Қақыйқатында да, мысалы дейтрон протон менен электроннан туратуғын болғанда ярым пүтин спинге ийе болған болар еди. Ал экспериментте болса дейтронның спининің бирге тең екенлігі анықланды.
- тийкарғы халларда турған жуп-жуп ядролардың спинлери нолге тең.
- барлық стабилли (турақлы) болған ядролардың спинлеринің мәніси $9/2$ ден аспайды.

Ядролардың магнитлик диполлик моменти. Спини нолге тең емес хәр бир ядро магнитлик диполлик моменти μ ге тең болады. Бул магнитлик диполлик момент сыртқы бир текли магнит моменти H пенен тәсірлеседи. Бул тәсірлесіудің энергиясы E ниң шамасы $E = \mu H$ формуласының жәрдемінде анықланады. Жоқарыда атап өтилгениндей микробөлекшениң магнит моментинің бағыты спиннің бағыты J менен бағытлас, яғный

$\mu = gJ$ формуласы жәрдеминде анықланады. Бул формуладағы g шамасы **гиромангнитлик қатнас** деп аталады. μ хәм J векторларының бир бирине параллел екенлигине байланыслы ядролардың қәсийетлери максималлық болған $J_z = J$ ҳалына сәйкес келетуғын тек бир константа болған μ менен анықланады:

$$\mu = gJ \quad (2.5)$$

Бул константаны магнит моменти деп атайды. Әдетте магнит моментлери хәм гиромангнитлик қатнастар ядролық магнетонларда өлшенеди

$$\mu_0 = \frac{eh}{2m_p c} \approx 5 \cdot 10^{-24} \text{ эрг/Гс.}$$

Бул аңлатпада m_p арқалы протонның массасы белгиленген. Мысалы, нетронның магнит моменти $\mu_n = -1,91$ деп айтса, онда $\mu_n = -1,91\mu_0 \approx -0,95 \cdot 10^{-23}$ эрг/Гс екенлиги нәзерде тутылады. Атом электронларының орбиталық хәм спин магнит моментлериниң шамасы $\mu_e = \frac{eh}{2m_e c}$ Бор магнетонының шамасындай болады (Бор магнетоны деп электронлық магнетонды айтамыз). Бул шама ядролардың магнит моментлериниң шамасынаң мың есе дей үлкен..

Ядролық спинлерди хәм магнит моментлерин өлшеу бир бири менен тығыз байланысқан. Бул шамалардың тәбиятлары хәр қыйлы болса да әдетте бундай өлшеулерди жүргизиу мәселелери биргеликте үйрениледи. Спин масса менен бир қатарда бөлекшениң әхмийетли механикалық (яғный инертлик хәм гравитациялық) характеристикасы болып табылады, ал магнит моменти болса бөлекшениң сыртқы бир текли магнит майданы менен тәсирлесиюниң характеристикасы болып табылады.

Ядроның өлшемлери, тығызлығы хәм құрамы. Ядроның өлшемлерин анықлау мәселеси құрамалы мәселелердиң бири болып табылады. Себеби ядроның құрамына киретуғын бөлекшелер квант механикасының нызамларына сәйкес қозғалады, ал квант механикасының тийкарында Гейзенбергтиң анықсызлық принципи жатады. Усының ақыбетинде ядроның бети анық шегараларға ийе емес хәм сонлықтан оның өлшемлери хаққындағы көз-қараслардың анық болыуы мүмкин емес.

Атом ядроларының өлшемлерин бақалаудың бир неше усылы бар. Хәр қыйлы усыл хәр қыйлы нәтийжени береді. Бирақ олардың сан шамалары бир бирине жақын (тәртиби бирдей).

Атом ядросының өлшемлери хаққындағы ең дәслепки көз-қараслар Резерфорд тәрәпинен α -бөлекшелериниң затлардағы шашырауын изертлеу бойынша өткерген тәжирийбелеринде алынған мағлыұматлар тийкарында алынды. Резерфорд өткерген тәжирийбелер ауыр элементлер ядроларының өлшемлериниң (радиусының) 10^{-12} см ден үлкен емес екенлигин көрсетти.

Көпшилик ядролардың кесе-кесимиинң майданы $\pi R^2 \approx 10^{-24} \text{ см}^2$. Усыған байланыслы ядролық физикада майданларды өлшеу ушын арнаулы бирлик **барн** қолланылады.

$$\begin{aligned} 1 \text{ барн} &= 10^{-24} \text{ см}^2, \\ 1 \text{ миллибарн} &= 10^{-27} \text{ см}^2. \end{aligned}$$

Атом ядросының формасы сфера тәризли деген болжау тийкарында көп санлы усыллар жәрдеминде ядроның радиусы R менен массалық сан A арасындағы эмперикалық байланыс анықланған. Бул байланыс мына түрге ийе:

$$R = r_0 A^{1/3}.$$

Бул аңлатпада $r_0 = (1,2 \div 1,3) \cdot 10^{-13}$ см.

$R = r_0 A^{1/3}$ аңлатпасынан ядроның массасының оның көлеми V ға пропорционал екенлигі көрінеді:

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

Бул аңлатпадан барлық ядролар үшін көлем бірлігіндегі нуклонлар сынының (n арқалы белгілейміз) бірдей болатуғынлығына ийе боламыз:

$$n = \frac{A}{V} = \frac{A}{\frac{4}{3} \pi r_0^3 A} \approx \frac{1}{7 \cdot 10^{-39}} \frac{\text{нуклон}}{\text{см}^3} \approx 10^{-38} \frac{\text{нуклон}}{\text{см}^3}.$$

Демек барлық ядролардың тығызлығы да бірдей мәніске ийе болуы керек:

$$\rho = n m_N \approx 10^{38} \cdot 1,66 \cdot 10^{-24} \frac{\text{г}}{\text{см}^3} \approx 10^{14} \frac{\text{г}}{\text{см}^3}.$$

Бундай тығызлыққа ийе болған көлеми 1 см^3 болған шар 100 млн тонна шығады.

Ядролардың радиустарының шамасы олардың протонлар менен нейтрондардан тұратуғынлығын көрсетеді. Ал электронлар болса ядроның курамында пүткиллей болмайды. Бунның дурыслығын анықсыздық принципі хәм ядроның өлшемлерін салыстырыу арқалы көріуге болады. Хәқыйқатында да анықсыздық принципі бойынша $\Delta x \cdot \Delta p = \hbar$, ал $\Delta x \approx 10^{-12}$ см. Релятивисттик тезліктерде электронның кинетикалық энергиясы $T \approx p \cdot c$. Биз бул жерде импульс p ның орнына анықсыздық принципінен алынған $\Delta p = p = \frac{\hbar}{\Delta x}$ шамасын қойыуымыз керек. Бундай жағдайда $T \approx 40$ Мэв шамасын аламыз. Демек биз электронды ядроға жайластырамыз деп оны өлшемлері $\Delta x \approx 10^{-12}$ см болған орынға қысып алып келсек, онда оның энергиясы 40 МэВ ке шекке көтеріледі екен. Бундай энергияға ийе болған электрон ядроға жасай алмайды.

Ядроға электронлардың болмауыныңлығы 1-параграфта да дәлилленді.

3-§. Ядролық күшлер. Ядролық күшлерді үйреніу усылы. Дейтрон. Төменгі энергиялардағы нейтрон- протон шашырауы. Төменгі энергиялардағы нуклонлардың шашырауы. Изотоплық инвариантлық

Ядроның курылысы мәселелерін қарап шыққанымызда протонлар менен нейтронлар арасында тәсір ететуғын ядролық күшлердің қасиеттері хәққындағы тәжірийбеде алынған мағлыұматлар менен таныстық. Усы ўақытларға шекке ядролық күшлерге тийісли санлық қатнастарды дәл анықлау қыйыншылықтары еле сапластырылған жоқ. Ядролық күшлердің өзгешеліктері хәққындағы ең әхмийетли мағлыұматлар ең әхмийетлилері төменде қарап шығылатуғын эксперименталлық изертлеулер болып табылады.

Тек екі бөлекше (бир протон менен бир нейтрон) байланысқан ең әпиұайы ядро водородтың изотопы **дейтрон** болып табылады. Бул ядроның курылысы менен энергияларының мәністерін изертлеу бизге ядролық күшлер хәққында көп мағлыұматларды береді.

Ядролық күшлер хақындағы мағлыұматлардың және бир әхмийетли дереги нуклонлардың нуклонлардағы шашыраұын изертлеу болып табылады. Классикалык физикада еки бөлекше арасында тәсир етиуши күшлерди кәлеген дәлликте бөлекшелер бир биринен хәр кыйлы қашықлықта турғанда, олардың хәр кыйлы тезликлеринде хәм олардың моментлериниң хәр кыйлы ориентацияларында изертлейди. Микродунья болса квант механикасының нызамларына бағынады. Усыған байланыслы еки нуклонды бир биринен дәл қашықлықта услап туруу хәм олар арасындағы тәсирлесіу күшин өлшеу мүмкин емес. Ядролық күшлерди усындай жоллар менен әпиұайы түрде изертлеу жолы жабық болып табылады.

Бөлекшелердиң соқлығысыұын изертлегенде де барлық мәселе әпиұайы түрде шешилмейди. Микробөлекшелердиң соқлығысыу процессиниң характеристикасы ретинде процесстиң эффективли кесе-кесими (кесими ямаса көлденең кесе-кесими) деп аталатуғын жаңа түсиникти киргизиу зәрүрлиги тууылады. Бул кесим σ арқалы белгиленеди. Бул параметрдиң келип шығуы себеби шашыратыушы бөлекшени дөңгелек нышана түринде көз алдыға келтириуге байланыслы. Егер келип түсиуши (келип урылыушы) бөлекшелер нышанаға урылғанда дәстеден шығып калатуғын болса (ямаса жутылатуғын, ямаса шашыраудың себебинен бағытын өзгертетуғын болса), онда нышананың сол майданы процесстиң эффективли кесе-кесими болған $\sigma = \pi R^2$ шамасын береді (бул аңлатпада R арқалы нышананың радиусы белгиленген).

Тек жалғыз бир бөлекше менен тәжирийбелер өткеріу әмелде мүмкин емес. Биз барлық ўақытта да бөлекшелердиң ағымы хәм көп сандағы шашыратыушылар менен жұмыс алып барамыз. Усыған байланыслы "биз калай эффективли кесе-кесимди анықлай аламыз?" деген сорау бериледи.

Нышанаға келип соқлығысатуғын бөлекшелердиң тығызлығын $I = N\nu$ аңлатпасы жәрдемінде жаза аламыз. Бул аңлатпада N арқалы көлем бирлигиндеги нышанаға келип түсиуши бөлекшелердиң саны, ал ν арқалы олардың тезлиги белгиленген.

Мейли нышананың қалыңлығы Δx көп сандағы шашырау орын алмайтуғындай киши болсын. n арқалы нышананың көлем бирлигиндеги шашыратыушы бөлекшелердиң санын белгилейик. Бундай жағдайда Δx катламында ағыстың тығызлығы ΔI шамасына кемейеди хәм бул шама былайынша есапланады:

$$\frac{\Delta I}{\Delta x} = -I n \sigma.$$

бул аңлатпада σ шамасының мәнисі I , n хәм x шамаларынан ғәрезли емес хәм бир шашырау актине тийисли болады.

σ шамасы бөлекшелердиң бир бирлик ағысына тийисли болған шашырау (егер дәстениң толық хәлсиреуи өлшенетуғын болса) актлериниң санына тең (яғный актлердиң санының 1 секундта 1 см² майдан арқалы өтиуши бөлекшелердиң толық санына қатнасына тең). Басқа сөз бенен айтқанда эффективлик кесе-кесим деп бир бирлик ағыста 1 шашыратыушы бөлекшеге ийе қалыңлығы 1 см болған нышана қатламында реакцияның (ямаса шашыраудың) жүзеге келиу итималлығына айтамыз.

Хәр кыйлы бағытлар бойынша шашыраудың характеристикасы ретинде шашыраудың дифференциаллық кесе-кесими $d\sigma$ түсинигин киргизген қолайлы. Дифференциал кесе-кесим деп Ω денелик мүйеши ишиндеги шашырау кесе-кесимин түсинеди. Нышанаға келип түскеннен кейин $d\Omega$ денелик мүйеши ишинде шашыраған бөлекшелердиң саны дифференциал кесе-кесимге тууры пропорционал. Толық кесе-кесимди алыу ушын σ нышананы қоршап турған толық сфера бойынша $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ шамасынан алынған интегралға тең.

Шашырау процесслерин қарап шығу барысында координаталардың еки системасынан пайдаланады: бириншиси лабораториялық координаталар системасы, екіншиси инерция орайы координаталар системасы. Хәр кыйлы өлшеулердиң жуумақлары әдетте координаталардың лабораториялық системасында (КЛС) бериледи. Бу

система нышана менен байланысқан есаплау системасы болып табылады. Бірақ нәтижелерді таллау инерция орайы системасында өткерген қолайлы (ИОС). Бундай координаталар системасында қозғалмайтуғын координаталар басы ретінде бір бири менен тәсірлесіуші бөлекшелердің улыұмалық салмақ орайы қабыл етиледі. Бундай координаталар системасында өлшенген бөлекшелердің импульстары абсолют шамалары бойынша бір бирине тең хәм импульслеринің бағытлары бойынша қарама-карсы. Солай етип бундай системада импульслердің толық қосындысы барлық ўақытта да нолге тең. Бул жағдай эксперименттерде алынған мағлыұматларды эпийайыластырады.

Толық кесе-кесимнің шамасы процесстің қандай есаплау системасында үйренилип атырғанлығынан ғәрезли емес. Соның менен бирге жоқарыда кесе-кесимлер хәққында биз киргизген түсиниклердің барлығының квант кубылыстары басым процесслерде де дурыс нәтийже беретуғынлығын атап өтеміз.

Ядролық күшлердің тийкаргы характеристикалары. Ядролық күшлер тартылысты тәмийинлейди (яғный ядролық күшлер тартылыс күшлери болып табылады). Протонлар менен нейтронлардан туратуғын стабилли (орнықты) ядролардың бар екенлиги ядролық күшлердің тартылыс күшлер екенлигинің дәлили болып табылады.

Ядролық күшлер абсолют шамалары бойынша үлкен. Бул күшлердің киши аралықлардағы тәсири тәбиятта белгили болған басқа күшлердің (соның ишинде электромагнит күшлерден де) барлығынан да үлкен.

Усы ўақытларға шекем бизге төрт фундаменталлық тәсірлесіулер белгили. Олар

а) күшли (ядролық) тәсірлесіулер;

б) электромагнитлик тәсірлесіулер;

в) әззи (әззи ядролық) тәсірлесіулер, бундай тәсірлесіулер күшли хәм электромагнитлик тәсірлеспейтуғын бөлекшелерде (мысалы нейтриноларда) айкын көринеди;

г) гравитациялық тәсірлесіулер.

Жоқарыда атап өтилген тәсірлесіулерді бір бири менен салыстырып көрийге болады. Буның ушын усы күшлерге сәйкес келиуші тәсір етисіу константалары (зарядлардың "квадратлары") өлшем бирлиги жоқ бирликлер системасынан пайдаланамыз.

Ядроның ишиндеги еки нуклон ушын (бул нуклонлар барлық тәсірлесіуге қатнасады) мынадай шамаларға ийе:

күшли тәсірлесіу	1
электромагнит тәсірлесіу	10^{-2}
әззи тәсірлесіу	10^{-14}
гравитациялық тәсірлесіу	10^{-36}

Ядролық күшлер ядролардың бар екенлиген жууапкер. Электромагнит тәсірлесіу атомлар менен молекулалардың бар екенлигин тәсийинлейди. Ядродағы нуклонның орташа энергиясы 8 МэВ ке, яғный $10^{-3} Mc^2$ шамасына тең (нуклонның тынышлықтағы энергиясы Mc^2 шамасына тең).

Водород атомындағы электронның байланыс энергиясы 13,57 эв қа тең (яғный $10^{-5} mc^2$ шамасына тең яғный электронның тынышлықтағы энергиясынан жүз мың есе киши). Демек бул масштабларда байланыс энергиялары характерли константалар сыпатында қатнасқа ийе: $\frac{10^{-3}}{10^{-5}} = \frac{1}{10^{-2}}$.

Әззи тәсірлесіулер β -ыдырау ямаса К-тутыу жолы менен нейтронның протонға хәм протонның нейтронға өз-ара айланыуына, элементар бөлекшелердің хәр кыйлы ыдырауларына хәм нейтриноның затлар менен тәсірлесіу процесслерине жууапкер.

Космослық денелер менен системалардың орнықтылығына гравитациялық тәсірлесіу жууапкер.

Электромагниттик хэм гравитациялық тәсірлесиу күшлери қашықтықтың квадратына кері пропорционал кемейеди ($F \sim \frac{1}{r^2}$). Усының нәтижесінде бундай күшлер узықтан тасир етиуши күшлер болып табылады.

Күшли ядролық хэм эззи тасирлесиулер қашықтыққа байланыслы тез өзегереді хэм сонлықтан олар жақынна тасир етиуши күшлер болып табылады.

Ядролық күшлердің жақыннан тасир етиуши күшлер болып табылатуғынлығы мыналардан келип шығады:

а) Резерфорд тәжірийбелеріндегі α -бөлекшелердің жеңил ядроларда шашырауы бойынша (10^{-12} см ге шекемгі қашықтықтар үшін тәжірийбелердің нәтижелери α -бөлекше менен ядро арасындағы электромагниттик тасирлесиу нызамы болған Кулон нызамы бойынша дәл түсиндириледі, ал киши қашықтықтарда болса ядролық күшлердің тәсирінде Кулон нызамына бағынуы тоқтайды, буннан ядролық күшлердің 10^{-12} см қашықтықтан киши қашықтықтарда тасир ететуғынлығы келип шығады);

б) ауыр ядролардың α -нурланыуы бойынша;

в) нейтронлардың протонлардағы шашырауы хэм протонлардың протонларда шашырауы бойынша.

Бул жағдайларды толығырақ үйренеміз.

Нейтронлардың энергиялары киши болғанда олардың инерция орайы системасындағы шашырауы изотоплық характерге ийе. Ғақыйқатында да импульси p ға тең классикалық бөлекше радиусы ядролық күшлердің тасир етиу қашықтығы r_0 болған шашыратыушы нышанаға "илинеди" (яғный оның қозғалыс муғдарының моментиниң бағыты траектория тегислигине перпендикуляр бағытта $r_0 p$ шамасынан үлкен болмағанда, 3-1 сүүрет).

Ле Бройль қатнасы бойынша түсіуши нур үшін $p = \hbar/\lambda$ хэм усыған сәйкес

$$r_0 p = 2\pi(r_0 \hbar/\lambda).$$

Бирақ бөлекшениң орбиталық моментиниң максималлық мәніси тек $\hbar l$ шамасына ғана тең бола алады. Сонлықтан

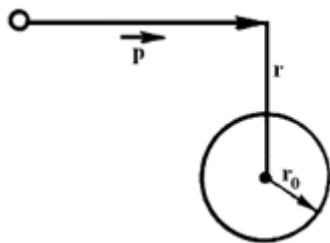
$$2\pi(r_0 \hbar/\lambda) = \hbar l.$$

Буннан

$$l = 2\pi r_0/\lambda$$

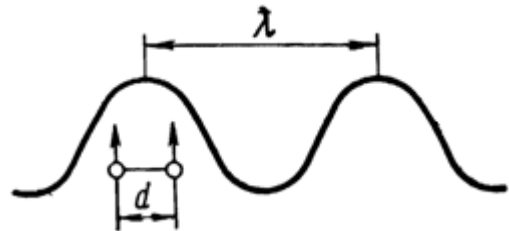
аңлатпасына ийе боламыз.

Солай етип $\lambda \gg r_0$ шәрти орынланғанда l дің мәніси нолге умтылады ($l \rightarrow 0$). Ал $l = 0$ де системаның ҳалын тәриплейтуғын толқын функциясы инерция орайы системасында (ИОС) сфералық симметрияға ийе (яғный шашырау иротроплық характерге ийе болыуы керек).



3-1 сүүрет.

Бөлекше хэм шашыратыушы нышана.



3-2 сүүрет.

Нейтронның водород молекулаларындағы шашыраы.

$\lambda = 2\pi r_0$ шәрти орынланғанда шашырау изотроплық характерге ийе емес. Түсіуши нейтронлардың энергиясын кемейтип барыу арқалы λ ниң мәніси үлкейтилиди. Усындай жоллар менен шашыраудың изотропиясы орын алатуғын жағдай табылады. Усындай жоллар менен ядролық күшлердің тасир етиу радиусын табыу мүмкин.

Сфералық симметриялы шашырау еле орын алатуғын нейтронлардың максималлық энергиясы 20 МэВ ке тең. Бул шама ядролық күшлердің тәсір етиіуінің жоқары шегарасын анықлауға мүмкіншилик берди. Бул шама $2 \cdot 10^{-13}$ см ге тең болып шықты.

Ядролық күшлердің тәсір етиіу радиусының шамасы басқа да усыллар (мысалы протонлардың протонларда шашырауы) менен анықланған. Олардың барлығында да бул шаманың мәніси $(2-3) \cdot 10^{-13}$ см ге тең екенлиги анықланды.

4-§. Ядролық күшлердің қәсийетлери. Ядролық күшлер теориясы

Ядролық күшлердің бир бири менен тәсір етисиіуши бөлекшелердің электрлик зарядынан ғәрезли емес екенлиги анықланды. Протон менен протон, протон менен нейтрон, нейтрон менен нейтрон арасындағы ядролық тартысыу күшлериниң шамалары бирдей.

Ядролық күшлердің бул қәсийетлери фундаменталлық характерге ийе хәм протон менен нейтрон арасында терең симметрияның бар екенлигинен дерек береди. Буд жағдай зарядлық ғәрезсизлик деп аталады (ямаса зарядлық симметрия деп аталады) хәм протон менен нейтронды бир бөлекше болған нуклонның еки халы деп карауға мүмкіншилик береди.

Солай етип нуклонның базы бир қосымша ишки еркинлик дәрежеси – зарядлық еркинлик дәрежеси болады. Бул еркинлик дәрежесине қатнасы бойынша тек еки хал – протон хәм нейтрон жүзеге келеди.

Ядролық күшлер спиннен ғәрезли (спинге байланыслы). Бундай байланыс мына фактлерден келип шығады:

Ядро хәр кыйлы спинлик халларда турғнада хәр кыйлы байланыс энергияларына ийе. Мысалы дейтронда протон менен нейтронның спинлери өз-ара параллель болғанда байланыс энергиясының шамасы 2,23 МэВ ке тең. Ал спинлер антипараллель болғанда орнықлы хал пүткиллей жүзеге келмейди.

Нейтронлардың протонлардағы шашырауы да спинлердің бағытларына байланыслы.

Ядролық күшлердің спиннің бағытына ғәрезли екенлиги нейтронлардың *орто-* хәм *пара-*водородтағы шашырауында да айқын көринеди². Мәселе соннан ибарат, еки типтеги водород молекулалары орын алады: *орто-*водородтағы еки протонның спинлери өз-ара параллель ($\uparrow\uparrow$), толық спин I диң шамасы 1 ге тең хәм $2I + 1 = 3$ (үш) ориентацияға ийе бола алады (бундай жағдайды триплетлик хал деп атаймыз). *Пара-*водородта спинлер антипараллель ($\uparrow\downarrow$), толық спин нолге тең хәм усыған байланыслы тек бир хал (синглет хал) бар болады.

Орто- хәм параводородтың молекулаларының саны өжире температураларында 3:1 ди курайды. бул катнас мүмкин болған халлардың саны менен аныкланады. Пара-халдың тийкарғы халының энергиясы ортоводородтың тийкарғы халының энергиясынан киши. Төменги температураларда ортоводородтың молекулалары параводородтың молекулаларына айланады. Катализатор пайдаланылған жағдайда бул айланыс үлкен тезлик пенен өтеди хәм сонлықтан таза параводород халындағы суйық водородты алыу мүмкин.

Нейтронлар ортоводородта шашырағанда нейтронның спини еки протонның спинлерине параллель ямаса антипараллель, яғный мынадай конфигурациялар орын алады:

$$\uparrow \uparrow, \quad \uparrow \downarrow.$$

² Ортоводород хәм параводород сөзлери сызықшасыз жазылады.

Параводородта шашырағанда нейтронның спини еки протонның спинине параллель ямаса антипараллель, яғный параводородтың молекуласының ориентациясынан ғәрезсиз бир $\uparrow \uparrow$ конфигурациясы орын алады.

Шашырауды толқынлық процесс түрінде қараймыз. Егер шашырау спинлердің өз-ара ориентацияларынан ғәрезли болатуғын болса, онда еки протон тәрәпинен шашыратылған нейтронлық толқынлардың интерференциялық эффекти орто- хәм параводород ушын хәр кыйлы болады (3-2 сүўрет).

Шашыраудағы айырманы сезиу ушын нейтронлардың энергиясы қандай болыуы керек? H_2 молекуласында протонлар бир биринен $d \approx 10^{-8}$ см қашықтықта жайласады (яғный ядролық күшлер тәсир ететугын қашықтықлардан жүзлеген мың есе үлкен қашықтықта). Сонлыктан, егер $\lambda \geq d$ шәрти орынланатуғын болса, онда нейтронның еки протонда бир ўақыттағы шашырауы орын алады. Бул жағдай ушын зәрүрли болған де Бройль толқынының узынлығы

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2ME}} \frac{hc^2}{\sqrt{2Mc^2E}} = 10^{-8} \text{ см.}$$

Массасы

$$Mc^2 = 938 \text{ МэВ}$$

ке сәйкес келиуши нейтрон ушын

$$E = 3 \cdot 10^{-15} \text{ эрг} \approx 2 \cdot 10^3 \text{ эВ}$$

кинетикалық энергия сәйкес келеди.

$$E = kT$$

екенлиги бәршеге мәлим ($k = 1,4 \cdot 10^{-16}$ эрг/град Больцман турақлысы болып табылады.). Демек зәрүрли болған E энергиясына нейтрон

$$T \leq \frac{3 \cdot 10^{-15}}{1,4 \cdot 10^{-16}} \approx 20 \text{ К.}$$

температурада ийе болады.

Нейтронлардың таза параводородтағы хәм ортоводород пенен параводородтың 3:1 катнасындағы араласпасындағы шашырауын изертлеулер ортоводород пенен параводородтағы эффективлик кесе-кесимлерди анықлауға мүмкиншилик берди. Бул шамалар ушын мынадай санлар алынды:

$$\sigma_{orto} = 125 \text{ мб}, \sigma_{para} = 4 \text{ мб},$$

яғный

$$\sigma_{orto} : \sigma_{para} \approx 30$$

болып шықты.

Бул нәтийже ядролық күшлердің спиннен ғәрезли екенлигин көрсетеди.

Ядролық күшлер орайлық күшлер емес. Бул жағдай дейтронның квадруполь моментинің бар екенлигинен хәм магнит моментлеринің аддитивлик қәсийетке ийе емеслигинен келип шығады (мысалы дейтрондағы).

Ядролық күшлер тойыныу қәсийетине ийе. Бул жағдай ядродағы байланыс энергиясының шамасының A ға (A^2 қа емес) туўры пропорционал екенлигинен келип шығады.

Ядролық күшлердің бундай өзгешелиги жеңил ядролардың орнықтылығынан (стабиллигинен) көринип тур. Мысалы дейтронға жаңа бөлекшелерди қоса бериуге болмайды. Дейтронға тек бир нейтрон қосылғанда алынатуғын ядро – тритий ғана белгили. Солай етип протон тек еки нейтрон менен ғана байланысқан халды пайда ете алады.

Тойыныуды түсиндириу мақсетинде Гейзенберг тәрәпинен ядролық күшлер алмасыу характерине ийе деген болжау айтылды.

Ядролық күшлер алмасыуы характерине ийе. Нуклонлар бир бири менен соқлығысқанда бир бирине өзиниң заряды, спинлериниң проекциялары хәм басқа да қәсийетлерин бере алады. Бул алмасыудың көриниуи болып табылады.

Ядролық күшлердиң мезонлық теориясының физикалық жақтан тийкарланыуы.

Биз жоқарыда ядролық күшлердиң қәсийетлерин уйрениу бойынша өткерилген тәжирийбеде анықланған қәсийетлерин атап өттик. усы эксперименталлық мағлыұматлар тийкарында ядролық күшлер теориясын дәретиу бойынша көп жумыслар исленди. Бул жумысларда еки түрли жақынласыу пайдаланылды.

Теориядағы биринши феноменологиялық бағдар алдына ядролық күшлердиң тәбиятын анықлауды қоймайды. Ал эксперименталлық мағлыұматларға ең жақсы сәйкес келиуи тәсирлесиу потенциалы сайлап алынады.

Екинши түрли жақынласыуда ядролық күшлер массасы электронлардың массасынан 300 есе үлкен болған π -мезонлар менен алмасыу жолы менен пайда болады деп есапланады.

Нуклонлар арасындағы тәсирлесиулер зарядланған бөлекшелер менен алмасыу арқалы жүзеге келеди деген идеяны биринши рет 1930-жыллары И.Е.Тамм усыңған еди. Бул идеяның тийкарында β -ыдырауға тийисли мына реакциялар жатыр еди:

$$n \rightarrow p + e^{-} + \bar{\nu}; \quad p \rightarrow n + e^{+} + \nu; \quad p + e^{-} \rightarrow n + \nu.$$

Бирақ β -ыдырауда көринетуғын күшлердиң ядролық күшлерди түсиндириу ушын оғада әззи екенлигин И.Е.Таммның өзи мойынлады. Япониялы физик Юкава таммның идеяларын раўажландырды хәм ядролық күшлерге жуўапкер болған басқа бөлекшелердиң болыуы керек деп есаплады. Усы тийкарда Юкава электромагнит майданына уқсас болған, бирақ басқа тәбиятқа ийе және бир майданның бар болатуғынлығын болжады.

Майданларға квантлық көз-қараста қарайтуғын болсақ бөлекшелер арасындағы тәсир етисиуди базы бир майданның квантларының нурландырылыуы хәм жутылыуы процесси түринде қарауымыз керек. Электромагнит майданы жағдайында электрон өзинен фотон шығарады, бул фотон басқа электрон ямаса сол электронның өзи тәрәпинен жутылады. Фотонларды нурландырыу хәм жутыу процесслериниң жыйнағы электромагнит майданын пайда етеди (4-а сүүрет). Бирақ бул әдеттегидей фотонлар емес. Буған тынышлықта турған еки зарядланған бөлекшениң тәсирлесиуинен көриуге болады. Еркин хәм тынышлықта турған зарядланған бөлекше өзиниң массасын да, энергиясын да өзгерте алмайды. Ондай болса фотон шығарыу (нурландырыу) процесси

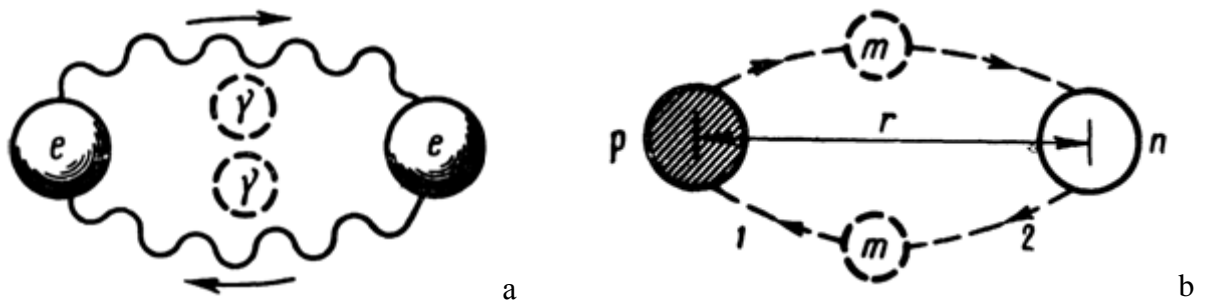
$$e^{-} \rightleftharpoons e^{-} + \gamma$$

энергияның сақланыу нызамының бузылыуына алып келеди деген жуўмаққа алып келиуи мүмкин. Себеби фотон (яғный γ -квант) өзи менен бирге $\Delta E = h\nu = \hbar\omega$ энергиясын алып кетиуи керек. бирақ анықсызлық принципине сәйкес өзгериуи системада энергия анық мәниске ийе бола алмайды хәм система өзгериске ушырайтуғын ўақыт аралығы Δt менен энергияның анықсызлығы ΔE бир бири менен былайынша байланысқан:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar.$$

Басқа сөз бенен айтқанда жүриу ўақыты $\Delta t = \frac{\hbar}{\Delta E}$ болған процессьеге энергияның $\Delta E = \frac{\hbar}{\Delta t}$ шамасынан да дәл мәниси хәққында айтыу мәниске ийе болмайды. Δt ның шамасы үлкен болған жағдайда ғана энергияның дәд сақланыуы хәққында гәп ете аламыз (мысалы атом бир энергиялық халдан екинши энергиялық халға өткенде). Бөлекшелер менен алмасыу процесслери ўақыттың жүдә киши аралығында болып өтеди хәм анықсызлық принципи бойынша бундай ўақыт ишинде энергияның сақланыу нызамы дәл

орынланбайды. Энергия балансының бузылуы менен жүретуғын процесслерди **виртуаллық процесслер** деп атайды, ал тәсірлесиуді алып бериуші бөлекшелерди **виртуаллық бөлекшелер** деп атайды. Еркін бөлекшелердей болып виртуаллық бөлекшелер энергияға хәм импульске ийе бола алмайды.



4-сүрөт. Виртуаллық бөлекшелер алмасыу аркалы тәсірлесиу.

а – зарядланған бөлекшелердин виртуаллық γ -квантларын алмасыу аркалы тәсірлесиуі.

б – нуклонлардың виртуаллық мезонларын алмасыу аркалы тәсірлесиуі.

Нурландырылыушы бөлешениң энергиясын үлкейтиу аркалы (мысалы электронды тезлетиу жолы менен) виртуаллық фотонларды хақыйкый еркин фотонларға айландырыу хәм оларды регистрациялау мүмкин. Бул процесс хақыйкый (реаллық) фотонларды үйрениу процесси болып табылады.

Жоқарыда тәрипленген электромагнит тәсірлесиудің қасиетлерине сәйкес Юкава нуклонларды базы бир "мезонлық" зарядлар g ның алып жүриушиси деп болжады. Бул зарядлар мезон пайданын, яғный ядро күшлериниң тәсір етиу майданын пайда етеди деп болжады. Ядролық күшлердин тәсір етиу радиусы (r_0) жүдә киши болғанлықтан нуклонлардың майданының потенциалы электромагнит майданның потенциалына салыстырғанда қашықлыққа байланыссы тезирек кемейиу керек. Мысалы Юкаваның болжауы бойынша потенциалдың өзгериуі

$$U = \frac{g^2}{r} e^{-\frac{r}{r_0}} \quad (4.1)$$

нызамы бойынша орын алыуы керек.

Электр зарядлары тең өлшеули емес қозғалғанда электромагнит майданын нурландырады. Тап сол сыяқлы мезон зарядлары да базы бир шараятларда мезон толқынларын нурландырыуы керек. Бирақ бул мезон толқынларының тарқалыуы нызамы пүткиллей басқаша болыуы керек. Себеби онда r_0 шамасына ғәрезлик бар екенлигин есапқа алыу керек болады.

φ электромагнит майданы ушын толқын теңлемеси

$$\Delta\varphi + \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = 0$$

толқын узынлығы λ менен $\psi = \psi_0 e^{2\pi i(\frac{x}{\lambda} - vt)}$ электромагнит толқынының жийилиги ν шамасы менен

$$\frac{\nu^2}{c^2} = \frac{1}{\lambda^2}$$

аңлатпасы жәрдемінде байланыстырады.

Жоқарыдағы теңлемениң ноқатлық дерек ушын статикалық сфералық симметрияға ийе шешими $\varphi = \frac{e^2}{r}$ кулон майданы болып табылады.

(4.1)-аңлатпада берілгендей типтегі майданның алыныуы үшін мезонлық майдан ψ үшін теңлемени басқаша түрде жазыуымыз керек болады:

$$\Delta\psi + \frac{1}{c^2} \cdot \frac{d^2\psi}{dt^2} - \frac{1}{2\pi r_0} \psi = 0.$$

$\psi = \psi_0 e^{2\pi(\frac{x}{\lambda} - vt)}$ функциясы бұндай теңлемениң шешими болыуы үшін λ , v хәм r_0 шамалары арасында

$$\frac{v^2}{c^2} = \frac{1}{\lambda^2} + \frac{1}{(2\pi r_0)^2} \quad (4.2)$$

түріндегі байланыстың орын алыуы керек (бұл байланысты алыу үшін ψ функциясын координаталар хәм ўақыт бойынша сәйкес туўындылар алғаннан кейин мезон майданының теңлемесине қойыуымыз керек).

$E = h\nu$ хәм $p = \frac{h}{\lambda}$ екенлигин есапқа алсақ хәм v менен λ шамаларының энергия хәм импульс арқалы анықланған мәнислерин (4.2)-аңлатпаға қойсақ ($v = E/h$ хәм $\lambda = \frac{h}{p}$), онда мына аңлатпаны аламыз:

$$\frac{E^2}{c^2} = p^2 + \frac{h^2}{(2\pi r_0)^2}.$$

Бөлекшениң энергиясы менен импульси массасы былайынша байланысқан екенлигин билемиз (қараңыз: Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория поля. Формула (9,6), 43-бетте):

$$\frac{E^2}{c^2} = p^2 + m^2 c^2.$$

Усы аңлатпаларды бир бири менен салыстырып Юкава массасы (бұл массаны m_x арқалы белгилеймиз) ядролық күшлердің тәсир етиу радиусы r_0 менен былайынша байланысқан бөлекшелердің бар екенлигин болжады:

$$\frac{h^2}{(2\pi r_0)^2} = m_x^2 c^2.$$

Буннан

$$m_x = \frac{h}{2\pi c r_0}.$$

Бұл аңлатпадағы тұрақлы шамалардың мәнислерин орынларына қойсақ

$$m_x = \frac{10^{-27}}{10^{-13} \cdot 3 \cdot 10^{10}} \approx 3 \cdot 10^{-25} \text{ г} \approx 300 m_e$$

шамасына ийе боламыз. Демек Юаква болжаған бөлекшениң массасы электрон менен протонның массаларының аралығында болады екен. Бұл жағдайдан мезон (грек тилинде "мезон" сөзи "аралықлық" деген мәнисти аңлатады) атамасы келип шықты.

Солай етип массасы электронның массасынан 300 есе үлкен болған бөлекшени пайда етиу үшін $300 m_e c^2 = 145 \text{ МэВ}$ энергия талап етиледі. Усыған байланысly виртуаллық мезон жасай алатуғын ўақыттың шамасы $\Delta t = \frac{h}{300 m_e c^2} = 10^{-23}$ секундты қурайды.

Юкава массасы $300 m_e$ болған бөлекшениң бар екенлигин болжаған ўақытлары протонлар, электронлар хәм нейтронлар ғана белгили еді. Еки жылдан кейин космослық нурларды изертлеу барысында μ -мезон деп аталыушы элементар бөлекше ашылды. Оң хәм терис зарядланған μ -мезонлар табылды. Олардың массасы $207 m_e$ шамасына, ал спини

$\frac{1}{2}$ ге тең болып шықты. Тынышлықта тұрған μ -мезонның жасау ұақыты $\tau_\mu = 2,2 \cdot 10^{-6}$ с қа тең. Ол мына схема бойынша ыдырайды:

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}.$$

Космос нурларының курамында бар болған бул μ -мезонлардың Жер атмосферасындағы көрсеткен қасиеттери ядролық күшлерди алып жүриўши бөлекшелерге усамайтуғынлығын көрсетти. Бул қасиеттер мыналардан ибарат:

а) μ -мезонлар ядролық актив бөлекшелер болмай шықты, олардың затлар менен тасир етисиўи тийкарынан электромагнитлик күшлер жәрдемінде түсиндирилди;

б) протон менен протон, нейтрон менен нейтрон арасындағы тәсирлесиўлер ушын жуўапкер нейтраллық μ -мезонның жоқ екенлиги анықланды;

в) мезонлар алмасыў аркалы жүзеге келетуғын ядролық күшлерди түсиндириў ушын мезонлардың спини 0 ге ямаса 1 ге тең болыўы керек (яғный бозон болыўы шәрт) , ал μ -мезонда спин $\frac{1}{2}$ ге тең болып шықты.

Тек 1947-жылы ғана Пауэлл өзиниң хызметкерлери менен биргеликте космослық нурлардың курамында π -мезон деп аталатуғын оң (π^+), терис (π^-) хәм электрлик нейтрал (π^0) бөлекшелердин бар екенлигин тапты. Оның характеристикалары мынадай болып шықты:

$$\begin{aligned} m_{\pi^\pm} &= 273 m_e; & \tau_{\pi^\pm} &= 10^{-8} \text{ с}; & \pi^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \nu; & \text{спин} &= 0; \\ m_{\pi^0} &= 263 m_e; & \tau_{\pi^0} &= 10^{-16} \text{ с}; & \pi^0 &\rightarrow \gamma + \gamma; & \text{спин} &= 0. \end{aligned}$$

Усылай етип Юкава тәрәпинен 12 жыл бурын болжап айтылған бөлекшелер табылды. π -мезон ядролық тәсирлесиўлердеги байланыс агентиниң орнын ийелейди (яғный ядролық күшли байланысты тәмийинлейди). (n, p) тәсирлесиўлерде оң хәм терис зарядланған π^\pm -мезонлар, ал (p, p) хәм (n, n) тәсирлесиўлерде нуклонлар арасында электрлик жақтан нейтрал болған π^0 -мезонлар алмасыўы орын алады. Мысалы киши қашықлықларда мезонлар алмасыў процессин былайынша жазыў мүмкин:

$$\begin{aligned} p + n &\rightarrow n' + \pi^+ + n \rightarrow n' + p'; \\ n + p &\rightarrow p' + \pi^- + p \rightarrow p' + n'; \\ p + p &\rightarrow p' + \pi^0 + p \rightarrow p' + p'. \end{aligned}$$

Айырым еркин π -мезонларды олар виртуаллық емес түрде пайда болған жағдайларда бақлаўға болады. Бундай жағдайда сол π -мезонлар ядролық күшлер тәсир ететуғын қашықлықлардан (радиустан) узақ қашықлықларға шығыўы керек. Буның ушын π -мезонлардың үлкен кинетикалық энергияға ийе болыўы шәрт.

5-§. Ядроның моделлери. Ядроларды моделлердин жәрдемінде сүүретлеўдин зәрүрлиги. Ядроның моделлериниң классификациясы

Ядро физикасы, соның ишинде ядро теориясы өткерилген экспериментлердин көп санлы нәтийжелериниң жәрдемінде биринши гезекте ядроның ишки қурылысын түсиндириўи керек. Бундай теория ядроны ядролық күшлер менен байланысқан протонлар менен нейтронлардан турады деп есаплайды.

Бирақ атом ядросы ҳаққындағы бизиң билимлеримиздин жеткиликсизлиги бизиң алдымыздағы үлкен тоскынлықты пайда етеди. Атомда теориясы жүдә жақсы исленип

шығылған эксперименттер нәтижелері менен жақсы сәйкес келетүгін электромагнит күшлері тәсир етеді. Ядролық күшлердің теориясы принципіаллық характерге ийе кыйыншылықтардың орын алыуының себебинен усы ўақытларға шекем толық дөретілмеген: ядролық күшлердің бир қатар характеристикалары бойынша яэсперименталлық мағлыұматлар усы ўақытларға шекем алынбады, усының менен бир қатар көп денелердің тәсир етисиў мәселеси математикалық аппаратының оғада қурамалы екенлигине байланысly жүдә жуўық түрде шешиледі (хәтте оғада күшли компьютерлерди пайдаланған жағдайларда да).

