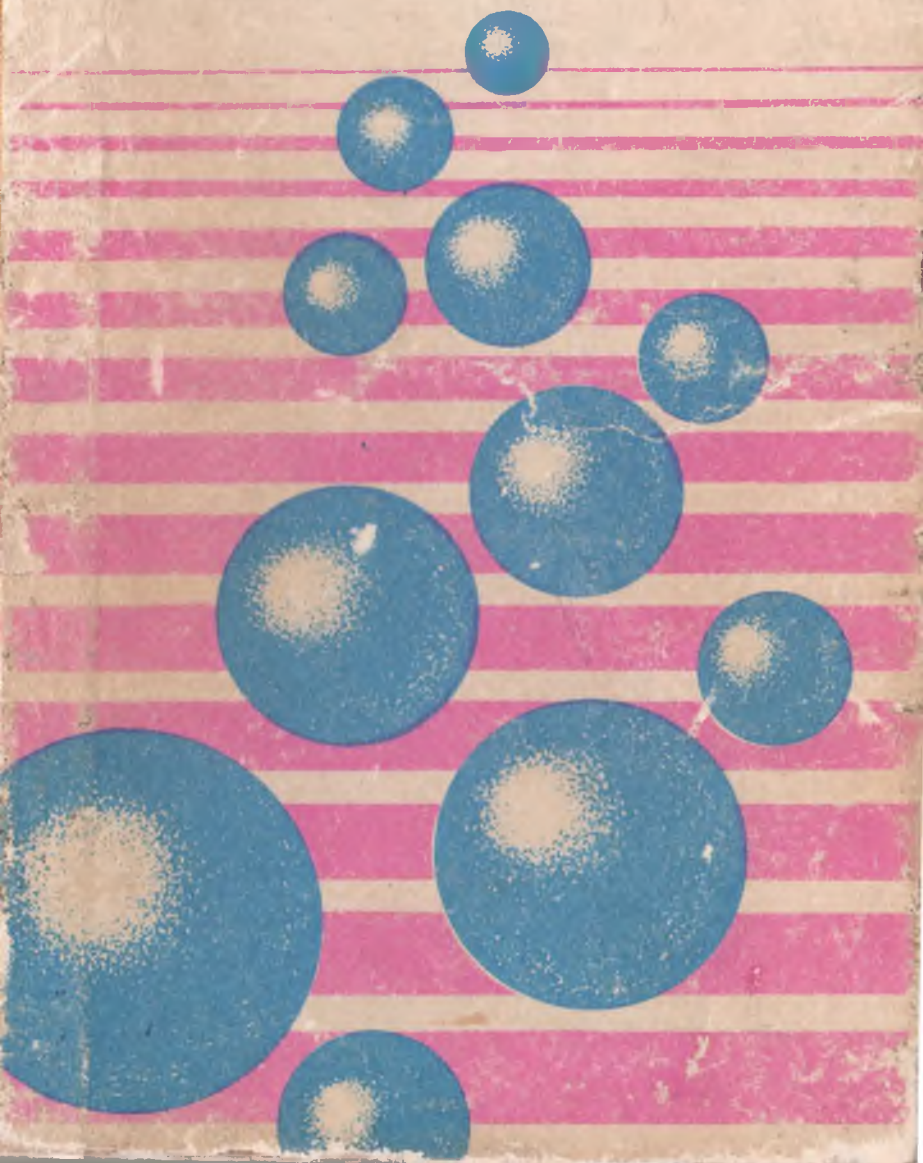


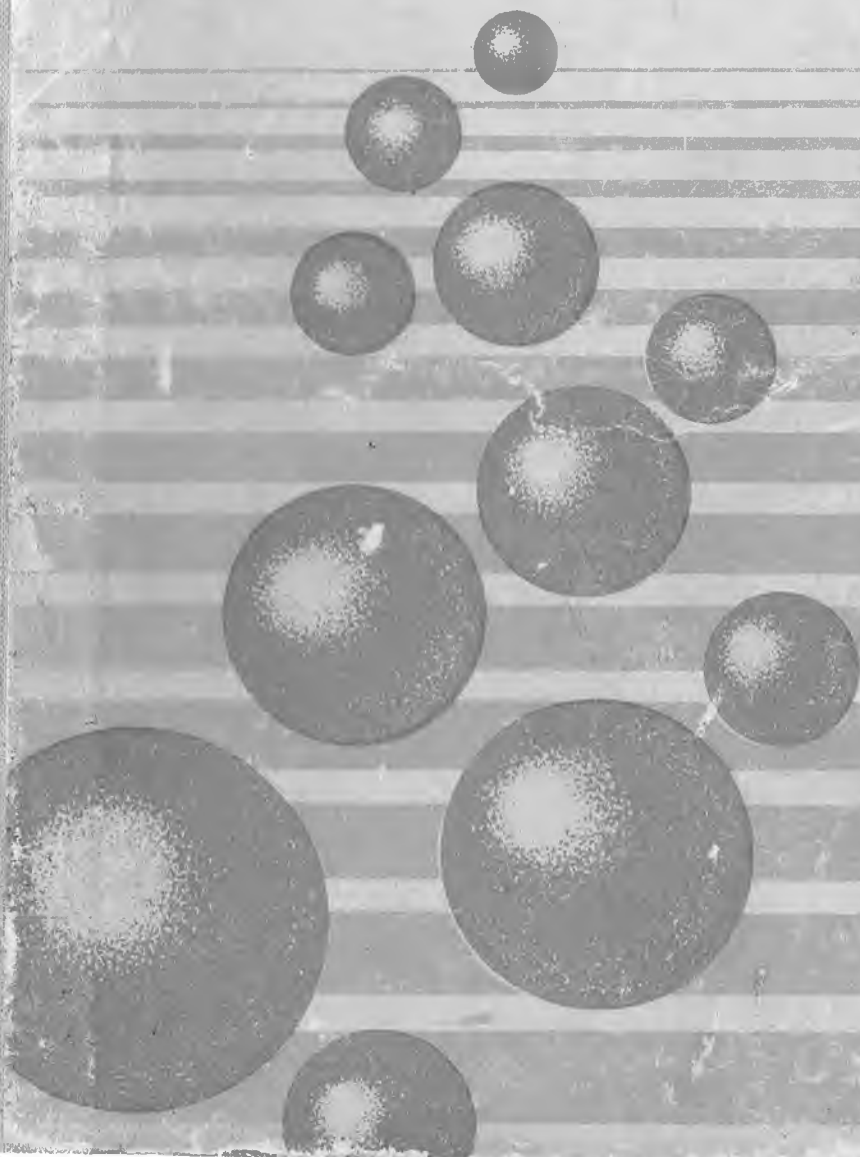
Р.Б.БЕКЖОНОВ

АТОМ ЯДРОСИ ВА ЗАРРАЛАР ФИЗИКАСИ



Р.Б.БЕКЖОНОВ

АТОМ ЯДРОСИ ВА ЗАРРАЛАР ФИЗИКАСИ



НЗ
И.

Г
и
Г
и
и
и
О
О
Ч.
Б
-
-
-
р
-
-
-
р
О
и
и
-
д
-
и
-
о
о

ҚАЙТА ИШЛАНГАН ВА
ТУЛДИРИЛГАН ТҮРТИНЧИ НАШРИ

ТОШКЕНТ «ЎҚИТУВЧИ» 1995

Махсус муҳаррир: физика-математика фанлари номзоди
Қ. Азимов

Такризчилар: педагогика фанлари доктори Б. Мирзаҳмедов,
доцент Қ. Тешабоев

Мазкур китобда атом ядросининг хусусиятлари, ядро реакциялари, β - парчаланиш, γ - нурланиш, термоядро синтези ҳозирги замон назарияларининг асосий тушунчалари, атом энергиясини олиш усуллари, янги элементларни ҳосил қилиш, атом ядроларининг ўзаро айланиши, «шарпа» зарра — нейтринонинг олам тараккиётидаги катта роли, элементар зарраларнинг хиллари, табиати, ҳозирги замон физикасида тутган ўрни, бу соҳадаги билимларнинг фан ва техникадаги ютуқлари ёритилган.

Китоб ўқувчилардан квант механикасини, олий математикани олдиндан билишни талаб қилмайди, шунинг учун ҳозирги замон атом ядроси ва зарралар физикасини ўрганувчилар учун ўта мақбул муқадди-мадир.

Б 49

Бекжонов Раҳим.

Атом ядроси ва зарралар физикаси: Пед. ин-тлари ва ун-тлар учун ўқув қўлланма / Махсус муҳаррир: Қ. Азимов/. — Т.: Ўқитувчи, 1994. 576 б.

ББК 22.383я73+22.36я73

Б $\frac{1604800000-160}{353(04) - 95}$ 37—94

ISBN 5—645—02259—9

© «Ўқитувчи» нашриёти, Т., 1982.
© «Ўқитувчи» нашриёти, 1995 й. ўз-гаришлар билан.

КИРИШ

Ядро физикаси атом ядросининг тузилиши, унинг хусусиятлари, ядро кучларининг табиати, ядро ичидаги зарраларнинг ўзаро таъсир қонунлари ва ядроларнинг парчаланиши, ўзгариши ҳақидаги фандир. Ядро физикаси физиканинг шиддат билан ривожланаётган тармоғи ҳисобланади. XIX асрнинг охирларида ҳам атом ядроси ҳақида олимлар ҳеч қандай маълумотга эга эмас эдилар. Лекин инсоният тарихида ҳеч қандай илмий кашфиёт ядро физикасидегидек улкан аҳамиятга молик бўлмаган. Физикадан мутлоқо ўзоқ бўлган кишилар ҳам бу ажойиб соҳа ютуқларига бефарқ қарай олмайдилар. Ядро тўғрисида анчагина маълумотга эга бўлишимизга қарамасдан, тадқиқотчилар олдида ҳали забт этилмаган чўққилар турибди. Ядро физикаси муаммоларидан бири — модданинг тузилиши, яъни моддани ташкил этувчи «ғиштча»лар — элементар зарралар муаммосидир. Бу элементар зарраларнинг тузилиши у ёқда турсин, биз ҳатто элементар зарра деганда нимани тушуниш кераклигини ҳозирча билмаймиз.

Лекин умидсизланишга ўрин йўқ. Ядро физикаси асримиз ўртасида назарий ва амалий жиҳатдан оламшумул ютуқларга эришди. Бу ютуқларнинг сирини билиш учун жуда бўлмаганда, атом ядросининг тузилиши, шакли, таркибий қисмлари, уларнинг ҳозирги замон моделлари ҳамда элементар зарралар ва резонанслар системаси, лептон ва адронларнинг хусусиятлари, антизарра ва антиядролар физикаси, зарраларнинг фундаментал ўзаро таъсирлашиш қонуниятларидан хабардор бўлиш зарур. Ушбу китоб бу борада ҳурматли китобхонларга оз бўлсада, ёрдам кўрсатар, деган умиддамиз.

Китобда умумий ядро физикаси курсидегидан фарқли ўлароқ ядро тузилишига кўпроқ аҳамият берилган. Сўнгги ўттиз йилда ядро тузилиши тўғрисидаги бизнинг билимларимизни чуқурлаштирувчи янги маълумотларга эга

бўлдик. Ўтказилган илмий тадқиқотлар ёрдамида элементар зарралар орасидаги фундаментал характерга эга бўлган ўзаро таъсир хилларининг тавсифлари ҳар томонлама ўрганилди. Биз ўта мураккаб илмий тадқиқот ишлари натижасини, ядро физикаси, элементар зарралар ва юқори энергиялар физикаси ҳамда ядро физикаси ютуқларини халқ хўжалигининг ҳар хил соҳаларида қўлловчи экспериментатор ва назариячиларнинг манфатини кўзлаб имкони борича кенг қўламда ва мукамал таҳлил қилдик. Бундан ядро физикаси соҳасида ишловчи экспериментатор ядро тузилиши, элементар ўзаро таъсирлар хилларини ўрганишда янги тажрибалар қўйишга, назариячилар ядро физикаси соҳасида ҳали ҳал қилинмаган масалалар, муаммоларни ечишга ҳаракат қилсалар муаллиф ўз мақсадига етдим деса бўлади. Табиийки, китобда ядро физикасининг монография ва махсус қўлланмаларда кам ёки ёмон ёритилган ўта замонавий масала ва муаммолари ҳақида муаллиф ўз фикр-мулоҳазаларини ва нуқтаи назарини билдирган. Афсуски, қўлёзмани нашрга тайёрлаш вақтида ядро физикасининг баъзи ўта тез ривожланаётган йўналишларида қўлга киритилган сўнгги ютуқлар китобда тўла ўз аксини топмади.

Бу китоб муаллифнинг кўп йиллик, педагогик тажрибасига асосланиб ёзилган. Рисолада атом ядросининг хусусиятлари, тузилиши, ядро реакциялари, бета-парчаланish, гамма-нурланиш, термоядро синтезини ҳозирги замон назарияларининг асосий тушунчалари, янги элементларни ҳосил қилиш, атом ядроларининг ўзаро айланиши, «шарпа» зарра — нейтринонинг олам эволюциясидаги роли, элементар зарраларнинг табиати, ҳозирги замон физикасида уларнинг тутган ўрни, бу соҳадаги билимларни фан ва техникада қўлланишдаги ютуқлари ёритилган.

Қитоб ўқувчидан олдиндан квант механикасини, олий математикани билишни талаб қилмайди. Шунинг учун у атом ядроси ва зарралар физикасини ўрганувчилар учун ўта мақбул муқаддимадир.

Ўзбек тилида биринчи бор нашр этилаётган бу комусий китоб ўрта мактабнинг юқори синф ўқувчилари ва ўқитувчиларидан тортиб, то қуйи курс студентлари ва ядро физикаси ютуқларини билмоқчи, уларни ўз тадқиқотларида фойдаланмоқчи бўлган ҳар хил фан соҳасидаги ёш олимларгача, қолаверса, ядро ва зарралар физикасини ўзи

касб қилиб олмоқчи бўлган яхши ниятли университет, пединститут, студентларига мўлжалланган.

Муаллиф ядро физикасини ўрганишга киришган ўқувчи учун мазкур китоб фойдали бўлар деган умидда. У китобнинг нуқсонларини кўрсатувчи ҳар қандай танқидий фикрларни жон дилидан қабул қилади¹.

Китобни нашрга тайёрлашда фан номзодлари Қ. Азимов, Ғ. Кулабдуллаев ва М. Нарзикуловларнинг хизматлари катта бўлди.

¹ Азиз китобхонларимизга шуни айтиб қўйишимиз керак-ки, ядро физикаси ҳали турғун атамаларга эга бўлмаганлигидан мазкур китобда баъзан ядро ҳолатлари ҳақида гап борганида кўзголган ёки уйғонган, ядро қобиклари ҳақида ковак ёки тешик, нобарқарор ядролар ҳақида парчаланиш ёки емирилиш, энергиявий сатҳлар ҳақида турланган, айнинган, хилланган ёки тилинган, тилкаланган, ядро бўлиниш ҳосилаларини тавсифлашда парчалар ёки бўлақлар деб юритилган. Булар тенг маъноли сўзлар бўлиб жойига қараб мосроғи ишлатилади.

АТОМ ЯДРОСИ

1. 1-§. Дастлабки маълумотлар

ХИХ аср охирида химиявий элементлар ўзгармас деб ҳисобланарди, чунки уларнинг асосий хоссалари турли химиявий ва физик жараёнларда ўзгармай қолаверар эди. Лекин бундай тушунчалардан радиоактив жараёнларда баъзи элементларнинг парчаланиши ва бошқаларининг ҳосил бўлиши аниқланиши биланоқ воз кечишга тўғри келди.

Ж. Ж. Томсон 1897 йилда электронни кашф қилганида, атом қандайдир структурага эга бўлиши лозим деган фикр туғилди. Электрон массаси водород атоми массасидан тахминан 2000 мартаба кичик эканлиги аниқланганидан сўнг, атом массасининг кўпчилик қисми қандайдир мусбат зарядли масса билан боғлиқ деган тахмин пайдо бўлди. Энди бутун нейтрал атомда мусбат ва манфий қисмлар қандай тақсимланганлигини аниқлаш зарурати туғилади.

Атомдаги мусбат ва манфий зарядларнинг тақсимланиш характерини яхшироқ билиш учун атомнинг ички соҳаларини синчиклаб «пайпаслаб» кўриш зарур эди. Шу мақсадда машҳур инглиз физиги Эрнест Резерфорд билан унинг ходимлари тажриба ўтказиб, α - зарра модданинг юпқа қатламидан ўтаётганда ўз йўналишини ўзгартиришини — сочилишини кузатди. (α - зарралар баъзи элементлар радиоактив парчаланганда катта тезликда ажралиб чиқадиган гелийнинг икки марта ионлашган атомлари эканлиги 1909 йилда тажрибалар асосида исбот қилинган). Бу тажрибалар қуйидагича ўтказилган. Қўрғошиндан ясалган «уйча» га α - зарра манбаи бўлган радиоактив модда жойлаштирилган «Уйча» нинг кичкина тешигидан α - зарралар дастаси чиқади. Дастанинг йўлига металл япроқча (фольга) қўйилган, фольгадан ўтаётган α - зарралар ўзларининг дастлабки йўналишини турли бурчак

остида ўзгартирган. Сочилган α -зарраларнинг экранга урилишидан ҳосил бўлган сцинтиляция (чакнаш) жараёни микроскопда кузатилган. Тажрибада α -зарраларнинг баъзилари жуда катта (деярли 180° гача) бурчакда сочилиши аниқланган. Олинган натижаларга асосланиб, Резерфорд атом ичида жуда кичик ҳажмга тўпланган ва катта массага тегишли кучли мусбат электр майдон (ядро) мавжуд бўлгандагина α -зарралар шундай катта бурчакка бурилиши мумкин, деган хулосага келади.

Атомнинг бу моделида электронлар ядро атрофида жойлашади. Электронлар сони эса шундайки, уларнинг йиғинди манфий заряди ядронинг мусбат зарядини нейтраллаб туради. Одатда, электр заряди бирлиги сифатида электрон заряди $e = 1,6021 \cdot 10^{-19}$ К олинади. Атомнинг марказий заряди Ze ни ва α -зарранинг заряди $Z_\alpha e$ ни нуктавий деб олиб, Резерфорд улар орасидаги ўзаро таъсирлашувни Кулон қонуни

$$F = \frac{Z_\alpha e Z e}{r^2} \quad / \quad 1.1$$

га бўйсунди деб ҳисоблади; бу ерда r — зарядлар орасидаги масофа. Ядро шунчалик оғирки, тўкнашув пайтида уни тинч ҳолатдаги ядро деб қараш мумкин. Резерфорд α -зарраларнинг ядро майдонидаги траектория-си гиперболадан иборатлигини кўрсатди, ядро эса унинг ташки фокусида жойлашган бўлади. Энергия ва ҳаракат миқдори моментининг сақланиш қонунини ва шунингдек, гиперболанинг геометрик хусусиятларини ҳисобга олган ҳолда Резерфорд ўзининг машҳур формуласини яратди:

$$dN(\theta) = n_0 \frac{N_0 t}{16r^2} \cdot \left(\frac{2Ze^2}{\frac{1}{2} m_\alpha V_\alpha^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (1.1) \quad 1.2$$

Бу ерда dN — сочилиш нуктасидан r масофада $d\Omega$ жисмоний бурчакка тўғри келган ва θ бурчак остида сочилган α -зарраларнинг сони; θ — альфа зарранинг сочилишдан олдинги ва кейинги йўналиши ўртасидаги бурчак, N_0 — сочувчи япроқча тушаётган дастадаги α -зарралар сони, t — сочувчи япроқча қалинлиги, n_0 — сочувчи модданинг 1 см^3 даги ядролари сони, m_α ва V_α — мос равишда зарранинг массаси ва бошланғич тезлиги.

Резерфорд формуласининг алоҳида хусусияти шундаки, у α -зарраларнинг сочилган қисми сочилиш бурчаги

ярмиси синусининг тўртинчи даражасига ва α -зарралар энергиясининг квадратига тескари пропорционал эканлигини кўрсатиб беради. Тажирибалар α -зарраларнинг оғир элементларда сочилиши учун Резерфорд формуласининг тўғрилигини тасдиқлади. α -зарра тўқнашганда ядронинг силжишини ҳисобга олганда бу назария енгил элементларда α -зарраларнинг сочилишига оид тажириба натижаларини ҳам тўғри тушунтиради. (1.1) дан кўринишича,

$$\frac{dN}{d\Omega} \cdot \sin^4 \frac{\theta}{2} = A = \text{const.} \quad (1.2)$$

Демак, A ўзгармас θ бурчакка боғлиқ эмас. Бу эса Резерфорднинг α -зарралар моддадан ўтаётганида мусбат зарядли оғир зарралардан кулон кучи таъсирида сочилиб ўз йўлини ўзгартиради деган дастлабки тахмини тўғри эканлигини исботлайди. Кулон қонуни α -зарралар билан сочувчи ядро орасидаги масофа 10^{-12} см бўлганга қадар тўғри эканлиги ҳам тажирибадан аниқланди. Демак, атом марказидаги мусбат зарядланган оғир масса (ядро) атомнинг ниҳоятда кичик ҳажмини ишғол этар экан.

Фундаментал ўзаро таъсирлар. Ҳозирги вақтда 400 га яқин элементар зарралар маълум. Уларнинг асосий хусусиятларидан бири — ўзаро ўзгаришга қобиллигидир. Зарралар ниҳоятда кўп эластик ва ноэластик сочилиш жараёнларида ҳамда жуда кўп туғилиш ва парчаланиш реакцияларида иштирок этади. Бундай кўп турли хил айланишларни фақатгина 4 типдаги фундаментал ўзаро таъсир бонқаради. Уларни физик жараёнлар ва ҳодисаларнинг белгиси деб ҳам қараш мумкин.

1. Кучли ўзаро таъсир адронлар деб аталувчи зарраларга хос. Масалан, протон ва нейтрон улар каторига киради. Кучли ўзаро таъсирнинг энг маълум кўриниши — ядро кучларидир.

2. Электромагнит ўзаро таъсир зарядланган зарралар ва фотонларга хос. Ўртача ҳолда унда нейтрал зарралар ҳам қатнашиши мумкин. Электромагнит ўзаро таъсир кўп ўрганилган.

3. Кучсиз ўзаро таъсир деярли ҳамма зарраларга хос. Зарраларнинг нисбатан секин парчаланишлари ва бошқа секин ўтадиган жараёнлар шу ўзаро таъсир туфайли бўлади. Кучсиз ўзаро таъсирнинг асосий кўринишлардан бири — атом ядроларининг бета-парчаланишидир.

4. Гравитацион ўзаро таъсир универсал бўлади.

Қоинотдаги ҳамма зарра ва жисмлар унда иштирок этади. Уларнинг тезланиши «гравитацион зарядга», яъни массага боғлиқ эмас.

Ҳар қандай ўзаро таъсирни учта параметр билан тавсифлаш мумкин: интенсивлик, таъсир радиуси ва унинг элементар акти амалга ошириладиган оралиқ вақт. Уларнинг қийматлари 1.1-жадвалда келтирилган ва қисқача таърифланган. Тўлиқлик учун унда ҳар бир ўзаро таъсирнинг механизми кўрсатилган. Ўзаро таъсир туфайли юз берган жараёнларни элементар актларга бўлиш мумкин. Бу актлар орқали шу механизмлар аниқланади. Бу ҳақда VIII бобда батафсил баён қилинади.

1.1-жа д в а л

№	Ўзаро таъ- сир	Механизм	Интенсив- лик	Таъсир радиуси	Характерли вақт, τ , с
1	Кучли	Глюонлар би- лан алмашлаш	$10^{-1}—10^1$	10^{-15}	10^{-23}
2	Электро- магнит	Фотонлар би- лан алмашлаш	$1/137$	∞	$\sim 10^{-20}$
3	Кучсиз	Ўртача бозон- лар билан ал- машлаш	$\sim 10^{-10}$	$\sim 10^{-18}$	$\sim 10^{-13}$
4	Гравита- цион	Гравитон би- лан алмашлаш	10^{-38}		

Ҳар қандай атомда электронлар бир-бири ва ядро билан амалда электромагнит кучлар орқали боғланган, шу сабабли атом физикасида фақат электромагнит ўзаро таъсирини ҳисобга олиш лозим. Ядрода нуклонлар ядро кучлари ёрдамида боғланган, протонлар орасида электромагнит кучлари ҳам таъсир қилади. Бундан ташқари ядро кучлари ва β -жараёнлар учун жавобгар бўлган кучсиз ўзаро таъсир туфайли ядролар турли ўзгаришларга учрайди. Шунинг учун ядро физикасида гравитацион таъсирдан ташқари барча фундаментал ўзаро таъсирларни ҳисобга олиш лозим. Бу ядро физикасини бир томондан, жуда мазмунли, иккинчи томондан эса, жуда мураккаблаштиради. Янада кўпроқ даражада бу релятивистик квант назариясига асосланган элементар зарралар физикасига тааллуқлидир (VIII бобга қаранг).

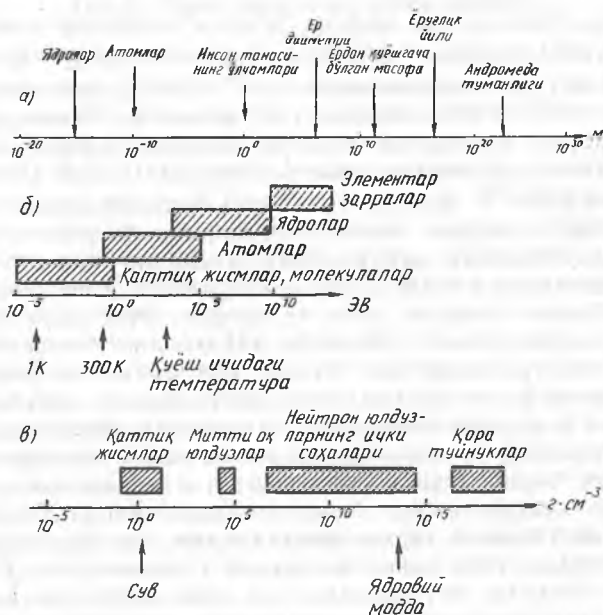
1.2- §. Ядро физикасидаги атамалар ва катталиклар ўлчами

Атом ядросининг мавжудлигини кўрсатган Э. Резерфорднинг, нейтронни кашф этган Ж. Чадвикнинг ишларидан бошлаб барча тажриба натижалари атом ядроси нуклонлар деб аталувчи протонлар ва нейтронлардан иборатлигини кўрсатди. Ядро нуклонлар системасидан иборат. Ядродаги нуклонлар, амалда, ўзига хос хусусиятга эга. Дарҳақиқат, уларнинг ядродаги боғланиш энергияси электронларнинг атомдаги боғланиш энергиясидан анча катта (протон учун — 8 МэВ, электрон учун 10—100 КэВ). Лекин бу энергия нуклонларнинг тинч ҳолатдаги энергияси — $M_N \simeq 10^3 \text{ МэВ}$ нинг бир фоиздан камини ташкил этади.

Ядрода нуклонларни боғлаб турувчи тортишиш кучлари кучли ўзаро таъсир деб аталган таъсирларга тегишли бўлади. Бундан ташқари нуклонлар орасида электромагнит кучлар таъсир этади, шунингдек, ядроларнинг бета-парчаланишида юзага келувчи кучсиз ўзаро таъсир мавжуд. Ядро структураси учун электромагнит ва кучсиз ўзаро таъсирлар жуда катта роль ўйнамайди, лекин улар турли ядровий жараёнларни ўрганишда муҳим ўрин тутади. Жумладан, улар орқали ядронинг нуклонлар чиқара олмайдиган боғланган ҳолатларининг турғунлиги аниқланади. Бундай ҳолатлар фақат кучли ўзаро таъсирлар бўлганидагина турғун бўлади. Кучсиз ва электромагнит ўзаро таъсирлар бўлганлигидан боғланган ҳолатлар бета-зарралар ва гамма-нурланишга нисбатан турғун бўлмайди.

Ядро структурасини кўриб чиқишга ўтишдан аввал ядро физикасида учрайдиган катталикларнинг тартибини тасаввур қилиш, унда кўлланиладиган бирликларни аниқлаш, ўқувчиларни ядровий ходисалар тавсифида ишлатиладиган атамалар билан таништириш мақсадга мувофиқдир.

Ядро физикасида жуда кичик масофаларда кечадиган жараёнлар мавжуд. Ядро ўлчами тахминан 10^{-13} — 10^{-12} см ни, протонлар ва нейтронларники эса, 10^{-13} см ни ташкил этади. Протонлар, нейтронлар ва бошқа кўпгина элементар зарралар орасидаги таъсир радиуси ҳам ана шу катталик орқали белгиланади. Кучли ўзаро таъсир эса, қисқа таъсир радиусига эга. У атом ўлчамлари (10^{-8} см) даги масофаларда ҳаддан ташқари кичик бўлиб,



1. 1-расм. а) Характерли масофалар. Тахминан 10^{-17} м дан кичик соҳалар яхши ўрганилмаган. Ҳозирги пайтда бу соҳаларда янги турдаги қушлар ва янги ҳодисаларнинг кашф қилиниши кутилмоқда; б) Қўзғатиш энергияларининг характерли катталиклари. Шунингдек, кўрсатилган энергияларга мос келувчи температуралар қийматлари ҳам берилган; в) Зичликларнинг характерли қийматлари.

тахминан 10^{-13} см лик ядро масофаларида эса, жуда кучаяди (1.1- расм).

Ферми деб аталган, 10^{-13} см га тенг масофа ядро физикасида характерли бўлиб, СИ системасида бу бирлик фемтометр деб аталади: 1 ферми = 1 фм = 10^{-13} см = 10^{-15} м (фемто ... femten ўн беш сўзидан олинган).

Вакт шкаласи масофа шкаласига алоқадор. Ядро заррасининг ядрони кесиб ўтиши учун зарур бўлган вақт ядровий жараёнлар учун характерлидир. Бу катталик $\tau = R/v$ муносабатдан олинниши мумкин. Бу ерда R — ядро ўлчами, v — нуклоннинг тезлиги. $R = 10^{-13}$ см, нуклоннинг ўта катта тезлигини ёруғлик тезлигига тенг десак, $v = 10^{10}$ см/с бўлган ҳол учун $\tau = 10^{-23}$ см бўлади. Шу вақтдан анча катта бўлган вақтлар ядро жараёнлари учун улкан бўлиб, жуда кичиклари — қисқа вақтлар ҳисобланади.

Ядро физикасида энергия бирлиги сифатида электрон-вольт (эВ) ва унинг кўпайтмалари: килоэлектронвольт — 10^3 (КэВ), мегаэлектронвольт — 10^6 (МэВ), гигаэлектронвольт — 10^9 (ГэВ) олинган. 1 эВ деганда 1 В потенциаллар фарқи таъсирида тезлатилган электроннинг олган энергияси тушунилади, яъни $1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ К}$ (Кулон). $1 \text{ В} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Ж} = 1,6 \cdot 10^{-2} \text{ эрг}$. Ядро физикаси соҳасида мега-электрон вольт тартибидаги энергия кўпроқ учрайди. Масалан, ядродан битта нуклонни ажратиб олиш учун тахминан 8 МэВ энергия сарфланади. Электронвольт тартибидаги энергия атом тизимлари учун характерли, атом ядроларининг уйғониш (кўзголиш) энергиялари мега электронвольтнинг ўндан бирларидан тортиб то бир нечтасигача бўлади, гигаэлектронвольт тартибидаги энергия эса, элементар зарралар соҳасига тегишлидир.

Нуклонлар ва ядроларнинг масса ва импульслари ҳам энергия бирликларида, яъни ёруғлик тезлигининг, мос ҳолда, квадрати ва биринчи даражасига бўлинган мегаэлектронвольтларда ифодаланади. Бу бирликларни тушунтириш учун эркин зарранинг тўла энергия (E) си, масса (m) си ва импульс (p) ини боғловчи махсус нисбийлик назариясининг формуласига мурожаат қилиш лозим:

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4. \quad (1.3)$$

Бу формуладан кўринишича, зарранинг тўла энергияси икки қисмдан иборат: ҳаракатга боғлиқ бўлмаган тинч ҳолдаги энергия ($m_0 c^2$) ва зарра импульси (pc) га боғлиқ энергия. Агар зарра тинч ҳолдаги энергияга эга бўлмаса, у ҳолда (1.3)

$$E = pc \quad (m=0)$$

кўринишни олади. Агар тинч ҳолда массаси нолга тенг бўлмаган зарра ҳаракатланмаса, у ҳолда машҳур

$$E = mc^2 \quad (p=0)$$

ифодани оламиз.

Агар зарранинг масса ва энергияси маълум бўлса, у ҳолда импульс қийматини (1.3) формуладан қабул қилинган бирликларда (мега-электронвольтнинг ёруғлик тезлигига нисбати) дарров олинади.

Нуклонлар ва ядролар массалари граммларда ҳам ифодаланади.

Ядролар учун масса бирлиги сифатида массанинг атом бирлиги (м.а.б.) дан фойдаланилади.

1.3- §. Ядро заряди ва атом номери

(1.2) формуланинг тажрибада тасдиқланиши Резерфорд таклиф этган атом ядро моделининг тўла қабул қилинишига олиб келди; атом ҳамма массаси мужассамлашган мусбат зарядли жуда кичик ядродан ва уни ўраб турган манфий зарядли электронлардан ташкил топган системадан иборат. Бундан ташқари, Резерфорднинг сочилиш қонуни атом ядроларининг заряд катталигини топишга ҳам имкон берди. Хусусан, турли моддаларда α -зарраларнинг сочилишига оид тажриба натижаларини муҳокама қилиб, қатор атомлар ядроларининг заряд катталиги аниқланди. Инглиз физиги Чадвик мис, кумуш ва платина учун $A(1.2)$ нинг қийматини ўлчаб, бу элементлар ядроларининг заряди (Z) мис учун 29 ± 1 , кумуш учун 46 ± 1 ва платина учун 78 ± 2 эканлигини топди (ядро зарядлари электрон заряди бирлигида берилган).

Чадвик тажрибалари натижасини кунт билан ўрганган Ван-ден-Брук элементларнинг ядро зарядлари қиймати химиявий элементлар жадвалидаги бу элементлар ўрнининг тартиб сонига тўғри келишини пайқади. Химиявий элементлар жадвалида элементлар ўрни уларнинг атом оғирликлари билан эмас, балки ядро заряди қиймати, атом номери билан белгиланади. Химиявий элементлар жадвалидаги бир элементдан иккинчи элементга ўтилганда унинг атом ядроси заряди бирга ўзгаради. Бу мослик мустақил равишда Мозли томонидан тасдиқланди. У ядро зарядини аниқлашнинг элементларнинг рентген спектрини ўрганишга асосланган методини кашф этди. Мозли элементларнинг характеристик рентген нурининг K -чизиги частотаси ν_k даврий жадвалдаги элемент тартиб номерининг ортиб бориши билан аста-секин ортиб боришини аниқлади: $\sqrt{\nu_k} \sim Z$, бу ерда Z — ядродаги мусбат заряд катталиги бўлиб, бу элементнинг атом номерига мос келади. Нейтрал атомдаги электронлар сони ҳам Z га тенг.

Ядронинг электр заряди мусбат ва элементар (электрон) заряд катталиги $e = 1,6021 \cdot 10^{-19}$ Кл га қарралидир. Уни Ze кўпайтма кўринишида ифодаланади (бу ерда Z атом номери). Шундай қилиб, берилган атомнинг Менделеев жадвалидаги ўрнини билдирувчи атом номери Z ҳам муайян элементнинг химиявий хусусиятини аниқлатади, чунки барча химиявий жараёнлар электронларнинг қайта жойлашиши туфайли юз беради. Электр заряди атом ядросининг асосий характеристикаларидан биридир; у ней-

трал атомдаги электронлар сонини, химиявий, оптик (энергия сатҳлари) ва бошқа физик хусусиятларини аниқлайди.

Атомнинг янги ядро моделининг қабул қилиниши билан оптик ва рентген спектрларининг тузилишини тушунишда янада юксакликка эришилди. Натижада 1913 йили атомнинг ҳаммага маълум Н. Бор назарияси, кейинчалик эса унинг квант-механик талқини вужудга келди: атом ядродан ва унинг атрофида турли масофада айланиб юрувчи электронлардан ташкил топган.

1.4- §. Ядро тавсифлари

Атом ядроларининг граммларда ифодаланган массалари жуда кичик (10^{-24}) бўлиб, улар одатда алоҳида бирликларда ифодаланади. 1960—1961 йилларда Халқаро уюшмалар томонидан ^{12}C изотопи атомининг массасига асосланган атом оғирликларининг шкаласи киритилди. ^{12}C изотопнинг оғирлиги роса 12,00000 бирликка тенг деб қабул қилинди.

Ушбу китобда ва шунингдек, ядро физикаси ва ядро химияси бўйича кейинги босилган адабиётларда атом оғирликлар янги углерод шкаласида ифодаланган. Адабий манбалар билан ишлаганда ва тажриба натижаларини ўзаро таққослаганда анча илгариги ишларда ^{16}O га асосланган шкала ишлатилганлигини ҳисобга олиш керак.

Шуни назарда тутиш керакки, ҳар қандай шкалани ишлатганда ҳам жадвалларда ядро массалари эмас, балки атом массалари келтирилади, яъни уларга нейтрал атом барча орбитал электронларининг массалари киритилган. Ифодалашнинг бундай усули ядро реакцияларини ва ядровий жараёнларнинг энергия эффектларини тадқиқ қилишда маълум қулайликларга эга.

Атом массаларининг аниқ қиймати масс-спектрометрик техника ёрдамида тажрибада аниқланади. Масс-спектрометрларнинг ҳар хил турлари мавжуд. Одатда, мусбат, зарядланган ионлар зарядининг уларнинг массасига бўлган нисбати (e/m) магнит ва электр майдонларнинг умумий таъсири натижасида ионлар дастасининг оғиш катталиги орқали аниқланади.

Ҳозирги замон масс-спектрометрлари водороддан тортиб ҳамма элементларнинг массаларини миллионнинг 0,02 улуши қадар аниқликда ўлчаш имконини беради.

Массаларни жуда катта аниқликда ўлчаш учун одатда дублет методидан фойдаланиладики, бунда массанинг абсолют қиймати бевосита ўлчаш икки хил бир-бирига жуда яқин масса ўртасидаги фаркни ўлчаш билан алмаштирилади.

^{12}C углерод шкаласида водород атомининг баъзан хато равишда протон массаси деб юритиладиган массаси 1,0078252, нейтрон массаси, 1,0086654 ва электрон массаси 0,0005486 масса бирлигига тенг. Массасининг атом бирлиги (қисқача м.а.б.) $1,660 \cdot 10^{-24}$ г га тенг.

Масса ва энергиянинг эквивалентлигидан M массали системанинг E тўла энергияси қуйидагича белгиланади:

$$E = Mc^2,$$

бу ерда c — ёруғлик тезлиги ($2,99792 \cdot 10^{10}$ см/с).

Демак, ядро массаси унда мужассамланган энергиянинг бевосита ўлчамидир. Ядроларнинг ўлчанган массалари ядрони ташкил қилган зарралар массаларининг йиғиндисидан ҳар доим кичик бўлади. Бу икки катталикнинг фарқи ядронинг боғланиш энергияси деб аталади.

Маълум сондаги протон ва нейтронларни ўз ичига олган ядро, ёки нуклид ${}^Z_XN$ кўринишида белгиланади, бу ерда X — элементнинг кимёвий белгиси, Z — протонлар сони, N — нейтронлар сони, A — ядронинг масса сони.

$A = Z + N$. Масалан, масса сони 58 бўлган никел ядроси ${}^{58}_{28}\text{Ni}_{30}$ кўринишида, масса сони 238 бўлган уран ядроси ${}^{238}_{92}\text{U}_{126}$ кўринишида берилади.

Ядро атом каби турли энергиявий ҳолатларда бўлиши мумкин. Энг паст энергияли ҳолат ядронинг асосий ҳолати, бошқалари эса, уйғонган ҳолатлари дейилади. Ҳар бир ядровий ҳолат уйғониш массаси ёки энергияси билан характерланади. Ҳисобнинг бошланиши асосий ҳолат массаси ва энергиясидан олинади. Ядро ҳолати маълум спин (I) ёки ядронинг инерция системасида олинган ҳаракат микдорининг тўла моментига эга. Одатда спин билан бирга ҳолат жуфтлигини ҳам кўрсатилади. Унинг белгиси спин белгисининг тепасида ўнг томонда берилади: I^n , бунда n мусбат ёки манфий бўлиши мумкин.

Ҳар бир ядрода нуклонлар маълум тартибда тақсимланган бўлади, шунинг учун ядро характеристикаларидан бири нуклонлар зичлиги — ρ ҳисобланади. Шу-

нингдек, ядрогаги заряднинг тақсимот зичлиги — ρ катталик ҳам мавжуд.

Ядро ҳолатлари статистик электромагнит моментлар: магнит дипол, электр квадрупол ва ҳоказо билан характерланади.

Агар ядро ҳолати турғун бўлмаса, у ҳолда унинг учун ёки ярим парчаланиш даври ($T_{1/2}$) ёки яшаш вақти (τ) кўрсатилади: $T_{1/2} = \tau \ln 2$. Бунда парчаланиш тури гамма-нурланиш бета- ёки альфа- парчаланиш бўлиниш ва ҳоказолар ҳам ядро ҳолатини характерлайди. Ҳолатнинг ички структурасини тушунишда ядронинг шу ҳолатда турли ядровий реакцияларда ҳосил бўлиш эҳтимоллиги муҳим аҳамиятга эга.

1.5- §. Ядронинг таркибий қисмлари

Ядронинг масса ва заряди протон массаси ва зарядига бутун қаррали бўлганлигидан ҳамма ядролар протонлардан тузилган деб тахмин қилиш мумкин. Лекин ядро масса сони A (A — атом оғирлигига яқин бўлган бутун сон) ҳамма изотопларда уларнинг атом номерлари Z дан тахминан 1,5 марта, даврий система охирида эса ундан ҳам кўп марта каттадир. Фақат водороддагина $Z = A$. Шунинг учун A масса сонли ва Z атом номерли ядро A та протондан ташқари яна ($A - Z$) та электронга ҳам эга бўлади ва улар амалда массани ўзгартирмаган ҳолда унинг мусбат зарядини Z миқдоргача камайтиради. Бу гипотезага асосан азот ядроси ($A = 14, Z = 7$) 14 протон ва 7 электрондан, уран ядроси эса ($A = 238, Z = 92$) 238 протон ва 146 электрондан ташкил топиши керак.

Ядро таркибига электронлар ҳам киради деган фикр табиийдек кўринади, чунки радиоактив парчаланиш вақтида ядродан β -зарралар учиб чиқиши кузатилади. Бу гипотезага таяниб α -зарраларни ядрога мавжуд бўладиган ёки α -парчаланиш пайтида ҳосил бўладиган 4 протон ва 2 электрондан иборат мустаҳкам боғланган зарралар системаси дейиш мумкин.

Лекин тез орада ядроларнинг ҳаракат миқдори моментини ва статистикасини текширганда, шунингдек, ядро ва электроннинг ўлчамини солиштирган вақтда ядрога эркин электронлар бўлиши керак деган тушунча маълум қарама-қаршиликларга олиб келди. Бу модель тўғри бўлганида ядрогаги зарраларнинг умумий сони

($2A - Z$) та бўлишлигини кўриш осон. Демак, бу соннинг жуфтлиги Z тартиб номерининг жуфтлигига боғлиқ бўлади.

Протон ва электронларнинг спини ярим сонли қийматга эга эканлиги аён бўлганлиги учун улардан тузилган ядроларни қуйидаги спинларга эга деб ҳисоблаш мумкин эди:

$$I = \hbar \begin{cases} 0, 1, 2, \dots, & \text{агар } Z \text{ жуфт бўлса,} \\ 1/2, 3/2, \dots, & \text{агар } Z \text{ тоқ бўлса.} \end{cases}$$

Бироқ ядроларнинг тажриба йўли билан аниқланган спинларининг қийматлари бунга мутлақо тўғри келмайди. Масса сони жуфт бўлган ядроларнинг спини бутун сонли қийматга эга (Z нинг жуфтлиги аҳамиятга эга эмас).

Бундан ташқари, ноаниқликлар муносабатига кўра ҳам ядрога электронлар мавжуд бўлиши мумкин эмас: $\Delta p \Delta r \geq \hbar$. Агар ядрога электрон бўладиган бўлса, унинг ўрнининг ноаниқлиги $\Delta r \sim 10^{-13}$ см га эквивалент бўлганлигидан, электрон импульсининг бунга мос ноаниқлиги

$$\Delta p \approx \frac{\hbar}{10^{-13}} \text{ бўлади. } \Delta p \text{ нинг бу қийматига } \frac{\Delta p^2}{2m_n} \sim 10^8 \text{ эВ}$$

энергия тўғри келади, бу эса ядронинг боғланиш энергияси бўйича тахмин қилинадиган қийматга қараганда жуда катта.

1932 йилда Чадвик нейтронни кашф қилди. Шу кашфиёт ядро физикаси фанининг ривожланишига туртки бўлди. Шу йилнинг ўзидаёқ, Иваненко ва Гейзенберг деярли бир вақтда ва бир-биридан мустақил равишда ядронинг ҳозирги пайтда умумий қабул қилинган протон-нейтрон моделини таклиф қилдилар. Бу моделга кўра, ядро Z протон ва $(A - Z)$ нейтрондан ташкил топган. Нейтронлар спини ярим сонли $(\pm \frac{\hbar}{2})$ қийматга ва ҳаракат миқдорининг орбитал моменти ҳамиша бутун сонли қийматга эга бўлганлигидан, A нуклондан тузилган ядролар тажрибага тўла мос келадиган спинларга эга бўлиши керак:

$$I = \begin{cases} 0, 1, 2, \dots & \text{— } A \text{ жуфт бўлса,} \\ 1/2, 3/2, \dots & \text{— } A \text{ тоқ бўлса.} \end{cases}$$

Шундай қилиб, замонавий тасаввурларга кўра, атом ядроси таркибига протон ва нейтронлар кирази. Шунинг

учун бу зарралар нуклонлар деган умумий номда юритилади («нуклон» лотинча сўз бўлиб, ядро, мағиз маъносини англатади).

1.6- §. Нуклид, изотоп, изобар, изотон, изомер ва «кўзгу» ядролар

Атомлар массаси бутун сондан бирмунча фарк қилади. Ядронинг м. а. б. даги массасига энг яқин бутун сон ядронинг масса сони A деб олинди. Масса сони атом ядросидаги нуклонлар (протонлар ва нейтронлар) сонини билдиради. Берилган элемент атомининг ядроси шу элементнинг химиявий симболи билан белгиланади ва символнинг чап томонига юқорига — масса сони, чап томонига пастга эса ядронинг заряди — Z , ўнг томонига пастга эса нейтронлар сони N ёзилади. Масалан, углерод $^{12}_6\text{C}$ ядроси 12 нуклон (6 таси протон) га, $^{23}_{11}\text{Na}$ ядроси 23 нуклонга (бундан 11 таси протон) эга ва ҳоказо. Шундай қилиб, атом ядроси таркибида Z та протон ва $N = (A - Z)$ та нейтрон бор. Бир хил электр зарядига (Ze), яъни бир хил сонли протонга, аммо ҳар хил масса сонига эга бўлган атом ядролари *изотоплар* деб аталади. Масалан, табиатда кислороднинг учта $^{16}_8\text{O}$, $^{17}_8\text{O}$, $^{18}_8\text{O}$ турғун изотоплари, кремнийнинг ҳам учта $^{28}_{14}\text{Si}$, $^{29}_{14}\text{Si}$, $^{30}_{14}\text{Si}$ турғун изотоплари учрайди ва ҳоказо. Баъзи бериллий, фосфор, маргумуш, висмут каби элементлар биттадан барқарор изотопга эга бўлган ҳолда қалай 10 та барқарор изотопга эга.

Муайян элементнинг барқарор изотоплари одатда биргаликда учрайди ва улар ўзаро маълум бир нисбатда бўлади. Шунинг учун берилган элементнинг бутунлай бошқа-бошқа усул билан олинган намуналар орқали аниқланган атом оғирликлари одатда тажриба хатолиги чегарасида бир хилдир. Лекин изотопнинг бу доимий ўзаро нисбат қондасидан сезиларли четга чиқишлар ҳам мавжуд. Масалан учта радиоактив оиланинг охириги натижавий маҳсуллари бўлмиш $^{206}_{84}\text{Pb}$, $^{207}_{84}\text{Pb}$ ва $^{208}_{84}\text{Pb}$ изотопларнинг ўзаро нисбати руданинг ёшига ва таркибига боғлиқ экан. Шунга ўхшаш, таркибида рубидий бўлган жинсларда $^{87}_{37}\text{Sr}$ изотопнинг кўпроқ бўлиши кузатилган, бу $^{87}_{37}\text{Rb}$ нинг β -парчаланиши натижасида $^{87}_{37}\text{Sr}$ нинг ҳосил бўлиши билан боғлиқдир. Газ қудуқларидан чиқадиган гелий, афтидан, келиб чиқиш жиҳатдан радиоактив жараёнлар (α -парча-

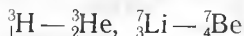
ланишининг) натижасидир; ундаги нодир ^3He изотопнинг микдори атмосферадаги гелийга нисбатан анча оз.

Турли манбалардан олинган сувда ^1H ва ^2H ларнинг бир хил микдорда бўлиши кузатилмайди. Баъзи бир ҳолларда бу ҳол шу билан боғлиқки, оғир сув оддий сувга нисбатан бирмунча камроқ буғланади ва буғланиш жараёнида суюқлик водороднинг оғирроқ изотопи билан бойийди. Улик денгиз сувида ва баъзи бир сабзавотларда оғир водороднинг нисбатан кўпроқ бўлиши худди шу нарса билан тушунтирилади. ^2H нинг аномаль юқори микдори бўлган сувда одатда, шунингдек, $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$ нинг одатдагидан бирмунча каттароқ қийматга эга бўлиши ҳам кузатилади.

Изотоплар бир хил химиявий ва оптик хусусиятларга эга. Табиатда учрайдиган кўпчилик химиявий элементлар бир неча изотопларнинг аралашмасидан иборат. Шуни эслатиб ўтамизки, атомнинг физик-химиявий хусусиятлари нуктаи назаридан муҳим характеристикаси унинг массаси эмас, балки ядронинг зарядидир. Ҳақиқатан ҳам, ^{16}O , ^{17}O ва ^{18}O лар массаларининг ҳар хиллигига қарамай, бир элементнинг атомлари, ^{15}N ва ^{15}O лар эса ўзларининг масса сонлари бир хил бўлишига қарамай, ҳар хил химиявий элементнинг атомлари ҳисобланади.

«Изотоп» атамасини юқорида келтирилган тушунча доирасидан четга чиқадиган янада кенгроқ маънода ҳам ишлатилади. Кўпинча уни Z ва A нинг берилган қийматлари мос келган аниқ ядронинг номи сифатида ишлатишади. Бу маънода «изотоп» атамасини, кўпинча «нуклид» атамасига алмаштирилади. Нуклид — атомларнинг ядронинг таркиби, ядродаги протон ва нейтронларнинг берилган сони билан характерланадиган ўзгача номидир.

Масса, сони бир хил бўлган, яъни бир хил сонли нуклонлардан иборат, аммо ҳар хил Z га эга бўлган атом ядролари *изобар ядролар* деб аталади. Лекин бир хил A бўлганда ҳам изобар ядролар масса бўйича бирмунча фарк қилади, масалан:



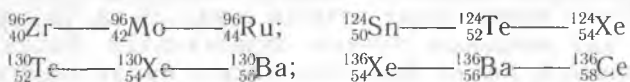
ва ҳоказо.

Масса сони $A=36$ дан бошлаб жуфт A га эга бўлган ядролар учун изобарлар одатда жуфт-жуфт бўлиб учрайди, масалан:



ва ҳоказо, ҳаммаси бўлиб 58 та изобарлар жуфти бор.