Ядролық күшлер ҳаққындағы мағлаұматларды алыўдың усы ўақытларға шекем көп қолланылып келген усылы еки нуклонның соқлығысыўын изертлеўден хәм протон менен нейтроннан туратуғын байланысқан система болған дейтронды изертлеўден ибарат. бирақ бул изертлеўлер ядролық күшлердің тәсири нызамларын анықлаў ушын жеткиликсиз. Бул жағдайлардың барлығы да физиклерди ядроның гипотезалық моделлерин дүзиўге мәжбүрлейди.

Атом ядросының қурылысын ҳаққында бир қатар болжаўлар тийкарында хәм эксперименттерде алынған нәтижелерге салыстыра отырып қолда бар эксперименталлық мағлыұматдарға мүмкин болғанынша жақсы сәйкес келиўши моделди сайлап алады. Усы ўақытларға шекем ядроның көп санлы моделлери усынылды. Олардың барлығы да ядроның айырым қәсийетлери түсиндире алады. бирақ олардың хеш қайсысы да тәжирийбелерде алынған мағлыұматлардың барлық жыйнағын түсиндире алмайды.

Барлық моделлерди еки классқа (классификациялаўға) бөлиўге болады. Бул моделлерди ҳақыйқытлыққа қарай еки тәрептен жакынласыў деп қараўға болады.

Күшли тәсирлесіўге ийе моделлер. Бул моделлерде ядроны тек киши қашықлықларда бир бири менен күшли тәсир етисетуғын бөлекшелерден туратуғын система деп қарайды. Нуклонның ядродағы еркин жүриў жолы λ , еки бөлекше арасындағы тәсир етеуғын күштиң тәсир етиў радиусы r_0 шамалары ядроның өлшемлеринен киши деп есапланады (яғный $\lambda \ll R$ хәм $r_0 \ll R$, R арқалы ядроның радиусы белгиленген). Бундай моделде нуклонның қозғалысы ядроның тутасы менен алығандағы халы менен емес, ал оның қонысыларының қозғалысы менен анықланады. Бундай типке мынадай моделлер киреди: ядроның тамшы модели, ядроның статистикалық модели, ядроның α -бөлекшелерден туратуғын модели хәм басқалар.

Ядролардың бир биринен ғәрезсиз бөлекшелерден туратуғын модели. Бундай моделлерде нуклонлардың қозғалыслары бир бири менен пүткиллей байланыссыз деп есапланады, олар ядроның барлық нуклонлары тәрепинен дөретілген пайда етилген потенциал майданда бир биринен ғәрезсиз қозғалады хәм $\lambda \gg R$ деп есапланады. Ядроның моделлериниң бундай типине ядроның қабықлық модели, ядроның Ферми-газ модели, ядроның потенциал шуқыр модели хәм басқа да моделлер киреди.

Жоқарыда келтирилген еки классқа киретуғын моделлерди бир бири менен сәйкеслендириўге бағдарланған моделлер де усынылған.

Бир бирин бийкарлаўшы еки классқа кириўши моделлерди (биреўинде $\lambda \ll R$, ал екиншисинде $\lambda \gg R$) бир бири менен қалай келистириўге болады?

Егер тийкарғы халда турған қоздаралмаған ядроны бир биринен ғәрезсиз бөлекшелер модели бойынша қарайтуғын болсақ, онда энергияның төменги қәдилери толығы менен толтырылған болыўы керек хәм Паули принципине сәйкес бул қәдилерге басқа бөлекшелерди орналастырыў мүмкин емес. Ядрода нуклонлар қозғалғанда хәм олар бир бири менен соқлығысқанда олар арасындағы энергияның қайтадан бөлистирилиўи орын алады. Нәтижеде нуклонлардың бири энергияның ең төменги қәдине өтиўи керек, ал бундай қубылыстың орын алыўы мүмкин емес. Усыған байланысly нуклонларды бир бири менен тәсир етиспейди, ал олардың еркин жүриў жолын үлкен ($\lambda \gg R$) деп есаплаўға туўры келеди.

Егер қозыў энергиясының шамасы ядродағы нуклонның байланыс энергиясының орташа мәнисинен үлкен болған қозған ядроны қарайтуғын болсақ, онда бундай ядроның

ишіндегі нуклонлардың соқлығысыуы мүмкін болады. Себеби төменде хәм жоқарыда бос қәдилер пайда болады хәм нуклонлар бир халдан екінші халға өтиу мүмкіншилигине ийе болады. Бундай жағдайда нуклонлардың еркин жүриу жолын ядролардың өлшемлеринен киши деп есаплауға тууры келеди. Сонлықтан хәр қыйлы физикалық кубылыстарды үйренгенде хәр қыйлы моделлерден пайдаланыу зәрүрлиги пайда болады.

6-§. Тамшы модели. Ферми-газ модели. Улыұмаластырылған ядро модели

1. **Ядроның тамшылық модели (тамшы модели,** биринши рет 1936-жылы Н.Бор хәм Я.И.Френкель тәрепинен усынылған). Ядроның тамшы моделинің тийкарғы өзгешеликлери хаққында ядроның энергиясы хаққындагы мәселени қарап шыққан ўақытта гәп етилди. Егер Вайцеккер формуласына қосымша спинлик ағза болған $\delta(A, Z)$ шамасын киргизетуғын болсак, онда бул формуланың тийкарғы халда турған ядроның энергиясының A менен Z шамаларына байланысын жақсы түсинлиретуғынлығын атап өткен едик (бирақ тамшы моделинде ядролардың спинлик характеристикаларын есапқа алыу мүмкин емес)³.

Ядроның тамшылық моделинде ядроны қысылмайтұғын суйықлықтың тамшысы түринде қарайды. Биз хәзир ядроның радиусы ушын жазылған $R = r_0 A^{1/3}$ [$r_0 = (1,2 \div 1,5) \cdot 10^{-13}$ см] формуласынан пайдаланамыз). Бундай жағдайда ядродағы нуклонлардың концентрациясы ушын мына аңлатпаны аламыз:

$$n = \frac{A}{4\pi R^3/3} = \frac{3}{4\pi r_0^3} = 0,87 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3} \approx 10^{38} \text{ см}^{-3}.$$

Ядродағы затлардың тығызлығы мынадай шамаға ийе болады:

$$\rho = nm \approx 1,45 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3.$$

Бул аңлатпада m аркалы нуклонның массасы белгиленген, ал r_0 диң мәниси сыпатында $r_0 = 1,4 \cdot 10^{-13}$ см аралық алынған.

Нуклонлар арасындағы орташа қашықлық δ мынаған тең:

$$\delta = \sqrt[3]{\frac{4\pi R^3}{3A}} = \sqrt[3]{\frac{4\pi}{3}} r_0 \approx 2,3 \cdot 10^{-13} \text{ см}.$$

Солай етип егер дыққаттан ең жеңил ядроларды алып тасласак, онда ядродағы нуклонлардың концентрациясы, затлардың тығызлығы, нуклонлар арасындағы орташа қашықлық барлық ядролар ушын бирдей болып шығады. Бул жағдай тамшы моделинде ядроны қысылмайтұғын деп есаплауға мүмкіншилик береді.

«Ядролық суйықлықтың» қысылмайтұғынлығы ядродағы нуклонлар арасында жүдә күшли тәсирлесіудің бар екенлигин аңлатады. Усыған байланысly тамшы модели коллективлик моделлер қатарына киреди. Бул модель Вейцеккердің ярым эмперикалық формуласындағы биринши үш ағзаның физикалық мәнисин жүдә әпиұайы түрде түсиндире алады.

³ Биз тамшы моделинде ядроның энергиясының шамасының Вайцеккердің ярым эмперикалық формуласы жәрдеминде анықланатуғынлығын еске түсиремиз. Бул формула мына түрге ийе:

$$\Delta E = \alpha A - A^{\frac{2}{3}} - \gamma Z^2 A^{-\frac{1}{3}} - \zeta \frac{(N - Z)^2}{A} + \delta(A, Z).$$

Бул формуладағы $\delta(A, Z)$ қосымша спинлик ағза болып табылады.

Тамшы модели бойынша ядро қозбаған халда сфералық формаға ийе болыуы керек. Ғақыйқатында да 1950-жылларға шекем атом ядроларын сфералық симметрияға ийе деп келди. Бирақ кейинирек бул көз-карастан бас тартыуға тууры келди.

Ядроның қабықлық модели. Қабықлық моделдиң тийкарында нуклонлар арасындағы тәсир етиуши ядролық күшлер биринши жақынласыуа барлық нуклонлар ушын улыўмалық болған күш орайы менен алмастырылады. Бундай жағдайда көп денелер мәселесин усы майданда қозғалатуғын бир бөлекше ҳаққындағы мәселеге алып келиуе болады. Сәйкес потенциал эмперикалық жоллар менен сайлап алынады. Усындай майданда қозғалыушы нуклон ушын Шредингер теңлемесин шешиу аркалы мүмкин болған байланысқан ҳаллар системасын аламыз. Ғәр бир ҳалға энергияның белгили қәдди сәйкес келеди. Нуклонлар фермионлар болғанлықтан (яғный олардың спинлери $\frac{1}{2}$ ге тең болғанлықтан) Паули принципине бағынады. Бул принципке сәйкес ҳәр бир ҳалда тек бир ғана бөлекше тура алады. Сонлықтан ядроағы нуклонлар энергияның ең төменги қәдинен баслап барлық қәддилерди избе-из толтырады.

Әлбетте қабықлық модель биринши рет усынылғанда оған қарсы болғанлардың саны көп болды. Себеби ядро күш орайына ийе емес. Екиншиден нуклонлар атомдағы электронарға салыстырғанда бир бири менен күшли тәсир етиседи. Үшиншиден бул модель тамшы моделине пүткиллей қайшы келеди (бул моделде бөлекше тек өзиниң қонысылары менен ғана тәсир етисе алады). Ал тамшы модели бойынша көп санлы эксперименталлық мағлыўматларды түсиндире алды.

Бирақ усы жағдайларға қарамастан қабықлық модель де бир қатар өзгешеликлерге ийе болды. Мысалы протонлары менен нейтронларының саны сыйқырлы санлар⁴ деп аталатуғын санларға тең болған ядролар өзлериниң айрықшы ортықлылығы (стабиллиги) менен айрылып турады. Бул жағдай бир қатар өзгешеликлери менен көринеди:

- а) бул ядролардың байланыс энергиялары айқын түрде көринип туратуғын максимумларына ийе;
- б) протонларының ҳәм нейтронларының санлары сыйқырлы санларға тең ядролар тәбиятта көбирек тарқалған;
- в) бундай ядролар тәрәпинен нейтронды тутып алыу итималлығы аз;
- г) нуклонларының саны сыйқырлы санларға тең ядролардың квадруполлик моментлери аз, сонлықтан бундай ядролар сфералық симметрияға ийе деп жуўмақ шығарыуға болады;
- д) уран ядролары бөлингенде пайда болған сынықлар (ядролардың бөлимлери) бирдей емес, усы сынықлардың биреуиниң 50, ал екиншисиниң 82 нейтронға ийе болыу итималлығы жүдә үлкен.

Солай етип жоқарыда атап өтилген тәжирийбеде топланған фактлер (мағлыўматлар) ядродағы сыйқырлы санларға тең болған нейтронлар менен протонлар ядроа айрықша орнықлыққа ийе туйық қабықларды пайда етеди деп жуўмақ шығарыуға алып келеди.

Ферми-газ модели. Қабықлық моделдиң ең әпиўайыластырылған варианты. Бул моделде нуклонлар шекленбеген үлкен көлемдеги идеал ферми-газ сыпатында қаралады.

Ядроның улыўмаслатырылған модели. Бул моделде нуклонлардың коллективлик қозғалыс орташа майданның шамасына тәсир етеди. Ең әпиўайы вариантында бул модель қабықлық ҳәм тамшы моделлериниң синтези болып табылады. Ядро тамшы болған орайлық бөлимге ҳәм усы бөлим менен тәсир етисетуғын сыртқы бөлимге бөлинеди.

⁴ Сыйқырлы санлар (магические числа) деп 2, 8, 20, 50, 82, 126 ҳәм басқа санларды айтамыз (бул жерде 126 саны тек нейтронлардың санына сәйкес келетуғынлығын аңғарыуымыз керек).

7-§. Радиоактивлик

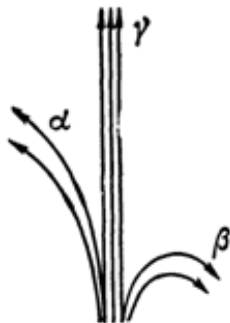
Радиоактивлик кубылысының әҳмийети. Радиоактив ыдыраудың тийкаргы нызамлары.
Радиоактивлик қатарлар хәм трансуран элементлери.

Радиоактивлик деп бир химиялық элементтің орнықты емес изотопының элементар бөлекшелерди ямаса ядроларды бөліп шығаруы менен басқа химиялық элементтің ядросына айланыуына айтады (мысалы ${}^4_2\text{He}$ ядросын бөліп шығаруы менен). Ядролардың табиғий шараятлардағы радиоактивлігін табиғий радиоактивлик деп атаймыз. Ал ядролық реакциялардың салдарынан алынған ядролардың радиоактивлігін жасалма радиоактивлик деп атаймыз. Табиғий хәм жасалма радиоактивлик арасындағы пинципиаллық айырма жоқ. Себеби қалеген изотоптың қасиети, соның менен бирге оның радиоактивлик ыдырауы нызамы сол изотоптың қандай жоллар менен алынғанынан ғарезли емес.

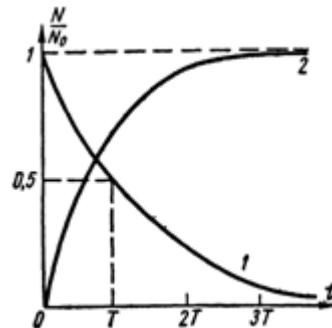
Нуклонларының саны көп болған ядролар массалық саны A орташа болған ядроларға салыстырғанда орнықтырақ болатуғынлығын биз жоқарыда көрдик. Сонлықтан табиғий радиоактив ядролардың көпшилиги элементтердің дәуірлік системасында қорғасыннан кейін жайласқан. Жасалма жоллар менен массалық саны A киши болған да, үлкен болған да изотопларды алуы мүмкін.

Радиоактивлик биринши рет 1896-жылы А.Беккерель тәрәпинен ашылды. Оның ашылуы тарихы жүдә қызықты. Буннан азымаз бурын рентген нурлары ашылған еди. Усыған байланысly А.Беккерель флюоресценция менен рентген нурлары арасындағы байланысты үйрене баслады. Уранның флюоресценцияға ушырауы қабилетлиги бар дузлары қара қағазға оралған фотопластинканың үстине жайластырылды. Булардың барлығы да Қуяш нырларының астына қойылды. Қуяштың нурларының тәсиринде уран флюоресценциялайды деп есапланды хәм егер флюоресценция спектринің қурамында рентген нурлары бар болатуғын болса, онда бул нурлардың қара қағаз арқалы өтип фотопластинканы қарауытыуы керек еди. Бир неше күн дауамында Қуяш көринбеген хәм сонлықтан ураны бар пластинкалар қараңғы қутының ишинде Қуяштың көриниуін күтип жатып қалған. Усы жағдайға қарамастан химиялық қайта ислеу (проявление фотопластинки) фотопластинканың күшли қарауытқанын көрсеткен. Солай етип уран дузларының өзлеринің қандай да бир нурларды шығаратуғынлығы анықланды.

Беккерель тәрәпинен табылған нурларды магнит майданы арқалы өткергенде олардың үш түрлі нурлардан туратуғынлығы анықланған (бул 7-1 сүүретте көрсетилген). Бул нурларды α -, β - хәм γ -нурлары деп атады.



7-1 сүүрет. Магнит майданындағы α -, β - хәм γ -нурларының траекториялары.



7-2 сүүрет. Радонның актив ядроларының санының уақытқа ғарезлиги.

α -нурлары затлар арқалы киши өтиу қабилетлигине ийе ауыр бөлекшелер (кейинирек бул нурлардың гелий атомларының ядролары екенлигін экспериментлер көрсетти);

β -нурлары затлар аркалы үлкен өтиўшилик қәбилетликке ийе жеңил бөлекшелер (тәжірийбелер β -нурларының электронлардың ағымы екенлигин дәлилледі);

γ -нурлары затлар аркалы ең үлкен өтиўшилик қәсийетке ийе нурлар болып, олардың өткір электромагнит нурлар екенлигин экспериментлер көрсетті.

Кейинирек ядродан α -бөлекше ушып шығатуғын радиоактивлик процессти α -ыдыраў, β -бөлекшелер ушып шығатуғын процессти β -ыдыраў деген атаманы алды. усыған сәйкес α -нурларын шығарыўшы ядроларды α -актив ядролар, ал β -нурларын шығарыўшы ядроларды β -актив ядролар деп атай баслады.

Буннан басқа радиоактивликтің басқа да типлери ашылды. Олар протонлық радиоактивлик, еки протонлық радиоактивлик, ядролардың спонтан бөлиниўи деп аталады.

Радиоактив ядролардың ўақытқа байланыслы санының өзгериси. 1911-жылы Резерфорд хәм Содди экспериментте алынған нәтийжелерди улыўмаластырып мынадай әхмийетли жуўмаққа келди: базы бир элементлердің атомлары избе-из айланысларға ушырап радиоактивли семействоны пайда етеди, бул семействоның хәр бир ағзасы өзиниң алдыңғы ағзадан пайда болады, ал алынған хәр бир ағза өзинен кейинги ағзаны пайда етеди.

Бул кубылысты радийден радонның пайда болыўы мысалында көрсетиў мүмкин. Егер RaCl_2 бирикпесин дәнекерленген ампулаға салып қойсақ, онда бир неше күн өткеннен кейин ампуланың ишиндеги газ ушын өткерилген анализ гелий менен радонның пайда болғанлығын көрсетеди. Гелий орнықлы, соның ушын ол жыйнала береді. Ал радонның өзи ыдырайды. 7-2 сүүреттеги 1-иймеклик радий болмағандағы радонның ыдыраў нызамын сәўлелендиреди. бул сүүреттеордината көшерине радонның еле ыдырамаған ядроларының саны N диң ядролардың дәслепки саны N_0 ге қатнасы берилген. Радонның муғдарының экспоненциал нызам бойынша кемейетуғынлығы көринип тур. 2-иймеклик болса радий бар болғандағы радонның радиоактивли ядроларының санының қалайынша өзгеретуғынлығын көрсетеди.

Радиоактив затлар менен өткерилген тәжірийбелер сыртқы шараятлардың хеш кайсысының (жоқары температураларға қыздырыў, магнит хәм электр майданлары, үлкен басымлар) ыдыраўдың тезлигине, басқа да характерлерине тәсир жасамайтуғынлығын көрсетті.

Радиоактивлик атом ядросының қәсийети болып табылады хәм белгили энергиялық халда турған берилген типтеги ядролар ушын бир бирлик ўақыт ишиндеги радиоактив ыдыраўдың итималлығы турақлы шама болып табылады.

Ыдыраў процесси өз-өзинен жүзеге келетуғын болғанлықтан (бундай процессти спонтан жүзеге келетуғын процесс деп атаймыз) Δt ўақыт аралығы ишиндеги N дана ядроның ыдыраўдың салдарынан өзгериси ΔN тек ғана t ўақыт моментиндеги радиоактивли ядролар саны N ге ғана ғәрезли хәм Δt ўақыт аралығының шамасына туўры пропорционал:

$$-\Delta N = \lambda N \Delta t. \quad (7.1)$$

Бул аңлатпада λ аркалы ыдыраў тезлигин тәриплеўши турақлы шама белгиленген. Егер $t = 0$ ўақыт моментиндеги ядролар санын $N = N_0$ деп белгилесек, онда (7.1) ди интеграллап мынаған ийе боламыз:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (7.2)$$

формуласына ийе боламыз. Бул формуладан радиоактивли ядролар санының экспоненциал нызам бойынша кемейетуғынлығын көремиз.

(7.2)-нызам статистикалық орташа шамаға тийисли хәм бөлекшелердің саны көп болғанда ғана орынланады. λ шамасы радиоактив ыдыраў турақлысы деп аталады хәм ол

1/с өлшем бірлігіне ийе болып, бір ядроның бір секунд ишіндегі ыдырауы итималлығын береді.

Радиоактив элементтердің характеристикасы ретінде ярым ыдырау дәуірі T деген түсиник киргизиледи. Ярым ыдырау дәуірі деп бар атомлар (ядролар) санының ярымының ыдырап кететуғын ұақытына айтамыз. (7.2) ге $N(T) = N_0/2$ мәнисин қойып мына аңлатпаны аламыз:

$$\frac{1}{2}N = N_0 e^{-\lambda t}$$

Бул аңлатпаны логарифмлеп мынаған ийе боламыз:

$$\lambda T = \ln 2 = 0,692$$

хәм ярым ыдырау дәуірі

$$T = \frac{0,692}{\lambda} \quad (7.3)$$

шамасына тең болып шығады.

Радиоактивли ырыраудың экспоненциаллық нызамында кәлеген t ұақыт моментінде еле ыдырамаған ядроны табыудың итималлығы нолге тең болмайды. Бул ядролардың жасау ұақыты t дан үлкен болады. Бирақ t ұақыт моментине шекем ыдырағын (яғный t дан аз жасаған) ядролар да бар болады. Берилген радиоактив изотоптың орташа жасау ұақыты былайынша табылады:

$$\tau = \frac{\int_0^\infty t N(t) dt}{\int_0^\infty N(t) dt} = \frac{\int_0^\infty t e^{-\lambda t} dt}{\int_0^\infty e^{-\lambda t} dt}.$$

$\lambda t = x$ деп белгилеп

$$\frac{\frac{1}{\lambda^2} \int_0^\infty x e^{-x} dx}{\frac{1}{\lambda^2} \int_0^\infty e^{-x} dx} = \frac{1}{\lambda} \frac{1 - x e^{-x} \big|_0^\infty + \int_0^\infty e^{-x} dx}{-e^{-x} \big|_0^\infty} = \frac{1}{\lambda}$$

аңлатпасына ийе боламыз. Солай етип радиоактивли ядроның орташа жасау ұақыты τ ыдырау турақлысы λ ниң шамасының кериси болады екен. τ ұақыты ишінде ядролардың дәслепки саны е есе кемейеди.

Экспериментте алынған мағлыұматларды қайта ислеуде (7.2)-формуланы басқа формада жазған мақул:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N = -\frac{0,692}{T} N. \quad (7.4)$$

$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N$ шамасын берилген радиоактив препараттың активли геп атаймыз. Бул шама хәр секундтағы ыдыраулар санына тең. Активлик ыдыраушы ядроға тийисли емес, ал ыдыраушы заттың барлығына тийисли. Активликтің әмелде қолланылатуғын өлшем бірлігі **кюри** болып табылады. 1 кюри (C) 1 г радийдің 1 с ишінде ыдыраған ядроларының санына тең ($3,7 \cdot 10^{10}$ ыдырау/с). Әмелде майдарак бірліклер болған милликюри (10^{-3} C), хәм микрокюри (10^{-6} C) қолланылады. Физикалық экспериментте активликтің басқа да бірлігі болған Резерфорд (R) қолланылады: $1 R = 10^6$ ыдырау/с.

Радиоактив қатарлар (радиоактив семействолар). Егер бір бири менен генетикалық байланысқан еки элементтен артық элементлер бар болатуғын болса, онда радиоактивли

қатардың бар екенлігі хақында гәп етеміз. Бул жағдай үшін k -элементтің ядроларын анықлаушы аңлатпа мына түрге ийе болады:

$$N_k(t) = \sum_{i=1}^{i=k} C_i^k e^{-\lambda_k t}. \quad (7.5)$$

Бул аңлатпадағы C_i^k тұрақтылары (константалары) айырым элементтердің характеристикалары бойынша анықланады.

Массалық саны A ның мәнісі 208 ден үлкен болған ағыр элементтердегі кулон энергиясының мәнісі үлкен болғанлықтан α -ыдырауға қабілетлігі үлкен болады. Егер массалық сан 208 ден артық болса, онда ядро ізбе-із ыдырау жолы менен стабил (ортықлы) халға өтеді. Бірақ бул шынжырдағы (ізбе-изліктегі) ыдыраулардың барлығы да α -ыдырау болып табылмайды. Хәр бир α -ыдырауды массалық сан 4 ке кемейеді, ал протонлардың саны 4 ке кемейеді хәм усыған сәйкес нейтронлардың тутқан проценти үлкейеді. Усының нәтижесінде бир неше α -ыдыраудан кейін ядро β -ыдырауға умтылады хәм ядроның ишіндегі бир нейтрон $n \rightarrow p + \beta^- + \bar{\nu}$ схемасы бойынша протонға айланады. Радиоактив қатарларда α -ыдырау процессі менен β -ыдырау процессі бир бири менен гезеклеседі.

α -ыдырауда массалық сан 4 ке кемейеді, ал β -ыдырауда болса массалық сан өзгеріске ушырамайды. Сонлықтан α -ыдырауды барлық ядролардың массалық саны 4 ке кемейетуғын болғанлықтан берілген семействоның қатары үшін массалық сан A былайынша анықланады:

$$A = 4n + C. \quad (7.)$$

Бул аңлатпада C арқалы тұрақты шама белгіленген, ал n болса пүтин мәніслерді қабыл ететуғын сан.

Принципінде тек 4 радиоактив қатардың орын алыуы мүмкін. Бул қатарларда A ның мәнісі $4n$, $4n + 1$, $4n + 2$, $4n + 3$ шамаларына тең.

Радиоактив қатар әдетте жасау уақыты үлкен (жасау уақыты Жердің жасау уақыты болған $\sim 10^9$ жылдан кем емес) изотоптан басланады (бірақ айырым жағдайларда бул қағыйда орынланбайды, төмендегі кестені қараңыз). Оны мына кесте жәрдемінде көрсетуі мүмкін:

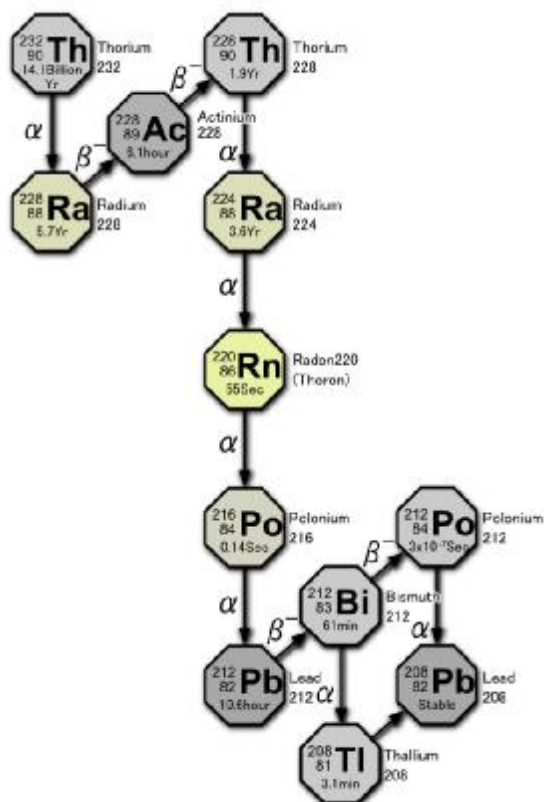
Қатардың аты	A	Басланғыш изотоп	Биринши изотоп үшін T	Ескерту
Торий қатары ($C = 0$)	$4n$	${}^{232}_{90}\text{Th}$	10^{10} жыл	11 элементке ийе, ақыры ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ менен питеді.
Уран қатары ($C = 2$)	$4n + 2$	${}^{238}_{92}\text{U}$	$5 \cdot 10^9$ жыл	15 элементке ийе, ақыры ${}^{206}_{82}\text{Pb}$ менен питеді.
Актиний қатары ($C = 3$)	$4n + 3$	${}^{235}_{92}\text{U}$	10^9 жыл	14 элементке ийе, ақыры ${}^{207}_{82}\text{Pb}$ менен питеді.
Нептуний қатары ($C = 1$)	$4n + 1$	${}^{237}_{93}\text{Np}$	10^6 жыл	14 элементке ийе, ақыры ${}^{209}_{89}\text{Bi}$ пенен питеді.

Актиний қатарын гейде актиноуран қатары деп те атайды.

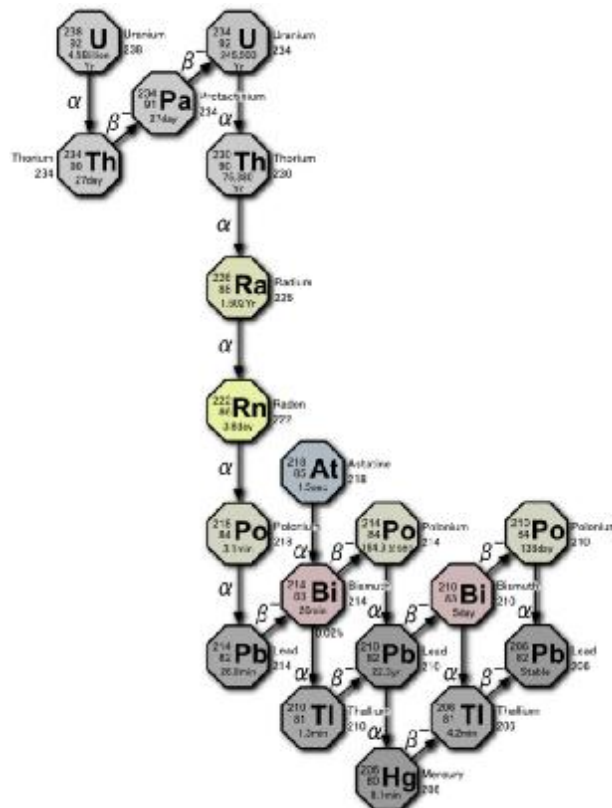
Үшінши қатардың ең басында плутоний ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ тұрған болар еді. Бул элемент үшін $T = 10^4$ жыл. Сонлықтан ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ ядролары әдеуір бұрын ыдырап кетті хәм тәбийй шараятларда табылмайды.

Соңғы қатардың болуы теориялық жоллар менен болжанды хәм лабораториялық шараятларда алынды.

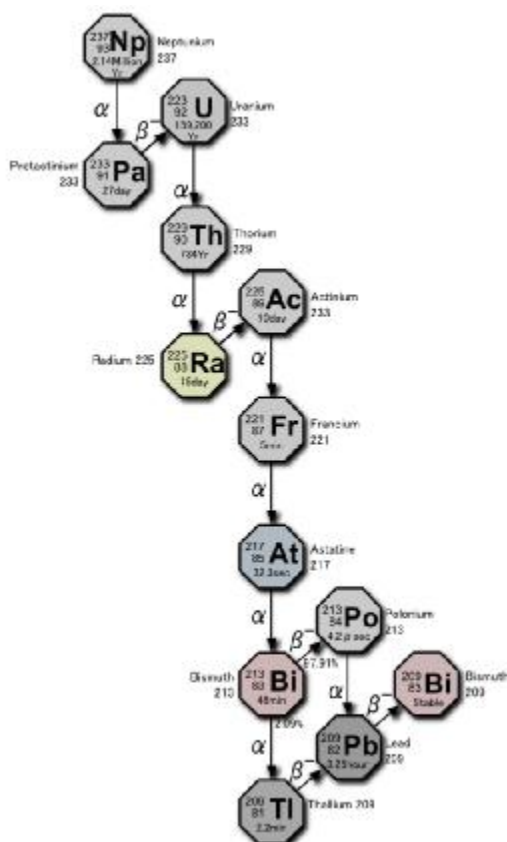
Енди радиоактивли қатарларды сүүрет түрінде көрсетемиз:



7-3 сүүрет.
Торий қатары ($C = 0$).



7-4 сүүрет.
Уран қатары ($C = 2$).



7-5 сүүрет.
Нептуний қатары ($C = 1$).

Трансуран элементлери (ураннан кейинги элементлер, трансуранлар). Трансуран элементлери деп Д.И.Менделеев дүзген элементлердің дәуірлік системасындағы ураннан кейинги жайласқан элементлерди айтамыз. Трансуран элементлердің атомлық номери 92 ден жоқары болады.

Белгили болған 11 трансуран элементлери (номерлери 93 тен 103 ке шекем) актиноидлар қатарына киреди. Ал атомлық номери 103 тен жоқары болған элементлер трансактиноидлар деп аталады.

Трансуран элементлердің белгили болған барлық изотопларының ярым ыдырауы Жердің жасынан әдеуір киши. Сонлықтан трансуранлар әдетте Жерде тәбийий халда дерлік ушыраспайды хәм сонлықтан оларды тек жасалма жоллар менен лабораторияларда ядролық реакциялардың жәрдемінде алады. Ең биринши трансуран элемент нептуний Np уранды нейтронлар менен бомбалау жолы менен 1940-жылы алынды. Биз төменде трансуран элементлериниң дизимин келтиремиз:

Инглиз тилинде	Орыс хәм қарақалпақ тиллеринде
93 neptunium Np	нептуний Np (қ. с. 93)
94 plutonium Pu	плутоний (Pu, қ. с. 94),
95 americium Am	америций (Am, қ. с. 95),
96 curium Cm	кюри (Cm, қ. с. 96),
97 berkelium Bk	берклий (Bk, қ. с. 97),
98 californium Cf	калифорний (Cf, қ. с. 98),
99 einsteinium Es	эйнштейний (Es, қ. с. 99),
100 fermium Fm	фермий (Fm, қ. с. 100),
101 mendelevium Md	менделевий (Md, қ. с. 101),
102 nobelium No	нобелий (No, қ. с. 102)
103 lawrencium Lr	лоуренсия (Lr, қ. с. 103).
104 rutherfordium Rf	резерфордий (Rf, қ. с. 104),
105 dubnium Db	дубний (Db, қ. с. 105),
106 seaborgium Sg	сиборгий (Sg, қ. с. 106),
107 bohrium Bh	борий (Bh, қ. с. 107),
108 hassium Hs	хассий (Hs, қ. с. 108),
109 meitnerium Mt	мейтнерий (Mt, қ. с. 109),
110 darmstadtium Ds	дармштадтий (Ds, қ. с. 110),
111 roentgenium Rg	рентгений (Rg, қ. с. 111).
112 ununbium Uub	унунбий (Uub, қ. с. 112),
113 ununtrium Uut	унунтрий (Uut, қ. с. 113),
114 ununquadium Uuq	унунквадий (Uuq, қ. с. 114),
115 ununpentium Uup	унунпентий (Uup, қ. с. 115),
116 ununhexium Uuh	унунгексий (Uuh, қ. с. 116),
118 ununoctium Uuo	унуноктий (Uuo, қ. с. 118).

Төмендеги кестеде Д.И.Менделеев дүзген элементлердің дәуірлік системасындағы актиноидлардың орны көрсетилген (ең төмендеги қатар):

		Group																							
Period	I	II																	III	IV	V	VI	VII	VIII	
	1 H																								2 He
	3 Li	4 Be																	5 B	6 C	7 N	8 O	9 F	10 Ne	
	11 Na	12 Mg																	13 Al	14 Si	15 P	16 S	17 Cl	18 Ar	
	19 K	20 Ca	21 Sc	22 Ti	23 V	24 Cr	25 Mn	26 Fe	27 Co	28 Ni	29 Cu	30 Zn	31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br	36 Kr							
	37 Rb	38 Sr	39 Y	40 Zr	41 Nb	42 Mo	43 Tc	44 Ru	45 Rh	46 Pd	47 Ag	48 Cd	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	53 I	54 Xe							
	55 Cs	56 Ba	*	72 Hf	73 Ta	74 W	75 Re	76 Os	77 Ir	78 Pt	79 Au	80 Hg	81 Tl	82 Pb	83 Bi	84 Po	85 At	86 Rn							
	87 Fr	88 Ra	**	104 Rf	105 Db	106 Sg	107 Bh	108 Hs	109 Mt	110 Ds	111 Rg	112 Uub	113 Uut	114 Uuq	115 Uup	116 Uuh	117 Uus	118 Uuo							
	119 Uum																								
* Lanthanides			57 La	58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 Pm	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tm	70 Yb	71 Lu								
** Actinides			89 Ac	90 Th	91 Pa	92 U	93 Np	94 Pu	95 Am	96 Cm	97 Bk	98 Cf	99 Es	100 Fm	101 Md	102 No	103 Lr								

Барлық трансурани элементтері адамдар үшін зәхерлі болған металлар болып табылады. Олардың барлығы да жеңіл түрде бөлінеді. Ал айырымдары ядролық құрал үшін пайдаланылады (мысалы $^{239}_{94}\text{Pu}$). Олардың дерлік барлығы да реакторларда алынады. Көпшілік трансурани элементтерінің изотоптары алынған (трансурани элементтердің сексендей изотоптары белгілі).

Енді мысал ретінде кинетикалық энергиясы $T = 0,5$ ГэВ болған мюонлар дәстесінің интенсивлігі қандай қашықтықта өзінің дәслепкі мәнінен екі есе кишірейеді? Мюонлар дәстесінің интенсивлігі мюонлардың ыдырауы нәтижесінде жүзеге келеді:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu.$$

t уақыт моментіне шекем ыдыраған мюонлардың саны $N(t)$ мына аңлатпаның жәрдеміне есепланады:

$$N(t) = N(0) \exp(-t/\tau)$$

Бұл аңлатпада τ арқалы мюонның орташа жасау уақыты, $N(0)$ арқалы мюонлардың уақыттың басланғыш моментіндегі саны белгіленген. Тынышлықта тұрған мюонлардың орташа жасау уақыты $2,2 \cdot 10^{-6}$ сек шамасына тең. Бұл жағдайда

$$N(t) = \frac{N(0)}{2} = N(0) \exp(-t/\tau).$$

Яғни $\exp(-t/\tau) = \frac{1}{2}$ яғни $t = \tau \ln 2$. Уақыттың әстелінуі үшін жазылған релятивистік аңлатпа мынадай түрге иіе:

$$t = \frac{t_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

Бұл аңлатпада t_0 арқалы қозғалысушы дене менен байланысқан уақыт белгіленген. Биз қарап атырған жағдайда мынаған иіе боламыз:

$$t = \frac{\tau \ln 2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

Бөлекшениң T кинетикалық энергиясы менен импульси p арасындағы байланыс

$$p^2 c^2 = T^2 + 2Tmc^2 \text{ ямаса } p = \frac{\sqrt{T^2 + 2Tmc^2}}{c}$$

аңлатпасы жәрдемінде бериледи. Бөлекшениң импульси

$$p = \frac{mv}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

Бул аңлатпада m аркалы бөлекшениң массасы, ал v аркалы оның тезлиги белгиленген. Жоқарыдағы аңлатпаларды салыстырыў аркалы төмендегилерге ийе боламыз:

$$v = \frac{p\sqrt{1 - v^2/c^2}}{m} = \frac{\sqrt{T^2 + 2Tmc^2}\sqrt{1 - v^2/c^2}}{mc}.$$

Мюонның тынышлықтағы энергиясы 106 МэВ шамасына тең. Мюонның жүрип өтиў жолы

$$l = vt$$

шамасына тең. Жоқарыда келтирилген формулалардан мынаған ийе боламыз:

$$l = \frac{\tau c \ln 2 \sqrt{T^2 + 2Tmc^2}}{mc^2} = \frac{2,2 \cdot 10^6 \text{ сек} \cdot 3 \cdot 10^{10} \frac{\text{см}}{\text{сек}} \cdot 0,693 \cdot \sqrt{(500 \text{ МэВ})^2 + 2 \cdot 500 \text{ МэВ} \cdot 106 \text{ МэВ}}}{106 \text{ МэВ}} = 2,6 \cdot 10^5 \text{ см}.$$

8-§. Альфа ыдыраўы. Бета ыдыраўы. Ядролардың гамма нурланыўы. Гамма-өтиўлер. Таңлаў қәделери

Альфа-ыдыраў. Альфа-ыдыраў кубылысында ядро өзінше α -бөлекше шығарып массалық саны 4 ке кем, ал атомлық номери 2 ге кем ядроға айланады:



Хәзирги ўақытлары еки жүзден аслам α -актив ядролар белгили. Олардың көпшилиги жасалма жоллар менен алынады.

α -ыдыраўдың жүзеге келиўи ушын дәслепки ана ядроның байланыс энергиясы пайда болған ядроның хәм шығарылатуғын α -бөлекшениң байланыс энергиясынан кем болыўы керек. Усы шәрт орынланғнада бөлинип шыққан α -бөлекшениң кинетикалық энергиясы Q мына аңлатпаның жәрдемінде есапланады:

$$Q = E_{\text{bayl}}(A - 4, Z - 2) + E_{\text{bayl}}(\alpha) - E_{\text{bayl}}(Z, A). \quad (8.2)$$

Q тийкарынан α -бөлекшениң кинетикалық энергиясы болып табылады. Себеби пайда болған ядроның массасы да, ана ядроның массасы да α -бөлекшениң массасынан үлкен деп есапланады. Соған сәйкес ана ядроны әдетте қозғалмайды деп есаплайды.

α -ыдырау тек $Q > 0$ болған жағдайда ғана жүзеге келеді. $Q < 0$ шәрті орынланса α -ыдыраудың жүзеге келіуі мүмкін емес. Мысал ретінде уранның ${}^{234}_{92}\text{U}$ хәм торийдің ${}^{239}_{90}\text{Th}$ изотопларын аламыз. Бул ядролардың байланыс энергиялары мына шамаларға тең:

$$\begin{aligned} E_{\text{байл}}(92,234) &= 1\,778\,630 \text{ кэВ}, \\ E_{\text{байл}}(90,230) &= 1\,755\,190 \text{ кэВ}. \end{aligned}$$

σ -бөлекшесинің байланыс энергиясы $E_{\text{байл}}(\alpha) = 28\,296,10 \text{ кэВ}$. (8.2)-формула бойынша ${}^{234}_{92}\text{U}$ ядросының α -бөлекше менен ${}^{239}_{90}\text{Th}$ ядросына ыдырағанда $Q = 4856 \text{ кэВ}$ энергия бөлиніп шығады. Бул энергияның мәнісі оң шама, сонлықтан бул процесстің жүріуі энергетикалық жақтан мүмкін. Ғақыйқатында да бул процесс жүреді: уран ${}^{234}_{92}\text{U}$ өзинен α -бөлекше шығаруы арқалы торий ${}^{239}_{90}\text{Th}$ изотопына айланады. Кинетикалық энергия Q пайда болған бөлекшелердің массаларына кері пропорционал бөлістириледі: α -бөлекше 4773 кэВ , ал ${}^{239}_{90}\text{Th}$ ядросы тек 86 кэВ энергияны алып кетеді.

Солай етип өз-өзинен α -ыдыраудың жүзеге келіуі ушын қойылатуғын энергетикалық шәрті былай да жаза аламыз:

$${}^A_Z M \geq {}^{A-4}_{Z-2} M + {}^4_2 m. \quad (8.3)$$

Дәслепки ядроның (ана ядроның) хәм пайда болған ядро менен α -бөлекшениң тынышлықтағы энергияларының айырмасы (бул айырма байланыс энергиясының абсолют мәнісіне тең) α -бөлекшениң хәм тебиу ядросының (орыс тилинде «ядро отдачи») кинетикалық энергиясы түрінде бөлініп шығады:

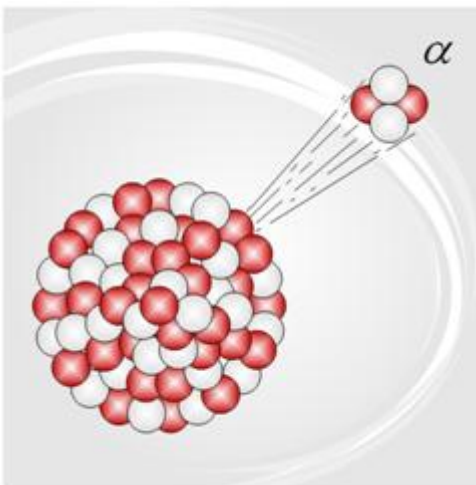
$$\Delta E = |E_\alpha| = \{ {}^A_Z M - {}^{A-4}_{Z-2} M - {}^4_2 m \} c^2 = T_\alpha + T_{t.yadr}. \quad (8.4)$$

T_α ның мәнісінің $T_{t.yadr}$ шамасының мәнісінен әдеуір үлкен екенлиги ғаққында биз жоқарыда айттық.

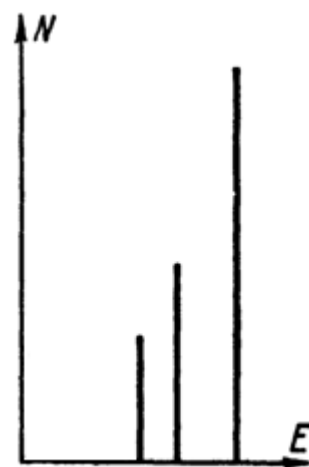
Мысалы ${}^{212}_{83}\text{Bi}$ ядросы ыдырағанда байланыс энергиясының мәнісі $6,2 \text{ МэВ}$, $T_\alpha = 6,08 \text{ МэВ}$, $T_{t.yadr} = 1,117 \text{ МэВ}$.

Тәжірибелерде анықланған α -ыдыраудың өзгешеликлері менен танысамыз:

Көпшилик жағдайларда берілген изотоптың ядроларынан ушын шығған α -бөлекшелеринің энергиялары бирдей мәніске ийе болады (бундай жағдайда моноэнергетикалық деген атама қолланылады). Мысалы ${}^{214}_{84}\text{Po}$ ыдырап кинетикалық энергиясы $T_\alpha = 7,68 \text{ МэВ}$ болған α -бөлекшелерин шығарады.

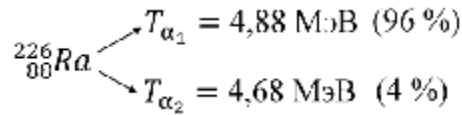


8-1 сүүрет. Ядроның α -ыдырауын схема түрінде көрсетиу.



8-2 сүүрет. α -спектрдің қурылысы (жуқа қурылысы).

Бирақ айырым ядролар моноэнергетикалық α -бөлекшердің бір неше типін шығарады. Бундай кубылыс α -спектрдің жуқа қурылысы деп аталады (тонкая структура α -спектра). Мысалы $^{226}_{88}\text{Ra}$ ядролары екі түрлі энергияға ие α -бөлекшелерін шығарады:



Экспериментлер киши энергиялы α -бөлекшелерінің киши интенсивликте шығарылатуғынлығын көрсетти. Егер усындай ядролар ушын α -нурланыуының спектрін дүзсек хэм усындай максетте ордината көшерине берілген энергияға ие α -бөлекшерінің санын қойсақ биз дискрет сызықлардың қатарын аламыз. Бул жағдай 8-2 сүүретте келтирилген. Кеңлиги шама менен 0,1 эв болған сызықлар α -бөлекшелерінің монохроматиклигинің дәрежесін көрсетеди. Усы ўақытларға шекем белгили болған баврлық 2000 дай α -актив изотоплардың нурландыратуғын α -бөлекшерінің энергиясы $4 \text{ МэВ} \leq T_{\alpha} \leq 9 \text{ МэВ}$ шамасына тең, ал орташа энергиясы болса шама менен 6 МэВ.

Моноэнергиялығы хэм дисктертили α -спектрлерінің тийкарғы қасиетлерінің бири болып табылады. Бул жағдай ядролардың энергия қаддилерін уйрениўде кеңнен қолланылады.

Радиоактивли ядролардың ярым ыдыраў дәўирінің жүдә үлкен шеклерди өзгериси ($3 \cdot 10^{-7} \text{ с} < T < 5 \cdot 10^{15} \text{ жыл}$) α -ыдыраўдың және бир айрықша өзгешеликлерінің бири болып табылады. Бирақ усы жағдайға карамастан белинип шығарылатуғын α -бөлекшелердің энергиясы 2,5 еседен үлкен емес. Мысалы торий Th бөлип шығаратуғын α -бөлекшелердің энергиясы 4 МэВ шамасына тең, $1,4 \cdot 10^{10}$ жылға тең. Ал ең тез α -бөлекшелер ThC' ядросынан ушып шығады хэм олардың энергиясы 10,5 МэВ шамасына тең, ал ThC' ядроларының ярым ыдыраў дәўири $3 \cdot 10^{-7} \text{ с}$, яғный торий ядроларында орын алған жағдайға салыстырғанда 10^{24} есе киши.

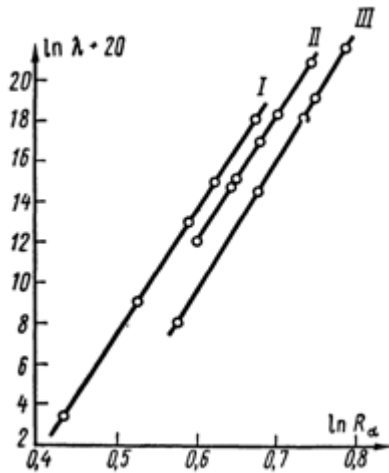
Гейгер хэм Нэттол экспериментлер өткеріў барысында барлық үш радиоактивли семействолар ушын ядроның ыдыраў турақлысы λ хэм α -бөлекшениң жуўырып өтиў жолы (пробег) R_{α} узынлығы арасында байланыстың бар екенлигин анықлады хэм ол мына аңлатпа менен бериледи:

$$\lg \lambda = A \lg R_{\alpha} + B. \quad (8.5)$$

Бул аңлатпада A хэм B арқалы турақлы шамалар белгиленген. Жуўырып өтиў жолы T_{α} кинетикалық энергиядан ғәрезли болғанлықтан Гейгер-Нэттол нызамын былайынша жаза аламыз:

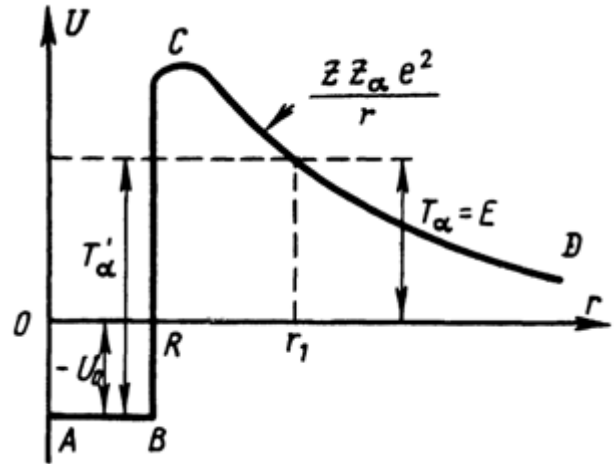
$$\lg \lambda = A' \lg T_{\alpha} + B'. \quad (8.6)$$

8-3 сүүретте үш семейство ушын Гейгер-Нэттол нызамы графикалық түрде корсетилген. Бул сүүретлерден ыдыраў итималлығының ушып шығыўшы α -бөлекшелерінің кинетикалық энергиясының өсиўи менен өсетуғынлығын көремиз.



8-3 сүрөт.

Үш радиоактив семействолар ушын
Гейгер-Нэттол нызамы.



8-4 сүрөт.

α-бөлөкшениң ядро менен тәсир етисиўиниң
потенциал энергиясының қашықлықтан
ғәрезлиги.

Жоқарыда келтирилген α-ыдыраўдың барлық өзгешеликтери жоқарыда баян етилген ядро ҳаққындағы элементар көз-қараслардың тийкарында түсиндириледі.

α-бөлөкше атом ядросының ишинде бар хәм нуклонлар тәрәпинен дөретилген ядроның потенциал майданында жасайды деп есаплаймыз. α-ыдыраўдың нәтийжесинде пайда болған α-бөлөкшениң ядро менен тәсирлесиўиниң потенциал энергиясының ядро менен сол α-бөлөкшеси арасындағы қашықлықтан ғәрезлиги 8-4 сүўретте берилген.

CD участкасы α-бөлөкшениң ядро менен кулонлық тәсирлесиўи менен анықланады. CB участкасындағы тик төменге түсиў тартысыўдың жақыннан тәсир етисиўши ядролық күшлери менен байланыслы. Ядроның ишинде α-бөлөкшесиниң потенциал энергиясы турақлы деп есапланады (AB участкасы). Ядроның шегарасындағы кулон энергиясының шамасын анықлаймыз (энергияның бул шамасы потенциал барьердиң бийиклигине тең). Мейли ^{238}U ыдырайтуғын болсын ($Z = 92$). Бундай жағдайда α-бөлөкше (заряды 2e ге тең) ядроның шегарасында ядро (заряды 92 – 2 ге тең) менен тәсирлеседи:

$$U_{barer} = \frac{Z_{\alpha}(92-2)e^2}{R} \approx \frac{2 \cdot 90 \cdot 25 \cdot 10^{-20}}{0,9 \cdot 10^{-12} \cdot 1,6 \cdot 10^{-6}} \approx 30 \text{ МэВ.}$$

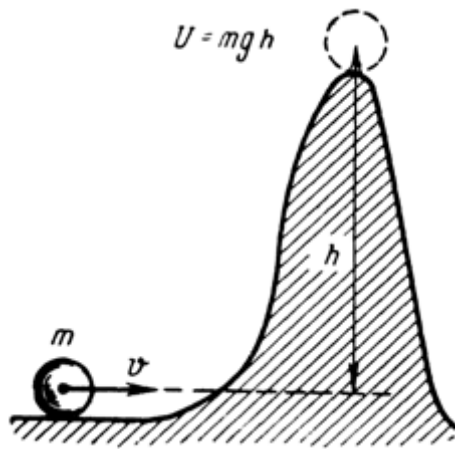
Бул есаплаўды жүргизгенимизде $R = r_0 A^{1/3} \approx 0,9 \cdot 10^{-12}$ см екенлиги есапка алынған.

Ядролардан ушып шығыўшы α-бөлөкшелер шама менен 5 МэВ кинетикалық энергияға ийе болады (яғный кулон барьери бийиклигинен әдеўир киши). Бул фактти классикалық физика көз-қараслары менен түсиниў мүмкин емес.

Егер ушып шыққан α-бөлөкшесиниң энергиясы 5 МэВ, ал потенциал барьердиң бийиклиги 30 МэВ болса, онда α-бөлөкшесиниң энергиясының барьер арқалы өтип атырғандағы кинетикалық энергиясы терис мәниске ийе болыўы керек. Себеби

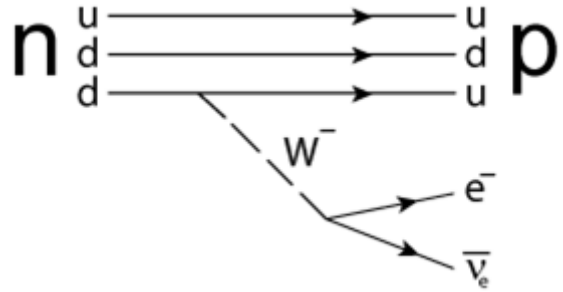
$$E_{\alpha} = T_{kin} + U_{pot}.$$

Классикалық механикаға сәйкес егер массасы m болған шарик v тезлиги менен қозғалатуғын болса хәм оның кинетикалық энергиясы барьердиң төбесиндеги потенциал энергия U дан киши болса (яғный онда $\frac{mv^2}{2} < U$), онда шарик барьерге келип соқлығысып кейинге қарай қозғалысын даўам етиўи керек.



8-5 сүрет.

Классикалық механикадағы потенциал барьер.



8-6 сүрет.

$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ процессі фундаменталлық көз-карастан ядродағы d-кварктің u-кваркке W-бозонның шығарылуы менен айланыуы түрінде көрсетиледи.

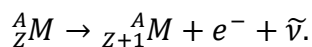
Толқынлық қасиетке ийе болған бөлекшелер үшін мәселе басқаша шешиледи. Квант механикасы бойынша потенциал барьердің қалеген шекли бийиклигінде оған келип түсіуші толық энергиясы оң мәніске ийе болған зарядланған бөлекшениң «барьер арқалы өтуінің» киши, бірақ шекли итмаллығы бар болады. «Туннеллик өтуі» деп аталатуғын усындай квант эффекти α -ыдыраудың тийкарында жатады.

Бета-ыдырау (β -ыдырау). Бета-ыдырауда орнықты емес ядро электронды (ямаса позитронды) шығару ямаса атомның ишки электронлық қабығынан электронды жуту жолы менен заряды дәслепки ядроның зарядынан $Z = \pm 1$ ге айрылатуғын ядроның пайда болуы орын алады. усы процесстің барысында ядро өзінен нейтрино ямаса антинейтрино шығарады.

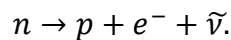
β -актив ядролардың ярым ыдырау дәуири 10^{-2} секундтан 10^{18} жылға шекем жетеди. α -ыдыраудың тек ауыр ядроларда бақланатуғынлығын еске түсиремиз. Ал β -ыдырау болса массалық саны A киши болған ядроларда да, үлкен болған ядроларда да бақланады.

β -ыдыраудың үш түрі белгили.

Бириншиси β^- -ыдырау деп аталады хәм бул ыдырауда ядродан электрон менен антинейтрино ушып шығады хәм сол массалық санға ийе, бірақ атомлық номери $\Delta Z = +1$ ге өзгерген ядро пайда болады:

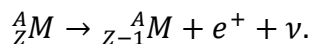


β^- -ыдыраудың ең әпиұайысы еркин нейтронның мынадай схема бойынша ыдырауы болып табылады:



Мысал ретінде ${}^{137}_{55} \text{Cs} \rightarrow {}^{137}_{56} \text{Ba} + e^- + \bar{\nu}$ ыдырауын көрсетиу мүмкин.

β -ыдыраудың екінши түрін β^+ -ыдырау деп атайды. Бундай процессте ядродан позитрон менен нейтрино ушып шығады хәм жаңа ядроның атомлық номери 1 ге кемейеди:



β^+ -ыдыраудың ең әпиұайысы еркин нейтронның мынадай схема бойынша ыдырауы болып табылады:

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu.$$

Әдетте протон өз-өзіннен нейтронға, позитронға хәм нейтриноға ыдырамайды. Себеби протонның массасы нейтронның массасынан киши. Ядроның ишинде болса $p \rightarrow n + e^+ + \nu$ процесси ядроның энергиясының есабынан жүре алады.

Мысал ретинде ${}^{22}_{11}\text{Na} \rightarrow {}^{22}_{10}\text{Ne} + e^+ + \nu$ реакциясын көрсетиў мүмкин.

β -ыдыраўдың үшінши түрине ядроның электронды тутыў процесси киреди. Бундай процессте ядро атомның электронлық қабығынан бир электронды жутады хәм нейтрино шығарады:

$$e^- + {}^A_Z M \rightarrow {}^A_{Z-1} M + \nu.$$

Әдетте көпшилик жағдайларда атомның К электронлық қабығынан электронларды жутыў орын алады. бирақ басқа электронлық қабықлардың да электронларының жутылыўы мүмкин. Усының салдарынан ядроның ишиндеги бир протон нейтронға айланады:

$$p + e^- \rightarrow n + \nu.$$

К-тутыў әдетте атомның характеристикалық рентген нурларын шығарыў менен бирге жүреді. Себеби ядро тәрәпинен жутылған электронның орнын басқа электронлық қабықтағы электрон толтырады хәм бул процесс характеристикалық рентген нурының шығарылыўы менен жүреді.

Мысал ретинде ${}^{22}_{11}\text{Na} + e^- \rightarrow {}^{22}_{10}\text{Ne} + \nu$ реакциясын көрсетеміз.

Биз жоқарыда келтирген нейтринолардың барлығы да **электронлық нейтринолар** болып табылады.

β -ыдыраў процессинде энергия бөлинип шығады. Бул энергияның шамасы ана ядроның, пайда болған ядроның хәм электронның энергияларының айырмасына тең:

$$\Delta E_\beta = ({}^A_Z M - {}^A_{Z\pm 1} M - m_e) c^2.$$

Электронлар ядроның курамына кирмейді. Сонлықтан β -ыдыраўда пайда болатуғын электронлар ыдыраў процессиниң барысында пайда болады.

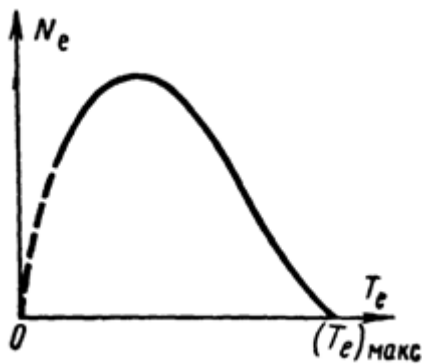
α -ыдыраў процессинде ядролық күшлердиң тәсиринде жүретуғын болса, β -ыдыраў ээзи ядролық күшлердиң тәсиринде жүреді.

Нейтронның протонға, электронға хәм антинейтриноға ыдыраў процесси болған $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ процесси фундаменталлық көз-карастан ядродағы d-кварктиң u-кваркке W-бозонның шығарылыўы менен айланыўы түринде көрсетиледи (8-6 сүўретте сәйкес Фейнман диаграммасы көрсетилген). Солай етип β -ыдыраў нуклонның ишинде жүретуғын процесс болып табылады (яғный ядро ишинде жүретуғын процесс емес). Биз төменде γ -нурланыў хаккында гәп еткенимизде бундай нурланыўдың нуклон ишинде жүретуғын процесс емес, ал ядро ишинде жүретуғын процесс екенлигин көремиз.

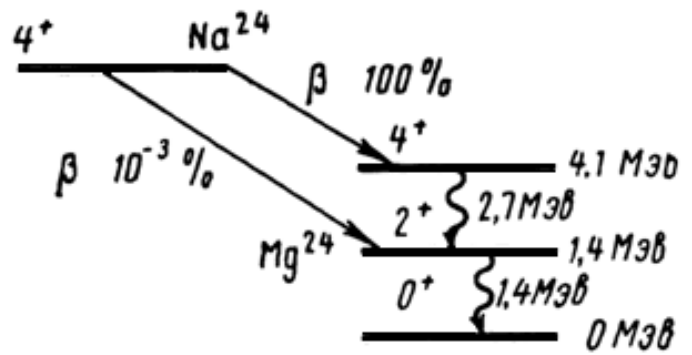
Электронлардың β -ыдыраўдағы энергиясының спектри хәм нейтриноның тутқан орны. β -ыдыраўда пайда болған электронлардың энергияларының тарқалыўын изертлеўлер бундай ыдыраўда энергиясы 0 ден баслап ядролардың массаларының айырмасына шама менен тең болған базы бир T_{max} шамасына шекем үзликсиз өзгеретуғын электронлардың туўылатуғынлығын көрсетти:

$$T_{max} = \Delta E_\beta.$$

Бул шама β -спектрдиң жоқарғы шегарасы деп аталады.



8-7 сүрет.
β-ыдырауда туғылған
электронлардың энергияларының
спектри.



8-8 сүрет.
 ^{24}Na изотопының ыдырау схемасы.

β-спектрдің әдеттегі формасы 8-7 сүретте берілген. Энергияның басы бір мәнісінде интенсивліктің максимумы бақланады. Энергияның бұнан кейінгі өсіуінде электронлардың саны монотонды түрде кемейді. Шығарылушы электронлардың орташа кинетикалық энергиясы шамамен максималды энергияның $1/3$ бөлігіне тең және оның мәнісі табиғий радиоактив элементтер үшін $0,25 - 0,45$ МэВ арасында.

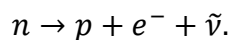
Электронлардың энергиясының үздіксіз спектрін түсіндіріу дәлеліне уақыттары оғада үлкен қиыншылықтармен байланысты болды. α-ыдырау сияқты β-ыдырауда да моноэнергиялық (энергияның бір мәнісіне тең) электронлардың шығып шығуы керек деп күтілді. Ал бұл энергияның мәнісі дәлеліне және кейінгі ядролардың массаларының айырмасына тең болуы керек екендігі энергияның сақлануы заңы бойынша бәршеге түсінікті.

β-ыдырауда ядродан электронмен бірге басқа да бөлекше шығып шығады деп болжау қабыл етілмесе β-ыдырауды энергияның сақлануы заңының орынланбауы керек. β-ыдырауда барлық уақытта да қозған ядро пайда болады, сондықтан электронлардың энергиясы үздіксіз өзгереді деген идея да дұрыс болмай шықты. Себебі бұндай жағдайда β-ыдырауда барлық уақытта қатнасуын γ-спектр де үздіксіз болуы тиіс. Ал эксперименттер β-ыдырауда пайда болуын γ-нурларының спектрін дискрет екендігін көрсетті. Бұл жағдай ядроның β-ыдырау нәтижесінде бір тийкары халдан екінші тийкары халға өтуіндігін көрсетті.

β-ыдырауды егер электронмен бірге басқа да бөлекше шығып шығады деген болжау қабыл етілмесе қозғалыс мұғдары моментінің сақлануы заңымен сәйкес келтіріу мүмкіншілігі табылмады. Мысалы, егер нейтрон тек протонмен электронға ыдыраса (яғни $n \rightarrow p + e^-$ теңдігі орынланса), онда нейтронның спині $1/2$ ге тең, ал протонмен электронның спиндерінің қосындысы бүтін санға тең. Бұндай жағдайда қозғалыс мұғдарының моментінің сақлануы заңы орынланбай қалады.

Усы жағдайларға байланысты 1931-жылы Паули β-ыдырауды және бір бөлекшенің шығып шығуындыгын, оның массасының нөлге жақын, электр заряды жоқ, спині $1/2$ ге тең екендігін және заттармен оғада халсіз тәсір ететуіндігін болжады. Ферми оны нейтрино деп атады (италия тілінде «кішкене нейтрон» деген мәнісі береді). Бұл бөлекшені ν арқылы белгілейміз, оның антибөлекшесі $\bar{\nu}$ арқылы белгіленеді). бұл гипотезаға сәйкес және бір β-ыдырау акіндегі бөлініп шығуынды энергия (ΔE) электронмен нейтрино арасында хәр қылы болып бөлістіріледі.

Солай етіп нейтронның ыдырауы былайынша жазылады:



Бундай процессте энергияның сақланыуы нызамы да, қозғалыс мұғдары моментиниң сақланыуы нызамы да орынланады.

Электр зарядының болмағанлығы хәм затлар менен оғада хәлсиз тәсир етисетуғынлығы себепли нейтриноны экспериментаторлар көп уақытларға шекем бақлай алмады хәм оның бар екенлигин дәлиллейтуғын дәслепки мағлыұматлар нейтринодан алынған тиккелей мағлыұматлар емес еди. Тек 1955 - 1956 жыллары ғана нейтриноның еркин халда жасайтуғынлығын бөлекше екенлигин дәлиллейудің сәти түсти.

Енди β -ыдыраудағы энергиялық қатнастар менен танысамыз. Қысқалық ушын тек электронлық ыдырауды қарап шығамыз. Нейтриноның массасын нолге тең деп есаплаймыз.

Электронлық β -ыдырау

$${}^A_ZM > {}^A_{Z+1}M + m_e \quad (8.7)$$

теңсизлиги орынланған жағдайларда ғана жүзеге келеди. Бул аңлатпада A_ZM арқалы дәслепки ядроның (ана ядроның), ${}^A_{Z+1}M$ арқалы β -ыдыраудың нәтижесінде пайда болған ядроның, m_e арқалы тууылған электронның массасы белгиленген.

Бул шәрті атомлардың толық массаларын есапқа алған халда (яғный электрон қабықларында жайласқан электронлардың массалары менен бирге) жазған қолайлы. Себеби тәжірийбелерде ядролардың массалары емес, ал атомлардың массалары анықланады хәм кітаптардағы кестелерде атомлардың массалары берілген.

Ядроның массасы A_ZM атомлардың массасы $(M_{at})_Z$ пенен былайынша байланысқан:

$${}^A_ZM = (M_{at})_Z - Zm_e. \quad (8.8)$$

$${}^A_{Z+1}M = (M_{at})_{Z+1} - (Z + 1)m_e.$$

(8.8)-аңлатпаны (8.7)-аңлатпаға қойсақ β -ыдыраудың жүзеге келиуі шәртин мына түрде аламыз:

$$(M_{at})_Z > (M_{at})_{Z+1}. \quad (8.9)$$

Демек дәслепки изобардың массасы кейинги изобардың массасынан үлкен болған жағдайда ғана β -ыдыраудың орын алыуы мүмкин екен (яғный Д.И.Менделеев кестесінде изобардың массасы оң тәрәпиндеги изобардың массасынан үлкен болуы керек). Дәслепки хәм ақырғы атомлардың массаларының айырмасы электрон менен нейтриноның кинетикалық энергияларының қосындысына тең болады, яғный

$$\Delta E = (M_{at})_Z c^2 + (M_{at})_{Z+1} c^2. \quad (8.10)$$

Усы алынған жууақлар тийкарында β -ыдырау ушын энергияның сақланыуы нызамы менен қозғалыс мұғдарының моментиниң сақланыуы нызамлары былайынша жазылады:

$$\Delta E = T_e + T_\nu + T_{a.y}. \quad (8.11)$$

$$\vec{p}_e + \vec{p}_\nu + \vec{p}_{a.y} = 0.$$

Бул аңлатпаларда T_e арқалы электронның кинетикалық энергиясы, T_ν арқалы нейтриноның энергиясы, ал $T_{a.y}$ арқалы ана ядроның электрон менен нейтриноны шығаруының нәтижесінде алған тепки энергиясы (бул да кинетикалық энергия) белгиленген. \vec{p}_e электронның, \vec{p}_ν нейтриноның, ал $\vec{p}_{a.y}$ ана ядроның импульси (қозғалыс мұғдары).

Ядролардың γ -нурланыуы. Ядролардың γ -нурланыуы қозған халдан тийкаргы халға өткенде орын алады. γ -нурларының толқын ұзындығы рентген толқынларының ұзындығынан мыңлаған есе киши болған электромагнит толқынлары болып табылады. Гамма квантларының энергиясы (гамма квантлары, γ -нурлары бир мәнисте қолланылады)

$$E_\gamma = h\nu = 2\pi\hbar\nu = \hbar\omega,$$

ал импульси

$$\vec{p}_\gamma = \hbar\vec{k}.$$

Бул аңлатпада \vec{k} арқалы γ -квантларының толқын векторы белгиленген.

$$|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad \lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{hc}{E_\gamma}.$$

Буннан

$$|\vec{p}_\gamma| = \frac{h\nu}{c}$$

екенлигине ийе боламыз.

Егер кванттың энергиясы $E_\gamma = 1$ МэВ болса, онда $\lambda \approx 10^{-10}$ см. Салыстырыу үшін жақтылық нурының квантының энергиясының шама менен 1 эВ екенлигин еслетип өтеміз.

Қоздырылған ядролар хәр қыйлы жоллар менен алынады: оларды зарядланған ямаса зарядланбаған бөлекшелер менен бомбалау, ядроның фотонды жутыуы, α - ямаса β - өтиулерде жаңа ядро барлық уақытта да қозған халда пайда болады.

γ -нурлоарының спектри барлық уақытта да дискрет. Бул жағдай ядролық энергия қәдилериниң дискретлиги хәкқында мағлыұмат береді. Әдетте ядроның қозыу энергиясы нуклонды шығарыу үшін жеткиликсиз, сонлықтан қозған хал γ -квантлардың шығарылыуы менен тийкаргы халға өтеді.

α -ыдыраудан кейин әдетте энергиясы 0,5 МэВ тен үлкен болмаған γ -квантлары нурландырылады. Ал β -нурланыудан кейин шығарылған γ -квантларының энергиясы 2 - 2,5 МэВ ке шекем жетеді.

γ -нурларының пайда болыуына мысал ретінде ^{24}Na изотопының ^{24}Mg изотопына ыдырау схемасын көріп шығамыз (8-8 сүүрет). ^{24}Na изотопының тийкаргы қәддиси спинниң 4 ке тең мәниси хәм 4+ оң жуплық пенен характерленеді. ^{24}Mg изотопының тийкаргы қәддиси 0+ характеристикасына ийе. Бул қәддиге ыдырау моменттиң үлкен өзгерисин талап етеді хәм әмелде ыдырау процесси жүрмейді. Биринши қозған қәдди 2+ пенен характерленеді, бирақ бул қәддиге β -ыдырау қадаған етилген. Бирақ бул қадаған өтиу күшли емес хәм сонлықтан өтиу жүдә киши итималлық пенен жүреді. ^{24}Mg изотопының екинши қозған қәддиси 4+ қәди болып табылады. Усыған байланысly барлық ыдырау усы қәддиге өтиу менен жүреді. Буннан кейин ^{24}Mg энергиялары 2,7 МэВ хәм 1,4 МэВ болған еки γ -квант шығарыу менен тийкаргы халға өтеді.

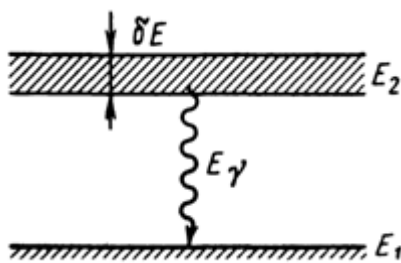
Жоқарыда айтылғанларға байланысly ^{24}Na изотопы салынған шийше ампула γ -нурларының дереги болып табылады. Себеби ыдырауда нурланған электронлар шийше арқалы өтпейді, ал γ -квантлары болса шийше арқалы өтеді.

9-§. Гамма квантларының резонанслық шашырауы. Мёссбауэр эффекти. Ядролардың ыдырауын жасалма жолдар менен тезлестіріу

Оптика курсында резонанслық жутылыу ямаса резонанслық флюоресценция деп аталатуғын қубылыс үйрениледі. Бул қубылыста атомлар энергиясы усы атомның қозған хәм тийкарғы халларына сәйкес келиуіши энергиялардың айырмасына тең фотонларды үлкен итималлық пенен жутады. Фотонды жутқан атом қозған халға өтеді хәм усы халда жасау ұақыты өткеннен кейин ($\tau = 10^{-7} - 10^{-8}$ с) ол қайтадан тийкарғы халға өтеді, тап сондай жийиликтегі фотонды шығарады (нурландырады) хәм атом физикасындағы Бор шәрти орынланады:

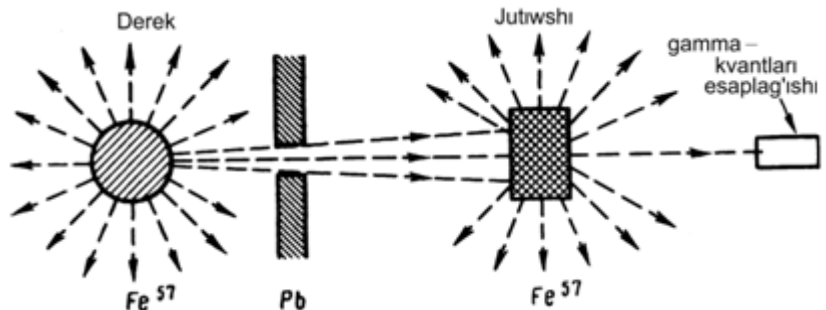
$$h\nu = E_2 - E_1.$$

Тап усындай резонанслық жутылыу ядроларда да орын алыуы керек. Ядролар да энергияның дискрет қаддилерине ийе хәм олардың биринен екіншисине өткенде γ -квантлары нурландырады. Бул жерде биз γ -нурланыуының ядро ишинде жүретуғын процесс екенлигин анық көреміз (β -нурланыуының нуклон ишинде жүретуғын процесс екенлигин биз жокарыда көрген едик).



9-1 сүүрет.

Энергиялар қадди хәм оның кеңлиги.



9-2 сүүрет.

Резонанслық жутылыуды бақлау ушын өткерилген тәжірийбенің схемасы.

Егер қандай да бир ядролар тәрепинен нурландырылған энергиясы $h\nu = E_2 - E_1$ шамасына тең γ -квантлары тап сондай ядролар тәрепинен жутылатуғын болса, онда усы γ -квантларының резонанслық жутылыуы үлкен итималлық пенен орын алады. γ -квантлары жутылғаннан көп ұақыт өтпей ядро жутылған квантларды қайтадан нурландырады.

Бирақ γ -квантларының резонанслық жутылыуын бақлау бойынша өткерилген тәжірийбелер көп ұақытларға шекем нәтийже бермеді. Себеби γ -кванты нурландырғанда өзинің энергиясының бир бөлимин усы γ -квантты нурландырған ядроға да береді. Сонлықтан нурланған γ -кванттың энергиясы жутылыушы ядроны қоздыруу ушын зәрүрлі болған $h\nu = E_2 - E_1$ айырмасынан әдетте киши болады хәм нәтийжеде резонанслық жутылыу жүзеге келмейді.

Резонанстың бақланыуы ушын зәрүрлі болған нурланған хәм жутылған нурлардың спектраллық сызықларының бир бирине сәйкес келиуінің дәллігинің дәрежесин есаплауға болады. Нурланған квантлардың энергиясы дәл бирдей емес: спектраллық сызық киши, бирақ шекли δE кеңликке ийе болады (бул жағдай 9-1 сүүретте келтирилген). Бул кеңликтің мәніси ядроның усы халда болуу ұақыты Δt менен байланысқан:

$$\delta E \cdot \Delta t \approx h.$$

Ядроның қозған халда жасау ұақыты Δt қаншама үлкен болса оның энергиясы дәл мәніске ийе болады хәм кванттың монохромлық дәрежесі жоқары болады. Мысал ретінде $^{57}_{26}\text{Fe}$ ядросын аламыз. Ол қозған халда шама менен 10^{-7} с жасайды хәм энергиясы $E_\gamma = 14$ кэв болған γ -квантты нурландырады. Бул ядроның қаддисиниң кеңлиги

$$\delta E = \frac{h}{\Delta t} = \frac{10^{-27}}{10^{-7} \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}} \approx 6 \cdot 10^{-9} \text{ эв.}$$

Резонанслық жутылыудың бақланыуы ушын γ -нурлардың энергиясы қозған халдан тийкарғы халға өтиуде δE шамасынан шекемги дәлликте сәйкес келиуі керек.

9-2 сүүретте жутыушы сыпатында тийкарғы халда турған $^{57}_{26}\text{Fe}$ қолланылатуғын тәжирийбениң схемасы көрсетилген⁵. Резонанслық жутылыу орын алған жағдайда жутыушы барлық тәреплерге бирдей тарақалатуғын (яғный изотроп) γ -нурларын шашыратуы хәм соның салдарынан әсбаптың көшери бойынша γ -квантларын есаплаушыға жетип келетуғын квантлардың санының азайуы керек. Дәслепки өткерилген тәжирийбеде бундай эффектти бақлаудың сәти түспеди.

Ядро γ -квантын нурландырғанда сезилерликтей шамадағы берилиу импульсин алады хәм оның шамасы менен сәйкес энергияның шамасы мынаған тең:

$$|\vec{p}_{yadro}| = \frac{h\nu_0}{c}, \quad T_{yadro} = \frac{p_{yadro}^2}{2M_{yadro}} = \frac{(h\nu_0)^2}{2M_{yadro}c^2}.$$

Бул импульс те, энергия да ядро тәрепинен γ -квантынан алып қалынады. Биз қарап атырған жағдайда

$$T_{yadro} = \frac{(14 \cdot 10^3)^2}{2 \cdot 57 \cdot 931 \cdot 10^6} \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ эв.}$$

Тап усындай шамадағы кинетикалық энергияны жутыушы ядро да γ -кванттан алады.

Солай етип нурландырылған γ -кванттың кинетикалық энергиясының бир бөлими еки ядроның кинетикалық энергиясына айланады хәм жутыушы ядроны қоздыруу ушын

$$E_\gamma = h\nu_0 - 2T_{yadro} = h\nu_0 - 2 \cdot 10^{-3}$$

мұғдарындағы энергия қалады.

Биз бул жерде еки ядроға берилген кинетикалық энергияның δE энергиясының шамасынан шама менен миллион есе үлкен екенлигин көремиз. Сонлықтан биз қарап атырған жағдайда Бор шәрти орынланбайды. Бул жағдай γ -квантларының резонанслық жутылыуының дәслепки ұақытлары бақланбауының тийкарғы себеби болып табылады.

Атом нурланғанда да процесс тап усындай жоллар менен жүреди, бирақ жақтылық фотонының энергиясы жүдә киши (шама менен 1-2 эв) хәм сонлықтан нурланыу актинде атомның өзине берилетуғын энергияның мұғдары да жүдә киши. Атом ушын ΔE шамасының мәніси ядродағы жағдайдағыдай ($\sim 10^{-9}$ эв), ал атомға берилетуғын кинетикалық энергияның мәніси

$$T_{AT} = \frac{2 \cdot (2,0)^2}{2 \cdot 57 \cdot 931 \cdot 10^{16}} \approx 8 \cdot 10^{-11} \text{ эв}$$

шамасына тең болады. Бул шама қаддиниң кеңлигинен киши хәм сонлықтан резонанс бақланады (нәтийжеде Фраунгофер сызықлары пайда болады).

Ядролардағы резонансты жүзеге келтириу ушын квант тәрепинен жоғалтылған энергия болған $h\Delta\nu = 2T_{yadro}$ шамасының мәнісин қандай да бир жоллар менен компенсациялау керек. Буның ушын Допплер эффектін пайдаланады: егер дерек

⁵ $^{57}_{26}\text{Fe}$ ядролары қозған халда $^{57}_{25}\text{Fe}$ изотопының β -ыдырауының нәтийжесинде алынады.

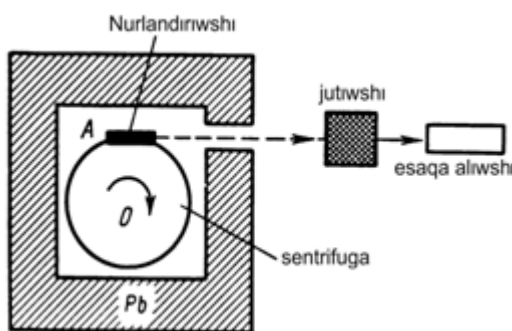
жutyўшыға карай ν тезлиги менен қозғалатуғын болса, онда жutyўшы тәрепинен жutyлатуғын жийилик $\Delta\nu = \nu_0 \frac{v}{c}$ шамасына артады. Усыған сәйкес кванттың энергиясы да $h \Delta\nu$ шамасына артады. Ядроларға берилген энергияны компенсациялаў (орнын өтеў) ушын зәрүрли болған тезлик ν ның шамасын анықлаўға болады:

$$h \Delta\nu = h \nu_0 \frac{v}{c} = 2 \frac{(h\nu_0)^2}{2M_{\text{тепки ядроси}} c^2}.$$

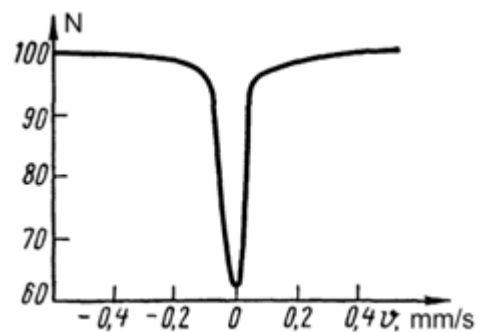
Буннан $^{57}_{26}\text{Fe}$ ядросы ушын

$$v = \frac{h \nu_0}{Mc} = \frac{14 \cdot 10^3 \cdot 3 \cdot 10^{10}}{5 \cdot 10^{10}} \approx 100 \text{ м/с}.$$

Бул идея 9-3 сүүретте көрсетилген схема жәрдеминде өткерилген тәжирийбелерде әмелге асырылды. γ -нурлары дереги ультрацентрифуганың роторына бекитилди. Ротордың жеткиликти дәрежедеги үлкен айланысларында резонанс ҳақыйкатында да бақланды ҳәм аппаратура тәрепинен есапқа алынды. Буннан бурын өткерилген тәжирийбелердин дурыс нәтийжелер бермеўиниң себеплери анықланды.



9-3 сүүрет. Мёссбауэр тәжирийбесиниң схемасы.



9-4 сүүрет. Регистрациялаўшы әсап тәрепинен есапқа алынған γ -квантларының санының дерек пенен жutyўшының салыстырмалы тезлигинен фәрезлиги.

1957- ямаса 1958-жылы Гейдельберг қаласындағы (Германия Федеративлик Республикасы) М.Планк атындағы Институтта ислеўши немис физиги Рудольф Мёссбауэр (Mössbauer, Rudolf Ludwig) нурланыўшы ҳәм жutyўшы ядролар сәйкес кристаллық пәнжерениң курамына киретуғын болса тебиў импульсиниң шамасының кескин кемейетуғынлығын көрсетти⁶. Бул жағдайда тебиў энергиясы ядроға емес, ал кристалдың өзине берилетуғынлығы анықланды. Кристалдың массасы ядроның массасына салыстырғанда оғада үлкен болғанлықтан тебиў ушын берилетуғын энергияның муғдары киши болады. Соның ушын бундай жағдайларда резонансты дерлик қозғалмайтуғын системада да алыў мүмкиншилиги туўылады.

Солай етип Мёссбауэр эффектиниң мәниси тебиў импульси берилмей γ -квантларының ядролар тәрепинен шығарылыўы менен жutyлыўы болып табылады екен. Мёссбауэр эффекти 46 элементтиң 87 изотопының бирин өз ишине қамтыйтуғын кристаллық, аморфлық ямаса унталған затларды изертлегенде бақланады.

⁶ Усы жумысы ушын Р.Мёссбауэр 1961-жылы халық аралық Нобель сыйлығын алыўға миясар болды.

10-§. Ядролық нурланыудың затлар менен өз-ара тәсірлесіуі

Зарядланған бөлекшелердің орталық пенен өз-ара тәсірлесіуі. Бөлекше энергиясының атомларды ионластырыу және қоздыруы үшін сарпталуы.

Тәсірлесіудің түрлері. Ядролық нурланыуды бақылау, есепке алу, соның менен бірге сол ядролық нурланыудан қорғаныс үшін мыналарды біліу керек: затлар арқалы өткенде бөлекшелер энергиясының қандай бөлігін жоғалтады; бөлекшелердің затлар арқалы өту қабілеті қандай; бөлекшелердің параметрлері (заряды, массасы және энергиясы) және заттардың қасиеттері (ядроның заряды, ионизация потенциалы) менен қай қылы тәсірлесіу процессі қалай байланысқан?

Зарядланған бөлекшелер менен γ -кванттарының затлар менен тийкарығы тәсірлесіу процесслерін атап өтеміз (заттардың нейтронлар менен тәсір етисіу процессі арнаулы параграфта гөп етіледі):

Зарядланған бөлекшелердің орталық пенен тәсірлесіуі.

1. Затлар арқалы бөлекшелер өткенде олардың энергиясы тийкарынан усы заттың атомлары менен соқтығысуыдың нәтижесінде жоғалады. Атомның электронларының массасынан ядроның массасы оғада үлкен болғанлықтан "электронлық соқтығысу" менен "ядролық соқтығысу" арасындағы айырманы анық біліп алу керек. Электронлық соқтығысуда келіп түсіуші бөлекшенің энергиясы атомның электронларының бйреуіне беріледі және усының нәтижесінде атомның қозуы ямаса ионизациясы орын алады (бул серпимли емес соқтығысу болып табылады). Ядролық соқтығысуда бөлекшенің импульсі менен кинетикалық энергиясы атомның тутасы менен илгерилемелі қозғалуы үшін жумсалады (серпимли соқтығысу). Ядролық соқтығысулар көп рет қайталанып бөлекшелердің көп санлы шашырауына алып келеді.

2. Жеңіл зарядланған бөлекшелердің (электронлардың) энергиясының жоғалуында радиациялық тормозланыу әкмийетлі орын ийелейді. Бул кубылыстың мәнісі мынадан ибарат: Ядроның ямаса электронның Кулон майданында шашырағанда бул бөлекше тезленіу алады, нәтижеде электродинамика нызамларына сәйкес электромагнит нурларын нурландырады. Усындай жоллар менен γ -нурларының үзліксіз спектрі – тормозлық нурланыу пайда болады

3. Ауыр бөлекшелер жағдайында (протон, α -бөлекше және басқалар) олардың энергиялары әдетте ядроның Кулонлық барьері арқалы өтуге жеткиликли болады және нәтижеде ядролардағы бөлекшелердің потенциаллық шашырауы ямаса ядролық реакция процессі жүреді. Усының салдарынан ядродан γ -нурларының шығарылуы менен биргелікте қай қылы бөлекшелердің ушып шығуы, ядроның бөлінуі және басқа да кубылыстардың жүзеге келіуі мүмкін.