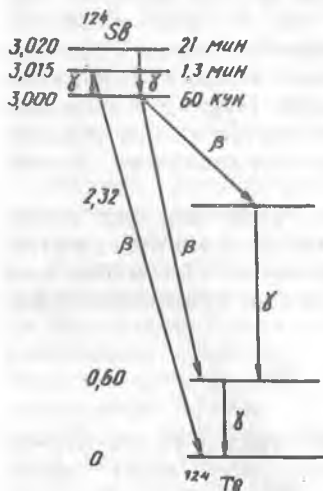
Бир неча изобар ядролар учлик (триада) изобарларни ҳосил қилади:



Бир хил масса сонларига ва бир хил атом номерларига эга бўлишларига қарамай, радиоактив хусусиятлари билан бир-бирларидан фарқ қилувчи ядролар *изомер ядроларга* мисол бўла олади. Гарчи ${}^{234}\text{Th}$ ва ${}^{234}\text{Pa}$ бир неча йиллардан бери маълум бўлса ҳам, изомерия ҳодисаси то 1937 йили сунъий олинадиган радиоактив элементлар ўртасида яна бир жуфт бром-80 изомери топилгунга қадар катта эътибор қозонмади. Ҳозирги вақтда 300 дан ортиқ ядро изомерияси маълум. Изомерлар — бу айнан бир турдаги, лекин турли энергетик ҳолатларда бўлган ядролардир. Бу ҳолатлар барқарор бўлмай, уларнинг ҳар бирига маълум ўртача яшаш вақти тўғри келади. Баъзи бир ядроларда ҳатто иккитадан ортиқ изомер ҳолатларнинг мавжудлиги кузатилган. Масалан, ${}^{124}\text{Sb}$ га ярим парчаланиш даврида мос равишда 60 кун, 1,5 мин ва 21 мин бўлган учта активлик мос келади. Ядро изомерларининг қўзғолган ҳолатларини белгилаш учун «*m*» белги ишлатилиб, у масса

сонидан сўнг қўйилади. Агар асосий ҳолатдан ташқари икки ва ундан ортиқ изомер ҳолатлар мавжуд бўлса, улар қўзғалиш энергиясининг ортиб бориш тартибида m_1 , m_2 ва ҳ. к. белгилар билан белгиланади. Масалан, сурьманинг изомерлари ${}^{124m}\text{Sb}$ (60 кун, асосий ҳолат), ${}^{124m_1}\text{Sb}$ (1,3 мин) ${}^{124m_2}\text{Sb}$ (21 мин) кўринишда ёзилади (1.2-расм). Изомер ядролар алоҳида нуклидлар бўла олмайди.

Ядронинг парчаланиш схемаси қуйидаги тартибда тузилади (1.2-расмга қ.) Махсул ядронинг биз кўраётган мисолда ${}^{124}\text{Te}$ нинг энг пастки (асосий) энергия ҳолати пастки горизонтал чизик билан, кат-

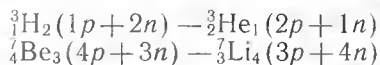


1. 2-расм. Сурьманинг изомер сатҳлари (энергия МэВларда берилган).

тарок энергияли ҳолатлари эса мос равишда юқориок горизонтал чизиклар билан белгиланади. Вертикал бўйича уларнинг орасидаги масофалар ҳолатларнинг энергия фарқларига пропорционал равишда ортиб ёки камайиб боради.

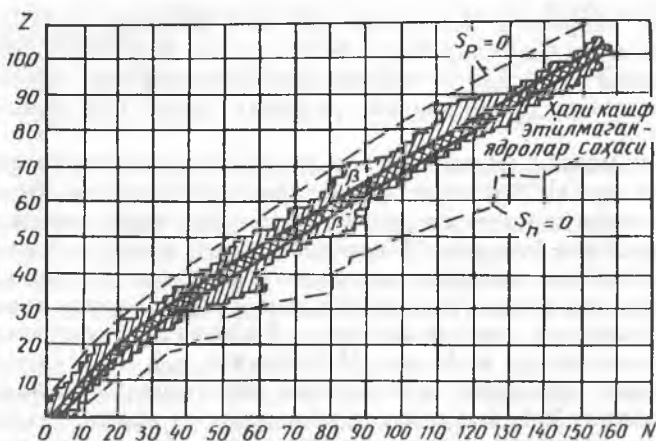
Чизманинг юқорисида худди шу усулда парчаланувчи она ядро (^{124}Sb) нинг ҳолатлари тасвирланган. Бунда, агар маҳсул ядронинг атом номери она ядро номеридан катта бўлса (масалан, β -парчаланишда) маҳсул ядронинг сатҳлари она ядронинг сатҳларига нисбатан ўнг томонда жойлаштирилади. Агар парчаланишда ядро заряди камайса (масалан, α -парчаланиш, K -камраш, позитронлар чиқариш ва х. к. II ва III бобларга к.), маҳсул ядро сатҳлари она ядро сатҳларидан чап томонда чизилади. Ядронинг бир ҳолатдан иккинчисига γ -квант чиқариб ўтиши вертикал чизик (стрелка) лар билан, ядронинг парчаланиши эса устида радиоактивликнинг хили кўрсатилган кийшиқ чизиклар билан тасвирланади. Баъзан чизмада чиқаётган зарралар ёки γ -квантларнинг энергияси ва умумий айланишдаги қисмининг фоизлари, сатҳларнинг спини, яшаш вақти ва бошқа характеристикалар ҳам кўрсатилади.

Баъзан «кўзгу» ядролар тушунчасидан ҳам фойдаланилади. Масалан, Z протон ва N нейтрондан иборат $^{N+Z}_{Z}X$ атом ядроси бор деб фараз қилайлик. Протонлари сони бу ядронинг нейтронлари сонига тенг ($Z_1=N$) нейтронлари сони эса протонлар сонига тенг ($N_1=Z$) бўлган иккинчи $^{N_1+Z_1}_{Z_1}Y$ ядро биринчи ядрога нисбатан «кўзгу» ядро деб аталади. Бошқача қилиб айтганда, биринчи ядронинг ҳамма протонлари нейтронлар билан, нейтронлари протонлар билан алмаштирилса, биринчи ядро билан биргаликда «кўзгу» ядролар жуфтини ташкил қилувчи иккинчи ядро ҳосил бўлади. Бундай «кўзгу» ядролар жуфтнинг биринчиси нейтрон $^1_0n_1$ ва протон $^1_1H_0$ ҳисобланади. Енгил ядролар соҳасида «кўзгу» ядролар жуфтига мисол қилиб



ни кўрсатиш мумкин. «Кўзгу» ядролардан иккаласининг хусусиятлари бир-бирига анча яқин, лекин улардан бири кўпинча радиоактив бўлади.

Бир хил сонли нейтронларга, лекин ҳар хил сонли



1. 3- расм. Сегренинг нейтрон-протон диаграммаси.

протонларга эга бўлган атом ядролари *изотонлар* деб аталади. Изотон ядроларга мисоллар: $N=1$ бўлганда ${}^2_1\text{H}_1 - {}^3_2\text{He}_1$, $N=2$ бўлганда ${}^3_2\text{He}_2 - {}^4_3\text{Li}_2$, $N=3$ бўлганда ${}^6_3\text{Li}_3 - {}^7_4\text{Be}_3$ ва ҳоказо.

Атом ядросининг таркибини ифодалаш учун A , Z , N , T сонларининг исталган бир жуфтидан фойдаланиш мумкин. Кўпинча, масса сони A ва тартиб номери Z дан ёки нейтронлар сони N ва тартиб номери Z дан фойдаланилади.

A ва Z ёки N ва Z ларнинг қийматларидан фойдаланиб, маълум бўлган ҳамма ядроларни абсцисса ўқида A ёки N , ордината ўқида Z қўйилган икки ўлчамли схемада (Сегре диаграммаси) жойлаштириш мумкин (1.3- расм). Бу диаграммада маълум бўлган ҳамма ядролар анчагина тор йўлакчада жойлашади. Йўлакчанинг бошида стабил ядролар учун $\frac{N}{Z}=1$; сўнггра бу муносабат орта боради.

Масалан, ${}^{40}_{20}\text{Ca}$ учун $\frac{N}{Z}=\frac{20}{20}=1$; ${}^{90}_{40}\text{Zr}$ учун 1,25; ${}^{142}_{60}\text{Nd}$ учун 1,36 ва ${}^{202}_{80}\text{Hg}$ учун 1,52.

1.7- §. Ядроларнинг ўлчами ва зичлиги

Альфа зарранинг атомнинг мусбат заряд соҳасига киролмасдан орқага қайтганлиги α -зарра билан атом ядроси орасидаги ўзаро Кулон кучи таъсиридан келиб

чикади. Ядро томон тўғри аниқ йўналишда учиб келаётган α -зарра унга шундай R_{min} масофада яқинлашадики, ун α -зарранинг орқага қайтишдан олдин бутунлай тўхтаган вақтдаги потенциал энергиясини кинетик энергиясига тенглаштириб топишимиз мумкин:

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{2Ze^2}{R_{min}}.$$

Бундан ядро заряди тақсимланган соҳанинг радиусини топиш қийин эмас:

$$R_{min} = \frac{4Ze^2}{mv^2}. \quad (1.3')$$

Худди шу кийматни ядродан сачраб, орқага қайтаётган α -зарра ҳаракат микдорининг ўзгаришини ҳисобга олиш йўли билан ҳам топиш мумкин. Ньютоннинг иккинчи қонунига мувофиқ ҳаракат микдорининг ўзгариши

$$\vec{F} \Delta t = \Delta \vec{p}.$$

Маълумки, α -заррага таъсир қилувчи куч ядрогача бўлган масофага боғлиқ бўлади. Бу куч ядро чегарасида максимал кийматга эга:

$$F_{max} = \frac{2Ze^2}{R^2}.$$

Δt сифатида α -зарранинг ядро марказидан ўтиб кетиш вақтини олиш мумкин:

$$\Delta t = \frac{2R}{v}.$$

Шундай қилиб, ҳаракат микдорининг Δp ўзгариши

$$\Delta p \approx F_{max} \cdot \Delta t = \frac{2Ze^2}{R^2} \cdot \frac{2R}{v}. \quad (1.4)$$

Бу микдорни α -зарранинг бошланғич импульси билан солиштирсак:

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\left(\frac{2Ze^2}{R^2} \right) \left(\frac{2R}{v} \right)}{mv} = \frac{\frac{2Ze^2}{R}}{\frac{mv^2}{2}} \quad (1.5)$$

Резерфорд тажрибалари шуни кўрсатадики, α - зарранинг сочилиш бурчаклари $\geq 90^\circ$ бўлса, $\Delta p \approx p$, яъни

$$\frac{\frac{2Ze^2}{R}}{\frac{1}{2}mv^2} \approx 1.$$

Яна (1.3) нинг ўзига келдик. Бу шарт ядро радиуси R тахминан $2 \div 6 \cdot 10^{-14}$ м бўлсагина бажарилади. Демак, ядронинг ўлчами тахминан 10^{-14} м ни ташкил этади. Унда атомнинг ҳамма массаси мужассамлашган (атомнинг ўлчами $\sim 10^{-10}$ м). Шунинг учун, ядронинг зичлиги оддий модданинг зичлигидан жуда ҳам катта бўлиб, 10^{14} г/см³ га тенг.

Ядро ўлчамларини топишда кўпгина усуллардан фойдаланилади. Шулардан баъзиларини кўриб ўтамиз. Ядро кучлари мавжуд бўлган соҳа радиусини, ядро «кесимининг юзаси» ни тез нейтронларнинг ютилиши ва сочилишига оид тажрибалардан ҳам топиш мумкин. Энергияси 10 МэВ дан катта бўлган нейтронлар учун мос келувчи де-Бройль тўлқин узунлиги ядро радиусига нисбатан кичик бўлади. Агар ядрони R радиусли бутунлай ношаффоф шар деб олсак, бу ҳолда тез нейтронларни ютиб оладиган ядро кесимининг юзаси (πR^2) аниқланиб, R топилади. Шу тариқа қатор элементлар ядроларининг радиуслари топилган. Уларнинг катталиклари $3,8 \cdot 10^{-15}$ м (углерод учун) дан $8 \cdot 10^{-15}$ м (висмут учун) гача бўлган ораликда ётади. Бу ядро кучлари таъсир доираси учун ядро марказидан ҳисобланган R масофани аниқлаш имконини беради. Натижаларни тахминан қуйидаги эмпирик формула билан ифодалаш мумкин:

$$R = r_0 A^{1/3}, \quad (1.6)$$

бу ерда r_0 — ядро учун доимий бўлган катталик, у ядро радиусини аниқлаш усулига бирмунча боғлиқ. Тез нейтронларнинг сочилишига оид тажрибалардан $r_0 = 1,4$ ф (1 ф = 1 ферми = 10^{-13} см), α - парчаланиш натижаларидан $r = 1,3$ ф, зарядли зарралар таъсири остида бўладиган ядро реакциялари натижаларидан $r_0 = 1,6$ ф. (1.6) муносабатдан ядронинг массаси унинг ҳажмига пропорционал ва ҳамма ядролар тахминан бир хил зичликка эга эканлиги келиб чиқади. Бинобарин, ядронинг ҳажми (1.6) га асосан

$$V = \frac{4}{3} \pi r_0^3 A \text{ см}^3, \quad (1.7)$$

яъни ҳамма ядроларда ҳажм бирлигидаги нуклонлар сони бир хил

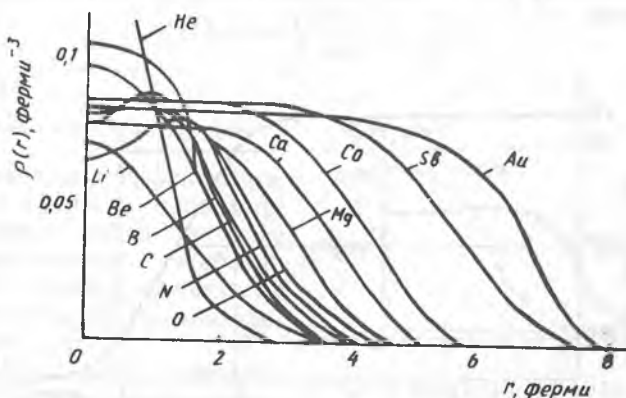
$$n = \frac{A}{V} = \frac{A}{\frac{4}{3}\pi r_0^3 A} = \frac{3}{4\pi r_0^3} = 10^{38} \text{ нуклон/см}^3.$$

Шундай қилиб, ядроларнинг ўртача зичлиги жуда катта:

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

Ядро радиусини электронларнинг сочилишига асосланган тажрибаларда ҳам аниқлаш мумкин. Электронларга ядро кучлари таъсир этмайди. Шунинг учун уларнинг ядро томонидан сочилиши ядрога электр зарядлар қандай тақсимланганлиги ва қанча соҳани эгаллаганлиги билан аниқланади. Кичик энергияли (< 100 МэВ) электронларнинг сочилишига оид натижалар ядро заряди текис тақсимланган сферик кўринишга эга деб қарашни тақозо этади. Лекин шу йўл билан аниқланган ядро радиуслари бошқа усуллар ёрдамида топилганига нисбатан сезиларли даражада кичик. Электронларнинг сочилишига оид тажриба натижалари (1.6) ифодага мос келмайди, чунки енгил ядролар учун $r_0 \approx 1,4$ ферми бўлиб, оғир ядролар учун 2,2 ф гача ўзгаради.

Электронларнинг энергияси 500 МэВ дан катта бўлган ҳолда, ядро протонлари соҳасининг ўлчаминигина эмас, балки ядро бўйича заряд тақсимотини ҳам аниқлаш мумкин. Ўтказилган кўплаб экспериментлардан маълум



1. 4-рasm. а) Ядроларда электрон сочилиши бўйича ўтказилган тажрибалардан олинган зарядлар тақсимоти.

бўлишича заряд зичлиги ядро марказидан унинг четроғига борган сари камаяр экан. Заряд тақсимотининг ядро радиуси бўйича ўзгариш схемаси 1.4-а расмда кўрсатилган. Қандайдир марказий соҳада заряд зичлиги тахминан ўзгармай қолади, кейин эса ядро четига томон камайиш кузатилади.

Заряд тақсимотини бир параметрик функция — Гаусс тақсимоти билан ҳам ифода этиш мумкин. Аммо бундай тақсимот тажриба натижаларига унча мос келмайди. Шунинг учун тақсимотни тажрибага яқинроқ натижалар берадиган иккита параметрик Ферми функцияси билан ифодаланади:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{(r-c)/a}} \quad (1.7')$$

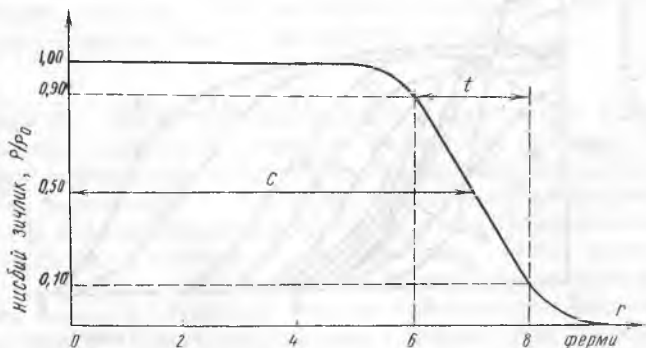
Бунда ρ_0 — ядро марказидаги протонлар зичлиги ($r=0$), c ва a — ядро тузилиши параметрлари.

Ферми тақсимоти 1.4-б расмда кўрсатилган: c — ярим зичлик радиуси, t — заряд зичлигини ядро радиуси бўйича ўзгариш тезлигини характерлайди ва ядро сиртининг қалинлиги деб аталувчи бу қалинликда зарядлар зичлиги 90 % дан 10 % гача камаяди.

(1.7') формуладаги a параметр t билан қуйидаги ифода орқали боғланган:

$$t = (4 \ln 3) \cdot a.$$

Қатор тажрибаларга асосан ўртача оғирликдаги ва оғир ядролар учун заряд тақсимотининг ўртача квадратик радиуси:



б) Ядродаги зарядлар тақсимотининг Ферми функцияси: c — ярим зичлик радиуси, t — сирт қалинлиги.

$$\langle r^2 \rangle^{1/2} = r_0 \cdot A^{1/3},$$

бунда, $r_0 = 0,94$ фм, A — ядронинг масса (нуклонлар) сони. Демак, ядронинг ҳажми нуклонлар сонига пропорционал ($v \sim A$) экан. Ядро материясининг зичлиги тахминан ҳамма ядролар учун бир хил. Атом ядролари қаттиқ жисмли шарга ёки суюқлик томчиларига ўхшайди.

Ярим зичлик радиуси ва ядро сирти қалинлиги тахминан

$$c = (1,18A^{1/3} - 0,48) \text{ фм.}$$

$$T = 2,4 \text{ фм.}$$

Бундан ядро маркази зичлиги

$$\rho \simeq 0,17 \frac{\text{нуклон}}{(\text{фм})^3}$$

ядро зичлиги учун $10^{14} \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$ катталик олинади. Албатта

ядро ичидаги заряд тақсимоти Ферми тақсимотидан мураккаброқдир. Хусусан, ядро зичлиги доимий эмас. У ядро ичига қараб ортиб, ҳатто камайиб ҳам бориши мумкин.

Ядро шакли яхши ўрганилмаган вақтларда ядро зичлиги бир жинсли бўлиб, R радиуси (1.6) формула ёрдамида аниқланар эди. Энди R^2 билан $\langle r^2 \rangle$ нинг боғлиқлиги:

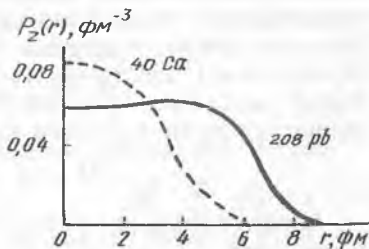
$$\langle r^2 \rangle = 4\pi \int_0^R \frac{3r^4 dr}{4\pi R^3} = \frac{3}{5} R^2,$$

бунда

$$R = R_0 \cdot A^{1/3}, R = 1,2 \text{ фм.}$$

R_0 параметр эффектив радиус бўлиб, у ядро марказидан заряд зичлиги марказдагига нисбатан икки баробар камайдиган нуқтагача бўлган масофага тенгдир.

Массанинг ядродаги тақсимотини аниқлаш заряд тақсимотини аниқлашга нисбатан қийинроқдир.



1. 5- расм. ^{40}Ca ва ^{208}Pb ядро-ларда электрон сочилиши бўйича ўтказилган тажрибалардан олинган зарядлар тақсимоти.

Тажрибадан олинган далиллар нейтронлар ва протонлар ядрода тахминан бир хил тақсимланган деган фикрни олға суради (1.5-расм). Агар шундай бўлса, заряд тақсимоти, умуман олганда, ядро ичидаги ядро моддаси тақсимотини ҳам акс эттиради.

Кўпинча ядро сферик шаклга эга деб тахмин қилинади, ҳақиқатан ҳам бу қўпчилик ядролар учун тўғри. Аммо баъзи ядроларда сферик кўринишдан четлашиш қайд қилинган.

1.3. 1.8-§. Электрон, нуклон ва ядроларнинг спинлари, магнит ва электр моментлари

Ядро кулон майдонининг сферик симметрик ҳолида атом физикасидан маълумки, электроннинг исталган бир ҳолати n, l, m, s квант сонлари билан ифодаланади. Бу сонларнинг динамик маъноси шундан иборатки, бош квант сони n электроннинг n -орбитадаги энергиясини аниқлайди:

$$E_n = \frac{Z^2 e^4 m}{2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2},$$

бунда $n=1, 2, 3 \dots$ бутун сон қийматларга эга.

Орбитал квант сони l эса, 0 дан $n-1$ гача (ҳаммаси бўлиб n та) бўлган ораликда бутун сонларга тенг қиймат олади; магнит квант сони (m_l) $-l$ дан $+l$ гача бўлган бутун сон қийматларни (ҳаммаси бўлиб $2l+1$ та) олади.

Спин квант сони $+1/2$ ва $-1/2$ қийматларнигина олади. Орбитал квант сони l электроннинг атомдаги ҳаракат микдори моментининг қийматини белгилайди, магнит квант сони m_l эса бу моментнинг фазода берилган йўналишдаги проекциясининг катталигини кўрсатади. Берилган йўналиш деганда (бу йўналишни z ҳарфи билан белгилаймиз); электр ёки магнит майдон ҳосил қилиш йўли билан танланган йўналиш тушунилади. Ҳаракат микдорининг моменти қуйидаги қийматга эга бўлади:

$$M = \hbar \sqrt{l(l+1)}.$$

Ҳаракат микдори моментининг берилган йўналишдаги проекцияси

$$M_z = m_l \hbar.$$

Демак, электроннинг атомдаги ҳаракат микдори моменти ва унинг проекцияси худди энергияга ўхшаш

квантланган катталиклардир. $\hbar$ доимий катталикни ҳаракат миқдори моментининг табиий бирлиги деб қараш мумкин.

Спин моментининг берилган йўналишдаги проекцияси $(2s+1)$ хил қиймат қабул қилиши мумкин. Штерн ва Герлах тажрибасидан маълумки, электроннинг спин моменти вектори фазода фақат икки йўналишга эга, яъни $2s+1=2$. Бундан электрон учун спин $s = \frac{1}{2}$ қийматга эга эканлиги келиб чиқади. Унинг проекциялари эса:

$$s_z = \pm \frac{1}{2} \hbar.$$

Электроннинг квант сони $s = \frac{1}{2}$, одатда, электроннинг спини деб аталади.

Электроннинг атомдаги тўла моменти $\vec{j}$ унинг орбитал $\vec{l}$ ва спин $\vec{s}$ моментларининг йиғиндисидан иборат: $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$. Тўла моментнинг хусусий қиймати

$$|\vec{j}| = \sqrt{j(j+1)} \hbar.$$

Бунда j тўла моментнинг квант сони бўлиб, берилган l ва s сонлар учун

$$j = |l-s|, |l-s|+1, \dots, l+s-1, l+s$$

қийматларни қабул қилади. Ҳозирги замон маълумотларига қўра, A нуклондан тузилган ядронинг тўла моменти I бу нуклонларнинг спини ва орбитал моментларнинг вектор йиғиндисига тенг. Агар нуклонларнинг спини ва орбитал ҳаракати ўртасидаги ўзаро таъсир спинлараро ўзаро таъсирдан кучсизроқ, яъни спин-орбитал алоқа йўқ ёки деярли йўқ бўлса, зарраларнинг орбитал моментлари системанинг тўла орбитал моменти L ни, спин моментлари (s_i) эса тўла спин моменти S ни беради, яъни

$$\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i \text{ ва } \vec{S} = \sum_i \vec{s}_i.$$

У вақтда системанинг тўла моменти қуйидагича бўлади:

$$\vec{I} = \vec{L} + \vec{S}. \quad (1.8)$$

Бу системанинг тўла орбитал моменти L нинг ва тўла спин моменти S нинг тахминий сақланишига олиб келувчи ўзаро таъсир $L-S$ боғланиш деб аталади. Бундай боғланиш

нуклонлар ўртасида марказий кучлар таъсир қилган тақдирда юзага келиши мумкин.

Умуман олганда, ядро кучлари марказий кучлар эмас; ядродаги ўзаро таъсир нуклонлар спини ва орбитал моментнинг бир-бирига нисбатан йўналишига, яъни $(\vec{I} \cdot \vec{s})$ скаляр кўпайтмага боғлиқ бўлади. Сферик майдонда ҳар бир нуклоннинг тўла моменти

$$\vec{j}_k = \vec{I}_k + \vec{s}_k.$$

Ядронинг тўла механик моменти $\vec{I}$ эса ядро таркибидаги нуклонлар тўла механик моментлари $\vec{j}_k$ нинг вектор йиғиндисига тенг:

$$\vec{I} = \sum_k \vec{j}_k. \quad 1.3.2 \quad (1.9)$$

Бу хилдаги боғланиш $j - j$ боғланиш деб аталади. $j - j$ боғланишнинг устун келиши тажрибада тасдиқланди. Фақат энг енгил ядролардагина $L - S$ боғланиш ўринлидир.

Ядродаги майдон ва ядро нуклонларининг ўзаро таъсир характери билмай туриб, $\vec{I}$ векторлар йиғиндиси қандай қонунга бўйсунганини олдиндан айтиш қийин. Бундай қонуниятлар тажриба натижаларидан олинади. Тажрибалардан аниқланган жуфт-жуфт ядролар спинларининг тенглиги жуфт нуклонлар моментлари бир-бирини йўқотадди, деган хулосани тақозо этади, демак

$$\sum_k j_k = 0. \quad (Z, N \text{ жуфт ҳолда}).$$

Тоқ A ли (т.— ж. ёки ж.— т.) ядролар спини жуфтланган нуклонлар спинлари йўқотилганлигидан, жуфтланмаган нуклон спини билан аниқланади.

Маълумки, алоҳида нуклоннинг тўла моменти $\hbar$ бирлигида яримга тенг. Шунинг учун жуфт сонли нуклонга эга бўлган ядронинг спини $\hbar$ бирлигида қандайдир бутун сондан, тоқ A га эга бўлган ядроларнинг спини ярим бутун сондан иборат, Юкорида айтилганидек, экспериментал ўлчашлар бу хулосани тасдиқлади. Ҳамма жуфт-жуфт (протон сони ҳам, нейтрон сони ҳам жуфт) ядроларнинг спини нолга тенглиги тажрибада кўрилди. Бу қоидадан четланиш мутлақо кузатилмайди. Барқарор жуфт-тоқ ядролар ва тоқ-жуфт ядролар $\frac{1}{2}$ дан $\frac{9}{2}$ гача бўлган

ярим бутун сонли спинларга эга. Ток-ток ядролар бутун спинларга эга.

1928 йилда машхур немис физиги В. Паули атом ядролари хусусий механик момент — спин билан бир қаторда хусусий магнит моментига ҳам эга бўлиши мумкинлигини айтган эди. Ҳақиқатан ҳам, зарядли зарранинг айланиши натижасида магнит momenti вужудга келганлиги сабабли, айланиш momenti нолдан фаркли бўлган ядро ҳам магнит моментига эга бўлади.

Ядро магнит momenti ядро таркибидаги нейтрон ва протонларнинг спин магнит моментлари ҳамда протонларнинг ядродаги орбитал ҳаракатлари туфайли пайдо бўлади. Нейтронда электр заряди бўлмаганлигидан, унинг орбитал ҳаракати ҳеч қандай магнит эффектини ҳосил қилмайди. Зарядланган зарранинг орбитал ҳаракати айланма электр токига эквивалент, айланма ток эса моментли дипол майдонига эквивалент магнит майдонини ҳосил қилади.

Квант механикасида маълумки, заряди e , массаси m_e бўлган электроннинг орбитал магнит momenti $\mu = l \cdot \frac{e\hbar}{2m_e c}$ (l — орбитал момент, 0, 1, 2, ... қийматлар қабул қилади). Атом физикасида $l=1$ бўлгандаги

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c} = 9,2732 \cdot 10^{-21} \text{ эрг} \cdot \text{гс}^{-1}$$

магнит momenti Бор магнетони номи билан машхур. Худди шундай ядро физикасида ҳам ядро ва нуклонларнинг магнит моментлари бирлиги қилиб

$$\mu_0 = \frac{e\hbar}{2M_p c} = \frac{M_B}{1836,5} = 5,0505 \cdot 10^{-24} \cdot \text{эрг} \cdot \text{гс}^{-1}$$

ядро магнетони қабул қилинган (бу ерда $M_p = 1836,5 m_e$ — протон массаси).

Ядро магнит моментлари кичик бўлиб, уларни ўлчаш катта экспериментал қийинчиликларга олиб келади. Одатда, шартли равишда, магнит моментлари спинга параллел йўналган бўлса — мусбат деб, карама-қарши йўналган бўлса — манфий деб ҳисобланади.

Протонга оддий, структурасиз зарядли зарра деб қараш асос қилиб олинган назариянинг тажриба билан мос келмаслиги, протон ҳақиқатда шундай оддийгина қурилма эмас деган фикрга олиб келади. Айниқса,

нейтроннинг ҳам — 1,91 ядро магнетонига тенг бўлган магнит моментига эга бўлиши ажабланарлидир. Бу ҳолдаги манфий белги нейтроннинг магнит моменти ва спини қарама-қарши йўналганлигини билдиради.

Нейтроннинг магнит моментига эга бўлиши унинг мураккаб тузилишидан дарак беради. Нейтронда бир-бирини нейтраллаб турувчи зарядларнинг қандайдир тақсимооти мавжуд деб ўйлаш мумкин; бу вақтда манфий заряд нейтроннинг чеккароғига жойлашган, мусбат заряд эса марказий соҳада мужассамлашгандир.

Умуман, ядроларнинг ҳақиқий магнит моментлари оддий назария бўйича ҳисобланган қийматларига мос келмайди. Шунинг учун магнит моментлари (μ) кўпинча *гиромангнит нисбат* (g ядровий фактор) билан ифодаланади. $\mu = gI$; g фактор мусбат ёки манфий қийматларга эга бўлиши мумкин бўлиб, у спин ва магнит моменти векторларининг бир-бирига нисбатан қандай (бир томонга ёки қарама-қарши томонга) йўналганлигига боғлиқ.

Ядро магнетони бирликларида ўлчанган нуклоннинг магнит моменти μ билан унинг $\hbar$ бирликларида ўлчанган спини (s) ўртасида $\mu_s = g_s s$ боғланиш мавжуд. Орбитал моментлар учун ҳам мос ифодага эга бўламиз: $\mu_l = g_l \cdot l$ (l , s — орбитал ва спин квант сонлар).

Протон учун $g^p = 1$, нейтрон учун $g^n = 0$. Нейтрон ва протонларнинг спини $\frac{1}{2}$ га тенг, магнит моментлари эса

$\mu_s^p = +2,79\mu_0$; $\mu_s^n = -1,91\mu_0$. Бунда гиромангнит сонларнинг протон учун $g_s = 5,58$, нейтрон учун эса $g_s^n = -3,82$ эканлиги келиб чиқади. Бу ракам олдидаги манфий ишора магнит моментининг йўналиши спин йўналишига қарама-қарши эканлигини кўрсатади.

Жуфтлашган нуклонлар ҳаракат миқдори моменти — спинлари бир-бирларини йўқотишганлигидан, нуклонларнинг магнит моментлари ҳам жуфтлашганда йўқотилиши мумкин. Шунинг учун тоқ ядроларнинг магнит моментларини жуфтланмаган нуклон ҳаракатининг натижаси сифатида ҳисоблаш қийин эмас. Бунда нуклоннинг магнит моменти

$$\vec{\mu} = g_l \vec{l} + g_s \vec{s}$$

кўринишда ифодаланади. Нуклоннинг эффектив магнит моменти μ ва $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ векторларнинг скаляр кўпайтмасидан иборат. Ҳисоблаш натижаси протон учун

$$j = l - \frac{1}{2} \text{ ҳолда } \mu = \left(1 - \frac{2,29}{j+1}\right)j;$$

$$j = l + \frac{1}{2} \text{ ҳолда } \mu = \left(1 + \frac{2,29}{j}\right)j = j + 2,29.$$

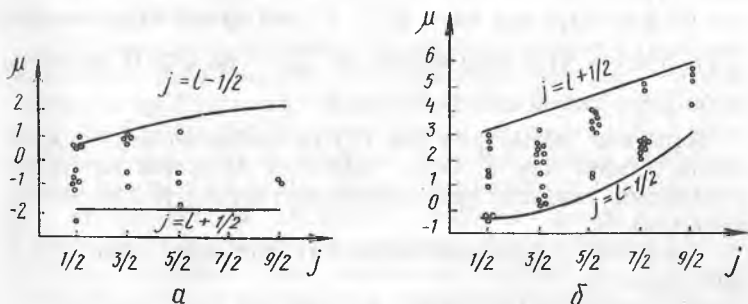
Нейтрон учун эса

$$j = l - \frac{1}{2} \text{ ҳолда } \mu = \frac{1,91}{j+1} \cdot j,$$

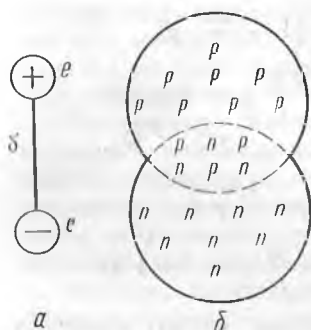
$$j = l + \frac{1}{2} \text{ ҳолда } \mu = -\frac{1,91}{j} \cdot j = -1,91$$

қийматларни беради. Ток ядроларнинг магнит моментларини фақат жуфтланмаган битта протон ёки нейтрон ҳосил қилади деган фикр Шмидт назариясининг асосидир. Магнит моментларининг экспериментал қийматлари шу назария ёрдамида топилган қийматлар орасида ётади (1.6- а, б расм). Т. ж. ядролар магнит моментлари орбитал моментнинг ортиши билан ортиб боради. Ж. т. ядроларда эса бундай боғланиш деярли йўқ. Бу далил Шмидтнинг асосий ғояси тўғри эканлигини кўрсатса ҳам, лекин Шмидт моделининг натижалари тажрибага мос келмайди. Агар эркин ҳолдаги нуклонларнинг магнит моментлари ядродаги боғланган нуклонларнинг магнит моментига тенг эмас деб фараз қилсак, келишмовчилик бир оз тўғриланади. Демак, ядро магнит momenti қийматларини фақатгина бир донa нуклон ҳаракати билан тушунтириш мумкин эмас. Назария тўғри бўлиши учун нуклонларнинг ядродаги коллектив ҳаракатларини ва бир-бири билан ўзарo таъсирларини ҳисобга олиш керак.

Олдин таъкидлаб ўтилганидек, α -зарраларнинг сочи-



1. 6- расм. а) Заряд (Z) лари ток бўлган ядролар магнит моментлари; б) Нейтрон (N) лари ток бўлган магнит моментлари.



1. 7- расм. Электро диполь моментининг ҳосил бўлиши: а) ўз ўқи атрофида айланаётган зарядли зарра айланма электр токи ҳосил қилади, у ўз навбатида магнит диполь моментни вужудга келтиради; б) ядроларда нейтрон ва протон тақсимотларининг марказлари силжиганда ҳам ядронинг электр моменти вужудга келади.

лиши бўйича ўтказилган тажрибалардан ядро $r > 10^{-13}$ м масофада нуктавий заряд хоссаларига эга эканлиги келиб чиққан эди. Аммо кейинги тадқиқотлар ядро ҳажмида заряд тақсимотининг сферик симметриядан четга чиқishi ҳоллари борлигини кўрсатди. Табиийки, бу ҳолда фазода электр зарядининг тақсимланишига мувофиқ равишда нисферик ядро электр моментига ҳам эга бўлиши мумкин (1.7- расм). Ядронинг электр — квадруполь моменти Q унинг муҳим электр хусусиятларидан бири бўлиб, ядро шаклини ўрганишда катта аҳамият касб этади. Ядронинг квадруполь моменти

$$Q = \int \rho(r) (3r_z^2 - r^2) dV \quad (2.4.1) \quad (1.10)$$

кўринишда ифодаланади. Q нинг қиймати см^2 да ўлчанади. Бу ерда $\rho(r)$ ядронинг ичидаги $\vec{r}$ нуктадаги зичлиги, r_z ядронинг Q энг катта қийматга эга бўладиган Z йўналиш ўқида r нинг проекцияси. Сферик симметрияга эга бўлган ядролар учун $3\vec{r}_z^2 - \vec{r}^2 = 0$, $Q = 0$. Ядро шакли Z ўқ бўйича чўзилган бўлса, $3\vec{r}_z^2 > \vec{r}^2$ ва $Q > 0$, ва ниҳоят $3\vec{r}_z^2 < \vec{r}^2$ да $Q < 0$ (1.8- расм).

Ядронинг симметрия ўқи (Z) га нисбатан ҳолати ядро спини J нинг шу Z ўққа нисбатан йўналиш ва унинг симметрия ўқидаги проекциясининг қиймати (K) билан аниқланади.

Нисферик (деформацияланган) ядронинг спини умумий ҳолда

$$\vec{J} = \vec{K} + \vec{\Omega}$$

га тенг.

Сферик бўлмаган ядроларда ташқи (ёки кузатилувчи) ва ички квадруполь моментлар тушунчаларини фарк қилиш лозим. Одатдаги координаталарнинг лаборатория системасида ўлчанган Q квадруполь момент *ташқи*, ядро билан айланадиган координаталар системасида ўлчанган Q_0 квадруполь момент *ички* деб аталади. Ядронинг симметрия ўқи йўналишида лаборатория ўқиға нисбатан квант флуктуациялари бўлганлигидан ташқи момент абсолют қиймати жиҳатидан ички моментдан ҳар доим кичик бўлади. Q ва Q_0 моментлар

$$Q = \frac{2K^2 - J(J+1)}{(J+1)(2J+3)} Q_0 \quad (1.11) \quad (2.4.2)$$

муносабат орқали боғланганлигини кўрсатиш мумкин. Асосий ҳолат, яъни $J = K$ бўлган ҳол учун

$$Q = \frac{J(J-1)}{(J+1)(2J+3)} Q_0 \quad (1.12) \quad (2.4.3)$$

(1.12) га кўра агар ядро спини нолга ёки яримга тенг бўлса, у ҳолда Q_0 нолга тенг бўлмаганда ҳам ташқи квадруполь момент нолга тенг бўлар экан. Бунинг сабаби шундан иборатки, нолга ва яримга тенг спинларда ядронинг симметрия ўқи квант флуктуациялар таъсирида тартибсиз йўналган бўлади. Натижада координаталарнинг лаборатория системасидаги заряд таксимоти сферик симметрик бўлиб қолади.

Ташқи квадруполь моментларни тажрибада ўлчаш учун магнит дипол моментларини ўлчашдаги усуллардан фойдаланилади. Оптик спектрларнинг ўта нозик структурасини ўрганиш ва радиочастотали резонанс усуллари шундай усуллардандир.

Ядронинг ички Q_0 электр квадруполь моменти атомнинг энергияли сатҳларининг ўта нозик парчаланишига таъсир қилмайди ва бутунлай бошқача усуллар билан аниқланади. Q_0 ни ўлчаш учун ядронинг кулон уйғониш ҳодисасидан фойдаланилади. Бу ҳодисанинг моҳияти шундан иборатки, ядро зарядланган зарра билан тўқнашганда, электростатик ўзаро таъсир ҳисобига уйғонган ҳолатга ўтиши мумкин. Агар ядронинг уйғонаётган сатҳи айланма бўлса, у ҳолда жараёни аниқ ҳисоблаш мумкин. Бу уйғониш интенсивлигининг назарий ва тажрибада олинган қийматларини таққослаш асосида Q_0 нинг қийматини топиш мумкин. Мазкур жараённинг ноквантавий тасвири қуйида-

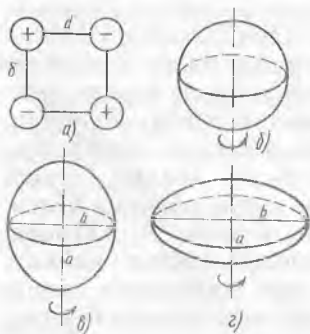
гича. Учиб келаётган зарра, масалан, бир неча МэВлик α - зарра ядронинг чеккаси яқинидан ўтаётиб, шу чеккасидан итаради ва ядрони айланиш ҳолатига келтиради. Албатта ядро квантмеханик система бўлганлигидан ядронинг шакли деган атама аниқ маънога эга эмас. Одатда, бу атама ядро ичидаги ҳар бир нуклон ўзаро бири-бирига боғлиқ бўлмаган ҳолда, мустақил равишда бошқа нуклонлар томонидан ҳосил қилинган ўзаро мослаш (мувофиклаш)ган майдонда ҳаракат қилишини кўрсатади. Шунинг учун ядронинг шакли дейилганда унинг ўзаро мослаш (мувофиклаш)ган майдонининг симметрия тавсифи тушунилади. Кейинги саҳифаларда шакл фақат классик маънода талқин қилинади.

Умуман олганда ядронинг шакли унинг ички квадруполь моменти Q_0 га боғлиқ. Ҳақиқатан, сферик — симметрик ядроларда $Q=0$ ва Q_0 нинг нолга тенг бўлмаслиги ядрони носферик (деформацияланган) шаклга эга эканлигидандир. Квадруполь моментлари нолдан фарқли бўлган ядронинг назарий ҳисобларга тўғри келадиган ва тажрибада тасдиқланадиган энг оддий шакли айланма эллипсоид шаклига ўхшайди. Ядро шаклини деформация параметри — β билан тавсифланади:

$$\beta = \Delta R / R$$

бунда $2R$ — симметрия ўқининг узунлиги, $2(R - \Delta R)$ — унга тик ўқнинг узунлиги ёки ΔR эллипсоиднинг катта a ва кичик b ўқларининг $(a-b)$ фарқи (1.8- расмга қаранг). Агар ядронинг заряди ҳажми бўйича текис тақсимланган бўлса, оддий ҳисоблар

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



(1.8- расм)

1. 8- расм. Ядронинг электр квадруполь моментини ҳосил бўлиши: а) Квадруполь моментга эга бўлмаган зарядлар системаси; б) Сферик ядро ҳам квадруполь моментга эга эмас, $Q=0$; в) Q — мусбат, $Q>0$; г) Q — манфий, $Q<0$ бўлган ҳоллар.

бўлишлигини кўрсатади. Одатда кўпчилик ядролар учун деформация параметри β нинг қийматлари 0,01—0,02 дан ортмайди. Лекин деформацияланган деб аталмиш ядролар ($A \sim 23, 150 \leq A \leq 190$ ва $A > 222$) учун β баъзан 0,1—0,3 гача боради. Кўпчилик ядролар учун $Q_0 > 0$ ($\Delta R > 0$), бу ҳолда ядро симметрия ўқида чўзилган айланма эллипсоид (сигара) шаклига эга. Ва, аксинча, ички квадруполь моментлари $Q_0 < 0$ ($\Delta R < 0$) бўлган ядролар сиқилган шакли бўлади. Бу ерда R — ядро радиуси, ΔR — деформацияланган ядронинг катта ва кичик ярим ўқлари ўртасидаги фарқ. Қизиғи шундаки, муҳим физик катталиқ бўлган β ни бевосита ўлчаш усуллари шу кунгача топилмаган. Агар ядро радиуслари ҳақидаги маълумотларга асосланиб, протон ва нейтронлар ядро тахминан бир хил тақсимланган деб олсак, Q_0 ва β бир-бири билан

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

кўринишда боғланган бўлади. Баъзан келтирилган квадруполь момент $Q_{\text{келт}} = Q/ZR^2$ дан ҳам фойдаланилади.

1.2- жадвалда баъзи ядроларнинг ташқи келтирилган квадруполь моментлари берилган.

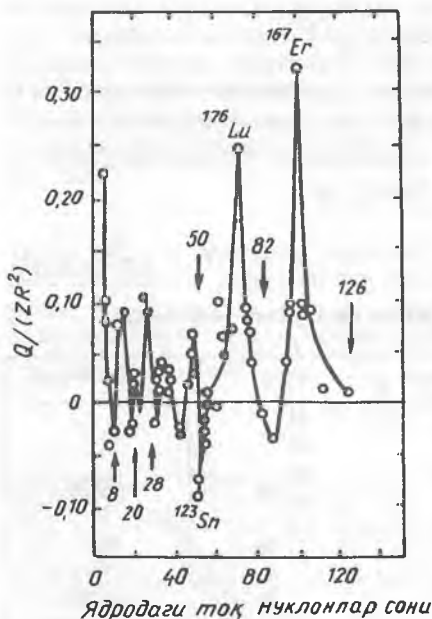
1.2-жа д в а л

Баъзи атом ядроларининг квадруполь моментлари

Ядро	$Q \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$	Ядро	$Q \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$
${}^2_1\text{H}$	0,00273	${}^{85}_{37}\text{Rb}$	0,27
${}^{11}_5\text{B}$	0,0355	${}^{93}_{41}\text{Nb}$	—0,30
${}^{14}_7\text{N}$	0,0071	${}^{135}_{56}\text{Ba}$	0,25
${}^{17}_8\text{O}$	0,027	${}^{141}_{59}\text{Pr}$	—0,054
${}^{27}_{13}\text{Al}$	0,149	${}^{175}_{71}\text{Lu}$	5,9
${}^{33}_{16}\text{S}$	0,064	${}^{179}_{72}\text{Hf}$	3,0
${}^{35}_{16}\text{S}$	0,045	${}^{181}_{73}\text{Ta}$	6,0

$^{59}_{27}\text{Co}$	0,404	$^{204}_{81}\text{Bi}$	-0,19
$^{63}_{29}\text{Cu}$	0,16	$^{233}_{92}\text{U}$	3,4
$^{81}_{35}\text{Br}$	0,28	$^{241}_{93}\text{Am}$	4,9

1.2- жадвалдан кўринишича, Q нинг қийматлари жуда сочилган. Маълумки, барча магнит моментлари Бор магнитони тартибига, яъни бир заррали характерга эга. Кўпгина ядроларнинг квадруполь моментлари эса, бир зарралидан анча юкори. Дарҳақиқат, битта нуклон



1. 9- расм. Хар хил нуклонлар сонларига эга бўлган ядроларнинг келтирилган квадруполь моментлари. Бунда протонлар ёки нейтронлар сони ток, баъзан икки сон ҳам ток. Стрелкалар $Q=0$ бўлган қобиклари тўлдирилган ядролар ўрнини кўрсатади.

харакатида ҳосил қилинган ва 1.2- жадвалдаги бирликда ўлчанган квадруполь момент ядро радиусининг квадрати R^2 дан ошмайди. ^{181}Ta ядро учун бу қиймат $0,4 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ га тенг.

Шундай қилиб, бу ядронинг квадруполь моменти бир заррали қийматдан камида 15 марта ортиқ. Кўпгина ядролар учун Q нинг бир заррали ҳолдагидан бундай катта бўлиши ядровий квадруполь моментларнинг коллектив характерда эканлигидан дарак беради. 1.9- расмдан кўринишича, нуклонлар сонининг ортиши билан ядро шакли қўзилган ҳолдан бир оз эзилган сферик ҳолгача даврий ўзгаради ва аксинча. Бу ажойиб даврийлик ва бир

зарраликка нисбатан жуда катта квадруполь моментиға эға ядроларнинг мавжудлиги ядронинг умумлашган модели ёрдамида тушунтирилади.

1.9- §. Боғланиш энергияси

Атом ядроси боғлаш кучлари билан бир жойда ушлаб турилган A нуклондан, яъни Z протон ва $N=A-Z$ нейтрондан ташкил топган системадан иборат. Агар ядрони уни ташкил қилувчи нуклонларга ажратмоқчи бўлсак, боғлаш кучининг таъсирига қарши иш бажаришга тўғри келади. Бу ишнинг катталиги боғланиш энергияси ёки ядро барқарорлигининг ўлчамидир. Шунинг учун боғланиш энергияси атом ядросининг муҳим характери-каларидан ҳисобланади.

Ядродаги нуклонларнинг ўзаро таъсир қонунияти ҳозирча номаълум бўлса ҳам, энергиянинг сақланиш қонуни ва нисбийлик назариясининг масса билан энергия-ни боғлайдиган $E=mc^2$ ифодасидан фойдаланиб, боғла-ниш энергиясини етарлича аниқликда топа оламиз. Агар ядронинг массаси $M(A, Z)$ ни, уни ташкил қилган нуклонлар массаси йиғиндиси $[Zm_p + Nm_n]$ га солиштир-сак, биринчи масса иккинчисидан бир оз кичик Δm эканлигини кўрамиз. Бу массаларнинг фарқи *масса дефекти* деб аталади. Ядродаги зарралар бир-бирига қанчалик яқин бўлса, улар қанчалик «зич» жойлашган бўлса, масса дефекти шунча катта бўлади. Масса дефекти нуклонларнинг ядродаги «зичланишини» характерлайди. Шунинг учун уни баъзида зичлашиш ёки *зичлашиш коэффициенти* дейилади. Масса дефектини аниқлаймиз:

$$\Delta m = [Zm_p + (A - Z)m_n] - M(A, Z).$$

Бу ерда m_p ва m_n — протон ва нейтронларнинг массаси. Масса дефекти нуклонларнинг жипслашиб ядро ҳосил қилиши натижасида ажралиб чиққан E боғланиш энергия-сининг катталигини аниқлайди:

$$E_{\text{богл}} = \Delta m \cdot c^2 = [Zm_p + (A - Z)m_n - M(A, Z)]c^2. \quad (1.13)$$

Ядронинг боғланиш энергияси атом массалари оркали

$$E_{\text{богл}} = [Z \cdot M_{\text{ат}}(^1\text{H}) + (A - Z)m_n - M_{\text{ат}}(A, Z)]c^2$$

кўринишда ифодаланади.

Мисол тариқасида ^4He нинг боғланиш энергиясини ҳисоблаймиз. ^4He нинг массаси 4,002604 га тенг. Икки

водород атомининг ва икки нейтрон массаларининг йиғиндиси:

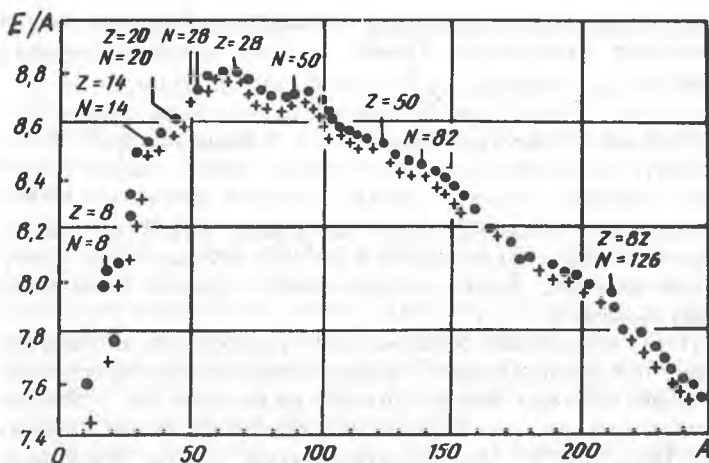
$$2 \times 1,0078252 + 2 \times 1,0086654 = 4,032981.$$

Шундай қилиб, He нинг боғланиш энергияси $4,032981 - 4,002604 = 0,030377$ м. а. б. ёки $0,030377 \cdot 931,5 = 28,30$ МэВ га тенгдир. Демак, ${}^4_2\text{He}$ ядросида бир нуклонга тўғри келадиган боғланиш энергияси тахминан $\frac{E}{A} = \frac{28,30}{4} = 7,1$ МэВ га тенг.

Дейтроннинг шу йўсинда ҳисобланган боғланиш энергияси 2,225 МэВ га тенг. Ҳақиқатан, аввалига бу қиймат экспериментал тарзда, дейтроннинг протон ва нейтронга фотоажралишини ўлчаш орқали аниқланган эди. Бу катталикнинг масс-спектропик усулда аниқланган протон ва дейтрон массалари билан солиштириб, нейтроннинг массаси аниқланди. Нейтрон массасини бевосита аниқ ўлчаш усули ҳали топилмаган.

Бир нуклонга тўғри келган ўртача боғланиш энергияси жуда енгил элементлардан ташқари барча элементлар учун тахминан бир хилдир. Масса сони $A > 11$ бўлган ядроларда бир нуклонга тўғри келадиган ўртача боғланиш энергияси 7,4 дан 8,8 МэВ гача бўлган ораликда ётади. Энг катта қиймат ($\sim 8,8$ МэВ) масса сонларининг $A = 60$ (темир ва никель)га яқин соҳасига тўғри келади (1.10- расм). Аргон 40 дан қалай — 120 гача бўлган ораликда боғланиш энергияси қиймати деярли ўзгармайди (8,6 МэВ). Оғир элементлар томонга борган сари эгриликнинг максимумдан пастга тушиши анча секин содир бўлади. Ниҳоят, энг оғир ядроларда бир нуклонга тўғри келадиган ўртача боғланиш энергияси тахминан 7,5 МэВ ни ташкил этади. Анча енгил элементлар томон пасайиш A нинг камайиб бориши билан тезроқ содир бўлади.

Битта нуклон учун ҳисоблаб топилган ўртача боғланиш энергиясининг аста-секин ўзгаришини (1.10- расм) эътибор билан қараб чиқсак, анча қизиқ деталларни англаш мумкин. Енгил элементлар соҳасида E нинг қиймати жуфт A учун умуман олганда E нинг қўшни тоқ A учун тўғри келган қийматларидан сезиларли катта бўлади. Худди шундай қонунят анча юқори масса сонлари учун ҳам тўғри келади. Эгриликнинг монотон йўналишининг баъзи бир бузилиши (масалан, $A = 88$ да) тажрибаларнинг



1. 10- расм. Ядродаги ҳар бир нуклонга тўғри келадиган боғланиш энергияси $\frac{E}{A}$ нинг масса сони A га боғлиқлиги (нукталар ж-ж ядролар, «+» белгилар ток ядролар учун)

хатоликларини эмас, балки ҳақиқатда аниқланган физик мавжудликни акс эттиради. Улар кейинроқ ядро қобиклари ҳақида гапирганимизда таҳлил қилинади. Энг енгил ядролар соҳасида бир нуклонга тўғри келган боғланиш энергиясининг нотекис ўзгариши кузатилади. Хусусан, ${}^4_2\text{He}$, ${}^{12}_6\text{C}$ ва ${}^{16}_8\text{O}$ нинг боғланиш энергиялари жуда юқоридир. Бу ҳол катта аҳамиятга эга. Гап шундаки, куёш томонидан сочиладиган энергия, афтидан, қатор ядровий айланишлар натижасида пайдо бўлиб, бу ядровий айланишларнинг умумий эффекти — водород атомларидан гелий атомларини вужудга келтирадиган экзоэнергетик, ўзидан энергия чиқариш йўли билан ўтадиган жараёнлардан иборатдир. Янада оғирроқ ядроларнинг тенг иккига бўлиниши ҳам энергетик нуктаи назардан фойдалидир, чунки даврий системанинг ўртагоҳида жойлашган ядролар бир нуклонга тўғри келадиган энг катта боғланиш энергиясига эга бўлади. Ернинг марказий қисми асосан темир ва никелдан ташкил топган, бу элементларнинг кўпроқ тарқалганлиги ядро барқарорлигининг ортиши ($A \simeq 60$) соҳада максимумга эга бўлиши билан мос келади.

Боғланиш энергиясининг экспериментал натижалар

билан жуда якин келадиган ифодасини биринчи марта Вайцекер аниқлаган бўлиб, у беш ҳадли ифодадан иборат:

$$E = a_{\text{кас}} A - a_{\text{сирт}} A^{2/3} - a_{\text{Кул}} Z^2 \cdot A^{-1/3} - a_{\text{симм}} \cdot \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta. \quad (1.14)$$

Бу ерда E — тўла боғланиш энергияси (МэВ да), яъни ядрони алоҳида нуклонларга ажратиб юбориш учун зарур бўлган энергия. Алоҳида ҳадларининг физик маъносини кўриб чиқамиз.

(1.14) ифодадаги биринчи ҳад тўла боғланиш энергиясининг нуклонлар сонига пропорционаллигини кўрсатади. Бу ядро кучлари қисқа таъсир радиусига ва тўйиниш характериға эға деган фикрдан келиб чиқадиган ҳулосадир. ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ да кузатиладиган катта боғланиш энергияларининг кўрсатишича, бу кучларнинг тўйиниши, афтидан тўртта зарранинг — икки протон ва икки нейтроннинг ўзаро таъсирида тўларок юз беради.

Ядро сиртида жойлашган нуклонлар тўйинмаган кучлар таъсириға эға бўлади ва шунинг учун суюк томчи моделида боғланиш энергиясининг ядро сиртиға пропорционал равишда камайишини ҳисобға олиш керак. Бундай эътиборға олиш $A^{2/3}$ ни ўз ичига олган иккинчи манфий ҳад ёрдамида амалға оширилади: A ядро ҳажмиға пропорционал бўлганлигидан $A^{2/3}$ катталиқ унинг сиртининг меъёри ҳисобланади. Ядро ўлчамларининг ортиб бориши билан сирт юзининг ҳажмға нисбати камаёди, бунға мос равишда иккинчи ҳаднинг роли ҳам пасаяди.

Протонлар ўртасида таъсир этувчи Кулон итарилиш кучлари тўйиниш хусусиятиға эға эмас, албатта. Улар узок таъсир этувчи кучлар бўлиб, ядродаги барча протонлар ўртасида намоён бўлади. Демак, Z протонлардан ҳар бири қолган барча $(Z-1)$ протонлар билан ўзаро таъсирлашиб, бу ўз навбатида боғланиш энергиясини камайтиради; бу учинчи ҳад оркали эътиборға олинади. Протонлар орасидаги ўртача масофа ядро радиусига пропорционал бўлганлигидан, учинчи ҳад $A^{-2/3}$ кўпайтувчини ўз ичига олган. Кулон ҳади ядро қанчалик кўпроқ протонға эға бўлса, шунчалик кўпроқ аҳамиятға эға бўлади. Фақат шунинг учун $Z > 20$ да барча барқарор ядроларда

протонларга нисбатан нейтронлар кўпроқ бўлади (1.3- расмга к.).

1.3- расмдан кўринишича, енгил элементлар соҳасида нейтронлар ва протонлар сони бир хил бўлган ядролар энг катта барқарорликка эга бўлар экан. Бу қонуниятдан четга чиқиш Z нинг ортиб бориши ва юқорида кўрилган кулон ҳадининг таъсири билан боғлиқ. Шунинг учун боғланиш энергияси учун ёзилган ифода ўз ичига манфий ҳадни олиши керак, унинг катталиги $(N-Z) = (A-2Z)$ фарқ орта бориши билан ортади. $N=Z$ тўғри чизикнинг икки томонида ётган енгил барқарор бўлмаган ядролар боғланиш энергияларининг камайишини солиштириш шуни кўрсатадики, эффект симметрикдир, яъни протонлар ортиқча бўлганда ҳам, нейтронлар кўпроқ бўлганда ҳам у бир хил даражада намоён бўлади.

Умуман олганда 1.3- расмдан кўриниб турибдики, ядролар нейтрон барқарорлик чегараси яқинида ($S_n = 0$) β^- -радиоактивлашиб, ўзидан баъзан нейтронлар чиқариб парчаланadi.

Протон барқарорлик чегарасида эса ($S_p = 0$) ядро β^+ - радиоактивлашиб, ўзидан протон чиқариб ҳам парчаланиши мумкин. Баъзан протон радиоактивлик ($S_p < 0$) ва икки протонли радиоактивлик ($S_{2p} < 0$) ҳодисаси ҳам кузатилади.

Трансуран элементлар соҳасида «барқарорлик оролчалари», яъни α ва β парчаланиш ва спонтан бўлиниш эҳтимолликлари нисбатан кичик бўлган ядролар мавжуд бўлиши мумкин. Бу оролчалар балки янгидан ҳисоблаб топилган сеҳрли $Z=114$, $N=184$ ва $Z=164$ сонлар атрофида вужудга келар.

Нуклоннинг барқарорлик соҳасидан ташқарида ($S_n = 0$, $S_p = 0$) учрайдиган ядролар нуклонлар чиқаришга нисбатан нобарқарор бўлиб, қисқа ядро вақтларида ($\approx 10^{-22}$ с) парчаланиб кетади. Шундай бўлса ҳам оддий ядролар каби масса, заряд, спин ва бошқа характеристикаларга эга. Лекин буни кузатиш мумкин эмас. Шунинг учун тўртинчи — симметрикликни ҳисобга олувчи ҳадни $(A-2Z)^2$ кўринишда ёзиш табиийдир. A^{-1} кўпайтувчи бу ҳадга шунинг учун кирадики, нейтрон — протон жуфтнинг пайдо бўлиши билан боғланиш энергиясига киритилadиган улуш шундай жуфтнинг берилган ҳажмда бўлиш эҳтимоллигига чизикли боғлиқ; бу эҳтимоллик эса ядро ҳажмига тескари пропорционал.

(1.14) ифодадаги охирги, бешинчи ҳад берилган A да

ядронинг боғланиш энергияси Z ва N нинг жуфт ёки тоқлигига бирмунча боғлиқ бўлишини билдирадиган тажрибавий далилни акс эттиради. Жуфт-жуфт деб (Z ва N — жуфт) аталадиган ядролар энг барқарор ядро

ҳисобланади, бу турдаги ядролар учун $\delta = +12A^{-\frac{1}{3}}$ МэВ.

Жуфт-тоқ ядролар (Z — жуфт, N — тоқ) ва тоқ-жуфт (Z — тоқ, N — жуфт) учун $\delta = 0$. Ва ниҳоят, тоқ-тоқ (Z —

тоқ, N — тоқ) ядролар учун $\delta = -12A^{-\frac{1}{3}}$ МэВ. Бу тўрт турдаги ядролар барқарорлигининг турлича бўлиши, агар биз уларнинг орасида барқарор нуклидлар қандай тақсимланганига назар солсак янада яққол кўринади; жуфт-жуфт ядролар 163 та, тоқ-жуфт ядролар 50 та, жуфт-тоқ ядролар 55 та ва тоқ-тоқ ядролар фақат тўртта (${}^2_1\text{H}$, ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{B}$ ва ${}^{14}_7\text{N}$). Энг енгил элементлар соҳасидан ташқарида жуфт-жуфт ядроларнинг кўпроқ бўлишини ва тоқ-тоқ ядроларнинг бутунлай учрамаслигини икки бир хил нуклон қарама-қарши йўналган спинларининг жуфтлашиши ва энергетик сатҳни тўлдиришга интилиши билан тушунтирса бўлади. Боғланиш энергиясининг тенгламасидаги δ параметр кўпинча *жуфтлашиш коэффиценти* деб юритилади. Ўртача олганда жуфт Z ли элементлар тоқ Z лиларга нисбатан анча кўп (тахминан 10 марта) тарқалгандир. Жуфт Z ли элементларда жуфт массали (жуфт N) изотопларнинг нисбий миқдори одатда 70—100 % ни (бериллий, ксенон ва диспрозийдан ташқари) ташкил этади.

Боғланиш энергиясининг A га боғлиқлигини кўрсатувчи (1.10- расмда кўрсатилган эгри чизиқнинг $A \simeq 60$ да максимумга эга бўлиши) характери турли физик ҳодисаларнинг биргаликда ва турлича таъсири натижасида намоён бўлади. A нинг ортиб бориши билан сирт энергияси камайиб боради, лекин кулон ўзаро таъсирлашиш ва ядроларни носимметриялиги билан боғлиқ бўлган энергия ортади.

Америкалик физик Грин тажриба натижаларини пухта ўрганиб, боғланиш энергияси учун қониқарли натижаларни берувчи коэффициентлар қийматини аниқлади.

Умуман, атомни ташкил этган ҳамма зарралар массаларининг йиғиндисига тузатмалар киритилиши атом массаси $M(A, Z)$ учун қуйидаги номаълум коэффициентли ифодани беради:

$$M(A, Z) = Zm_p + (A - Z)m_n - a_1 A + a_2 A^{2/3} + \\ + a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} + a_4 \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} + a_5 A^{-1}. \quad (1.15)$$

a_i доимийни аниқлаш учун (1.15) тенгламани массалари маълум бўлган бешта атомга қўллаш ва олинган бешта тенгламадан беш номаълумни топиш керак.

Массаси жуда аниқ бўлган атомлар сони кўп бўлганлигидан, ёрдамчи тенгламалар сони номаълум доимийлар сонидан кўпроқ бўлади. Бу ҳол доимийларни аниқлашгагина эмас, балки уларнинг барқарор атомлар соҳаси яқинидаги ихтиёрий A ва Z га эга бўлган атомлар массаларининг жуда аниқ қийматларини топишга ҳам имкон беради.

Вайцекер формуласининг энг замонавий талабларга жавоб бера оладиган кўриниши қуйидагича:

$$M(A, Z) = 1,01464A + 0,014A^{2/3} + \\ + 0,041905 \left[\left(\frac{Z}{Z_A} - 1 \right)^2 - Z_A \right] + 0,036\pi \cdot A^{-1}. \quad (1.16)$$

Бунда

$$Z_A = \frac{A}{1,981 + 0,015 \cdot A^{2/3}} \quad (1.17)$$

берилган масса сони β - парчаланишга нисбатан турғунроқ ҳисобланган ядронинг зарядидир. Ядро заряди ҳар доим бутун сон бўлганидан, бу ифода тақрибийдир. Бу ҳол тажрибада ҳам яхши тасдиқланади. Масалан, $A = 10$ бўлганда $Z_{\text{стаб}} + 4,85 \sim 5$, яъни стабил изотоп ${}^{10}_5\text{B}$ га мос; $A = 100$ бўлганда $Z_{\text{стаб}} = 44$, бу эса стабил ${}^{100}_{44}\text{Ru}$ га мос, $A = 200$ бўлганда $Z_{\text{стаб}} = 80$, яъни симобнинг стабил изотопи ${}^{200}_{80}\text{Hg}$ ва ҳ. к. (1.16) ифода Z га нисбатан квадрат тенгламадир, уни қуйидагича қайта ёзиш мумкин:

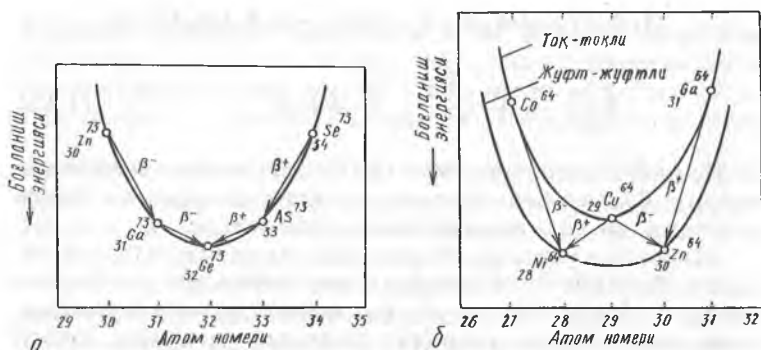
$$M = aZ^2 + bZ + c - \delta A^{-1}, \quad (1.18)$$

бу ерда

$$a = 0,585A^{-1/3} + 72,4A^{-1},$$

$$b = -0,585A^{-1/3} - 73,18,$$

$$c = 943,65A + 13,1A^{2/3}.$$



1. 11- расм. Изобарлар параболаси: (а) ток ва (б) жуфт изобар ядролар хоссалари.

Шундай қилиб, A ни аниқлашда a, b, c коэффицентлар доимий қолади ва δ нинг берилган қийматида (1.18) тенглама параболанинг тенгламасини ифодалайди. A нинг ҳар қандай ток қийматида ($\sigma=0$) сирт кесими битта параболани беради, A нинг ҳар қандай жуфт қийматида ($\delta=\pm 132$) кесим энергия ўқи бўйича бир-бирига нисбатан $2\delta/A$ га силжиган икки параболани беради. Масса (ёки энергетик) параболаларидан β - парчаланиш жараёнларини системалаштиришда фойдаланиш қулайдир, чунки улар қўшни изобарлар орасидаги β - ўтишлар энергиясининг тахминий қийматларини кўрсатади. 1.11- а, б-расмларда (1.18) тенглама бўйича жуфт A ва ток A учун ҳисобланган параболалар кўрсатилган. Ҳар бир параболанинг қуйи нуқтаси A нинг берилган қийматидаги минимал массани ёки максимал боғланиш энергиясини аниқлайди. Z_A нинг ифодаси (1.17) дан фойдаланиб, масса параболаларини қулай кўринишда ёзиш мумкин:

$$M = a(Z - Z_A)^2 - \delta A^{-1} \left(c - \frac{b^2}{4a} \right). \quad (1.19)$$

Бу тенгламадаги охириги $\left(c - \frac{b^2}{4a} \right)$ ҳад фақат A га боғлиқ бўлиб, уни ҳисоблаб чиқармаса ҳам бўлади, чунки у фақатгина ноль чизиқнинг силжиганлигини билдиради. Шунинг учун 1.11-а, б расмларда ордината ўқи бўйича фақат $a(Z - Z_A)^2 - \delta A^{-1}$ қўйилган, яъни Z_A га мос келувчи атом массаси шартли равишда ноль деб олинган. Жуфт A лар учун мос келувчи икки параболга ноль

сифатида заряди Z_A бўлган жуфт-жуфт ядронинг массаси олинган.

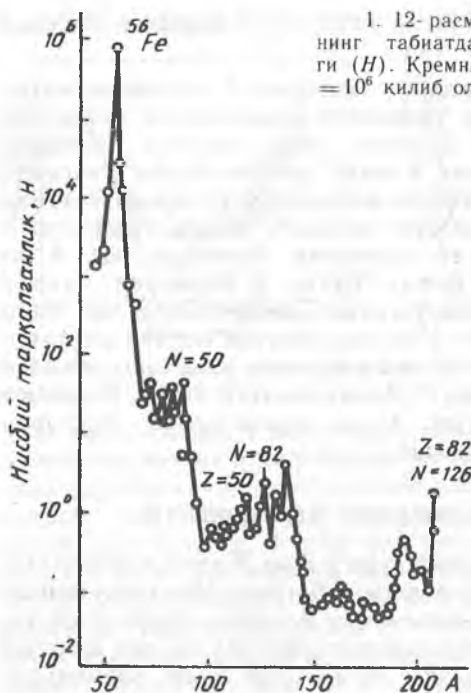
Энергетик параболанинг кенглиги A қанчалик катта бўлса, шунчалик кичик бўладиган a доимийнинг катталиги билан аниқланади. Шунинг учун энергия сиртдаги «барқарорлик водийси» A нинг ортиши билан кенгайиб боради. Бир қатор изобарик кесимлар учун параболаларни ядроларнинг барқарорлиги ҳақидаги муҳим хулосаларга келиш мумкин. Аввало равшанки, берилган тоқ A ли изобарлар орасида фақат битта β -барқарор нуклид мавжуд бўлиб, у параболанинг минимумига энг яқин жойлашгандир. Жуфт A ҳолида одатда иккита ва ҳатто учта барқарор изобар бўлиши мумкин; уларнинг ҳаммаси жуфт-жуфт турга мансуб. Масалан, агар 1.11 а, б-расмга эътибор қилсак, жуфт A ли ядроларнинг барқарор эканлигини кўриш мумкин.

1.10- §. Ядроларнинг барқарорлиги

Изотопларнинг барқарорлиги Z ва N нинг жуфтлигига, шунингдек, A нинг жуфтлигига боғлиқ. Масалан, барқарор изотопларнинг кўпчилигида A жуфт. Жуфт Z га эга бўлган барқарор изотопларнинг сони 211 та, тоқ Z га эга бўлганларининг сони эса 55 та. Тоқ Z ли элементлар барқарор изотопларининг сони иккитадан ошмайди, жуфт Z лилар учун эса айрим ҳолларда ҳатто ўнтага етади ($_{50}\text{Sn}$). Жуфт сонли протон ва жуфт сонли нейтронларга эга бўлган атом ядролари барқарорроқ ядролардир. Жуфт Z ва тоқ N га эга бўлган ядролар (ж. т.) ва шунингдек, тоқ Z ҳамда жуфт N га эга бўлган ядролар (т. ж.) нинг барқарорлиги жуфт-жуфт ядроларникига нисбатан камроқ.

Тоқ Z ва тоқ N га эга бўлган ядроларнинг кўпчилиги бекарордир. Тоқ-тоқ барқарор ядролар ^2_1H , ^6_3Li , $^{10}_5\text{B}$, $^{14}_7\text{N}$ лардир. Протонлар сони (ёки нейтронлар сони) 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, 152 га тенг ядролар ўта барқарор бўлиб, табиатда кўп учрайди. Табиатда учрайдиган айрим ядролар ва сунъий йўл билан ҳосил қилинадиган жуда кўп ядролар масса дефекти манфийлигига қарамасдан радиоактивдир.

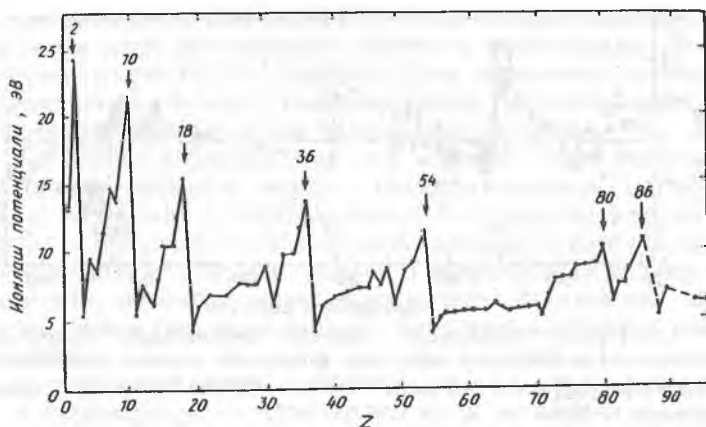
Турли ядроларнинг нисбий тарқалганлиги элементларнинг Ерда, сайёраларнинг атмосфераларида, метеоритлар таркибида тарқалганлиги ҳақидаги маълумотлар таҳлили ёрдамида ва Қуёш спектроскопияси асосида белгиланади.



1. 12- расм. $A > 50$ бўлган ядроларнинг табиатдаги нисбий тарқалганлиги (H). Кремний учун тарқалганлик $H = 10^6$ килиб олинган.

1.12- расмда $A > 50$ бўлган ҳолда турли жуфт-жуфт ядроларнинг табиатдаги нисбий тарқалганлигининг ядро-даги нуклонлар сонига боғлиқлиги келтирилган. Расмда кўринишича, $N=28, 50, 82$ ва 126 бўлган ядролар учун боғланиш эгри чизиғида яққол ажралган чўққилар тўғри келар экан.

Енгил ядролар орасида кўпроқ тарқалганлари ${}^1_1\text{H}$, ${}^{16}_8\text{O}$ ва ${}^{40}_{20}\text{Ca}$. Протон (ёки нейтрон)лари сони сеҳрли сонга ятлари уларнинг турғун изотоплари кўп бўшлиғида ҳам намоён бўлади. Жумладан, кальций элементи ($Z=20$) нинг олтита турғун изотопи — 40, 42, 43, 44, 46, 48 Са мавжуд. Жадвалда кальцийга яқин жойлашган бирорта ҳам элемент шунча турғун изотопга эга эмас. Кальций изотоплари орасида нейтронлари сони ҳам сеҳрли сонга тенг бўлган икки қарра сеҳрли ядро ${}^{40}_{20}\text{Ca}$ нинг нисбий тарқалганлиги 96,92 % ни ташкил этади. $Z=$



1. 13- расм. Нейтрал атомдан электронни ажратиш олиш энергияси — ионизация потенциали.

=50 бўлган элемент — қалайнинг энг кўп 10 та турғун изотопи бор.

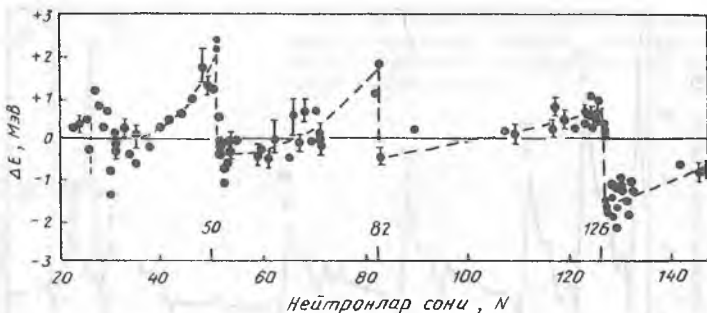
Ядролардаги нейтронлар ва протонларнинг ажрилиш ёки узилиш энергиялари бўйича олинган натижаларда сеҳрли сонлар жуда яхши намоён бўлади. Бунда атомга ўхшашликни келтириб ўтиш мақсадга мувофиқдир. Атомда электроннинг узилиш энергияси — ионлаш потенциали боғланган электронларни атомдан узиб олиш учун зарур бўлган энг кам энергиядир.

1.13- расмда атомларни ионлаш потенциаллари V_{at} келтирилган. Расмдан кўринишича, электроннинг ажратиш энергияси ҳар бир атом қобиғи тўлдирилгандан сўнг кескин камаёди. Бу ҳол атомнинг қобиқ структурасига эга эканлигидан дарак беради.

Нуклоннинг узилиш энергияси қуйидагича аниқланади. Агар (Z, N) ядродан битта нейтронни чиқариб ташласак, $(Z, N-1)$ ядро ҳосил бўлади. Нейтронни ажратиш олиш учун зарур бўлган $E_n^{ажр.}$ энергия шу ядролар боғланиш энергияларининг айирмасига тенг:

$$E_n^{ажр.}(Z, N) = E_{боғ.}(Z, N) - E_{боғ.}(Z, N-1).$$

Протонни ажратиш энергияси учун ҳам юқоридаги сингари ифода ёзиш мумкин. Z ва N нинг кенг ўзгариш соҳасида ўртача $E_n^{ажр.} = E_p^{ажр.} = 7$ МэВ бўлади. 1.14- расмда нейтронни ажратиш энергиясининг тажрибада аниқланган



1. 14-расм. Нейтроннинг ажратиш энергиясининг тажрибада аниқланган ва боғланиш энергияси формуласи асосида ҳисобланган қийматлари орасидаги фарқ $\Delta E_n^{\text{ажр}}$ нинг нейтронлар сонига қараб ўзгариши.

ва ҳисобланган қийматлари орасидаги фарқ ΔE нинг нейтронлар сонига қараб ўзгариши тасвирланган. Бунда $E_n^{\text{ажр}}$ нинг ҳисобланган қиймати ядронинг қобиқ структурасини назарда тутмайдиган масса формуласи бўйича олинган. Тасвирда кўринишича, нейтронларнинг 50, 82, 126 га тенг сеҳрли сонларида боғланиш чизигида атомнинг ионлаш потенциалларига тегишли эгри чизикдаги каби чўккилар пайдо бўлади.

Агар ядро структураси атом структурасига ўхшаш деб фараз қилсак, сеҳрли ядроларнинг турғун бўлишлигини, уларнинг табиатда тарқалишини, нуклоннинг ажратиш энергиялари тўғрисидаги маълумотларни таҳлил қилиш осонлашади. Бу ҳолда протонлар ва нейтронларнинг сеҳрли сонлари навбатдаги қобиқнинг тўлдирилишига мос келиши ва сеҳрли ядролар инерт газлар атомларига ўхшаш бўлиши керак.

1.11- §. Кимёвий элементлар чегараси

Муайян A нуклонли ядронинг протон-нейтронли таркибининг ўзгаришига сабаб бўладиган β -парчаланиш механизми борлигидан, худди шу A сонли нуклонларнинг барқарорлиги жуда катта бўлган атиги биттагина изобари мавжуд, қолганлари эса, β -радиоактивдир. 1.11-а, б расмда A тоқ бўлган ядролар массаларининг протонлар сони Z га боғлиқлиги келтирилган. Протон ва нейтронлар сонининг маълум оптимал қийматидан четланиши

(А ўзгармаган ҳолда) боғланиш энергиясининг камайишига, яъни ядро массасининг ортишига олиб келади. Агар массаси кичик бўлган ҳолатга ўтиш механизми мавжуд бўлса, у ҳолда бундай ўтиш ҳамма вақт ўз-ўзидан ортикча энергияни чиқариш йўли билан содир бўлади.

Ортикча нейтронларга эга бўлган ядро протон-нейтронли таркиби маълум оптимал ҳолатни олганга қадар кетма-кет β - парчаланишни ўз бошидан кечиради. Ортикча протонга эга бўлган ядролар эса β^+ - парчаланиш хусусиятига эга. Масса сонлари A жуфт бўлган ҳолларда иккитали изобарларнинг мавжудлиги кузатилган, шу билан бирга бир неча учтали, барқарор изобарлар ҳам учрайди.

β - парчаланадиган жуфт A ли (ж.-ж.) ядролар т.- т. ядроларга, т.- т. ядролар эса ж.- ж. га айланади. Тоқ-тоқ ядроларнинг боғланиш энергияси иккита тоқ нуклон туфайли кўшни жуфт-жуфт ядроларнинг боғланиш энергияларига қараганда анча кичик бўлганлигидан мазкур жуфт A ли ядро массасининг Z га боғлиқлиги ордината ўқи бўйича анча аралашиб кетган иккита функция орқали ифодаланади (1.11- расмга к.). Шунинг учун ҳам ҳар бири жуфт-жуфт таркибдан иборат бўлган иккита ёки учта барқарор изобарларнинг бўлиши мумкин. Учта барқарор изобарлардан бирининг массаси энг кичик қийматга эга бўлади, аммо Z бўйича иккитага фарқ қилганлиги туфайли, катта массали изобар парчаланиш йўли билан кичик массали изобарга ўта олмайди. Бундай ўтиш бир вақтнинг ўзида ядро иккита β - заррани чиқариши мумкин бўлганда (кўш β - парчаланиш) содир бўлар эди. Лекин кўш β - парчаланиш мавжуд бўлган тақдирда ҳам унинг эҳтимоллиги шунчалик кичикки, ҳатто тажрибада қайд қилиш мумкин эмас ва изобарнинг иккаласини ҳам барқарор деб ҳисоблашга тўғри келади. Шуни ҳай айтиб ўтиш керакки, ҳар бир нуклонни ёки нуклонлар гуруҳини ажратиб олиш учун сарфланадиган энергия қиймати ҳам алоҳида аҳамият касб этади. Ядродан нейтронни, протонни ёки α - заррани ажратиб олиш учун энг камида қуйидаги микдорда энергия сарф қилиш керак:

$$\left. \begin{aligned} S_n &= [m_n + M(A-1, Z) - M(A, Z)]c^2, \\ S_p &= [m_p + M(A-1, Z-1) - M(A, Z)]c^2, \\ S_\alpha &= [m_\alpha + M(A-4, Z-2) - M(A, Z)]c^2. \end{aligned} \right\} \quad (1.20)$$

Бу ифодалар нуклон ёки нуклонлар гуруҳининг боғланиш энергияси қийматини беради. Ҳамма ядролар учун $S_n, S_p > 0$. Даврий системанинг сўнгги элементлари учун $S_n < 0$. Шу сабабли улар ўз-ўзидан α -зарралар чиқариш йўли билан парчаланади. Нуклонларнинг боғланиш энергияси S ядродаги нуклонларга тўғри келадиган ўртача боғланиш энергияси $\frac{E}{A}$ дан анча фарқ қилиши мумкин (1.10-расмга қ.).

Гарчи бир нуклонга тўғри келадиган ўртача боғланиш энергиясининг қиймати масса сонининг жуда секин ўзгарадиган функцияси бўлса ҳам, ядронинг биргина қўшма протон ва нейтроннинг қўшилишида оладиган боғланиш энергияси бир ядродан иккинчисига, ҳатто энг яқинига ўтганда ҳам сезиларли даражада ўзгаради. Масалан, қўшимча нейтроннинг боғланиш энергияси (S_n) ^{45}Ti , ^{46}Ti , ^{47}Ti , ^{48}Ti , ^{49}Ti ва ^{50}Ti ядроларда мос равишда 13,19; 8, 88; 11,61; 8,15; 10,93 ва 6,36 МэВ га тенг. Бу ерда масса сонининг жуфт ёки тоқлигига боғлиқ бўлган эффект бир нуклонга тўғри келадиган ўртача боғланиш энергиясига нисбатан анча кучли намоён бўлади. Худди шунга ўхшаш ҳодиса қўшимча протоннинг қўшилишида ҳам содир бўлади. Масалан,

$$^{122}_{50}\text{Sn}, ^{123}_{51}\text{Sb}, ^{121}_{52}\text{Te}, ^{125}_{53}\text{I} \text{ ва } ^{126}_{54}\text{Xe}$$

ядроларига бир протоннинг қўшилиши мос равишда 6,5; 8,6; 5,6; 7,6 ва 4,4 МэВ га тенг бўлган S_p боғланиш энергиясининг ажралиб чиқишига олиб келади.

Яна бир мисол:

^9_4B учун $S_n = 1,67$ МэВ, $S_p = 16,9$ МэВ бўлса, ўртача $\frac{E}{A} \approx 6,5$ МэВ.

S_n, S_p нинг ўзгариши ядродаги нейтрон ва протонлар сонига боғлиқ бўлиб, қатор хусусиятларга эга: жуфтликдаги нуклонни ажратиб олиш энергияси тоқ нуклонни ажратиш энергиясидан ҳамиша катта ва ҳоказо.

Баъзи бир ҳолларда α -зарранинг боғланиш энергиясини ҳисоблаб чиқиш мумкин. Жумладан, α -зарранинг (4,00260 га тенг массали ^4He) уран $^{235}_{92}\text{U}$ (массаси 235, 04393) даги боғланиш энергиясини шу ядроларнинг массаларини ва $^{231}_{90}\text{Th}$ (231,03635) ядросининг массасини билган ҳолда ҳисоблаб чиқиш мумкин: $231,03635 +$

$+4,00260 - 235,04393 = -0,00498$ м.а. б ёки $-4,64$ МэВ. Манфий боғланиш энергияси ^{235}U ядроси ^{231}Th ва ^4He га парчаланишга нисбатан барқарор эмаслигини кўрсатади. α - зарранинг боғланиш энергияси $A \geq 140$ дан бошлаб ҳамма барқарор ядролар учун манфийдир.

Тоқ-тоқ ядролар узок вақт барқарор яшашлари мумкин эмас. Улар тезда β - парчаланиш йўли билан ўзларидан электронлар ва позитронлар чиқариб ё ўнг томондаги, ё чап томондаги жуфт-жуфт элемент ядроларига айланади. Шунинг учун фақат 4 тагина т.-т. ядро бор: ^2H , ^6Li , ^{10}B ва ^{14}N .

Энди табиатда учраши мумкин бўлган химиявий элементлар сони устида тўхтаб ўтайлик. Кейинги ўн йилларда урандан кейинги янги-янги элементларнинг кашф қилиниши ҳозирги замон фани олдиға элементларнинг умумий сони қанча ва яна қанча янги элементлар кашф қилиниши мумкин деган масалани қўймоқда. Бу масала Z нинг юқори чегаравий қийматини аниқлашдан иборат.

Маълумки, атом биринчи орбитасининг радиуси

$$r = \frac{\hbar^2}{mZe^2} \text{ ядро заряди } Z \text{ нинг ортиши билан камайиб}$$

боради. Хисоблашлар шуни кўрсатадики, биринчи Бор орбитасининг радиуси электроннинг комптон тўлқин узунлиги $\frac{\hbar}{mc}$ га яқин бўлса, электроннинг энергияси ядро

майдонида электрон-позитрон жуфтини вужудга келтириш учун етарли бўлиб, бундай атом ўз барқарорлигини йўқотади:

$$\frac{\hbar^2}{mZe^2} \geq \frac{\hbar}{mc}, \quad (1.21)$$

бундан

$$Z \leq \frac{\hbar c}{e^2} \approx 137. \quad (1.22)$$

Шундай қилиб, ядронинг спонтан бўлиниши ва шу каби бошқа айланишларни ҳисобга олмаганимизда элементлар даврий системаси тахминан ядро заряди $Z=137$ бўлган элементгача давом этади. Z нинг худди шундай қийматини боғланиш энергияси формуласини таҳлил қилиш билан ҳам олиш мумкин.

Урандан оғирроқ элементлар барқарор ҳолда мавжуд бўла олмайди. Чунки ядродаги протонларнинг кулон итаришиш кучлари ядронинг тортишиш кучларидан ортиб

кетиб, натижада ядро бекарорлашади. Ядродаги протонлар кулон итаришиш кучларининг нуклонлар ўртасидаги ядро тортишиш кучларидан ортиб кетиши Кулон кучлари таъсир доирасининг катталиги натижасида вужудга келади. Ҳар бир протон ядродаги бошқа ҳамма протонлар билан ўзаро таъсирлашади, бунинг натижасида ўзаро таъсир энергияси ядродаги протонлар сонининг квадрати-га ($\approx Z^2$) пропорционал равишда ортади. Оғир ядролардаги протонлар сони тахминан нейтронлар сонига пропорционал эканлигини ҳисобга олиб, биз ўзаро таъсирнинг кулон энергияси ядродаги зарралар сонининг квадрати (Z^2) га тўғри пропорционал деб қабул қиламиз. Бошқа томондан, ядро тортишиш кучлари қисқа таъсирли кучлар бўлиб, уларнинг таъсири 10^{-15} м атрофидаги масофалардагина билинади, яъни ядро кучлари орқали фақат қўшни зарраларгина таъсирлашиши мумкин. Бу эса ядронинг ўзаро таъсир энергияси, кулон энергиясидаги каби, зарралар сонининг квадрати-га эмас, балки биринчи даражасига пропорционал эканлигини кўрсатади. Бинобарин, зарралар сонининг ортиши билан ядронинг ўзаро таъсир энергияси кулон энергиясига қараганда секинроқ ортади; зарралар сони кам бўлганда ядронинг ўзаро таъсир энергияси кулон ўзаро таъсир энергиясига нисбатан анча катта бўлади, чунки ядро кучлари кулон кучларига қараганда жуда катта. Лекин зарралар сони орта борганда шундай пайт келадик, ядро тортишиш кучлари кулон итаришиш кучларини ҳатто мувозанатлашга ҳам қодир бўлолмай, пировардида юқорида айтганимиздек, ядро бекарорлашади. Z тахминан $120=125$ га тенг бўлганда кулон итаришиш кучлари ядронинг тортишиш кучлари билан тенглашиб, ядро ўз барқарорлигини йўқотади.

1.12- §. Ядронинг энергия сатҳлари

Атом ядроларининг хусусиятлари ядронинг таркиби ва нуклонлар ҳаракатининг характери билан аниқланади. Нуклонларнинг ядро ичидаги фазовий тақсимоти ва улар ҳаракатининг характери ядронинг ички энергиясига боғлиқ. Турғун ядронинг ички энергияси бошқа ҳар қандай парчаланмайдиган квант системасидаги каби, фақат дискрет қийматларнигина қабул қилади. Ядронинг асосий ҳолатига мумкин бўлган энергияларнинг энг кичиги тўғри келади.

Ташқи таъсир натижасида ядро асосий ҳолатдан энергияси каттароқ бўлган қўзғалган ҳолатлар (сатҳлар) га ўтиши мумкин. Қўзғалиш энергияси ядродаги нуклонларнинг боғланиш энергиясидан катта бўлган ҳолда эса ядро алоҳида нуклонларга парчаланади. Қўзғалиш энергияси кичикроқ бўлганда эса ядроларнинг кўпчилиги γ -квантлар чиқариб, маълум дискрет қийматли энергияларга эга бўлган қуйи ҳолатларга ўтади. Ҳар бир қўзғалган ҳолат маълум яшаш даврига эга.

Атом ядросида юз бераётган ҳодисаларни текшираётганда қўзғалган ҳолатларнинг яшаш даврини «ядро вақти» деб аталадиган ва катталиги ёруғлик тезлиги билан учаётган зарранинг ядро орқали ўтиши учун кетадиган ўртача вақтга тенг бўлган вақт билан солиштириш қулайдир. Ядронинг ўртача диаметри $(40 \div 10) \cdot 10^{-13}$ см ни ташкил қилади, шунинг учун ядро вақтининг бирлиги сифатида 10^{-23} с қабул қилинган. Ўртача яшаш даври $10^{-13} \div 10^{-10}$ секунддан катта бўлган радиоактив парчаланаш жараёнлари ядро вақтининг бирлигига нисбатан чексиз секин жараёнлардир.

Ядро ортикча энергиясини электромагнит майдоннинг квантлари орқали йўқотиб, қўзғалган ҳолатдан асосий ҳолатга қайтади. Баъзан қўзғалган ядро асосий ҳолатга ўтиб улгурмасдан, ўзидан нейтронлар, протонлар, дейтронлар, альфа-зарралар ёки ядронинг бошқа каттароқ қисмларини чиқариб бошқа ядрога айланади. Янги ҳосил бўлган ядро асосий ёки қўзғалган ҳолатда бўлиши мумкин. Радиоактив ядролар асосий ҳолатда ҳам ўзидан электронлар, позитронлар ёки бошқа зарралар чиқариб, бошқа элементларнинг ядроларига айланади. Бинобарин, радиоактив ядроларнинг асосий ҳолати ҳам маълум яшаш даври билан характерланади.

Нуклонлар ядро ичида маълум энергия билан ҳаракат қилади. Ядродаги энергия ҳолатлари бир-бирига тенг ёки яқин энергияли сатҳларни ўз ичига олган ва бир-биридан узокроқ жойлашган гуруҳларга бўлинади. Бундай сатҳлар гуруҳи *нуклон қобиғи* дейилади. Ҳар бир нуклон қобиғида орбитал ҳаракати ва спиннинг йўналиши билан фарқ қиладиган бир неча ҳолат бўлиши мумкин. Нуклон сатҳлари бир-биридан чекли энергия интервали билан бўлинганлиги туфайли ядронинг қўзғалган ҳолатлари системасини ёки ядронинг энергия спектрини ташкил этади (115-расм). Ядро томонидан ютилиши мумкин бўлган энергиянинг энг кичик қиймати унинг биринчи қўзғалган

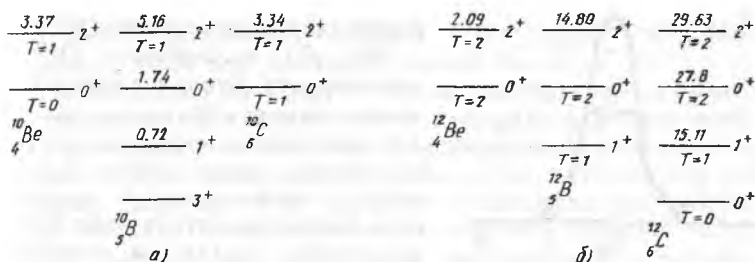
<u>7,1</u>	$3/2^-$	<u>10,8</u>	$3/2^-$
<u>7,5</u>	$5/2^-$	<u>7,2</u>	$5/2^-$
<u>6,5</u>	$5/2^-$	<u>6,5</u>	$5/2^-$
<u>4,6</u>	$7/2^-$	<u>4,5</u>	$7/2^-$
<u>0,48</u>	$1/2^-$	<u>0,43</u>	$1/2^-$
<u>7</u>	$3/2^-$	<u>7</u>	$3/2^-$
${}^7_3\text{Li}$		${}^7_4\text{Be}$	

1. 15- расм.
 ${}^7_3\text{Li}$ ва ${}^7_4\text{Be}$ — кўзгу ядролар-
 нинг энергия сатҳлари
 (МэВ).

ҳолатига мос келади. Биринчи кўзғалган ҳолат енгил ядролар учун характерли бўлган бир нуклоннинг энг яқин бўш ҳолатга ўтиши билан боғлиқ. Ўрта ва оғир ядроларда эса у тўлдирилмаган қобикдаги бир гуруҳ нуклонларнинг энг паст частота билан мажбурий тебранишини ифодалайди. Агар кўзғалиш энергияси биринчи кўзғалган ҳолатнинг энергиясидан катта бўлса, у ҳолда бир неча нуклон кўзғалади ва ортикча энергиянинг бир қисми ташқи тўлдирилган қобиклардаги нуклонларга ҳам берилади. Бунда кўзғалишнинг тўла энергияси кўпгина нуклонлар орасида тақсимланади ва баъзан бир нуклонга мос келувчи боғланиш энергиясига қараганда анча катта бўлиши мумкин. Нуклонлар орасидаги узлуксиз энергия алмашилиши ядронинг ортикча энергиядан тезгина қутулишига тўсқинлик қилади ва кўзғалган ядро анча узок ($\approx 10^{-14}\text{с}$) яшайди. Факат нуклонлари ўта кучсиз боғланган енгил ядролар — ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$ ва ${}^4\text{He}$ кўзғалган ҳолатларга эга эмас. Бошқа ядроларнинг энергия спектрлари мавжуд ва улар ядро оғирлашиб бориши билан мураккаблашади.

Тажрибалар ядро энергия сатҳларининг жойлашишларида ҳеч қандай тартиб мавжуд эмаслигини кўрсатади. Ядроларда атом спектрлари учун характерли бўлган бир хил табиатли спектрлар йўқ (1.15 ва 1.16- расм). Шу сабабли ядро сатҳларини қандайдир гуруҳларга бирлаштирувчи эмпирик муносабатни аниқлаш мумкин бўлмаяпти. Нуклонларнинг кучли ўзаро таъсирлари ва ядрога марказий жисмнинг йўқлиги спектрларнинг мураккаб характерга эга эканлигини билдиради. Ядрога ҳар бир янги нуклоннинг қўшилиши оқибатида ядронинг ўртача потенциали ўзгаради ва шунга мос равишда бошқача энергия спектри ҳосил бўлади.

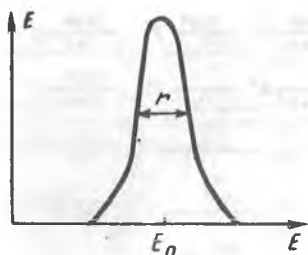
Тажрибаларнинг кўрсатишича, ядро спектрлари характерини сатҳлар орасидаги масофанинг энергия интервали бўйича ўртача қиймати орқали аниқлаш мумкин:



1. 16- расм. а) ^{10}Be ва ^{10}C ядроларда бор ҳолатларга ўхшайди ($T=1$, $2T+1=3$). б) ^{12}Be нинг 0^+ асосий ва биринчи қўзғалган 2^+ ҳолатлари ^{12}B ва ^{12}C нинг қўзғалган ҳолатларига ўхшайди. ^{12}B да бундай ҳолатлар қўш ўхшаш ҳолатлар деб юритилади. Сатҳлар ўнгида спинлар, устида энергия қийматлари (МэВ да) ва остида эса, изотопик спинлар келтирилган.

қўзғалиш энергияси қанчалик юқориок ва ядро таркибидаги нуклонлар сони қанча кўпроқ бўлса, айнан шу сатҳлар орасидаги ўртача масофа D шунча кичик бўлади ва энергия шкаласи бўйича ядро сатҳлари шунчалик зич жойлашади. Йиғилган тажриба маълумотларининг энг кўп қисми ёки жуда кичик (пастки) қўзғалган сатҳларга ёки қўзғалиш энергиялари нейтрон боғланиш энергиясидан юқориок бўлган сатҳларга тааллуқлидир. Қуйи сатҳлар радиоактив парчаланиш ёки зарралар билан тўқнашиш натижасида қўзғалган ядролар ўзидан γ -квант чиқарганида кузатилади. Нейтронларнинг боғланиш энергиялари яқинидаги сатҳлар эса нейтронларнинг ядрога ютилиши ёки ундан сочилиши натижасида ҳосил бўлади. 1.15-ва 1.16-расмдаги ордината ўқи бўйича қўзғалиш энергияси жойлаштирилган диаграммаларда ҳар хил ядроларнинг спектрлари схематик тарзда келтирилган. Ядронинг асосий E сатҳи ноль қийматли қўзғалиш энергиясига мос келади. Ядронинг ҳар бир энергия сатҳи эса горизонтал чизиқ орқали белгиланган. Енгил ядроларнинг ($A < 50$) биринчи қўзғалган сатҳлари E_1 тахминан 1 МэВ атрофида бўлса, оғир ядролар ($A > 200$) учун $\sim 0,1$ МэВ ёки ундан ҳам кичик бўлади.

Қўзғалиш энергияси ортиши билан сатҳлар орасидаги ўртача масофа камая боради. Аммо енгил ядроларда энергияси нейтроннинг боғланиш энергиясига (8 МэВ) тенг бўлган ҳолларда ҳам сатҳлар орасидаги масофанинг



1. 17- расм. Сатҳ кенгли-
гини кўрсатувчи эгри чизик.

қийматлари катталигича ($10^4 \div 10^5$ эВ) қолаверади. Оғир ядролар эса бундай кўзғалиш энергиясига эга бўлганида сатҳлар орасидаги масофа 1—10 эВ ни ташкил этади, холос. Кўзғалиш энергиясининг янада орта боришида сатҳлар яна ҳам яқинлаша боради ва оқибат натижада ядро энергия сатҳларининг дискретлик хусусияти йўқолиб, ядро спектри яхлит

бўлиб қолади. Бундай манзарани ҳар хил масса сонли ядроларнинг кўзғалиш энергиялари $10 \div 20$ МэВ бўлганда кузатиш мумкин. Дискрет сатҳларнинг бирлашиб боришига сабаб яна ядро сатҳларининг энергия бўйича жуда аниқ қийматга эга бўлмаслиги ва уларнинг маълум бир Γ кенгликка эга бўлишидир. Ҳамма ган шундаки, сатҳлар аниқ энергияли бўлмаганлигидан, ядролардан чиқаётган γ -квантлар ҳам аниқ E_0 га тенг энергияга эмас, балки ўзига хос энергия тақсимотига эга бўлади (1.17- расм). Агар Γ сатҳ энергиясининг ноаниқлиги бўлса, у сатҳнинг яшаш вақти τ билан квант механикаси қонунларига асосан $\Gamma \cdot \tau \approx \hbar$ Гейзенберг муносабати орқали боғланган. Е энергияли γ -квантнинг ядродан чиқиш эҳтимоллиги

$$w(E) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma^2}{(E - E_0)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2}$$

дисперсион муносабат билан аниқланади. Бу муносабатдан кўриниб турибдики, E_0 энергияли γ -квантларнинг чиқиш эҳтимоллиги максимумга эга бўлиб, энергия ўзининг энг катта эҳтимолликка эга бўлган қийматидан узоклашиши билан камайиб боради. $E = E_0 \pm \frac{1}{2} \Gamma$ энергияли γ -квантларнинг чиқиш эҳтимоллиги эса максимал қийматдан икки марта кичик. Γ катталик энергетик сатҳнинг кенглиги деб номланиб, γ -квантлар спектрал чизигининг ярим баландлигидаги кенглигига тенг. (1.15- расмга қаранг).

Ядро сатҳи барқарор эмас. Γ билан τ ўзаро $\tau \Gamma \approx \hbar$ муносабат орқали боғланган (бунда τ с ларда, Γ эса эВ ларда ўлчанади). Масалан ^{57}Fe темир изомери 14,36 кэВ

энергияли сатҳининг кенглиги $\Gamma \sim 5 \cdot 10^{-9}$ эВ. Мос равишда 14,36 кэВ сатҳининг яшаш вақти $\sim 10^{-7}$ с.

Сатҳларнинг кенглик (Γ_i)лари уларнинг ораларидаги масофаларга тенглашиб қолган ҳолларда ядронинг энергия спектрлари дискретлик хусусиятларини йўқотади ва ядро ихтиёрий қийматли энергияни ютиш имкониятига эга бўлади. Сатҳ кенглиги ядронинг индивидуал хусусиятларига боғлиқ бўлиб, қўзғалиш энергияси ошиши билан ортиб боради. Ядролар секин нейтронларни ютганида энергиялари боғланиш энергияси ($\approx 7 \div 8$ МэВ) га тенг бўлган қўзғалган сатҳлар орасидаги масофалар кичик бўлишига қарамасдан, улар оралиғида кенглиги $\sim 0,1$ эВ бўлган сатҳлар ҳам кузатилади.