4. Зарядланған бөлекше орталықта усы орталықтағы жақтылықтың фазалық тезлігінен жоқары тезлік пенен қозғалса (фазалық тезліктің формуласы $v = \frac{c}{n}$, n арқалы орталықтың сыну көрсеткіші белгіленген), онда орталықта Вавилов-Черенков нурланыуы деп аталатуғын өзіне тән нурланыу пайда болады.

γ -нурланыудың орталық пенен тәсірлесіуі. γ -нурлары орталық арқалы өткенде тийкарынан төмендегі кубылыстардың жүзеге келіуінің себебінен энергиясын жоғалтады:

1. Комптон-эффект ямаса γ -кванттардың электронлардағы шашырауы. Бундай жағдайда γ -квантлар өзлерінің энергиясының бир бөлімін атомлардың электронларына береді.

2. Фото эффект ямаса γ -кванттың атом тәрепіннен жутылуы. Бундай жағдайда фотонның барлық энергиясы атомнан ушып шыққан электронға беріледі.

3. Электрон-позитрон жубының пайда болуы. Бул кубылыс ядроның ямаса басқа бөлекшениң майданында γ -кванттарының энергиясы $E_\gamma \geq 2m_e c^2$ шамасында орынланады.

4. γ -кванттарының энергиясы 10 МэВ тен жоқары болғанда жүзеге келетуғын ядролық реакциялар

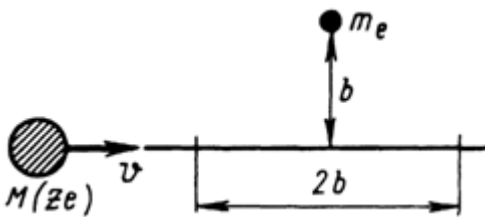
Енди жоқарыда айтылған жағдайларды толығырақ қарап шығамыз.

Зарядланған бөлекшелердің орталық пенен тәсірлесиі. *Зарядланған бөлекшелердің ионластырыу тормозланыуы.* Тез ушатуғын зарядланған бөлекшелер затлардың электронлары менен тәсірлескенде зат қозған халға өтеди; егер электронлар атомлардың ишинде болатуғын болса, онда атомлардың қозыуы процесси жүзеге келеди. Бул халлардың спектри дискрет характерге ийе. Егер электронлар атомлардан жулынып алынатугын болса, онда олардың энергиялары қалеген мәниске ийе болыуы мүмкин, ал атомлар болса ионласады. Электронлардың кинетикалық энергияларының өсими келип түсиуши бөлекшениң энергиясының есабынан болады. Сонлықтан жоқарыда келтирилген еки жағдайда да келип түсиуши бөлекшениң энергиялары ионизацияға байланыссы кемейеди.

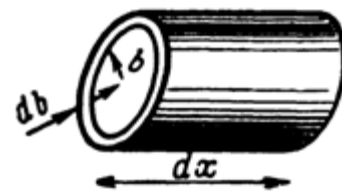
Ауыр зарядланған бөлекшениң электрон менен тәсірлесиіні қарап шығайық. Бундай бөлекше өзинің тууры сызықлы жолынан жүдә киши шамаға ауысады. Сонлықтан бундай бөлекшелердің траекторияларының өзгерислерин есапқа алмауға болады. Заряды Ze , массасы M , тезлиги v болған бөлекше электроннан b қашықтықтан өтетуғын болсын. Бул b шамасын *нышаналық параметр* ямаса *урылуы параметри* деп атаймыз (10-1 сүүрет). Бөлекшениң электрон менен тәсірлесиі соннан ибарат, электрон бөлекшениң ушыу бағытына перпендикуляр бағытта импульс алады:

$$p_n = \int_{-\infty}^{\infty} F_n dt.$$

Бул аңлатпада F арқалы электростатикалық күш, F_n арқалы бөлекшениң қозғалыс бағытына перпендикуляр болған оның қураушысы, ал t арқалы тәсірлесиі уақыты белгиленген.



10-1 сүүрет. Зарядланған бөлекшениң атом электроны менен тәсірлесиі.



10-2 сүүрет. Ионизациялық жоғалтыуларды есаплайға арналған сүүрет.

Бойлық бағытта (яғни зарядланған бөлекшениң қозғалыс бағытында) алынған импульс $p_\tau = \int_{-\infty}^{\infty} F_\tau dt$ нолге тең. Себеби сәйкес күштің ең жақын келиу нокатына шекем хәм оннан кейинги шамалары бир бирине тең хәм бағытлары бойынша қарама-қарсы.

Егер тәсірлесиі жолдың тек базы бир $2b$ участкасында ғана сезилерликтей деп есаплайтуғын болсақ, онда бөлекшениң электронның тусынан өтиу уақыты $t \approx 2b/v$ шамасына тең болады. Бул участкадағы Кулон күшинің шамасы Ze^2/b^2 қа тең болады. Усыларға байланыссы электрон тәрепинен алынатугын импульстің шамасы мынаған тең болады:

$$p_n \sim F_n(b) \Delta t \approx \frac{2Ze^2}{bv},$$

ал электронға берилген энергия

$$T = \frac{p_n^2}{2m_e} \sim \frac{2Z^2 e^4}{m_e b^2 v^2}$$

шамасына тең болады. Орташа усындай энергияны зарядланған бөлекше жоғалтады.

Берілген урылыу параметрине ийе барлық электронларды есапқа алыу үшін көшери бөлекшениң траекториясы менен сәйкес келиуі, ал қаптал бети электрон жайласқан ноқат арқалы өтіуі сақыйна тәрізлі цилиндрди қараймыз (10-2 сүрөт). Егер заттың 1 см^3 көлеміндегі электронлар саны n_e болса, онда радиустары b хәм db болған цилиндрлер арасындағы бир бирлик узынлыкқа ийе $2\pi b db$ көлемде $2\pi n_e b db$ дана электрон жайласады. Сол электронлар менен тәсирлесіудің салдарынан зарядланған бөлекше dx аралығын өтемен дегенше

$$-\frac{dE}{dx} db = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m_e v^2} \cdot \frac{db}{b}$$

энергиясын жоғалтады. Толық ионизациялық жоғалтыуларды есаплау үшін жоқарыдағы аңлатпаны урылыу параметринің мүмкін болған барлық мәніслери бойынша (b_{min} шамасынан b_{max} шамасына шекем) интеграллауымыз керек. Нәтижеде мынаны аламыз:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m_e v^2} \ln \frac{b_{max}}{b_{min}} \text{ эрг/см.}$$

b_{min} менен b_{max} шамаларының мәніслерин физикалық көз-қараслар тийкарында релятивистлик хәм релятивистлик емес жағдайлар үшін теңлеп алады. Бул шамалар логарифм ишине киретуғын болғналықтан олардың айрықша дәллігі талап етилмейди. Мысалы классикалық көз-қарасларда $b_{min} \approx \frac{Ze^2}{m_e v^2}$ шамасын алыуымыз керек. Квант механикалық эффектлерди есапқа алыу басқашарак аңлатпаға алып келеди.

Егер дәл есаплаулар жүргізетуғын болсақ, онда аұыр бөлекшениң ионизация үшін энергиясын жоғалтыуы мына формула бойынша есапланады:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ioniz} = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \text{ эрг/см.}$$

Бул аңлатпада I арқалы жутыушы заттың атомларының орташа ионизациялық потенциалы белгиленген. $\beta = \frac{v}{c}$.

Ал егер орталық арқалы аұыр бөлекше емес, ал электрон өтсе, онда алынған формула бир қанша өзгерислерге ушырайды.

Ең кейинги формуладан атомлардың ионизациясы үшін салыстырмалы жоғалтыу бойынша тийкаргы жуўмақларды шығара аламыз:

Бириншиден қозғалыушы бөлекшениң зарядының квадраты $(Ze)^2$ шамасына туўры пропорционал;

Екиншиден орталықтағы электронлардың концентрациясы n_e шамасына туўры пропорционал;

Үшиншиден тезликтің функциясы $f(v)$ болып табылады;

Төртиншиден ушып келиуі бөлекшениң массасынан ғәрезли емес.

Бул жағдайлардың барлығын есапқа алып, аңлатпаны улыўма түрде жазатуғын болсақ

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ioniz} \approx (Ze)^2 n_e f(v)$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Салыстырмалы ионизациялық жоғалтыу шамасы бөлекшениң тезлигине хәм зарядына байланысly болғанлықтан энергияның тек бир мәнисиниң өзінде электрон ушын жоғалтыу протон ямаса α -бөлекше ушын жоғалтыудын бир неше есе кем болады. Мысалы бир неше МэВ энергияларда электронның ионизациялық жоғалтыаы α -бөлекшесиниң ионизациялық жоғалтыуынан 10 000 есе киши. Усы себепли электронлар менен α -бөлекшелериниң өтиу қәбилетлиги хәр кыйлы: хаўада α -бөлекшелери жыллылық тезликлерине шекем әстеленемен дегенше бир неше сантиметр аралықты ғана өте алады, ал электрон өтетуғын жолдың узынлығы онлаған метрге тең.

11-§. Зарядланған бөлекшелердиң затлардағы жүриу жолы

Бөлекшелердиң затлардағы жүриу жолы деп зат қатламының бетине перпендикуляр бағытта энергиясы E_0 болған бөлекшениң толық тоқтағанша өткен жолына айтамыз.

Хақыйкатында бул шама тек аўыр бөлекшелер ушын белгили бир дәрежеде анық анықланады. Себеби олар әдетте туўры сызықлы траектория бойынша қозғалады. Сонлықтан жүриу жолын анықлағанда хәр бир айқын бөлекше ушын алынатуғын жолдың узынлығындағы артықмашлық ямаса кемислик онша үлкен емес. Жеңил бөлекшелерде болса (масалы электронларда) шашырау итималлығы үлкен мәниске ийе хәм сонлықтан олар ушын "жол" ямаса "жүрип өткен жол" түсиниклери бир бири менен сәйкес келмейди.

Орталықта бөлекше жүрип өткен жолдың узынлығын пайдаланып оның энергиясын ямаса өткен жолдың энергияға қандай ғәрезликке ийе екенлигин билиу арқалы бөлекшениң массасын анықлау мүмкин.

Берилген орталық хәм заряды Ze болған бөлекше ушын $\frac{dE}{dx}$ салыстырмалы жоғалтыудың мәниси тек тезликтің функциясы болып табылады, яғный массасы белгили болған бөлекшелер жағдайында тек кинетикалық энергияның функциясы болып табылады:

$$\frac{dE}{dx} = f(E).$$

$f(E)$ функциясының түрин билиу арқалы бөлекшениң толық өтиу жолын да анықлау мүмкин:

$$R = \int_0^R dx = \int_0^{E_0} \frac{dE}{dE/dx} = \int_0^{E_0} \frac{dE}{f(E)}. \quad (11.1)$$

Релятивистлик емес энергиялар ушын ($v \ll c$)

$$\frac{dE}{dx} = \frac{d}{dx} \left(\frac{mv^2}{2} \right) = mv \frac{dv}{dx}, \quad (11.2)$$

$$f(E) = A \frac{(Ze)^2}{v^2} \quad (11.3)$$

аңлатпаларын жаза аламыз. (11.2) менен (11.3) аңлатпаларын (11.1)-аңлатпаға қойып буннан кейни интеграллап мына аңлатпаға ийе боламыз:

$$R \approx \text{const} \frac{mv^4}{(Ze)^2}. \quad (11.4)$$

Бул қатнастан биз мыналарға ийе боламыз:

1) теңдей тезликлерде зарядланған бөлекшелердің затлардағы өтиу жолының шамасы бул бөлекшелердің массасына тууы пропорционал хәм зарядларының квадратларына кери пропорционал:

$$R_1 : R_2 = \frac{m_1}{Z_1^2} : \frac{m_2}{Z_2^2};$$

2) бөлекшелердің энергиялары бирдей болған жағдайда олардың өткен жолының узынлығы массаларына кери пропорционал:

$$R_1 : R_2 = \frac{m_1}{m_2} : \frac{Z_2^2}{Z_1^2}.$$

Зарядланған бөлекшелердің өткен жолының узынлығы г/см^2 ларда жийи түрде белгиленеди

$$R (\text{г/см}^2) = x (\text{см}) \rho (\text{г/см}^3)$$

хәм салыстырмалы жоғалтыулардың

$$\frac{dE}{dR} = \frac{dE}{dx} \cdot \frac{1}{\rho}$$

формуласынан пайдаланады.

12-§. Нейтронлардың затлар менен өз-ара тәсирлесіуі.

Нейтронлардың әстеленіуі.

Гамма-нурланыудың затлар арқалы өтиуі.

Нурланыудың биологиялық тәсири хәм оннан қорғаныу

Нейтрон хәм оның қасиетлери. Ядро физикасында нейтронлар оғада әхмийетли орынлардың бирин ийелейди. Нейтронлардың жәрдеминде ядролар бөлінгенде олардың энергиясын ажыратып алыу мүмкиншилиги тууылды. Нейтрон зарядланбаған бөлекше болғанлықтан оның ядроға кириуі ушын Кулон барьері карсылық қылмайды. Бул жағдай нейтронларды ядролардың қурылысын хәм ядролық реакцияларды үйрениу ушын пайдаланыуға айрықша мүмкиншиликлер дәретип береді.

Нейтронның ашылыу тарийхы ядролық физиканың раўажланыу барысы ушын характерли ўақыт болып табылады. 1920-жыллардың өзінде-ақ Э.Резерфорд улыўмалық көз-караслар тийкарында $Z = 0$, массасы шама менен протонның массасына тең бөлекшениң бар екенлигин болжап айтты хәм хәтте оның базы бир қасиетлерин де белгилеп берди.

1930-жылы Боте хәм Беккер Ве бериллий пластинкасын α -нурлары менен нурландырғанда есаплағышқа (счетчике) тәсир етиуши қандай да бир нурланыуды сезді. Бул «қандай да бир нурлар» дың α -бөлекешелер болыуы мүмкин емес еди. Себеби сол α -бөлекшелердің жүрип өтиу жолының узынлығы пайдаланылған Ве пластинкасының қалыңлығынан әдеуір киши еди.

Бақланған жаңа нурланыу қорғасын пластинкалар тәрәпинен әззи жутылғанлығы себепли бул нурларды γ -нурлары деп есаплады.

1932-жылы Ф.Жолио хэм И.Кюри Ве менен тәжірийбелер өткерди. Белгисиз нурлардың жолына олар парафин орналастырды хэм усы парафиннен ушып шыққан протонларды бақлады. Протонлардың энергиялары 4,3 Мэв ке тең болып шықты. усыған байланыслы ядролық фотоэффект кубылысы жүреди деген болжау айтылды. Кинематиканың улыұмалық нызамларынан мына жағдай орын алады: егер энергиясы 4,4 Мэв болған протонлардың ядролық фотоэффекттиң салдарынан ядродан ушып шығыуы ушын дәслепки γ -нурланының энергиясы 50 Мэв тен киши болмауы керек. Бирақ сол уақытлары ядроның энергиялық қаддилери ушын бир неше Мэв энергияның сәйкес келетуғынлығы, усыған байланыслы ядролардан энергиясы 50 Мэв болған γ -квантларының нурландырылыуының мүмкин емес екенлиги белгили еди. Сонлықтан энергиясы жоқары (қатты) γ -нурланыуының дереги хаққындағы мәселе шешилген жоқ.

Резерфордтың идеясын басшылыққа алған Чэдвак Боте менен Беккердин, Жолио менен Кюридин тәжірийбелерининң нәтийжелерин талқылады хэм жаңа өтиуши нурланыу фотонлардан турмайды, ал ауыр нейтрал бөлекшелерден турады деп болжады. Вильсон камерасында жаңа нурланыу менен азот тәсир етискендеги тепки азот пенен парафинде пайда болған тепки протон излерин бақлап Чэдвак нейтронның массасын биринши болып анықлады. нейтронның массасы шама менен протонның массасына тең болып шықты. Хәзирги мағлыұматлар бойынша нейтронның массасы $1,67492716(13) \cdot 10^{-27}$ кг = 1,00866491578 (55) м.а.б. [939,565330(38) МэВ], спини $\frac{1}{2}$ ге тең фермион болып табылады.

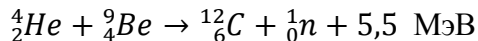
Кейинги жылларда өткерлген дәл тәжірийбелер нейтронлардың ишинде электр зарядларының бар екенлигин көрсетти. Нейтронның орайынша оң белгиге ийе зарядлар, ал шетлеринде терис белгиге ийе электр зарядларының бар екенлиги. ал олардың қосындысының 0 ге тең екенлиги анықланды.

Энергиясының муғдарына байланыслы нейтронларды тез, әсте, жыллылық нейтронлары деп бөледі. Жыллылық нейтронлары деп энергиясы кТ ның шамасындай нейтронларға айтамыз. Әжире температурсында (300 К) $kT \approx 4,14 \cdot 10^{-14}$ эрг $\approx 0,025$ эВ. Тап сол сыяқлы илимде "салқын" нейтронлар деп аталатуғын нейтронлар да бар. Олардың энергиясының шамасы $E_{min} \approx 0,0018$ эВ шамасын курап, бул шама $T = 20$ К температураға сәйкес келеді.

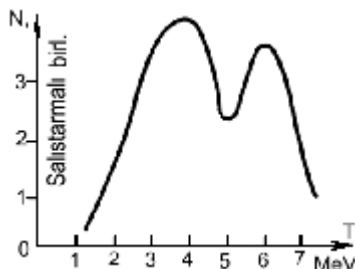
Егер энергиясы $E > 1$ МэВ болса, онда нейтронларды тез нейтронлар деп атаймыз.

Нейтронлардың дереклери.

Радий-бериллийли дереклер. Жоқарыда гәп етилгениндей нейтронлардың биринши рет радий нурландырған α -бөлекшелердин бериллий менен реакциясының нәтийжесинде алынғанлығы атап өтилди. Кейинирек радий тәрепинен нурландырылған α -бөлекшелерининң



реакциясына кирисетуғынлығы мәлим болды. Усындай жоллар менен алынған нейтронлардың энергияларының спектри 12-1 сүүретте келтирилген.



12-1 сүүрет.

Бериллий пластинкасын α -нурлары менен нурландырғанда алынатуғын нейтронлардың энергияларының спектри.

Нейтронлардың дереги былайынша соғылған: герметикалық дәнекерленген ампулаға ${}^{226}_{88}\text{Ra}$ менен ${}^9_4\text{Be}$ араласпасы салынған болады (гейде ${}^9_4\text{Be}$ менен араластырылған полоний Po). ${}^{226}_{88}\text{Ra}$ хэм оның ыдырауының пайда болған хэм радий менен тең салмақлықта турған изотоплар ыдырағында энергиясының шамасы $E_\alpha = 4,8 \div 7,7$ МэВ болған α -бөлекшелери пайда болады. Олардың жүрип өтиу жолы жүдә киши хэм сонлықтан ампуладан шығып

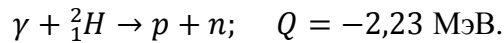
кете алмайды. Бул α -бөлөкшелери бериллий менен реакцияга кирисип нейтронлар ағысын пайда етеди. Бул нейтронлар ағысы ампуланың дийуаллары аркалы еркин өтө алады.

Бундай дерек өзиниң эпииуайылыгы, арзанлыгы хэм көп сандагы нейтронлардың шығатуғынлығы менен ажыралып турады (егер ампуланың ишинде 1 г радий болса, онда 1 секунд ишинде шама менен 10^7 нейтрон шығады).

Радий-бериллийли деректиң кемшилиги соннан ибарат, пайда болған нейтронлардың энергиясының спектри кең (12-1 сүүрет), соның менен бирге нейтронлар менен бирге γ -нурлары да шығады. Бул нурлар эксперименттерди өткериуіге кесент жасайды.

Фотонейтронлық дереклер. (γ, n) реакциясына тийкарланған фотонейтронлық дереклер эсте ушатуғын (орысшасы "медленные") монохромлық нейтронларды алыуға мүмкиншилик береді. γ -нурларын беретугын радиоактивли препарат дийуалларынан α -нурлары өтө алмайтуғын ампулада дәнекерленген болады. Бул ампула ишинде бериллий ямаса дейтерий бар екинши ампулаға жайластырылады. Бундай жағдайдарда мынадай реакциялардың орын алыуы мүмкин:

А. Дейтронның фотоажыралыуы (орысшасы "фоторасщепление дейтрона", толық мәниси "дейтронның жоңқаларға ажыралып кетиуі"):



Әдетте нурландырыушы орнын ийелейтуғын ThC" нурландыратугын γ -квантлары $E = 2,62$ МэВ энергияға ийе болады. Квант массаға ийе болмағанлықтан ядролық реакция процессинде импульсин бермейди, сонлықтан пайда болған протон да, нейтрон да қозғалыс бағытынан гәрезсиз бирдей энергияға ийе болады ($T_n = T_p = 200$ кэв).

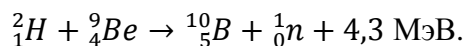
Б. Тап сол сыяқлы энергиясы шама менен 1,78 МэВ болған γ -нурларының тәсиринде ${}^9_4\text{Be}$ изотопының фотоажыралыуы орын алады:



Усының салдарынан энергиясы $T_n \approx 100$ кэв болған монохромлық нейтронлар пайда болады.

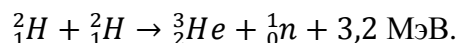
Тезлеткишлерде алынатугын дейтронлардың тәсиринде жүретугын реакцияларға тийкарланған дереклер.

А. Бериллийден туратуғын нышананы бомбалағанда жүретугын реакция мына түрде жазылады:

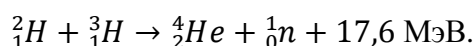


Бундай жағдайларда бир секунд ишинде хәр қайсысының энергиясы $E_n = 4$ МэВ болған миллиардлаған нейтронды алыу мүмкин.

Б. Дейтронларды дейтронлар менен бомбалағанда жүретугын реакция былайынша жазылады (нышана ретинде аўыр суўдың музы қолланылады, аўыр суў деп дейтерийдің окиси D_2O бирикпесине айтамыз, оның тығызлығы $\rho = 1,108$ г/см³, 3,82⁰С температурада катады, ал 101,4⁰С температурада қайнайды, электролиз процессинде H_2O жеңил изотопы айрылып шығады, ал D_2O болса суўдың қалдығында жыйналады):



В. Дейтронлар менен тритийди бомбалағанда жүретугын реакция (нышана сыпатында тритий абсорбцияланған цирконийден исленген фольга қолланылады) былайынша жазылады:



Бул реакция экзоэнергиялы болғанлықтан дейтронларды үлкен тезликлерге шекем тезлетіу керек (энергиясы $E_d \approx 0,3$ МэВ болғанша). Бул әпиұайы газразрядлы найдың жәрдемінде әмелге асырылады. Усындай усыл менен бирдей энергияға ийе болатуғын нейтронлардың ағысын алыу мүмкин.

Урынның бөлиниуі орын алатуғын ядролық реакторлар нейтронлардың оғада қуұатлы дереги болып табылады. Уран ядроларының бөлиниуі бир нейтронлар тәрәпинен әмелге асырылады, ал усы бөлиниуде екинши нейтронлар бөлинип шығады. Аұыр ядро бөлингенде орташа салмаққа ийе еки сынық (ядроның еки сынығы деген мәнисте) пайда болады хәм 2-3 нейтрон бөлинип шығады. Менделеев кестесиниң орталарында жайласқан ядролар ең орнықты ядролар болып табылады. Оларда нейтронлардың саны протонлардың санынан онша көп емес. Аұыр ядролар ушын $N > Z$ екенлиги дыққатқа ылайық, сонлықтан пайда болған сынықлар нейтронлар менен күшли толған. Усындай бөлиниулерде пайда болған нейтронлар уран менен соқлығысып оның және де бөлиниуін жүзеге келтиреді. **Шынжырлы реакция** деп аталатуғын усындай реакциялардың өтиуі ядролық реакторларда услап турылады.

Реакторда пайда болған нейтронлар 0 ден 13 МэВ ке шекемги энергиялық спектрге ийе. Хәзирги заман реакторларында 1 секунд ишинде 1 см^2 бет арқалы 10^{19} нейтронға шекемги нейтронлардың ағысын алыу мүмкин.

Нейтронлардың затлар менен тәсирлесіуі. Нейтронлар затлар арқалы өткенде мынадай процесслер жүреді:

- 1) нышананың ядроларындағы нейтронлардың серпимли шашырауы;
- 2) серпимли емес шашырауы;
- 3) ядролар тәрәпинен нейтронлардың тутып алыныуы;
- 4) тутып алыу реакциялары (реакции подхвата).

Нәтийжеде нейтронлар орталықларда шашырайды, жутылады ямаса көбейеди (жронлық бөлиниу процессінде).

Улыұма жағдайда заттың жуқа қатламына нейтронлардың параллель дәстеси келип түсетуғын болса, усы ағысқа нормаль бағытланған x қалыңлығындағы қатламнан өткенде нейтронлардың саны мынаған тең болады:

$$\nu_x = \nu_0 e^{-\sigma n}.$$

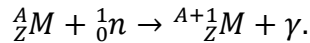
Бул аңлатпада x арқалы сантиметрлердеги заттың қалыңлығы, n арқалы 1 см^2 бетке сәйкес келиуши ядролар саны, ν_0 арқалы затқа келип түсиуши нейтронлардың саны белгиленген; $\sigma = \sigma_{\text{жутылыушы}} + \sigma_{\text{шашыраушы}}$.

Нейтронлар менен тәсирлесіулердің хәр қыйлы түрлерин қарап өтеміз.

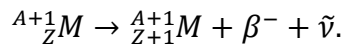
Атомлық номери киши болған элементлерде қоздырылған халлар тийкарғы халдан энергиясы бойынша 1 МэВ ке (ямаса көбирек) жоқары. Сонлықтан жеңил элементлерде энергиясы 1 МэВ тен кем болған нейтронлардың серпимли шашырауы серпимли емес шашырауына салыстырғанда итималлырақ. Атомлық номердің үлкейиуі менен ядроны қоздырыу ушын зәрүрли болған минималлық энергияның шамасы 0,1 МэВ ке шекем азаяды хәм сонлықтан үлкен энергияға ийе нейтронлардың серпимли шашырауы да, серпимли емес шашырауы да орын алады. (n,n') реакцияларында тез нейтронлар дәслепп ядро-нышана менен биригеди хәм курамлық ядроны пайда етеди, буннан кейин энергиясы киши болған нейтрон шығарылады, ал ядро-нышана қозған халда қалады. Әдетте ядроның қозған халы γ -нурларын шығарыу арқалы тез тийкарғы халға өтеди. Бирақ бир қанша жағдайларда қозған хал метастабилли хал, яғный орнықты изотоптың изомерлик халы болып табылады.

Ядролардың жутылыуы ядролық реакциялардың жүзеге келиуіне де болдырады. Нәтийжеде жасалма радиоактивлик хәм ядролардың бөлиниуі орын алады.

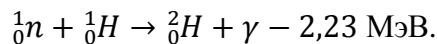
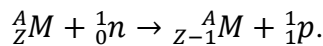
Нейтронлардың тәсирінде жүретуғын ядролық реакцияларға мысаллар келтиремиз.

Нейтронды радиациялық тудыру (n,γ):

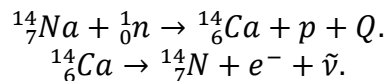
Пайда болған ядро әдетте радиоактивті ядро болып табылады. Себебі бұл ядродағы нейтронлардың санының протонлардың санына қатнасы үлкейеді. Сондықтан пайда болған ядро β-ыдырау жолы менен стабилі (орнықты ядроға өтеді):



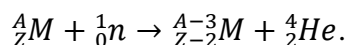
Жоғарыда айтылып өтілгеніндей, бұндай реакциялар әсте нейтронлардың тәсірінде жүреді. Усындай типтегі эпифизия реакция:

**Протонлар пайда болуы менен жүретуғын реакция (n,p):**

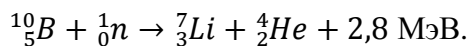
Жоғарыда айтылған себепке байланысты пайда болған ядро радиоактивті қасиетке иіе. Мысалы



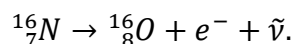
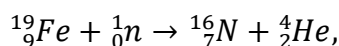
Бұл жерде ақырғы нәтиже дәлелікі изотоп пенен бірдей. Әдетте эндонергетикалық бұндай реакциялар кинетикалық энергиясы 1 МэВ те үлкенірек нейтронлардың тәсірінде жүреді. Тек жеңіл ядроларда ғана реакциялар жыллылық нейтронларының тәсірінде жүре алады. Себебі бұндай изотоплардың бір қаншаларында реакция энергиясының мәнісі оң (мысалы 3He ямаса ${}^{14}N$ ушын) хәм протонлардың ушып шығыуы ушын кесент жасайтуғын потенциал барьердің бийіклігі үлкен емес.

α-бөлекшелерінің пайда болуы менен жүретуғын реакциялар (n,α):

Мысалы

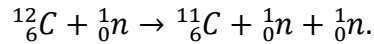


Бұндай реакциялар нейтронлардың энергиясы киші болғанда тек жеңіл ядроларда жүреді. (n,α) реакциясының ауыр ядроларда жүріуі ушын энергиясы жоғары болған нейтронларды пайдаланыу керек болады. Бірақ бұндай жағдайда (n,2n) реакциясының жүзеге келіуінің итималлығы жоғары. Бұннан бұрынғы жағдайдағыдай, α-бөлекшесінің ушып шығыуы менен ядрода нейтронлардың салыстырмалы саны үлкейеді. Сондықтан пайда болған ядро әдетте α-активтікке иіе болады. Мысалы:

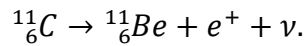


Екі ямаса екіден де көп нуклонлардың пайда болуы менен жүретуғын реакция (n,2n), (n,3n), (n,np). Бұндай реакциялар нейтронлардың энергиясы 10 МэВ тен жоғары болғанда орын алады. Бұндай реакциялардың итималлығы келіп түсіуші нейтронлардың

санының өсіуі менен тез артады. Шама менен 70 % жағдайда пайда болған ядро позитронды шығаруы ямаса К-тутуудың салдарынан ыдырайды. Себеби бундай жағдайда ядроғағы протонлардың процентлик мұғдары артады. Мысалы:

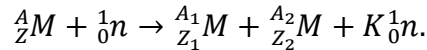


$^{11}_6C$ изотопының жасау уақыты 20,4 мин. Нәтижеде ол



схемасы бойынша ыдырайды.

Бөлиниу реакциялары. (n,f) белгисине ийе (fission – бөлиниу деген мәністе)



К ның мәніси орташа 2 менен 3 тиң ортасында. Бундай реакциялар базы бир ауыр элементтерде энергиясы шама менен 1 МэВ болған нейтронлардың тәсирінде жүреді. Бир қанша жағдайларда бундай реакциялар жыллылық нейтронларының тәсирінде де жүре алады.

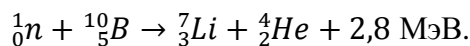
Нейтронларды регистрациялау усуллары. Нейтронлар электронлар менен дерлик тәсирлеспейтуғын болғанлықтан жүдә эззи ионизацияны пайда етеді – 1 м аралықты өткенде тек бир жуп ионды пайда етеді. Ал тап сондай энергияға ийе протонлар болса усындай аралықта миллионлаған жуп ионды пайда етеді.

Солай етип нейтронларды әдеттеги әсбаптардың жәрдемінде зарядланған бөлекшелердің ионизация пайда етиу кубылысына тийкарланып бақлауға болмайды екен. Сонлықтан екінши эффекттерди пайдаланыуға тууры келеді.

Нейтронларды регистрациялау еки принципке тийкарланған: бириншиден биз пайдаланып атырған әсбапқа киргизилген затлар нейтронлар менен тәсирлескенде пайда болатуғын зарядланған бөлекшелерди бақлау, екіншиден нейтронлар менен жеңил ядролар соқлығыскандағы сол жеңил ядролардың алатуғын тепкиси кубылысын пайдаланыу (явление отдачи). Усылды сайлап алыу нейтронлардың энергиясына байланысly: әсте нейтронларды изертлегенде ядролық тәсирлесіулер усылы, ал тез нейтронларды пайдаланғанда тепки ядролар усылы қолланылады.

Пайда етилген активлик усылы. Нейтронлар пайда болғанда ямаса жутылғанда радиоактивлик ыдырау нызамы бойынша ыдырайтуғын радиоактивли ядролар пайда болады. Усындай жоллар менен алынған деректердің активлигин өлшеу аркалы келип түсіуши нейтронлардың санын анықлау мүмкин.

Бор усылы. Нейтронларды регистрациялаудың оғада әхмийетли усылы энергиясы жыллылықтан баслап бир неше кэВ болған нейтронларды бордың жутыуына тийкарланған. Бундай жағдайда мынадай реакция жүреді:



Тууылған α -бөлекшелер затларда күшли ионизацияны пайда етеді хәм бул ионизация әсбаптардың жәрдемінде есапқа алынады. Буның ушын ислеу принципи ионизацияға тийкарланған барлық әсбап-үскенелерди (фотокебейткиштерди) пайдаланыу мүмкин.

Нейтронларды әстелетиу.

Нейтронлардың тәсирінде жүретуғын реакциялардың ең әпиуайы түри серпимли шашырау болып табылады. Бундай жағдайда реакцияны еки серпимли шардың – ядро менен нейтронның серпимли соқлығысыуы деп қарау мүмкин. Мысалы нейтрон протон менен соқлығысып оған өзиниң энергиясы менен импульсиниң бир бөлимин береді. Энергия менен импульстиң сақланыу нызамларын пайдаланып маңлай соқлығысыуы ушын биз мынадай аңлатпаларды жаза аламыз:

$$E_{n1} = E_{n2} + E_p, \quad (12.1)$$

$$\vec{p}_{n1} = \vec{p}_{n2} + \vec{p}_p \quad (12.2)$$

Нейтрон тәрепинен жоғалтылатуғын энергия тепки ядроның кинетикалық энергиясының пайда болуы үшін жумсалады.

Маңлай соқлығысында нейтрон тәрепинен ядроға берилетуғын энергиясының үлесі η мына формула менен анықланады:

$$\eta = \frac{4mM}{(m + M)^2}. \quad (12.3)$$

Бұл аңлатпада m хәм M аркалы нейтрон менен ядроның массасы белгиленген. Жоқарыдағы формула бойынша M ниң артыуы менен η шамасының кемейетуғынлығы көринип тур. Егер $M \rightarrow \infty$ шегине умтылуы орын алса нейтронның әстелениуі пүткиллей орын алмайды (шардың дийуалға серпимли урылуы сыяқлы).

(12.3)-формуладан $\eta_{max} = 0,5$ шамасына $m = M$ шәрти орынланғанда жететуғынлығы көринип тур. Яғный нейтрон протон менен серпимли түрде соқлығысканда энергиясын максимал түрде жоғалтады екен. Сонлықтан әстелеткиш сыпатында барлық ўақытта да қурамында водороды бар затлар қолланылады. Бирақ әстелендириу процессинде ядролар нейтронларды тек шашыратып ғана қоймайды, ал өзине қосып та алады (өзине тугып алады). Сонлықтан бұл жағдайды әстелеткишти сайлап алыу процессинде есапқа алыу шәрт болады.

Есаплаулар протон менен соқлығысканнан кейин нейтронның орташа энергиясының дәслепки энергиясының ярымына тең болатуғынлығын көрсетеди:

$$\bar{E}_1 = \frac{1}{2} E_0.$$

m дана соқлығысканнан кейин нейтронның энергиясы мынаған тең болады:

$$\bar{E}_m = \left(\frac{1}{2}\right)^m E_0.$$

Әстелениу жыллылық нейтронларының энергиясына жеткенше даўам етеди. Солай етип көп қайтара соқлығысканнан кейинги нейтронның кинетикалық энергиясы смол заттағы атомлардың жыллылық энергиясындай болып қалады екен.

Жыллылық нейтронларының спектри Максвелл спектрине жақын келеди (Максвелдің молекулалардың тезликлери бойынша бөлитстириуинен келип шығатуғын спектр ҳаққында гәп етилип атыр). Олардың орташа энергиясының $E_n \approx 0,025$ эв ке тең екенлиги жоқарыдла айтылып өтилди.

Төмендеги кестеде энергиясы 1 МэВ болған нейтронлардың энергиясын $E_n \approx 0,025$ эв ке шекем әстелетиу үшін ҳәр қыйлы затларда неше рет соқлығысудың зәрүрли екенлиги келтирилген:

Изотоп	1_1H	2_1H	4_2He	9_4Be	${}^{12}_6C$	${}^{16}_8O$	${}^{238}_{92}U$
А	1	2	4	9	12	16	238
Соқлығысулар саны	18	25	42	90	114	150	2100
σ_{tutw} , барн	0,33	$4,6 \cdot 10^{-4}$	0	$9 \cdot 10^{-3}$	$4,5 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-4}$	

Бұл кестеде водородта жыллылық нейтронларын жутыудың кесе-кесимниң үлкен екенлиги көринип тур. Сонлықтан водородты таза түринде әстелеткиш сыпатында пайдаланыу утымлы.

Әстеленіу процессинің тез жүріуі ушын қатты ямаса сұйық әстелеткіштен пайдалану мақсетке мууапық келеди.

Ядролық реакторларда нейтронларды әстелеткіш сыпатында көбинесе графит ямаса суу қолланылады.

Кристаллық спектрометрдің қолланылуы. Материяның екилик (толқынлық хәм бөлекшелік) қасиетлеринің бар екенлиги әсте нейтронлардың кристаллық денелердеги дифракциясынан анық көринеди. Де Бройль формуласы бойынша нейтронлардың (қәлеген бөлекшениң) толқын узынлығы

$$\lambda = \frac{h}{mv},$$

ал үлкен емес тезликлердеги кинетикалық энергиясы

$$E = \frac{mv^2}{2}.$$

Буннан электронның тезлиги $v = \sqrt{\frac{2E}{m}}$. Бул аңлатпаларды $\lambda = \frac{h}{mv}$ формуласына қойсақ

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mE}}$$

формуласын аламыз. Егер E энергиясын эВ ларда, толқын узынлығын см лерде өлшейтуғын болсақ, онда нейтронлар ушын

$$\lambda = \frac{4,5 \cdot 10^{-10}}{\sqrt{E}}$$

формуласына ийе боламыз.

Кристалларда нейтронлардың дифракцияға ушырауы ушын λ толқын узынлығының шамасы кристаллардағы атомлық тегисликлер арасындағы қашықлық 10^{-8} см шамасында болуы керек. Бундай толқын узынлығы энергиясы 100 эВ тен кем болған нейтронларға сәйкес келеди.

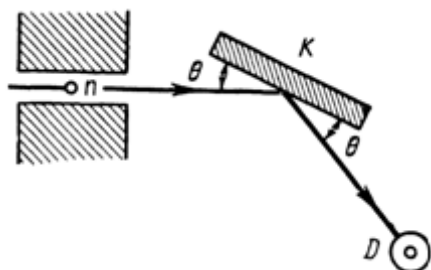
Нейтронлардың кристаллардағы дифракциясын изертлеу арқалы атомлардағы электронлардан ғәрезсиз атомлық тегисликлер арасындағы қашықлықларды анықлауға мүмкиншилик береді. Себеби нейтронлар атомлардағы электронларда емес, ал атом ядроларында шашырайды. Екиншиден кристаллық денениң бетинен нейтронлар шашырағанда берілген бағытта тек белгили бир мәниске ийе нейтронлар шашырайды. Бул жағдай монокромлы нейтронларды алыуға мүмкиншилик береді.

Кристалларда шашыраушы нейтронлар ушын дифракцияға ушырау шәрти Вульф-Брэгг шәрти бойынша анықланады:

$$2d \sin\theta = n\lambda = \frac{nh}{mv}.$$

Бул аңлатпада d арқалы атомлық тегисликлер арасындағы қашықлық, ал n арқалы дифракциялық максимумның тәртиби (номери) белгиленген. θ ның мәнисин өзгерте арқалы ҳәр қыйлы энергияларға ийе нейтронларды алыу мүмкиншилиги тууады.

Кристалларда нейтронлардың дифракциясын алыудың схемасы 12-2 сүүретте келтирилген.



12-2 сүрөт.

Нейтронларды тезлиги бойынша айыратуугын кристаллык спектрометрдин схемасы.

Өсте нейтронлар интенсивли деректен K кристаллына карай жибериледи. Детектор D дифракцияга ушырыган нейтронлар дөстесин бақлау ушын қойылады. Сайлап алынған θ ның мәнісінде детекторға келип түскен нейтронлар

$$E = \frac{h^2}{8 m d^2} \cdot \frac{n}{\sin^2 \theta}$$

энергиясына ийе болады.

Кристаллык спектрометрдин жәрдемінде энергиялары 0,01 эВ шамасынан 100 эВ шамасына шекемги нейтронларды айырып алыуға болады.

Гамма нурларының затлар арқалы өтиуі. Биз электромагнит толқынлар шакаласын кесте түрінде келтиремиз.

Диапазон аты		Толқын ұзындығы, λ	Жийилигі, ν	Дерегі
Радиотолқын- лар	Аса ұзын	10 км ден зыят	30 кГц тен кем	Атмосфералық кубылыслар, өткізгішлердегі өзгермелі тоқтар.
	Узын	10 км — 1 км	30 кГц — 300 кГц	
	Орта	1 км — 100 м	300 кГц — 3 МГц	
	Қысқа	100 м — 10 м	3 МГц — 30 МГц	
	Ультрақасқа	10 м — 2 мм	30 МГц — 150 ГГц	
Оптикалық нурланыу	Инфрақызыл нурланыу	2 мм — 760 нм	150 ГГц — 429 ТГц	Жыллылық хәм электрлік тәсірлесіулердегі атомлар менен молекулалардың нурланыуы.
	Көрінетуғын нурланыу	760—400 нм	429 ТГц — 750 ТГц	
	Ультрафиолет нурланыу	400 — 10 нм	$7,5 \times 10^{13}$ Гц — 3×10^{16} Гц	Тезлетілген атомлардың тәсіріндегі атомлардың нурланыуы.
Ионластырыушы электромагнит	Рентген нурлары	$10 — 5 \times 10^{-3}$	3×10^{16} —	Тезлетілген зарядланған

нурланыў		нм	6×10^{19} Гц	бөлекшелердин тәсириндеги атомлық процесслер.
	Гамма нурлары	5×10^{-3} нм ден де киши	6×10^{19} Гц тен жоқары	Ядролық хәм космослық процесслер, радиоактив ыдыраў.

Жоқарыда келтирилген кестеде гамма нурларының толқын узынлығы 5×10^{-3} нм ден де киши болған электромагнит толқынлары екенлиги көринип тур. Гамма толқынларының толқын узынлығы рентген толқынларының узынлығынан мыңлаған есе киши, ал рентген нурларының толқын узынлығы жақтылық нурларының (көзге көринетуғын электромагнит нурларының) толқын узынлығынан мыңлаған есе киши. Солай етип гамма толқынлары ушын

$$\lambda \ll a$$

шәрти орынланады (a аркалы кристаллардағы атомлық тегисликлер арасындағы қашықлық белгиленген, $a \approx 10^{-8}$ см). Корпускулалық картинада бел нурланыўға γ -квантлары деп аталатуғын бөлекшелердин ағысы сәйкес келеди. γ -квантларының энергиясының ең төменги шеги

$$E = \frac{hc}{\lambda} = \frac{2\pi\hbar c}{\lambda}$$

энергиясы сәйкес келеди. Оның мәниси онлаған кэВ шамасын қурайды. γ -квантлары ушын энергияның жоқарғы шеги жоқ. Хәзирги ўақытлары тезлеткишлерде энергиясы 20 ГэВ ке шекем жететуғын γ -квантлары алынады. Әмелий мақсетлер ушын энергияларының шамасы онлаған кэВ тен 200-300 МэВ болған γ -квантлары әхмийетке ийе.