Сатҳлар ўзига хос механик момент — спинлар билан характерланади. Т.-ж. ва ж.-т. ядролар сатҳларининг спинлари $\hbar$ нинг каср сонли қийматларидан, ж.-ж. ва т.-т. ядро сатҳларининг спинлари эса $\hbar$ нинг бутун қийматларидан иборат. Ж.-ж. ядроларнинг асосий ҳолатининг спини одатда нолга тенг.

Умуман олганда берилган атом ядроси учун қўзғалиш энергияси қатор квантланган қийматлар қабул қилиб, уларга маълум қўзғалган сатҳлар мос келади. Масса сони $A \leq 4$ бўлган энг енгил ядролар қўзғалган ҳолатлар тўпламини ҳосил қилмайди, балки хусусий энергиясининг фақат битта қийматига эга бўлади. $A > 4$ ядроларда қатор қўзғалган ҳолатлар бўлиб, ҳар бир ҳолатда ядро фақат чекланган τ вақт давомида яшайди. Бу вақт ўтиши билан қўзғалган ядро ё ўзининг бирор заррасини чиқариб ташлаш билан парчаланади ва пастроқ энергияли сатҳга ўтади, ёки γ -квант чиқариб бирданига асосий ҳолатга ўтади.

Ядронинг энергетик сатҳлари ёйилган бўлади ва уларнинг кенглиги Γ ядронинг қўзғалган ҳолатда яшашининг ўртача вақти τ га тескари пропорционалдир. Ядро қўзғалган ҳолатда қанча оз вақт яшаса, унинг энергетик сатҳининг кенглиги шунча катта бўлади. $\frac{1}{\tau} = \omega$ катталики

ядронинг қўзғалган ҳолатдан пастроқ ҳолатга ёки асосий ҳолатга ўтиш эҳтимоллигини ифодалайди. Юқори энергияли қўзғалган ҳолатлардан ядролар асосий ҳолатга ўзидан нейтрон ва протон чиқариш ёки α - ва β - парчаланиш ва K - камраш йўли билан ҳам ўтади. Бир ва баъзан бир неча

кетма-кет (каскад) гамма-квантлар чиқариш йўли билан ҳам ядро ортикча энергиядан қутулади.

Шунинг учун юкори қўзғалган сатх парчаланишининг тўла эҳтимоллиги w танлаш коидалари рухсат этган барча турдаги ўтишларнинг эҳтимолликлари йиғиндисига тенг:

$$w_1 = w_{\gamma_1} + w_{e_1} + w_{e_2} + \dots + w_{\alpha} + w_{\beta} + w_n + w_p + \dots = \sum w_i. \quad (1.23)$$

Бунда $w_{\gamma_1}, w_{e_1}, w_{e_2}, w_{\alpha}, w_{\beta}, w_n, w_p$ — мос равишда гамма-нурланиш, конверсия, α - ва β - парчаланиш, нейтрон ва протон чиқишининг парциал эҳтимолликлари. Сатхнинг тўла кенглиги $\Gamma = w\hbar$ (1.23) формулага мос равишда парциал кенгликлар йиғиндисидан иборат бўлади:

$$\Gamma = \Gamma_{\gamma_1} + \Gamma_{e_1} + \Gamma_{e_2} + \dots + \Gamma_{\alpha} + \Gamma_{\beta} + \Gamma_n + \Gamma_p + \dots = \sum_i \Gamma_i. \quad (1.23)$$

Сатхнинг ярим яшаш даври

$$\tau = \frac{0,693}{w} = \frac{4,57 \cdot 10^{-16}}{\Gamma}. \quad (1.24)$$

Ҳар бир парциал ўтиш эҳтимоллигига ўзига мос яшаш вақти тўғри келади. Гамма-ўтиш учун — $\tau_{\gamma} = \frac{0,693}{w_{\gamma}}$. Агар

γ -ўтиш билан конверсия ҳодисаси ҳам рўй берса, у ҳолда

$\tau = \frac{\gamma}{1 + \alpha_n}$ бўлади, бунда $\alpha_n = \frac{w_e}{w_{\gamma}}$ конверсиянинг тўла ко-

эффиценти бўлиб, ҳамма электрон қобиклардаги конверсия эҳтимоллигининг мазкур γ -ўтиш эҳтимоллигига бўлган нисбатига тенг.

1.13-§. Нуклонларнинг заряд ҳолатлари. Изотопик спин

Изобар ядроларни кунт билан ўрганиш натижасида характеристикалари бир-бириникига жуда ўхшаш ядролар борлиги аниқланди. Кўп ҳолларда бир ёки бир нечта протони мос микдордаги нейтронга алмаштирилган ядронинг хусусиятлари ўзгармас экан. Бундай ҳолларни тушунтириш учун протон ва нейтронни юкорида кўрганимиздек, икки хил заряд ҳолатига эга бўлган битта зарра деб ҳисоблаш мумкин. Нуклон бундай тасвирланганда қуйидаги бешта эркинлик даражасига эга бўлади: оддий фазодаги силжишларга тўғри келадиган узлуксиз x, y, z ва бири спин ҳолатини, иккинчиси заряд ҳолатини тасвирлай-

диган иккита дискрет эркинлик даражалари. Нуклоннинг икки спин ҳолати ўзаро спин проекцияларининг

$m_z = \frac{1}{2}$ ва $m_z = -\frac{1}{2}$ қийматлари билан фарқ қилади.

Нуклонларнинг заряд ҳолатлари ҳам иккита. Демак, нуклоннинг спин ва заряд ҳолатлари ўртасида формал ўхшашлик бор. Агар заряд ҳолатини изотопик спин деб аталувчи ва T ҳарфи билан белгиланувчи махсус катталик орқали изоҳласак, бу ўхшашлик янада ойдинлашади. Агар нуклонга $\frac{1}{2}$ га тенг изотопик спин берсак, у ҳолда бу

катталик фақатгина $T_z = \frac{1}{2}$ ва $T_z = -\frac{1}{2}$ қийматли икки

проекцияга эга бўлади. Протон ҳолати учун $T_z = \frac{1}{2}$ ва

нейтрон ҳолати учун $T_z = -\frac{1}{2}$ бўлиши қабул қилинган.

Изотопик спин ва унинг проекциялари *изотопик фазо* деб аталадиган махсус абстракт фазода мавжуддир.

Изотопик спиннинг бу фазода $T_z = \frac{1}{2}$ ҳолатдан $T_z = -\frac{1}{2}$

ҳолатга бурилиши протоннинг нейтронга айланишини ифодалайди. Ядронинг изотопик спини алоҳида нуклонларнинг изотопик спинларини қўшиш қондаси бўйича топилади. Масалан, икки нуклондан иборат система изотопик спиннинг $T=0$ ва $T=1$ қийматларига эга бўлиши мумкин. $T=0$ қийматга фақат биргина заряд ҳолати (заряд синглети) мос келади, чунки бу ҳолда биргина проекция бўлиши мумкин. Бундай ҳолатни бир нейтрон ва бир протондан иборат системада амалга ошириш мумкин. Агар икки нуклонли системанинг изотопик спини бирга тенг бўлса, у изотопик спин проекцияларининг $T_z=1$, $T_z=0$ ва $T_z=-1$ қийматларига мос равишда уч хил заряд ҳолатлари (заряд триплети)да бўлиши мумкин. Бу ҳолатларнинг биринчисида система икки протондан (p, p) ташкил топган. Иккинчисида нейтрон ва протондан (n, p) , учинчисида эса икки нейтрондан (n, n) ташкил топган, $m_s=1$, $T=0$ ҳолатга параллел спинли нейтрон ва протоннинг боғланган ҳолати дейтрон тўғри келади. Антипараллел ($T=1$, $m_s=0$) спинли нейтрон ва протондан иборат система бекарор бўлганлигидан бу ҳолда умуман икки нейтрон ёки икки протондан тузилган система ҳам мавжуд эмас.

Шундай қилиб, икки нуклондан иборат система айнан ўхшаш хусусиятларга эга бўлган 3 та ҳолатда мавжуд бўлиши мумкин. Ҳар бир ҳолат ўз изотопик спинига эга бўлади: $T=1$ бўлганлигидан $2T-1=3$ ҳолат ва бошқа хусусиятларга эга бўлган биргина ҳолатда $T=0$ ($2T-1=1$) бўлиши мумкин.

Енгил ядроларда электромагнит ўзаро таъсир кучлироқ бўлганлигидан изотопик спин яхши сақланади. Шунинг учун уларнинг асосий ҳолати изотопик спини

$$\bar{T} = \left| \frac{N-Z}{2} \right| = \left| \frac{2Z-A}{2} \right|, T_{\text{мекс}} > A/2$$

бўлади. Масалан, ${}^3_2\text{He}$ ядроси учун изотопик спин

$$\bar{T} = \frac{4-3}{2} = \frac{1}{2} \text{ бўлади. } \bar{T} = \frac{1}{2} \text{ векторнинг проекциялари}$$

сони $2T-1=2 \cdot \frac{1}{2} - 1 = 2$. Демак, ${}^3_2\text{He}$ нинг хусусиятига

ўхшаш хусусиятга эга бўлган яна бир ядро бўлиши керак.

Бу ядро ${}^3_1\text{H}$ — тритий ядросидир. Чунки бунда ҳам изото-

пик спин $T_z = \frac{1}{2}$, проекцияси эса $T_z({}^3_1\text{H}) = -\frac{1}{2}$. Худди

шундай ${}^7_3\text{Li}$ ва ${}^7_4\text{Be}$ ядролар ҳам $T = \frac{1}{2}$ изотопик спинга

эга. Ваҳоланки, бу ядролар учун $T=1/2, 3/2, 5/2$ ва $7/2$ қийматларга ҳам эга бўлиши мумкин эди. ${}^{10}_4\text{Be}$ ва

${}^{10}_6\text{C}$ учун изоспин проекциялари $T_z = -1$ ва $+1$ қийматга тенг. Шунинг учун $|\bar{T}| \geq 1$. Агар $T=1$ бўлса, ҳолатлар сони $2T+1=3$ бўлади. Унда ${}^{10}_4\text{Be}$ ва ${}^{10}_6\text{C}$ ядролар билан бир вақтда шулар хусусиятига ўхшаш хусусиятли яна бир — учинчи ядро ҳам бўлиши мумкин.

Бундай ядро хусусиятларига ${}^{10}_5\text{B}$ нинг хусусиятлари ўхшашдир. Чунки, бу ядронинг асосий ҳолатларида изоспин $T = \frac{2Z-A}{2} = 0$. Бу ядроларнинг бошқа ўхшашла-

ри топилмади. Шунинг учун $T=1$ да ${}^{10}_4\text{Be}$, ${}^{10}_5\text{B}$ ва ${}^{10}_6\text{C}$ ядролар изотопик триплетни ташкил қилади. Изобар ядролар учун заряд дублетлари, триплетлари ва бошқа заряд мультиплетлари ${}^2_1\text{H}$ ва ${}^2_2\text{He}$ ва ${}^2_2\text{He}$ каби ўхшаш изобарлари бўлмаган синглетлар ҳам учрайди. Бу ядроларнинг изотопик спинлари $\bar{T}=0, 2T+1=1$.

Изоспинлар оддий спинлар каби вектор қўшиш қоидаларига бўйсунди. Бунинг бир гуруҳ далиллари изобар ядроларнинг орасида изоспин мультиплетини ажратиш мумкин бўлган сатҳлар схемаларини такқослашга асосланади. Шунинг учун протонлар ва нейтронлардан иборат нуклонлар системасининг изоспини бир оралатиб ўзгариб $(N-Z)/2$ дан то $(N+Z)/2$ гача қийматлар тўпламини қабул қилади. Изоспин проекцияси изоспиннинг кўрсатилган ҳар қандай қийматларида ҳам $T_z = (N - Z)/2$ ($T_z \leq T$) микдорга эга бўлади. Ядро физикасида нуклонлар изоспинининг проекцияси протонлар учун $-1/2$ ва нейтронлар учун $+1/2$ қилиб танланганки, кўпчилик ядроларда $N > Z$ бўлганлигидан $Z - T$ ўла изоспин проекцияси кўпчилик ядролар учун мусбат бўлади. Кўпчилик ядроларда шундай ҳолатлар, маълумки, уларда изоспин ё $T = (N - Z)/2$ ёки $T = (|N - Z|/2) = 1$ қийматга эга. Шундай ҳоллар ҳам маълумки, уларда $T_z = (N - Z)/2$ бўлганда $T = (|N - Z|/2) + 2$ бўлган ҳолатлар мавжуд.

Мисол тариқасида 1.16-расмда келтирилган ${}^{10}_5\text{B}$ ($T_z = 0$, $T \geq 0$) сатҳларини кўриб чиқамиз. Илгари айтиб ўтилганидек, бу ядрога ${}^{10}_4\text{Be}$ ва ${}^{10}_6\text{C}$ ядро ҳолатларига ўхшайдиган ва ўхшамайдиган ҳолатлар мавжуд. Фақат ${}^{10}_5\text{B}_5$ ядросида мавжуд ҳолатлар $T = 0$ га эга бўлади деб ҳисобланиши табиий, чунки $T = 0$ ${}^{10}_4\text{Be}_6$ ва ${}^{10}_4\text{C}_4$ ядрога пайдо бўлолмайди, чунки уларда $(T_z) = 1$ ва изоспин бирдан катта ёки бирга тенг бўлиши керак ($T \geq 1$).

${}^{10}_4\text{Be}$, ${}^{10}_5\text{B}$ ва ${}^{10}_6\text{C}$ ядролари учун умумий ҳолатлар аксинча $T = 1$ изоспин билан характерланади, яъни изоспин триплетини ташкил қилади.

Изоспиннинг уч қийматига эга ҳолат кузатиладиган ядрога ${}^{12}_6\text{C}$ ядроси мисол бўла олади. 1.16-расмда ${}^{12}_4\text{Be}$, ${}^{12}_5\text{B}$ ва ${}^{12}_6\text{C}$ ядро сатҳлари схемаси кўрсатилган. Расмдан кўринишича ${}^{12}_4\text{Be}$ нинг иккита 0^+ ва 2^+ спинли асосий ва 2,09 МэВ энергияли уйғонган ҳолати ${}^{12}_5\text{B}$ ва ${}^{12}_6\text{C}$ нинг сатҳларига ўхшашдир. Баъзида ${}^{12}_6\text{C}$ ядросида бу ҳолатларни сатҳларига икки марта ўхшаш ёки дубль — ўхшаш деб атайдилар.

Кўриб чиқилган мисоллар шуни кўрсатадики, асосий ва пастки уйғонган ядро ҳолатлари изоспиннинг минимал

мумкин бўлган қийматлари билан характерланади, бунинг дейтон ${}^1_0\text{B}$ ва бошқа кўпчилик енгил $N=Z$ ли ядроларда кўриш мумкин. Бу ядролар пастки ҳолатлари қўшни изобар ядролар ҳолатларига ўхшаш эмас, бошқача айтганда, бу ядроларнинг асосий ва уйғонган ҳолатлари изоспин синглети бўлади. Бу далил тўла аниқлик билан нуклонлараро кучнинг изоспинга боғлиқлигини кўрсатади. Бу боғлиқлик кичик изоспин қийматига эга ҳолатларни пасайишига олиб келади. Ярим эмпирик масса формуласига асосланган баҳолашлар шуни кўрсатадики, мос ички структурали, бир хил спинли ва жуфтликли, бирга фаркланувчи изоспинли ҳолатларнинг энергиялар фарқи (мегаэлектронвольтларда) тахминан куйидагича ифодаланиши мумкин:

$$\Delta E_T = E(A, T+1, T_z = T) - E(A, T, T_z = T) \simeq 200 \frac{T+1/2}{A}. \quad (1.25)$$

Кўриниб турибдики, аслида ҳамма масса сонлари учун бу энергиялар фарқи етарлича катта миқдорга эгадир, масалан, ${}^{12}_6\text{C}$ ($T=0$) учун $\Delta E_T \simeq 8 \text{ МэВ}$, ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ учун $\Delta E_T \simeq 20 \text{ МэВ}$. Ядроларда бу ҳол учун фақат кичик изоспинли ҳолатларнинг кузатилишини тушунтиради: T нинг катта қийматли ҳолатлари шунчалик катта энергияга эгаки, пировардида нуклон чиқариш останавий энергиясидан етарлича юқорида ётиши керак ва шунинг учун мавжуд бўла олмайди.

Изоспин квант сонлари оғир ядроларда енгил ядролардагидек муҳим эмасдек туюлади. Аслида эса, кулон ўзаро таъсирнинг роли ядро заряди ортиши билан ортади ва у ҳар хил изоспинли ҳолатларни каттиқ аралаштириб юбориши лозим. Аммо у бундай эмас экан. Оғир ядроларда ҳам ўхшаш ҳолатлар топилган.

Юқоридаги ўхшаш ядролар табиати ўқувчига янада тушунарлироқ бўлсин учун қўшимча равишда яна бир мисол кўриб чиқамиз.

${}^7\text{Li}$ ва ${}^7\text{Be}$ ядроларининг асосий ҳолатлари бир-биридан

$$\Delta E = \Delta U_{\text{Кул}} - \Delta m_N$$

энергияга фарқ қилади. Бунда $\Delta U_{\text{Кул}}$ — кулон энергиялари фарқи, Δm_N — нуклонлар массаларининг айирмаси,

$m_n > m_p$. ${}^7\text{Li}(3p+4n)$ ва ${}^7\text{Be}(4p+3n)$ лар энергия ҳолатларининг ўхшашлиги ($p-p$) ва ($n-n$) ўзаро таъсирларнинг айнанлигидан келиб чиқади. Бу тахмин ядро кучлари заряд симметриясига эга ёки зарядга боғлиқ эмас, деган гипотезага олиб келади. «Кўзгу» ядроларнинг хусусиятларини ўрганиш ($n-n$) ва ($p-p$) ўзаро таъсирларнинг ўхшашлигини кўрсатди. Лекин ($n-p$) ўзаро таъсир тўғрисида маълумот олиш ва нуклонлар орасидаги ($p-p$), ($n-n$) ва ($p-n$) кучларни ўзаро солиштириш учун шундай учта ядрони олишимиз керакки, улар биридан бир жуфт ҳар хил нуклонлари билан фарқ қилсин. Енгил ядролар ичида жуфт масса сонига эга бўлган ${}^{10}\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$ ва ${}^{10}\text{C}$ изобар ядролар шундай хусусиятларга эга (1.16- расмга қ.). ${}^{10}\text{Be}$ ва ${}^{10}\text{C}$ ядроларнинг (1.25) коидага мувофиқ ҳисобланган изотопик спин проекциялари мос равишда -1 ва $+1$. Шунинг учун $T=1$. Агар $T=1$ деб қабул қилсак, T нинг проекциялар сони $2T+1=3$ бўлганлигидан, ${}^{10}\text{Be}$ ва ${}^{10}\text{C}$ ларникига ўхшаш хусусиятларга эга бўлган учинчи изобар ядро мавжуд деб тахмин қилиш мумкин. Ҳақиқатдан ҳам ўхшаш хусусиятли учинчи изобар ядро ${}^{10}\text{B}$ эканлиги топилди. Лекин бу ядронинг асосий ҳолатининг изоспини $T = \frac{2Z-A}{2} = 0$ бўлганлиги-

дан ўхшашлик кўзгалган ҳолатига тўғри келди. Бошқа ўхшаш изобар ядролар топилмади. Демак, ҳақиқатдан ҳам учала ${}^{10}\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$ ва ${}^{10}\text{C}$ ядро учун $T=1$ бўлиб, улар изотопик триплет ҳосил қилар экан. Бу ядроларнинг ҳар бирини уларга умумий бўлган ($4p+4n$) гуруҳ ва жуфт ($n-n$, $n-p$, $p-p$) нуклонлардан иборат деб ҳисоблаш мумкин. Бу уч ядро ҳолатлари структурасини таккослаш ҳам уларда тўла ўхшашлик борлигини ва бинобарин, ($n-n$) = ($n-p$) = ($p-p$) кучларнинг мутлақо айнанлигини кўрсатади. Ядро кучларининг зарядга боғлиқ эмаслиги тўғридан-тўғри (p, p) ва (p, n) ва билвосита (n, n) сочилишлар бўйича ўтказилган экспериментларда ҳам тасдиқланган.

Шундай қилиб, изотопик инвариантлик енгил ядролар учун тўла бажарилди. Аммо кулон энергиясининг ортишига қарамасдан (масалан, кўрғошнинг изотопи ${}^{208}\text{Pb}$ учун $E_{\text{Кул}} \simeq 780 \text{ МэВ}$), тажрибаларнинг кўрсатишича, изоспин ўрта ва оғир ядролар учун ҳам сақланидиган яхши квант сон экан. Ўрта ва оғир ядролар изотопик мультиплетларга эга, хусусан, энергия сатҳларининг тузилиши жуда ўхшаш бўлган ядролар ҳам кам эмас. Мисол тариқасида

$^{209}_{83}\text{Bi}$ ва $^{209}_{82}\text{Pb}$ изобарни кўриб чиқайлик. (1.25) коидага мувофиқ ^{209}Pb ва ^{209}Bi ядроларнинг асосий ва биринчи кўзғалган ҳолатлари учун изоспинлар $T_{Pb}=22\frac{1}{2}$ ва

$T_{Bi}=21\frac{1}{2}$ кийматга эга. Агар аҳвол енгил ядролардагидек

бўлса, ^{209}Bi ядросида изоспини $T=22\frac{1}{2}$ сатҳлар мавжуд

ва унга мос равишда изотопик мультиплет таркибига кирувчи ^{209}Pb нинг ўхшаш сатҳлари бўлиши зарур. Bi нинг шу сатҳи ^{209}Pb нинг ўхшаш (аналог) сатҳи деб аталади. Худди шундай кўзғалган ҳолатларнинг ҳам ўхшаш ҳолатлари ҳақида гапириш мумкин. Ўхшаш ҳолатлар катта кўзғалиш энергиясига эга. Изотопик мультиплетга кирувчи сатҳларнинг тузилиши бир хил бўлганлигидан, уларнинг ядро кучлари вужудга келтирган боғланиш энергияси ҳар хил бўлади. Демак, ^{209}Pb ядросининг асосий ҳолат боғланиш энергияси унинг ^{209}Bi даги аналог ҳолатининг боғланиш энергиясидан бир дона протоннинг

$\Delta E_{\text{Кул}}$ кулон энергияси билан фаркланади. Шунинг учун асосий ҳолатнинг ўхшаш кўзғалган сатҳи энергияси

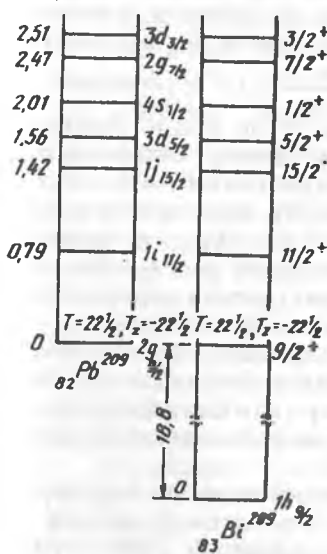
$$E_a = \Delta E + \Delta E_{\text{Кул}}$$

формула ёрдамида аниқланади. Бунда $\Delta E = E_p(^{209}\text{Bi}) - E_n(^{209}\text{Pb})$ ҳад ^{209}Bi ва ^{209}Pb нинг боғланиш энергиялари фарқи. Кулон энергияси қуйидаги формула орқали аниқланади:

$$\Delta E_{\text{Кул}} = 1,45 \cdot Z \cdot A^{1/3} - 1,03 \text{ МэВ.}$$

Биз текшираётган ядролар учун $\Delta E \approx -0,2 \text{ МэВ}$, $\Delta E_{\text{Кул}} \approx 19 \text{ МэВ}$ бўлганлигидан $E_a = 19 - 0,2 = 18,8 \text{ МэВ}$. Демак, ^{209}Bi ядросидаги ^{209}Pb асосий ҳолати ўхшаш сатҳининг энергияси $18,8 \text{ МэВ}$ экан.

^{209}Pb ядроси кўзғалган ҳолатларининг ўхшаш сатҳлари мос равишда кўзғалиш энергиясига қараб юқори кўтарилган бўлади (1.18- расм).



1. 18- расм. ^{209}Bi ва ^{209}Pb ядроларининг $T=22\frac{1}{2}$ ли изотопик мультиплетга кирувчи энергия сатҳлари (МэВ).

Ўхшаш ҳолатлар юқори кўзғалиш энергияларига мансуб. Энергия ортиши билан уларнинг зичлиги экспонента бўйича ортиб боради. ^{205}Bi ядросининг биринчи ўхшаш 18,8 МэВ ли сатҳи соҳасидаги зичлик: 1 МэВ га 10 сатх.

Изобар ядроларнинг ўзгармас T қийматли ўхшаш ҳолатлари бир хил хусусиятларга эга, шунинг учун улар шартли равишда заряд *мультиплетлари* деб аталадиган гуруҳларга бирлаштирилади. T нинг қийматига мазкур мультиплетдаги $2T+1$ компонента тўғри келади. Шундай қилиб, $T=\frac{1}{2}$ қийматга заряд дублети, $T=1$ қийматга заряд триплети мос келади ва ҳ.к. Жуфт масса сонли изобарларда заряд синглети ($T=0$), заряд триплети ($T=1$) ва ҳ.к. лар бўлиши мумкин. Тоқ A ли изобарларда заряд дублети $T=\frac{1}{2}$, заряд кuartети $T=\frac{3}{2}$ бўлиши мумкин ва ҳ.к. Тажрибалар изотопик спиннинг сақланиш қонунини тасдиқлайди. Шунинг учун ядро ҳолатлари энергия, спин ва жуфтлик билангина характерланмай, изотопик спин билан ҳам характерланиши лозим.

1.14- §. Ядронинг кулон ва ядро потенциали

Ханузгача нуклонларни ядрога жипслаштириб турувчи кучларнинг табиати тўла аниқланмаган. Атом ядросининг таркиби ўзаро кулон итарилиш кучи таъсирида бўлган Z протонлар ва $A-Z$ нейтронлардан иборатдир. Атом ядроси протонлар ўзаро электр итарилиш кучлари таъсирида ажралиб кетмайдиган барқарор система эканлиги атом ядроларида «ядро кучлари» деб аталувчи тортишиш кучлари болигидан далолат беради. Ядро кучлари кулон, электромагнит ва гравитацион кучлардан фарқли ўларок, алоҳида типдаги кучдир. Шунинг учун ҳам ядро кучларининг табиатини ўрганиш ядро физикасида марказий масалалардан бири бўлиб ҳисобланади. Биз ядро кучларининг хусусиятлари ва характерли томонларини келгуси параграфда баён этамиз, ҳозир эса протонлар орасидаги электр таъсир кучлари тўғрисида қисқача тўхталиб ўтамиз.

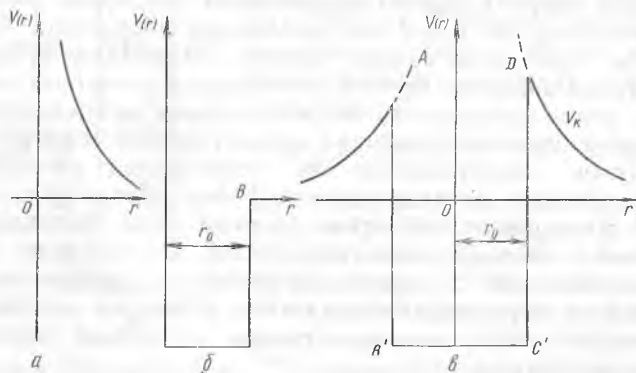
Ze зарядга эга бўлган R радиусли ядро ўз атрофида $r \gg R$ масофада $E = \frac{Ze}{r^2}$ кучланишли электр майдон ҳосил қилади. Ядронинг электр майдони Резерфорд тажрибаси-

даги сингари, зарядланган зарраларнинг сочилишини ўрганиш йўли билан тадқиқ этилади. α - зарралар ёрдамида ўтказилган экспериментлар ядродан анча узоқ масофалардаги ($r > 1,3 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3}$ см) майдон кулон майдони бўлиб, майдон потенциали r масофага тескари пропорционал $U = \frac{Ze}{r}$ эканлигини ва катта энергияли зарраларнинг

сочилишида яқин масофаларда Кулон қонунининг кескин бузилишини кўрсатади. Ядрога бевосита яқин масофаларда Кулон итаришиш кучлари билан бир қаторда нуклонлараро тортишиш кучлари — ядро кучлари мавжуд бўлади. Z_1e зарядли зарраларни ядро майдонида Кулон итаришиш потенциал энергиясининг масофага боғланиши

$$U = \frac{Z \cdot Z_1 \cdot e^2}{r} \quad (1.26)$$

гипербола чизигини ифодалайди (1.19-а расм). Ядро тортишиш потенциал энергиясининг масофага нисбатан ўзгариши бизга номаълум, шунинг учун ядро кучларининг таъсир қонуни ҳам маълум эмас. Аммо ядронинг ўзаро тортишиш потенциал энергиясининг ишораси манфийдир, қиймати эса ядронинг ичида ўзгармас бўлиб, унинг чегарасида нолгача кескин ортиб боради. Масофанинг ортиб бориши билан ядро кучларининг таъсири кескин камайиб, $r > R$ масофаларда йўқ даражада бўлиб қолади.



1.19- расм. Ядро билан мусбат зарядли зарра ўзаро таъсир энергиясининг масофага кўра ўзгариши: а) зарра ва ядронинг кулон итаришиши; б) ядро кучларини ифодаловчи тўғри бурчакли потенциал ўра; в) ядро ва кулон ўзаро таъсирларининг қўшилишидан ҳосил бўлган потенциал ўра.

Бу масофаларда фақат Кулон итаришиш кучлари мавжуд, холос.

Ҳозир олимлар ядро кучлари потенциалига яқинроқ келадиган ҳар хил типдаги потенциалларни таклиф қилишган. Масалан, Гаусс потенциали $U(r) = -U_0 e^{-\lambda^2 r^2}$, экспоненциал ўра потенциали $U(r) = -U_0 e^{-\lambda r}$, Юкава потенциали $U(r) = -U_0 \cdot \frac{1}{r} \cdot e^{-\lambda r}$ ва х.к. Аммо бу потенциалларнинг ҳаммасини ихтиёрий олинган иккита параметр — потенциал ўранинг чуқурлиги U_0 ва ядро кучлари таъсир радиусининг қиймати $\frac{1}{\lambda} = r_0$ — характерлайди.

Ядро кучларининг табиатини ҳали яхши билмаганлигимиз учун эгри чизиқнинг пасайиш еридаги аниқ шаклини белгилаш қийин. Муҳими шундаки, электр кучининг таъсири туфайли, ядро атрофида $ABCD$ потенциал тўсик ҳосил бўлади (1.19- в расм). Ташқаридан келадиган ҳар бир зарядланган зарра ядро ичига кириши учун шу тўсикни бартараф этиши, бошқача айтганда, у B нуктадаги тўсик баландлигини енгиб ўтишга етарли даражадаги энергияга эга бўлиши керак. Шунга ўхшаш, ядро ичидаги зарра сиртга чиқиши учун ҳам шу тўсикни енгиб ўтиши керак (бу ерда «тўсик» атамаси тимсол тарзида қўлланилганини айтиб ўтиш зарур). Албатта, ядро атрофида ҳеч қандай моддий тўсик йўқ, бироқ ядро атрофидаги электр кучи шундайки, агар уларни соф механик кучлар билан алмаштирилса, уларнинг таъсири тўсикка тенг келади. Радиуси R_1 , заряди Z_1e бўлган ядро атрофидаги потенциал тўсикнинг R_2 радиусли ва Z_2e зарядли мусбат зарра учун бўлган U баландлиги зарра ва ядронинг бир-бирига тўқнашув пайтидаги Кулон итаришиш энергияси билан аниқланади:

$$U_{Кул} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{(R_1 + R_2)} \quad (1.27)$$

Агар R_1 ва R_2 радиусларни фермиларда, энергияни МэВ да ифодаласак:

$$U_{Кул} = 1,44 \frac{Z_1 Z_2}{(R_1 + R_2)} \text{ МэВ}. \quad (1.28)$$

Ядро физикасининг кейинги даврдаги ривожланиши потенциал ўранинг ўтиб бўлмайдиган тўсик эмаслигини ва

уни четлаб ўтиш мумкинлигини кўрсатиб берди. Ўранинг параболик ёки тўғри бурчакли бўлишидан қатъи назар, унинг четлари мумкин қадар етарли даражада эгилиб кўтарилиши лозим. Шунинг учун ҳам одатда тўғри бурчакли потенциал ўрадан фойдаланилади:

$$\left. \begin{aligned} r < r_0 \text{ бўлганда, } U(r) &= -U_0 \\ r > r_0 \text{ бўлганда, } U(r) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (1.29)$$

1.19-б расмда тўғри бурчакли ўра тасвирланган, 1.19-в расмда эса ядро ва кулон кучларининг ўзаро таъсирлари бир-бирига қўшилиши натижасида пайдо бўлувчи эгри потенциал (потенциал ўра ва тўсик) кўрсатилган. Ядро радиуси сифатида $R \equiv r_0$ ни қабул қилиш мумкин. Шундай қилиб, атом ядросини ичига нуклон зарралари жойлаштирилган ўра — «кутича» деб қабул қиламиз. Агар нуклоннинг кинетик энергиясини нуклон боғланиш энергияси (8 МэВ) га тенг деб қабул қилсак, бундай қутичанинг ўлчамлари нуклоннинг де-Бройль тўлқин узунлигидан кичик бўлмаслиги керак:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2mE}} \approx 1,5 \cdot 10^{-15} \text{ м.}$$

Ўртача массали ($A \sim 100$) ядроларнинг радиусини $6,7 \cdot 10^{-15} \text{ м}$ деб қабул қиламиз. Агар $R = 1,3 \cdot 10^{-13} \times A^{1/3} \text{ см}$ эканлигини ҳисобга олсак, протон учун зарядли ядро кулон тўсиғининг баландлиги

$$U_{\text{кул}} \simeq \frac{Z}{A^{1/3}} \text{ МэВ} \quad (1.30)$$

бўлади. Одатда, бошқа енгил бомбардимончи зарралар учун $R_2 = 0$ деб қабул қилинади. Ядронинг радиуси $R = 1,6 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3} \text{ см}$ эканлигидан фойдаланиб, ^{14}N ядросининг α -зарраси учун потенциал тўсиғининг баландлиги $\simeq 3,2 \text{ МэВ}$ бўлишини топамиз. Умуман, $U_{\text{кул}}$ тўсик баландлиги оғир ($A \approx 200$) ядролар учун $\approx 30 \text{ МэВ}$ ни, протонлар ва дейтронлар учун $\approx 15 \text{ МэВ}$ ни ташкил қилади. Ядродан чиқиб келаётган зарраларнинг кинетик энергияси эса 4—10 МэВ атрофида, яъни тўсик баландлигидан анча паст бўлади. Бу ҳол «туннель эффекти» мавжудлигидан дарак беради. Бу механизм квант механикаси асосидагина тушунтирилиши мумкин.

Нейтронлар зарядга эга эмас. Улар кулон тўсикқа учрамасдан, кичик энергияли бўлса ҳам бемалол ядрога

яқинлашаверади. Нейтроннинг ядро потенциали эса протонникидай қийматга эга. Шунинг учун нейтроннинг ядро билан ўзаро таъсири учун қуйидаги тенглик ўринли:

$$\left. \begin{aligned} U &= -U_0 & 0 < r < R, \\ U &= 0 & r > R. \end{aligned} \right\} \quad (1.31)$$

1.15- §. Жуфт-токлик

Квант назариясида зарранинг ҳолати x, y, z координаталарга ва вақтга боғлиқ бўлган $\Psi(x, y, z)$ тўлқин функция билан тасвирланади. Агар координаталарнинг ишораси ўзгартирилганда (инверсияда) функция ўз ишорасини ўзгартирмаса, яъни

$$\Psi(-x, -y, -z, t) = \Psi(x, y, z, t) \quad (1.32)$$

бўлса, бу ҳолатни *жуфт ҳолат*, функцияни эса *жуфт функция* дейилади. Акс ҳолда, яъни

$$\Psi(-x, -y, -z, t) = -\Psi(x, y, z, t) \quad (1.33)$$

бўлса, *тоқ ҳолат* ёки *тоқ функция* дейилади. Бу операция қуйидагича ёзилади:

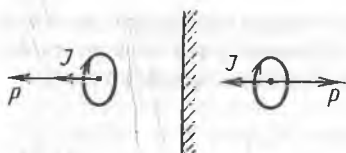
$$P\Psi(x, y, z, t) = \Psi(-x, -y, -z, t) = \pm 1 \cdot \Psi(x, y, z, t). \quad (1.34)$$

P — координаталар ишорасини ўзгартирувчи оператор

$$(1.34) \text{ га мувофиқ } P^2\Psi = \hat{P}\hat{P}\Psi = (\pm 1)^2\Psi = \Psi, \text{ яъни}$$

кетма-кет икки марта бажарилган $\hat{P}$ операция физик системани бошланғич ҳолатига қайтаради. Умуман, акс эттириш билан боғлиқ бўлган ҳар қандай операция кетма-кет икки марта бажарилса, физик системани бошланғич ҳолатига қайтаради.

P - жуфтлик тушунчасига асосан, бу операция таъсирида зарранинг импульси ўз йўналишини тескарига ўзгартириши керак. Зарранинг кўзгудаги аксида импульснинг йўналиши зарра импульсига қарама-қарши йўналган. Лекин бу операция таъсирида импульс моменти, шунингдек, спин ўз йўналишини ўзгартирмайди. Биз бундан буён P кўзгу (ва кейинчалик кўриладиган T, C кўзгу) ёки умуман кўзгу акси деганимизда тегишли операция



1. 20- расм. Кўзгу аксига (P — кўзгуга) нисбатан импульс (P)нинг ва ҳаракат микдори моменти (J) нинг ўзгариши.

инверсиясини тушунамиз, чунки кўзгу акси ва инверсия операциялари бир-бирлари билан боғланган. Масалан, фазо инверсияси деганда координаталар бошидан ўтган бирор текисликка нисбатан кўзгу акси ва сўнгра шу кўзгу аксини кўзгу текислигига тик ўтган ўк атрофида 180° га буришдан иборат операциялар натижасини тушунамиз. 1.20- расмдаги кўзгу текислигига импульс йўналиши нормал бўлмаганда кўзгу акси инверсияни бермаган бўлар эди ва кўзгу орқали инверсияни ҳосил қилиш учун юқорида айтгандек иш тутишимиз керак бўларди.

P - жуфтликнинг сақланиш қонуни системада бирор физик ҳодиса рўй берганда унинг кўзгудаги тасвирида ҳам шу ҳодисанинг ўша йўналишда рўй беришини кўрсатади. Математика таъбири билан айтганда, P - жуфтликнинг сақланиши физик қонунларнинг фазовий координаталар ишорасининг ўзгаришига боғлиқ эмаслигини ифодалайди.

Кучсиз ўзаро таъсирда P - жуфтликнинг сақланиш қонуни бузилади. Аммо кучли ва электромагнит ўзаро таъсирларда P - жуфтлик сақланади ва бундай жараёнларда яхши квант сони бўлиб қолади. P - жуфтлик «эталон» зарралар — протон, нейтрон, Λ^0 -гиперонларга нисбатан аниқланади. Протон, нейтрон ва Λ^0 -гиперонларнинг ҳар бири учун $P = +1$ қабул қилинган.

Жараённинг тўла жуфтлиги ички жуфтлик (P) ва спин моменти (I) орқали белгиланганлигидан, одатда, бу икки катталиқ бирга ёзилади. Масалан, протон учун

$I = \frac{1}{2} \cdot P = +1$. Шунинг учун $I^P = \frac{1^+}{2}$ кўринишда ёзиш қулайдир.

Марказий симметрик майдондаги l орбитал ҳаракат моментига ва P ички фазовий жуфтликка эга бўлган зарранинг жуфтлиги

$$\pi = (-1)^{lP}$$

бўлади.

Жуфтлик сақланиш қонуни ядровий жараёнларнинг ўтишига маълум чекланишлар қўяди. Шу сабабли ядровий система жуфтлигини аниқлаб олиш муҳимдир.

Олдин умумий инерция маркази тинч ҳолатда бўлган

координата системасида иккита A ва B зарралар системасини кўриб чиқамиз. Бундай системанинг тўлқин функциясини урта тўлқин функциялар кўпайтмаси кўринишида ифодалаш мумкин:

$$\Psi_{A+B} = \Psi_A \cdot \Psi_B \cdot \Psi_{IAB}$$

Бу ерда Ψ_A ва Ψ_B — зарраларнинг ички ҳолатларини ифодаловчи тўлқин функциялар, Ψ_{IAB} — A ва B зарралар нисбий ҳаракатининг тўлқин функцияси. Жуфтликни аниқлаш координатлар инверсияси ва $\Psi(x, y, z)$ $\Psi(-x, -y, -z)$ функцияларининг ишораларини таққослашдан иборат бўлганлиги учун бу операцияни Ψ_A , Ψ_B , Ψ_{IAB} га нисбатан кетма-кет ўтказиш мураккаб системанинг жуфтлигини аниқлаш қоида-сига олиб келади. Уни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$P_{A+B} = P_A \cdot P_B \cdot P_{IAB}$$

Демак, мураккаб системанинг жуфтлиги таркибий қисмларнинг ички жуфтликлари ва нисбий ҳаракат тўлқин функцияси жуфтлигининг кўпайтмасига тенг. Шундай қилиб, ҳаракат микдорининг орбиталь моменти l бўлган нисбий ҳаракатни ифодаловчи тўлқин функциясининг жуфтлиги

$$P_{IAB} = (-1)^l \text{ бўлади. } A+B \text{ системанинг жуфтлиги } P_{A+B} = (-1)^l P_A P_B;$$

Протон ва нейтроннинг ички жуфтликларини одатда бир хил ва мусбат деб қабул қилинади. Уларнинг ички жуфтликлари шартли равишда $+1$ деб қабул қилинган.

Агар протон жуфтлиги ихтиёрий равишда қабул қилинган бўлса, бу ҳолда бошқа зарралар учун у протон жуфтлигига нисбатан танланади. Масалан, антипротон учун ички жуфтлик — 1 га тенг. Бу — релятивистик квант механикасининг натижасидир: агар зарра фермионларга тааллуқли бўлса, зарра ва антизарранинг жуфтликлари қарама-қарши бўлади. Бозонлар учун зарра ва антизарранинг ички жуфтликлари бир хил бўлади.

Ички жуфтлик тушунчаси масалалари нолдан катта бўлган зарралар учун аниқланган, чунки зарранинг жуфтлиги у тинч ётган координата системасида аниқланади. Зарранинг ички жуфтлиги квантомеханик тушунча бўлиб, спин каби классик ўхшашликка эга эмас.

Атом ядроси каби мураккаб система ҳолатининг жуфтлилиги шу ҳолат ҳосил бўлиши мумкин бўлган турли

жараёнлар эҳтимоллиги ҳақидаги маълумотлар мажмуаси орқали аниқланади.

Агар ядрони ифодалаш учун бирор бир назарий модель қабул қилинса, у ҳолда унда жуфтлик назарий равишда икки заррали система учун қўлланилган мулоҳазалар ёрдамида аниқланиши мумкин. Масалан, айрим ядровий ҳолатлар охириги тоқ зарранинг жуфт-жуфт асос нуклонлари юзага келтирган мослашган сферик-симметрик майдондаги ҳаракати асосида ифодаланиши мумкин. Бунда бундай ҳолатнинг жуфтлигини асос функцияси жуфтлигини $(-1)^{l_N}$ га қўпайтирилган кўринишда аниқланади. Бу ерда l_N —асос майдонида ҳаракат қилаётган охириги нуклоннинг орбиталь моменти.

Жуфт-жуфт ядролар асосий ҳолатларининг жуфтлиги $+1$ га тенг деб қабул қилинади. Бу қиймат турли тажрибаларнинг натижалари ва назарий мулоҳазаларга мос келади. Ушбу ядролар спинини муҳокама қилинганда қайд қилиб ўтилганидек, бир хил нуклонлар жуфтлашган гуруҳларга йиғилади ва уларнинг якуний моменти нолга тенг бўлади. Бундай жуфтларда нуклонлар бир хил орбиталь моментга эга. Нуклонларнинг бундай жуфтлари мусбат жуфтликка, $(-1)^{2l} = +1$ га тенг, яъни ҳамма ҳолатлар жуфтлиги мусбат бўлади.

Юқорида қайд қилиб ўтилганидек, гамилтонианнинг инверсияга нисбатан инвариантлиги жуфтлик-ҳаракат интегралли деган хулосага олиб келади. Бу эса, ҳар хил ядровий жараёнларда жуфтликнинг сақланиши лозимлигини билдиради.

Лекин жуфтликнинг сақланиш қонуни универсал характерга эга эмас. Маълум бўлишича кучсиз ўзаро таъсир сабабли юз берадиган жараёнларда у сақланмас экан. Бунинг оқибатида ядро тўлқин функцияларида жуда кичик компонентлар (амплитудаси $\approx 10^{-6}$) пайдо бўлади. Уларнинг жуфтлиги тўлқин функцияларининг асосий компонентлари жуфтлигига қарама-қарши бўлади. Ядровий ҳолатлар структурасини ўрганишда кўп ҳолларда уларни эътиборга олмаслик мумкин. Ядро ҳолатларида жуфтликнинг сақланмаслиги ҳодисаларини тажрибада кузатилишини III бобда кўриб чиқилади.

Шундай қилиб, катта аниқлик билан ҳар бир ядровий ҳолат энергия, спин ва бошқа квант сонларидан ташқари яна жуфтлик квант сони билан ҳам тавсифланади.

Агар ядрони бир-бирига боғлиқ бўлмаган ҳаракатдаги

нуклонлар тўпламидан иборат деб тасаввур қилсак, унинг жуфтлиги нуклонлар жуфтлигининг $(-1)^{\sum k}$ га кўпайтмасига тенг бўлади. Нуклонларнинг жуфт-тоқлиги мусбат бўлганлигидан, улар ҳолатининг жуфт ёки тоқлиги l нинг жуфт ёки тоқлигига боғлиқ бўлади. Ядронинг жуфт-тоқлиги эса ҳамма l ларнинг йиғиндиси билан аниқланади.

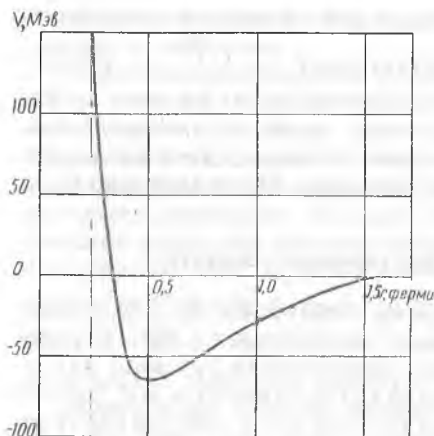
1.16- §. Ядро кучларининг табиати

Ядро кучларининг таъсир қонуни ва бу кучларнинг табиати масаласи ҳозирча тўла ечилганича йўқ. Шунинг учун ҳам ядро кучларининг характерини ўрганиш мақсадида ўтказилган тажрибалар катта аҳамиятга эга. Ядрони таркибий қисмларга ажратиш учун катта энергия зарурлиги ядрода нуклонлар катта куч билан бир-бирига тортилади, деган ҳулосага олиб келади. Бу кучлар *ядро кучлари* деб аталади.

Ядро кучларининг хусусиятларини ўрганиш учун нуклонларни ядроларда, масалан, водород изотопларида сочилиши устида ўтказилган тажриба натижаларидан ҳамда ядро айланишларини ва ядро нурланишларини текшириш натижасидан фойдаланилади.

Протонларни ядрода боғлаб туриш учун ядрода электростатик итаришиш кучларидан катта бўлган тортишиш кучлари мавжуддир. Дарҳақиқат, агар биз икки протонни электростатик итарилишини енгган ҳолда бир-бирига 1 ферми масофагача яқинлаштирсак, улар ўртасидаги кулон итаришиш кучидан тахминан 100 марта катта тортишиш кучи вужудга келади. Худди ана шу куч мусбат зарядли протонларни ядрога ушлаб туради. Лекин ярим ферми масофада эса боғловчи кучдан кўп марта катта бўлган итаришиш кучи вужудга келади.

Электромагнит кучларидан кўп марта кучли бўлган бундай ўзаро таъсир фақат протонларгагина хос эмас. Нейтронлар ҳам ўзаро ва протонлар билан худди шу кучлар воситасида боғланади. Кейинчалик кўрамизки, бундай ўзаро таъсир адронлар деб аталувчи гуруҳ зарраларининг ҳаммасига хосдир. Бундан ўзаро таъсирни графикда зарралар орасидаги масофа функцияси — U потенциал энергия кўринишида тасвирлаш мумкин (1.21-расм). Зарралар орасидаги масофани абсцисса ўқи бўйлаб, потенциал энергияни эса ордината ўқи бўйлаб жойлаштирамиз. Агар икки зарра бир-бирдан 1,5 ферми-

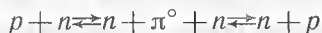


1. 21- расм. Тажрибадан олинган протон билан протоннинг ўзаро таъсирининг потенциал энергияси.

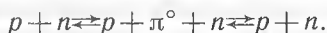
дан катта масофада бўлса, уларнинг ўзаро потенциал энергияси $U=0$, яъни улар ўртасида ўзаро боғловчи куч йўқ. Зарралар бир-бирига яқинлашиши билан улар ўртасида тортишиш кучи оша бошлайди ва натижада ўзаро потенциал энергиянинг алгебраик қиймати камаяди. Юкорида айтганимиздек, 0,5 фермига яқин масофадан бошлаб зарралар ўртасида яна ўзаро итаришиш кучи вужудга келади ва зарраларни янада жипсрок яқинлаштириш учун кучли ташқи сиқувчи куч ($U>0$) керак бўлади.

Биламизки, ядро зарралари бир-бирлари билан ўзаро кучли таъсирда бўлади. Бу ўзаро таъсир доираси кичик бўлганлиги сабабли ҳар бир ядро зарраси фақат қўшни зарралар билан ўзаро таъсирда бўлади. Натижада ҳамма химиявий элементларнинг ядроларида протон ва нейтронларнинг зичлиги ўртача бир хил бўлади. Ядро зарраларини ўзаро боғловчи кучлар шу зарраларнинг пи-мезонлар воситасида ўз хусусиятларини ўзаро алмашилиб турганликлари учун мавжуддир, деган фикр туғилди. Бу ўзаро алмашилиш механизмини қуйидагича тасаввур қилишимиз мумкин. Протон ёки нейтрондан ҳар доим зарядли ёки нейтрал пи-мезонлар чиқиб туради. Пи-мезонлар жуда қисқа вақт, тахминан 10^{-8} с яшайди. Бу вақт ичида улар 1 ферми масофани ўтади ва орқага — ўзини нурлаб чиқарган заррага қайтиб ютилади. Агар бу зарра протон ёки нейтрондан иборат бўлса, у ўзига етиб келган пи-мезонни тезда ютади ва қайта чиқаради. Шу йўл билан иккита ўзаро яқин жойлашган нуклонлар бир-

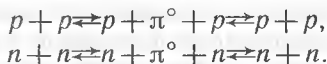
бирига пи-мезонлар «ирғитиб» туришади ва натижада улар орасида алоқа вужудга келади. Нейтрон билан протон ўзаро таъсирлашганда:



протон пион чиқариб, ўзи нейтронга айланади, пионни эса нейтрон ютади, яъни заряд алмашинуви юз беради. Нейтрон-протон таъсирлашуви нейтрон пион воситасида ҳам бўлиши мумкин:



Бу ерда заряд алмашинуви юз бермайди. Иккита бир хил нуклонлар орасидаги реакция ҳам шундай ўтади:



Нейтрон ёки протоннинг ўзидан қисқа муддатга пи-мезон чиқариб ва ютиб туриш жараёнида энергиянинг сақланиш қонуни бузилгандек бўлади. Нейтрон даставвал аниқ энергия (масса)га эга эди. Сўнгра бу ёпик система (яъни, нейтрон) ўзидан пи-мезон чиқариб, энергиясини пи-мезон энергиясигача оширди. Натижада ёпик система учун энергиянинг сақланиш қонуни бузилгандек бўлди. Бу зиддият квант назариясида осонгина тушунтирилади. Энергия — вақт ноаниқликлари муносабатига асосан ўлчаш учун қанча кичик вақт ажратилган бўлса, яъни зарра қанча қисқа вақт яшаса, зарра энергияси шунча катта ноаниқлик билан ўлчанади. Бу ҳол ўлчов асбобларининг хусусиятлари ёки ўлчашнинг ўзига мутлақо боғлиқ эмас. Бу — микродунё қонунидир. Бу қонунга асосан, агар биз протон ёки нейтроннинг массасини 10^{-23} с ичида ўлчамокчи бўлсак, пи-мезоннинг массасича ноаниқлик билан ўлчаган бўлар эдик, яъни бизнинг ўлчов асбобларимиз сезмайдиган жуда кичик вақт ичида протон ёки нейтроннинг массаси ўзининг доимий қийматидан анча ортиқ бўлади. Бунинг устига, агар биз пи-мезоннинг ўзини қайд қилмоқчи бўлсак, масалан, туғилиш моментида, унинг энергиясини ўлчашимиздаги ноаниқлик пи-мезоннинг ҳаракатсиз ҳолдаги массасидан кўп марта ортиқ бўлади ва натижада биз пи-мезон ҳосил бўлганини аниқлай олмаймиз.