Зарядланған бөлекшелер сыяқлы (хәм нейтронлардан парқы усыннан ибарат) γ -кванталарың дәстеси затларда тийкарынан электромагнит тасирлесийудин салдарынан жутылады. Бирақ жутыўдың механизми пүткиллей басқаша. Оның еки себеби бар:

Бириншиден γ -квантлары зарядқа ийе емес, сонлықтан оған узықтан тәсир етийуши Кулон күшлери тәсир етпейди. Соның менен бирге γ -квантлары электронлар менен 10^{-11} см қашықлықтан тәсир етиседи. Бул шама атомлық тегисликлер арасындағы қашықлықлардан үш тәртипке киши (яғный 10^3 есе деген сөз). Сонлықтан γ -квантлары затлар аркалы өткенде электронлар хәм ядролар менен сийрек соқлығысады. Бирақ соқлығысқанда ол өз жолынан үлкен мүйешлерге бурылады хәм дәстеден шығып қалады.

γ -квантларының екннши өзгешелиги соннан ибарат, олар массаға ийе емес хәм сонлықтан тек жақтылықтың тезлигиндей тезлик пенен тарқалады. Демек γ -квантлары орталықта әстелене алмайды. Олар я жутылады, ямаса үлкен мүйешлерге шашырайды.

γ -квантларының дәстеси затлар аркалы өткенде олардың энергиясы кемеймейди, ал соқлығысыўлардың ақыбетинен дәстениң интенсивлиги кемейеди (хәлсирейди). Бундай хәлсирейудин қандай нызам бойынша жүзеге келетуғынлығын анықлаў қыйын емес. J аркалы монохромлық түйуши бөлекшелердин ағысын белгилеймиз (яғный 1 см^2 аркалы 1 с ўақыт ишинде өтетуғын бөлекшелердин саны). Зат аркалы dx аралықты өткенде дәсте dJ шамасына хәлсирейди. dJ шамасының қатламның қалыңлығына пропорционал екенлиги бәршеге мәлим, яғный

$$dJ = \mu J dx. \quad (12.4)$$

Егер орталық бир текли болса μ турақлы шама болып табылады. Бундай жағдайда (12.4)-теңдеме аңсат интегралланады:

$$J = J_0 e^{-\mu x}. \quad (12.5)$$

Бул формулада J_0 арқалы γ -квантларының дәслепки интенсивлиги белгиленген. μ шамасы **жұтылыу коэффициенті** деп аталады. **Массалық жұтылыу коэффициенті** деп аталатуғын μ/ρ коэффициенті де жийи қолланылады (ρ арқалы заттың тығызлығы белгиленген).

γ -нурларының затларда жұтылыуы тийкарынан төмендегидей үш процесстин салдарынан жүзеге келеди: а) фотоэффект, б) комптон-эффект хәм в) ядроның Кулонлық майданда электрон-позитрон жубының пайда болыуы. Биринши еки процессте γ -квантлары электронлар, ал үшінши процессте ядро менен соқлығысады. Электронлар менен соқлығысыулыр әдетте киши энергияларда, ал ядролар менен соқлығысыулар үлкен энергияларда орын алады. в) процеске γ -квантларының ядролар менен соқлығысыуының барлық түрлериниң кирмейтуғынлығын атап өтемиз.

Фотоэффект деп атом γ -квантын жутып электронды шағаратуғын процеске айтамыз. Бундай жағдайда бир квант бир электрон тәрепинен жутылады.

Фотоэффекттиң тийкарғы өзгешелиги соннан ибарат, еркин электрон энергия менен импульстнң сақланыу нызамларының бир ўақыттағы тәсири бойынша фотонды (γ -квантты) жута алмайды. Буннан фотоэффекттиң γ -квантларының энергиясы атомлардағы электронлардың байланыс энергиясы менен тең болғанда ең интенсивли түрде жүретуғынлығы келип шығады.

Нурланыудың биологиялық тәсири хәм оннан қорғалыуы. Ядролық нурлар барлық тири организмлерге тәсир етеди зыянын тийгизеди. Тири организмге тийген зыянның характери хәм интенсивлиги нурланыу дозасына хәм бөлекшелердиң түрине байланысly. Бирдей нурланыу хәр қыйлы органларға хәм хәр қыйлы организмлерге хәр қыйлы органларға хәр қыйлы тәсир жасайды.

Нурланыудың жеткиликли дәрежеде үлкен дозасында қәлеген организм набыт болады. Өлимди туўдыратуғын минималлық доза (бул берилген типтеги хайўан ямаса адамлардың 50 проценти өлетуғын дозасы) 50 Р шамасынан айырым беккем бактериялар ушын 300 000 Р шамасына шекем жетеди. Өлимге алып келетуғын дозада киши дозалар да хәр қыйлы кеселликлерди пайда етеди. Бул кеселликлерди "нур кеселлиги" деп атайды. Хәр қыйлы дозалардың адамға тәсири төменги кестеде берилген:

Доза, Р	Адамға тәсири
0-25	Анық көринип туратуғын зыян келтирмейди.
20-50	Қанның курамы әхмийетли өзгерислерге ушырайды.
50-100	Қанның курамы өзгереді. Териде жаралар пайда болады.
100-200	Териде хәм басқа да органларда жаралар пайда болады. Мийнетке қәбилетликтнң жоғалыуы мүмкин.
200-400	Мийнетке қәбилетлик жоғалады. Өлим қәўипи пайда болады.
400	50 % өлиўшилик орын алады.
600	Адамды өлтириўши доза.

Тири организмлердиң қурылысын үш қәддиге бөлиу мүмкин: а) айырым молекулалар, б) клеткалар хәм в) организмниң макроскопиялық бөлимлери ямаса системалары. Радиацияның зыян тийгизиўши тәсири үш қәддиниң барлығын да өз ишине алады.

Нурланыудың организмге ең биринши тәсири молекулалардан басланады. Бундай зәлел тийиядиң еки механизми анықланған (туўрыдан-туўры хәм жанапай [косвенный] тәсир). Туўрыдан-туўры тәсирде ядролық бөлекше молекулаға тиккелей тәсир жасайды.

Жанапай механизмде нурланыу суудың радиоллизин пайда етеди, ал оның нәтийжелери (ОН радикалы, Н, HO_2 , водородтың перекиси) макромолекулалар менен тәсир етиседи.

13-§. Ядролық реакциялар

Тийкары түсиниклер хәм тәриплеу. Ядролық реакциялардың кинематикасы. Ядролық реакциялардағы сақланыу ызамалары.

Ядролық реакциялар хақында гәп еткенимизде биринши гезекте ядролық реакциялар деп нени түсинетуғынымызға итибар бериуимиз керек. Усыған байланыслы биз биринши гезекте ядролық реакциялар жөнинде кең мәнисте хәм тар мәнисте анықлама берилетуғынлығын атап өтемиз.

Кең мәнисте ядролық реакциялар деп бир неше курамалы атом ядролары ямаса элементар бөлекшелердин бир бири менен тәсир етисиуиниң салдарынан жүзеге келетуғын процессти түсинемиз. Бул анықламаға бөлекшелердин серпимли тәсир етисиуи де киреди. Мысалы нуклон менен нуклон серпимли түрде тәсир етискенде жаңа бөлекшелер пайда болмайды, олардың қозыуы да орын алмайды, ал тек олар арасында энергия менен импульстин қайтадан бөлистирилиуи орын алады. Серпимли емес шашырауда да жаңа бөлекшелер пайда болмайды, бирақ олардың кеминде биреуи қозған халға өтеди.

Тар мәнистеги анықлама бойынша ядролық реакцияларда ең кеминде бир ядро қатнасады. Бул ядро басқа ядро ямаса элементар бөлекше менен соқлығысады. Усының салдарынан ядролық реакция жүзеге келеди хәм жаңа бөлекшелер пайда болады.

Биз төменде тек тар мәнистеги ядролық реакцияларды қараймыз.

Әдетте ядролық реакциялар ядролық күшлердин тәсиринде жүреді. бирақ бул қағыйда барлық ўақытта орынлана бермейди. Мысалы ядроның жоқары энергиялы ү-квантларының ямаса үлкен тезликлер менен қозғалатуғын электронлардың тәсириндеги бөлеклерге бөлинуи ядролық реакция болып табылады. Бирақ бул ядролық реакция электромагнит күшлердин тәсиринде жүзеге келеди. Себеби ядролық күшлер фотонлар (ү-квантлар) менен электронларға тәсир етпейди. Тап сол сыяқлы ядролық реакцияларға нейтриноның соқлығысыуының салдарынан жүзеге келетуғын процесстер де киреди. Бундай жағдайларда болса бундай ядролық реакциялар эззи күшлердин тәсиринде жүреді.

Ядролық реакциялар тәбийий шараятларда жүре алады. Бундай тәбийий шараятлар сыпатында жулдызлар ишиндеги хәм космослық нурлардың тәсиринде жүзеге келетуғын ядролық реакцияларды көрсетиуге болады.

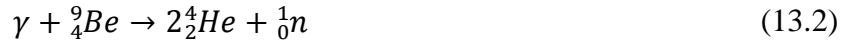
Ядролық реакциялар лабораториялық шараятларда да жүзеге келтириледі. Әдетте лабораторияларда эксперименталлық әсбап-үскенелердин жәрдемінде зарядланған бөлекшелер үлкен тезликлерге шекем тезлетиледи (яғный оларға үлкен тезликлер бериледи). Бундай әсбап-үскенелерди **тезлеткишлер** деп атайды. Бундай жағдайларда салыстырмалы аўыр бөлекшелер тынышлықта турады хәм оларды **нышана бөлекшелери** деп атайды. Ал жоқары тезликке ийе жеңилирек бөлекшелер болса сол нышана бөлекшелерге **тезлетилген дәстениң** курамында келип урылады. Ушырасыушы дәстелер тезлеткишлеринде болса соқлығысыушы бөлекшелер бир бирине қарама-қарсы бағытта қозғалады. Соның ушын бундай жағдайда «дәстениң бөлекшеси» хәм «нышананың бөлекшеси» деген сөзлер мәниске ийе болмай қалады. Усының менен бирге нышананың нейтронлардан хәм айырым элементар бөлекшелерден турыуы мүмкин емес. Себеби бундай нышаналарды таярлау усылы жоқ.

Бөлекшелерди тезлетиу жолы менен бөлекшелерди бир бирине 10^{-13} см ге шекем жақынластыруу имканияты туўдырылады. Бундай қашықлықларда ядролық күшлер тәсир ете баслайды. Солай етип ядролық реакциялардың жүзеге келиуи ушын реакцияға қатнасыушы бөлекшелер бир бирине 10^{-13} см аралыққа шекем жақынласыуы шәрт.

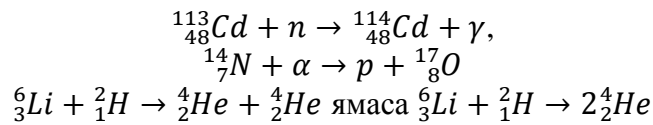
Ядролық реакциялардың универсаллырақ хәм көргизбелірек жазылыуы химиядан алынған. Шеп тәрепте дәслепки бөлекшелердің қосындысы жазылады. Буннан кейин стрелка қойылады. Стрелкадан кейин реакцияның нәтижелеринің ақырғы қосындысы жазылады. Мысалы



жазыуы 7_3Li изотопын протонлар менен бомбардировкалағанда жүретуғын реакцияны билдиреди. Бундай реакцияның нәтижесінде нейтрон хәм 7_4Be бериллий изотопы пайда болады.

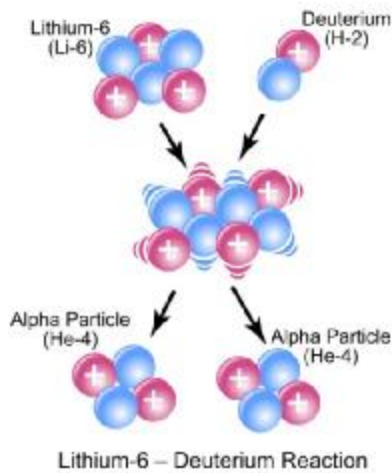


жазыуы болса 9_4Be ядросының γ -квантларының тәсирінде еки α -бөлекшеге бөлиниўин аңғартады. Және бир мысал ретінде

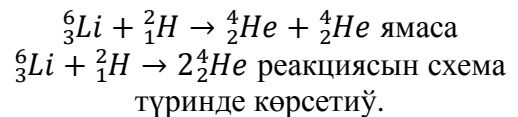


реакцияларын көрсетиў мүмкин.

Кейинги ядролық реакцияны схема түрінде былайынша көрсетеміз:

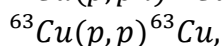
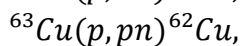
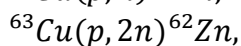
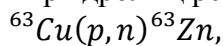


13-1 сүүрет.



Тар мәнистеги ядролық реакцияларды әпиұайырақ етип $A(a,bcd \dots)B$ символы түрінде жазады. Бул аңлатпадағы A нышана ядро, a болса бомбалаушы бөлекше, $bcd \dots$ лар ядролық реакцияның барысында бөлинип шығатуғын бөлекшелер, B қалдық ядроны аңлатады. Мысалы (13.1) аңлапасын былайынша жаза аламыз: ${}^7Li(p,n){}^7Be$. ${}^{40}Ca(\gamma, pn){}^{38}K$ жазыуы болса γ -кванттың тәсирінде ${}^{40}Ca$ ядросынан протон менен нейтронның урып шығарылыуын аңғартады.

Бир ядролық реакция бир неше усул менен жүре алады. Мысаллар келтиреміз:



Белгили (анық) квант халындағы соқлығысыушы бөлекшелердің жыйнағы (мысалы p хэм ^{63}Si ядросы) **ядролық реакцияның кириу каналы** деп аталады. Ал белгили бир квант халларында ядролық реакцияның салдарынан тууылатуғын бөлекшелер ядролық реакцияның **шығыу каналын** пайда етеди. Ядролық реакциялардың тийкарғы каналлары төмендеги кестеде келтирилген.

Ядролық реакциялардың тийкарғы каналлары

Ушып келиўши бөлекшениң энергиясы	Орташа ядролар (30 < A < 90)				Аўыр ядролар (A > 90)			
	Ушып келиўши бөлекше							
	n	p	α	d	n	p	α	d
0-1 КэВ	n (серп.)	сезилер-ликтей реакция бақ-ланбайды	сезилер-ликтей реакция бақ-ланбайды	сезилер-ликтей реакция бақ-ланбайды	γ	сезилер-ликтей реакция бақ-ланбайды	сезилер-ликтей реакция бақ-ланбайды	сезилер-ликтей реакция бақ-ланбайды
					n (серп.)			
1-500 КэВ	n (серп.)	n	n	p	n (серп.)	жүдә үлкен емес кесе-кесим	жүдә үлкен емес кесе-кесим	жүдә үлкен емес кесе-кесим
	γ	γ	γ	n	p			
		α						
0,5-10 МэВ	n (серп.)	n	n	p	n (серп.)	n	n	p
	n (серп. емес)	p (серп. емес)	p	n	n (серп. емес)	p (серп. емес)	p	n
	p	α	α (серп. емес)	pn	p	γ	γ	pn
	α			2n	γ			2n
10-50 МэВ	2n	2n	2n	p	2nm	2n	2n	p
	n (серп. емес)	n	n	2n	n (серп. емес)	n	n	2n
	n (серп.)	p (серп. емес)	p	pn	n (серп.)	p (серп. емес)	p	pn
	p	np	np	3n	p	np	np	3n
	np	2p	2p	d (серп. емес)	pn	2p	2p	d (серп. емес)
	2p	α	α (серп. емес)	t	2p	α	α (серп. емес)	t
	α				α			
	Үш ямаса үштен де көп бөлекше	Үш ямаса үштен де көп бөлекше	Үш ямаса үштен де көп бөлекше	Үш ямаса үштен де көп бөлекше	Үш ямаса үштен де көп бөлекше	Үш ямаса үштен де көп бөлекше	Үш ямаса үштен де көп бөлекше	Үш ямаса үштен де көп бөлекше

Квантмеханикалық көз-қараслар бойынша ядролық реакцияларды санлық жақтан тәриплеу тек статистикалық жол менен әмелге асырылады. Бундай жағдайда ядролық реакцияны тәриплеуши хәр қыйлы процесслердің итималлығы хаққында ғана гәп етилиуи мүмкин. Усындай көз-қарас пенен қарағанда мысалы басланғыш халда да, ақырға халда да еки бөлекше орын алатуғын $a + A \rightarrow b + B$ реакциясы $d\Omega = \sin \vartheta d\vartheta d\varphi$ денелик мүйеши ишиндеги $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ дифференциаллық эффективли кесе-кесим менен тәриплениди. Бул аңлатпаларда ϑ хэм φ арқалы бөлекшелердің биреуиниң (әдетте ең жеңилинин) ушып шығыуының полярлық хэм азимуталлық мүйешлери белгиленген. ϑ мүйеши келип урылыушы бөлекшениң козғалыс бағытынан баслап есапланады. Дифференциал эффектив кесе-кесимниң ϑ хэм φ мүйешлеринен ғәрезлиги реакцияда пайда болатуғын бөлекшелердің **мүйешлик тарқалыуы** деп аталады. Реакцияның интенсивлиги **интеграллық** ямаса **толық кесе-кесим** менен тәриплениди. Интеграллық кесе-кесимди

табыу ушын дифференциаллық эффективли кесе-кесимди ϑ хәм φ мүйешлери бойынша интеграллау керек, яғный

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega. \quad (13.3)$$

Егер ушып келиуши бөлекше хәм нышана бөлекшелери спинлерге ийе болмаса ямаса тәртипсиз түрде бағытланған болса, онда барлық бөлекшелер бөлекшениң қозғалыс бағытына салыстырғанда аксиаллық симметрияға ийе. Бул жағдайда $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ шамасы тек ϑ полярлық мүйештен ғәрезли болады хәм $d\Omega = 2\pi \sin \vartheta d\vartheta$ деп жазыуға болады.

Эксперименталлық изертлеулердің басым көпшилиги лабораториялық координаталар системасында орынланады (бундай системаны қысқа болыу ушын ЛС деп белгилеймиз). Әлбетте лабораториялық системада нышана тынышлықта турады. Ал теориялық изертлеулерде **массалар орайы системасын** (қысқаша МОС) ямаса **инерция орайы системасын** (қысқаша ИОС) пайдаланған қолайлы. Бул системада соқлығысыушы бөлекшелердің импульслериниң қосындысы нолге тең. МОС та алынған нәтижелерди ЛС ушын қайтадан есаплау қыйын емес (бірақ биз хәзир бул мәселе менен шуғылланбаймыз). Бундай жағдайда хәм релятивистлик емес қозғалысларда (үлкен емес тезликлерде) массалар орайы ауыр бөлекшениң масса орайы менен сәйкес келеди. Нәтижеде ЛС хәм МОС системаларындағы координаталар физикалық жақтан бир бири менен үйлеседи. Бірақ үлкен тезликлерде ЛС менен МОС арасындағы айырма үлкен болады.

Ядролық реакциялардағы сақланыу ызамалары. Ядролық реакцияларды үйренгенде төмендегидей дәл орынланатуғын сақланыу ызамалары басшылыққа алынады:

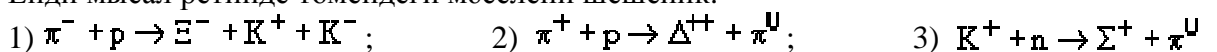
1	Энергияның сақланыу ызамаы;
2	Импульстиң сақланыу ызамаы;
3	Импульс моментиниң сақланыу ызамаы;
4	Электр зарядының сақланыу ызамаы;
5	Барионлық зарядтың сақланыу ызамаы;
6	Лептонлық зарядтың сақланыу ызамаы.

Булардан басқа да сақланыу ызамалары пайдаланылады. Атап айтқанда олар мыналар:

7	Өззи тәсирлесиуди есапқа алмағанда - толқын функциясының жуплығының сақланыу ызамаы;
8	Электромагнит тәсирлесиуди есапқа алмағанда - изотоплық спинниң сақланыу ызамаы.

Сақланыу ызамалары бизиң ойымызда жүриуи мүмкин деп есапланған реакциялардың қайсысының ҳақыйқатында да жүзеге келетуғынлығын, қайсысының жүзеге келмейтуғынлығын (яғный қадаған етилгенлигин) анық болжауға мүмкиншилик береді.

Енди мысал ретинде төмендеги мәселени шешейик:



реакцияларының күшли тәсирлесиудиң нәтижесинде жүре алатуғынлығын ямаса жүре алмайтуғынлығын үйренейик.

Бул реакцияларда электр заряды Q дың, барионлық заряд B ның, ерсилик S тиң хәм изоспин I_3 шамаларының сақланыуын қарайық:

$$\begin{aligned}
 1) \quad & \pi^- + p \rightarrow \Xi^- + K^+ + K^- \\
 Q: & \quad -1 + 1 \rightarrow -1 + 1 - 1 \quad \Delta Q = -1 \\
 B: & \quad 0 + 1 \rightarrow 1 + 0 + 0 \quad \Delta B = 0 \\
 S: & \quad 0 + 0 \rightarrow -2 + 1 - 1 \quad \Delta S = -2 \\
 I_3: & \quad -1 + 1/2 \rightarrow -1/2 + 1/2 - 1/2 \quad \Delta I_3 = 0
 \end{aligned}$$

Бул кестеден реакцияның жүрийінің мүмкін емес екенлігі көрініп тұр. Себеби электр заряды менен ерсилик сақланбайды.

$$\begin{aligned}
 2) \quad & \pi^+ + p \rightarrow \Delta^{++} + \pi^0 \\
 Q: & \quad 1 + 1 \rightarrow 2 + 0 \quad \Delta Q = 0 \\
 B: & \quad 0 + 1 \rightarrow 1 + 0 \quad \Delta B = 0 \\
 S: & \quad 0 + 0 \rightarrow 0 + 0 \quad \Delta S = 0 \\
 I_3: & \quad 1 + 1/2 \rightarrow 3/2 + 0 \quad \Delta I_3 = 0
 \end{aligned}$$

Реакцияның жүрийі мүмкін. Себеби барлық сақланыу ызамаларының талаптары орынланады.

$$\begin{aligned}
 3) \quad & K^+ + n \rightarrow \Sigma^+ + \pi^0 \\
 Q: & \quad 1 + 0 \rightarrow 1 + 0 \quad \Delta Q = 0 \\
 B: & \quad 0 + 1 \rightarrow 1 + 0 \quad \Delta B = 0 \\
 S: & \quad 1 + 0 \rightarrow -1 + 0 \quad \Delta S = -2 \\
 I_3: & \quad 1/2 - 1/2 \rightarrow 1 + 0 \quad \Delta I_3 = 1
 \end{aligned}$$

Бул реакцияның жүрийі мүмкін емес. Себеби ерсилик пенен изоспиннің проекциясының шамасы сақланбайды.

Солай етип жокарыда келтирилген реакциялардың тек екіншиси ғана жүреді екен.

Биз хәзир экзотермалық хәм эндотермалық ядролық реакциялар хакқында гәп етемиз.

Дәслеп ядролық реакциялар ушын энергияның сақланыу ызамамын мына түрде жазамыз:

$$\mathcal{E}_{1rel} + \mathcal{E}_{2rel} = \mathcal{E}'_{1rel} + \mathcal{E}'_{2rel} + \dots + \mathcal{E}'_{nrel} \quad (13.4)$$

Эксперименталлық изертлеулерде бөлекшениң энергиясы дегенде оның кинетикалық энергиясын түсінеди: $\mathcal{E} \equiv \mathcal{E}_{kin} = \mathcal{E}_{rel} - mc^2$. Бул аңлатпада m аркалы бөлекшениң массасы белгиленген, ал $\mathcal{E}_{rel} = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$.

Енди энергияның сақланыу ызамамының математикалық аңлатпасы болған (13.4)-аңлатпаны былайынша жазамыз:

$$\varepsilon_{1rel} + \varepsilon_{2rel} = \varepsilon'_{1rel} + \varepsilon'_{2rel} + \dots + \varepsilon'_{nrel} + Q. \quad (13.5)$$

Бул аңлатпада

$$Q = (m'_1 + m'_2 + \dots + m'_n)c^2 - (m_1 + m_2)c^2. \quad (13.6)$$

Физикалық мәнісі бойынша Q шамасы реакцияның нәтижесінде бөлініп шыққан энергия болып табылады. Химия илиминдегідей бұл шаманы реакцияның теңлемесінің өзінге қосып жазады. Мысалы $A(a,b)B$ реакциясы толығырақ түрде былайынша жазылады:

$$a + A \rightarrow b + B + Q. \quad (13.7)$$

Бұл аңлатпаның мәнісі мынадай: егер тынышлықта тұрған a хәм A бөлекшелери бир бири менен реакцияға кириссе, онда пайда болған b хәм B бөлекшелери тынышлықта болмайды хәм олардың кинетикалық энергияларының қосындысы сол Q шамасына тең болады. Химияда Q шамасы **реакция жыллылығы** деп аталады. Ал ядролық физикада болса бұл шаманы **реакцияның энергиясы** деп атау қабыл етилген. Реакцияның энергиясы хаққында гәп еткенимизде биз барлық ўақытта бөлекшелердің кинетикалық энергиясын нәзерде тутамыз.

Егер $Q > 0$ болса, яғный реакция энергияның бөліп шығарылыуы менен жүрсе, онда реакцияны **экзотермалық реакция** деп атаймыз. Мысал ретінде

$$p + {}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + \alpha + 17 \text{ МэВ} \quad (13.8)$$

реакциясын көрсете аламыз (бундай реакция биринши рет Кокрофт хәм Уолтон тәрепинен бақланды).

Егер $Q < 0$ шәрти орынланса, онда реакция **энергияның жутылыуы** менен жүреди хәм бундай реакцияны **эндотермалық реакция** деп аталады. Әлбетте экзотермалық реакцияға кері болған барлық реакция эндотермалық болады. Мысалы жоқарыда келтирилген реакцияның кериси

$$\alpha + \alpha \rightarrow p + {}^7\text{Li} - 17 \text{ МэВ} \quad (13.9)$$

реакциясы эндотермалық реакция болып табылады.

Есаплар шығарамыз:

1. ${}^4_2\text{He} + {}^4_2\text{He} \rightarrow p + {}^7_3\text{Li}$ реакциясының энергиясын есаплау керек.

Шешими:

Ядролық реакцияның энергиясы

$$Q = c^2 \left(m_1 + m_2 - \sum m'_i \right)$$

формуласы жәрдемінде анықланады. Бұл формулада m_1 хәм m_2 арқалы реакцияға кирисиўши, ал $\sum m'_i$ арқалы реакцияның нәтижесінде туўылған бөлекшелердің массалары белгиленген. Егер бөлекшелердің массаларын массаның атомлық бирликлерінде берсек, онда жоқарыдағы формула $Q = 931(m_1 + m_2 - \sum m'_i)$ түрине енеди.

Ядролық реакцияның энергиясын есаплағанда ядролардың массаларының орнына сол ядролардың атомларының массаларын қойыўға болады. Китаплардан мынадай мағлыұматларды аламыз:

$$m_{{}_2^4\text{He}} = 4,00260 \text{ м.а.б.},$$

$$m_{1H} = 1,00783 \text{ м.а.б.},$$

$$m_{3Li} = 7,01601 \text{ м.а.б.}$$

шамаларын аламыз.

Реакцияның массасының дефекти мынаған тең

$$(2m_{2He} - m_{1H} - m_{3Li}) = -0,01864 \text{ м.а.б.}$$

шамасына тең. Бул шамаларды жоқарыдағы Q ушын жазылған аңлатпаға қойсық, мыналарға ийе боламыз:

$$Q = 931(-0,01864) \cong -17,4 \text{ (МэВ)}.$$

Бул аңлатпада $Q < 0$, сонлықтан реакцияның жүріуі үшін энергия талап етіледі.

2. ${}^2_1H + {}^7_3Li \rightarrow {}^4_2He + {}^4_2He + {}^1_0n$ ядролық реакциясының энергиясын есаплау керек.

Берілгени: $m_{2H} = 2,0141$,

$m_{Li} = 7,01605$,

$m_{He} = 4,0026$,

$m_n = 1,00867 \text{ м.а.б.}$

$E = ?$

Шешими: Ядролық реакцияның энергиясы $E = \Delta m c^2$ формуласы жәрдеминде анықланады. Бул аңлатпада Δm арқалы реакцияға кириуші хәм реакцияның нәтижесінде болған бөлекшелердің массаларының айырмасы белгиленген:

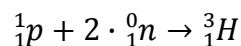
$$\begin{aligned} \Delta m &= m_{2H} + m_{Li} - 2m_{He} - m_n = \\ &= 2,0141 + 7,01605 - 2 \cdot 4,0026 - 1,00867 = 0,01628 \text{ м.а.б.} \end{aligned}$$

Ядролық реакцияның энергиясы

$$E = \Delta m c^2 = 0,01628 \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \cdot 9 \cdot 10^{16} = 2,4 \cdot 10^{-12} \text{ Дж} = 15,2 \text{ МэВ}.$$

3. Бир протон менен еки нейтрон қосылып бір ядроны пайда ететугын болса қандай энергия бөлиніп шығады?

Шешими:



ядролық реакциясының нәтижесінде тритий ядросы пайда болады (бул ядро 3_1H арқалы белгиленген). Ядролық реакцияның энергиялық эффекти $E = \Delta m c^2$ мынаған тең:

$$\Delta m = m_p + 2m_n - m_{3H}.$$

$m_p = 1,00728 \text{ м.а.б.},$

$m_n = 1,00867 \text{ м.а.б.},$

$m_{3H} = 3,01605 \text{ м.а.б.}$

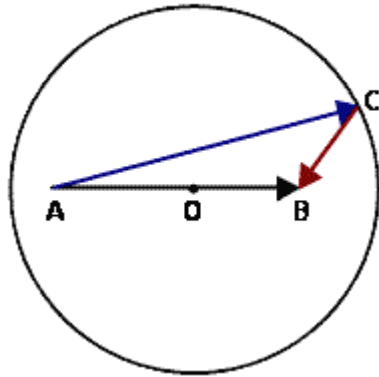
Бундай жағдайда

$$\begin{aligned} E = \Delta m c^2 &= (1,00728 + 2 \cdot 1,00867 - 3,01605) \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \cdot 9 \cdot 10^{16} \cong \\ &\cong 12,8 \cdot 10^{-13} \text{ Дж} \cong 8 \text{ МэВ}. \end{aligned}$$

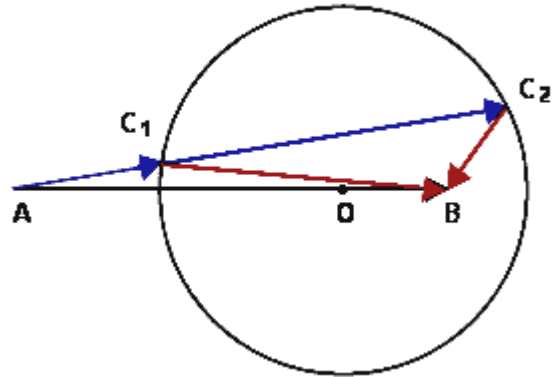
Ядролық реакцияның кинематикасы. $a + A \rightarrow b + B$ реакциясын релятивистлик емес көз-қарастан қараймыз. Мейли лабораториялық есаплау системасында A тынышлықта тұрған болсын хәм энергиясы T_a болған бөлекше оған келип соқлығыссын. Лабораториялық системадағы энергия ушын дәстениң бағытына θ_b мүйеши бағытында ушыушы b бөлекшесиниң энергиясы ушын мына аңлатпа орынлы болады (төменде келтирилген аңлатпа <http://nuclphys.sinp.msu.ru/react/misc/kynem.htm> адресинде келтирилип шығарылған):

$$T_b = \frac{m_a m_b T_a}{(m_a + m_b)^2} \left(\cos \theta_b \pm \sqrt{\cos^2 \theta_b + \frac{(m_a + m_b)[(m_b - m_a)T_a + m_b Q]}{m_a m_b T_a}} \right)^2. \quad (13-10)$$

Бул аңлатпада m_a , m_A , m_b , m_B арқалы a , A , b хәм B бөлекшелериниң массалары белгиленген, Q болса реакцияның энергиясы. Егер квадрат түбирдин астындағы қосынды нолден үлкен ямаса нолден киши болса, онда квадрат түбирдин алдына "+" белгиси қойылады. Бундай жағдайда θ_b мүйеши 0 ден π ге шекемги мәнислерди қабыл етеди (13-2 сүүретти қараңыз), егер квадрат түбирдин астындағы шама нолден киши болса, онда берилген T_b энергиясы ушын θ_b ның еки мәниси (T_b ның шамасына пропорционал болған AC_1 хәм AC_2 кесиндилери, 13-3 сүүрет), ямаса бир де мәниси сәйкес келмейди. Бундай жағдайда θ_b ның мәнислери сүйир мүйешлер областы менен шекленген. Бундай мәнислер ушын квадрат түбирдеги $\theta_b < \theta_b^{max}$ сәйкес келеди (13-3 сүүретке қараңыз).



13-2 сүүрет.



13-3 сүүрет

Реакция энергиясы Q , ушып шығыу мүйеши θ_b , бөлекшедердин энергиялары менен массалары мына аңлатпа менен байланысқан:

$$Q = T_b \frac{m_b + m_B}{m_b} - T_a \frac{m_B - m_a}{m_b} - 2 \frac{\sqrt{m_a m_b}}{m_b} \sqrt{T_a T_b} \cos \theta_b. \quad (13-11)$$

Инерция орайы системасында b бөлекшесиниң кинетикалық энергиясы T'_b ушын мына аңлатпа орынлы:

$$T'_b = \frac{m_b}{m_B + m_b} \left(\frac{m_A}{m_a + m_A} + Q \right) = \frac{m_B}{m_b} T'_B. \quad (13-12)$$

Координаталардың лабораториялық системадан инерция орайы системасына өткенде мүйешлер мынадай болып түрлендириледі:

$$\operatorname{tg} \theta_b = \frac{\sin \theta_b'}{k_b + \cos \theta_b'} \quad (13-13)$$

бул аңлатпада

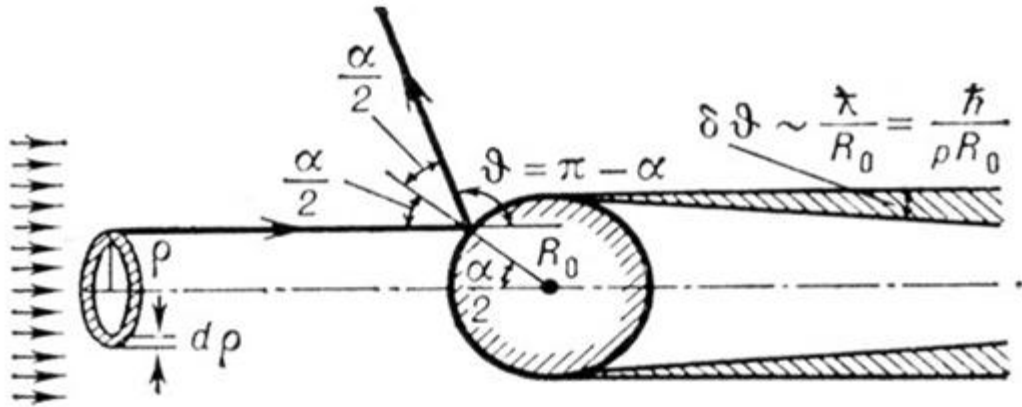
$$k_b = \left(\frac{m_a m_b T_b}{m_b [m_a T_a + Q(m_a + m_a)]} \right)^{1/2} \quad (13.14)$$

В бөлекшеси үшін кейінгі формулалардағы индекстерді алмастырып қойыу арқылы әмелге асырылады.

14-§. Ядролық реакциялардың кесими хәм шығыуы

Ядролық реакциялардың механизми

Ядролық реакцияның кесе-кесими. Бир бири менен тәсир етисийүши еки бөлекшеден туратуғын системаның белгили бир ақырғы халға өтијуиниң итималлығын тәриплеуши шаманы ядролық реакцияның кесе-кесими (кесими) деп атайды. Ядролық реакцияның кесе-кесими ҳаққында төмендеги 14-1 сүўрет көргизбели түрде мағлыұматларды береди.



14-1 сүўрет. «Классикалық» бөлекшениң «абсолют серпимли» шардағы серпимли шашырауын түсиндирийүге арналған сүўрет. $\vartheta = \pi - \alpha$ мүйешине шашырауға $\rho = R_0 \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) = R_0 \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right)$ гөзлеу параметри жуўап береди. Ал $d\Omega = 2\pi \sin \vartheta d\vartheta$ денелик мүйешине шашыраудың кесе-кесими $d\sigma$ штрихланған сақыйнаның майданына тең: $d\sigma = 2\pi \rho d\rho = \frac{\pi}{2} R_0^2 \sin \vartheta d\vartheta$, яғный дифференциаллық кесе-кесим $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{R_0^2}{4}$. Серпимли шашыраудың толық кесе-кесими шариктиң геометриялық кесе-кесимине тең: $\sigma = \pi R_0^2$. Бөлекшелердиң квантлық қасийетлерин есапқа алсақ кесе-кесимниң мәниси басқаша болып шығады. Ең шекли жағдайда $\beta \gg R_0$ ($\beta = \frac{h}{p}$ арқалы де-Бройль толқынының узынлығы, ал p арқалы бөлекшениң импульси белгиленген). Шашырау сфералық симметрияға ийе, ал толық кесе-кесим классикалық жағдайдағыға қарағанда 4 есе үлкен: $\sigma_{kv} = 4\pi R_0^2$. Егер $\beta \ll R_0$ шәрти орынланса, онда шекли мүйешлерге шашырау ($\vartheta \neq 0$) классикалық шашырауды еске түсиреди. Бирақ жүдә киши мүйешлерде ($\delta\vartheta \sim \beta/R_0$) $\sigma = \pi R_0^2$ кесе-кесимине ийе толқынлық дифракциялық шашырау орын алады. Солай етип дифракцияны есапқа алғанда толық кесе-кесим классикалық кесе-кесимнен еки есе үлкен: $\sigma = 2\pi R_0^2$.

Ядролық тәсир етисийүдиң итималлығын дәстениң жолында турған ядроның эффективли майданы σ арқалы анықлау қабыл етилген. Дәстеге перпендикуляр қойылған нышананың бир бирлик майданындағы бөлекшелер санын N_0 арқалы белгилеймиз. Мейли усы майданда n дана ядро жайласқан болсын. Бундай жағдайда тәсирлесийүлер саны мына аңлатпаның жәрдеминде анықланады:

$$N = N_0 \sigma n. \quad (14.1)$$

Бул аңлатпадағы σ шамасын толқ кесе-кесим деп атаймыз. Бул кесе-кесимнің шамасы ядроның кеси-кесимнің геометриялық майданынан үлкен шамаларға айрылыуы мүмкін (жүзлеген, мыңлаған есе).

Егер нышананың қалыңлығы белгили болса, онда бир бирлик майдандағы ядролардың санын анықлау мүмкин:

$$n = \frac{\rho d N_A}{A}. \quad (14.2)$$

Бул аңлатпада ρ арқалы нышана затының тығызлығы, d арқалы нышана заттың қалыңлығы, N_A арқалы Авагадро саны, ал A арқалы массалық сан белгиленген.

Хәр қыйлы шығыу каналларына ийе реакциялардың кесе-кесимлери (мысалы (p,n) , (p,d) хәм тьағы басқалар) парциаллық кесе-кесимлер деп аталады. Бул реакцияларда акырғы ядролардың хәр қыйлы халларының қозыуына алып келетуғын процесслердің кесе-кесимлерин айырып көрсетеди. Бундай кесе-кесимлерди де парциаллық кесе-кесимлер деп атайды. Реакциялардың толық кесе-кесими энергияның берилген мәнисине сәйкес келиуши парциаллық кесе-кесимлердің қосындысына тең болады:

$$\sigma = \sum \sigma_b.$$

Бул аңлатпада σ_b арқалы парциаллық басым белгиленген.

Кесе-кесимнің бир бирлиги ретинде $1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2$ қабыл етилген.

Қойылған мәселеге хәм өткерилип атырған эксперименттың өзгешеликлерине байланысly интеграллық, дифференциаллық, еки қайтара дифференциаллық хәм басқа да кесе-кесимлер қолланылады.

$a + A \rightarrow b + B$ типиндеги реакцияның интеграллық кесими деп мына шамаға айтамыз:

$$\sigma_{ab} = \frac{dN_b}{nN_0}. \quad (14.3)$$

Бул аңлатпадағы n бир бирлик майдандағы нышана бөлекшелердің саны, N_0 болса а бөлекшелери нышанасына келип түсіуши бөлекшелердің саны. dN_b реакцияның нәтижеси болған b бөлекшелеринің саны.

$$\frac{d\sigma_{ab}}{d\varepsilon_b} = \frac{1}{nN_0} \frac{dN_b}{d\varepsilon_b}, \quad (14.4)$$

Бул аңлатпадағы n нышананың бир бирлик майданындағы бөлекшелер саны, N_0 арқалы нышанаға келип түскен а бөлекшелеринің саны, $dN_b/d\varepsilon_b$ арқалы $\varepsilon_b - \varepsilon_b + d\varepsilon_b$ диапазонындағы энергияға ийе реакцияның нәтижеси болған b бөлекшелеринің саны.

$a + A \rightarrow b + B$ реакциясының еки қайтара дифференциаллық кесе-кесими деп

$$\frac{d^2\sigma_{ab}}{d\Omega d\varepsilon_b} = \frac{1}{nN_0} \frac{dN_b}{d\Omega d\varepsilon_b}, \quad (14.5)$$

шамасына айтамыз. Бул аңлатпадағы n бир бирлик майдандағы нышананың бөлекшелеринің саны, N_0 - нышанаға келип түскен а бөлекшелеринің саны, $\frac{dN_b}{d\Omega d\varepsilon_b}$ арқалы усы реакцияның нәтижеси болған, $d\Omega$ денелик мүйештің ишинде поляр θ

хәм азимуталлық ϕ мүйеши бағытында ушатұғын хәм $\varepsilon_b - \varepsilon_b + d\varepsilon_b$ интервалы ишиндеги энергияға ийе b бөлекшелериниң саны.

Кесе-кесимлер бир бири менен мына қатнас арқалы байланысқан:

$$\frac{d\sigma_{ab}}{d\Omega} = \int \frac{d^2\sigma_{ab}}{d\Omega d\varepsilon_b} d\varepsilon_b, \quad (14.6)$$

$$\frac{d\sigma_{ab}}{d\varepsilon_b} = \int \frac{d^2\sigma_{ab}}{d\Omega d\varepsilon_b} d\Omega, \quad (14.7)$$

$$\sigma_{ab} = \iint \frac{d^2\sigma_{ab}}{d\Omega d\varepsilon_b} d\Omega d\varepsilon_b. \quad (14.8)$$

$a + A \rightarrow b + B$ реакциясының интеграллық кесе-кесими σ_{ab} хәм кері болған $b + B \rightarrow a + A$ реакциясының σ_{ba} кесе-кесими *дәлме-дәл тең салмақтық принципі менен байланысқан:*

$$\frac{\sigma_{ab}}{\sigma_{ba}} = \frac{(2j_b + 1)(2j_B + 1)\vec{p}_b^2}{(2j_a + 1)(2j_A + 1)\vec{p}_a^2}, \quad (14.9)$$

бул аңлатпада бөлекшелердің инерция орайы системасындағы спинлери j_a, j_A, j_b, j_B арқалы, ал импульслери \vec{p}_a хәм \vec{p}_b арқалы белгіленген.

Егер реакцияда γ -квант қатнасуатын болса, онда оның ушын $2j + 1 = 2$ көбеймесиниң орын алатуғынылығын еске алыу керек. Себеби γ -кванттың спини 2 проекцияға ийе.

Енди **ядролық реакциялардың механизмлери** хақында гәп етемиз. Соның менен бирге ядролық реакциялар хақында гәп еткенимизде оның тар мәнистеги анықламасын басшылыққа аламыз.

Ядролық реакция атом ядросының қайтадан қурылыуының қурамалы процесси болып табылады. Ядроның қурылысы хақындағы мәселелерді дәл шеше алмағанымыз сыяқты ядролық реакцияларды үйренгенимизде де мәселелерді дәл шеше алмаймыз. Биз жоқарыда атом ядролары ушын хәр қыйлы моделлерді пайдаланыуды көрген едик (басқа сөз бенен айтқанда ядроның структурасын хәр қыйлы ядролық моделлер менен аппроксимациялайды). Тап сол сыяқты ядролық реакцияларды да реакциялардың хәр қыйлы механизмлер менен аппроксимациялайды.

Реакциялардың хәр қыйлы механизмлериниң саны көп. Биз төменде солардың ең тийкаргыларын атап өтемиз.

1. Бордың қурамлық (компаунд) ядро модели. Биз төменде бул механизмді толығырақ қараймыз.

2. Туұрыдан-туұры ядролық тәсирлесіуі механизми. Үлкен тезликлер менен қозғалатуғын нуклонлардың ядролар менен тәсирлесіуі ушып келиуі бөлекшениң нышанадағы тек бир ямаса еки нуклон менен тәсирлесіуі ямаса қандай да бир бөлекше менен алмасыуы сыпатында өтетуғын процесслер бар. Бундай жағдайларда қурамлық ядроның пайда болыуы орын алмайды.

Бундай реакциялардың ең әпиуайы мысаллары ретінде (d, n) , (d, p) реакцияларын атап өтиу мүмкин, реакция процессинде бомбалаушы дейтрон ядросының бир нуклоны нышананың ядросына бериледи. Бундай реакциялардың және бир түрінде нышана ядроның бир нуклоны келип соқлығысыушы бөлекшеге бериледи: (p, d) , (n, d) .

3. Кулон қоздырыуы механизми. Базы бир жағдайларда ушып өтиуші зарядланған бөлекше өзиниң электр майданы арқалы ядро менен тәсирлеседи. Усы қубылыстың өзи ядроны қоздырыуға хәм ядролық реакцияның жүріуіне алып келеди.

4. Бөлекшелердің биримлеп ямаса көп сандағы тууылыуы механизми. Ушып келиуіши бөлекшелердің энергиясы жүдә жоқары болса ($>10^9$ эВ) көп санлы мезанлардың, ал гейпара жағдайларда барион-антибарион жупларының тууылыуы бақланады. Бул кубылыс космослық нурлардың затлар менен тәсирлесиуінде әхмийетли орынды ийелейди хәм космослық нурлар үйренілгенде толығырақ қарап шығылады (космослық нурларды үйрениу студентлерге өз бетинше жұмыс сыпатында бериледи).

Ядролық реакциялардың жоқарыда келтирилген механизмлеринен басқа да көп санлы механизмлери бар.

Биз әхмийетиниң үлкен болыуына байланыслы курамлық ядро механизмн толығырақ қараймыз. Н.Бор тәрәпинен усынылған бул моделде ядролық реакция еки басқыш арқалы жүреді. Биринши басқышта аралықлық С ядросы пайда болады:

$$a + A \rightarrow C \rightarrow b + B. \quad (14.10)$$

Курамлық ядро түсиниги аралықлық ядро болған С ядросының жасау уақыты характерли ядролық уақыт $\tau_{yadro} \approx 10^{-21}$ секундтан артық болған жағдайда ғана пайдаланылады.

Солай етип реакцияның өтиу дәуири $\tau_{yadro} \approx 10^{-21}$ секундтан артық болған жағдайда ғана ядролық реакция курамлық ядро арқалы жүзеге келеді.

Курамлық ядро арқалы жүриуіши ядролық реакцияларды **резонанслық** хәм **резонанслық емес** деп екиге бөледі.

15-§. Тууырдан-тууыры жүзеге келетуғын ядролық реакциялар. Фотоядролық хәм электроядролық реакциялар

Егер ядролық реакция тез өтетуғын болса ($10^{-21} - 10^{-22}$ с дауамында), онда бундай реакцияны **тууыры реакция** (тууырдан-тууыры өтетуғын реакция) деп атаймыз. Тууыры реакцияда ушып келген бөлекше өзиниң энергиясын ядроға (дурысырағы ядроның кандайда бир әпиуайы еркинлик дәрежесине) тууырдан-тууыры береді.

Тууыры реакциялар өзине тән бир қатар өзгешеликлерге ийе болады. Биз хәзир ушып келген бөлекшениң тәсиринде ядродан басқа бир бөлекшениң тиккелей ушып шығыуы менен байланыслы болған реакцияларды қараймыз. Анықлық ушын (N,N') реакциясын үйренемиз.

Бириншиден келип түсиуіши нуклон өзиниң импульсин тийкарынан бир нуклонға беретуғын болғанлықтан ядродан ушып шыққан нуклонның импульси басым көпшилик жағдайда усы импульстиң бағытына жақын болады. Екиншиден келип түсиуіши нуклон ядродағы нуклонға өзиниң энергиясының дерлик барлығын беретуғын болғанлықтан ушып шығыушы нуклонлар әдеуир жоқары (мүмкин болған ең максималлық энергияға жақын) энергияға ийе болады. Мысалы (n,n') реакциясында ушып шығыушы нейтронлар алға қарай бағытланған мүйешлик тарқалыуға хәм келип түсиуіши нейтронның энергиясына жақын мәнистеги энергияға ийе болады.

Тууыры реакциялардың ең кейинги әхмийетли өзгешеликлериниң бири соннан ибарат, реакцияның ақыбетинде теңдей интенсивликте протонлардың да, нейтронлардың да ушып шығыуы мүмкин. Себеби энергияның жоқарығы мәнислеринде Кулон барьериниң бөлекшелердің ушып шығыуы ушын тәсири күшли болмайды.

Онлаған МэВ энергияларда тууыры процесслер хеш уақытта да таза түринде жүрмейді. Бундай процесслер менен бирге басқа да процесслер, мысалы, курамлық ядро арқалы жүретуғын реакциялар да жүзеге келеді.

Тууыры процесаслердің түрлери оғада көп. Бундай процесслер барлық ядроларда да, қәлеген ушып келиуіши бөлекшелерде де жүреді. Ядродан жеке нуклонлардың, нуклонлар

жубының, дейтронның, ${}^3\text{He}$ ядроларының, α -бөлекшелерінің, литийдің, бериллийдің, басқа да курамалы элементтердің ядроларының ушып шығыуы мүмкін. Соңғы жағдайларда ушып шығыушы ядролар-сынықтар **фрагменттер** деп аталады, ал процесстің өзі **фрагментилениу** ямаса **усақлау** (скалывание) деп аталады.

Егер соқлығысудың ақыбетінде ядродан пионлар, каонлар, гиперонлар хәм басқа да элементар бөлекшелер ушып шығатуғын болса, онда бундай процесслер де тууры процесслер қатарына киреди.

Төмендегидей тууры процесслер көбирек үйренілген:

а) (n,n), (n,p), (p,n), (p,p) реакциялары. Бундай тууры реакциялар ядроларды энергиясы онлаған (бир неше он) МэВ болған нуклонлар менен бомбалағанда әмелге асады.

б) (d, p), (d, n) үзип алыуы (срыв) хәм (p, d), (n, d) қосып алыуы (подхват). Үзип алыу механизми мынадан ибарат: дейтрон ядро менен соқлығысқанда усы ядроға бир нуклоны арқалы "жабысады". Бул нуклон ядроға жутылады, ал ал екінши нуклон қозғалысы бағытында қозғалысын еркин түрде дауам ете береді.

Үзип алыу реакциясы әсиресе дейтронларда интенсивли түрде жүреді. Себеби дейтронда нуклонлар бир бири менен әззи байланысқан, бир биринен үлкен қашықтықтарда жайласқан хәм уақыттың көп бөлгінде ядролық күшлердің тәсир етиу радиусынан үлкен қашықтықтарда жайласады.

Қосып алыу реакциясы үзип алыу реакциясына пүткиллей қарама-қарсы. Келип түсіуши нуклон ядроға жақынласады хәм оннан басқа бир нуклонды үзип өзине қосып алады (ядродан нуклонды үзип алады).

в) (p, 2p), (p, pn) квазисерпимли урып шығарулары. Егер келип түсіуши нуклонның энергиясы ядроғағы нуклонның байланыс энергиясынан үлкен болатуғын болса (яғный 100 МэВ тен үлкен), онда келип түсіуши нуклон менен ядроғағы бир нуклонның соқлығысуы орын алады. Бул соқлығыушы еки нуклонның басқа нуклонлар менен тәсирлесіуи екінши дәрежелі орынды ийелейді. Усының салдарынан еки нуклонның еркин серпимли соқлығысуы орын алады. Нәтижеде еки нуклон да хәр тәрепке қарай ушады, яғный ядроны таслап кетеді. Бул нуклонларды квазисерпимли урып шығару процесси болып табылады.

г) тритонлар, α -бөлекшелері хәм басқа да курамалы бөлекшелер қатнасуғын тууры процесслер. Бундай процесслер ядроларды жүдә үлкен энергияға ийе (бир неше жүзлеген МэВ) нуклонлар ямаса басқа бөлекшелер менен бомбалағанда жүзеге келеді.

Басқа да көп санлы тууры процесслерге көплеген мысалларды келтириу мүмкін.

Фотоядролық хәм электроядролық реакциялар. Биз хәзир электрмагнит майданның қатнасуында жүретуғын ядролық реакцияларды қарап шығамыз. Бундай "қатнасуының" формаларының саны көп хәм хәр қыйлы. Мысалы ең әпиуайы экспериментте ядроларды энергиясы онлаған ямаса жүзлеген МэВ болған γ -квантлары менен бомбалау мүмкін. Бундай жағдайда көплеген ядролар бундай γ -квантларын жутады хәм өзіннен протонларды, нейтронларды, басқа да бөлекшелерді бөлип шығарады. Бундай процесслер **фотоядролық реакциялар** деп аталады. (γ, p) хәм (γ, n) фотоядролық реакциялар ең көп изертленілген реакциялар болып табылады. Соның менен бирге (γ, d), (γ, pn), (γ, α) реакциялары да көп изертленген фотоядролық реакциялар қатарына киреди.

Жоқары энергияға ийе квантлар (бир жүз елиу МэВ тен жоқары энергияға ийе γ -квантлар) ядролар ямаса айырым нуклонларда жутылып оларда пионлар хәм басқа да элементар бөлекшелерді туудырады. Бундай процесслер де фотоядролық реакциялар қатарына киреди. Мысалы водород нышананы бир неше жүз МэВ энергияға ийе болған γ -квантлары менен бомбалағанда терис (π^-) хәм оң (π^+) пионлар пайда болады:



Электроядролық процесслер ядроларды зарядланған бөлекшелер менен бомбалағанда бақланады. Бирақ бундай жағдайда электромагнит майданы қатнасуғын хәм

электромагнит майданы қатнаспайтуғын процесслер арасында конкуренция жүреді. Мысалы, егер бомбалаушы бөлекше α -бөлекше болып табылатуғын болса, онда ол ядро менен ядролық күшлер арқалы да, электромагнит күшлери арқалы да тәсирлесе алады. Усы еки тасирлесиўдиң қайсысының күшли болатуғынлығы α -бөлекшесиниң энергиясынан (бул энергияны E арқалы белгилеймиз) хәм ядроның заряды Z тен ғәрезли. Ядролық күшлер оғада интенсивли, бирақ жақыннан тәсир етеди хәм сонлықтан әмелде ол тек ядроның ишинде ғана эффективли. Кулон күшлериниң интенсивлиги кемБирақ бундай күшлер ядродан алыста тәсир етеди. Сонлықтан жоқары энергияларға ийе болған α -бөлекшелери ядроға еркин жақынлап келе алады хәм ядро менен интенсивли түрде тәсир етисиўге кириседи. Бундай жағдайда электромагнит күшлериниң тутқан орны сезилмейди. Бирақ киши энергияларда α -бөлекшеси ядроға жақынлап келе алмайды хәм ядро менен тек Кулон майданы (электр майданы) арқалы тәсир етиседи. Үлкен энергия менен киши энергия арасындағы шегаралық мәниси $E_{shagara}$ бөлекше менен ядро тийискен моменттеги Кулон потенциал энергиясына тең:

$$E_{shagara} = \frac{2Ze^2}{R + r}.$$

Бул аңлатпада R арқалы ядроның радиусы, ал r арқалы α -бөлекшесиниң радиусы белгиленген. Орта ядролар ушын $E_{shagara}$ ның мәниси он МэВ ке жақын.

Электронлар күшли тәсирлесиўге қатнаспайды. Сонлықтан энергиясы жүдә жоқары (жүзлеген хәм оннан да жоқары МэВ лер) болған электронлар ядролар менен тек электромагнит майданы арқалы тәсирлеседи.

Ядролар қатнасатуғын электромагнит процесслерге ядролардың γ -нурланыўы да киреди (қозған ядролардың γ -нурларын шығарыў менен тийкарғы халға өтетуғынлығын еске түсиремиз). Бул процесслер экспериментте ядролық спектроскопия усыллары менен изертленеди.

Ядролардағы электромагнит процесслер басқа ядролық процесслерге салыстырғанда киши интенсивлик пенен өтеди. Себеби электромагнит тәсирлесиўлер ядролық тәсирлесиўлерге салыстырғанда мыңлаған есе әззи. Екиншиден ядродағы электромагнит процесслер тек электромагнит тәсирлесиўлер менен байланыслы болып қалмай, ядролық тәсирлесиўлер менен де байланыслы болады.

16-§. Нейтронлар қатнасатуғын ядролық реакциялар. Ядролық реакцияларды әмелде қолланыў. Активациялық анализ

Биз нейтронлар қатнасатуғын ядролық реакциялар ҳаққында 12-параграфта толығырақ айтқан едик. Сонлықтан бул параграфта нейтронлар қатнасатуғын айырым ядролық реакциялар ҳаққында гәп етемиз.

Аўыр ядролардың бөлиниўи. Нейтронлардың тәсиринде аяыр ядро әдетте еки (гейпара жағдайларда үш хәм сирек төрт) бөлекке (сыныққа) бөлинеди. Бул бөлиниўдиң оғада зор тәрәпи соннан ибарат, бөлиниўдиң барысында еки ямаса үш нейтрон бөлинип (ушып) шығады хәм хәр бир бөлиниў актинде шама менен 200 МэВ ке тең энергия бөлинип шығады.

Ядроның бөлиниўиниң әҳмийетли тәрәплери мыналардан ибарат:

Бириншиден бөлиниў ядроның терең түрдеги қайта қурылыўы менен байланыслы болып, сонлықтан өзиниң механизми бойынша басқа ядролық реакциялардан үлкен өзгешеликке ийе.

Екиншиден бөлиниў реакциясына барлық ядролық реакторлардың жұмыстары (яғный барлық ядролық энергетика хәм ядролық санааттың барлық басқа тараўларының жұмыстары) тийкарланған.

Аўыр ядролардың бөлиниў реакциялары тек нейтронлардың тәсиринде емес, ал фотонлар (γ -квантлар), дейтронлар, протонлар хәм басқа да бөлекшелердің тәсиринде де жүреди. Айырым, солардың ишинде оғада аўыр ядролардың өз-өзинен бөлиниўи де (спонтан бөлиниўи) орын алады. Бул процесслердің барлығы да аўыр ядролардың қурылысын хәм бөлиниў механизмлерин билиў ушын үлкен әхмитйетке ийе.

Спонтан бөлиниў трансуранизотопларды алыў мүмкиншиликлерине шек қояды. Себеби атомлық номер Z тиң үлкейиўи менен бирге элементтиң ярым ыдыраў дәўири де кескин киширейеди⁷.

Бөлиниў реакциясының интенсивлиги нейтронлардың энергиясынан хәм ядролардың сортынан күшли түрдеги ғарезликке ийе. Жеткиликли дәрежеде жоқары энергияға ийе нейтронлардың тәсиринде (100 МэВ тен де жоқары энергияларда) дерлик барлық ядролар да бөлинеди (аўыры да, орташасы да, жеңили де). Бир неше МэВ энергияға ийе нейтронлардың тәсиринде тек аяыр ядролар ғана бөлинеди (шама менен $A = 210$ нан, яғный 85-элементтен баслап). Базы бир аўыр ядролар қалеген энергияға ийе, соның ишинде ноллик энергияға ийе нейтронлар тәрәпинен бөлинеди. Бундай ядролар қатарына уранның $^{233}_{92}\text{U}$, $^{235}_{92}\text{U}$, изотоплары, плутонийдің $^{239}_{94}\text{Pu}$ изотопы, амерцийдің $^{242}_{95}\text{Am}$, $^{245}_{95}\text{Am}$ изотоплары хәм трансурани элементлердің бир қатар изотоплары киреди.

Ядролар көбинесе еки бөлекке (еки сыныққа) бөлинеди. Сынықлардың массаларының бир бирине қатнасы хәр қыйлы мәниске ийе болыўы мүмкин. Жыллылық нейтронлары тәрәпинен жүзеге келетуғын бөлиниўлерде массалары бир бирине тең ямаса бир бирине жақын сынықлар хеш қашан бақланбайды. Сынықлардың массалары бир биринен 1,5 есе үлкен болған бөлиниўдің жүзеге келиўи ең үлкен итималлыққа ийе.

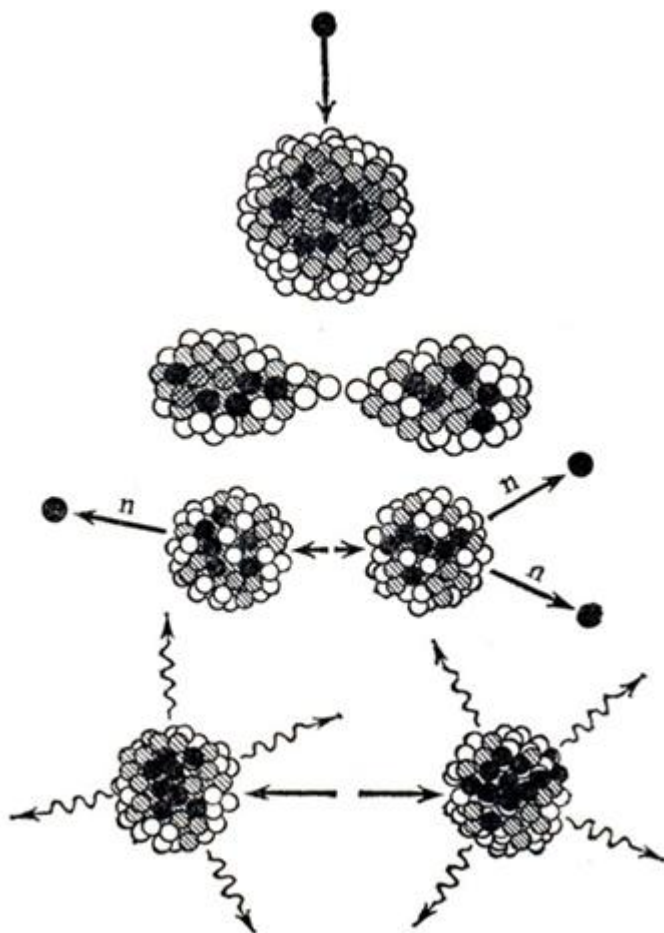
Ядро бөлингенде бөлинип шығатуғын энергияның нелерге жумсалатуғынлығы менен танысамыз. Ядродан сынықлар, нейтронлар хәм γ -кванталыр тиккелей ушып шығады. Сынықлар өзлери менен бирге қосымша кинетикалық хәм ишки энергия алып кетеди. Бул энергиялар $^{235}_{92}\text{U}$ изотопында орташа былайынша бөлиститілген:

сынықлардың кинетикалық энергиялары	160 МэВ
бөлиниўдің γ -нурланыўының энергиясы	8 МэВ
бөлиниў нейтронларының кинетикалық энергиялары	6 МэВ
сынықлардың радиоактивли ыдыраўының энергиясы	21 МэВ

Бул энергиялардың қосындысы бөлиниў процессинде бөлинип шығатуғын толық энергияның мәнисин береді. Бул шама 195 МэВ ке тең.

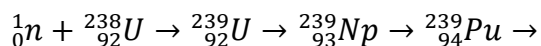
Ядролық реакторлар. Биз хәзир ғана ядроның бир бөлиниў процессинде шама менен 200 МэВ энергияның (биз көрген мысалда 195 МэВ) бөлинип шығатуғынлығын көрдик. Бул шама химиялық реакцияның бир актинде бөлинип шығатуғын энергияның мәнисинен миллирадлаған есе үлкен (ең көп энергия бөлип шығаратуғын химиялық реакцияның бир актинде бир неше электровольт энергиядан жоқары муғдардағы энергия бөлинип шықпайды). Атом ядролары бөлингенде бөлинип шығатуғын энергияны **ядролық энергия** ямаса **атом энергиясы** деп атайды. Бундай энергияны әмелде **ядролық реакторлар**дың жәрдемінде алады.

⁷ $A > 280$ болған жағдайда айырым аўыр ядролардың ярым ыдыраў дәўиринің үлкейетуғынлығы хәккында теориялық мағлыұматлар бар.



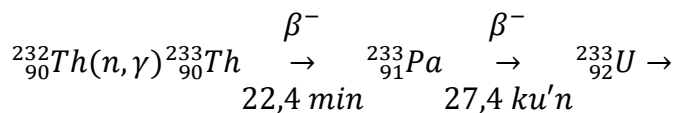
$^{235}_{92}\text{U}$ ядросының бөлиніуі.
Бул сүўретте n арқалы келип
түсіуші (сүўреттің
жоқарысында) хәм сынықлар
тәрепинен (сүўреттің орта
бөлиминде) шығарылатуғын
нейтронлар белгиленген.

Ядролық реакторларда бөлиніу ядролық реакцияларын пайда етиу үшін пайдаланылатуғын затларды **ядролық жанылғы** деп атаймыз. Тәбиятта тәбийий шараятларда тек бир ғана ядролық жанылғы – уран гезлеседи. Тәбийий уранның қурамында 0,7 % ке шекем $^{235}_{92}\text{U}$ изотопы бар. Усы $^{235}_{92}\text{U}$ изотопы ядролық жанығы болып табылады. Тәбийий уранның 99,3 проценти $^{238}_{92}\text{U}$ изотопы болып табылады. Сол $^{238}_{92}\text{U}$ изотопы менен $^{232}_{90}\text{Th}$ изотопы бөлинетуғын хәм ядролық жанылғы болып табылатуғын $^{233}_{92}\text{U}$ хәм $^{239}_{94}\text{Pu}$ изотоплары алынадуғын шийки зат материаллары болып табылады. Бирақ $^{233}_{92}\text{U}$ хәм $^{239}_{94}\text{Pu}$ изотоплары тәбиятта ушыраспайды. $^{239}_{94}\text{Pu}$ былайынша алынады:



Әлбетте $^{239}_{92}\text{U}$ изотопының $^{239}_{93}\text{Np}$ изотопына, ал оның $^{239}_{94}\text{Pu}$ изотопына айланыуы β^- ыдыраудың нәтийжесинде жүреди.

$^{233}_{92}\text{U}$ изотопы мына схема бойынша алынады:



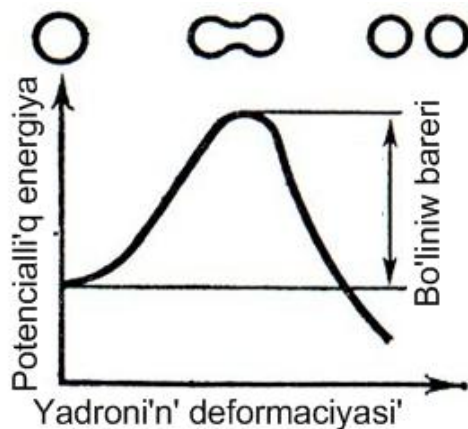
Бул жағдайда да $^{233}_{90}\text{Th}$ изотопының $^{233}_{91}\text{Pa}$ изотопына, ал оның $^{233}_{92}\text{U}$ изотопына айланыуы β^- ыдыраудың салдарынан әмелге асады.

Ядролық энергетикада тийкарғы орынды $^{235}_{92}\text{U}$, $^{239}_{94}\text{Pu}$ хәм $^{233}_{92}\text{U}$ изотоплары ийелейди. Олардың үшеуі де тақ сандағы нейтронларға ийе, қалеген энергияға ийе нейтронлардың (соның ишинде жыллылық нейтронларының да) тәсирінде бөлинеди.

Бөлиниўши ядроны тәриплейтуғын әхмийетли шама бир ядро бөлінгенде ушып шығатуғын екінши нейтронлардың орташа саны ν болып табылады. Екінши шама болған η шамасы айырым ядроны емес, ал бирдей ядролардан туратуғын бир текли орталықты тәриплейди. Бундай орталықтың өлшемлери жеткиликли дәрежеде үлкен (шеклик мәниси шексиз үлкен). Бул шама ядро тәрепинен бир нейтронды тутып алыў актиндеги екінши нейтронлардың орташа шамасы болып табылады. ν хәм η шамалары бир бирине сәйкес келмейди. Себеби орталықтағы нейтронлар тек ядролардың бөлиниўин жүзеге келтирип қоймайды, ал ядролар тәрепинен бөлиниўнен-ақ тутып алынады. Бундай жағдайда γ -квантлары шығарылады, яғный (n, γ) **радиациялық тутып алыў** реакциясына кириседи. Мейли σ_{nf} аркалы бөлиниў кесе-кесими, ал $\sigma_{n\gamma}$ аркалы радиациялық тутып алыў кесе-кесими белгиленген болсын. Бундай жағдайда бөлиниўге қәбилетли ядролардың орташа үлесі $\frac{\sigma_{nf}}{\sigma_{nf} + \sigma_{n\gamma}}$ шамасына тең болады. Нейтронды тутып алыўдың бир актине сәйкес келиўши бөлип шығарылған екінши нейтронлардың орташа саны мынаған тең болады:

$$\eta = \nu \frac{\sigma_{nf}}{\sigma_{nf} + \sigma_{n\gamma}}$$

Бул формулаға кириўши барлық шамалардың мәниси нейтронлардың энергиясынан ғәрезли. Сонлықтан формуланың өзи моноэнергиялық нейтронларға тийисли болады.



Бөлиниў барьері хәм бөлиниўши ядроның формасының өзгериўиниң избе-излиги

Төмендеги кестеде жыллылық хәм тез нейтронлар менен бөлиниўши ядролар ушын η менен ν шамаларының мәнислери берилген:

Ядро		$^{233}_{92}\text{U}$	$^{235}_{92}\text{U}$	$^{239}_{94}\text{Po}$
Жыллылық нейтронлары ($E = 0,025$ эВ)	ν	2,48	2,42	2,86
	η	2,28	2,07	2,11
Тез нейтронлар ($E = 1$ МэВ)	ν	2,59	2,52	2,98
	η	2,45	2,3	2,7

Жокарыдаға кестеде $\eta > 1$ екенлиги көринип тур (1 ден әдеўир үлкен). Бул атом **ядроларының бөлиниўиниң шынжырлы реакциясының** жүзеге келиўиниң зәрүр болған шәрти болып табылады (бирақ жеткиликли шәрти емес). "Шынжырлы реакция" термини химиядан алынған. Реакцияның шынжырлы реакция болыўы ушын реакцияға кирисиўши затлардың бириниң қайтадан тиклениўи (хәтте бурынғыдан да көбирек муғдарда) шәрт.

Атом ядроларының бөлиниўиндеги шынжырлы реакцияда нейтронлар қайтадан тикленеди. Бундай реакцияның идеалластырылған түри ушын төмендегидей мысал келтиремиз.

Мейли үлкен өлшемлерге ийе дене таза уран-235 тен ($^{235}_{92}\text{U}$ изотопынан) туратуғын болсын. Мейли космослық нурлардың тәсириндеги спонтан бөлиниўдиң себебинен

нейтрон пайда болатуғын болсын. Бул нейтрон ерте ямаса кеш басқа бир ${}^{235}_{92}\text{U}$ ядросы тәрәпинен тутып алынады, нәтийжеде ${}^{235}_{92}\text{U}$ бөлинеди хәм еки жаңа нейтрон пайда болады. Бул еки нейтронды биринши әўлад нейтронлар деп атаймыз. Бул еки нейтрон еки ядроның бөлиниўин болдырады, нәтийжеде екинши әўлад төрт нейтрон пайда болады. Екинши әўлад нейтронлардың орнына үшінши әўлад $2^3 = 8$ нейтрон пайда болады. n-әўлад нейтронлардың саны ўақытқа байланыслы экспоненциаллық нызам бойынша өседи.

Уран-235 теги бир әўлад нейтронлардың орташа жасаў ўақыты $10^{-7} - 10^{-8}$ с. Мысал ушын үлкенирек болған 10^{-7} с ўақытты аламыз. Бундай жағдайда реакция басланғаннан кейин 10^{-5} с ўақыттан кейин жүзинши әўлад нейтронлар пайда болады. Олардың саны $N_{100} = 2^{100} = 1,27 \cdot 10^{30}$ ға тең болады. Усы ўақыттың ишинде $1 + 2 + 2^2 + \dots + 2^{100} \approx 2^{101} \approx 2,54 \cdot 10^{30}$ ядролық бөлиниў әмелге асады. Хәр бир бөлиниўде 200 МэВ энергия бөлинип шыққанлықтан $200 \cdot 2,54 \cdot 10^{30} \text{ МэВ} \approx 5 \cdot 10^{32} \text{ МэВ} \approx 8 \cdot 10^{26}$ эрг энергия бөлинип шығады. Бул оғада қуўатлы партланыўды болдырады, оның орташа қуўаты $8 \cdot 10^{31}$ эрг/с қа тең. Салыстырыў ушын Қуяштың нурланыўының толық қуўатының $3,8 \cdot 10^{33}$ эрг/с екенлигин атап өтемиз.

Бир қарап өткен ўақыт ишиндеги бөлінген уран-235 ядроларының массасы $235 \cdot 1,68 \cdot 10^{-24} \cdot 2,54 \cdot 10^{30} \approx 10^9 \text{ г} = 10^6 \text{ кг} = 10^3 \text{ т}$. Демек биз қарап шыққан идеалластырылған партланыўдың жүзеге келиўи хәм биз келтирген ўақытта (10^{-5} секунд ишинде) сол партланыўдың сөниўи ушын бөлинетуғын заттың ең дәстепки массасы 10^3 тоннадан сәл артық болыўы керек деп жуўмақ шығарамыз. Жер шараятларында бундай тәжирийбени ислеп көриўдиң иләжы жоқ. Бирақ жоқарыда келтирилген санлар атом бомбасының ислеў принципін дурыс түсиндиреди.

Ядролық реакторларда жүретуғын тийкарғы процесс шынжырлы реакция болып табылады. Бөлинетуғын зат жайластырылған реактордың көлеми **реактордың актив зонасы** деп аталады. Әмелде шынжырлы реакция **байтытылған уран** деп аталатуғын уранда жүзеге келтириледи.

Жоқарыда айтылғанындай, тәбийий уранның 99,3 процентин ${}^{238}\text{U}$ қурайды, ал ${}^{235}\text{U}$ тиң үлесине 0,7 процент ғана тийеди. Байтылыған уранда ${}^{235}\text{U}$ тиң муғдары 2-5 процентке жеткериледи. Тәбийий уранды байытыў изотопларды айырыў усылы менен әмелге асырылады. бул көп ўақытты талап ететуғын хәм қымбатқа түсетуғын процесс. Бундай айырыўды химиялық усуллар менен әмелге асырыўға болмайды. Себеби ${}^{238}\text{U}$ пенен ${}^{235}\text{U}$ изотопларының химиялық қәсийетлери бирдей. Сонлықтан ${}^{238}\text{U}$ хәм ${}^{235}\text{U}$ изотопларын бир биринен айырыў сол изотоплардың массаларының айырмасына тийкарланған физикалық усуллар менен әмелге асырылады.

Тәбийий уранға араластырылған ${}^{235}\text{U}$ изотопын бир қатар жағдайларда бөлиниў реакциялары уран-235 тиң бөлиниў реакцияларына уксас болған плутоний-239 ямаса уран-233 пенен алмастырады.

Активациялық анализ. Активациялық анализ затлардың курамын анықлайтуғын усул болып табылады. Бул усулда изертлениўши (курамын анықлаў керек болған) зат нейтрон, γ -квантлары, басқа да бөлекшелер (ф-юөлекшелери, протонлар хәм басқалар) менен нурландырылады хәм усының салдарынан пайда болған радиоактивлик изертлениледи (пайда болған екинши нурланыўдың интенсивлиги менен энергиялық спектри, ярым ыдыраў дәўири $T_{1/2}$ хәм басқалар). $T_{1/2}$ диң шамасын, радиоактив айланыслардың түрин хәм энергияларын билиў аркалы кестелерде келтирилген мағлыўматлар менен салыстырып дәслепки ядроның қатар тәртиби Z тиң мәнисин, массалық сан A ның шамасын анықлаў мүмкин. Ыақыт бирлигиндеги ыдыраўлар саны дәслепки ядролардың санына туўры пропорционал. Сонлықтан активациялық анализ анализ санлық таллаўды (заттың курамынындағы затлардың процентин анықлаўға) әмелге асырыўға мүмкиншилик береди.

17-§. Элементар бөлекшелер

Элементар бөлекшелердің тийкарғы қасиеттері хәм классификациясы.
Элементар бөлекшелердің тәсирлесіу механизми.

Элементар бөлекшелер физикасы ядро физикасы менен барлық физикада ғана емес, ал пүткіл илимде айрықша орын ийелейди. Элементар бөлекшелер физикасының илимде тутқан айрықша орнының мәніси мынадан ибарат: физиканың басқа бөлімлеринің ямаса тарауларының барлығында да (плазма физикасы, қатты денелер физикасы, электр хәм магнетизм, ядролық спектроскопия хәм басқалар) тийкарғы фундаменталлық ызымлар ашылған. Бул жағдай физиканың сол тараулары раўажланып болды дегенди аңлатпайды. Керисинше, бул тарауларда оғада әхмийетли болған жаңалықлар ашылмақта. Ал элементар бөлекшелер физикасында болса фундаменталлық ызымлары еле ашылмаған кубылыстар үйрениледі.

Элементар бөлекшелер физикасында орын алатуғын киши қашықлықлар хәм энергияның үлкен концентрациялары анықсызлық принципи арқалы бир бири менен байланысқан. Бундай жағдайда барлық бөлекшелер ушын энергия импульске пропорционал $E = cp$ хәм сонлықтан анықсызлық қатнасы мына түрге ийе болады

$$\Delta E \cdot \Delta x \geq \hbar/2. \quad (17.1)$$

Сонлықтан

$$\Delta E \geq 10^{-14}/\Delta x. \quad (17.2)$$

Бул аңлатпада ΔE шамасы Гэв лерде, ал Δx та сантиметрлерде бериу керек. Бул аңлатпа Δx шамасындай киши болған қашықлықларға жетиу ушын қандай энергияның керек екенлигин көрсетеди. Солай етип 10^{-14} см болған қашықлықларға кириу ушын 1 Гэв тен үлкен болған энергия талап етиледі деген сөз. Усының нәтижесинде «элементар бөлекшелер физикасы» сөзлеринің орнына «жоқары энергиялар физикасы» сөзлери де жийи қолланылады.

Әлбетте бизиң күнлдеримиздеги элементар бөлекшелер физикасында үйренилип атырылған процесслер хәзирги ўақытлары турмыста қолланылмайды. Бирақ келешекте бул процесслердің турмыста қолланылатуғынлығына гүман жоқ. Соның менен бирге элементар бөлекшелер физикасында ашылып атырған илимий жаңалықлар тәбияттың дүзиліси хәққындағы фундаменталлық мағлыұматларды береді. Соның ушын элементар бөлекшелер физикасы ызымлары тәбияттың фундаменталлық ызымларының қатарына жатады.

Элементар бөлекшлердің баслы қасиеті: олар басқа элементар бөлекшелер бир бири менен соқлығысқанда пайда болады. Бул релятивистлик эффект болып табылады. Жаңа бөлекшелердің пайда болыу мүмкиншилиги Эйнштейннің формуласы менен анықланады:

$$E_{rel} = Mc^2. \quad (17.3)$$

Бул формулаға сәйкес соқлығысқанда энергия балансына соқлығыушы бөлекшелердің кинетикалық энергиялары да, олардың тынышлықтағы энергиялары да киреди. Соқлығысу процессинде бул энергиялар бир бирине өте алады. Мысалы. Пионның тынышлықтағы энергиясы 150 МэВ. Сонлықтан кинетикалық энергиялары 150 МэВ тен киши болмаған еки протон соқлығысқанда пионның тұылыуы мүмкин:

$$p + p \rightarrow p + p + \pi^0. \quad (17.4)$$

Әлбетте соқлығысыушы бөлекшелердің кинетикалық энергиялары жоқары болса да бөлекшелердің тууылыуының барлық реакцияларының өтиуі мүмкін емес. Бундай реакциялардың көплегени электр зарядының сақланыу нызамы хәм басқа да сақланыу нызамлары тәрөпинен қадаған етилген. Усыған қарамастан жоқары энергиялы қәлеген соқлығысыудың нәтижесинде бөлекшелердің көплеген түриниң пайда болыуы мүмкін деп тастыйықлау мүмкін. Мысалы электр хәм барионлық зарядлардың сақланатуғынлығына байланыссы еки протон соқлығысқанда үшінши протон пайда болмайды. Бирақ протонның сыңары бар. Ол антипротон \bar{p} . Антипротонның электр заряды да, барионлық заряды да абсолют шамасы бойынша протонның сондай зарядлары менен тең, бирақ белгилери бойынша қарама-қарсы. Сонлықтан протон-антипротон жубының пайда болыуы сақланыу нызамлары тәрөпинен қадаған етилген емес. Усыған байланыссы белгилі физик Д.И.Блохинцев былай деген еди: егер соқлығысыу энергиясы жеткилики болса, онда протон менен протон соқлығысқанда хәтте Әлемнің өзи де тууыла алады.

Ұақыттың өлиу бағытына микродүнья нызамларының симметриясының бар екенлигине байланыссы егер бөлекшелер пайда бола алатуғын болса, онда олар соқлығысыудың нәтижесинде жоқ бола алады. Соның менен бирге бир соқлығысыуда жутылыу менен тууылыудың бир ұақытта орын алыуы да мүмкін. Бундай жағдайда тууылыу менен жутылыудың комбинациясы орын алады деп айтамыз. Мысалы γ -квант пенен протон соқлығысып пүткиллей басқа бөлекшелер болған оң зарядлы пионға хәм нейтронға айлана алады:



Биз төменде элементар бөлекшелердің бир бирине айланыуының көплеген мысалларын көремиз.

Элементар бөлекшелердің тууылыуы хәм жутылыу процесслериниң орын алатуғынлығы олардың «мынадай бөлекшелерден туратуғынлығы» хәққындағы болжаулардың мәниске ийе емес екенлигин көрсетеди. Мысалы (17.5)-формуладан γ -квант пенен протон нейтрон менен оң зарядлы пионнан турады деген жуумақ келип шықпайды. Биз жеткилики энергияға ийе γ -квант пенен протон соқлығысқанда нейтрон менен оң зарядланған пион тууылады деп ғана айта аламыз.

Жоқарыда айтылған жағдайларға қарамастан бир элементар бөлекшениң екіншисинен айырыудың эксперименталлық критерий келтирип шығарыуға болады. Буның ушын усы бөлекше еркин халда ямаса әззи байланысқан халда болатуғын жағдайда ғана бөлекше түсинигин пайдалана алатуғынлығымызды есапқа алыуымыз керек.

«Х бөлекшеси X_1, X_2, \dots, X_n бөлекшелеринен турады» деген сөз төмендегидей еки шәрт бир ұақытта орынланғанда ғана мәниске ийе болады:

1. Қандай да бир соқлығысыуларда Х бөлекшеси X_1, X_2, \dots, X_n бөлекшелерине бөлиу мүмкін.

2. Қәлеген X_i бөлекшесиниң байланыс энергиясы $E_{i\text{ bayl}}$ оның тынышлықтағы энергиясы $M_i c^2$ тан әдеуір киши, яғный

$$E_{i\text{ bayl}} \ll M_i c^2. \quad (17.6)$$

Усы еки шәрт орынланғанда қурамлық бөлекшелердің бөлинуі бирақ жаңа бөлекшелердің тууылыуы орын алмайтуғын E соқлығысыулар энергиясының областы бар болады: $M_i c^2 > E > E_{i\text{ bayl}}$.

Енди биз элементар бөлекшеге анықлама бере аламыз:

Егер жоқарыда келтирилген 1- ямаса 2-шәртлердің кемінде биреуі орынланатуғын болса, онда биз бөлекшени элементар бөлекше деп атаймыз.

Басқа бөлекшелердің барлығын да курамдық бөлекшелер деп атаймыз.

Жокарыда келтирилген элементарлық шәрти сол элементар бөлекшелердің ишки қурылысқа ийе болмайтуғынлығын, яғный олардың «мынадай элементар бөлекшелерден туратуғынлығын» аңғартпайды. Экспериментлер көплеген элементар бөлекшелердің ишки қурылысқа ийе екенлигин көрсетеди. Сонлықтан элементар бөлекшелердің ишки қурылысының болыуы ҳаққындағы болжаулар атом ядроларының нуклонлардан туратуғынлығынлығы ҳаққындағы болжаулар менен мәниске ийе емес екен.

Элементар бөлекшелердің басқа әхмийети қәсийети олардың санының оғада көп екенлигинде. Ҳәзирги ўақытлары белгили болған элементар бөлекшелердің саны жүзден әдеўир асып кетти.

Элементар бөлекшелер арасындағы тәсирлесийўлер төрт фундаменталлық тәсирлесийўге алып келинеди. Олар мыналар:

No	Тәсирлесийў типи	Тәсирлесийўдин салыстырмалы интенсивлиги	Күшлердин тәсир етийў радиусы, см
1	Күшли ядролық	1	10^{-13}
2	Электромагнитлик	10^{-4}	∞
3	Әззи ядролық	10^{-24}	10^{-16}
4	Гравитациялық	10^{-40}	∞

Дерлик барлық элементар бөлекшелер стабилли емес. Еркин ҳалда стабилли болған тоғыз бөлекше ғана бар: протон, электрон, фотон, антипротон, позитрон ҳәм нейтриноның төрт сорты. Көплеген элементар бөлекшелердің жасаў ўақыты характерли ядролық ўақытқа салыстырғанда әдеўир көп (ядролық ўақыттың 10^{-23} с ҳәм бул ўақыттың жақтылық нурының ядроның диаметрин өтийў ўақытына, яғный $\frac{10^{-13} \text{ см}}{10^{10} \text{ см/с}} = 10^{-23}$ с шамасына тең екенлигин еске түсиремиз). Мысалы нейтронның орташа жасаў ўақыты 11,7 мин, мюон 10^{-6} с, зрядланған пион 10^{-8} с, гиперонлар менен каонлар 10^{-10} с ғана жасайды. Бул бөлекшелердің барлығы да әззи ядролық тәсирлесийўдин себебинен ыдырайды (яғный әззи ядролық тәсирлесийў болмағанда бул бөлекшелердің барлығы да стабилли бөлекшелер болған болар еди). Нейтрал пион менен эта-мезонлардың жасаў ўақыты шама менен 10^{-16} с шамасын курайды. Бул бөлекшелердің ыдырауы электромагнит тәсирлесийўи менен байланыслы.

Жасаў ўақыты ядролық ўақыт 10^{-23} с шамасына тең көп санлы элементар бөлекшелер бар. Бундай элементар бөлекшелерди резонанслар деп атайды.

Сақланыў ыызамлары. Үш себепке байланыслы элементар бөлекшелер физикасында сақланыў ыызамлары физиканың басқа тараўларына қарағанда үлкенирек әхмийетке ийе. Усы үш себепти атап өтемиз:

Бириншиден элементар бөлекшелер физикасында қандай да бир избе-изликке ийе жетилискен теория болмаса да сақланыў ыызамлары қатаң түрде сақланады.