Ядро зарралари ўзаро таъсирлашувининг табиатини пи-мезонларнинг алмашилиши асосида тушунтириш, албатта, тақрибийдир. Дарҳаққат, икки зарранинг бир марта ўзаро пи-мезон билан алмашиш вақти 10^{-23} с га

тенг. Бу вақт ичида пи-мезон туғилиб, 1 ферми масофани ўтиши ва иккинчи заррада ютилиши керак. Маълумки, бунчалик қисқа вақт ичида биз ҳеч бир заррани қайд қила олмаймиз. Пи-мезонларнинг реал ходисаларда иштирок қиладиган, лекин кузатиб бўлмайдиган ҳолатини пи-мезонларнинг *виртуал ҳолати* ёки қисқача қилиб *виртуал пи-мезонлар* дейилади.

Энди мазкур виртуал жараёнда энергиянинг сақланиш қонунини кўрайлик. Квант назариясига асосан физик қонунлар фақат кузатиладиган катталикларгагина тааллуқлидир. Ҳақиқатан, агар юқоридаги виртуал жараёнда пи-мезон кузатилмас экан, бошқача айтганда, нейтрон энергиясининг ўзгариб туришини аниқлаш мумкин эмас экан, энергиянинг сақланиши ҳақидаги гап ўз-ўзидан ортиқчадир. Лекин бу виртуал пи-мезонни реал пи-мезонга айлантириш мумкин. Бунинг учун ташқаридан етарли миқдорда (масалан, протонни тезлатиш билан) энергия сарф қилиш зарур, ҳолос.

Ядро кучлари, ҳулоса қилиб айтганда, қуйидаги хусусиятларга эга:

а) ядро кучлари яқиндан таъсир этувчи кучлардир. Масофа ортиши билан бу кучлар таъсири кескин камаяди ва ядро ўлчамидан каттарок, яъни 10^{-14} м масофада деярли сезилмайди. Аксинча, кичик масофаларда ядро кучларининг таъсири тез ортади ва шу масофада протонлар орасида таъсир этувчи электр кучларидан бир неча барабар катта бўлиб қолади;

б) ядро кучларининг катталиги ўзаро таъсир этувчи нуклонларнинг (ёки улардан бирининг) электр зарядли ёки зарядсиз бўлишига боғлиқ эмас. Бошқача айтганда, иккита протон ёки иккита нейтрон, ёки протон билан нейтрон орасидаги ядро ўзаро таъсири бир хил бўлади. Демак, ядро кучлари зарядга боғлиқ эмас. Бу гап ядрога хос ўзаро таъсиргагина тааллуқлидир;

в) ядро кучлари тўйиниш хусусиятига эга, яъни бир нуклонга унга энг яқин бўлган чекли сонли қўшни нуклонлар таъсир қилади. Ядрога бир нуклон қўшилганда нуклоннинг боғланиш энергияси тахминан бир хил катталиқка ортади, бунда солиштирма боғланиш энергияси ўзгармайди. Агар ҳар бир нуклон билан қолган ҳамма $A-1$ нуклонлар орасидаги ўзаро таъсир бир хил бўлса, нуклоннинг боғланиш энергияси $A-1$ га пропорционал бўлар, A нуклонлардан иборат ядронинг боғланиш энергияси эса A ортиши билан $A(A-1)$ каби ортар эди.

Шундай қилиб, ядрога хос ўзаро таъсирга, электр таъсирдан фаркли ўларок, суперпозиция принципини ишлатиб бўлмайди. Маълум бир нуклонга қўшни нуклонларнинг таъсирини ҳар бир алоҳида нуклон таъсирининг йиғиндиси деб тасаввур қилиш мумкин эмас. Ядро кучларининг бу хусусияти молекулаларда атомлар орасида таъсир этувчи молекуляр валентли кучларнинг тўйинишини, яъни иккита кислород атомидан мустаҳкам молекула, учта атомидан эса озоннинг беқарор молекуласи ҳосил бўлишини ва кислороднинг тўртта атоми умуман қўшила олмаслигини эслатади;

г) ядро кучлари ўзаро таъсир этишувчи нуклонлар спинларининг йўналишига боғлиқ. Икки нуклон, масалан, нейтрон ва протон бир-бирига яқинлашганда уларнинг спини бир томонга (параллел) ёки қарама-қарши (антипараллел) йўналиши мумкин. Агар улар бир томонга йўналган бўлса, системанинг умумий спини бирга тенг бўлади. Дейтерий-дейтрон ядросида нуклонлар спини ана шундай йўналган. Спинлари тескари томонга йўналган икки зарранинг натижавий спини нолга тенг. У ҳолда зарралар жуфти умуман маълум бир йўналишга эга эмас, унинг учун фазодаги барча йўналишлар бефарқдир. Бу ҳолда икки зарра орасида фақат марказий кучлар деб аталувчи кучлар таъсир этади. Марказий кучлар ўзаро муносабатдаги зарралар орасида тўғри чизиклар бўйлаб йўналган бўлиб, зарраларнинг фазодаги ориентациясига боғлиқ эмас. Электростатик ва гравитацион кучлар ҳам ана шундай характерга эга. Аммо марказий ядро кучлари, албатта, электростатик ва гравитацион кучлардан катталик жиҳатидан фарқ қилади ва улардан фаркли ўларок, масофага қараб ўзгармайди.

Спини бирга тенг бўлган дейтоннинг мавжудлиги ва спини нолга тенг бўлган дейтоннинг йўқлиги (нейтрон ва протоннинг спинлари қарама-қарши йўналган дейтон йўқ) протон ва нейтроннинг спинлари бир томонга йўналганда улар қарама-қарши йўналган ҳолдагига нисбатан бир-бирига анча мустаҳкамроқ боғланганидан дарак беради. Бу спин кучлари мавжудлигининг ёрқин далилидир. Умуман, ҳар қандай нуклонларнинг орасида спин кучларини пайқаш мумкин.

Агар икки нуклон, масалан, икки протон орбитал моментга эга бўлса (бунинг учун бир протоннинг иккинчи протон ёнидан тез учиб ўтиши кифоя), у ҳолда спин кучларининг катталиги ва йўналиши умумий спиннинг

орбитал моментга нисбатан ориентациясига боғлиқ бўлади.

Ядро кучларининг спин тузувчиси спин моментининг орбитал моментга нисбатан йўналишига боғлиқлиги экспериментлар асосида аниқланган. Спинлар бир томонга йўналганда спин моменти бирга тенг. Шунинг учун қандайдир бир йўналишда, айти ҳолда орбитал момент йўналишида унинг тузувчиси фақат уч қийматга — параллел, перпендикуляр ва антипараллел қийматга эга бўлиши мумкин; бу қийматларнинг ҳар бири олдингисидан бирга фарқ қилади. Агар спин моменти орбитал моментга параллел бўлса, у ҳолда параллел спинли икки протон бири-бирига сал тортилади; спинлар перпендикуляр бўлса, протонлар бир-биридан итарилади, антипараллел йўналишда — кучли тортилади.

Нуклонлар дейтонда орбитал моментга эга эмас. Аммо дейтонда квадруполь электр моменти бор. Дейтондаги спин кучлари спиннинг бу момент йўналишига нисбатан йўналишига боғлиқ.

Шуни айтиш зарурки, икки тўқнашувчи протон (ёки нейтрон)нинг спинлари параллел бўлганда орбитал момент фақат тоқ сонларга (1, 3, 5 ва х. к.), антипараллел бўлганда фақат жуфт сонларга (0, 2, 4 ва х. к.) тенг бўлади. Бир-бирининг ёнидан ўтаётган нуклонлар учун Паули принципида баён этилган фермионларнинг ўзига хос «индивидуаллиги» ана шундан иборат.

Спинларнинг ўзаро таъсири туфайли ҳосил бўладиган кучлардан ташқари яна спин — орбитал кучлар мавжуддир. Бу кучнинг катталиги ва йўналиши параллел спинли зарралар жуфтининг йўналишига боғлиқ. Агар икки зарранинг спинлари антипараллел ва уларнинг йиғиндиси нолга тенг бўлса, спин — орбитал кучлар бўлмайди. Бу аниқ факт: спин йўқ экан, демак, спин — орбитал кучлар ҳам йўқ.

Спин орбитал момент билан бир томонга йўналган бўлса, унча катта бўлмаган тортишиш кучлари мавжуд. Бу кучлар спин йўналган томонга йўналади. Спин билан орбитал момент ўзаро перпендикуляр йўналганда зарралар орасида кучсиз итаришиш кучлари (бу ҳолда ҳам улар спин кучлари йўналишида бўлади), спин ва орбитал момент қарама-қарши йўналганда сезиларли итаришиш кучлари пайдо бўлади (моментларнинг бу йўналишдаги спин кучлари қарама-қарши йўналишга эга).

Спин — орбитал кучларнинг спин кучларидан фарқи

шундан иборатки, улар спин билан орбитал моментнинг ўзаро жойланишигагина боғлиқ бўлмасдан, балки орбитал моментнинг катталигига ҳам боғлиқ. Спин — орбитал кучлар ўзаро таъсир қилувчи нуклонларнинг энергиялари катта бўлганида, орбитал моментларининг юқори қийматларида кучлироқ намоён бўлади.

Спин ва спин — орбитал кучлар марказий кучларга нисбатан узоқроқ масофаларда таъсир этади. Икки протон орасидаги марказий кучлар ҳам 0,5 дан 1 фермигача масофаларда зарраларнинг спинлари параллел ёки анти-параллеллигига қараб масофа ўзгариши билан турлича ўзгаради.

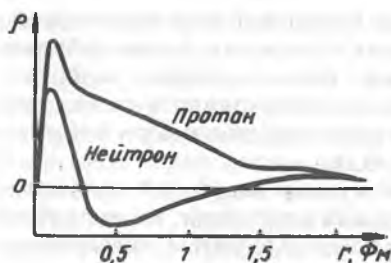
Ядро кучлари учун математик конуннинг йўқлиги ядронинг ягона назариясини яратиш имкониятини берма-япти. Ҳозирча ядро хусусиятларини ифодалайдиган бир қанча тахминий моделларгина мавжуд, бу моделлар ядро тузилишининг маълум томонларини акс эттириш билан бирга ҳодисаларнинг чегараланган доирасини ифодалаш имкониятини ҳам беради.

1.17- §. Нуклонларнинг тузилиши

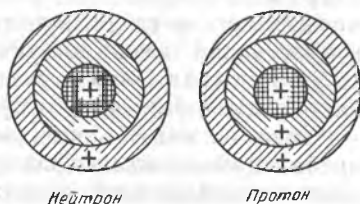
Протон ва нейтронда кутилмаган катта магнит моментларнинг бўлиши (протон учун бир ядро магнитони ўрнига $+2,79$, нейтрон учун эса ноль ўрнига $-1,913$) уларда заряд ва массанинг бир хил тарқалмаганидан дарак беради. Нуклонларнинг заряди уларнинг массасига нисбатан кўпроқ тарқоқдир. Унинг массаси асосан ядро марказида тўпланган. Нейтронда магнит моментининг бўлиши нейтроннинг ўрта ҳисобда нейтраллигини, ҳақиқатда эса мураккаб структурали зарядга эга эканини кўрсатади. Нуклонлар структурасини нуклонлар билан зарраларни тўқнаштириш йўли билан аниқлаш мумкин. Бу жиҳатдан Стенфорд (АҚШ) университетиди 1955 йилдан бошлаб Хофштадтер ўтказган нуклонларда электронларнинг сочилиш тажрибалари ниҳоятда қизиқ натижаларга олиб келди.

Р. Хофштадтер протон ва нейтронларни (дейтон таркибидаги) жуда катта энергияга эга (2 ГэВ) бўлган электронлар дастаси билан нишонга олган, 2ГэВ энергияга мос бўлган де-Бройль тўлқин узунлиги

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{hc}{E} = \frac{10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}}{2 \cdot 10^9 \cdot 1,6 \cdot 10^{-22}} \approx 10^{-16} \text{ м} = 0,1 \text{ ферми.}$$



1. 22- расм. Нуклонлар зарядининг тақсимо­ти (водород (протон) ва дейтерий (нейтрон) нишонларида электронлар сочилиши бўйича ўтказилган тажрибалардан олинган биринчи натижалар).



1. 23- расм. Нейтрон ва протоннинг «тузилиши».

Бу электронлар протонда заряд тақсимо­тини текширишда зонд вазифасини бажаради. Катта энергияли электронларнинг протонларда сочилиши протон мураккаб структурага эга эканлигини кўрсатди. Агар q билан бир узунлик бирлигига тўғри келувчи зарядни белгиласак, $q\Delta r$ бирор шарнинг r ва $r+\Delta r$ радиуслари орасидаги қатлам зарядининг миқдорини беради. Тажриба натижалари (1.22- расм) протон нуқтавий зарра эмаслигини ва унинг заряди маълум соҳада тақсимланганлигини, маълум тузилишга — бир жинсли бўлмаган ички магиз қисм (кern) ва камроқ зичликка эга бўлган қатламлардан иборат эканлигини кўрсатди (1.22- расм). Нуклонда заряд тақсимланишини уч соҳага: биринчи протон ва нейтронда бир хил мусбат зарядланган магиз қисм, радиуси 0,4 фм бўлган бу соҳада протон зарядининг 0,4 қисми жойлашган; иккинчи, протонда мусбат, нейтронда манфий зарядланган ўрта қисм. Бунда ўртача протон зарядининг 0,5 қисми тўпланган ва учинчиси эса протон зарядининг 0,1 қисми тўпланган протон ва нейтрон учун бир хил юқароқ ташқи қатламларга бўлиш мумкин. Нейтрондаги мусбат зарядлар ўрта ҳисобда манфий зарядларни мувозанатлаштиради (1.23- расм). Аммо заряд нейтрон ҳажми бўйича шундай тақсимланганки, унинг якуний магнит моменти гўё манфий заряд томонидан ҳосил бўлгандек туюлади. Аммо заряд нейтрон ҳажми бўйича шундай тақсимланганки, унинг якуний магнит моменти гўё манфий заряд томонидан ҳосил бўлгандек кўринади.

Шундай қилиб, нуклонлар бир жинсли бўлмаган ички,

мағиз қисм (кern) ва кам зичликка эга бўлган ташқи қатламдан иборат. Ташқи қатлам протон ва нейтрон учун бир хил шаклга эга бўлиб, тахминан протон зарядининг 0,1 қисмини ташкил этади.

Керни ўраб олган ғовак қобикни *мезон қобиғи*, *мезон булути* ёки мезон «пўстини» деб ҳам атайдилар. Нуклон пи-мезонлар булути билан ўралган, улар доимо пайдо бўлиб, ютилиб туради. Аникроғи пи-мезон булути билан керн биргаликда нуклонни ташкил қилади. Протонда пи-мезон булути мусбат зарядланган. Бироқ протонда мусбат пи-мезонлардан ташқари нейтрал пи-мезонлар булути ҳам бўлса керак, албатта. Нейтроннинг мезон пўстинида ҳам мусбат, ҳам манфий пи-мезонлар мавжуддир. Унда нейтрал пи-мезонлар ҳам бор. Демак, «соф» пи-мезон булутида нуклоннинг электр ва ядро ўлчамлари бир хил бўлиши керак. Аммо тажрибалар бу ўлчамларнинг бири-биридан бир оз фарқ қилишини кўрсатди. Назариячилар қобикда пион булутидан ташқари пи-мезондан оғирроқ, хали маълум бўлмаган яна икки хил нейтрал мезонлар бор деб фараз қилган ҳолда бу қарама-қаршилиқни ечдилар.

Тезлатгичлардаги зарралар энергиясининг ортиши билан нуклоннинг марказга яқин структурасини илгаригига нисбатан аниқроқ текшириш имкони туғилди. Аниқ ўтказилган ўлчашлар нуклон тузилишида марказдан 0,2 ф масофа оралиғида деярли ўзгаришлар йўқлигини кўрсатди. Керн йўқ бўлиб чикди. Нуклоннинг барча хоссалари, жумладан, унинг зичлиги радиуси бўйича бир текисда ўзгарар экан. Бироқ унинг юқорида баён этилган барча хоссалари ўз кучини сақлайди. Заряд ва масса ҳажм бўйлаб бир хил тақсимланмаган. Яқин масофаларда табиати маълум бўлмаган жуда катта итарилиш кучлари мавжуд. Пи-мезонлар томонидан виртуал нуклон-анти-нуклон жуфтнинг ҳосил бўлиши ҳақидаги ғоя ҳам ўз маъносини йўқотган эмас.

ЯДРОЛАРНИНГ РАДИОАКТИВ АЙЛАНИШЛАРИ

2.1-§. Радиоактивликнинг умумий тавсифи

Боғланиш энергиялари ҳақидаги масала кўрилганда (I боб) атом ядросининг ўз-ўзидан парчаланишга нисбатан барқарор бўлиш шарти таърифлаб берилган эди: агар ядронинг массаси унинг парчаланиши натижасида ҳосил бўладиган маҳсулотлар массалари йиғиндисидан кичик бўлса, у ҳолда ядро энергия жиҳатдан кўрилатган парчаланиш турига, масалан, α -, β - парчаланиш ёки спонтан бўлинишга нисбатан барқарор бўлади. Бу шартдан тўғридан-тўғри қуйидаги хулоса келиб чиқади: $A \geq 100$ бўлган ҳамма ядролар тахминан массалари ўзаро тенг бўлган икки бўлакка ажралишга нисбатан, $A \geq 140$ бўлган ядролар эса α - парчаланишга нисбатан барқарор бўлмайди.

Бир химиявий элемент изотопининг ўз-ўзидан элементар зарралар ёки енгил ядролар чиқариб, бошқа бир элементнинг изотопига айланиши *радиоактивлик* деб аталади. Радиоактивлик фақат табиий шароитда намоён бўлиб қолмай, уни сунъий йўл билан ҳам ҳосил қилиш мумкин. Аммо иккала радиоактивлик орасида принципаал фарқ йўқ. Радиоактивлик қонунлари радиоактив изотопнинг қандай олинишига боғлиқ эмас.

1896 йилда Беккерель ураннинг радиоактивлик хоссасини кашф қилди. Изланишлар натижасида 1912 йилгача тахминан 30 та радиоактив элемент топилди ва уларнинг хоссалари ўрганилди. Ўша пайтда элементлар даврий системасида фақат 12 та ўрин бўш эди, шунинг учун янги топилган 30 та элементни бу ўринларга жойлаштириш масаласини ҳал қилиш керак бўлиб қолди. Инглиз химики Содди элементларнинг изотоплари мавжудлиги ҳақидаги гипотезани илгари сургач, бу муаммони ҳал қилиш имкони туғилди.

Радиоактивликнинг асосий хусусияти — бир элементнинг мустақил равишда бошқа элементга айланишидир. Мустақил радиоактив парчаланишда ҳосил бўладиган янги атом химиявий хоссалари жиҳатидан дастлабки атомдан фарқ қилади. Радиоактив изотопларнинг ядроларида ортикча нейтрон ва протонлар бўлади. Улар ўз таркибини мустақил равишда ўзгартириб турғун

ҳолатга ўтади. Табиатда α - ва β - зарралар чиқарадиган изотоплар топилди. Бундай радиоактив ўзгаришлар α - парчаланиш ва β - парчаланиш деб аталади. Шунингдек, оғир ядроларнинг ($A \approx 240$) ўз ҳолича 2 та ўртача ядрога ($A \sim 120$) бўлиниши ҳам табиий радиоактивликдир.

Атом номери ва массасидан ташқари, ҳар бир радиоактив модда ўз атомининг парчаланиш тезлиги билан характерланади. Муайян радиоактив моддадаги барча атомлар айти бир вақтда парчаланмайди: уларнинг баъзиларида бу жараён жуда қисқа муддат ичида, бошқаларида эса жуда узоқ вақт давомида содир бўлади. Айнан шу жараёнда эҳтимоллик қонуни намоён бўлади; бироқ модда талайгина беқарор атомларга эга бўлар экан, бунда оддий статистик қонун ўринли бўлади. Бу қонуннинг моҳияти — тенг вақт ичида умумий атомларнинг тенг улуши парчаланadi. Одатда, барча атомларнинг ярми парчаланадиган вақт парчаланиш тезлигининг ўлчови бўлиб хизмат қилади. У ярим парчаланиш (емирилиш) даври ($T_{1/2}$) деб аталиб, берилган радиоактив изотопнинг характерли хусусияти ҳисобланади. Радиоактив ядроларнинг ярим парчаланиш даври 10^{10} йилдан то 10^{-11} секундгача бўлган жуда кенг чегарада ўзгаради. Балки ярим парчаланиш даври янада каттарок бўлган ядролар ҳам бордир, бироқ уларни аниқлаш жуда мураккаб экспериментал масала.

Радиоактив ядроларнинг ярим парчаланиш даврига қандай йўл билан бўлмасин таъсир кўрсатиш учун жуда кўп сонли уринишлар бўлди. Бироқ бу уринишлар муваффақиятсизлик билан тугади. Ярим парчаланиш даври ядронинг ўзига хос характеристикасидир.

Радиоактив парчаланишлар натижасида изотопларнинг ўзгаришлари Фаянс ва Содди томонидан 1913 йилда яратилган силжиш қоидаларига мувофиқ юз беради. Бу қоидаларни қуйидагича ёзиш мумкин:

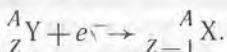


яъни α - парчаланишда даврий системада икки катак чапрокдаги элементнинг изотопи ҳосил бўлади, қуйидаги



β - парчаланишда эса бир катак ўнгдаги элементнинг изотопи ҳосил бўлади ва ниҳоят, β^+ - парчаланишда ёки

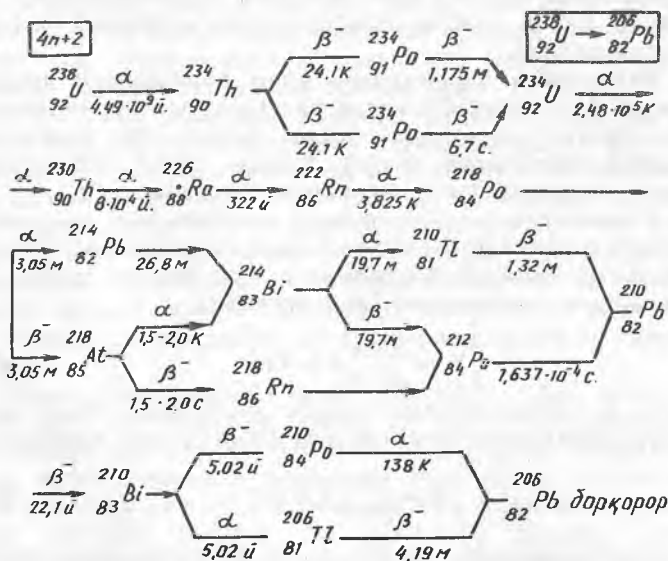
электрон камраш (тутув) жараёнида бир катак чапдаги элементнинг изотопи ҳосил бўлади:



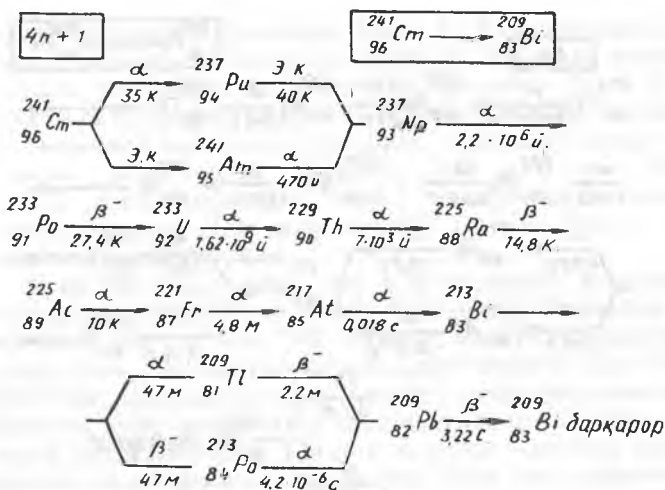
2.2- §. Радиоактив оилалар

Радиоактив ўзгариш ҳамма вақт турғун изотоп ҳосил бўлиши билан тугалланавермайди. Кўпчилик ҳолларда кетма-кет бир неча радиоактив ўзгариш кузатилади. Бу ҳолда бир-бири билан «қариндошлик» алоқаларида бўлган радиоактив парчаланишларнинг бутун бир занжир ҳосил бўлади. Шунинг учун радиоактив занжирлар кўпинча *радиоактив оилалар* деб юритилади (2.1- а, б, в, г- расм).

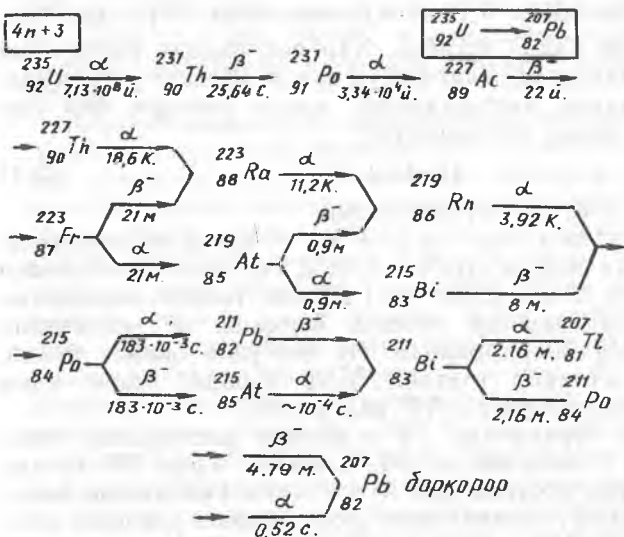
Табий радиоактив изотоплар орасида ярим парчаланиш даври Ернинг ёши ($4,5 \times 10^9$ йил) га яқин бўлган учта изотоп маълум. Буларга ${}^{238}\text{U}$ ($T = 4,5 \cdot 10^9$ йил) ${}^{235}\text{U}$ ($T = 7 \cdot 10^8$ йил) ва ${}^{232}\text{Th}$ ($T = 1,4 \cdot 10^{10}$ йил) киради. Бу изо-



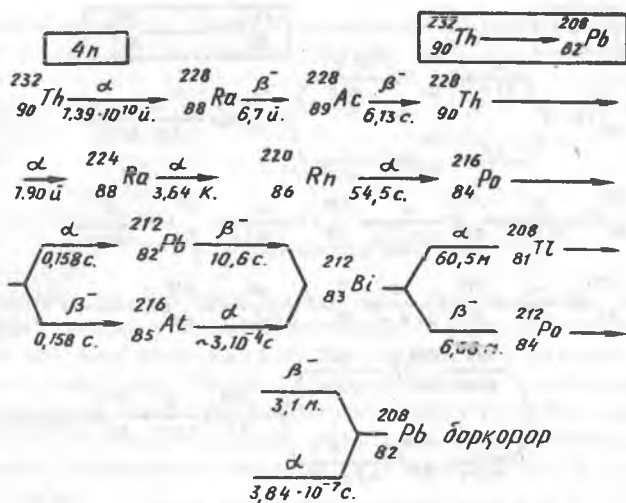
2. 1- а расм. Торий радиоактив оиласи.



2. 1-б расм. Нептуний радиоактив оиласи.



2. 1-в расм. Уран радиоактив оиласи.



2. 1-2 расм. Актиноуран радиоактив оиласи.

топларнинг ҳаммаси Менделеев даврий системасининг охиридан жой олган бўлиб, урта радиоактив оилани бошлаб беради. Уран оиласи Менделеев даврий системасида энг барқарор бўлган кўрғошиннинг ^{206}Pb ва ^{207}Pb изотоплари билан тугайди. Хар бир оилада масса сони α - парчаланиш натижасида ўзгаради. Шунинг учун исталган оиладаги изотопларнинг масса сонлари бир хил формула билан ифодаланади:

$$A = 4n + c, \quad (2.4)$$

бу ердан n ва c — бутун сонлар.

Уран оиласи учун $c=2$; n эса $51 \leq n \leq 59$ ораликда; актиноуран оиласи учун $c=3$; $51 \leq n \leq 58$ ва торий оиласи учун $c=0$; $51 \leq n \leq 58$; $c=1$ бўлган табиий радиоактив оилани қидиришлар натижа бермади. У кейинчалик сунъий йўл билан олинди. Бу нептуний оиласи бўлиб, бошида нептуний изотопи $^{237}_{93}\text{Np}$ туради. Унинг ярим парчаланиш даври $2,2 \cdot 10^6$ йилга тенг.

Мисол тариқасида 2.1 в-расмда келтирилган уран каторини — оиласини кўриб чиқайлик. Уран-238 ўзидан альфа-зарра чиқариб уран X_1 элементиға айланади. Хосил бўлган уран X_1 элементининг атом оғирлиги ураннинг атом оғирлигидан 4 та кам бўлади. Бу элемент атом ядросининг заряди 90 га тенг. Унинг химиявий хоссалари торий

элементиникига ўхшайди. Уран X_1 ўз ядросидан бета-зарра чиқариб, уран X_2 га айланади. Уран X_2 химиявий хоссаси жиҳатидан протактинийга ўхшайди. Уран X_2 ҳам ўзидан бета-зарра чиқариб емирилади. Бунинг натижасида химиявий хоссалари ураннинг химиявий хоссаларига ўхшаш, аммо атом оғирлиги 234 га тенг бўлган уран-2 ҳосил бўлади. Уран-2 альфа-зарра чиқариб парчаланганда, атом оғирлиги 230 га тенг бўлган торий элементи ҳосил бўлади.

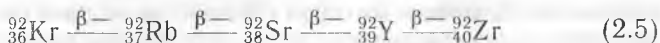
Уран-238 нинг кетма-кет парчаланиши натижасида қўрғошин ҳосил бўлади. Ҳосил бўлган қўрғошиннинг атом оғирлиги 206 га тенг. XX асрнинг эллигинчи йилларига қадар, учта радиоактив оила борлиги маълум эди. Сўнгра тўртинчи радиоактив оила мавжуд эканлиги аниқланди. Биринчи учта радиоактив оиланинг бош элементи уран, торий ва актинийдир. Оилага кирувчи ҳар бир элемент ўзидан олдингисининг альфа ёки бета парчаланишидан ҳосил бўлади. Радиоактивлик натижасида ҳосил бўлган элементларни даврий системага жойлаштиришда инглиз олимлари Фаянс ва Содди топган радиоактив силжиш қоида­сидан фойдаланилди.

Уран оиласининг (бунга радий ҳам киради) бош элементи уран 238 изотопи бўлса, торий оиласининг бош элементи торий-232 дир. Унинг ярим парчаланиш даври 14 миллиард йил бўлиб, парчаланиш охирида атом оғирлиги 208 бўлган қўрғошин изотопи (торий-Д) ҳосил бўлади.

Актиний оиласи ўз номини актиний элементидан олган. Лекин кейинчалик бу оиланинг бош элементи актиноуран деб аталувчи уран-235 изотопи эканлиги аниқланди. Уран-235 изотопининг ярим парчаланиш даври 7,13 миллион йил бўлиб, табиий уранда 0,7 % ни ташкил этади. Бу изотоп сўнгги вақтларда, айниқса, атом энергиясини олишда катта аҳамиятга эга бўлиб бормоқда. Актиниоурандан уран-У ҳосил бўлади. У ўз навбатида қисқа давр — 25,6 соат ичида протактинийга айланади. Протактинийнинг ярим яшаш даври 3430 йил. У элементлар даврий системасининг 91- катагига жойлашган. Протактинийнинг атом оғирлиги 231 бўлиб, табиатдаги уран минераллари таркибида учрайди. Аммо уран минералларидан ажратиб олинган протактинийнинг миқдори ниҳоятда оз бўлиб, миллиграмм ҳисобида ўлчанади. Актиний протактинийнинг альфа-парчаланиш маҳсулидир.

Актиний бета-парчаланиш натижасида радиоактиний-

бўлган ядроларда β -зарра чиқиши учун зарур бўлган шароитлар вужудга келади. Мисол тариқасида



каторни келтириш мумкин.

2.3- §. Радиоактив парчаланиш қонунлари

Радиоактив парчаланиш назарияси қуйидаги тажриба натижасига асосланади: вақт бирлиги ичида парчала-наётган радиоактив модда атомларининг сони шу моддада-ги радиоактив атомларнинг умумий сони $N(t)$ га пропорци-онал бўлади. Масалан, dt вақт оралиғида атомлар dN га камаяётган бўлса, $dN = -\lambda N(t)dt$ бўлади. Ўлчами с^{-1} бўлган пропорционаллик коэффиценти — λ ни радио-актив парчаланиш доимийси ёки қисқача, *парчаланиш доимийси* дейилади. У радиоактив изотопнинг нисбий камайиш тезлигини кўрсатади. Дифференциал тенглама-даги манфий ишора вақт ўтиши билан радиоактив ядролар сонининг камайишини кўрсатади. Бу тенгламани ечиш учун уни қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt, \quad (2.6)$$

(2.6) нинг иккала қисмини интеграллангандан сўнг $N(t) = A \cdot e^{-\lambda t}$ эканини топамиз. Интеграллаш доимийси бошланғич шартлардан топилади: $t = t_0$ бўлганда радио-актив атомлар сони N_0 га тенг бўлади. Шунинг учун $A = N_0$. Натижада радиоактив парчаланиш қонунини ифода-ловчи тенглама ҳосил бўлади:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (2.7)$$

Бу қонун жуда кўпчилик радиоактив изотоплар учун ўринлидир. (2.7) тенглама айрим атомларнинг исталган вақт моментидаги парчаланиш эҳтимоллигини ифодалай-ди. Ярим парчаланиш давридан сўнг радиоактив ядролар сони 2 барабар камайганлигидан λ ва T орасидаги/боғланиш қуйидагича бўлади:

$$\frac{1}{2} = N(t)/N_0 = e^{-\lambda T}, \quad \text{яъни} \quad T = \frac{0,693}{\lambda}. \quad (2.8)$$

$\frac{1}{\lambda}$ нисбат¹ деб белгиланади ва радиоактив изотопларнинг ўртача яшаш вақтини кўрсатади. Бинобарин, $T = 0,693 \cdot \tau$

(2.8) тенгламадан ўлчаш вақтида радиоактив ядроларнинг сони N сезиларли даражада ўзгармайдиган, катта ярим парчаланиш даврларини (яъни $dt \ll T$) аниқлашда фойдаланиш мумкин. Агар радиоактив модданинг миқдори маълум бўлса, у ҳолда dt вақт ичидаги парчаланиш сонини ўлчаб T ни аниқлаш қийин эмас. Масалан, 1 га радий ($A = 226$) бир секундда $3,7 \cdot 10^{10}$ та α -зарра сочади. У ҳолда (2.6) ва (2.8) дан

$$T = \frac{0,69 \cdot N \cdot dt}{dN} \approx \frac{0,69 \cdot 6,02 \cdot 10^{23}}{226 \cdot 3,7 \cdot 10^{10}} \approx 1600 \text{ й.}$$

2.4- §. Кетма-кет парчаланиш

Парчаланиш натижасида ҳосил бўлган ядроларнинг ўзи ҳам баъзан радиоактив бўлади. Умумий радиоактив ўзгариш «она» (дастлабки) ядронинг ва ҳосилавий ядронинг парчаланишлари ҳисобига юзага келади. Мисол учун



схема бўйича кетма-кет парчаланадиган радиоактив изотопларнинг йиғилиши қандай қонун бўйича амалга ошишини аниқлайлик. Бу қатор изотоплар атомларининг t моментдаги сони мос равишда $N_1, N_2, \dots$ бўлсин. У ҳолда ҳосилавий B изотоп атомлари сонининг вақт бирлигида ортиши A ва B изотопларнинг парчаланиш жараёни тезликларининг айирмаси билан аниқланади:

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2$$

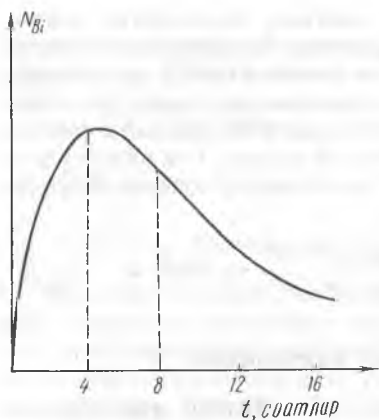
ёки

$$\frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t},$$

бунда N_{10} — бошланғич момент ($t=0$) даги A изотопнинг миқдори, λ_1, λ_2 — A ва B изотопларнинг парчаланиш доимийси. Бу тенгламанинг ечими изланаётган $N_2(t)$ ни беради. Бунга мос бир жинсли тенгламанинг ечими алоҳида олинган B изотопнинг радиоактив парчаланиш қонунидир:

$$N_2 = N_{20} e^{-\lambda_2 t},$$

бу ерда N_{20} — B изотопнинг $t=0$ моментдаги миқдори. Тенглама ечимини



2. 2- расм.
Қўроғошин- 212 нинг бета-парчаланишида висмут- 212 ядроларининг йиғилиши.

ланадиган ва

$$\tau_{\max} = \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} \ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1}$$

йиғилиш вақтига тўғри келадиган максимум ҳамда

$$\tau_{\text{бур}} = \frac{2}{\lambda_2 - \lambda_1} \ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = 2\tau_{\max}$$

вақтга тўғри келадиган бурилиш нуктаси мавжуд. Кетма-кет парчаланадиган элементлар парчаланиш доимийларининг қийматларига боғлиқ бўлган баъзи бир хусусий ҳолларни кўриб чиқайлик.

1. $\lambda_1 \ll \lambda_2 \cdot B$ изотопнинг ярим парчаланиш даври A никидан жуда кичик, яъни $T_1 \gg T_2$; кузатиш вақти эса она изотопнинг ярим парчаланиш даври T_1 дан жуда кичик. Мисол тариқасида Ra дан Po нинг ҳосил бўлишини келтириш мумкин (2.3- расм):



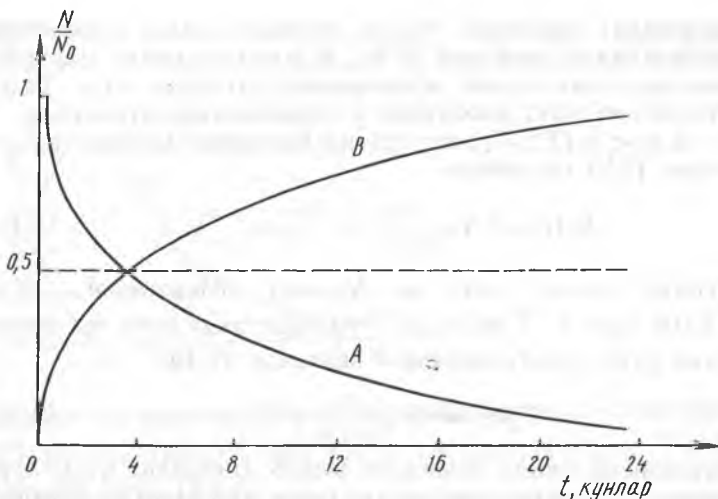
Шартга кўра $t \ll T_{Ra}$ бўлганидан, $\lambda_1 t \approx 0$, яъни кузатиш муддатида она изотоп деярли камаймайди. $N_{10} \approx N_1(t)$.
У ҳолда

$N_2 = N_{10}(c_1 e^{-\lambda_1 t} + c_2 e^{-\lambda_2 t})$
қўринишдаги чизикли комбинация шаклида кидирамиз (c_1 ва c_2 — коэффициентлар) ва оқибатда

$$N_2 = N_{10} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) + N_{20} e^{-\lambda_2 t} \quad (2.9)$$

га эга бўламиз.

2.2- расмда йиғилиш қонуни $^{212}_{83}\text{Pb} \rightarrow ^{212}_{81}\text{Bi}$ мисолида график тарзда тасвирланган. Эгри чизикда $\frac{dN_2}{dt} = 0$ шартдан аниқ-



2.3- расм. Радоннинг йиғилиш (B) ва парчаланиш (A) чизиклари.

$$N_2 = N_{\frac{\lambda_1}{\lambda_2}} (1 - e^{-\lambda_2 t}) = N_{2\infty} (1 - e^{-\lambda_2 t})$$

Охирги формулани

$$N_2 = N_{2\infty} \left(1 - \frac{1}{e^{t/T_2}} \right)$$

кўринишда ҳам ёзишимиз мумкин. Шундай қилиб, $N_2(Rn)$ нинг максимал мумкин бўлган $N_{2\infty}$ миқдорга яқинлашиш тезлиги унинг ярим парчаланиш даврига боғлиқ. Вақтнинг $t \approx 10 \cdot T_{Rn}$ оралиғида Rn нинг йиғилиши деярли тугайди.

Эгри чизикнинг ундан кейинги йўлига $e^{-\lambda_2 t} \simeq 0$ шарт мувофиқ келади ва демак,

$$N_2 = N_{\frac{\lambda_1}{\lambda_2}}$$

ёки

$$N_1 \cdot \lambda_1 = N_2 \lambda_2$$

Бу тенгламанинг юқорида кўриб ўтилган мисолдаги физик маъноси шундан иборат: вақт бирлиги ичида ҳосил бўлаётган радон атомларининг сони парчаланаётган радий атомларининг сонига тенг. Бу муносабат асрий радиоактив

мувозанат принципи бўлиб, умумий ҳолда, радиоактив оилалардаги исталган A ва B изотопларнинг парчаланишлар сони асрий мувозанатга етгандан сўнг ўзаро тенглашиб, вақт мобайнида ўзгармаслигини кўрсатади.

2. $\lambda_1 < \lambda_2$ ($T > T_2$) ва кузатиш вақтининг катталиги T_1 га яқин. (2.9) га асосан

$$N_2(t) = N_{10} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (2.10)$$

(сода ҳолда $t=0$ да $N_{20}=0$). Шартимизга кўра (2.10) даги $e^{-\lambda_2 t}$ нолга $e^{-\lambda_1 t}$ га қараганда анча тез интилгани учун $t \approx 3T_2$ моментга келганда (2.10):

$$N_2(t) = N_{10} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} \quad (2.11)$$

кўринишни олади. Бошқача қилиб айтганда, $N_2(t)$ эгри чизик (2.11) билан ифодаланадиган эгри чизикка асимптотик яқинлашади. $N_2(t)$ эгри чизикнинг бу кўриниши алоҳида олинган она изотопнинг парчаланиш эгри чизигини эслатади. Ундан кейинги вақт мобайнида

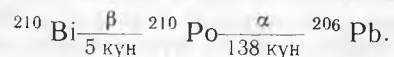
$$N_2 = N_1 \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

ёки

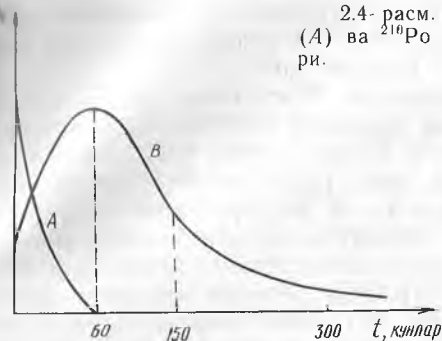
$$N_2 \lambda_2 = N_1 \lambda_1 + N_2 \lambda_1$$

муносабатларга эга бўламиз. Бу муносабатлар сирпанувчи ёки ҳаракатчан мувозанат шартларини характерлайди. Асрий мувозанатдан фарқли ўларок, бу ҳолда изотоплар парчаланиш сонларининг тенглиги кузатилмайди. Маълум бўлишича, ҳосилавий изотоп вақт бирлиги ичида она изотопга қараганда кўпроқ парчаланар экан, яъни $N_2 \lambda_2 > N_1 \lambda_1$. Аммо иккала хил мувозанат учун ҳам умумий бўлган ўзаро генетик боғланган изотоплар атомларининг сонлари радиоактив мувозанат ҳолатида ўзгармас ва вақтга боғланмаган муносабатларда бўлади. Бу ҳол бир изотопнинг микдори маълум бўлса, иккинчи изотопнинг микдорини аниқлаш имконини беради.

3. $\lambda_1 > \lambda_2$ ($T_1 < T_2$). Она изотоп ҳосилавий изотопга қараганда камроқ умр кўрадиган бундай изотоплар жуфтига ^{210}Bi ва ^{210}Po мисол бўла олади:



2.4-расм. ^{210}Bi нинг парчаланиш (А) ва ^{210}Po нинг йиғилиш (В) қонунлари.



Bi нинг парчаланишидан Po йиғилишининг эгри чизиклари 2.4-расмда кўрсатилган. Катта вақт оралиғида $e^{-\lambda_1 t} \approx 0$. Шунинг учун (2.10)

$$N_2(t) = N_{10} \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_2 t}$$

эгри чизикка асимптотик яқинлашади. Бу ҳолда ҳеч қандай мувозанат бўлиши мумкин эмас.

Мувозанат ҳолатида парчаланиш кетма-кетлигидаги модда ядроларининг парчаланиш сонлари бирлик вақт ичида ўзаро тенг бўлади. (2.10) тенглик уран рудаларидаги ураниннг парчаланиш маҳсулидан ҳосил бўлган элементлар микдорини ўлчаш йўли билан текшириб кўрилган. Ўлчаш мазкур муносабатни аниқ тасдиқлади. Занжирдаги элементларнинг ярим парчаланиш давларини аниқлаш учун (2.10) тенгликдан фойдаланиш мумкин. Радоннинг ярим парчаланиш даври ($T_{\text{Rn}}=3,8$ кун) бевосита активликнинг вақт бўйича камайишидан аниқланган. Радийнинг ярим парчаланиш даври 1622 йилга тенглигидан, унинг радон билан мувозанати тахминан 40 кундан кейин рўй беради. 1 г радий 1 с ичида $3,7 \cdot 10^{10}$ парчаланишга эга.

Муайян модданинг активлик даражаси атомларнинг умумий сонига эмас, балки шу вақт ичида парчаланувчи моддаларнинг микдорига боғлиқ бўлади. Ярим парчаланиш даври қисқа бўлган озгина микдордаги моддалар узок сақланувчи талайгина моддаларга нисбатан анча кучли радиоактивликка эга бўлиши мумкин. Секунд сайин парчаланувчи муайян моддалар атомларининг микдори активлик деб аталади ва у кюри бирликларида ўлчанади.

Мазкур бирлик бир грамм радийнинг активлигига тенг. $1 \text{ кюри} = 3,7 \cdot 10^{10}$ парчаланиш/с. 1 мкюри ва 1 мккюри мос равишда 10^{-3} ва 10^{-6} кюрига тенг.

Протонли радиоактивлик. Маълумки, атом ядроси барқарор бўлиши учун ядродаги нейтрон ва протонлар сони маълум муносабатда бўлиши лозим: энгил ядроларда нейтрон ва протонлар сони тахминан бир-бирига тенг бўлиши, протонлар орасидаги электростатик итарилиш кучлироқ бўлган оғир ядроларда эса нейтрон сони протон сонидан тахминан 1,5 марта ортиқ бўлиши керак. Берилган ҳар қандай элемент ядросида нейтрон сонининг ортиб бориши билан протоннинг боғланиш энергияси ҳам ортиб боради, яъни протонни ядродан узиб олиш қийинлашиб, аксинча, унга протонни қўшиш осонлашади. Нейтронни камчил изотопларда протоннинг боғланиш энергияси манфий бўлиб қолиши мумкин. Бу ҳолда ядро ўзидан протон чиқаради. Ядронинг протонни чиқаришига нисбатан яшаш вақти протон энергияси ва унинг ядродан учиб чиқишига тўсқинлик қилувчи кулон тўсиғи орқали аниқланади. Тўсиқнинг кучли қаршилиги туфайли протоннинг ядродан кечикиб чиқиш ҳодисаси *протонли радиоактивлик* деб аталади. Бу жараённинг ярим яшаш даври катта бўлмаган (масалан, 1 с дан кичик) ҳолидагина протон кузатилиши мумкин. $Z=10$ бўлган ҳол учун парчаланиш энергияси 30 дан 80 кэВ га қадар бўлганда ярим парчаланиш даври 1 с дан 10^{-10} с гача бўлади, $Z=30$ учун эса шу интервал 0,2 дан 0,5 МэВ гача энергия оралиғига тўғри келади. Шунинг учун парчаланиш энергияси жуда тор интервалда бўлган протон ва позитрон парчаланиш эҳтимолликларининг нисбати протон-радиоактив изотопларни кузатишга имкон берадиган ҳол жуда кам эҳтимолли ҳодисадир.

2.5- §. Трансуран элементлар

Элементлар даврий системасининг табиатдаги мавжуд сўнгги элементи урандир. Табиатда асосан ^{238}U изотопнинг ^{235}U билан аралашмаси учрайди. ^{235}U изотоп ядро қозонлари учун ёқилғи сифатида ишлатилади. Аммо унинг миқдори жуда оз. Лекин даврий системада урандан кейин келадиган бир қанча бекарор элементлар сунъий йўл

билан олиниши мумкин. Уларни *трансуран элементлар* дейилади, улар актиноидлар қаторига киради. Булардан учтаси: торий ($Z=90$), протактиний ($Z=91$) ва уран ($Z=92$) гина табиатда турғун ҳолда мавжуд.

Сунъий равишда ҳосил қилинган трансуран элементлар қаторига қуйидагилар киради: нептуний ($Z=93$), плутоний ($Z=94$), америций ($Z=95$), кюрий ($Z=96$), берклий ($Z=97$), калифорний ($Z=98$), эйнштейний ($Z=99$), фермий ($Z=100$), менделевий ($Z=101$), нобелий ($Z=102$), лоуренсий ($Z=103$), курчатовий ($Z=104$). Биринчи трансуран элементлар — нептуний ва плутоний 1940 йилда, нобелий 1958 йилда ва лоуренсий 1961 йилда олинди. Трансуран элементларнинг кўпчилиги Г. Сиборг раҳбарлик қилаётган лаборатория (АҚШ) да ҳосил қилинди. Бу ерда трансуран элементлар ҳақидаги баъзи бир маълумотларнигина келтириб ўтамиз. Трансуран элементларнинг биринчиси — нептуний ($Z=93$, белгиланиши Np) 1940 йилда урани циклотронда тезлаштирилган дейтронлар билан нурлантирилганда ҳосил бўлди. Дастлаб дейтрон таркибидаги нейтронни уран тортиб олиб ураннынг ^{239}U изотопи ҳосил бўлади. Кейин бу изотоп 23 минутлик ярим парчаланиш даври билан ўзидан электрон чиқаради ва нептуний (^{239}Np) га айланади. ^{239}Np нинг ярим парчаланиш даври 2,3 кун. Нептунийнинг ^{231}Np дан ^{240}Np гача бўлган изотоплари маълум. Нептуний изотопларининг ярим парчаланиш даври 7,3 минутдан $2,2 \cdot 10^6$ йилгача. Бу биринчи трансуран элемент Куёш системасидаги Уран планетасидан кейин жойлашган Нептун планетасининг номи билан аталади.

Навбатдаги трансуран элемент — плутоний ($Z=94$, белгиланиши Pu) ҳам ўша 1940 йилда топилди. У нептунийнинг электрон чиқаришидан ҳосил бўлади. Плутонийнинг ^{234}Pu дан тортиб ^{242}Pu гача изотоплари бор, изотопларнинг ярим парчаланиш даври 20 минутдан $4,9 \cdot 10^{10}$ йилгача ^{239}Pu нинг ярим парчаланиш даври 24 360 йил бўлиб, ўз-ўзидан парчаланиш бўйича яшаш даври $5,5 \cdot 10^{15}$ йил. Бу элементга ҳам Куёш системасидаги планеталарнинг жойлашиш тартибига мос равишда плутоний деб ном берилган.