Екиншиден, элементар бөлекшелер физикасында сақланыў ыызамларының саны көп.

Үшиншиден, микродүньяға өткенде сақланыў ыызамлары эффективли түрде ислеи баслайды. Егер макродүньяда сақланыў ыызамлары тек қадаған ететуғын болса, онда микродүньяда қадағалаўға жатпайтуғын барлық процесслердің жүзеге келиўине руқсат береді. Басқа сөз бенен айтқанда элементар бөлекшелер физикасында сақланыў ыызамлары тәрепинен қадаған етилмеген процесслердің барлығының экспериментлерде сөзсиз бақланыўы тийис.

Биз ҳәзир ҳәр бир сақланыў ыызамының тәбияттың ыызамларының симметриясы менен байланыслы екенлигин билемиз. Мысалы ўақыттың бир теклилигинен энергияның сақланыў ыызамы, ал кеңисликтің бир теклилигинен импульстың сақланыў ыызамы келип

шығады. Кеңисликтің изотроплығынан болса импульс моментинің сақланыуы нызамы орын алады.

Сақланыу нызамларының классификациясы. Сақланыу нызамларының классификациясы олардың физикалық тәбияты менен байланысly. Барлық сақланыу нызамларын үш топарға бөлиу мүмкин.

Биринши топарға кеңислик-ўақыттың геометриясы менен байланысly болған сақланыу нызамлары киреди. Олар мыналар:

Ўақыттың бир теклилиги энергия E ниң сақланыу нызамының орын алыуына алып келеди.

Кеңисликтің бир теклилиги менен импульс P ның сақланыу нызамы байланысly.

Үш өлшемли кеңислик тек бир текли ғана емес, ал изотроплық қасиетке де ие (яғный үш өлшемли кеңисликтің қасиетлери барлық бағытлар бойынша да бирдей). Бул M импульс моментинің (қозғалыс муғдары моментинің) сақланыу нызамының орын алыуына алып келеди.

Төрт өлшемли кеңислик-ўақытта барлық инерциал есаплау системалары бирдей хуқыққа ие. Бул теңдей хуқықлық та симметрия болып табылады хәм инерция орайы X тың сақланыу нызамына алып келеди.

Жоқарыда атап өтилген төрт сақланыу нызамына квант теориясында координаталар көшерлеринің хәр қыйлы шағылысуларына байланысly және де еки нызам қосылады. Олардың бириншиси кеңисликтеги шағылысуы, ал екиншиси ўақыт бойынша шағылысуыға байланысly.

Екинши топарға зарядлардың дәл сақланыу нызамларын киргиземиз. Бул нызамлардың барлығы да электр зарядының сақланыу нызамына сәйкес келеди. Қәлеген физикалық системаға пүтин мәниске ие заряд жазылады. Бул зарядтың хәр бири аддитивли хәм сақланады. Хәзирги ўақытлары бундай зарылдардың бесеуи белгили: электр заряды Q , барионлық заряд B , лептонлық заряд L , екинши лептонлық заряд L' (бул заряд, мысалы, мюонды электроннан айырып турады) хәм үшінши лептонлық заряд L'' (бул заряд жақында ашылған τ -лептонды электроннан хәм мюоннан айырып турады).

Бул зарядлардың хәр қайсысы менен байланысқан симметрияның физикалық мәниси хәзирге шекем толық ашылған жоқ. Бул зарядлардың пүтин мәниске ие болыуының себеби де еле анықланған жоқ.

Үшинши топарға тек айырым фундаменталлық тәсирлесіуіге тән болған сақланыу нызамлары киреди. Бул нызамлардың барлығы да дәл емес, ал жууық орынланады. Бундай жууық нызамларды үйрениу хәр қыйлы тәсирлесіулердің симметрияның хәр қыйлы дәрежесине ие екенлигин көрсетеди: тәсирлесіу қанша күшли болса оның симметриясы да жоқары (яғный бундай тәсирлесіу ушын көбирек сандағы сақланыу нызамлары орынланады).

Жууық нызамлардың ең дәли S ерсиликтің сақланыу нызамы хәм C таң қаларлықтың сақланыу нызамы болып табылады. Бундай нызамлар күшли хәм электромагнитлик тәсирлесіулер ушын дәл орынланады. Бирақ әззи тәсирлесіулерде бул шамалар сақланбайды. Ерсилик хәм таң қаларлық заряд типіндеги аддитив хәм пүтин мәнисли шамалар болып табылады. «Ерсилик» орнына гейде « Y гиперзаряды» атамасы да қолланылады.

Төменги кестеде элементар бөлекшелер физикасындағы қозғалыс интеграллары берилген.

Сақланыу нызамының типі	No	Атамасы	Белгиси	Физикалық жақтан келип шыққанлығы	Қандай тәсирлесіулерде сақланады?
Геометриялық жақтан келип шығушы	1	Энергия	E	Ўақыттың бир теклилиги	Барлығында
	2	Импульс	P	Кеңисликтің бир	Барлығында

назымлар				теклилиги	
	3	Момент	M	Кеңисликтің изотроплығы	Барлығында
	4	Инерция орайы	X	Инерциаллық есаплау системалардың теңдей хуқықлығы	Барлығында
	5	Кеңисликтік көшерлердің шағылысыуына байланыссызыамлар	CP	Кеңисликтің-оң-шеп симметриясы	Дерлік барлығында
	6	Ұақыттың шағылысыуына байланыссызыамлар	T	Ұақыттың белгисинің өзгеріуіне қара-тата симметрия	Дерлік барлығында
Зарядлар	7	Электр	Q	Белгисіз	Барлығында
	8	Барионлық	B	Белгисіз	Барлығында
	9	Лептонлық	L	Белгисіз	Барлығында
	10	Екінші лептонлық	L'	Белгисіз	Барлығында
	11	Үшінші лептонлық	L''	Белгисіз	Барлығында
	12	Ерсилик (гиперзаряд)	S ($Y = B + S$)	Белгисіз	Күшли хәм электромагнитлик
	13	Таң қаларлық	C	Белгисіз	Күшли хәм электромагнитлик
Жууық қозғалыс интеграллары	14	Толық изотоплық спин	T	Изотоплық симметрия	Күшли
	15	Зарядлық түйінлеслик (жуплық) (G -жуплық)	C (P) (G)	Белгисіз Белгисіз Белгисіз	Күшли хәм электромагнитлик
	16	Спонтан бузылыу		Белгисіз	Барқулла бузылады.

Элементар бөлекшелердің классификациясы. Биз төменде элементар бөлешелердің тийкаргы характеристикаларын атап өтеміз:

- 1) массасы,
- 2) спини,
- 3) электр заряды (Q),
- 4) барионлық заряды (B),
- 5) лептонлық зарядлары (L, L', L''),
- 6) ерсилик (S),
- 7) таң қаларлық (C),
- 8) изотоплық спин (T),
- 9) жуплық (P),
- 10) жасау ұақыты (τ),
- 11) статистика,
- 12) G -жуплық,
- 13) CP -жуплық,
- 14) зарядлық жуплық,
- 15) магнит моменти,

16) электр зарядының тарқалыуының орташа квадратлық радиусы хәм басқалар.

Элементар бөлекшелерди мынадай классларға бөлиу мүмкин:

а) Фотон (γ -квант). Фотонның барлық зарядлары нолге тең, массасы да жоқ. Фотон күшли тәсир етисийге қатнаспайды, Оның спини пүтин, бирге тең. Сонлықтан фотон бозон болып табылады.

б) Лептонлар. Лептонлар салыстырмалы жеңил бөлекшелер болып табылады. Олар лептонлық (L, L', L'') зарядларға хәм нолге тең барионлық зарядқа ийе. Лептонлар күшли ядролық тәсирлесийге қатнаспайды. Олар ярым пүтин спинге ийе хәм сонлықтан фермионлар болып табылады.

в) Мезонлар. Лептонлық хәм барионлық зарядлары нолге тең, күшли тәсирлесийге қатнасады. Барлық бозонлардың спини пүтин санға тең хәм сонлықтан бозонлар болып табылады.

г) Барионлар. Барионлардың лептонлық заряды нолге тең, ал барионлық заряды нолге тең емес. Ең жеңил барионлар протонлар менен нейтронлар болып табылады. Сонлықтан барионлар аұыр бөлекшелер болып табылады. Барлық барионлар ярым пүтин спинге ийе, сонлықтан олар фермионлар болып табылады.

Мезонлар менен барионларды улыўма түрде адронлар деп атайды. Усы ат пенен олардың күшли тасирлесетуғынлығын атап көрсетеди.

Биз енди элементар бөлекшелердің дизими беремиз.

Лептонлардың дизими

Бөлекше	Бел-гиси	Масса, МэВ/с ²	Спин	Жасаў ўақыты, с	Ыдыраў нәтийжеси	Электр заряды, е
Электрон	e^-	$0,51099892 \pm 0,00000004$	1/2	$4,6 \times 10^{26}$ жыл	-	-1
Позитрон	e^+	$0,51099892 \pm 0,00000004$	1/2	$4,6 \times 10^{26}$ жыл	-	+1
Тау-лептон	τ^-	1777	1/2	$2,9 \cdot 10^{-13}$	$\mu^- + \nu_\mu + \nu_\tau$ ямаса $e^- + \nu_e + \nu_\tau$	-1
Мюон	μ^-	105,658369(9)	1/2	$2,19703(4) \cdot 10^{-6}$	$e^- + \nu_e + \nu_\mu$	-1
Антимюон	μ^+	105,658369(9)	1/2	$2,19703(4) \cdot 10^{-6}$	$e^+ + \nu_e + \nu_\mu^-$	+1
Нейтрино	ν	$\sim 18,2(\nu_\tau \text{ ушын})$ хәм $19 \times 10^{-2}(\nu_\mu \text{ ушын})$				0

Мезонлардың дизими

Бөлекше	Бел-гиси	Кварклик курамы	Масса, ГэВ/с ²	Спин	Жасаў ўақыты, с	Ыдыраў нәтийжеси
Пион	π^+	$u\bar{d}$	0,140	0	$2,6 \times 10^{-8}$	$\mu^+ + \nu_\mu$
Каон	K^+	$u\bar{s}$	0,494	0	хәр қыйлы	$\pi^0 + e^+ + \nu_e$ ямаса $\pi^+ + \pi^0 + \pi^0$
ρ -бөлекше	ρ^+	$u\bar{d}$	0,776	1	-	-
B^0	B^0	$d\bar{b}$	5,279	0	-	-
η_c	η_c	$c\bar{c}$	2,980	0	-	-

Барионлардың дизими

Бөлекше	Бел ги си	Кварклик курамы	Масса, МэВ/с ²	Спин	S	C	B	Жасау ұақыты, с	Ыдырау нәтижесі	Изоспин	Изоспин проекциясы
Протон	p	uud	938,3	1/2	0	0	0	Стабилли	Бақланбады	1/2	+1/2
Нейтрон	n	ddu	939,6	1/2	0	0	0	885,7±0,8	p + e ⁻ + ν _e	1/2	-1/2
Дельта	Δ ⁺⁺	uuu	1232	3/2	0	0	0	6×10 ⁻²⁴	π ⁺ + p	3/2	+3/2
Дельта	Δ ⁺	uud	1232	3/2	0	0	0	6×10 ⁻²⁴	π ⁺ + n ямаса π ⁰ + p	3/2	+1/2
Дельта	Δ ⁰	udd	1232	3/2	0	0	0	6×10 ⁻²⁴	π ⁰ + n ямаса π ⁻ + p	3/2	-1/2
Дельта	Δ ⁻	ddd	1232	3/2	0	0	0	6×10 ⁻²⁴	π ⁻ + n	3/2	-3/2
Лямбда	Λ ⁰	uds	1115,7	1/2	-1	0	0	2.60×10 ⁻¹⁰	π ⁻ + p ямаса π ⁰ + n	0	0
таң қаларлық Лямбда	Λ ⁺ _c	udc	2285	1/2	0	+1	0	2,0×10 ⁻¹³		0	0
гөззал Лямбда	Λ ⁰ _b	udb	5624	1/2	0	0	-1	1,2×10 ⁻¹²		0	0
Сигма	Σ ⁺	uus	1189,4	1/2	-1	0	0	0,8×10 ⁻¹⁰	π ⁰ + p ямаса π ⁺ + n	1	+1
Сигма	Σ ⁰	uds	1192,5	1/2	-1	0	0	6×10 ⁻²⁰	Λ ⁰ + γ	1	0
Сигма	Σ ⁻	dds	1197,4	1/2	-1	0	0	1,5×10 ⁻¹⁰	π ⁻ + n	1	-1
гөззал Сигма	Σ ⁺ _b	uub		1/2	0	0	-1		Λ ⁰ _b + π ⁺	1	+1
гөззал Сигма	Σ ⁻ _b	ddb		1/2	0	0	-1		Λ ⁰ _b + π ⁻	1	-1
Кси	Ξ ⁰	uss	1315	1/2	-2	0	0	2,9×10 ⁻¹⁰	Λ ⁰ + π ⁰	1/2	+1/2
Кси	Ξ ⁻	dss	1321	1/2	-2	0	0	1,6×10 ⁻¹⁰	Λ ⁰ + π ⁻	1/2	-1/2
Омега	Ω ⁻	sss	1672	3/2	-3	0	0	0,82×10 ⁻¹⁰	Λ ⁰ + K ⁻ ямаса Ξ ⁰ + π ⁻	0	0
таң қаларлық Омега	Ω ⁰ _c	ssc	2698		-2	+1	0	7×10 ⁻¹⁴		0	+1
таң қаларлық Кси	Ξ ⁺ _c	usc	2466		-1	+1	0	4,4×10 ⁻¹³		1/2	+3/2 ?
таң қаларлық Кси	Ξ ⁰ _c	dsc	2472		-1	+1	0	1,1×10 ⁻¹³		1/2	+1/2
Каскад-b	Ξ _b	dsb	5629,6	-	-	-	-	-	J/Ψ + Ξ ⁻	-	-

Бозонлардың дизими

Бөлекше	Белгиси	Масса, ГэВ/с ²	Спин	Жасау ұақыты, с	Ыдырау нәтижесі	Электр заряды, е
W-бозон	W^+	$80,403 \pm 0,029$	1	$3 \cdot 10^{-25}$	-	+1
W-бозон	W^-	$80,403 \pm 0,029$	1	$3 \cdot 10^{-25}$	$e^- + \nu_e^-$	-1
Z-бозон	Z^0	$91,1876 \pm 0,0021$	1	$3 \cdot 10^{-25}$	-	0
X-бозон	X				$u + u \rightarrow X$ $\rightarrow e^+ + d^-$	+4/3
Y-бозон	Y				$u + d \rightarrow Y$ $\rightarrow \nu_e^- + d^-$	+1/3
Фотон	γ	$0 (< 6 \cdot 10^{-26})$	1	стабилли	-	$0 (< 10^{-32})$

Енди барионлар ҳақында кеңирек мағлыұматлар беремиз.

Барионлар (грек тилинде βαρύς салмақлы деген мәнисти береді) үш кварктен туратуғын хәм күшли тәсирлесетуғын фермионлар болып табылады. Барионлар элементар бөлекшелердің самействосын пайда етеді. Барионлар еки кварктен туратуғын мезонлар менен бирге күшли тәсирлесиўге катнасуғын элементар бөлекшелердің топарын пайда етеді. Бул топардағы элементар бөлекшелерди адронлар деп атайды.

Тийкарғы барионларға төмендегилер киреди (массасының өсиўи бағытында жазылған): протон, нейтрон, лямбда-гиперон, сигма-гиперон, кси-гиперон, омега-гиперон. Омега гиперонның массасы электронның массасынан 3278 есе үлкен хәм бул шама протонның массасынан шама менен 1,8 есе үлкен.

Барионлардың классификациясы. Протон менен нейтрон ең орнықлы барионлар болып табылады (олар биргеликте нуклонлар топарын пайда етеді). Протон абсолют орнықлы бөлекше болып табылады, нейтрон болса бета ыдырайды хәм оның жасау ұақыты 1000 секундқа (16 минутқа) жақыт. Салмақлырақ барионлар 10^{-23} секундтан 10^{-10} секундқа шекемги ұақытлар ишинде ыдырайды.

Нуклонлар uud (протон) хәм udd (нейтрон) түриндеги кварклик курамға ийе. Олардың спини $\frac{1}{2}$ ге тең, ерсилиги болса ноллик (яғный нолге тең). Массасы 940 МэВ шамасына жақын. Өзлериниң қысқа жасаушы халлары менен нуклонлар N барионлар топарына киреди.

Ең кеминде бир ерси кварке ийе, бирақ салмақлы кварклерге ийе емес барионлар гиперонлар деп аталады.

Барионлардың самействосында нуклонлардан басқа Δ -, Λ -, Σ -, Ξ - хәм Ω -барионлардың топарларын айырып көрсетеди.

- Δ -барионлар (Δ^{++} , Δ^+ , Δ^0 , Δ^-) нуклонлар сыяқлы u хәм d кварклерден турады. Бирақ олардың спини $\frac{3}{2}$ ге тең. Олар тийкарынан нуклон менен пионға ыдырайды. Δ -барионлардың жасау ұақыты 10^{-23} секунд этирапында.

- Λ -барионлар (Λ^0) электрлик жақтан нейтрал (бирақ ҳақыйкый нейтрал емес) бөлекшелер болып, спини $\frac{1}{2}$ ге, ерсилиги -1 ге тең (яғный оларды u, d хәм s кварклерден туратуғын Λ -гиперонлар деп атауға болады). Оларда u хәм d кварклер изоспини бойынша синглетлик ҳалда турады ($I = 0$). Массасы 1117 МэВ. Тийкарынан протон менен терис зарядлы пионға ямаса нейтрон менен жасау ұақыты $2,6 \cdot 10^{-10}$ сек шамасындағы нейтраллық пионға ыдырайды. Соның менен бирге салмақлы Λ -барионлар да (Λ_c^+ хәм Λ_b^0) ашылды. Бул барионларда ерси кварк таң қаларлық (очарованный) кварк (с-кварк) ямаса сулыу (гөззал) кварк (b кварк) пенен алмасқан.

- Σ -барионлар (Σ^+ , Σ^0 , Σ^-), спини $\frac{1}{2}$ ге, ерсилиги -1 ге тең. Λ -барион сыяқлы бундай барионлар u-, d- хәм s-кварклерден турады, бирақ изоспини бойынша триплетли ($I = 1$). Нейтраллық Σ^0 -барион Λ^0 -бариондай кварклик курамға ийе (uds) болады, бирақ оның салмағы ауырырақ. Сонлықтан олар Λ^0 ге тез ыдырайды хәм фотон ушып шығады (ыдырау электромагнитлик тәсирдің есабынан жүретуғын болғанлықтан жасау ұақыты

$6 \cdot 10^{-20}$ секундты ғана курайды). Σ^+ (uus) хәм Σ^- (dds) барионлар шама менен 10^{-10} секунд жасағаннан кейин пион хәм нуклонға ыдырайды. Соның менен бирге Σ^+ хәм Σ^- барионлар бөлекше хәм антибөлекше емес, ал олардың хәр қайсысы өз алдына бөлекше болып табылады және өзлериниң антибөлекшелерине ийе болады (мысалы Σ^0 барион да өзиниң антибөлекшесине ийе.). Σ -гиперонлардың массалары 1200 МэВ шамасының этирапында. Усылар менен бир қатар аўыр Σ -барионлар да табылды. Олар гиперонлар емес, себеби s-кварктиң орнына салмақлырақ кварке ийе.

- Ξ -барионлардың (Ξ^0 и Ξ^-) спинлери $\frac{1}{2}$ ге, ал ерсилги -2 ге тең. Олар еки ерси кварке ийе. Кварклик курамы uss (Ξ^0) хәм dss (Ξ^-). Олардың массасы 1,3 ГэВ этирапында. Орташа жасаў ўақыты шама менен 10^{-10} секунд. Олар пион менен Λ^0 -гиперонға ыдырайды. Гиперон болып табылмайтуғын аўыр Ξ -барионлар да бар (бундай бөлекшеде ерси кварклердиң бири c- ямаса b-кварк пенен алмастырылған).

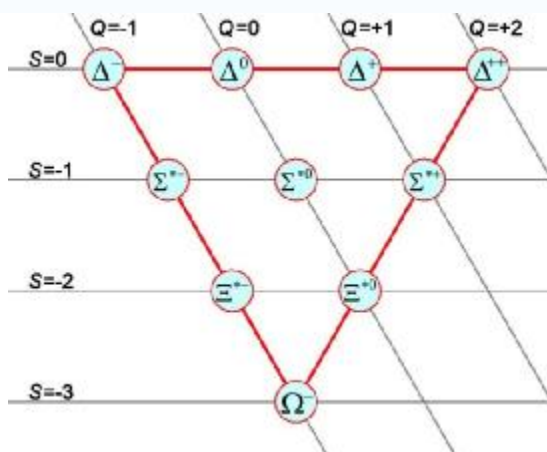
- Ω -барионлар (бул бөлекшелердиң Ω^- гиперон деп аталатуғын тек бир типі бар). Спини $3/2$ ге хәм ерсилги -3 ке тең. Олар үш ерси кварктен турады (sss). Бөлекшениң массасы шама менен 1,672 ГэВ ке тең. Жасаў ўақыты шама менен 10^{-10} секунд. Усындай ўақыттың өтиўи менен Ω -барион тийкарынан терис каонға хәм терис пионға ыдырайды. Соның менен бирге аўыр Ω -барионлар да табылды. Бундай барионларда s-кварклердиң бири аўыр кварк пенен алмасқан.

Бул барионлардың қысқа жасаўшы қозған халларының кең спектри орын алады.

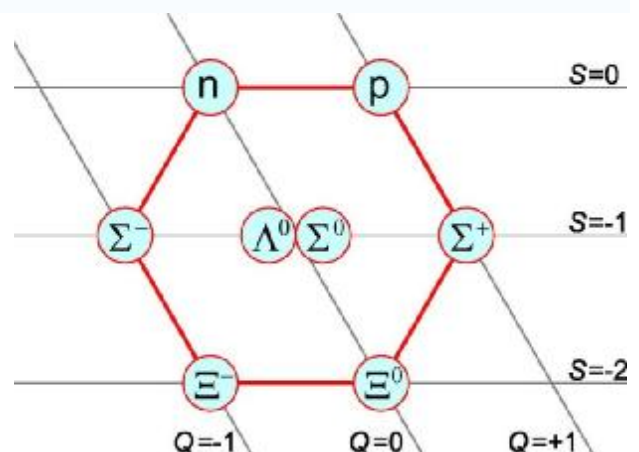
Жеңил барионлардың көпшилиги тийкарғы халда эззи тәсирлесийдің есабынан ыдырайды. Сонлықтан олардың жасаў ўақыты салыстырмалы үлкен (жоқарыда гәп етилгендей Σ^0 -гиперон ушын бундай өзгешелик тән емес).

Жеңил барионлар (гиперонлар, Δ -барионлар и нуклонлар) спинлериниң мәнисине байланыслы еки мультиплетлердиң биреўиның курамына киреди: спини $3/2$ болған декуплеттиң (Δ -барионлар, Ω -гиперонлар және Σ^- хәм Ξ -гиперонлардың қозған халлары) хәм спини $\frac{1}{2}$ ге тең болған октеттиң (нуклонлар, Σ^+ , Λ^- хәм Ξ -гиперонлар).

Барионлық материя деп барионлардан (нейтронлар менен протонлардан) хәм электронлардан туратуғын материяға айтамыз. Усының менен бир қатарда барионлық антиматерия ямаса антизат та бар.



Спини $3/2$ ге тең барионлардың декуплети.



Спини $\frac{1}{2}$ ге тең барионлардың октети.

Барионлық сан экспериментлерде табылған барионлық санның сақланыў нызамына бағынады: туйық системада барионлардың саны менен антибарионлардың санының айырмасы сақланады. Бул сан барионлық сан деп аталады. Барионлық санның сақланыў себеплери елеге шекем белгисиз (қандай болғанда да бул нызамға қандай да бир калибровкалық майданның бар екенлиги байланыслы емес). Бирақ хәзирги ўақытлары бир қанша теориялар (ямаса бул теориялардың гейпара вариантлары) бул нызамның айырым жағдайларда орынланбайтуғынлығын болжайды. Егер барионлық сан сақланбайтуғын болса, онда барионлардың ишиндеги ең жеңили протон ыдырай алады. Бирақ хәзирше

протонның ыдырауы эксперименттерде бақланған жоқ. Хәзирги ўақытлары теоретиклер тәрәпинен протонның жасаў ўақытының төменги шегі ғана болып табылды (ыдыраў каналына байланыслы 10^{29} жылдан 10^{33} жылға шекем). Барионлық санның сақланбаўына алып келетуғын басқа да процесслер болжап айтылмақта, мысалы нейтрон-антинейтронлық осцилляциялар.

18-§. Бөлекшелер ҳәм антибөлекшелер

Микродүньяда ҳәр бир бөлекшеге “антибөлекше” сәйкес келеди. Антибөлекше деп массасы да, спини де бирдей, бирақ тәсирлесийўдың базы бир характеристикаларының белгиси менен айрылатуғын базы бир басқа элементар бөлекшениң сыңары болып табылады. Биз бул жерде тәсирлесийўдың базы бир характеристикалары деп электр, реңлик зарядларды, барионлық ҳәм лептонлық квант санларын нәзерде тутамыз.

Биз бөлекше менен антибөлекшелер ушын бирдей болған ҳәм бирдей болмаған характеристикаларды кесте түрінде көрсетемиз:

Бөлекше-антибөлекше ушын бирдей болған характеристикалар	Бөлекше-антибөлекше ушын абсолют шамасы бойынша бирдей, бирақ белгиси бойынша ҳәр қыйлы болған характеристикалар
масса, спин, изотоплық спин, жасаў ўақыты	электр заряды, магнит моменти, лептонлық ҳәм барионлық зарядлар, ерсилиги (странность), таң каларлық (очарование), сулыўлық (красота)

Бөлекше ҳәм антибөлекше түсиниклери салыстырмалы мәниске ийе. Сонлықтан бөлекше-антибөлекше жубындағы бөлекшелердиң бирин «бөлекше» ямаса «антибөлекше» деп атаў шәртли түрде қабыл етиледі. Бирақ биз «бөлекшени» қабыл етип алсақ, онда «антибөлекше» ни анықлаў қыйын емес. Мысалы биз электронды элементар бөлекше деп қабыл еткенбиз. Усының салдарынан позитронды электронның антибөлекшеси деп атаймыз.

Базы бир жағдайларда бөлекшениң антибөлекшеси де өзи болап табылады. Бундай элементар бөлекшелерди ҳақыйқый нейтрал бөлекшелер деп атайды. Бундай бөлекшелер қатарына мыналар киреди:

Фотон	π^0 -мезон	η^0 —мезон	J/ψ —мезон	Υ —ипсилон бөлекше
-------	----------------	-----------------	-----------------	-----------------------------

Жоқарыдағы кестеде келтирилген элементар бөлекшелер қатарына Хиггс бозонын, гравитонды ҳәм басқа да гипотезалық элементар бөлекшелерди киргизийў мүмкин. Бирақ олар еле экспериментте табылған жоқ.

Биринши антибөлекше позитрон (антиэлектрон) П.А.М.Дирак тәрәпинен 1931-жылы болжап айтылған еди. Ол 1932-жылы Андерсон тәрәпинен ашылды.

Дирак 1928-жылы Паули принципін сақлаған халда электронның қозғалысының квантлық релятивистлик теңлемесин келтирип шығарған еди (Бул теңлемени Дирак теңлемеси деп атайды). Бул теңлеме терис белгиге ийе энергиялы шешимлерге ийе болды. Кейинирек терис энергияға ийе электронның жоғалыў қубылысын массасы электронның массасындай, оң энергияға ҳәм оң зарядқа ийе бөлекшениң пайда болыўы түрінде түсиндирийўдың мүмкин екенлиги анықланды. Жоқарыда атап өтилгендей, позитрон деп аталатуғын бул бөлекше 1932-жылы ашылды.

Андерсон позитронды космослық нурлардың құрамында сол космослық бөлекшелердің Вильсон камерасында қалдырған іздерін фотосүзетке түсіріу жолы менен ашты. Позитронның изи электронның изине жүдә ұқсас еді, бірақ магнит майданында бұл ізлер карама-қарсы тәрепке қарай иймейген болып шықты. Бұл бақланып атырған бөлекшениң зарядының оң екенлігінен мағлыұмат берді.

Вакуумде позитрон электрон сыяқлы стабилли. Бірақ электрон менен позитрон ушырасқанда аннигиляцияға ушырайды, яғный олар еки, үш ямаса бир неше фотонға (γ -квантқа) айланады. Бир γ -кванттың нурланыуы мүмкин емес. Себеби бұл жағдайда импульстиң сақланыу нызамы бузылған болар еді.

Бірақ кері процестің орын алыуы мүмкин: γ -квант e^+e^- жұбын пайда ете алады. Буның ушын γ -кванттың энергиясы жұптың меншикли энергиясы $2m_e c^2$ шамасынан киши болмауы керек. Бұл процесс тек үшінші дене (мысалы атом ядросы) бар болған жағдайда ғана жүреді. Себеби үшінші дене болмаған жағдайда импульстиң сақланыу нызамы бузылған болар еді.

1955-жылы Америка Қурама Штатларының бир топар физиклери тәрепинен Беркли қаласында антипротон ашылды. Барионлық зарядтың сақланыу нызамы бойынша антипротон тек протон менен бир ўақытта пайда болады. Антипротонларды алыу ушын физиклер протонларды 5,6 ГэВ энергияға шекем тезлетти хәм бир бири менен соқлығыстырды.

Элементар бөлекшелердің тәсирлесіу механизми. Элементар бөлекшелердің бир бири менен тәсирлесіулері хәкқында толығырақ информацияларды алыу ушын бөлекшелердің құрылысы хәм реакциялар менен ыдыраулардың өтиу механизмлери хәкқында мағлыұматларға ийе болыуымыз керек. Бұл кубылыслардың толық теориясы усы күнлерге шекем дөретилмеген. Бірақ элементар бөлекшелердің бир бири менен тәсирлесіуи механизминің көплеген айырым бөлеклери

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \frac{\hbar}{2}, \quad \Delta t \cdot \Delta E \geq \frac{\hbar}{2} \quad (18.1)$$

анықсызлық катнастарының жәрдемінде әпиұайы түрде түсиндирилиуі мүмкин.

Бұл катнастардан, егер бөлекше Δt ўақыты даўамында өмир сүретуғын болса, онда оның энергиясының $\frac{\hbar}{2\Delta t}$ шамасына, ал бөлекше өлшемлери тек Δx шамасына тең областта жайласқан болса, онда оның импульсинің $\frac{\hbar}{2\Delta p}$ шамасына флуктуацияға ушыраитуғынлығыны келип шығады. Солай етип киши ўақыт аралықларында “ўақытша” энергияның сақланыу нызамы, ал киши аралықларда импульстиң сақланыу нызамы бузылады екен. Әпиұайы мысал келтиремиз. Егер еркин бөлекше E_p энергиясына ийе болса, онда оның толқын функциясы $\Psi(t)$ ўақыттан гармоникалық ғәрезли болады:

$$\Psi(t) = \exp\left(-i \frac{E_p t}{\hbar}\right) \Psi(0). \quad (18.2)$$

Мейли енди бөлекше тек $-T/2 \leq t \leq T/2$ ўақыт аралығында жасайтуғын болсын. Демек оның толқын функциясы усы ўақыт аралығының сыртында нолге тең болады. Бундай жағдайда усы функцияның фурье-образы

$$\tilde{\Psi}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-T/2}^{T/2} dt e^{i\omega t} \Psi(t) = \frac{\Psi(0)}{\pi} \frac{\sin\left\{\frac{T\left(\omega - \frac{E_p}{\hbar}\right)}{2}\right\}}{\omega - \frac{E_p}{\hbar}} \quad (18.3)$$

формуласы жәрдеминде анықланады. Бул формуладан $\tilde{\Psi}(\omega)$ функциясының жийиликтің $\omega = \frac{E_p}{\hbar}$ болған мәнісінде максимумға ийе болатуғынлығы көринип тур. Бирақ бул функцияның мәніси басқа жийиликтерде де нолге тең емес. Бул бөлекшениң жнергиясы болған $\hbar\omega$ шамасының E_p дан өзгеше бола алатуғынлығын көрсетип тур.

Салыстырмалық теориясында бөлекшениң толық энергиясы E_{rel} оның импульси \mathbf{p} хәм массасы m арасында мынадай байланыс орын алған:

$$E_{rel} = c\sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2c^2} \quad (18.4)$$

Жоқарыда айтылғанларға сәйкес киши Δt ўақыт аралығында энергия, масса хәм импульс арасындағы дурыс $E_{rel} = c\sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2c^2}$ қатнасы бузылады деп есапланылады, яғный

$$E_{rel} \neq c\sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2c^2} \quad (18.5)$$

Энергия, масса хәм импульс арасындағы дурыс (18.4) қатнасы бузылатуғын бөлекшелерди *виртуаллық бөлекшелер* деп атайды. Усындай бөлекшелер шығарылатуғын процесслерди *виртуаллық процесслер* деп атайды (виртуаллық бөлекшелер хәм виртуаллық процесслер хаққында биз жоқарыда гәп еттик).

Виртуаллық процесслерде хәр қандай зарядлардың, ерсиликтің, таң қаларлықтың сақланыў ызыамлары қатаң түрде орынланады. Бирақ энергия хәм импульслер бойынша шек қойылмайды. Усыған байланысly жеткиликсиз энергияларда да виртуаллық түрде эндотермалық реакциялардың да жүриўи мүмкин. Мысалы еркин электрон фотонды шығара ямаса жута алмайды. Себеби бул жағдайда энергия менен импульстиң сақланыў ызыамлары бир ўақытта орынланбайды. Бул жағдайды барлық инерциаллық есаплаў системаларының тең хуқықлығынан пайдаланып хәм электрон фотонды жутқаннан кейин тынышлықта туратуғын системадағы энергияның балансын жазыў арқалы аңсат көриўге болады. Бундай жағдайда электронның фотонды жутпастан бурынғы импульси \mathbf{p} фотонның \mathbf{k} импульсиниң терис белгиге ийе мәнісине тең, яғный

$$\mathbf{p} = -\mathbf{k}, \quad \sqrt{\mathbf{p}^2c^2 + m^2c^4} + |\mathbf{k}|c = mc^2. \quad (18.6)$$

Бул теңликтиң тек $\mathbf{p} = \mathbf{k} = 0$ шәрти орынланғанда, яғный фотон қатнаспаған жағдайда ғана орынланатуғынлығы аңсат көриўге болады. Бирақ

$$\gamma + e^- \rightarrow (e^-)_v \quad (18.7)$$

процессиниң виртуаллық түрде жүриўи мүмкин. Бул аңлатпадағы индекси v болған қаўсырмананың ишиндеги электронның виртуаллық характерде екенлиги көрсетилген. Бул виртуаллық электрон көп ўақыт жасай алмайды, ал хақыйкый электрон менен фотонға ыдырайды. Бул электрон менен фотон дәслепки электрон менен фотонның қозғалыс бағытынан басқа бағытларда уша алады:



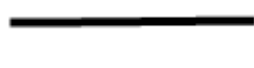

$$\gamma + e^- \rightarrow (e^-)_v \rightarrow \gamma' + e'^-. \quad (18.8)$$

(18.8)-аңлатпа Комптон эффектине сәйкес келеди.

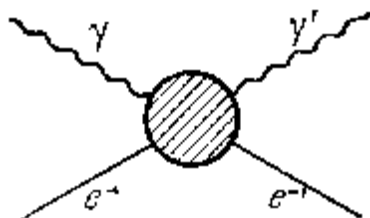
Виртуаллық процесслерди тәриплеў ушын ең дәслеп Ричард Фейнман тәрепинен ислеп шығылған хәм усынылған қолайлы графикалық усыл бар. Фейнман усылы хәр кыйлы процесслерди графикалық түрде сәўлелендирип ғана қоймай, сол процесслердиң кесе-кесимн еасплаўға да мүмкиншилик береді.

Енди Р.Фейнманның графикалық усылының мәнісі менен танысуыды баслаймыз. Бул усылда изертленип атырған процесстің хәр бир механизминде базы бир графикалық схема сызылады. Бул схема қандай да мәністе процесстің кеңістікте уақыт бойынша өтуін сәулелендіреді хәм алынған схеманы *Фейнман диаграммасы* деп атайды.

Бул графикте уақыт көшери шеп тәрептен оңға қарай бағытланған деп есаплаймыз. Демек графиктің шеп тәрепинде дәслепки хал, ал оң тәрепинде ақырғы хал орын алады. Процессте қатнасуатын бөлекшеге Фейнман диаграммасында сызық сәйкес келеді. Бөлекшелерди бир биринен аңсат айырыу үшін хәр қыйлы бөлекшелер хәр қыйлы сызықлар менен сәулелендириледі. Биз төмендегидей белгилеулерди қолланамыз:

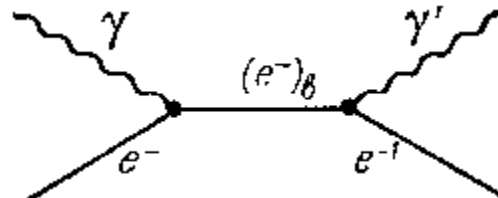
	барионлар - үш дана туўры сызық.
	пионлар менен каонлар - еки дана туўры сызық.
	электронлар, мюонлар хәм нейтрино - бир сызық.
	фотон - толқын тәризли жиңишке сызық.

Диаграмманың шеп хәм оң тәрепиндеги сызықлардың ерки ушлары дәслеп хәм акырындағы бөлекшелерге сәйкес келеді. Ал диаграммада бөлекшелердің тәсирлесіуі түйинлердің жәрдеминде сәулелендириледі. Түйин киретуғын хәм шығатуғын сызықларға ийе дөңгелекше ямаса ноқат болып атылады. Түйин процеске де, бул процесстің айырым этапларына да сәйкес келеді. Төмендеги сүүретлерде көп санлы мысаллар келтирилген.



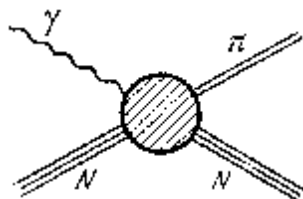
18-1 сүүрет.

Комптон-эффекттин диаграммасы

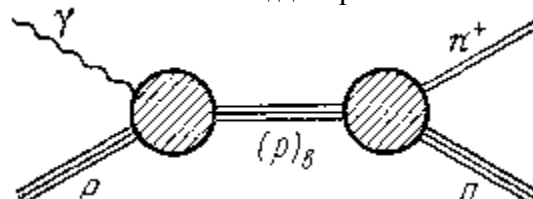


18-2 сүүрет.

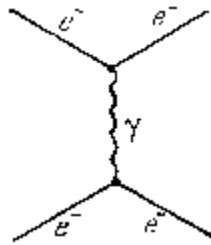
Комптон-эффекттин тийкарғы механизмининң диаграммасы.



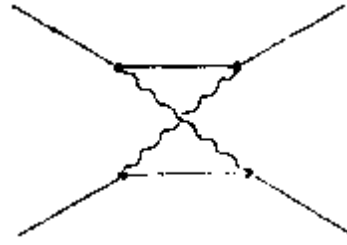
18-3 сүүрет. Нуклонлардағы пионлардың фототууылыуының диаграммасы.



18-4 сүүрет. Оң пионның нуклондағы механизми менен фототууылыуының диаграммасы.



18-5 сүўрет. Электронның электрондағы шашырауын көрсететүгін әпиұайы диаграмма.



18-6 сүўрет. Электронның электронда еки фотон алмасыў арқалы шашырауын тәриплейтуғын диаграмма.

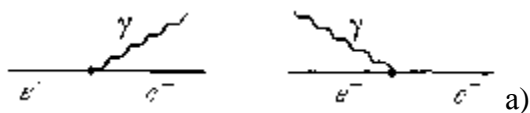
Электромагнит тәсирлесіў. Электромагнитлик тәсирлесіў басқа фундаменталлық тәсирлесіўлерге салыстырғанда теориялық жақтан да, экспериментте де әдеўир толық хәм терең изертленген.

Тәсирлесіўдің анық бир түрин изертлеў ушын тек усы түрдеги тәсирлесіўге катнасуғын, ал басқа фундаменталлық тәсирлесіўге катнаспайтуғын бөлекшелерди сайлап алыў керек. Сонлықтан электромагнит тәсирлесіўди фотонларда, электронларда, позитронларда хәм мюонларда үйрениў керек болады. бул бөлекшелер күшли тәсирлесіўге пүткиллей катнаспайды.

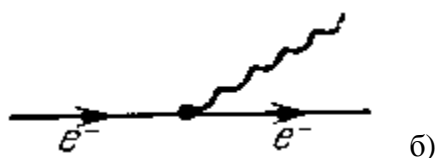
Жокарыда аты аталған бөлекшелердің (фотонлар, электронлар, позитронлар хәм мюонлар) электромагнит тәсирлесіўиниң теориясы квант электродинамикасы деп аталады. Квант электродинамикасы әдеўир алға жылжыған, базы бир мәнисте толық дөретилип болынған теория болып табылады. Бул теорияның шеклеринде фотонлар, электронлар, позитронлар, мюонлар катнасуғын дерлик барлық процесслерди қәлеген дәлликте есаплаў мүмкин. басқа фундаменталлық тәсирлесіўлердің ҳеш кайсысы ушын бундай есаплаўлар өткеріў мүмкин емес. Былайынша айтканда квант электродинамикасы фотонлардан, электронлардан, позитронлардан хәм орнықты (стабилли) мюонлардан туратуғын Әлемдеги процесслерди толық хәм дәл тәриплейди.

Мюонның тынышлықтағы энергиясы (≈ 100 Мэв) электронның тынышлықтағы энергиясынан шама менен 200 есе үлкен. Сонлықтан 100 Мэв энергияға шекемги процесслерде мюонлардың катнасын есапка алмаўға болады хәм бундай жағдайда тек фотонлар, электронлар хәм позитронлар итибарға алынады. Бундай көз-карасларды пайдаланғанда квант электродинамикасын күшли тәсиресетуғын бөлекшелер ушын да қолланыў мүмкин. Мысалы 150 Мэв ке шекемги энергиялардағы (усындай энергияларда пионлар туўыла баслайды) электронлар менен фотонлардың протонлардағы шашырауын протонды қозбайтуғын хәм бектилилген зарядланған бөлекше деп қараў жолы менен есаплаўға болады. Хәтте буннан да үлкенирек энергияларда электронлардың протонлардағы серпимли шашырауын пионлардың хақыйкый хәм виртуаллық туўылыуларын есапка алмай әдеўир дәл есаплаў мүмкиншилиги бар.

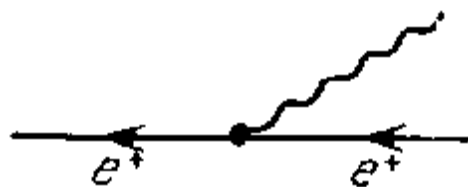
Биз хәзир квант электродинамикасының процесслерин Фейнман диаграммалары техникасы жәрдеминде караймыз (әпиұайылық ушын мюонлар катнасуғын процесслерди карамаймыз). Жокарыда гәп етилгениндей Фейнман диаграммаларының мәниси мыналардан ибарат: изертленип атыған процесстиң амплитудасы басқа, әпиұайырақ, әдетте виртуаллық процесслердің амплитудаларының избе-излиги жәрдеминде анықланады. Бундай көз-қарста квант электродинамикасы ушын аңсат жағдай орын алады: бул жерде тек бир элементар процесс орны алып, қалған процесслердің барлығы да усы процесс арқалы аңлатылады.



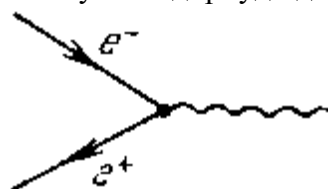
18-7 сүүрет. Электронның фотонды шығарыуын сәулелендириүди диаграмма.



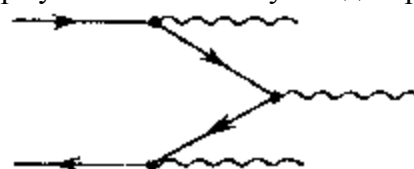
18-8 сүүрет. Позитрон тәрәпинен фотонды шығарыуғы сәйкес келетуғын диаграмма.



18-9 сүүрет. Электрон менен позитронның бир фотонлық аннигиляциясына сәйкес келиүши түйин.



18-10 сүүрет. Электрон менен позитронның үш фотонлы аннигиляциясы.

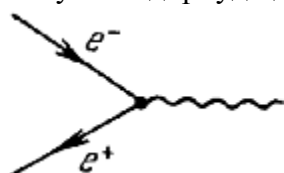


18-7 б сүүреттиң 18-7 а сүүреттен паркы соннан ибарат электронлық сызықта усы сызықлың бағытын көрсететуғын стрелка қойылған. Электронлық сызықтың усындай бағытланғанлығы мынадай мәниске ийе: егер сызық ўақыт көшери бағытында бағытланған болса, онда сызық электронды аңлатады. Егер сызық ўақыт көшерине карама-карсы бағытланған болса, онда сызық протонды аңлатады. 18-8 сүүрет позитрон тәрәпинен фотонның виртуаллық туўылыўына сәйкес келеди. Зарядтың сақланыў нызамынан мынаны аңғарамыз: электронлық сызық өзиниң бағытын (мысалы) электрон-позитрон жубының аннигиляциясының нәтийжесинде фотон виртуаллық туўылғанда да өзгерте алады. ўақыттың өтиўи менен өзгерте алады (8-9 сүүрет).

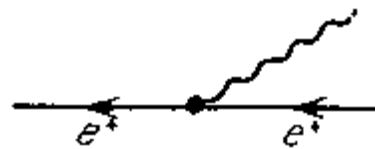
18-7 сүүрет. Электронның фотонды шығарыуын сәулелендириүди диаграмма.



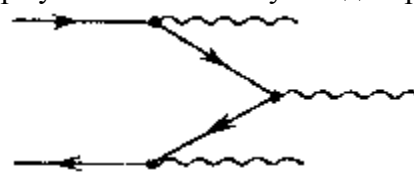
18-9 сүүрет. Электрон менен позитронның бир фотонлық аннигиляциясына сәйкес келиүши түйин.



18-8 сүүрет. Позитрон тәрәпинен фотонды шығарыуғы сәйкес келетуғын диаграмма.



18-10 сүүрет. Электрон менен позитронның уш фотонлы аннигиляциясы.



19-§. Күшли өз-ара тәсирлесіу

Күшли тәсирлесіудің тәжірийбелерде бақланатуғын ең баслы қасиетлері мыналардан ибират:

а) күшли тасирлесіулер угиверсаллық характерге ийе емес. Бундай күшлер лептонлар менен фотонларға тасир етпейди.

б) күшли тасирлесіуіге катнасатуғын бөлекшелерди адронлар деп атаймыз. Адронлар ушын күшли тасирлесіулер ең баслы тәсирлесіулер болып табылады.

в) адронлардың өлшемлери R_0 ушын $R_0 \approx 0,35 \cdot 10^{-13}$ см шамасы анықланған.

г) күшли тасирлесіуле үлкен интенсивлик пенен жүреді, соның менен бирге адронлар бир бири менен тасирлескенде олардың “бирдей материалдан” туратуғынлығы анық көрінеді.

д) адронлар оғада киши өлшемлерге ийе (адронның өлшемлеринен мыңлаған есе киши) суббөлекшелерден турады. Соның менен бирге адронлардың массалары оның көлеми бойынша бир текли таркалған емес, ал оның көлеминиң оғада киши бөлімлеринде топланған. Адронның ноқатлық курамлық бөлімлері **партонлар** деп аталады.

Хәзирги ўақытлары адронлардың қурылысына байланыслы болған барлық эксперименталлық мағлыўматлар **кварк-партонлық модель** тийкарында түсиндириледі. Усының менен бирге **квант хромодинамикасы** дөретилген. Бул квант хромодинамикасы квант электродинамикасына жүдә уқсас, бірақ бул хромодинамика адронлық қурылысларды хәм процесслерди тәриплейди.

Квант электродинамикасы бойынша адронлар кванклер менен глюонлардан турады.

“Кварк” сөзи Гелл-Ман тәрәпинен Дж.Джойстың “Финнеганға тийе берсин айтыў” (“Поминки по Финнегану”) романынан алынған. Бул романда “Three quarks for Muster Mark!” фразасы орын алған (әдетте “Мистер Марк ушын үш кварк!” деп аўдарылады). Бул фразидағы “quark” сөзи теңиз қусларынының қарқалдасқан сеслерине сәйкес келеді. Дж. Цвейг оларды “дуз” лар (соқтадағы дузлар) деп атады. Бірақ бул атама көп қолланылмады, себеби дузлардың саны төртеў, ал дәслепки моделде кварклердің саны үшеў ғана еді.

Аты	қарақалпақша	инглизше	заряды	массасы	
Биринши әўлад					
<i>d</i>	төменги	төменги	down	−1/3	~ 4 МэВ/с ²
<i>u</i>	жоқарғы	жоқары	up	+2/3	~ 6 МэВ/с ²
Екинши әўлад					
<i>s</i>	ерси	ерси	strange	−1/3	150 МэВ/с ²
<i>c</i>	таң қаларлық	таң қаларлық	charm	+2/3	1,5 ГэВ/с ²
Үшинши әўлад					
<i>b</i>	әжайып	гөззал	<i>beauty</i> (botton)	−1/3	4,5 ГэВ/с ²
<i>t</i>	хақыйқый	хақыйкый	<i>truth</i> (top)	+2/3	171 ГэВ/с ²

Кварклердің қасиетлери. Хәзирше белгисиз болған себеплерге байланыслы кварклер тәбийий түрде “үш әўлад” деп аталатуғын топарларға бөлинеді (бул әўладлар кестеде берилген). Хәр бир әўладта бир кварк $+2/3$ зарядқа, ал екиншиси $-1/3$ зарядқа ийе. Әўладларға бөлиў лептонлар ушын да орын алады.

Кварклер күшли, эzzi хэм электромагнит тәсирлесиўлеринде қатнасады. Күшли тәсирлесиў (глюонлар менен алмасыў) кварктиң реңин өзгертеди, бирақ ароматын өзгертпейди. Эzzi тәсирлесиў болса керисинше кварктиң реңин өзгертпейди, ал ароматын өзгертйи мүмкин. Күшли тәсирлесиўдиң өзине тән өзгешелиги соннан ибарат, жалғыз кварк басқа кварклерден сезилерликтей қашықлықларға алыслап кете алмайды. Сонлықтан кварклердиң еркин ҳалда бақланыўы мүмкин емес (бул кубылыс конфайнмент атамасын алды). Кварклердиң "реңсиз" комбинациялары болған адронлар ғана бир биринен үлкен қашықлықларға ушып кете алады.

Әлбетте күшли тәсирлесиўдиң қәсийети болған конфайнменттиң орын алыўы (кварклердиң еркин ҳалда жасай алмаўы) кварклердиң ҳақыйқатында да бар екенлигине гүман туўдырады. Бирақ көплеген эксперименталлық фактлер кварклердиң ҳақыйқатында да бар екенлигин тастыйықлайды. Олар мыналар:

Бириншиден, 1960-жыллары адронлардың әпиўайы классификацияға бағынатуғынлығын көрсетти: олар бир бири менен мультиплетлерге хэм супермультиплетлерге биригеди екен. Басқа сөз бенен айтқанда бул мультиплетлерди тәриплегенде көп емес еркин параметрлерден пайдаланыўдың сәти түседи. Яғный барлық адронлар үлкен болмаған еркинлик дәрежесине ийе: бирдей спинге ийе барлық барионлар үш еркинлик дәрежесине, ал барлық мезонлар тек еки еркинлик дәрежесине ийе. Кварклер гипотезасының өзи усы еркинлик дәрежелериниң санынан келип шықты хэм мәниси бойынша "суб-адронлық еркинлик дәрежеси" фразасының мәниси менен бирдей.

Екиншиден, спинди есапқа алғанда хәр бир еркинлик дәрежесине $1/2$ спинди, кварклердиң хәр бир жубына белгили бир орбиталық моментти жазыўдың мүмкин екенлиги анықланды. Усындай көз-қарастан кварклер бири бириниң әтирапында айланыўшы бөлекшелер болып шықты. Өз гезегинде бул гипотеза адронлардың спинлериниң хәр кыйлылығын, олардың магнит моментлерин айқын түсиндириў мүмкиншилигин берди.

Үшиншиден жаңа бөлекшелердиң ашылыўы теорияны модификациялаўды талап етпеди: хәр бир жаңа адрон кварк конструкциясына сәтли түрде үйлести (егер жаңа кварклерди қосыў зәрүрлигиниң пайда болғанлығын қосыўды есапқа алмасақ).

Төртиншиден: кварклердиң зарядларының бөлшек мәнисли екенлигин қалайынша тексерип көриўге болады? деген сораў пайда болады. Кварк модели жоқары энергияға ийе электрон менен позитрон аннигиляцияға ушырағанда адронлардың өзи емес, ал дәслеп кварк-антикварк жубының пайда болатуғынлығын, кейин бул жуптың адронға айланатуғынлығын болжайды. Бундай процесстиң өтиўин есаплаўлардың нәтийжелери туўылған кварклердиң зарядларының қандай екенлигинен байланыслы болып шықты. Экспериментлер бул болжаўлардың дурыслығын толығы менен тастыйықлады.

Бесиншиден жоқары энергиялы тезлеткишлердиң дәўириниң басланыўы менен бөлекшелердиң (мысалы протонның) ишиндеги импульстиң тарқалыўын изертлеў мүмкиншилигин берди. Тәжирийбелер протонның ишиндеги импульстиң сол протон ийелеп турған көлемде теңдей тарқалмағанлығын, ал айырым еркинлик дәрежелеринде бөлинип топланғанлығын көрсетти. Бул еркинлик дәрежелерин "партонлар" деп атады (part англиз сөзи "бөлеги" деген мәнисти береді). Усының менен бирге партонлардың биринши жақынласыўда $1/2$ спинге хэм кварклердиң зарядларына ийе болатуғынлығы анықланды. Энергияның өсиўи менен партонлардың саны артады. Бундай артыў аса жоқары энергиялардағы кварк моделинде де күтилген еди.

Алтыншыдан, тезлеткишлердиң энергиясының өсиўи менен жоқары энергиялы соқлығысыўларда адроннан айырым кваркти урып шығарыў мүмкиншилиги пайда болды. Кварк теориясы бундай соқлығысыўлардың нәтийжелериниң ағыслар ("струя" лар) түринде түринде көринетуғынлығын болжады. Бундай ағыслар экспериментлерде анық түрде бақланды. Егер протон тек бир бөлекше болғанда ағыс ҳеш ўақытта да бақланбаған болар еди.

Жоқарыда келтирилген фактлердің кварклер гипотезасының қолда бар эксперименталлық мағлыұматларды толық түсіндіре алатуғынлығын көрсетеді.

Кварклер мәселесінде төмендегидей сораўларға еле жуўап берилген жоқ:

1. Неликтен тек үш рең бар?
2. Реңлердің саны менен әўладлардың санының бирдей екенлиги тосыннан болған сәйкеслик пе?
3. Кварклердің үшеў екенлигин бизиң дүньямыздағы кеңисликтің өлшемлериниң санының үшеў екенлигине байланыслы емес пе?
4. Кварклердің массаларының хәр қыйлы екенлиги қайдан келип шығады?
5. Кварклердің өзлери нелерден турады?

Бул мәселелер еле шешилген жоқ.

20-§. Хәлсиз (әззи) өз-ара тәсирлесіўлер

1896-жылы А.Беккерель курамында уран элементи бар дузлардың затлар арқалы жақсы өтетуғын, көзге көринбейтуғын нурлар шығаратуғынлығын анықлады хәм усының менен бирге радиоактивлик кубылысы ашылды. Сол ўақытлары Беккерель өзи бақлаған нурлардың β -нурлары екенлигин, яғный радиоактивлик ыдыраўда шығарылатуғын электронлар екенлигин билмеди (Беккерельде торийдің β -ыдыраўы бақланған еди). Усындай жоллар менен β -ыдыраў ашылды хәм әззи тәсирлесіўлерди изертлеўдің тарийхы басланды.

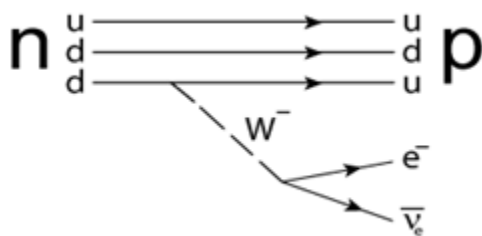
Радиоактивлик нурлардың және бир түри α -нурлары аўыр радиоактивли элементлер тәрәпинен шығарылатуғын гелий атомларының ядролары екенлигин биз жақсы билемиз. α -бөлекшелер менен өткерилген тәжирийбелер атом ядросының хәм ядролық күшлердің ашылыўына алып келди. Солай етип радиоактивликтің ашылыўы әззи тәсирлесіўди хәм күшли тәсирлесіўди изертлеўдің басланыўына алып келди. Жоқарыда келтирилген мағлыұматлар әзии тасирлесіў менен күшли тасирлесіўдің «бир туўылған күнге» ийе екенлигин көрсетеді.

β -ыдыраўдың биринши этапын изертлеўдің биринши этапы 1930-жыллары жуўмақланды. Усы ўақытлары Паули көп эксперименталлық мағлыұматлар тийкарында β -ыдыраўда электронлар менен бирге электрлик жақтан нейтрал болған жеңил бөлекшелер де бирге нурландырылады деген болжаўды усынды. Бул жеңил бөлекшелерди Э.Ферми «нейтрино» деп атады (Италия тилинде «нейтрино» сөзи «кишкене нейтрон» деген мәнисти аңлатады) хәм ол көп узамай β -ыдыраўдың квантлық-майданлық теориясын усынды. Бул теория бойынша нейтронның ыдыраўы (биз нейтронның протонға, электронға хәм антинейтриноға ыдырайтутуғынлығын билемиз) еки тоқтың тәсирлесіўи нәтижесинде әмелге асады. Сол тоқлардың биреўин хәзирги ўақытлары адронлық тоқлар деп атайды хәм ол нейтронды протонға айландырады. Лептонлық тоқ деп аталыўшы екінши тоқ электрон + антинейтрино жубының туўылыўына алып келеди. Хәзирги ўақытлары бул тоқлардың өз-ара тәсирлесіўи төрт фермионлық тәсирлесіў деп аталады. Себеби бундай тәсирлесіўде 4 фермион қатнасады.

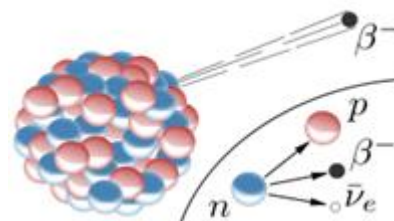
20-1 сүўретте нейтронның протонға, электронға хәм антинейтриноға ыдыраўы ушын Фейнман диаграммасы келтирилген. Бул жерде нейтронның β -ыдыраўында (виртуаллық) аўыр W -бозонның қатнасуғынлығы көрсетилген. Ал 20-2 сүўретте атом ядросының β -ыдыраўы көргизбелилик ушын әпиўайы түрде сәўлелендириген. Бул жерде β -ыдыраўының ядро ишинде болатуғын процесс емес, ал нуклон ишинде жүретуғын процесс екенлиги анық көринип тур.

Әззи тәсирлесіўлердің туткан орнын көз алдымызға көргизбелирек түрде келтириўимиз ушын биз дүньяның анаў ямаса мынаў түрдеги тәсирлесіўсиз кандай түрге енетуғынлығын еслетип өтейик. Егер дүньяда күшли тасирлесіўлер орын алмағанда квант электродинамикасы менен лептонлар физикасы хеш кандай өзгерислерге ушырамаған

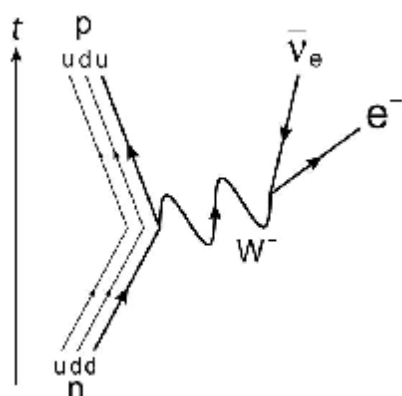
болар еди. Комптон-эффектте, мюонның ыдырауы да әдеттегі дүниедағыдай болып өткен болар еди. бірақ күшлі тәсір етисетуғын бөлекшелер (адронлар) пүткиллей болмаған болар еди ямаса олардың орнында пүткиллей басқа бөлекшелер пайда болған болар еди. Сонлықтан дүние пүткиллей басқа көринске ийе болған болар еди.



20-1 сүрөт. Нейтронның протонға, электронға хәм антинейтриноға β -ыдырауының Фейнман диаграммасы.



20-2 сүрөт. Атом ядросының β -ыдырауы (сүрөт Википедия универсаллық энциклопедиясынан алынған).



20-3 сүрөт.

Нейтронның β^- ыдырауы ушын дүзилген Фейнман диаграммасы.

Бул процессте нейтрон аралықлық W^- векторлық бозон арқалы протонға, электронға хәм антинейтриноға ыдырайды.

Егер электромагниттік тәсірлесиулер жоғалса, онда атом ядролары хәм күшлі тәсірлесетуғын бөлекшелер бүлінген (майрылған) халда қалған болар еди. Протон менен нейтронның арасында айрыма пүткиллей жоғалған болар еди. Тап сол сыяқлы хәр бир изотоплық мультиплеттің ишіндегі бөлекшелердің де (мысалы үш пионның) бир биринен паркы жоғалған болар еди. Атомлық масштаблардан баслап дүние пүткиллей өзгеріп кеткен болар еди. Атомлар, молекулалар, макроскопиялық денелер, электромагнит нурлары пүткиллей жоғалады.

Егер эззи тәсірлесиулер жоғалған жағдайда тек нейтрино ғана жоғалған болар еди, ал басқа бөлекшелер болса сезилерліктей өзгеріске ушырамаған да болар еди⁸. Ядролар, атомлар, молекулалар, кристаллар бурынғыдай жасай береді. Бірақ орнықты (стабилли) бөлекшелердің саны әдеуір көбейген болар еди, ал бул жағдай материяның атомлық хәм макроскопиялық қадилердегі мүмкін болған структуралық формаларын байытқан болар еди.

Әлбетте эззи тәсірлесиулер жоғалған жағдайда биринши гезекте β -радиоактивлік жоғалады хәм жоқарыда айтылған гәплердің барлығы да усы β -ыдыраудың жоғалыуы менен байланысly болады.

Енди қандай жағдайларда эззи тәсірлесиулерге байланысly болған ыдырауларды күтиуге болатуғынлығын көріп шығамыз.

Биринши гезекте мынадай қағыйда хәким сүреді: бөлекшениң ямаса ядроның эззи күшлердің тәсирінде сезилерліктей ылдырауы ушын олардың күшлі ямаса электромагнит тәсірлесиудің салдарынан ыдыраяы қадаған етилген болыуы керек. Мысалы нейтрал пионда барлық зарядлары хәм ерсилігі нолге тең. Сонлықтан ол

⁸ Ескертиу: жүдә киши қашықлықларда эззи тәсірлесиулер үлкен интенсивлікке ийе болады хәм бул жағдай бөлекшелердің массасы менен қурылысына тәсір етеді.

электрмоагнит тәсирлесіулердің есабынан екі фотонға ямаса электрон-позитрон жұбына ыдырай алады. Ол ҳақыйкатында да тийкарынан жасау ўақыты $2 \cdot 10^{-16}$ с болған екі фотонға ыдырайды. Бирақ нейтрал пионда басқа да қандай да бир эззи ыдыраулар бар, бирақ бул ыдыраулар жүдә эстелик пенен хәм сийрек жүзеге келетуғын болғанлықтан бақланбайтуғын шығар? деген сорау бериледи. Жоқарыда келтирилген қағыйда ушын орынланбайтуғын бирден-бир процесс жүдә аўыр ядролардың β -ыдырау процесси болып табылады. Бул ядролардың барлығы да электромагнит хәм күшли тәсирлесіулердің конкуренциясының салдарынан α -ыдырау процессине қатнасы бойынша стабилли емес. Кулон барьериниң бар болыуының себебинен бул процесслер соншама бастырылып калынған болып, көпшилик ядролар ушын β -ыдырау процесслери үлкенирек итималлыққа ийе. Барлық басқа жағдайларда (мысалы барлық бөлекшелер ушын) «ыдырау күшли хәм электромагнит тәсирлесіулердің есабынан жүре алмайтуғын жағдайларда эззи тәсирлесіулердің тәсиринде жүре алады» қағыйдасы барлық ўақытта да орынланады.

Бул қағыйда зәрүрли қағыйда болып табылады, бирақ ол жеткилики емес. Мысалы протон күшли хәм электромагнит тәсирлесіулердің тәсиринде ыдырамайды, бирақ эззи тәсирлесіулер де протонның ыдырауын жүзеге келтире алмайды. Эззи ыдыраудың жүзеге келиуи ушын ол барлық сақланыу ызамалары тәрәпинен руқсат етилген болыуы керек (сақланыу ызамалары 13-параграфта келтириген). 17-параграфта элементар бөлекшелер физикасындағы қозғалыс интеграллары арнаулы кесте түринде берилген еди. Бул кестеде биз а) ерсилик, б) таң каларлық, в) жуплық хәм г) зарядлық жуплықтың күшли хәм электромагнитлик тәсирлесіулерде сақланатуғынлығын, ал эззи тәсирлесіулерде бузылатуғынлығын көрдик. Сонлықтан эззи ыдыраулар ерсилик сақланғанда қадаған етилген, ал ерсиликтің сақланыуы бузылғанда руқсат етилген жағдайларда бақлана алады. Мысалы Λ -гиперон барионлық заряды $B = 1$, ерсилиги $S = -1$ болғанең жеңил бөлекше болып табылады. Сонлықтан күшли хәм электромагнит тәсирлесіулер бул бөлекшелердің ыдырауын болдыра алмайды. Бирақ Λ -гиперонның массасы протон менен терис зарядлы пионның массаларының қосындысынан үлкен. Протон менен терис зарядлы пионда $S = 0$, ал калған зарядлары Λ -бөлекшелериникиндегидей. Сонлықтан эззи тәсирлесіулердің себебинен $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ ыдырауының жүриуи мүмкин хәм ҳақыйкатында да жүретуғынлығы экспериментлерде дәлилленди.

Ерсиликтің сақланыу ызамыны эззи ыдыраулардың жүриуиниң бирден-бир себеби емес. Екинши хәм ең соңғы себеп нейтриноның тек эззи тәсирлесіулерге катнасуғынлығында (әлбетте егер гравитациялық тәсирлесіулерди есапқа алмағанда, гравитациялық тәсирлесіудің ең универсаллық тәсирлесіу екенлигин умытпаяымыз керек).

Улыўмалық жуўмақ: егер а) таң каларлық ямаса ерсиликтің сақланыу ызамының бузылыуы, б) ыдырау продуктларының ишинде нейтриноның бар екенлиги шәртлериниң кеминде биреуиниң орынланғнада жүретуғын ыдырау эззи ыдырау болып табылады.

Енди мысал сыпатында нейтрино хәм антинейтриноның тәсиринде жүретуғын 1) $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+$; 2) $\nu_\mu + n \rightarrow p + \mu^-$; 3) $\nu_\mu + n \rightarrow p + \mu^-$ реакцияларының қайсыларының жүриуи мүмкин хәм қайсыларының жүриуи мүмкин емес екенлигин анықлайық.

Жоқарыд келтирилген реакциялар эззи тәсирлесіудің салдарында жүреди. Бул реакциялардағы электр Q , барионлық B зарядларының, лептонлық электронлық L_e хәм мюонлық L_μ санларының өзгерислерин қарайық:

$$\begin{array}{lll}
 1) & \bar{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+ & \\
 Q: & 0 + 1 \rightarrow 0 + 1 & \Delta Q = 0 \\
 B: & 0 + 1 \rightarrow 1 + 0 & \Delta B = 0
 \end{array}$$

$$L_e: \quad 0 + 0 \rightarrow 0 + 0 \quad \Delta L_e = 0$$

$$L_\mu: \quad -1 + 0 \rightarrow 0 - 1 \quad \Delta L_\mu = 0$$

Бундай реакцияның жүріуі мүмкін. Себеби барлық сақланыу нызамлары орынланады.

$$2) \quad \nu_e + n \rightarrow p + \mu$$

$$Q: \quad 0 + 0 \rightarrow 1 - 1 \quad \Delta Q = 0$$

$$B: \quad 0 + 1 \rightarrow 1 + 0 \quad \Delta B = 0$$

$$L_e: \quad 1 + 0 \rightarrow 0 + 0 \quad \Delta L_e = -1$$

$$L_\mu: \quad 0 + 0 \rightarrow 0 + 1 \quad \Delta L_\mu = 1$$

Бундай реакцияның өтіуі мүмкін емес. Себеби электронлық хәм лептонлық санлар сақланбайды.

$$3) \quad \nu_\mu + n \rightarrow p + \mu$$

$$Q: \quad 0 + 0 \rightarrow 1 - 1 \quad \Delta Q = 0$$

$$B: \quad 0 + 1 \rightarrow 1 + 0 \quad \Delta B = 0$$

$$L_e: \quad 0 + 0 \rightarrow 0 + 0 \quad \Delta L_e = 0$$

$$L_\mu: \quad -1 + 0 \rightarrow 0 + 1 \quad \Delta L_\mu = 2$$

Бундай реакцияның өтіуі де мүмкін емес. Себеби мюонлық лептонлық сан сақланбайды.

Енди p , n , лямбда Λ , сигма Σ^0 , кси Ξ^0 хәм омега Ω^- бөлекшелерін кварклерден дүземіз.

Протон:

	u	u	d	p
Электр заряды	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	1
Ерсилик	0	0	0	0

Нейтрон:

	u	d	d	n
Электр заряды	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
Ерсилик	0	0	0	0

Λ бөлекше:

	u	d	s	Λ
Электр заряды	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
Ерсилик	0	0	-1	-1

Σ^0 бөлекше:

	u	d	s	Σ^0
Электр заряды	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
Ерсилик	0	0	-1	-1

Ξ^0 бөлекше:

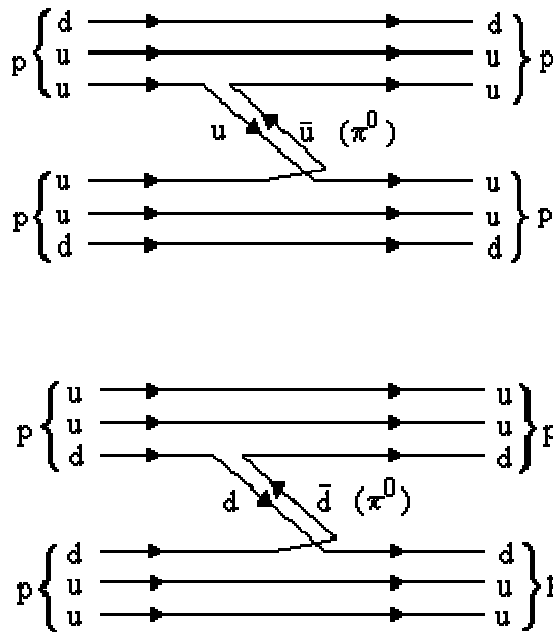
	u	s	s	Ξ^0
Электр заряды	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
Ерсилик	0	-1	-1	-2

Ω^- бөлекше:

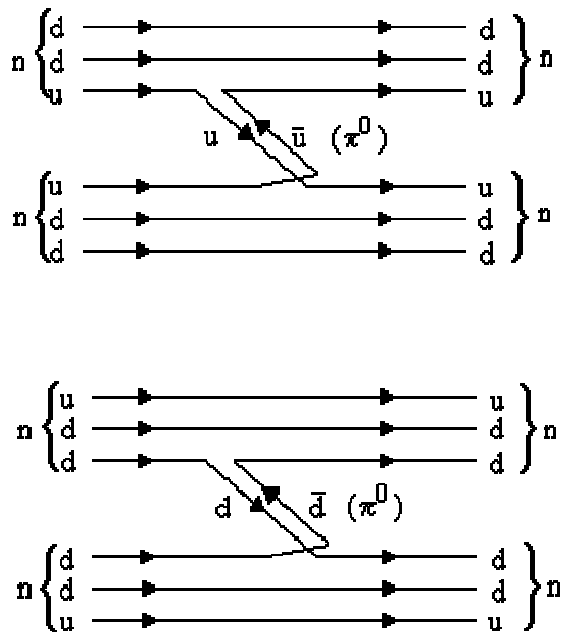
	s	s	s	Ω^-
Электр заряды	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	-1
Ерсилик	-1	-1	-1	-2

Және де бир мысал ретинде p-p, n-n, p-n тәсирлесиўлериниң кварклик диаграммаларын сызыўды келтиремиз.

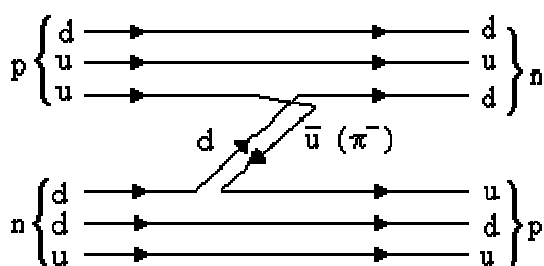
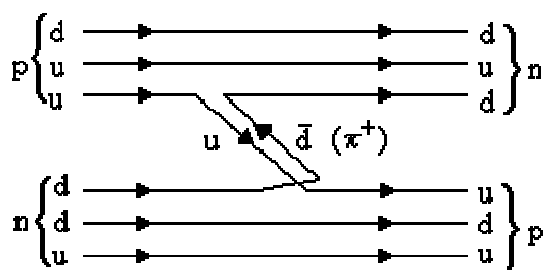
p-p тәсирлесиўи:



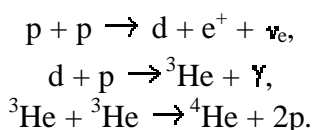
n-n тәсирлесиўи:



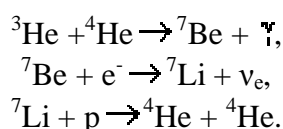
p-n тәсирлесиўи:



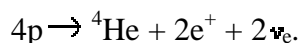
Параграфтың ақырында Жер бетіндегі Қуяш нейтриноларының ағысын есептейміз. Қуяш энергиясы тийкарынан водородлық цикл ямаса водородлық шынжыр деп аталатынын ядролық реакциялардың нәтижесінде нурланады. Бул дизбектегі тийкаргы реакциялар былайынша жазылады:



Бул реакциялардың ақыбетінде 24.6 МэВ энергия бөлиніп шығады. Бул дизбектің (шынжырдың) және де шақалары бар. Мысалы



Бирақ биринши дизбек тийкаргы дизбек болып табылады. Бул дизбекті қысқаша былайынша жазамыз



Солдай етип нурланыудың хәр бир $E = 24.6$ МэВ энергиясына еки нейтрино сәйкес келеді. Қуяш хәр бир секундта $W = 4 \cdot 10^{33}$ эрг/с энергия бөліп шығарады, ал Жердің орбитасының радиусы болса $R_{\text{Жер}} = 1.5 \cdot 10^{13}$ см. Қуяш тәрепинен уақыт бирлигинде нурландырылған нейтринолардың саны $N = 2 W/E$ шамасына тең. Жердің орбитасының радиусындай болған сфераның бетинің майданы

$$S = 4\pi R_{\text{Жер}}^2.$$

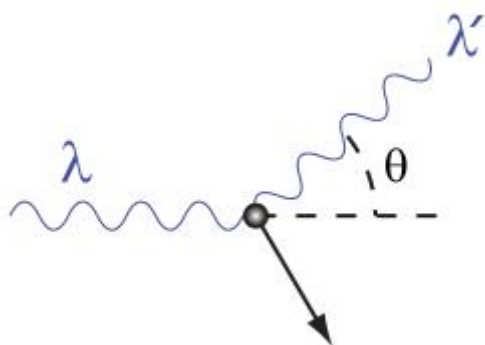
Бундай жағдайда Жер аркалы өтіуші Қуяш нейтриноларының тығызлығы былайынша есепланады:

$$J = \frac{2W}{4\pi R_{\text{жер}}^2 E} = \frac{2 \text{ нейтрино} \cdot 4 \cdot 10^{33} \text{ эрг/сек}}{4 \cdot 3,14 \cdot (1,5 \cdot 10^{13} \text{ см})^2 \cdot 24,6 \text{ МэВ} \cdot 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ эрг/МэВ}} =$$

$$= 7 \cdot 10^{10} \frac{\text{нейтрино}}{\text{сек} \cdot \text{см}^2}.$$

Қосымшалар

Комптон эффекти



Комптон эффектин иллюстрациялаушы сүрет.

Комптон эффекти (Комптон-эффект) электронларда шашыраудың нәтижесінде электромагниттік нурланыудың толқын ұзындығының өзгеріуі кубылысы болып табылады. Америкалы физик Артур Комптон тәрепинен 1923-жылы рентген толқындары үшін ашылды. Усы жұмысы үшін Комптон 1927-жылы физика бойынша Нобель сыйлығын алыуға миясар болды.

Тынышлықта тұрған электронда фотон шашырағанда жиілігі ν дан ν' шамасына өзгереді. Бұл екі жиілік арасындағы байланыс

$$\nu' = \nu \frac{1}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}$$

аңлатпасы жәрдемінде бериледі. Бұл аңлатпада θ арқалы шашырау мүйеши (фотонның шашырамастан бұрынғы хәм шашырағаннан кейінгі бағыттары арасындағы мүйеш) белгиленген. Егер толқын ұзындығына өтсек, онда

$$\lambda' - \lambda = \lambda_k (1 - \cos \theta)$$

формуласына ийе боламыз. Бұл аңлатпада $\lambda_k = \frac{h}{m_e c}$ шамасы электрон толқынының комптонлық ұзындығы болып табылады.

Электрон үшін $\lambda_k = 2,4263 \cdot 10^{-10}$ см. Комптонлық шашыраудан кейінгі фотонның энергиясының кишірейіуі Комптонлық жылжыу деп аталады.

Классикалық электродинамикада электромагнит толқынының зарядтағы шашырауы (Томсон шашырауы) толқынның жиілігінің (яғный толқын ұзындығының) өзгеріуіне алып келмейді.

Комптон эффектин классикалық электродинамика жәрдемінде түсіндіріу мүмкін емес. Классикалық физика көз-қарастары бойынша электромагнит толқын үздіксіз объект болып табылады хәм еркін электронларда шашырағанда оның толқын ұзындығының өзгермеуі керек. Комптон эффекти болса электромагнит толқынының квантланыуының туұрыдан-туұры дәлилі болып табылады. Басқа сөз бенен айтқанда Комптон эффектинде фотонның бар екенлігі тастыйықланады. Соның менен бирге бұл эффект микробөлешелердің крпускулалық-толқынлық дуализмінің дұрыс екенлігінің және бир дәлилі болып есапланады.

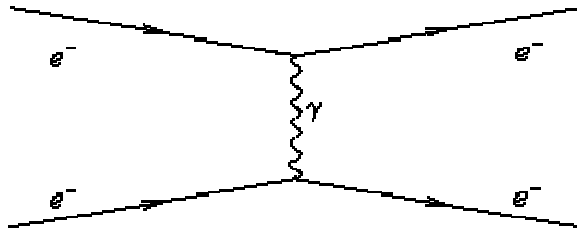
Комптон эффектіне байланыссы мынадай мәселені шешеміз:

Төмендегідей процесслер үшін Фейнман диаграммаларын соғыу керек:

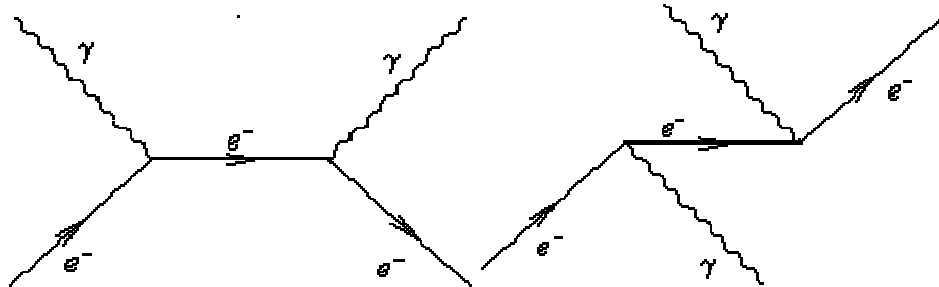
- 1) электронның электрондағы шашырауы;
- 2) Комптон эффекти;
- 3) электронлық-позитронлық аннигиляция;
- 4) ядроның Кулон майданындағы фотоэффект;
- 5) ядроның Кулон майданындағы электрон-позитрон жумының пайда болыуы.

Усы процесслерде қандай виртуаллық бөлекшелердің қатнасуатынлығын көрсетиу керек.

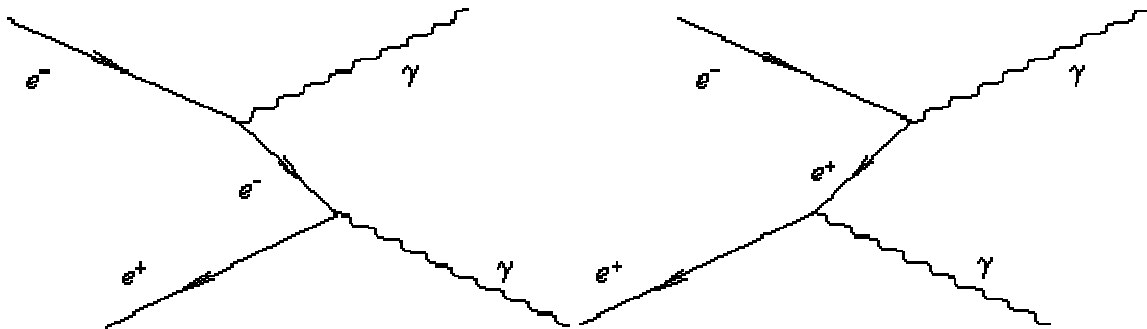
1). Электронның электрондағы шашырауы. Виртуаллық бөлекше фотон болып табылады.



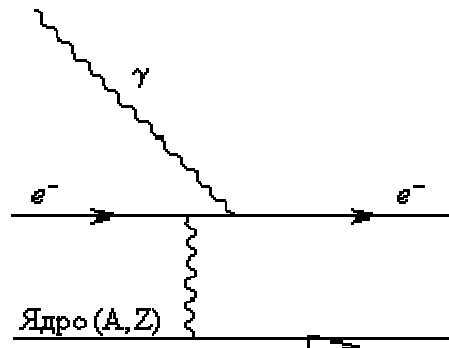
2). Комптон эффекти. Виртуаллық бөлекше электрон болып табылады.



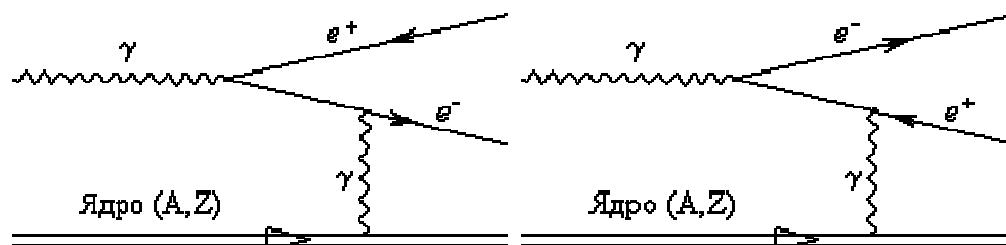
3). Электрон-позитронлық аннигиляция. Виртуаллық бөлекше электрон ямаса позитрон болып табылады.



4) Ядроның кулон майданындағы фотоэффект. Виртуаллық бөлекше фотон болып табылады.



5). Ядроның кулон майданындағы электрон-позитрон жубының пайда болуы. Виртуаллық бөлекше фотон болып табылады.



Пайдаланылатуғын тийкарғы сабақлықлар, оқыў қолланбалары дизими

Тийкарғы сабақлықлар хәм оқыў қолланбалары

1. К.И.Мухин. Экспериментальная ядерная физика: Учебник для вузов. В 2 кн. Кн. 1. Физика атомного ядра. Ч. II. Ядерные взаимодействия. 5-е изд., перераб. и доп. М.: Энергоатомиздат, 1993. 320 с.
2. К.И.Мухин. Экспериментальная ядерная физика: Учебник для вузов. В 2 кн. Кн. 2. Физика элементарных частиц. 5-е изд., перераб. и доп. М.: Энергоатомиздат, 1993. 408 с.
3. Ю.М.Широков, Н.П.Юдин. Ядерная физика. Учебное пособие. Издание второе, переработанное. Москва. Издательство «Наука». 1980. 728 с.
4. И.Е.Иродов. Сборник задач по атомной и ядерной физике. Москва. Издательство «Энергоатомиздат». 1984. 215 с.
5. Л.В.Сивухин. Общий курс физики. Атомная и ядерная физика. Часть 2. Ядерная физика. Учебное пособие. Москва. Издательство «Наука». 1989. 416 с.
6. Р.Д.Бекжонов. Атом ядроси ва зарралар физикаси. Тошкент, Ўқитувчи, 1994.

Қосымша әдебиятлар

6. Полвонов С.Р., Каноков З., Караходжаев А., Рузимов Ш.М. Ядро физикасидан масалалар тўплами. Ўқув қўлланма. Тошкент, ЎЗМУ, 2006, 119 б.
7. Каноков З., Караходжаев А., К.Р. Насриддинов, Полвонов С.Р. Атом ва ядро физикасидан лаборатория ишлари. Ўқув қўлланма. Тошкент, ЎЗМУ, 2006, 148 б.
8. Наумов А.И. Физика атомного ядра. Просвещение, М., Наумов А.И. Физика атомного ядра и элементарных частиц. Просвещение, М., 1984.
9. Азимов С.А., Абдужамилов А. Элементар зарралар физикаси. Ўқитувчи, Тошкент, 1986.
10. Тешабоев Қ.Т. Ядро ва элементар зарралар физикаси. Ўқитувчи, Тошкент, 1992.
11. Гинзбург В.П., Левин Л.Н., Рабинович М. С. Сивухин Д.В. Сборник задач по общему курсу физики: Атомная физика, Физика ядра и элементарных частиц. Учебное пособие. Москва. Издательство «Наука». 1981.
12. Бекжанов Р.Б., Беленьский В.М. Ядерная физика в задачах и примерах. Учебное пособие. Укитувчи, Ташкент, 1988.
13. Жуковский Ю.Г., Сергеев В.О., Антоньев Н.М. Практикум по ядерной физике. М., «Высшая школа», 1975.
14. Вальтер А.К., Залюбовский И.И. Ядерная физика. Харьков: Основа, 1991. 479 с.
15. В.М.Михайлов, О.Е.Крафт. Ядерная физика. Л.: Издательство ЛГУ, 1988.
16. И.В.Ракобольская. Ядерная физика. Издательство Московского государственного университета. Москва. 1971. 296 с.
17. Н.А.Власов. Нейтроны. Издательство «Наука». Москва. 1971. 550 с.

18. Ободовский И.М. Сборник задач по экспериментальным методам ядерной физики. М.: Энергоатомиздат, 1987. - 279 с.
19. С.Р.Полвонов. Фотоядро реакциялари. Электрон дарслик. 2007.
20. С.Р.Полвонов. Электрон тезлатгичларда радиоактив изотопларни олиш имкониятлари. Электрон қўлланма, 2008.
21. <http://www.phys.msu.ru>
22. <http://nuclphys.sinp.msu.ru>
23. <http://cdfc.sinp.msu.ru/index.ru.html>