Америций ($Z=95$, белгиланиши Am) 1944 йилда топилди. Ярим парчаланиш даври 13 йил бўлган ^{241}Pu изотопи ўзидан электрон чиқариши натижасида ^{241}Am изотопига айланади. Бу изотопнинг ярим парчаланиш даври 470 йил. Америций изотоплари ^{237}Am дан ^{246}Am гача

бўлиб, ярим парчаланиш даври 25 минутдан 8000 йилгача. Бу элемент Америка шарафига америций деб аталган. Америций граммларда олинган.

Кюри (Z=96, белгиланиши Cm) биринчи марта 1944 йилда ^{239}Pu ни 32 МэВ энергияли гелий ионлари билан нурлатиш орқали олинди. Кюрининг ярим парчаланиш даври бир неча соатдан бир неча ўн миллион йилгача бўлган ^{238}Cm дан ^{249}Cm гача изотоплари мавжуд. Бу элементга табиий радиоактивлик соҳасидаги атокли тадқиқотчилар — Пьер ва Мария Кюриларнинг номи берилган. Кюри миллиграммларда олинган.

Берклий (Z=97, белгиланиши Bk) биринчи марта 1949 йилда ^{241}Am дан қилинган нишонни гелий ионлари билан нурлатиш орқали ҳосил қилинди. Берклийнинг ^{243}Bk дан ^{250}Bk гача бўлган изотопларининг ярим парчаланиш даври ≈ 3 дан 7000 йилгачадир. Кўпгина трансурани элементлар олинган лаборатория жойлашган Беркли шаҳри (АҚШ) шарафига бу элемент берклий деб аталди. Берклий микрограммнинг ўндан бир улушлари микдорда олинган.

Калифорний (Z=98, белгиланиши Cf) 1950 йилда бир неча миллиграмм ^{242}Cm ни 35 МэВ энергияли гелий ионлари билан нурлатишдан ҳосил бўлди. Калифорнийнинг изотоплари ^{244}Cf дан ^{254}Cf гача бўлиб, ярим парчаланиш даври 25 минутдан бир неча юз йилгача. Калифорний микрограммнинг юздан бир улушлари микдорда олинган. Калифорния штатидаги (АҚШ) Калифорния университетда топилганлиги учун унга шундай ном берилган.

Эйнштейний (Z=99, белгиланиши Es) 1952 йилда кашф қилинди. У билан бир қаторда фермий (Z=100, белгиланиши Fm) ҳам олинди. Улар термоядро портлашидан кейин ўзида оғир элементларни саклайдиган намуналардан топилди. Эйнштейнийнинг изотоплари ^{246}Es дан ^{256}Es гача бўлиб, ярим парчаланиш даври бир неча минутдан тахминан 300 кунгача боради. У оғирлик микдорларида олинмай, фақат индикатор микдорларида олинган. Унга А. Эйнштейн шарафига шундай ном берилган.

Фермийнинг изотоплари ^{250}Fm дан ^{256}Fm гача; ярим парчаланиш даври ярим соатдан 30 соатгача; индикатор микдорларида олинган; Э. Ферми номи билан аталган.

Менделевий (Z=101, белгиланиши Md) 1955 йилда ^{253}Es га эга бўлган нишонларни 41 МэВ энергияли гелий

ионлари билан нурлатганда жуда оз микдорда ҳосил бўлди. Таҷрибаларда менделевийнинг ярим парчаланиш даври 3,5 соатга яқин бўлган 17 та атоми олинган, холос. Менделевий изотопларининг масса сонлари 251 билан 261 оралиғида, ярим парчаланиш давлари эса бир неча секунддан бир соатгача. Кейинчалик менделевийнинг бир неча юз атоми олинди. Бу элемент Д. И. Менделеев шарафига унинг номи билан аталди.

Нобелий ($Z=102$, белгиланиши No) 1958 йилда ^{256}Cm ни ^{12}C ионлари билан нурлатиш натижасида ҳосил бўлди. Бунда ҳосил бўладиган нобелий изотопи (ярим парчаланиш даври 3 секундга яқин) ^{250}Fm га айланади. Бу элемент швед олими А. Нобель шарафига унинг номи билан аталди.

Лоуренсий ($Z=103$, белгиланиши Lr) 1961 йилда кашф қилинди ва циклотронни ихтиро қилган олим Лоуренс номи билан аталди. Актиноидлар қатори лоуренсий билан тугалланади.

104- элемент 1964 йилда Дубнадаги циклотронда интернационал олимлар гуруҳи томонидан синтез қилинди. Унга машҳур олим И. В. Курчатов хотирасига курчатовий ($Z=104$, белгиланиши Ku) деган ном берилди. У актиноидлар қаторига кирмайди.

1974 йил бошларида Ядро тадқиқотлари бирлашган институтининг ходимлари 105- (нильсборий деб номланди) ва 106- элементларни кашф қилганлари ҳақида хабар қилишди.

Оғир транскюри элементларнинг ўз-ўзидан бўлиниш эҳтимоли шунчалик каттаки, уларни амалда ҳосил қилиб бўлмайди, чунки улар етарли микдорда ҳосил бўлар-бўлмас парчаланиб кетади.

2.6- §. Альфа-парчаланишнинг асосий хоссалари

Радиоактивлик ҳодисаси очилгандан сўнг альфа-нурлари табиатини ўрганиш мақсадига ўтказилган текширишлар унинг ^4He ядроларидан иборат эканини кўрсатди.

Табиий радиоактив альфа-парчаланиш фақат даврий системанинг охиридаги висмутдан кейин жойлашган оғир элемент изотопларига хос. Бироқ зарядланган зарраларнинг ҳозирги замон тезлаткичларида кичик атом номерига эга бўлган, нейтронлари жуда камайган элементлар изотопларини ядро реакциялари натижасида синтез қилишга эришиш мумкин. Бундай изотоплар турғун изотоплар соҳасидан узоқда бўлиб, жуда беқарор,

жумладан, улардан баъзилари альфа-радиоактивдир. Нейтрони камчил изотопларни текшириш Iг—Ві сохада, шунингдек, сеҳрли ядро яқинида ($Z=50, N=82$) альфа-радиоактив изотопларни топишга имкон берди.

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

$$M(A, Z) > M(A-4, Z-2) + M({}_2^4\text{He}),$$

яъни она ядронинг массаси (энергияси) ҳосилавий ядро ва α - зарра массалари (энергиялари) йиғиндисидан катта бўлиши керак. Она ядронинг ортиқча энергияси α - парчаланишда бўлакларнинг кинетик энергиялари сифатида ажралиб чиқади:

$$E_{\alpha} = |S_{\alpha}| = [M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - M({}_2^4\text{He})]c^2 = T_{\alpha} + T_{\text{т.я.}}, \quad (2.12)$$

бу ерда $T_{\text{т.я.}}$ — туртки ядро (т. я.) нинг кинетик энергияси, S_{α} — α зарранинг боғланиш энергияси.

Агар парчаланувчи ядро нисбатан тинч ҳолатда бўлса, $|\vec{P}_{\alpha}|$ ва $|\vec{P}_{\text{т.я.}}|$ импульслар тенглигидан ҳосилавий-туртки ядро кинетик энергияси

$$T_{\text{т.я.}} = T_{\alpha} \frac{M_{\alpha}}{M_{\text{т.я.}}}$$

га ёки (2.12) га кўра

$$E_{\alpha} = T_{\alpha} \left(1 + \frac{M_{\alpha}}{M_{\text{т.я.}}} \right), \quad \text{бундан} \quad T_{\alpha} = E_{\alpha} \cdot \frac{M_{\text{т.я.}}}{M_{\text{т.я.}} + M_{\alpha}}$$

бу ерда $M_{\text{т.я.}}$ — туртки ядро массаси.

Шундай қилиб, кинетик энергиянинг асосий қисми — α - зарра, озгина ($\approx 2\%$ га яқин) қисминигина ҳосилавий ядро олиб кетади. Масалан, ${}^{212}\text{Ві}$ ядросининг α -ядросининг α - парчаланишида $T_{\alpha} = 6,08$ МэВ ва $T_{\text{т.я.}} = 0,12$ МэВ экан.

Берилган ядро томонидан чиқарилаётган α - зарралар бир хил энергияга эга бўлади ёки бир нечта моноэнергетик гуруҳларга бўлинади. Агар барча α - зарралар бир хил энергияга эга бўлса (масалан, ${}^{215}\text{Ро}$ ёки ${}^{222}\text{Rn}$ нинг α - парчаланишидаги каби), бу вақтдаги ўтиш беқарор ядронинг маълум сатҳидан одатда ҳосил бўлувчи ядронинг асосий ҳолатига эга бўлади. Агар бир нуклиднинг парча-

ланишида бир неча гуруҳ α -зарра кузатилса, α -ўтиш ҳосил бўлувчи ядронинг турли қўзғалган сатҳларига тўғри келиб, улар ўз навбатида γ -квант чиқариш билан асосий ҳолатда ўтади.

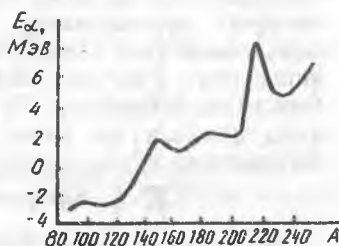
α -парчаланишда чиқарилаётган α -зарраларнинг энергиялари 1,5 МэВ (^{142}Ce) дан 11,7 МэВ (^{212m}Po) гача ораликда ётади. Агар α парчаланишнинг асосий сатҳга ўтиш энергияси E_α ва ^4He атомининг массаси (M_α) аниқ бўлса, бошланғич ва охири ядролар массаларининг ΔM фаркини осонгина ҳисоблаш мумкин: $\Delta M = M_\alpha + E_\alpha/c^2$. E_α энергия α -зарранинг $E_{\text{т.я.}}$ кинетик энергияси билан туртки ядро $E_{\text{т.я.}}$ энергиясининг йиғиндисига тенг бўлади; $E_{\text{т.я.}}$ оғир α -нурлатгичлар учун 0,1 МэВ ни ташкил этади.

Альфа-зарранинг боғланиш энергияси S_α га нисбатан α -парчаланишнинг энергия шартини (2.12) га кўра қуйидагича ёзиш мумкин:

$$S_1 = E(A, Z) - E(A-4, Z-2) - E(^4_2\text{He}) = -E_\alpha. \quad (2.12')$$

Демак, α -парчаланиш рўй бериши учун зарранинг боғланиш энергияси S_α манфий бўлиши шарт. Альфа-парчаланиш энергиясининг Z ва A га боғланишини сон жиҳатдан қараб чиқиб, α -актив ядроларни нейтрон-протон диаграммасига жойлаштириш мумкин. (2.12') формулага асосан ўтказилган аниқ ҳисоблар $Z > 73$ соҳада E_α нинг мусбат қийматларга эга бўлишини ва шу соҳада Z ортиши билан E_α ва T_α ортишини кўрсатади. Альфа-парчаланиш ҳодисаси элементлар даврий системасининг сўнгги элементларигагина хос эканлигининг сабаби ҳам ана шунда. Ўтказилган ҳисоблар шуни кўрсатадики, E_α нинг A га боғлиқ равишда ўзгаришида иккита максимум қиймат учрайди: бири $A \approx 145$ да, иккинчиси $A \approx 212$ да (2.5-расм). Биринчи ҳолда E_α^{max} 82 нейтро-

ни бўлган $^{149}_{58}\text{Ce}$ яқинида, иккинчи ҳолда эса E_α^{max} протонлар сони $Z=82$ ва нейтронлар сони $N=126$ бўлган $^{208}_{82}\text{Pb}$ атропоида кузатилади. Маълумки, 126 ва 82 сонлари тўлдирилган нейтрон ва протон қобикларига тўғри келади: тўлдирилган нейтрон ва протон қобикларига эга бўлган ядролар қўшни ядро-



2. 5- расм. Альфа-парчаланиш энергияси.

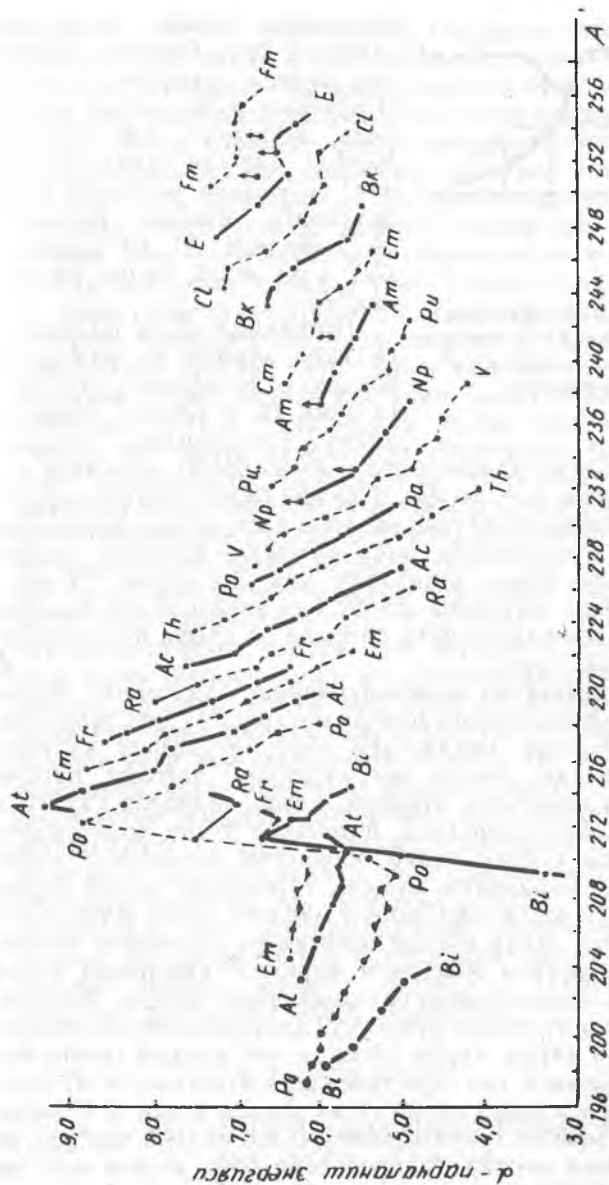
ларга нисбатан энг катта боғланиш энергиясига эга бўлади. Шунинг учун ана шу ядроларнинг альфа парчаланишида максимал энергия ажралиб чиқади. Шунга қарамай, $A=140$ яқинидаги альфа-нурланувчи ядроларнинг ярим парчаланиш даври ниҳоятда катта. Бу соҳада фақат бир нечтагина α -актив ядролар учрайди, холос.

Энди ўта оғир элементларда юз берадиган альфа-парчаланиш устида тўхталиб ўтамиз. Бунда ҳар бир нуклонга қарийб 7,5 МэВ энергия тўғри келади, бироқ 1.10-расмдаги эгри чизиқнинг оғишига қараб, ядрогаги қўшимча заррага қарийб 5,5 МэВ боғланиш энергияси тўғри келади, дейиш мумкин. Бу деган сўз, оғир ядродан бир протон ёки бир нейтронни ажратиб олиш учун ядрога 5,5 МэВ энергия бериш зарур, демакдир. Агар икки протон билан икки нейтронни биттадан ажратиб олиш лозим бўлса, ядрога 22 МэВ га яқин энергия беришга тўғри келади. Иккинчи томондан, маълумки, альфа-зарраларнинг боғланиш энергияси 28 миллион электрон вольтдан иборат. Борди-ю, бу зарралар биттадан эмас, балки бирлашган ҳолда альфа-зарралар шаклида чиқса, у ҳолда 6 МэВ соф энергия қўлга киритилган бўлар эди, чунки биз 22 МэВ энергия қўшиб, 28 МэВ энергия олишимиз керак эди. Шундай қилиб, бундай ядро протон ёки нейтрон чиқариш бўйича барқарор бўлишига қарамай, альфа-зарралар чиқариш хусусида ҳали ҳам барқарор эмас, чунки альфа-зарралар чиққанда ҳар доим қарийб 6 МэВ дан иборат мусбат энергия ажралиб чиқади. Барқарор бўлмаган оғир элементларнинг 4 дан 9 МэВ гача энергияга эга бўлган альфа-зарралар чиқариб парчаланишининг боиси ҳам шундадир.

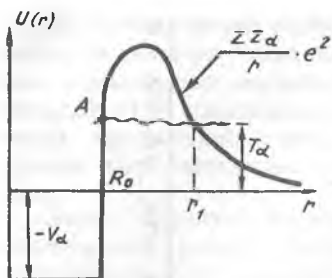
Шундай қилиб, оғир ядролар шунинг учун ҳам барқарор эмаски, улар парчаланаётганда альфа-зарралар чиқариб парчаланadi. Нима учун улар бир зумда парчаланмайди? Нима учун баъзи ядроларнинг парчаланиши учун кўп йил талаб этади, деган саволларнинг берилиши табиийдир. Бу саволларга жавоб бериш учун ядро ичидаги ва унинг яқинидаги потенциал энергия ўзгаришини кўздан кечириш лозим.

27- §. Альфа-парчаланиш назарияси

Ядро ичида мусбат зарядланган протонларнинг мусбат заряд ташувчи ҳар бир яқин заррага нисбатан итарилиш кучи намоён бўлади; зарядлар ўртасидаги масофанинг



2. 6- расм. Альфа-парчалангш энергиясининг масса сонига боғлиқлиги.



2. 7- расм. Альфа-зарра-нинг ядро билан ўзаро таъсир потенциал энергиясининг масофага боғлиқлиги.

қискариши билан итаришиш кучининг орта бориши элементар физика курсидан маълум. Итаришиш кучи мусбат потенциал энергияга мос келади. Мусбат зарядли иккита зарранинг потенциал энергияси улар орасидаги масофа функцияси сифатида 1. 19- расмдаги DE' эгри чизик билан тасвирланган.

Потенциал тўсик баландлиги ядро заряди ва радиусига боғлиқ; оғир ядрога у 9,5 МэВ га яқин (2. 6- расм). Юқорида айтиб ўтилганидек, ядродан

учиб чиқадиган альфа-зарра қарийб 6МэВ энергияга эга бўлиши керак. 2.7- расмда A ҳарфи билан белгиланган бу катталик потенциал тўсикдан анча паст, демак, зарра ядро доирасидан ташқарига чиқа олмайди. Классик физика қонунларига кўра, ҳақиқатан ҳам потенциал тўсикка нисбатан кам энергияга эга бўлган альфа-зарра ядродан ҳеч қачон ташқарига чиқа олмасди ва альфа-нурланишни кузата олмас эдик.

Биз кузатаётган альфа-нурланиш ҳодисасини фақат янги тўлқин механикаси нуқтаи назаридан туриб шарҳлаш мумкин. Мазкур механикага кўра, нурланиш кўпинча модда тарзида, модда эса нурланиш тарзида намоён бўлади. Бу назарияга мувофиқ, альфа-зарралар ҳаракати тўлқин ҳаракат сифатида, потенциал тўсик доирасидаги бўшлиқ эса тўлқин кириб борадиган ношаффоф муҳит тарзида таърифланиши мумкин, тўлқиннинг кириб бориш эҳтимоллиги жуда кам, бироқ у мавжуд. Ушбу эҳтимоллик «ўтиш» учун зарур бўлган энергия ва зарранинг нисбий кинетик энергияси орасидаги фарқнинг камайиши билан ниҳоят тез, экспоненциал равишда ортиб боради. Энергияси потенциал тўсикдан ўтиш учун зарур бўлган энергиядан кам бўлган зарра, гарчи тўсикда ҳеч қандай тешик ёки туннель бўлмаса ҳам, гўё туннелдан ўтаётгандек бўлади. Ҳақиқатда эса зарра қалин тўсик орқали ўтади (2.7- расмга к.). Бу эффект *туннель эффекти* деб аталиб, микродунё ҳодисаларига хосдир. Макродунёни баён этувчи классик физикада бунга ўхшаш ҳоллар йўқ.

Оғир ядроларнинг альфа-зарраларни нурлаши ҳам

худди шу усулда рўй беради. Одатдаги (кўзгалмаган) ҳолатда ядро ичидаги нуклонларнинг кинетик энергияси уларнинг боғланиш энергиясидан кичик бўлади. Боғланиш потенциал энергияси зарраларнинг ядро ичидаги ҳолатига боғлиқ бўлса, кинетик энергия импульсга боғлиқ. Бирок координатаси ва импульси бир вақтнинг ўзида маълум қийматга эга бўлолмайди. Шу сабабдан, ядро ичидаги зарралар учун туннель эффекти мавжуддир. Зарранинг кинетик энергияси боғланиш энергиясидан кичик бўлган вақтда ҳам унинг ядродан чиқиш эҳтимоллиги бор. Бу эффектнинг оғир ядроларда намоён бўлишининг сабаби шундаки, улардаги боғланиш энергияси ядрода зарралар сони кўпроқ бўлгани учун ўртача ядролардагига нисбатан кичикроқ, ядро ичидаги зарранинг кинетик энергияси эса каттароқ бўлади. Вақт-вақти билан кинетик энергия баъзан бир нечта зарраларда тўпланади. Шунинг учун оғир ядролардаги зарраларнинг потенциал тўсиқ баландлиги билан кинетик энергияси орасидаги фарқ ўртача ва енгил ядроларга қараганда анча кичик бўлиши мумкин. Шундай қилиб, альфа-зарраларнинг тўсиқни енгиб чиқиши тасодифий бўлиб, муайян моддадаги баъзи атомлар жуда тез, бошқалари эса ғоят узок вақт давомида парчаланишининг сабаби ҳам шунда. Альфа-зарраларнинг тўсиқ орқали ўтиши шу тўсиқнинг қалинлигига ҳам боғлиқ, албатта. Катта энергияли альфа-зарралар юпқа девордан осонгина ўтади ва, демак, унинг ташқарига чиқиши учун ҳам етарли асос мавжуд. Бу мулоҳазаларга асосланиб, катта энергияли альфа-зарралар чиқарадиган радиоактив моддаларнинг ярим парчаланиш даври анча қисқа, чунки у альфа-зарраларни тезгина йўқотади, кичик энергияли альфа-зарралар чиқарадиган модданинг ярим парчаланиш даври эса анча узок бўлади, дейиш мумкин. Ҳақиқатан ҳам, альфа-зарралар энергияси E билан муайян модданинг ярим парчаланиш даври T ўртасида шундай нисбат мавжуд бўлиб, у «Гейгер — Неттол қондаси» деган ном билан юритилади:

$$\lg T = C + D / \sqrt{E}, \quad (2.13)$$

бунда C , D — доимий катталиклар бўлиб, A га боғлиқ эмас, Z га эса кам боғлиқ. Масалан,

$$\begin{aligned} Z=84 \text{ учун} \quad C &= -50,15; \quad D=128,8 \\ Z=90 \text{ учун эса} \quad C &= -51,94; \quad D=139,4. \end{aligned}$$

Бу эмпирик коида альфа-парчаланиш назарияси яратилгунга қадар шарҳланмаган эди. Ушбу масалани 1928 йилда микдор жиҳатдан Г. Гамов ечди. Агар ядро атрофидаги майдон сфера симметриясига эга бўлса, Ze зарядли ҳосилавий ядро ва α -зарра учун Шрёдингер тенгламаси қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$-\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 \psi + U(r) \psi = E \psi.$$

Бунда потенциал энергия қуйидаги шартни қаноатлантириши зарур (2.6- расм):

$$U(r) = \begin{cases} \frac{2Ze^2}{r} & r > R_0 \text{ да,} \\ -U_0 & r \leq R_0 \text{ да.} \end{cases}$$

Потенциал тўсиқ чегарасида (2.7- расмда R_0) α -зарранинг ҳаракатини ифодаловчи тўлқин функция нолга айланмайди ва R_0 масофадан бошқа масофаларда эса жуда кичик қийматга эга. Чегара шартлари сифатида тўлқин функция ва унинг биринчи тартибли ҳосиласининг R_0 ва r_1 да, яъни потенциал энергия тўла кинетик энергия (α -зарра ва тепки ядро кинетик энергиялари йиғиндиси) - дан катта бўлган тўсиқ соҳасида узлуксиз бўлишлик шартидан фойдаланиб, тўлқин тенгламасини ечиш мумкин. M_α массали α -зарранинг тўсиқ синдирувчанлиги омили деб аталувчи $r > r_1$ соҳага ўтиш эҳтимоллиги D тўлқин функциянинг квадрати билан аниқланади ва қуйидагига тенг:

$$D = \exp \left(-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2M_\alpha} \int_{r_1}^{R_0} \sqrt{U(r) - E_\alpha} dr \right). \quad (2.14)$$

Демак, тўсиқдан ўтиш эҳтимоллиги (2.14) даги интегралнинг ортиб бориши, яъни тўсиқнинг баландлиги ($U(r) - E_\alpha$) ва кенглиги (интеграллаш оралиги)нинг ортиб бориши билан экспоненциал камаяр экан. R_0 радиусли потенциал ўра учун кулон потенциали

$U(r) = \frac{Z \cdot Z_\alpha \cdot e^2}{r}$ бўлганлигидан (2.6- расмда вертикал пунктир чизик билан кўрсатилган), $r > R_0$ соҳада (2.14) формуладаги интегрални қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\int_{r_1}^{R_0} \sqrt{\frac{Z \cdot Z_\alpha \cdot e^2}{r}} - T_\alpha dr. \quad (2.15)$$

Бунда $Rr > 0$ соҳада $E_\alpha = T_\alpha$ бўлиши ҳисобга олинган, T_α — альфа-зарраларнинг кинетик энергияси.

Бир секунддаги α -парчаланиш эҳтимоллиги λ альфа-зарраларнинг потенциал тўсикдан ўтиш эҳтимоллиги D га тўғри пропорционал:

$$\lambda = v \cdot D. \quad (2.16)$$

Бу тенгламадаги v коэффициент α -зарраларнинг ядро ичида нуклонлардан ҳосил бўлишини, уларнинг тезлигини ва ядро тузилишини характерловчи бошқа параметрларни ўз ичига олади. Шунинг учун ҳозирги кунда уни тўғри ҳисоблаш жуда мушкул.

Агар α -зарралар ядро ичида тайёр ҳолда бўлади дейилса, классик тасаввурларга биноан v коэффициенти v тезликка эга бўлган α -зарраларнинг тўсик деворларига урилиш частотаси деб ҳисоблашимиз мумкин. У ҳолда v катталикининг қийматини қуйидагича аниқлаш мумкин. Ядро ичида тезлиги v ва импульси $M_\alpha v_\alpha$ бўлган α -зарранинг $(h/M_\alpha v_\alpha)$ де-Бройль тўлқин узунлиги R_0 нинг қийматига яқин бўлсин, яъни

$$\frac{h}{M_\alpha v_\alpha} \simeq R_0 \text{ ёки } v_\alpha \simeq \frac{h}{M_\alpha R_0}.$$

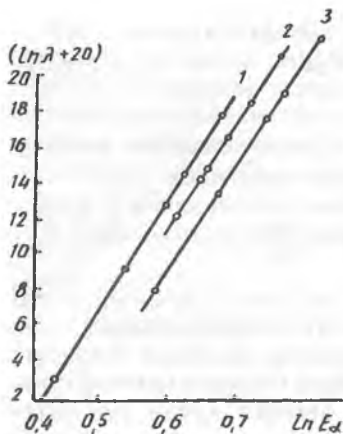
Агар α -зарра потенциал ўра ичида унинг қарама-қарши деворларига урилиб ҳаракат қилади деб фараз қилсак,

$$v = \frac{v_\alpha}{2R_0} \text{ ёки } v = \frac{h}{2M_\alpha R_0^2} R_0 \quad (2.17)$$

бўлади. Демак, парчаланиш константаси (2.14), (2.16) ва (2.17) га асосан:

$$\lambda = \frac{v}{2R_0} \exp \left(-\frac{2}{h} \int_{r_1}^{R_0} \sqrt{2M_\alpha (U(r) - E)} dr \right). \quad (2.18)$$

Бунда v тезликни $v = \frac{h}{M_\alpha R_0}$ формула асосида топиш мумкин. (2.18) тенглама R_0 тегишлича танлаб олинганда, парчаланиш эҳтимоллиги ва альфа-зарранинг энергияси орасидаги боғланишни тўғри ифодалай олади:



2. 8- расм. «Гейгер—Неттол» коидасининг график ифодаси. 1 — уран, 2 — торий ва 3 эса, актиноуран радио-актив онлаларига мансуб.

$$\lg \lambda = A + B \cdot \lg E_{\alpha}, \quad (2.19)$$

бу ерда A ва B — заряд сони ва атом оғирлигига боғлиқ бўлган константалар. (2.18) ифода Гейгер-Неттол конунининг ўзидир (2.8- расм). Учиб чиқаётган α -зарранинг энергияси ортиши билан парчаланиш эҳтимоллигининг тез ортиб бориши (2.18) ифодадан кўриниб турибди. E_{α} нинг қиймати 9 МэВ га яқинлашганда ядронинг α -парчаланишга нисбатан яшаш вақти секунднинг жу-да кичик бўлақларини ташкил этади ва энергия 9 МэВ ва ундан катта бўлганда емирилиш одатда бир онда ўтади.

(2.18) формуланинг муҳим томони шундаки, унинг махражиди $\hbar$ турибди. Квант физикасидан классик физикага ўтсак, $\hbar \rightarrow 0$ да $D \rightarrow 0$, $\lambda = 0$, $T \rightarrow \infty$ бўлади, яъни ядроларнинг парчаланиши мумкин бўлмай қолади. Агар система катта бўлса, ярим парчаланиш даври фавқуллодда ортиб кетади. Альфа-парчаланишда худди шу аҳвол рўй беради. Масалан, (2.18) формулага асосланиб, $U - E = 20$ МэВ, $d = 2 \cdot 10^{-12}$ см бўлган ҳолда тўғри бурчакли ўра учун T ни аниқлайлик.

Бунда экспонента кўрсаткичи

$$\frac{2}{\hbar} \sqrt{2M(U-E)} \approx 84$$

ва ўтиш эҳтимоллиги $D = e^{-84} \approx 10^{-36}$ бўлади. Экспонента олдидаги коэффициент

$$\frac{\hbar}{MR^2} = \frac{10^{-27}}{7 \cdot 10^{-21} \cdot 10^{-24}} \approx 10^{20}.$$

Бундан ярим парчаланиш даври

$$T \approx \frac{1}{\lambda} = \frac{MR^2}{\hbar D} = 10^{16} \text{ с.} \approx 10^9 \text{ йил.}$$

Бу рақам тажрибалар кўрсатишига мос келади, масалан, ^{238}U нинг ярим парчаланиш даврига яқин.

2.8- §. Тажириба натижалари

Мазкур назария барча далилларни сифат томондангина эмас, балки миқдор жиҳатдан ҳам изоҳлайди. Шунинг учун биз ҳозир нима учун оғир элементларнинг альфа-зарралар чиқариб парчаланиши, нима учун улардан баъзиларининг ярим парчаланиш даври узок-ку, бошқалариники қисқа бўлиши тушунарлидир, деб айтишимиз мумкин. Урандан оғир бўлган элементлар альфа-зарраларининг энергияси анча юқори, демак, бундай элементларнинг ярим парчаланиш даври қисқа бўлиб, улар парчала-ниб кетган.

Альфа-парчаланиш табиати квант механикаси асосида тўғри тушунтирилган эди. Классик механиканинг, агар альфа-зарралар энергияси тўсиқ баландлигидан кичик бўлса, у тўсиқдан мутлақо ўта олмаслиги ҳақидаги таълимотига қарама-қарши ўларок, квант механикаси баъзи альфа-зарраларнинг тўсиқ орқали «сизиб ўтиши» мумкинлигини кўрсатди (туннель эффекти). Бу квант механикасининг ядро физикасидаги биринчи муваффақи-ятли қўлланиши бўлди.

Туннель эффектнинг эҳтимоллиги альфа-зарра энергиясига боғлиқ ва бу альфа-радиоактив изотоп ярим парчаланиш давлари ўзгаришининг жуда кенг диапа-зонга эга бўлиш сабабини тушунтиради. Масалан, 2.1- жадвалда λ нинг (2.18) тенглама асосида ҳисобланган ва тажирибада аниқланган мос қийматлари келтирилган. Ҳисоблаш вақтида қиймати ихтиёрий танлаб олинган ягона параметр ядронинг радиусидир: $R_0 = (1,30 \cdot A^{1/3} +$

2.1-жа д вал

Парчаланиш доимийси λ нинг ҳисобланган ва экспериментал қийматларини солиштириш

α -нурловчи	E_α , МэВ	$R \cdot 10^{15}$ м	$\lambda_{\text{ҳисоб}}$, с ⁻¹	$\lambda_{\text{эксп}}$, с ⁻¹
²³² Gh	4,08	9,142	$0,69 \cdot 10^{-18}$	$1,20 \cdot 10^{-18}$
²³⁰ Gh	4,76	9,118	$1,62 \cdot 10^{-13}$	$2,10 \cdot 10^{-13}$
²²⁸ Gh	5,52	9,095	$7,44 \cdot 10^{-9}$	$8,20 \cdot 10^{-9}$
²²⁶ Gh	6,44	9,072	$2,46 \cdot 10^{-4}$	$2,96 \cdot 10^{-4}$
²⁵⁴ Fm	7,32	9,390	$1,31 \cdot 10^{-4}$	$5,05 \cdot 10^{-4}$
²¹⁴ Po	7,83	8,927	$4,35 \cdot 10^3$	$4,23 \cdot 10^3$
²¹² Po	5,40	8,878	$9,61 \cdot 10^{-7}$	$5,80 \cdot 10^{-7}$
¹⁴⁶ Sm	2,62	7,982	$1,90 \cdot 10^{-15}$	$0,44 \cdot 10^{-15}$

$+1,20) \cdot 10^{-15}$ м. Жадвалдан кўринишича, ядролар парчаланиш доимийсининг λ қийматлари бир-биридан 10^{21} марта фаркланса ҳам, деярли ҳамма α -нурлатгичлар учун ҳисобланган ва тажрибадан олинган қийматлар тўрт мартадан ортиқ фаркланмайди. $\lambda_{\text{ҳисоб}}$ нинг абсолют қиймати асосан қабул қилинган ядро радиусига боғлиқ бўлади ва $R = r_0 \cdot A^{1/2}$ даги r_0 параметрнинг фақат $0,03 \cdot 10^{-15}$ м га ортиши, ҳамма ҳолларда λ қийматининг тахминан икки марта ортишига олиб келади. $r_0 = 1,3 \cdot 10^{-15}$ м қийматда (2.18) тенгламанинг тажриба натижаларини яхши тушунтиришини ортиқча баҳолаб юбориш ярамайди, чунки ҳисоблаш методининг ўзи тақрибийдир, яъни: 1) потенциал ўра тўғри бурчак шаклида деб фараз қилинди, ваҳоланки, у «ўтмас» қиррали бўлиши керак; 2) экспонента олди фактори ядро ичидаги α -зарралар унинг деворларига урилиб ҳаракат қилади, деб ҳисобловчи жуда содда фикрга асосланиб келтириб чиқарилган эди. Қабул қилинган бу фаразлар λ нинг T га экспоненциал боғланишни (2.18) тенглама сезиларли даражада ўзгартирмайди, лекин λ билан ядронинг эффектив радиуси $R_{\text{эфф}}$ орасидаги боғланишга сезиларли таъсир этади. α -парчаланишдан олинган натижалар асосида мураккаб моделлардан фойдаланиб, ядро радиуси учун ишончли қийматларни келтириб чиқаришга кўп уринилди. Ҳар хил муаллифлар келтириб чиқарган натижалар оз бўлса-да фаркли бўлиб, уларнинг ҳаммаси $r'_0 = (1,45 \div 1,57) \cdot 10^{-13}$ см бўлганда қуйидагича ифодаланиши мумкин:

$$R_{\text{эфф}} = r'_0 \cdot A^{1/3} \quad (2.19)$$

ёки бошқачароқ кўринишда ёзсак,

$$R_{\text{эфф}} = r_0 A^{1/3} + b. \quad (2.20)$$

Бу ҳолда $r_0 = (1,25 \div 1,40) \cdot 10^{-15}$ м, $b = 1,20 \cdot 10^{-15}$ м.

R нинг ҳисобланган қиймати ядро радиусини аниқлаш бўйича қилинган бошқа экспериментлар натижасига нисбатан ортиқроқ бўлиб чиқди. Мазкур фарқ ядро сиртининг диффузион хусусияти, альфа-зарра радиусининг ва ядро кучлари таъсири радиусининг чеклилиги, ядро сиртининг сферик эмаслиги каби омилларнинг таъсири билан тушунтирилади.

2.9- §. Умумий мулоҳазалар

Кўпгина турғун бўлмаган ядролар яшаш вақтларининг микродунё нуктаи назарида жуда катта бўлишлиги радиоактивликнинг ажойиб хусусиятидир. Агар нуклонлар орасида ядро кучларининг таъсири мавжуд десак, у ҳолда барча жараёнлар, жумладан, парчаланиш жараёнлари ҳам тахминан $\tau \sim 10^{-22}$ с вақт ичида ўтиши керак. Ваҳоланки, амалда жуда кичик ҳисобланган $\sim 10^{-7}$ с яшаш вақтига эга бўлган $^{144}_{60}\text{Nd}$ ядросида ҳам унинг мавжудлик даврида нуклонлар 10^{15} тага яқин айланма ҳаракат қилади ва шундан сўнггина неоним ядроси тўсатдан α -зарра чиқаради. Демак, қандайдир сабабларга кўра ядро парчаланишларида турғунланиш пайдо бўлади.

Шундай сабаблардан бир нечтасини кўрсатиш мумкин, улардан баъзилари асосий ҳисобланади. Улар радиоактив парчаланишнинг турларини белгилайди.

Кўпгина ҳолларда парчаланиш маҳсули бўлган ядронинг ўзи ҳам радиоактив бўлади, чунки у уйғонган ҳолатда ҳосил бўлади. Унинг парчаланиш йўли γ -нурланиши ва асосий ёки пастроқ уйғонган ҳолатга ўтишдир. Лекин фотонлар кучли ўзаро таъсирда бўлмайди ва бундай жараён электромагнит ўзаро таъсир остида содир бўлади. Бу таъсир интенсивлиги кучли ўзаро таъсирнинг интенсивлигидан 2—3 тартибча кам бўлади. Мазкур таъсирларни характерловчи вақтлар нуктаи назаридан эса, худди шу тартибда, тескари нисбатда бўлади. Шу сабабли ядролар γ -нурланишга нисбатан қисман турғунлашган бўлади.

Радиоактив парчаланиш жараёни энергия жихатидан кечиши мумкин бўлиб, лекин на кучли ва на электромагнит ўзаро таъсирлар ҳисобига юз беролмайдиган ҳолларда анча катта турғунланиш пайдо бўлади. Электронлар ёки позитронлар ва нейтрино ёки антинейтринолар қатнашадиган турли хил β -алмашилишлар учун кучли ўзаро таъсирниқидан тахминан 10 тартибга кам бўлган ўзига хос кучсиз ўзаро таъсир ўринли бўлади. Шу асосда улар мос равишда характерловчи вақтлар нисбатига эга, яъни секин ўтади.

Оғир зарядланган зарралар, яъни протонлар, дейтронлар, альфа-зарралар ёки ҳатто нисбатан оғир ядролар чиқариш билан кечадиган парчаланиш жараёнлари бор. Улар кучли ўзаро таъсир ҳисобига юз беради, бундай ҳолларда турғунлаштирувчи омил сифатида кулон итарилиши, яъни электромагнит ўзаро таъсир қатнашади. Ядро

сирти яқинида кулон потенциал тўсиғи бўлганлигидан зарядланган классик нуктаи назардан қараладиган бўлса, у тўсиқдан ўта олмаган бўлар эди. Натижада ядро турғун ҳолда сақланарди. Мазкур шароитда зарранинг тўсиқ орасидан ўта олиши туннель эффекти натижасидагина парчаланишнинг иложи бўлади. Бундай жараённинг эҳтимоллиги турлича бўлади. Унинг қиймати зарранинг массасига тескари пропорционал бўлади. Альфа-парчаланиш ва бўлиниш жараёнларида мазкур механизм яққол кўринади.

Парчаланиш турғунланишининг қуйдаги сабаблари иккинчи даражали ҳисобланади.

Энергия ажралиши қанчалик кам бўлса, парчаланиш эҳтимоллиги шунчалик кичик бўлади. Агар учиб чиқаётган зарралар катта бўлмаган кинетик энергияга эга бўлса, у ҳолда турғун бўлмаган ядронинг яшаш вақти жуда катта бўлиши мумкин. Турғунланишнинг бу сабаби соф кинематикадир.

Энергия ажралиши кам бўлганда радиоактив парчаланиш эҳтимоллиги бошланғич (она) ва маҳсул ядролар спинларининг айирмасига боғлиқ бўлади: бу айирма қанчалик катта бўлса, эҳтимоллик шунчалик кичик бўлади. Айирма ҳосил бўлган зарра томонидан нисбий орбиталь момент ҳолида олиб кетилади (2.2-жадвал).

2.2-жа д в а л

Айланиш тури	ΔZ	ΔA	Жараён	Ўзаро таъсир тури	Кашф этган, кузатган
α -парчаланиш	-2	-4	${}_Z^AX \rightarrow {}_{Z-2}^{A-4}Y + {}_2^4\text{He}$	S+E	Э. Резерфорд, 1899 й.
β -айланишлар	+1	0	—	W	—
β^- -парчаланиш	+1	0	${}_Z^AX \rightarrow {}_{Z+1}^AY + e^- + \bar{\nu}_e$	W	Э. Резерфорд, 1889 й.
β^+ -парчаланиш	-1	0	${}_Z^AX \rightarrow {}_{Z-1}^AY + e^+ + \nu_e$		И. Жолио-Кюри, Ф. Жолио-Кюри, 1934
К-қамраш	-1	0	${}_Z^AX + e^- \rightarrow {}_{Z-1}^AY + \nu_e$	W	Л. Альварец, 1937 й.
γ -нурланиш	0	0	${}_Z^AX^* \rightarrow {}_Z^AX + \gamma$	E	П. Виллара, 1900 й.

Спонтан бўлиниш	$-\frac{Z}{2}$	$-\frac{A}{2}$	$\frac{A}{Z}X \rightarrow \frac{A'}{Z'}Y + \frac{A-A'}{Z-Z'}Y$	S+E	К. Петржак, Г. Флеров, 1940 й.
Протон радиоактивлик	-1	-1	$\frac{A}{Z}X \rightarrow \frac{A-1}{Z-1}Y + \frac{1}{1}H$	S+E	Ж. Черни ва б. 1970 й.
Икки протонли радиоактивлик	-2	-2	$\frac{A}{Z}X \rightarrow \frac{A-2}{Z-2}Y + \frac{1}{1}H + \frac{1}{1}H$	S+E	Ж. Черни ва б. 1983 й.
Радиоактивликнинг янги тури	-6	-12	$^{226}\text{Ra} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{214}\text{Pb}$		Х. Роуз ва Ж. Жоуне, 1972 й.
		-14	$^{223}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{209}\text{Pb}$		
S-парчаланиш	-7	-12	$\frac{A}{Z}X \rightarrow \frac{A-12}{Z-4}Y + ^{12}\text{C}$	S+E	Х. Роуз ва Ж. Жоуне, 1984
—→—	-4	-14	$\frac{A}{Z}X \rightarrow \frac{A-4}{Z-4}Y + ^{14}\text{C}$	S+E+	

2.2- жадвалда радиоактив айланишларнинг асосий турлари кўрсатилган. Унда, жумладан, ΔZ ва ΔA «силжиш коида»си, жараёнларнинг схемали тасвири, уларнинг кечиши ва турғунланишига сабабчи бўлган ўзаро таъсирлар тури кўрсатилган. S, E ва W белгилар кучли, электромагнит ва кучсиз ўзаро таъсирларни изоҳлайди.

Мазкур жадвалда нейтрон радиоактивлик келтирилмаган. Гап шундаки, ядролар электр жиҳатдан нейтрал бўлган нейтронларни фақат кучли ўзаро таъсир ҳисобига чиқаради, холос. Шунинг учун яшаш вақти нисбатан иккинчи даражали саналган омиллар ҳисобига ортади. Натижада у ядро вақтига хос бўлган вақтга яқин бўлиб, уни ўлчашнинг иложи бўлмайди.

Юқорида айтилган гаплар маълум даражада нейтрон-танқис ядроларнинг протонлар чиқариш жараёнига ҳам тегишлидир. Бу зарралар зарядланган бўлишига қарамай, нисбатан кичик массали бўлганидан кулон тўсик орасидан осонгина ўтади. Шундай бўлса-да, оғир ядролар кулон тўсиғининг баландлиги туфайли бу тўсик ҳатто протонларнинг чиқишига ҳам турғунлаштирувчи таъсир кўрсатади. Лекин протонли парчаланиш одатда кузатилмайди, чунки ундан амалда позитрон β -парчаланиш устун келади. Шу тарика ядро ортикча протонлардан ҳоли бўлади. Протон радиоактивлик 1970 йилда Ж. Черни гуруҳи «ўртача» ҳисоблаган ^{53}Co ядросида аниқланди. Умуман олганда шу турдаги радиоактивлик протонлари ўта ортикча бўлган кам сондаги «ажиб» энгил ядроларда ҳам юз бериши мумкин. Шу сабабли ҳозирги вақтда бундай ядроларга кизиқиш ортиб кетди. Ажиб ядролар хоссаларини назарий

жиҳатдан тадқиқ қилишда физик олим Я. Б. Зельдович, П. Э. Немировский ва бошқалар катта ҳисса қўшдилар.

Агар нейтрон-танқис жуфт-жуфт ядрога протон-парчаланиш энергия бўйича таъқиқланган бўлса, у ҳолда ядро иккита қўш протон чиқариши мумкин (В. И. Гольданский, 1960 й.). Икки протон радиоактивликни 1983 йилда Беркли (АҚШ) даги тезлаткичда Ж. Черни гуруҳи очди. Бу парчаланиш синтезланган ${}^{22}_{13}\text{Al}$ ядроларининг β^+ -парчаланишида ҳосил бўладиган уйғонган ${}^{22}_{12}\text{Mg}$ ядроларида кузатилди.

Умуман олганда ядроларнинг нейтрон, протон, икки протонли ва ҳатто икки нейтронли парчаланишлари кузатилди. Лекин бу жараёнлар кўп босқичли бўлиб, бунда кечикувчи нуклонлар деб аталувчи нуклонлар чиқади.

α -парчаланиш, β -алмашиниш, γ -нурланиш ва ўз-ўзидан бўлиниш радиоактив алмашинишларнинг муҳимроқлари ҳисобланади. Табиатда оддий шароитда амалда фақат α -парчаланиш, β -парчаланиш ва γ -нурланиш учрайди. Бунда β - ва γ -нурланишлар элементлар даврий системасидаги исталган нуклидларда юз бериши, α -парчаланиш эса, асосан оғир ядроларда юз бериши мумкин. Лабораторияларда олинадиган жуда оғир элементлардан α -парчаланиш билан бир каторда ўз-ўзидан бўлиниш жараёни ҳам кузатилади. Унинг салмоғи ядронинг заряди ва масса сони ортиши билан орта боради.

2.10-§. Радиация физикасидаги ўлчов бирликлари

Ионлаштирувчи нурланиш манбаи яқинида турган инсонга таъсир қиладиган радиация хавфини баҳолаш учун турли дозиметрик асбоблар мавжуд. Улардан ҳар бири аниқ бир физик катталикини ўлчашга хизмат қилади. Қандайдир физик катталикини ўлчаш деганда, ундаги физик катталиқ бирлиги деб аталган бирор элементар кисмлар микдорининг қанчалигини аниқлаш тушунилади. Ионлаштирувчи нурланиш хоссаларини ўлчаш учун қандай бирликлар танлаб олинган?

Радиоактив манбани характерловчи асосий физик катталиқ, ундаги вақт бирлигида юз берадиган емирилишлар сонидир. Бу катталиқ *активлик* деб аталди. У ёки бу модданинг, масалан, радиоактив изотопнинг активлиги вақт бирлигида (1 с да дейлик) емирилувчи атомлар сони билан аниқланади. Демак, модда томонидан чиқарила-

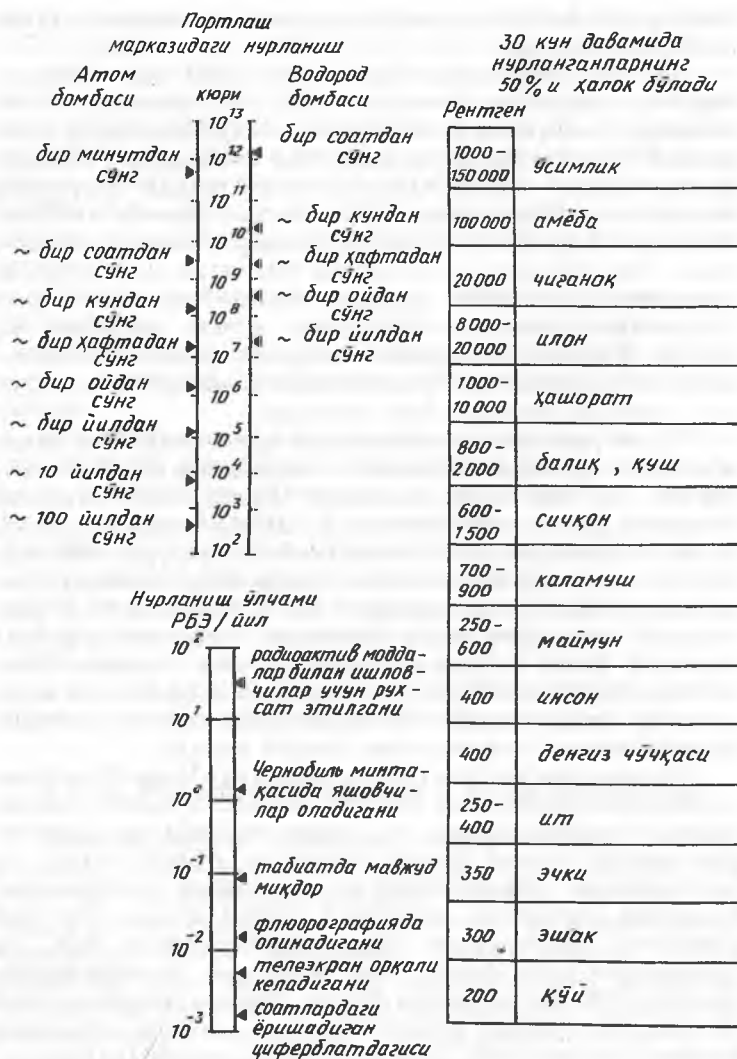
ётган радиоактив зарралар сони унинг активлигига тўғри пропорционал экан.

Халқаро бирликлар системаси (СИ) да активлик бирлиги сифатида беккерель (Бк, В) олинган. 1 Бк активлик 1 секундда 1 та емирилишга тўғри келади. Аммо амалий дозиметрияда ва радиация физикасида кўпинча бошқа бирлик — Кюри (Ки, С) ишлатилади. Кюри бир беккерелдан 37 миллиард марта катта: $1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$. Активлик бирлиги учун мазкур соннинг олинishi бежиз эмас. Гап шундаки, радиоактив емирилиш қонунларини ўрганишда дастлабки элемент бўлган радий-226 нинг 1 грамида 1 секундда худди ана шунча емирилиш юз беради. Емирилиш туфайли модданинг радиоактив атомларининг микдори вақт ўтиши билан камаяди. Шунга кўра мос равишда активлик ҳам пасаяди.

Турли радиоактив моддаларда ярим емирилиш даври жуда кенг ораликда секунднинг миллиондан бир қисмидан тортиб, то бир неча миллиард йилларгача ўзгаради. Масалан, радиоактив изотоп йод-131 нинг ярим емирилиш даври 8 кунни, цезий-137 ники ўттиз йилни, уран-238 ники эса 4,5 миллиард йилни ташкил этади. Ядро қурилмаларида авария юз берган ҳолларда йод-131 ва цезий-137 изотоплари энг катта хавф уйғотади. Улар атмосферага осонгина ўтиб, у ерда аэрозоллар ҳосил қилади. Йод-изотопи бир неча ойдан сўнг емирилиш натижасида жуда камайиб кетади, цезий-137 эса, нисбатан кўп муддатгача зарарлантириш қобилиятини сақлаб қолади.

Радиоактивлик сўзи сўнгги пайтларда Чернобиль Атом электростанциясида юз берган фалокат туфайли газета-журнал саҳифаларида ва радио-телевидение эшиттиришларида тез-тез учраб турадиган бўлиб қолди. Бу мақолаларда атроф-муҳитни радиоактив заҳарланиш, радиация даражаси, нурланиш дозаси ҳақида ҳар хил рақамлар келтирилади. Масалан, Чернобиль АЭС да фалокатдан сўнг баъзи узоқ зоналарда радиоактивлик соатига 1200 микрорентген бўлган. Ваҳоланки, инсон учун 70 йиллик умрида ўртача 35 бэр дозадан нурланиш хавфсиз ҳисобланади. Ана энди бу нурланиш (радиация) дозаларини бир-бири билан қандай таққослаш мумкин?

Радиоактивликни ҳар хил беккерел, кюри, рентген, резерфорд, грей, зиверт ва бошқа бирликларда, радиация қувватини эса ўша бирликларни вақт бирлиги (с, соат, кун, ҳафта, ой, йил) га нисбати билан ўлчанади. Бу бирликлардан кўпроқ фойдаланиладиганларини келтирамиз.



2. 9- расм. Радиация дозалари ва хавфсизлик эҳтиёткорлиги.

1 куб сантиметр ҳавода $2,08 \cdot 10^9$ (ёки 1 г ҳавода $1,61 \cdot 10^{12}$) жуфт ион ҳосил қилган рентген (ёки гамма) нурлар дозаси 1 рентген деб аталади.

Ҳар қандай нурланишнинг 1 рентген дозасини биоло-

гик таъсирига тенг таъсир кўрсатувчи микдори 1 бэр ёки рентгеннинг 1 биологик эквиваленти деб аталади.

Нурланиш даражасини яна рад бирликларида ҳам ўлчанади. Рад — нурланишнинг ютилиш микдорини кўрсатади. 1 рад нурланишда модда (масалан, одам тана)сининг ҳар бир килограми 0,01 Ж ёки 1 г масса 100 эрг энергия ютади.

Одатдаги ҳисоблашлар учун рентген, бэр, рад бирликларини ўзаро бир хил тенг деб қабул қилиш мумкин: 1 рентген ~ 1 бэр ~ 1 рад.

2.9- расмда ҳар хил радиоактив манбаларнинг қуввати ва уларни тирик организмларга таъсири келтирилган. Чапдаги шкалада атом ва водород бомбаларининг портлаш эпицентридаги, бир соат, бир кун ва ҳоказо вақт ўтганидан кейинги радиация активлиги, ўнгдаги шкалада эса ҳаётимизда ҳар доим учраб турадиган радиоактив манбаларнинг қуввати келтирилган. Табiiй радиоактив фон коинотдан келадиган нурлар, тупроқ ва радиоактив ёгингарчилик оқибатидир.

Расмда жониворлар учун ҳам ҳалокатли дозалар келтирилган. Агар киши қисқа вақтда, айтайлик, 1 соатда 400 рентген дозали нурланиш олган бўлса, 50 фоиз эҳтимоллик билан айтиш мумкинки, у ҳаётдан кўз юмади. Агар нурланиш дозаси 600 рентгенга етса ундан ҳеч қандай умид қолмайди.

Чернобиль АЭС пи реакторида фалокат юз берганда нурланиш қуввати соатига 30000 рентгенга етди, реактор парчаларининг нурланиш қуввати эса $2000 \frac{\text{рентген}}{\text{соат}}$ эди.

Бундан кўриниб турибдики, бу жойда 1,5 минут бўлишнинг ўзи ҳам кишини ҳалок қилади.

АЭС портлаш сабабли атрофга кўп микдорда узок яшовчи, ярим яшаш даврлари 30 йил бўлган стронций-90 ва цезий-137 изотоплари ҳам бор бўлган радиоактив моддалар таркалди. Шунинг учун Чернобиль АЭСи зонасида бир неча ўн йиллар давомида инсонлар яшаши учун нормал шароит бўлмайди.

2.11- §. Табiiй радиоактивликнинг янги турлари

А. Беккерел уран тузларини текшира туриб, радиоактив парчаланиш ҳодисасини кашф этган вақтдан кейин юз йилча давр ўтиб, физик олимлар табiiй радиоактивликнинг янги турини — ядролар ўз-ўзидан α -зарра-

лардан ҳам оғирроқ бўлакларини чиқариб парчаланишини аниқладилар. Оксфорд университети (АҚШ) да Х. Роуз ва Ж. Жоунслар ўтказган тажрибаларда уран-235 нинг парчаланиш маҳсуллари орасида ^{14}C ядролари борлиги қайд қилинди. Бунга қадар радий-235 ядроси α -зарра чиқариб, ^{219}Rn га айланиши бизга маълум эди. Тез кунда бу кашфиёт бошқа илмий лабораторияларда ўтказилган тажрибада тасдиқланди. Шундай қилиб, табиатда радио-актив парчаланишнинг яна бир тури борлиги аниқланди. Бизга маълум бўлган α - ва β -парчаланишга мос ҳолда бу парчаланишни f -парчаланиш (инглизча fragment — фрагмент, бўлак сўзидан олинган) деб атаيمиз.

Табиий ҳолда радиоактив парчаланишнинг «ман этилган» тури қандай қилиб амалга ошди? деган савол туғилади. Унинг топилиши кутилмаган ҳолмиди ёки тажриба техникасининг ривожланиши ва α -парчаланиш ҳамда ўз-ўзидан бўлиниш орасида парчаланиш бўлиши мумкинлиги ҳақидаги ўйлар ва тахминлар натижасими?

Ядродаги нейтронлар ва протонлар сонларининг одатдаги муносабатлари бироз ўзгарганда нейтрон (ёки протон) нинг боғланиш энергияси камайса-да, лекин нуклонлар ядродан чиқиб кетадиган даражада бўлмайди. Бу ҳолда кучсиз ўзаро таъсир кучлари ҳисобига фақат нейтроннинг протонга (ва аксинча) нисбатан секин айланиши мумкин бўлиб қолади. Худди ана шулар β -парчаланишга сабаб бўлиб, радиоактив ядронинг мазкур парчаланишга нисбатан анча катта яшаш вақтини белгилаб беради.

Радиоактив емирилишнинг бошқа турлари кучли (ядровий) ва Кулон ўзаро таъсирлари комбинацияси ҳисобига юз беради. Кулон ва ядро кучлари кучсиз ўзаро таъсир кучларидан бир неча тартибга катта. Шунинг учун ўз-ўзидан бўлиниш ва α -парчаланиш эҳтимолликларининг нисбатан кичиклигига сабаб ядронинг тўсатдан иккита мусбат зарядланган бўлакка ажралишдан «сакловчи» потенциал энергиявий тўсикни ўтиш заруриятидир. Бирор оғир ядронинг боғланиш энергияси E_6 унинг иккита янги бўлакка (улардан бири альфа-зарра ёки бўлиниш парчаси бўлиши мумкин) парчалангандаги маҳсул ядроларининг боғланиш энергиялари йиғиндисидан кичик, яъни $E_6 < E_6^{(1)} + E_6^{(2)}$ бўлса, у ҳолда шу ядронинг мазкур парчаланишга нисбатан беқарорлиги вужудга келди дейилади. Ортиқча Кулон итарилиши пайдо бўлган оғир

ядро ўзидан битта ёки иккита протон чиқара олмайди. Чунки протонлар ядрога нисбатан катта боғланишда бўлади. Лекин унинг учун катта боғланиш энергиясига эга бўлган икки протон ва икки нейтрондан иборат қулайгина система α -зарра чиқариш ёки маълум сондаги нейтронлар ва протонлардан тузилган иккита барқарор ядрога бўлиниш энергия жиҳатидан маъқулдир.

Юқорида кўриб ўтганимиздек, агар зарра энергияси бирор тўсиқ баландлигидан кичик бўлса, шу зарранинг тўсиқдан ўтиши классик механика нуқтаи назаридан қатъиян ман этилади. Бундай ҳолларда микродунёда ўринли бўлган квант механикаси қонунлари зарраларнинг потенциал тўсиқдан «сизиб» ўтишига йўл қўяди. Бу ҳодиса «туннель эффект» номини олган. Зарраларнинг потенциал тўсиқдан бундай ўтиши бошқа квант механика эффектлари каби эҳтимолли жараёндир. Бу эҳтимоллик зарра массаси ва тўсиқ баландлиги билан зарра энергияси орасидаги фарқ ортиши билан кескин камаяди. Кулон тўсиғи учун Z_1 - ва Z_2 зарра қанчалик кичик бўлса, бу эҳтимоллик шунчалик катта бўлади. Агар атом ядроси Z_1 ва Z_2 зарядли иккита заррага парчаланишга нисбатан бекарор бўлса, яъни парчаланиш энергияси деб аталувчи $E_f = E_6^{(1)} + E_6^{(2)} - E_6$ катталиқ мусбат бўлса, у ҳолда Кулон тўсиғи ядрони парчаланишдан фақат қандайдир τ вақт давомидагина сақлаб тура олади. Бу вақт бизга маълум бўлган радиоактив ядронинг яшаш вақтидир.

Ядронинг f -парчаланиши мумкинми? Башорат қилиш ва фаразлар. Оксфорддаги тажриба тугалланган вақт 1984 йилга келиб, радиоактивликнинг парчаланиш маҳсулларининг Кулон потенциал тўсиғидан «туннель» ўтишига боғлиқ бўлган икки асосий тури маълум эди. Булар бизга маълум бўлган альфа-парчаланиш ва ўз-ўзидан бўлинишдир. Биринчи ҳолда потенциал тўсиқ альфа-зарранинг маҳсул ядронинг Кулон майдони билан ўзаро таъсири натижасида, иккинчи ҳолда эса, ядронинг бўлиниш жараёнида деформацияланиш сабабли ядро ва Кулон кучларининг комбинацияси натижасида пайдо бўлади.

Иккала жараённинг ўхшашлиги уларни оғир ядролар массаси ва зарядини йўқотиш механизмининг турлича кўриниши деб қарашга ундайди. Бундай тахмин Н. Бор ва Ж. Уилерлар томонидан (1939 й.) атом ядросининг бўлиниши ўрганилаётган дастлабки даврларда илгари

сурилган эди. Лекин альфа-парчаланишни жуда асимметрик бўлиниш деб қараладиган аниқ назарий тадқиқотлар ва гелий ядросидан оғир, аммо бўлиниш махсуллари ($4 < A < 80$) дан енгил бўлган зарраларни чиқариш билан ўтадиган оралик парчаланиш турларининг эҳтимоллигини баҳолаш кейинги йиллардагина амалга оширилди.

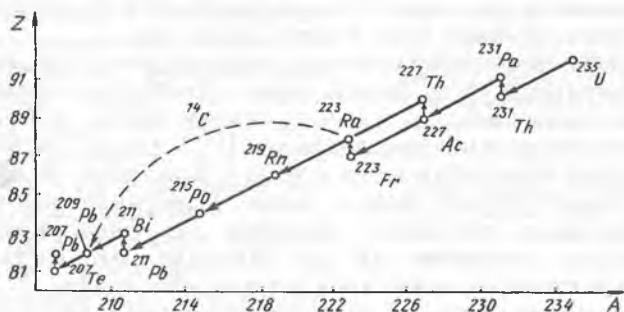
Атом оғирлиги 4 дан катта бўлган ($A > 4$) ядролар чиқиши билан ўтадиган емирилишлар мавжудлиги ҳақидаги тахмин 1966 йилдаёқ илгари сурилган эди. Уран минералларида ортикча неон ва аргон изотоплари борлигини тушунтириш учун табиатда уран ядролари ^{21}Ne , ^{22}Ne , ^{28}Ar , ^{40}Ar ва бошқа енгил ядролар чиқариш йўли билан асимметрик бўлинади деб, фараз қилинди. Сўнгра ^{235}U нинг шундай бўлиниш тури учун ярим парчаланиш даври олдиндан башорат қилинди. Бу давр 10^{11} — 10^{14} й. га тенг бўлиб, альфа-емирилишга нисбатан 10^{-2} — 10^{-5} га тенг эҳтимолликка мос келади. Ҳозирги замон тажрибаси бундай эҳтимоллик учун жуда кичик катталиқ — 10^{-9} дан катта бўлмаган сонни беради.

Радиоактив ядролар ичида шундайларини топиш мумкинки, улар учун нафақат α -зарра, балки бошқа анча барқарор бўлган енгил ядролар (масалан, углерод, азот ва кислород) чиққан ҳолларда ҳам энергия жиҳатдан $E_{\text{БОҒЛ}} = E_{\text{БОҒЛ}}^{(1)} + E_{\text{БОҒЛ}}^{(2)}$ ўринли бўлади. Агар оғир ядро шу ядро нуклонларидан тузилган альфа-заррани чиқарса, унда уч ёки тўрт альфа-заррадан иборат шунга ўхшаш тузилма ядрога ҳосил бўлишини инкор қилиб бўлмайди. Бу тузилма углерод-12 ёки кислород-16 ядроларидан иборат бўлиши мумкин. Демак, радиоактив оилаларда бир неча кетма-кет альфа-парчаланишлар занжири бўлган ҳолда гелийдан оғирроқ бўлган ядроларни чиқариб ўтадиган камчил парчаланиш ҳолларини тажрибада аниқлашга ҳаракат қилиш мумкин. Масалан, табиий, уран-радий радиоактив оиласидаги ($A = 4n + 2$) радиоактив ^{226}Ra ядроси барқарор ^{214}Pb ядросига айлангунча кетма-кет 3 та альфа-зарра чиқариб узундан-узун $^{226}\text{Ra} \xrightarrow{\alpha} ^{222}\text{Rn} \xrightarrow{\alpha} ^{218}\text{Po} \xrightarrow{\alpha} ^{214}\text{Pb}$ йўлини ўтади. Бунинг ўрнига у бир марта ^{12}C чиқариш йўли билан шу жараёнини ўтиши мумкин: $^{226}\text{Ra} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{214}\text{Pb}$.

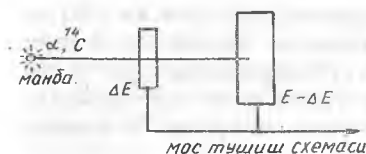
70-йилларда турли тадқиқотчилар шу ва шунга ўхшаш парчаланиш эҳтимоллигини баҳоладилар, шунингдек, ўтказилиши мумкин бўлган тажрибаларни тавсия этдилар. Энди маълумки ютуқ Х. Роуз ва Ж. Жоунсларга

насиб этди. Радиоактив актиноуран оиласи ($A=4n+3$) га мансуб бўлган ^{227}Ac радионуклидди манба ёрдамида ўтказилган икки узун сериядаги тажрибадан сўнг улар β -парчаланишни кашф этдилар. Аммо янги хил парчаланиш махсули ^{12}C бўлмай, балки ундан оғирроқ ^{14}C ядроси бўлди (2.10- расм).

F-парчаланишнинг кашф этилиши. Роуз ва Жоунслар тажрибаларининг биринчи сериясида ^{223}Ra дан ^{14}C ядроси чиққан 8 та, иккинчи сериясида 11 та ходиса қайд этилди. Вакт бирлиги ичида манбадан чиқаётган α -зарралар сонини билган ҳолда тадқиқотчилар $\text{Ra} - 223$ дан чиққан ҳар 10 та альфа-заррага $8,5 \pm 2,5$ та ^{14}C ядроси тўғри келар экан деб хулоса чиқардилар. Бошқача айтганда, 1 млрд. α -заррага тахминан битта ^{14}C ядроси чиқарилар экан. Бу



2. 10- расм. Узок яшовчи ^{235}U радионуклиддан бошланувчи табиий радиоактив актиноуран оиласи. Парчаланишнинг асосий йўли стрелкалар билан кўрсатилган. Радиоактив оила деганда генетик боғланган радионуклидлар катори тушунилади. Ундаги радионуклидлар α - ёки β - парчаланиш оқибатида вужудга келади. Ҳар бир оила энг катта ярим парчаланиш даврлари «авлодбошловчи» нуклидга эга бўлади ва турғун нуклидга ўхшайди. Оиладаги нуклидларнинг A масса сони бир хил (β - парчаланиш) ёки 4 га қаррали (α - парчаланиш) бўлиши мумкин. Агар қаторнинг барча аъзолари учун A 4 га қолдиқсиз бўлинса, у ҳолда $4n$ (n — бутун сон) радиоактив оилага эга бўлинади. Агар қолдиқ 1, 2 ёки 3 га тенг бўлса, у ҳолда мос равишда $(4n+1)$, $(4n+2)$, $(4n+3)$ оилаларга эга бўламиз. Расмдаги актиноуран оиласида $A=4n+3$. Шунингдек, $^{232}\text{Th}(4n)$, $^{238}\text{U}(n+2)$ оилалари ҳам маълум. Расмда нуқтали чизиқ билан яқинда топилган парчаланишнинг ^{14}C ядроларини чиқариш билан ўтадиган янги тури кўрсатилган. У оиланинг масса қонунини «бузади», чунки ^{223}Ra нинг парчаланишида табиатда йўқолган $^{237}\text{Np}(4n+1)$ оиласига мансуб бўлган ^{209}Pb ядроси ҳосил бўлиши мумкин.



2. 11- расм. Иккита кремний ҳисоблагичдан иборат телескопик тизим ёрдамида ($\Delta E - E$) ни ўлчаш схемаси. Бунда ΔE заррани юпка кремний қатламидан ўтишидаги ионизацион йўқотиш, E эса зарядланган заррани тўла тўхтатиб қолишигача сарфланган энергия.

ҳол f -парчаланиш ҳодисаси тажрибаларда шу вақтгача кузатилмаганлигининг сабабларидан биридир.

Бунга бошқа сабаб қийин тажриба масаласининг ҳал бўлишига боғлиқ эди: жуда кўп α -зарралар орасидан ^{14}C чиққан кам сондаги ҳодисаларни ажрата билишгина эмас, балки икки хил ҳодисага тегишли бир-бирига жуда ўхшаш импульсларни фарқ кила билиш лозим эди.

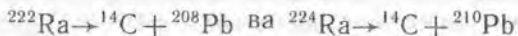
Альфа-зарраларни ва α -гуруҳларни углерод ядроларидан ажратиш учун иккита ярим ўтказгичли кремний ҳисоблагичдан иборат телескоп тизими бўлган ($\Delta E - E$) ўлчаш техникасидан фойдаланилди (2.11- расм). Ҳисоблагичлардан бири жуда юпка кремний пластинка (плёнка) дан иборат бўлиб, зарра ундан ўтаётганда кремний атомларининг ионланиш ҳисобига ўз энергиясининг қандайдир оз қисми ΔE ни йўқотади. ΔE катталик зарранинг ионлаштириш қобилиятини ифодалайди. У зарранинг заряди қанчалик катта ва тезлиги қанчалик кичик бўлса, шунчалик катта бўлади. Зарранинг қолган $E - \Delta E$ кинетик энергияси иккинчи ҳисоблагичда қайд қилинади ва зарра бутунлай тўхтайди. Бу ҳисоблагич қалинроқ кремний қатламидан тайёрланган оддий кремний детекторидир. У ядро физикасида кенг қўлланилади. Иккала ҳисоблагич мос тушишлари схемасига уланган бўлади.

Шундай қилиб, мазкур тизим ундан ўтаётган заррани «текширади» ва ҳар бир ҳодиса учун зарра энергияси ва ионлаштириш қобилиятини аниқлайди. ΔE ва E катталиклар биргаликда зарранинг қандайлиги ҳамда унинг заряди ва энергияси ҳақида маълумот беради. Тажриба натижалари одатда ($\Delta E - E$) диаграммаси кўринишида берилади. Унда турли (A, Z) ва энергияли ядролар чиққан ҳодисалар қатъий аниқ ўринларда тасвирланади. Кўп сонли альфа-зарраларнинг қўшилмаси ва углерод ядролари чиққан ҳодисалар Роуз ва Жоунс тажрибаларида диаграммаларнинг турли жойларига тушади. Шу асосда улар олган натижани янги радиоактив парчаланишнинг

янги тури $^{223}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{209}\text{Pb}$ нинг дастлабки кузатилиши деб ишонч билан қаралди (2.12-расм).

Табиий радиоактивликнинг янги тури очилганини Х. Роуз ва Ж. Жоунслар эълон қилишганларидан сўнг (1984 йил) кўп ўтмай у тасдиқланди. Бу ҳақдаги янги тажриба 1985 йилда Аргон миллий лабораторияси (АҚШ) да ўтказилди. Бунда ^{223}Ra нинг парчаланиш сонини 6 сутка давомида санаш натижасида ^{14}C чиқарилган 24 та ҳодиса қайд этилди. Бу тажрибада аввалгисидан фаркли ўларок ^{227}Ac ўрнига ^{227}Th ($T_{1/2}=19$ сутка) манбаи ишлатилди. У $^{227}\text{Ac} \rightarrow ^{227}\text{Th} \rightarrow ^{223}\text{Ra}$ занжирнинг ўртасига жойлашган.

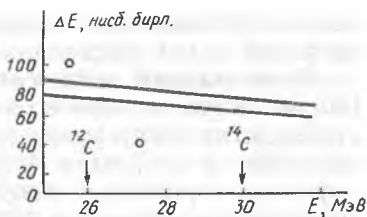
Янги методика асосида аввалги ^{223}Ra дан ^{14}C ни чиқишинигина тасдиқлаб қолмай, муаллифлар яна икки хил радиоактив парчала-ниш:



кашф этишди.

Роуз ва Жоунсларнинг текширишлари натижаси бир нечта тажрибаларда тасдиқлангандан сўнг, унинг эҳтимоллигининг қиймати ҳам қатъий катталиқ билан бериладиган бўлди: у α -емирилишга нисбатан 10^{-9} ни ташкил этади.

Энди олимлар f -парчаланишнинг янги турларини, жумладан ^{14}C дан ҳам оғирроқ махсулларни чиқарадиган парчаланишларни тадқиқ этишга киришиб кетдилар. Ҳозирги кунга келиб неон ядролари чиқадиған ^{231}Pa , ^{232}U ва ^{233}U нинг парчаланишлари топилди. Яқин келажақда шу каби тажрибалар яна ҳам кўпайиши мумкин. Шу сабабдан эндиликда турли ядролар учун f -парчаланиш



2. 12-расм. Роуз ва Жоунс тажрибасидаги (ΔE — E) — таҳлил натижалари. Қўш чизик орасидаги углерод ядролари чиққан ҳодисалар учун рухсат этилган энергия соҳасини тасвирлайди. ^{223}Ra нинг ^{12}C ва ^{14}C чиқариб f — парчаланиш учун кутилган энергиялар қиймати стрелкалар орқали кўрсатилган. Пастки айланага α -зарралар импульсларини тўрт қаррали қайд этилганлиги, юқоригиси эса, момақалдирок вақтида қайд қилинган ҳодисани кўрсатади. Йўлкадаги II та нукта узок вақт экспозиция қилиш натижасида кузати- лган ^{14}C чиқариб бўлиниш ҳодисалари.

эҳтимоллигининг катталигини олдиндан айта билиш масаласи муҳим масаладир.

f-парчаланиш механизми. Парчаланишнинг янги тури f-парчаланишни асимметрик бўлинишнинг бир тури деб кўриладиган тасаввурдан фаркли ўларок, биз уни α -парчаланиш ва ўз-ўзидан бўлиниш ўртасидаги бир ҳолат сифатида қараймиз. Бунда биз мазкур жараёнлар механизмларидан сезиларли принципиал фарқлар борлигини назарда тутдик.

Агар ўз-ўзидан бўлиниш жараёни катта амплитудали коллектив ҳаракат ҳоссалари билан белгиланса, α -парчаланиш эса, парчаланувчи ядрода тўрт нуклонли тизимларнинг ҳосил бўлишига ва уларнинг маҳсул ядро майдонида яхлит ҳолда ҳаракатланишига боғлиқ. Бўлинишда парчаларнинг ҳосил бўлиши ядро деформацияси натижасидир, тўрт нуклонли тизимлар эса, ядро сирти яқинида энг катта эҳтимоллик билан ҳосил бўлади ва уни ўраб турган Кулон тўсиғи таъсирида ушлаб турилади. Ана шу айтилган фикрлар асосида оралиқ жараён f-парчаланишни тушуниб олиш мумкин.

Тажриба натижаларини ўз-ўзидан бўлиниш парчалари массаларининг тақсимооти бўйича экстраполяция қилишга асосланган оддий баҳолаш шуни кўрсатадики, массаси f-парчаланиш бўлакларининг массасига яқин бўлган парчалар микдори тажрибадаги қийматлардан анча кам экан. Бу табиий ҳолдир, чунки ^{223}Ra нинг парчаланишида ^{14}C ҳосил бўлиши учун ядрони тубдан қайта ўзгартириш лозим бўлмайди. Агар f-парчаланишни α -парчаланиш нуктаи назаридан тушунтириладиган бўлса, у ҳолда радиий ядроларида биз кузатгандек, катта эҳтимолликда 14 нуклондан иборат нуклон ассоциацияси (^{14}C) мавжуд бўлишлигини кўз олдига келтириш қийин. Демак, f-парчаланишнинг ҳосил бўлиш механизмида коллектив ҳаракат ролини тўла инкор этиш мумкин эмас. Радиоактивликнинг янги турини тушунтиришда ядро сиртига яқин соҳадаги нуклонларнинг фақат бир қисмигина жалб этган жараёнларни назарда тутиш ўринлидир.

Бундай жараёнлар ядро сиртининг тебранишларидан иборат. Ядро реакцияларида бундай тебранишларнинг пайдо бўлиши гигант резонансларни вужудга келтиради. Гигант резонанс деганда, зарралар ютилиш эҳтимоллигининг энергияга боғлиқлигидаги кенг максимумлар тушунилади. Асосий ҳолатда уйғонмаган ядро ҳам даврий тебранишлар қилади. Булар квант механикасида маълум

бўлган нолинчи тебранишлардир. Агар нолинчи тебраниш жараёнида ядро ноксимон шаклни олса, у ҳолда бўлак ва колдик ядро ҳосил бўлиши мумкин. Улар қандайдир вақтгача Кулон тўсиғи таъсирида α -парчаланишдаги каби ушлаб турилади. Бундай «парчаланиш» ҳолатига (конфигурация) ўтиш эҳтимоллигини аниқлаш учун тебраниш амплитудасини билиш керак. Чунки шу тебраниш натижасида ядро деярли сферик шаклдан парчаланиш ҳолатининг максимал шаклигача деформацияланади.

Юқорида айтилган фикрлардан қуйидагилар келиб чиқади. Ядронинг f -парчаланишга нисбатан яшаш вақти иккита омил парчаланиш ҳолатининг эҳтимоллиги ва потенциал тўсиқнинг сингдирувчанлиги билан аниқланади. Тебраниш эҳтимоллиги унинг амплитудаси ортиши билан камая борганлигидан асосий (уйғонмаган) ҳолатда деформацияланган ядролар катта эҳтимоллик билан f -парчаланишга учрайди. Дарҳақиқат, тажриба ва ҳисоб-китоблардан маълумки, радиий изотоплари икки хил — квадрупол ва октупол статик деформацияга эга. Квадрупол деформация ядронинг эллипсоидал шакл олишига сабаб бўлади, октупол деформация эса ядрони ноксимон кўринишга ўтишга ва натижада, асосий ҳолат «парчаланиш» ҳолатига олиб келади. Ўз навбатида потенциал тўсиқдан ўтиш эҳтимоллиги тўсиқ баландлиги, туннел ҳосил килувчи ядролар массаси ва E_f парчаланиш энергияси билан аниқланади. Тўсиқнинг сингдирувчанлиги кўпроқ E_f нинг катталигига боғлиқ. F -парчаланишнинг сўнгги ҳолатида, амалда ҳар доим масса сони $A=208$ га яқин бўлган кўрғошин ядроси ҳосил бўлиши худди ана шу ҳолга алоқадор. ^{208}Pb ядроси маълум сондаги протонга ($Z=82$) ва нейтронга ($N=126$) эга. У кўрилатган ядро массалари соҳасидаги энг барқарор нуклон системасидир. Бундай ядроларни «икки марта (кўш) сеҳрли» деб аталади. Шунинг учун кўрғошин ҳосил бўладиган f -парчаланиш нисбатан катта парчаланиш энергиясига эга.

Плутонийдан оғирроқ бошқа ядролар соҳасида f -парчаланишни излаш парчаланиш механизми масаласини ечиши керак. Агар юқоридаги мулоҳазалар ўринли бўлса, у ҳолда трансплутоний нуклидлари учун f -парчаланиш эҳтимоллиги нолга яқин бўлади. Агар f -парчаланиш ўз-ўзидан бўлинишнинг бир тури бўлса, у ҳолда ҳисоб-китобларга кўра унинг эҳтимоллиги энг оғир ядролар учун бунчалик кескин камаймайди. Аниқ хулоса чиқариш учун янги тажрибалар ўтказиш керак.

ЯДРОЛАРНИНГ БЕТА-ПАРЧАЛАНИШИ

3.1- §. Бета-парчаланишнинг тавсифи

Ядронинг ўз-ўзидан электрон чиқариб, массаси сақланган ҳолда атом номери бирга ортик бўлган ядрога айланиши *бета-парчаланиш ҳодисаси* дейилади. Энди β-парчаланиш пайтида ядрода электрон қандай ҳосил бўлишини шарҳлашимиз лозим. Бу ядро физикасидаги энг мураккаб масалалардан биридир. Ядро компоненталари бўлмиш протон ва нейтронлар ўзига хос тортишиш кучлари орқали бир-бирига таъсир этади. Бу кучлар алмашинувчи характерга эга: масалан, протон нейтронга, нейтрон эса протонга айлана олади. Демак, протон ва нейтрон айни бир зарранинг икки турли ҳолатидир: биринчи ҳолатда у протон бўлса, иккинчисидан нейтрон бўлади. Тез нейтронларнинг водород атомлари билан тўқнашувини кузатишлар нейтрон ва протонларнинг ўзаро алмашилишини тўла тасдиқлади. Алмашилиш жараёнида ядро таркибида бирорта ўзгариш ҳам, ҳатто нур тарқалиши ҳам юз бермайди. Баъзан зарралар ўзаро алмашинмаган ҳолда ҳам ўзгариши содир бўлади. Бундай ўзгариш барқарор бўлмаган, яъни радиоактив ядролардагина кузатилади. Радиоактив ядролар нотекис тузилган: улар ё ортикча нейтрон, ё ортикча протонларга эга. Борди-ю, нейтронлардан бири протонга айланса, биринчи ҳолда ядронинг нотўғри тузилиши тўғриланиши мумкин. Бунда зарядлар мувозанатини сақлаш учун ҳосил бўлган электрон ядрога тура олмайди ва ундан тезликда чиқиб кетади. Бу ҳолда бета-нурланиш юз беради. Шунга ўхшаш, агар ядрода ортикча протонлар бўлса, улардан бири нейтронга айланиши мумкин. Бунда мусбат электрон ҳосил бўлиб, тезда ядродан чиқиб кетади. Баъзи бир радиоактив элементларнинг мусбат электрон сочиши ана шундай изоҳланади.

β-электронлар ядронинг ичида бўладиган жараёнлар натижасида ядро ҳосил бўлади деб ҳисоблаб, бу жараёнлар реакциясини қуйидагича ёзиш мумкин:



β⁻-айланишда ядро зарядининг бир бирликка ортиши ядрода протонлар сонининг бир бирликка ортишини ва

ядронинг масса сони ўзгармаганлиги учун нейтронлар сони ($N = A - Z$) бир бирликка камайишини кўрсатади. Демак, ядрога содир бўладиган β^- -айланиш ядрогаги нейтронлардан бирининг протонга айланишининг натижасидир, яъни $n \rightarrow p + \beta^-$. Агар ядрога протонлар сони нейтронга нисбатан кўп бўлса, протоннинг нейтронга айланиши юз беради:

$$p \rightarrow n + \beta^+. \quad (3.2)$$

(3.2) айланиш фақат ядронинг ичидагина ўринли бўлиб, эркин ҳолда протон мутлақ барқарор заррадир. (3.2) жараён позитрон парчаланиш деб аталади. Бунда ядро массаси ўзгармайди, заряди эса бир бирликка камаяди.

β -зарралар билан оддий электронларнинг бир хиллиги тажрибаларда тасдиқланган. Мусбат ва манфий β -зарралар учун $\frac{e}{m}$ нисбат худди электронлардагидек, β -зарраларнинг массаси ва заряди эса микдор жиҳатдан электроннинг массаси ва зарядига тенг. Умуман олганда, заряди Z ва масса сони A бўлган ядро учун β^- -парчаланиш шarti куйидагича ёзилади:

$$M(Z, A) > M(Z+1, A) + m_e, \quad (3.3)$$

яъни β^- -радиоактив ядронинг массаси хосилавий ядро ($Z+1, A$) ҳамда электрон массаларининг йигиндисидан катта, β^- -парчаланиш шартини атомларнинг массалари оркали ифодалаш кулай. Бунинг учун (3.3) тенгсизлигининг ўнг ва чап томонига Zm_e қўшилувчини қўшиш kifоя. У ҳолда

$$M_{\text{ат}}(Z, A) > M_{\text{ат}}(Z+1, A) \quad (3.3')$$

ҳосил бўлади. Мазкур парчаланишда

$$E_{\beta^-} = [M_{\text{ат}}(Z, A) - M_{\text{ат}}(Z+1, A)]c^2 \quad (3.3'')$$

энергия ажралиб чиқади.

Агар атом массаси учун $M(Z, A) \leq M(Z+1, A)$ шарт бажарилса, $M(Z, A)$ ядрога β^- -парчаланиш рўй бермайди ва аксинча бу ядро β^- -парчаланишга нисбатан барқарор бўлади. Позитрон-парчаланиш учун (3.3), (3.3') ва (3.3'') ифодалар мос равишда куйидаги кўринишни олади:

$$M(Z, A) > M(Z-1, A) + m_e, \quad (3.4)$$

$$M_{\text{ат}}(Z, A) > M_{\text{ат}}(Z-1, A) + 2m_e, \quad (3.4')$$

$$E_{\beta^+} = [M_{\text{ат}}(Z, A) - M_{\text{ат}}(Z-1, A) - 2m_e]c^2. \quad (3.4'')$$

Атом массалари $M(Z, A) \leq M(Z-1, A) + 2m_e$ шартга тўғри келса, бундай ядро β^+ -парчаланишга нисбатан барқарор бўлади.

1938 йилда бета-парчаланишнинг учинчи тури — электрон қамраш мавжудлиги аниқланди. Протонлари нисбатан ортикча бўлган она ядро баъзан атомнинг электрон қобиқларидан бир электронни қамраб олади — «ютади». Бу ҳолда ҳам позитрон-парчаланишда бўлганидек, битта протон нейтронга айланади:

$$p + e^- \rightarrow n. \quad (3.5)$$

Электрон атомнинг қайси қобиғидан ютилса, шу қобиқнинг номи билан K -электрон, L -электрон ва ҳоказо ютилиш деб юритилади. Электрон ютилганда ядронинг тартиб номери бирга камаяди. Электрон қамрашнинг энергия шarti қуйидагича ёзилади:

$$M(Z, A) > M(Z-1, A) - m_e \quad (3.6)$$

ёки

$$M(Z+1, A) > M(Z, A).$$

K -қамраш она изобарнинг массаси ҳосилавий изобарнинг массасидан кўпроқ бўлганда кузатилади. Бу жараёнда

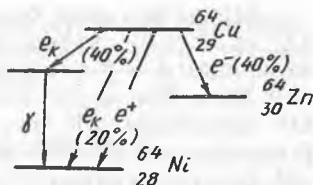
$$E_k = [M_{\text{ат}}(Z, A) - M_{\text{ат}}(Z-1, A)]c^2 \quad (3.7)$$

энергия ажралиб чиқади. Электрон қамраб олиш жараёни нейтрони қамчил ядроларда анча кенг тарқалган. (3.4'') ва (3.7) га кўра позитрон-парчаланиш бошланғич ва охириги атомлар массаларининг фарқи $2m_e c^2$ дан катта бўлгандагина, электрон-қамраш ходисаси эса бу фарқ $2m_e c^2$ дан кам бўлганда ҳам рўй беради. Парчаланиш энергияси $2m_e c^2$ қанчалик юқори бўлса, позитрон чиқариш жараёни электрон-қамраш жараёни билан шунчалик кучли рақобат қилади. Бундан ташқари, бу жараёнлар эҳтимоллиги (ω) нинг нисбати ядронинг зарядига ҳам боғлиқ:

$\frac{\omega_{\beta^+}}{\omega_{\beta^-}}$ нисбат берилган парчаланиш энергиясида Z нинг

ортиши билан ортиб боради. Энг оғир элементлар орасида позитрон-парчаланиш жуда кам учрайди. β^+ -парчаланиш жараёни мумкин бўлганда K -қамраш ҳам бўлиши мумкин. Лекин K -қамраш ҳар доим β^+ -парчаланиш билан бирга кузатилавермайди. Электрон K -қобиқларининг радиуси

3.1-расм. ^{64}Cu ядросида β^- -парчаланишнинг учала β^- -рениши ҳам бир вақтда рўй беради.



кичик бўлган оғир атомларда K -камрашнинг ўтиш эҳтимоли каттароқ.

Агар (3.4) шарт бажарилмаса, у ҳолда β^+ -парчаланиш энергия жиҳатидан мумкин бўлмайди ва парчаланишнинг ягона йўли K -камраш жараёни бўлиб қолади.

Баъзи бир (Z, A) ядролар учун бир вақтнинг ўзida β^- -парчаланишнинг барча — (3.3), (3.4) ва (3.6) шартларини энергия жиҳатидан қаноатлантирадиган ҳоллари ҳам учрайди. Бунга ^{64}Cu нинг парчаланиши мисол бўла олади. Бу ядрога β^- -парчаланишнинг учала кўриниши ҳам бир вақтда рўй беради. ^{64}Cu ядроси 40 % электрон чиқариш, 40 % электрон камраш ҳамда 20 % позитрон чиқариш йўллари билан ^{64}Ni ва ^{64}Zn ядроларига айланади (3.1-расм).

β^- -парчаланишнинг (3.3), (3.4) ҳамда (3.6) шартларидан зарядлари бир бирликка фарқ қилувчи иккита $M(Z, A)$ ва $M(Z+1, A)$ барқарор изобарнинг бир вақтда мавжуд бўлиши мумкин эмаслиги келиб чиқади. Ҳақиқатан, бу ҳолда агар $M(Z, A) > M(Z+1, A)$ бўлса, у ҳолда β^- -парчаланиш рўй бериши мумкин.

$M(Z, A) > M(Z+1, A)$ бўлганда эса, K -камраш рўй беради. Шундай қилиб, улардан бири радиоактив бўлади.

Шундай изобар (Z, A) , $(Z+1, A)$ ва $(Z+2, A)$ ядролар мавжудки, уларда (Z, A) ядронинг $(Z \pm 1, A)$ ядроларга кетма-кет β^- -парчаланиши:

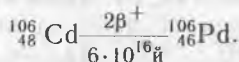
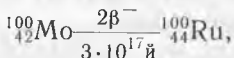
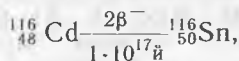
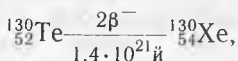
$$(Z-1, A) \xrightarrow{\beta^-} (Z, A) \xrightarrow{\beta^-} (Z+1, A)$$

энергия жиҳатидан мумкин бўлмаса ёки мумкин бўлса ҳам, спинлар ўзгариши катта бўлганлиги туфайли бундай β^- -ўтишлар қаттиқ тақиқланган бўлиб (3.6-§ га қ.) қўш β^- — β^- -парчаланиш имкони туғилади. Бунда ядронинг заряди икки бирликка ўзгаради:

$$M(Z, A) \xrightarrow{2\beta^+} M(Z \pm 2, A) \quad (3.9)$$

Зарядлари икки бирликка фарқ қилувчи икки жуфт (Z ва $Z \pm 2$) барқарор изобар учун энергия нуқтаи назаридан $\beta - \beta$ -парчаланиш эҳтимоллиги мавжуд. Масалан, $^{18}_{20}\text{Ca}$, $^{48}_{21}\text{Sc}$ ва $^{48}_{22}\text{Ti}$ изобар триплетиди $^{48}_{20}\text{Ca}$ нинг асосий O^+ ҳолатидан $^{48}_{22}\text{Ti}$ нинг O^+ асосий ҳолатига қўш $\beta - \beta$ -парчаланиш билан ўтиш эҳтимоллиги $^{48}_{20}\text{Ca}$ нинг O^+ асосий ҳолатидан спини 6^+ бўлган $^{48}_{21}\text{Sc}$ нинг асосий ҳолатига якка β -парчаланиш билан ўтиш эҳтимоллигидан анча юқори. Агар Z номерли ядронинг массаси $Z \pm 2$ ядроларнинг массасидан катта, яъни $M(Z, A) > M(Z \pm 2, A)$ бўлса, у қўш $\beta - \beta$ -парчаланиши мумкин, агар борди-ю, $M(Z, A) < M(Z \pm 2, A)$ бўлса $(Z \pm 2, A)$ ли ядрога иккита электрон камраш ёки битта K -камраш ва битта β -парчаланиш ёки иккита $\beta^- - \beta^-$ -парчаланиш рўй бериши мумкин.

Қўш $\beta - \beta$ -парчаланиш эҳтимоллиги жуда кичик бўлиб, ундай ядронинг ярим парчаланиш даври T тахминан $10^{17} \div 10^{23}$ йилни ташкил қилади. Ораларида қўш $\beta - \beta$ -парчаланиш мумкин бўлган 60 га яқин барқарор изобарлар жуфти мавжуд. Лекин уларнинг кўпчилиги учун T аниқланмаган. Қўш $\beta - \beta$ -парчаланишга нисбатан бир неча изобар жуфтликларнинг маълум бўлган ярим парчаланиш даврлари қуйидагича:



Шунингдек, кўпгина бошқа барқарор изобарлар жуфтликлари учун ярим парчаланиш даврининг қуйи чегараси аниқланган:

$$T(^{238}_{92}\text{U} \rightarrow ^{238}_{94}\text{Pu}) > 6 \cdot 10^{18} \text{ й}, \quad T(^{124}_{50}\text{Sn} \rightarrow ^{124}_{52}\text{Te}) > 1,5 \cdot 10^{17} \text{ й}.$$

$$T(^{40}_{20}\text{Ca} \rightarrow ^{48}_{22}\text{Ti}) > 2 \cdot 10^{18} \text{ й}, \quad T(^{96}_{40}\text{Zr} \rightarrow ^{96}_{42}\text{Mo}) > 5 \cdot 10^{17} \text{ й}.$$

Қолган изобар жуфтликларнинг қўш $\beta - \beta$ -парчаланишга нисбатан ярим парчаланиш даврларини аниқлаш, T нинг ниҳоятда катталигидан, анча мушкул иш. Шу сабабдан уларнинг ярим парчаланиш даврлари ҳам аниқланмаган.

Шундай қилиб, β -парчаланиш жараёнлари α -парчаланиш каби соф ядровий ҳодиса бўлиб қолмасдан, балки ядронинг тузилишига ва кучсиз ўзаро таъсирлашувчи

кучлар табиатига ҳам боғлиқ бўлган мураккаб ҳодисадир. Шунинг учун парчаланиш давлари секунднинг улушларидан тортиб миллиард йилгача етади.

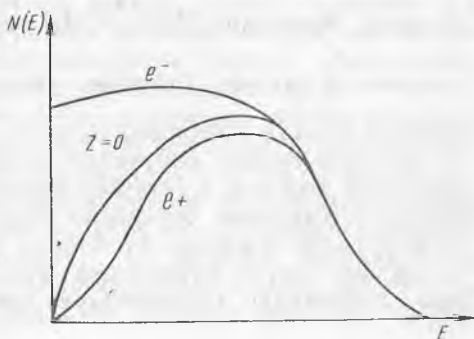
3.2- §. Бета-спектр ва нейтрино

Умуман олганда, β -парчаланиш ҳодисаси қатор мураккаб муаммоларни ечишни тақозо этади. Булардан бири ядродан ажралиб чиқаётган электронлар энергияси масаласидир. Радиоактив атом β -нурлар сочиб парчаланганда электронлар катта энергия билан отилиб чиқади. Бу энергияни турли усул билан, масалан, магнит майдонда электронларнинг оғишини ўлчаш йўли билан аниқлаш мумкин. Квант назариясининг асосий қонунларига кўра, ядрога муайян микдордагина энергия бўлади.

Ҳақиқатан ҳам, ядро доим муайян дискрет микдорда энергияга эга бўлган альфа-зарралар ва гамма-нурлар сочади. Шу сабабли бета-нурланишда ҳам айнан шу ҳолнинг кузатилиши зарур эди. Аниқланишича, муайян изотоп ядроси чиқарадиган электронлар нолдан то маълум бир максимал микдоргача бўлган узлуксиз энергия спектрига эга экан. Ядронинг кулон майдони электронларнинг учиб чиқиш эҳтимоллигини камайтиради, чунки позитронлар ядро чегарасидан чиқишида потенциал тўсиққа дуч келади. Бу таъсир энергия спектрининг юмшоқ қисмида сезиларли бўлади (3.2- расм).

β -парчаланиш энергиясини бошланғич ва ҳосилавий ядролар массаларини солиштириш (Δmc^2) йўли билан аниқлаш мумкин. Юқорида атом учун β^- -парчаланиш ва K -камраш энергияси

3. 2- расм. Ядродан чиқаётган β^- -зарраларга кулон майдонининг таъсири натижасида β^- ва β^+ — спектрларнинг қуйи энергиялар қисмларини мос равишда «бойиши» ва «қашшоқлашиши». $Z = 0$ чизик фарзий, зарядсиз ядрога мос.



$$E_{\beta^-} = [M_{\text{ат}}(A, Z) - M_{\text{ат}}(A, Z \pm 1)]c^2, \quad (3.10)$$

β^+ -парчаланиш энергияси эса

$$E_{\beta^+} = [M_{\text{ат}}(A, Z) - M_{\text{ат}}(A, Z - 1) - 2m_e]c^2 \quad (3.11)$$

эканлигини кўриб ўтган эдик. Бета-парчаланишда ядронинг заряди ўзгарганлигидан нуклонларнинг боғланиш энергияси билан бир вақтда электронларнинг ҳам боғланиш энергияси ўзгаради. Масалан, табиий радиоактив ^{210}Pb нинг β -парчаланишида ажралган энергия $E_{\beta} = 0,14 \div 0,018$ МэВ ни ташкил этади, ваҳоланки, кўрғошин атомининг висмут атомига айланишида электроннинг боғланиш энергияси 0,015 МэВ га ортади, яъни β -ўзгаришнинг ҳамма энергияси ядронинг эмас, балки атомнинг боғланиш энергиясининг ўзгаришидан келиб чиқади. Агар бу парчаланишда фақат битта β -зарра ажралиб чикса, унинг кинетик энергияси тепки энергияси аниқлигида $(\Delta m - m)c^2$ га тенг бўларди. Аммо тажриба β -зарраларнинг жуда кам қисми бу қийматга яқин энергияга эга эканлигини кўрсатди. Шунинг учун β^+ -парчаланишда ва K -камраб олишда энергиянинг сақланиш қонуни бажарилмас экан, деган фикр туғилади. β -зарралар энергиясининг бир жинслимаслигига сабаб — уларнинг атом майдо-нида орбитал электронлар билан ўзаро таъсирлашиб энергия йўқотишидир, деган фикр бевосита калориметрик тажрибалар билан рад қилинади. β -зарралар ядронинг ўзидан ҳар хил қийматли энергия билан чиқади. Бундан ташқари, β -парчаланишда фақат ядро билан β -зарра қатнашади деган дастлабки фикр ҳам ядро спинини ўлчаш натижаларига бутунлай тўғри келмайди. Бета-парчаланишда спиннинг бутун ёки ярим сон қиймати ҳосилавий ядрода ҳам сақланади, яъни спин (I) бутун сонга ўзгаради. Масалан, $^{24}\text{Na} \xrightarrow{\beta^+} ^{24}\text{Mg}$ парчаланишда ΔI спин

ўзгариши $\hbar$ га тенг. Табиийки, спини $\frac{\hbar}{2}$ бўлган битта электрон бундай ўзгаришни вужудга келтира олмайди.

Бу икки асосий қонуннинг мустақамланишига эришиш учун хоҳсалари бета-парчаланиш ҳодисасини тўғри шарҳлаш имконини берадиган бирорта заррани «ўйлаб топиш» талаб этилади. Бу борада швейцариялик физик Вольфранг Паули қуйидагича мулоҳаза юритади: агар бета-парчаланиш хусусиятлари сақланиш қонунларига

тўғри келмас экан, демак, у жараён нотўғри талкин этилган. Парчаланиш вақтида энергияси ва ҳаракат миқдори кичик бўлган, кўзга кўринмас нейтрал зарра ҳам шунтирок этади дейиш тўғри бўлади. Лекин бу ҳол тажриба давомида сезилмайди. Ҳар бир жараёнда ҳамма зарраларнинг муайян энергия йиғиндиси ажралиб чиқади ва бу энергия зарралар орасида ихтиёрий тақсимланади, электронга эса турли шароитда шу энергиянинг ҳар хил улуши тўғри келади. Энрико Ферми бу заррани «нейтрино» деб атади. Бу итальянча «нейтралча» демакдир.

В. Паули тушунтирган зарра ҳозирги замон классификацияси бўйича электрон антинейтриноси дейилади ва $\bar{\nu}_e$ ёки $\bar{\nu}_e$ кўринишда белгиланади. Шунинг учун Паули гипотезасига асосан ядронинг парчаланиш реакциясини қуйидагича ёзиш қабул қилинган:

$$(Z, A) \rightarrow (Z+1, A) + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (3.12)$$

Нейтроннинг парчаланиши (3.12) га мос равишда

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (3.13)$$

схема бўйича ўтади.

β^+ -парчаланишда протонлар сонининг бирга камайиши, нейтронлар сонининг эса бирга ортиши рўй беради:

$$(Z, A) \rightarrow (Z-1, A) + e^+ + \nu. \quad (3.14)$$

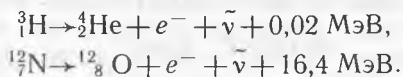
Бу ҳолда ядро позитрон ва нейтрино чиқаради: $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$. Атом электронининг ядро томонидан ютилиши ўринли бўлган ҳол

$$(Z, A) + e^- \rightarrow (Z-1, A) + \nu \quad (3.15)$$

кўринишда ифодаланади. В. Паулининг бета-парчаланиш вақтида электрон (позитрон)дан ташқари спини $1/2$ га тенг ва электр жиҳатдан нейтрал бўлган, нейтрино деб аталувчи яна бир зарра ҳам ажралиб чиқади, деб қилган тахмини тажриба натижаларини табиат қонунларини деярли бузмасдан тушунтиришга имкон берди.

Механика қонунлари бунда электрон, нейтрино ва ядро орасидаги энергия тақсимотини чекламайди, шунинг учун бета-парчаланиш вақтида электрон спектри туташ бўлади. β -парчаланиш энергиясининг бир қисми ҳосилавий ядрони уйғонган ҳолга келтириш учун ёки атомининг электрон қобикларига сарфланади. Бу энергия β -парчаланиш кетидан бир онда нурланиш сифатида чиқади: қамрашдан сўнг атом рентген нурланиш, уйғонган ядро эса γ -квант

сочади. Умумий парчаланиш энергияси β -парчаланиш вақтида вужудга келган учта зарра — ҳосилавий атом, β -зарра ва нейтрино ёки K -камрашда иккита зарра (атом ва нейтрино) орасида тақсимланади. Зарра иккита бўлса, улар бир хил энергияга эга бўлади, агар учта бўлса — ҳар бирининг энергияси импульсининг ўзаро йўналишига мос равишда нолдан максимал катталиқкача қийматларни олиши мумкин. Атомнинг массаси нисбатан катта бўлганлигидан, тепки энергияси жуда кичик, шунинг учун β -парчаланишнинг ҳамма энергияси, асосан β -зарра ва нейтрино орасида тақсимланади. Агар β -зарранинги энергияси максимал қийматга тенг бўлса, у ҳолда нейтрино энергияси нолга тенг бўлади ва аксинча. Лекин исталган энергияли β -зарра ва нейтриноларнинг сочилиш эҳтимоллиги каттарок. Аниқланишича, парчаланиш энергиясининг қийматлари 0,019 МэВ дан (^3H учун) 16,4 МэВ гача (^{12}N учун) бўлган ораликда ётади:

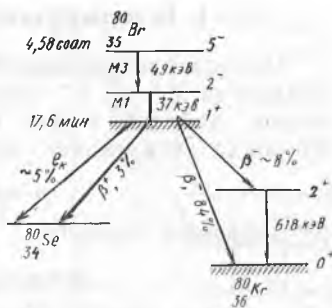


Оғир элементларнинг ядроларигина эмас, балки енгил элементларнинг ортиқча нейтронга эга ядролари ҳам радиоактив бўлиши мумкин. Ядролардаги мувозанат (оптимал) заряд — протонлар сони

$$Z_A = \frac{A}{0,015A^{3/2} + 2} \quad (1.17)$$

формула билан аниқланади. Ядро заряди $Z < Z_A$ бўлганда, β -парчаланишга ва заряди $Z > Z_A$ бўлганда позитрон-парчаланиш ёки электрон камрашга нисбатан nobarqaror бўлади. Шунинг учун ҳар қандай масса сонли β -барқарор ядролар Z_A атрофида тўпланиши, яъни N ва Z диаграммасида барқарорлик соҳасидан чиқмаслиги зарур (1.2-расмга к.). Шунинг учун, агар нейтрон ва протон сонлари (1.17) мувозанатлик шартини қаноатлантирса-ю, Z ток бўлиб, A жуфт бўлса, бундай ядро учун у ёки бу β -парчаланиш йўли билан Z жуфт бўлган ядрога айланиш энергия жиҳатдан фойдали. Шу туфайли, ^2_1H , ^6_3Li , $^{10}_5\text{B}$ ва $^{14}_7\text{N}$ дан бошқа ток-ток ядролар β -жараёнга нисбатан nobarqarordir. Бир мисол кўрайлик. Бромнинг 35 протонли ва 45 нейтронли $^{80}_{35}\text{Br}$ изотопига (1.17) шартга кўра $A = 80$ учун 35 протон барқарорлик сони тўғри келади. Лекин $^{80}_{35}\text{Br}$ ядроси ток-ток ядро бўлганлигидан, у ҳар қандай йўл билан жуфт-жуфт ядрога айланишга ҳаракат

қилади. Унда ҳам β^- -, ҳам β^+ -парчаланиш ҳамда K -электрон камраш (e_K) жараёнлари рўй беради (3.3- расм). Жуфт-жуфтликка интилишликдан масса сонлари $A=36$ дан 200 гача бўлган соҳаларда баъзан 2—3 тадан масса сонлари бир хил, лекин Z албатта жуфт бўлган барқарор ядролар мавжуд: $^{96}_{40}\text{Zr}$, $^{96}_{42}\text{Mo}$, $^{96}_{44}\text{Ru}$. Аксинча, A ток бўлганда изотоп сони бирдан ортмайди. Бир элементнинг барқарор изотоплари сони,



3.3- расм. ^{80}Br — изомерларининг парчаланиш схемаси.

яъни Z лари бир хил, A лари ҳар хил бўлган барқарор ядролар сони махсус қоидалар билан чекланган эмас. Масалан, кўрганимиздек, $Z=50$ бўлган қалайнинг 10 та изотопи бор. Мавжуд енгил элементларнинг ядроларидаги протонлар ва нейтронлар бу изотопларнинг барқарорлигини таъминлайдиган миқдордадир. Енгил ядролар радиоактив бўлиши учун уларнинг масса сони ўзгартирилиши, уларда нейтронлар сони оширилиши керак. Бунинг учун барқарор изотоплар ядросига катта энергияли водород, дейтерий, гелий иони ёки бошқа ионлар билан таъсир этилса бас. Аммо ядронинг таркибини бошқача ўзгартириш ҳам мумкин, бунинг учун нейтронлар сони эмас, балки протонлар сони оширилиши лозим. Энергиянинг минимумлик шартига биноан $\frac{N}{Z} > \frac{N}{Z} (\text{барқарор})$ бўлган ядро-

ларгина эмас, балки $\frac{N}{Z} < \frac{N_0}{Z_0}$ бўлган ядролар ҳам ортикча

энергияга эга бўлади. Бинобарин, улар радиоактив бўлишлари: радиоактив парчаланишлари ва барқарор изотопларнинг ядроларига айланишлари лозим. Бундай ўзгариш ортикча протоннинг нейтронга айланиши билан содир бўлади.

Шундай қилиб, агар α -парчаланиш ходисаси фақат энг оғир ва баъзан нодир ер элементлари ядроларида учраса, β -парчаланиш кенг тарқалган ҳодиса бўлиб, у элементлар даврий системасининг энг кичик масса сонига эга бўлган ядроларидан масса сони катта бўлган ядроларининг ҳаммасига хос.

3.3- §. Бета-парчаланишнинг Ферми назарияси

Ядрога электронлар бўлмаганлиги туфайли ядродан чиқадиган $\beta^+ =$, β^- -зарралар ва нейтронлар уларнинг чиқиш пайтида пайдо бўлади деб тушунмоқ лозим. Юқорида айтилгандек, ядродан β -зарранинг чиқиши

$$n \rightarrow p + \beta^- + \bar{\nu}.$$

β^+ -зарранинг чиқиши

$$p \rightarrow n + \beta^+ + \nu \quad (3.16)$$

айланишлар туфайли бўлади. Нейтроннинг массаси протон массасидан 0,728 МэВ катта бўлганлигидан, у кўрсатилган схема бўйича 11,7 минут яшаб, ўз-ўзидан парчаланади.

Ядролардан β -зарраларнинг чиқиш назарияси-ни Э. Ферми 30-йилларнинг бошларида атомлардан ёруғлик нурларининг чиқиш назарияси асосида яратган эди. Кўп ўрганилган электрон заряди e билан характерлан-диган электромагнит ўзаро таъсир Ферми константаси G билан характерланувчи янги типдаги универсал ўзаро таъсир билан алмаштирилади. Бу константа экспериментда аниқланади.

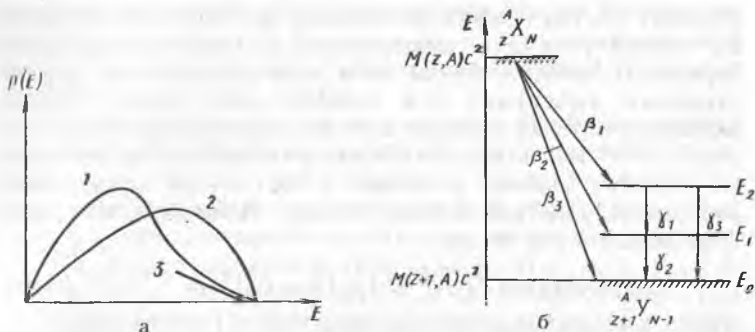
Э. Ферми вақт бирлигида ҳаракат микдори P_e дан $P_e + dP_e$ гача бўлган электронларнинг ядродан чиқиш эҳтимоллигини шундай ёзади:

$$P(p_e) dp_e = \frac{4\pi^2}{h} |\Psi_e(0)|^2 |\Psi_\nu(0)|^2 |M_{ij}|^2 G^2 \frac{dn}{dE_0}. \quad (3.17)$$

Бу ерда Ψ_e ва Ψ_ν — электрон ва нейтринонинг тўлқин функциялари, $|\Psi_e(0)|^2$ ва $|\Psi_\nu(0)|^2$ — электрон ва нейтри-нони ядрога топиш эҳтимоллиги, M_{ij} — ядронинг бош-ланғич ҳолатдан сўнггисига ўтишини характерловчи матрица элементи, $\frac{dn}{dE_0}$ — сўнгги ҳолатлар зичлиги, G эса

β -парчаланишга жавобгар бўлган кучсиз ўзаро таъсир доимийси. Бу ифодани $d\Omega_e$, $d\Omega_\nu$ бурчаклар ва ҳажм бўйича интеграллаш мумкин. Олинган натижа электронларнинг p_e , $p_e + dp_e$ оралиқдаги импульс билан ядродан чиқиш эҳтимоллигини беради:

$$P(p_e) dp_e = \frac{G^2 |M|^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^3} (E - E_e)^2 P_e^2 dp_e \quad (3.18)$$



3. 4- расм. β - спектр шаклининг нейтрино массасига боғлиқлигини мос равишда ўзгариши: 1) — $m_v=0$, 2) — $m_v=m_e$, 3) — $m_v \neq 0$ ҳоллар учун.

Баъзан импульс бўйича эмас, балки энергия бўйича тақсимот муҳим аҳамият касб этади. Бу ҳолда матрица элементининг энергияга боғлиқ эмаслигини ҳисобга олган ҳолда уни бошқа доимий катталиклар билан бирлаштириб, C билан белгилайлик:

$$\left. \begin{aligned} E_e^2 - c^2 p_e^2 &= m_e^2 c^4 \\ E_v^2 - c^2 p_v^2 &= m_v^2 c^4 \end{aligned} \right\} \quad (3.19)$$

эканлигидан энергия бўйича тақсимот қуйидагича ёзилади:

$$P(E) = C^2 E_e (E - E_e)^2 (E_e^2 - 1)^{1/2}. \quad (3.20)$$

Бета-зарраларнинг энергия бўйича тақсимооти нейтринонинг тинчликдаги массасига боғлиқ. (3.20) тенглама $m_v=0$ ҳол учун ёзилган (3.4- а расмда 1-чизик). Агар антинейтрино массаси электрон массасига тенг деб тахмин қилсак ($m_v=m_e$), β -спектр ўзгаради:

$$P(E) = C^2 E (E - E_e)^2 (E_e^2 - 1)^{1/2} [(E - E_e)^2 - 1]^{1/2}. \quad (3.21)$$

Бу ҳол 3.4- а расмда 2 чизик билан берилган, 3 чизик эса, антинейтринонинг массаси кичик, аммо $m_v \neq 0$ деган тахмин асосида чизилган. Кенг кўламда олиб борилган тажрибаларнинг натижалари антинейтринонинг тинчликдаги массаси нолга тенг эканлигини тасдиқлайди. Третийнинг β^- -парчаланиш спектрини таҳлил этиш антинейтринонинг массаси $m_v < 0,01 m_e$ эканлигини кўрсатади. Бета-спектрга ҳосилавий ядро кулон майдонининг таъсирини ядронинг заряди ва электронларнинг энергиясига боғлиқ

бўлган $F(Z, E_e)$ коэффициент билан ҳисобга олиш мумкин. Бу кўпайтувчининг қийматлари махсус жадвалларда берилган. Албатта, бунда атом электронларининг ядрони экранилаш таъсирини ҳам ҳисобга олиш зарур. Демак, экспериментал ва назарий натижаларни ўзаро таққослаш учун (3.20) тенгламадаги тўғриловчи кулон кўпайтувчисини ҳисобга олсак, у ҳолда p ва $p + dp$ ораликдаги импульсли электронларнинг чиқиш эҳтимоллигини ушбу кўринишда ёзиш мумкин:

$$P(p) dp = C^2 F(Z, E_e) p^2 (E - E_e)^2 dp. \quad (3.22)$$

Бунда импульс $m_0 c$ бирликларда $(E^2 - 1)^{1/2}$ га тенг.

3.4- §. Бета-таъсир операторлари ва ядро матрица элементлари

Ферми назариясида β -парчаланиш жараёни нуклоннинг электрон-нейтрино майдони билан ўзаро таъсири деб қаралади: нуклоннинг бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга (нейтрон протонга ва аксинча) ўтиши юз беради. Бунда электрон (позитрон) ҳамда антинейтрино (нейтрино) вужудга келади. β -парчаланишга сабабчи бўлган кучнинг ниҳоятда кучсизлигидан, бу ҳолда ғалаёнланиш назариясини ишлатиш мумкин. Бунда системанинг бир ҳолатдан иккинчисига ўтиш эҳтимоллиги

$$P = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \int \psi_f^* H \psi_i d\tau \right|^2 \frac{dn}{dE}$$

бўлади. Бу ерда ψ_i ва ψ_f — бошланғич ва охириги ҳолатларнинг тўлқин функцияси, H — ғалаёнланиш оператори, dn/dE охириги ҳолатлар зичлиги. Ядро ҳажми ичида нейтрино ва электрон ψ_ν ва ψ_e тўлқин функцияларининг кам ўзгаришини ҳисобга олсак ҳамда H операторни G доимийга тенг десак,

$$\int \psi_f^* H \psi_i d\tau = \frac{G}{V} \int \psi_{Nf}^* \psi_N d\tau = \frac{G}{V} M$$

бўлади (ψ_{Nf} , ψ_{Ni} — нуклоннинг охириги ва бошланғич ҳолат тўлқин функцияси), бундаги

$$M = \int \psi_{Nf}^* \psi_N d\tau \quad (3.23)$$

ядронинг матрица элементи деб аталиб, у β -ўзгаришлар вақтида спин ва жуфтликнинг ўзгаришига жуда сезгир. Бу

микдорларнинг $M \neq 0$ ҳолдаги мумкин бўлган ўзгаришлари рухсат этилган β -ўтишлар учун танлаш коидалари дейилади. Аммо рухсат этилган қийматлар H таъсир операторига боғлиқ бўлади.

Операторларни тузиш ва уларнинг кўриниши ҳақида батафсил тўхтамай, шунини айтиб ўтиш керакки, бета-парчаланишнинг умумий назарияси Лоренц инвариантлик талаб қилинганда H операторнинг 5 та вариантыга, яъни кучсиз ўзаро таъсирнинг бешта хили мавжудлигига олиб келади. Улар тузилишига кўра скаляр (H_S), вектор (H_V), тензор (H_T), аксиал-вектор (H_A) ва псевдоскаляр (H_P) ўзаро таъсирлар (операторлар) номини олган. Бу операторлар β -ўтишларда жуфтликнинг сақланиш ва сақланмаслигига қараб ҳар хил тузилади. Бета-ўтишларда ядронинг дастлабки ва сўнгги ҳолатларининг жуфт-тоқлиги ҳамда ҳаракат микдори моменти сақланиш қонунининг бажарилишини талаб қилиш маълум танлаш коидаларига олиб келади. Масалан, рухсат этилган β -ўтишлар учун Ферми ҳамда Гамов — Теллер танлаш коидалари мавжуд.

Ферми танлаш коидалари рухсат этилган β -ўтишларда ядронинг спини I ва жуфтлиги π ўзгармаслигини талаб этади:

$$\Delta I = 0, \Delta \pi = 0. \quad (3.24)$$

Гамов — Теллер танлаш коидаларига мувофиқ β -ўтишлар жуфтлиги бир хил, спинлар фарқи эса 0 ёки ± 1 бўлган ҳолатлар орасидагина рўй бериши мумкин:

$$\left. \begin{array}{l} \Delta I = \pm 1, \quad 0, \Delta \pi = 0, \\ 0 \rightarrow 0 \text{ ўтиш ман этилган.} \end{array} \right\} \quad (3.25)$$

Скаляр ҳамда вектор ўзаро таъсирлар Ферми танлаш коидалари (3.24) га, тензор ва аксиал-вектор ўзаро таъсирлар Гамов — Теллер танлаш коидалари (3.25) га мос келади. Псевдоскаляр ўзаро таъсирлар фақат спинлари бир хил, жуфтликлари эса ҳар хил бўлган сатҳлар орасидагина ўринлидир.

Ўзаро таъсир кучлари операторларини ҳисобга олган ҳолда ядродан бета-парчаланишда чиқаётган электрон ва позитронларнинг берилган E_e ва $E_e \pm dE_e$ оралиқдаги энергияга эга бўлиш эҳтимоллиги (3.20) формулага асосан қуйидагича ($\pm$ ишора мос равишда позитрон ва электрон учун) ёзилади:

$$P_{\pm}(E_e)dE_e = \frac{G^2}{4\pi^3} F(\pm Z, E_e) E_e (E_e^2 - 1)^{1/2} (E - E_e)^2 \times \\ \times [(C_S^2 + C_V^2) |M_F|^2 + (C_T^2 + C_A^2) |M_{GT}|^2] dE_e \quad (3.26)$$

бу ерда G — бета-ўтишдаги боғланиш доимийси дейилади.

Бу ифода ўтишнинг матрица элементи таъсир кучларининг Ферми (M_F) ва Гамов — Теллер (M_{GT}) вариантларига мос келувчи матрица элементларининг йиғиндиси сифатида ёзилган: $\Sigma C_i^2 = 1$. Бунда C_i — мос равишда H_V , H_S , H_T ва H_A операторларнинг бета таъсирлашувчи тўла оператори H даги улушларини кўрсатади. Бета-парчаланишнинг тўла эҳтимоллиги (3.26) ни энергия бўйича интеграллаш йўли билан олинади.

Одатда, бета-парчаланишнинг асосий характеристикаси сифатида солиштирма ярим парчаланиш даври fT дан фойдаланилади. Бунда:

$$f(Z, E) = \int_0^E F(Z, E_e) E_e (E_e^2 - 1)^{1/2} (E - E_e)^2 dE_e. \quad (3.27)$$

Тажрибалар бета-ўтишларда псевдоскалаяр кучлар таъсири йўқ даражада эканлигини кўрсатди. Агар буни ҳисобга олинса, яъни $C_p \approx 0$ десак ҳамда $\chi = C_{GT}^2$ билан Гамов — Теллер ўзаро таъсирининг улушини белгиласак, у ҳолда Ферми ўзаро таъсирининг ҳиссаси $C_F^2 = 1 - \chi = 1 - C_{GT}^2$ бўлади. Натижада,

$$fT = \frac{B}{(1 - \chi) |M_F|^2 + \chi |M_{GT}|^2} \quad (3.28)$$

ифода келиб чиқади. Бу ерда $B = 2\pi^3 \ln 2 \cdot G^{-1} = 43G^{-1}$.

Бета-ўтишдаги боғланиш доимийси G муҳим катталик бўлиб, элементар зарралар назариясида фундаментал аҳамият касб этади. T — ярим парчаланиш даври эса матрица элементлари орқали ядро хусусиятларига боғлиқ. Агар матрица элементлари аниқ ҳисобланган бўлса, T ни ўлчаб G ни аниқлаш мумкин.

Аммо сўнгги вақтларга қадар бета-таъсирлашувнинг қайси хили (S , V , T , A , P) аслида амалга ошиши маълум эмас эди. Икки компоненталик нейтрино назарияси нейтринонинг кутбланиши бета-зарралар кутбланишига олиб келишини кўрсатади. Бу назарияга асосан P_β кутбланишнинг ишораси бета-таъсирлар хилига боғлиқ бўлади:

$$P_{\beta} = \begin{cases} -\frac{v}{c} S, T, P \text{ учун.} \\ +\frac{v}{c} V, A \text{ учун.} \end{cases}$$

Псевдоскаляр ўзаро таъсирларни ҳисобга олмасак ҳам бўлади. Шунинг учун (3.26) даги C_V, C_S, C_T, C_A коэффициентларнинг қайси бири нолдан фарқли эканини аниқлаш мумкин.

Ўзаро таъсирларнинг скаляр ва вектор хилларига Ферми «танлаш қондаси», тензор ва аксиал-вектор хилларига эса Гамов — Теллер қондалари мос келиши юқорида таъкидланган эди. Бошқача айтганда, агар электрон ва нейтрино ядродан «антипараллел» спинлар билан чиқса, Ферми, аксинча, «параллел» спинлар билан чиқса, Гамов — Теллер танлаш қондалари ўринли бўлади.

^{25}Al , ^{34}Cl ва ^{14}O ядроларида соф Ферми хилидаги $O^+ \rightarrow O^+$ ўтишларни текшириш Ферми ўзаро таъсир хили учун G_F ни аниқлаш имконини берди. Мисол тариқасида ^{14}O нинг позитрон чиқариш йўли билан ^{14}N га айланишини қараб чиқайлик: $^{14}\text{O} \rightarrow ^{14}\text{N} + e^+ + \nu$. Иккала ядронинг ҳам тўла моменти (спини) нолга тенг, жуфтлиги эса бир хил (мусбат). Демак, соф Ферми қондаларига мос бу ядролар гамильтонианида C_S ёки C_V нолдан фарқли бўлиши керак. Ҳисоблашлар ^{14}O ядросидаги бета-ўтишлар, хусусан, $O^+ \rightarrow O^+$ ўтиш учун $|M_F(O^+ \rightarrow O^+)|^2 = (M_F)^2 = 2$ эканлигини кўрсатади. Бу парчаланишда ажралиб чиққан максимал энергия $E_e - mc^2 = (1,810 \pm 0,001)$ МэВ, ярим парчаланиш даври $T = (71,4 \pm 0,1)$ с. Кислород-14 ядросининг бу параметрларидан фойдаланиб, Ферми туридаги ўтишлар учун эффектив боғланиш доимийсини ҳисобласак;

$$G_F = (1,418 \pm 0,004) \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3 \quad (3.30)$$

қиймат чиқади. Аммо G_F нинг бу қиймати Ферми хилидаги ўзаро таъсир скаляр ёки вектор характерга эга эканлиги ёки улар аралашмаси эканлиги тўғрисида аниқ маълумот бермайди. Одатда соф Ферми хилидаги бета-ўтишлар учун

$$a = \frac{|C_V|^2 - |C_S|^2}{|C_V|^2 + |C_S|^2} \quad (3.31)$$

коэффициент ўлчанади. Ўлчашлар натижасида $a = (0,97 \pm 0,14)$ экани аниқланди. Бунда ўзаро таъсир

гамильтонианининг Ферми ўтишлари қисмида вектор таъсирлашувлар кўпроқ эканлиги келиб чиқади.

Худди шундай ўлчашлар соф Гамов — Теллер хилидаги ўтишлар ҳамда ҳар икки танлаш қоидаларига бўйсунадиган ўтишлар устида ҳам олиб борилган. Гамов — Теллер таъсирлашув ҳақидаги маълумотлар, масалан, ${}^6\text{He}$ нинг бета-парчаланиши ${}^6\text{He} \rightarrow {}^3\text{Li} + e^- + \bar{\nu}$ дан ҳосил бўладиган электрон-нейтрино бурчак тақсимотини ўрганишдан олинган. Иккала ядронинг ҳам жуфтлиги мусбат. Спинлари эса бирга фарқ қилади: ${}^6\text{He} (I=0)$ ва ${}^3\text{Li} (I=1)$. Демак, бу соф Гамов — Теллер ўтишда C_T ёки C_A нолдан фарқли бўлиши керак. Ўлчашлар

$$a = \frac{1}{3} \frac{|C_T|^2 - |C_A|^2}{|C_T|^2 + |C_A|^2} \quad (3.32)$$

коэффициент учун $a = (-0,35 \pm 0,03)$ қийматни беради. Шундай қилиб, Гамов — Теллер таъсирлашувида аксиал-вектор ўзаро таъсир кўпроқ қисми ташкил қилади. Демак, Гамов — Теллер хилидаги ўтишларда A ўзаро таъсирлар, Ферми хилидаги ўтишларда эса V ўзаро таъсирлар катта аҳамият касб этади. Бошқача айтганда, бета-парчаланишда фақат V ва A таъсирлашувлар ўринли, ўзаро таъсир гамильтониани эса икки қисмдан ташкил топади:

$$H = C_V H_V + C_A H_A \quad (3.33)$$

Гамов — Теллер таъсирлашув доимийсининг қиймати нейтрон парчаланишини ўрганиш натижасида олинган. Бу парчаланишда ${}^1_2+ \rightarrow {}^1_2+$ ҳолатлар орасидаги β -ўтиш ҳам Ферми, ҳам Гамов — Теллер танлаш қоидалари билан рухсат этилган. Нейтрон ва протоннинг «кўзгу» лигидан бу ўтишлар учун матрица элементлари ҳам аниқ ҳисобланган:

$$|M_F^n|^2 = 1 \quad \text{ва} \quad |M_{GT}^n|^2 = 3. \quad (3.34)$$

Нейтроннинг ярим парчаланиш даври $T = (11,7 \pm 0,3)$ мин ва бунда ажралиб чиқадиган энергия

$$E = (m_e - m_p) c^2 = (1,2939 \pm 0,0004) \text{ МэВ}$$

эканлигини ҳисобга олиб (3.27), (3.28) формулалар ёрдамида нейтрон учун

$$(fT)_n = (1180 \pm 40) \quad (3.35)$$

булишини топамиз. Нейтроннинг парчаланишига хос экспериментлар учун

$$(fT)_n^{\text{эксп}} = \frac{2\pi^3 \hbar^7 c}{(mc)^5 (G_F^2 + 3G_{GT}^2)}$$

ва $0^+ \rightarrow 0^+$ ўтишлар учун

$$\frac{(fT)_n^{\text{эксп}}}{(fT)_{0 \rightarrow 0^+}^{\text{эксп}}} = \frac{2G_F^2}{G_F^2 + 3G_{GT}^2} \quad (3.36)$$

формула ўринлидир. Кислород-14 учун

$$(fT) = (3057 \pm 20) \text{ с.} \quad (3.37)$$

(3.35), (3.36) ҳамда (3.37) ларга кўра:

$$\frac{G_F^2 |M_F^n|^2 + G_{GT}^2 |M_{GT}^n|^2}{G_F^2 |M_F(0^+ \rightarrow 0^+)|^2} = \frac{3057 \pm 20}{1180 \pm 40} = 2,59 \pm 0,09. \quad (3.38)$$

(3.38) га матрица элементларининг тегишли кийматларини қўйиб, икки таъсир доимийлари нисбати учун

$$\frac{G_{GT}^2}{G_F^2} = 1,39 \pm 0,06 \quad (3.39)$$

катталикини оламир, демак, Гамов — Теллер таъсир доимийси Ферми таъсир доимийсидан бир оз каттарок экан:

$$G_{GT} = (1,67 \pm 0,04) \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3.$$

Энг сўнгги вақтларда ўтказилган тажрибалар ва ҳисобланилган янги натижалар β -парчаланишнинг Ферми яратган энг оддий назарияси тўғри эканлигини ва лекин кучсиз ўзаро таъсирда жуфтлик сақланмаслигини кўрсатди.

3.5- §. Рухсат этилган β -ўтишлар

Бета-актив ядроларнинг β -спектр шакли ва яшаш вақти нурланаётган зарралар тўла ҳаракат миқдори моментининг катталигига жуда боғлиқ. Тажрибанинг кўрсатишича, β -парчаланишда ядро спини $\hbar$ нинг бутун сонига ўзгаради, яъни $\Delta I = 0, 1, 2, 3, \dots$ Умумий ҳолда электрон ва антинейтринонинг орбитал ва спин моментлари йиғиндисига тенг: $\vec{I} = \vec{L} + \vec{S}_e + \vec{S}_\nu$

Электрон ва нейтринолар олиб кетган L орбитал момент нолга тенг ҳоллардаги β -ўтишлар эҳтимолликлари юқори бўлади. Бунда электрон ва нейтринонинг ядро спини ўзгаришига тенг бўлган тўла ҳаракат миқдори моменти ёки 0 (электрон ва антинейтрино спинлари антипараллел) ёки 1 (спинлари параллел) бўлади. Бундай ўтишлар рухсат этилган β -ўтишлар дейилади. L нинг бирга ортишида ўтиш эҳтимоллиги тахминан 100 марта камаяди. L қанчалик катта бўлса, ўтиш эҳтимоли шунча камроқ ва, демак, ядронинг ўртача яшаш вакти катта бўлади. Масалан, $^{40}\text{K} \rightarrow ^{40}\text{Ca} + e^- + \nu_e$ бета-парчаланишда ҳаракат миқдорининг ўзгариши $\Delta I = 4$, ўтиш кучли тақиқланган, шунинг учун ярим парчаланиш даври катта ($T = 1,27 \times 10^9$ йил).

Ундан ташқари, β -актив изотопнинг яшаш вакти ўтиш энергиясига жуда боғлиқ. Ўтиш энергияси қанчалик катта бўлса, ўтиш эҳтимоллиги шунчалик катта, ва демак, изотопнинг яшаш вакти шунчалик кам. Юқори $E_{\max}$ энергияларда ўртача яшаш вакти τ ва $E_{\max}$ ўртасида $\tau \simeq E_{\max}^{-5}$ боғланиш мавжуд.

Энергия нуқтаи назаридан β -ўтиш маҳсул ядронинг фақатгина асосий ҳолатига эмас, балки уйғонган ҳолатларига ҳам бўлиши мумкин. Агар маҳсул ядронинг асосий ҳолатига β -ўтиш тақиқланган бўлиб, ядронинг уйғонган ҳолатларидан бирига ўтиш эса, энергия жиҳатдан рухсат этилган бўлса, у ҳолда уйғонган ҳолатларга ўтиш эҳтимоллиги устунлик қилади.

Маҳсул γ -квант нурлатиш йўли билан асосий ёки пастки уйғонган ҳолатга ўтади. Нотурғун ядронинг β -парчаланиши бир вақтнинг ўзида асосий, бир ёки бир нечта уйғонган ҳолатларда бўлиши мумкин (3.4-б расмга қ.). Бу ҳолда тажрибада олинган β -спектр энг юқори энергияли парциал β -спектрлар йиғиндисидан иборат:

$$E_{\max_1} = [M(Z, A) - M(Z + 1, A) - m]c^2 - E_2,$$

$$E_{\max_2} = [M(Z, A) - M(Z + 1, A) - m]c^2 - E_1,$$

$$E_{\max_3} = [M(Z, A) - M(Z + 1, A) - m]c^2,$$

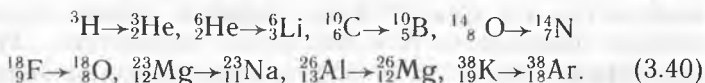
бу ерда E_1 ва E_2 — маҳсул ядронинг қўзғалган ҳолатлар энергияси.

Баъзан қўзғалган ҳолатларга ўтиш интенсивлиги (эҳтимоллиги) асосий ҳолатга ўтиш эҳтимоллигидан анча

катта бўлади. Масалан, $^{14}_8\text{O}$ ядронинг $^{14}_7\text{N}$ -га β^+ -парчаланишида асосан (99,5 фоиз) β -ўтиш $^{14}_7\text{N}$ нинг биринчи кўзгалган (2310 КэВ) сатҳида юз беради. Бундан β -нарчаланиш жараёнида ядро тузилишининг таъсири ўта кучли эканлигини кўриш мумкин. Парчаланиш эҳтимоллиги E_β энергияга ҳам анча боғлиқ.

Спинлари бошқа манбалардан маълум бўлган ҳолатлар ўртасидаги рухсат этилган ўтишлар ҳақидаги маълумотларнинг кўрсатишича, мавжуд бўлган экспериментал маълумотларни Ферми коидаси ҳам, Гамов — Теллер коидаси ҳам якка ҳолда тушунтириб беролмайди. Хозирги энг ишончли маълумотлар шундан далолат берадики, V ва A -ўзаро таъсирларнинг аралашмаси амалга ошади ва уларнинг ҳар бирининг кўшган ҳиссалари деярли баробардир.

Юқорида баён қилинганларга асосан барча рухсат этилган β -ўтишлар, яъни спинлари бир хил ёки биттага фарқ қиладиган ($\Delta I = 0$ ёки $\Delta I = 1$) ва бир хил жуфтликка эга бўлган ҳолатлар ўртасидаги ўтишлар биринчидан, рухсат этилган шаклдаги спектрга ва иккинчидан бир-бирига яқин f_0T қийматга эга бўлиши шарт, деб айтиш мумкин. Агар биринчи тахмин шу давргача эга бўлинган барча экспериментал маълумотларга мос келаётган бўлса, иккинчиси эса аксинча мос келмаётир. fT нинг қийматлари бир-биридан 10^3 дан (масалан, $n \rightarrow ^1\text{H}$) $\sim 10^9$ гача (масалан, $^{14}_8\text{O} \rightarrow ^{14}_7\text{N}$) ораликда фарқ қилади. Шунга қарамасдан, $\lg fT$ нинг жуда кўп қийматлари 3—3,5 га яқиндир, $\lg fT$ нинг бошқа бир гуруҳ қийматлари янада кенг ораликда (4—7) ётади. fT нинг жуда кичик қийматлари билан характерланадиган биринчи гуруҳ ўтишлар «осонлашган» ёки «ўта рухсат этилган» ўтишлар деб аталади. Бундай ўтишлар асосан кичик Z га эга бўлган β -нурлатгичларда, айниқса, кўзгу ядроларда кузатилади. Бунга $N - Z = \pm 1$ бўлган ядролардаги кўзгу ўтишлар, нейтрон, тритий ва позитрон чиқариб парчаланувчи енгил ядролар, шу жумладан, $N = Z$ ва $N = Z + 2$ бўлган изобар жуфтлар ҳам киради. Мисол тариқасида қуйидаги бета-ўтишларни кўрсатиш кифоя:



Рухсат этилган ўтишларда fT нинг жуда кенг интервалда ётган қийматларининг кузатилиши (ўта рухсат

этилган ўтишлар бундан истисно) $\Delta I = 0 \pm 1$ га эга бўлган ва жуфтлиги ўзгармай қоладиган ўтишлар учун $|M_{if}|^2$ нинг қийматлари тахминан бир хил бўлади, деган тахмин бирмунча соддалашган эканлигини кўрсатади. Ядровий матрица элементлари, эҳтимолки, кўпроқ даражада бошқа факторларга боғлиқдир. Бунга ёрқин мисол тариқасида *l-маротаба тақиқланган* деб аталувчи ўтишларни кўрсатиш мумкин, масалан, $^{32}\text{P} \rightarrow ^{32}\text{S} + e^- + \bar{\nu}$. Бу ҳолда ўлчанган спин қийматлари мос равишда 1 ва 0 га тенг. Иккала ҳолат бир хил жуфтликка эга. Шунга қарамасдан $\lg fT = 7.9$. Афтидан, бунда $d_{3/2}$ сатҳдаги нейтрон $s_{1/2}$ сатҳдаги протонга айланди. Бу ерда $\Delta I = 1$ бўлса-да, $\Delta l = 2$.

Нормал рухсат этилган ўтишларда ядро структураси бир оз ўзгаради. Уларда: $\lg fT \approx 5$. Бета-парчаланиш пайтидаги ядро структурасининг бир оз ўзгариши кобик модели нуқтаи назаридан, ядро изоспини ёки нуклон спини йўналишининг орбитал моментга нисбатан ўзгаришидан иборат. Масалан, нормал рухсат этилган



β -ўтишда $2p_{3/2}$ ҳолатдаги нейтрон худди шу бир заррали $2p$ ҳолатдаги протонга айланади. Бирок бунда изоспин бирга ўзгаради:

$$T = \frac{9}{2} (^{49}_{20}\text{Ca}) \rightarrow T = \frac{7}{2} (^{49}_{21}\text{Sc}). \quad (3.41)$$

Нормал рухсат этилган



β -ўтишда эса $1g_{9/2}$ ҳолатдаги протон $1g_{7/2}$ ҳолатдаги нейтронга айланади.

3.6- §. Тақиқланган β -ўтишлар

β -парчаланиш жараёнида ядрога ҳеч қандай структура ўзгариши юз бермаган ҳолдаги ўтишлар ўта рухсат этилган гуруҳга мансуб. Бунга биринчи навбатда эркин нейтрон емирилиш, $^1_0\text{n} \rightarrow ^1_1\text{H}$ ўтиш, шунингдек, кўзгу ядроларнинг барча $^A_Z\text{X} \rightarrow ^A_{Z-1}\text{Y}$ бета-емирилишлари киради.

$N = Z \pm 1$ бўлган ядролар билан $N = Z \pm 2$ бўлган ядролар орасидаги ўтишлар ҳам шу гуруҳга тегишли. Бошланғич ва сўнгги ядролар структуралари маълум бўлган ҳолларда

$fT_{1/2}$ нинг ядро структурасига боғлиқлигини етарли даражада аниқ қилиб назарий ҳисоблаш мумкин. Шунинг учун бундай ўтишларга тегишли $fT_{1/2}$ нинг экспериментал қийматларига қараб, яқка нуклоннинг электрон ва антинейтрино билан, шунингдек, позитрон ва нейтрино билан кучсиз β -емирилишли ўзаро таъсирининг интенсивлигини характерловчи фундаментал доимий G нинг қийматини топиш мумкин. Бу доимийлар ^{18}O нинг β^+ -емирилишидан ва нейтроннинг β -емирилишидан аниқланган.

3.1- жадвалдаги гуруҳни нормал рухсат этилган деб аталувчи ўтишлар ташкил этади. Булар учун $\lg(fT_{1/2})$ тахминан 5 га тенг бўлиб, емирилишда ядро структураси жиддий равишда ўзгаради. Шундай бўлса-да, бундай ўтишлар рухсат этилган ҳисобланади. Чунки бунда ҳаракат миқдори моменти ва жуфтлик бўйича тақик қондаси бузилмайди. Бу тақикларга алоқадор бўлган сабабларга кўра паст энергиядаги ядро реакцияларида зарралар ядродан фақат 5-ҳолатда чиқади: чиқаётган зарранинг нолга тенг бўлмаган орбитал моменти Планк доимийси $\hbar$ дан кичик бўлиши мумкин эмас, шунинг учун кичик импульслар ва кичик таъсир кучлари радиусида бундай момент классик нуктаи назардан бўлиши мумкин эмас, квантавий нуктаи назардан эса жуда кичик эҳтимолликка эга. Бир хил шароитда l ва ноль орбитал моментли зарранинг чиқиш эҳтимолликлари ω_e , ω_0 нинг нисбати

$$\frac{\omega_e}{\omega_0} \approx \left(\frac{R}{\lambda}\right)^{2l}. \quad (3.42)$$

Бу ерда R — ядро радиуси. Одатда $\frac{R}{\lambda} \sim \frac{1}{100}$. Демак,

тақик паст энергияларда (катта λ) ва катта орбитал моментларида кучаяди. (3.42) га кўра зарралар ядрода иложи борица кичик l билан чиқишга ҳаракат қилади. Лекин, агар бошланғич ва сўнгги ядролар спинларининг катталики жиҳатдан фарқи юқори бўлса, у ҳолда тўла моментининг сақланиш қонунига асосан зарралар каттарок l билан чиқишга мажбур бўлади. Натижада $\lg(fT_{1/2})$ ортади, яъни тақикланган ўтишлар пайдо бўлади. Электрон ва антинейтрино орбитал моментларининг йиғиндиси l нинг қиймати ўтишнинг тақикланиш тартиби бўлади. Масалан, 3- тартибли тақик этилган ўтишлар учун $l=3$.

Сўнгги пайтларда ўнга яқин Ферми хилидаги бета $O^+ \rightarrow O^+$ ўтишларда ўта катта $ft \approx 10^6 - 10^{10}$ с қийматларига дуч келинди. Бу β -ўтишларни маълум ўта рухсат этилган $O^+ \rightarrow O^+$ ўтишлар $ft \approx 10^3$ с билан таққосланганда ft нинг ўта катта қийматларига изоспин ўзгариши бўйича тақиқланиш таъсир кўрсатган. Бета-парчаланишнинг жиддий назариясида Ферми хилидаги ўтишлар учун изотоп спинлар бўйича танлаш қоидалари

$$\Delta T = 0; \Delta T_z = 0,$$

ва Гамов — Теллер ўтишлари учун эса

$$\Delta T = 0, \pm 1; \Delta T_z = \pm 1$$

эканлигини кўрсатиш мумкин. Булар мос равишда (3.24) ва (3.25) қоидаларга қўшиб қўйилиши лозим.

Шуни эслатиб ўтиш лозимки, Ферми ва Гамов — Теллер ўтишлар умуман рухсат этилган ўтишлар бўлиб, уларнинг эҳтимолликлари қолган тақиқланганларига нисбатан икки тартиб, яъни юзлаб марта ортиқроқ.

Ядро ўлчами чекли бўлганлигидан, орбитал ҳаракат миқдори моментига эга бўлган электрон ва нейтринонинг ядродан чиқиш эҳтимоллиги нолдан фарқли бўлиши мумкин. Демак, электрон билан нейтрино олиб чиқиб кетаётган ҳаракат миқдори моментининг ҳар бир бирликка ортиши β -парчаланишнинг эҳтимоллигини бир неча тартибга камайтиради. Шунинг учун бу ўтишлар электрон — нейтрино жуфтнинг ҳаракат миқдори моменти l нинг катталигига ($l=1, 2, 3, \dots$) мос равишда биринчи, иккинчи, учинчи ва ҳоказо тартибли тақиқланган ўтишлар деб аталади.

Тақиқланган ўтишлар учун танлаш қоидаси қуйидаги қўринишга эга:

$$\left. \begin{aligned} \Delta I = n, n+1; \Delta \pi = (-1)^n \quad n \neq 1 \\ \Delta I = 0, 1, 2; \Delta \pi = -1 \quad n = 1 \end{aligned} \right\}$$

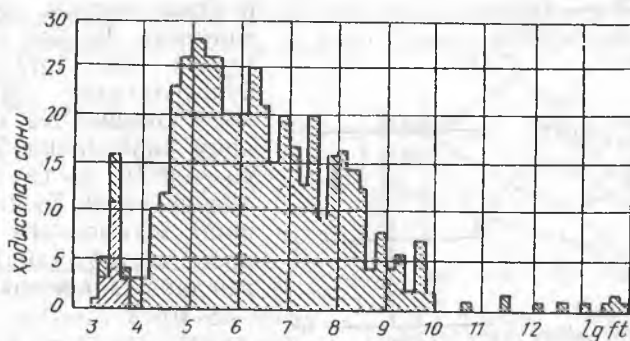
Бу ерда n — ўтишнинг тақиқланиш тартиби ($n=l$).

Турли тартибли тақиқлар, уларга мос келадиган $lgft$ қийматлар ва баъзи бир мисоллар 3.1-жадвалда келтирилган.

β -парчаланишдаги танлаш қоидалари

Ўтишнинг хили	l	ΔI	$\Delta \pi$	$\lg fT$	Мисоллар
Ўта рухсат этилган	0	0 ёки 1	йўқ	3	^3H , ^{23}Mg
Нормал рухсат этилган	0	0 ёки 1	йўқ	4—7	^{35}S , ^{69}Zn
1 бўйича тақиқланиб рухсат этилган	0	1	йўқ	6—9	^{14}C , ^{32}P
1-даражали тақиқланган	1	0 ёки 1	ҳа	6—10	^{111}Ag , ^{143}Ce
Уникал, 1-даражали тақиқланган	1	2	ҳа	~9	^{38}Cl , ^{90}Sr
2-даражали тақиқланган	2	2	йўқ	10—14	^{36}Cl , ^{135}Cs
Уникал, 2-даражали тақиқланган	2	3	йўқ	~14	^{70}Br , ^{22}Na
3-даражали тақиқланган	3	3	ҳа	17—19	^{87}Rb
Уникал, 3-даражали тақиқланган	3	4	ҳа	~18	^{40}K
4-даражали тақиқланган	4	4	йўқ	~23	^{115}In
Уникал, 4-даражали тақиқланган	4	5	йўқ		

Биринчи тартибли тақиқланган β -ўтишлар учун $\lg fT$ нинг қиймати 10 га етади. Бу қиймат иккинчи тартибли тақиқланган β -ўтишлар учун 13 га яқин, учинчи тартибли ўтишларда эса 18 ларга боради ва ҳоказо (3.5-расм).



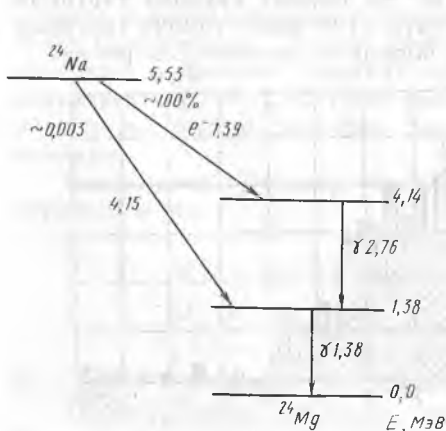
3. 5-расм. fl — миқдор қийматларини гистограммаси, штрихланган соҳалар кўзгу ўтишларига тегишли.

n каррали тақиқланган β -ўтишларда энергияси E_e ва $E_e + dE_e$ ораликда бўлган электронларнинг ядродан чиқиш эҳтимоллиги қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$P(E_e) dE_e = \text{const} \cdot F(Z, E_e) p E_e (E - E_e)^2 a_n(E_e) dE_e. \quad (3.43)$$

Бундаги $a_n(E_e)$ коэффициент *тўғриловчи кўпайтма* деб аталади. У фақат электроннинг энергиясига боғлиқ равишда ҳар бир ўтиш учун алоҳида ҳисобланади. $a_n(E_e)$ коэффициент айниқса, Ферми танлаш қоидалари билан тақиқланган ўтишлар учун ($\Delta I = I + 1$) осон ҳисобланади. Умуман, β -ўтишлар 10^{-2} дан $6 \cdot 10^{10}$ йилгача бўлган ярим парчаланиш даврларига эга. Энг қисқа ва энг катта ярим парчаланиш даврлари бир-биридан 10^{20} марта фарк қилади.

Юқорида айтилган фикрларни амалда кўриш учун $^{24}_{11}\text{Na}$ ядросининг β -парчаланиш схемасини (3.6- расм) текшириб чиқамиз. β -ўтиш $^{24}_{12}\text{Mg}$ нинг асосан иккинчи кўзғалган ҳолатига бўлаяпти. Бу ўтиш учун $T = 5,4 \cdot 10^4$ с (3.27) дан f нинг қийматини ҳисоблаб чиқиб, $\lg f = 1,6$ эканлигини аниқлаш қийин эмас. У ҳолда $\lg T = 6,3$ демак, $4^+ \rightarrow 4^+$ β -ўтиш нормал рухсат этилган ўтишга тегишли бўлиб, бунда спин ва жуфтлик ўзгариши рўй бермайди — $\Delta I = 0$, $\Delta \pi$ — йўқ. 2^+ кўзғалган ҳолатга ўтаётган $4,15$ МэВ энергияли β -ўтишда $\lg f T = 12,7$. Қоидага мувофиқ бу ўтиш 2-тартибли тақиқланган ўтиш ҳисобланади. Бунда $4^+ \rightarrow 2^+$, $\Delta I = 2$ ва жуфтлик ўзгармайди. Бу ўтишнинг эҳтимоллиги жуда кичик.



^{24}Na дан ^{24}Mg нинг асосий 0^+ ҳолатига β -ўтиш мутлоқ кузатилмаган. Бу ҳол учун $\lg f = 4$ ва $\lg f T = 23$ бўлганлигидан $\lg T = 19$. Яъни ^{24}Na нинг ярим парчаланиш даври $\sim 3 \cdot 10$ й. га тенг бўлиши керак. Бу ўтишнинг эҳтимоллиги деярли кузатиб бўлмайдиган даражада кичик: — $5 \cdot 10^{-15}$.



3.6- расм. ^{24}Na — нинг β -парчаланиш схемаси.

даги β -ўтиш 3-тартибли тақиқланган. Чунки

бунда ^{40}K нинг спини 4 га тенг. ^{40}Ca нинг спини эса 0. Жуфтликлар ўзгаради ($\Delta l - \hbar$). Ҳақиқатан ҳам, бу ўтишда $\lg fT = 18$. Яшаш вақти $T \approx 10^9$ йил, яъни қуёш системасининг яшаш вақтига яқин. Шунинг учун ^{40}K каллийнинг табиий изотоплари аралашмасида ҳали ҳам учраб туради.

3.7- §. Ферми ва Кюри графиклари

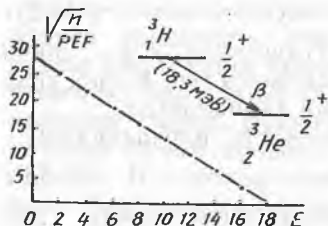
Бета-зарраларнинг рухсат этилган спектрларидаги энергия тақсимооти кулон фактори билан аниқланади ва бета-таъсирлашувнинг аниқ кўринишига боғлиқ бўлмайди. (3.22) тенгламага кўра рухсат этилган ўтишлар учун $\left[\frac{P(p)}{p^2 F(Z, E_e)} \right]$ катталиқ E энергия билан тўғри чизиқли

боғланишга эга. Боғланиш чизиғи, одатда, *Ферми* ёки *Кюри чизиғи* деб аталиб, β -спектрларни текширишда катта аҳамият касб этади (3.7- расм).

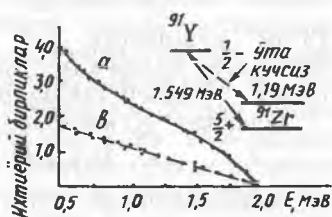
Бошқа хил ўтишлар учун (3.22) тенглама тасдиқланмайди, шунинг учун Ферми чизиғи ҳам тўғри бўлмайди. Лекин ҳар бир тақиқланган ўтиш учун ўзига хос тўғриловчи кўпайтма a_n ни киритилса, (3.22) тенглама (3.43) кўринишга ўтади. Бунда β -спектр яна тўғри Ферми чизиғини беради. Экспериментал натижаларни таҳлил қилиш учун, одатда, (3.48) ифодада мувофиқ,

$$\left[\frac{P(E_e) dE_e}{F(Z, E_e) p E_e a_n(E_e)} \right]^{1/2} = \text{const} (E - E_e)^{1/2}$$

кўринишдаги Ферми чизиғидан фойдаланилади. Рухсат этилган ўтишлар учун $a_n(E_e) = 1$. Демак, бу тенгламанинг



3. 7- расм. Ўта рухсат этилган β -спектр учун Ферми графиги.



3. 8- расм. Тақиқланган ўтишлар учун Ферми графиги: а) эксперимент натижалари; б) ўша графикнинг a_n кўпайтма ёрдамида тўғрилангани.

ўнг томонини E га боғлиқ ҳолда чизсак, рухсат этилган ва тақиқланган ўтиш спектрлари учун тўғри чизиққа эга бўламиз. Бу чизиқнинг E ўқи билан кесишган нуқтаси парчаланишнинг тўла энергиясини беради. Бундай Ферми ёки Кюри графигини олиш учун экспериментатор юпка манбадан фойдаланиб, магнит спектрометрида олинган тажриба натижаларини (3.48) тенгламага қўйса кифоя. $F(Z, E)$ ва $a_n(E_n)$ жадвалларда берилади.

3.8- расмда ^{91}Y нинг β - спектри келтирилган. Назарияга мувофиқ тақиқланган ўтишлар спектрининг шакли рухсат этилган ўтишлар спектрининг шаклидан фаркли бўлади. Аммо бу спектрни $a_n^{1/2}$ коэффициент ёрдамида чизикли ҳолга келтирилади. Тақиқланган ўтишларнинг мавжудлиги тензор ҳамда аксиал-вектор ўзаро таъсирлар β - парчаланиш жараёнида катта роль ўйнашини кўрсатади. Турли элементлар β - спектрини синчиклаб ўлчаш натижалари Ферми графигининг тўғри чизиклилиқ характери 2 кэВ дан бошлаб 13 МэВ гача бўлган энергия оралиғида сақланишини кўрсатди. Бу ҳол Фермининг β - парчаланиш назарияси тўғрилигини исботловчи ишончли далилдир.

Чикаётган зарраларнинг йиғинди спини нолга тенг бўлган ўтишлар *Ферми ўтишлари* дейилади. Бундай ўтишлар учун танлаш қоидаси

$$\Delta I = 0; \quad \text{йўқ} \quad (3.24)$$

кўринишда ёзилади. Бунга кўра ядро спини I нинг ΔI ўзгариши нолга тенг ва ядро жуфтлиги ўзгармайди. Чикаётган зарраларнинг йиғинди спини бирга тенг бўлган ўтишлар *Гамов — Теллер ўтиши* дейилади. Бундай ўтишлар учун танлаш қоидаси 0—0- ўтишлардан ташқари барча ҳолларда

$$\Delta I = 0; \pm 1; \quad \text{йўқ} \quad (3.25)$$

(3.25) кўринишга эга. 0—0- ўтишларда ядро спини бошланғич ҳолда ҳам сўнгги ҳолда нолга тенг бўлиб, унда Гамов — Теллер ўтишлари қатъий тақиқланган.

Масалан, ^{18}O кислород изотопининг β^+ парчаланиши



да бошланғич ва сўнгги ядролар спини нолга тенг. Жуфтликлари ҳам бир хил. Шунинг учун емирилиш рухсат этилган ва тоза Ферми ўтишидир, чунки у 0 — 0- ўтиш гелий изотопининг



парчаланиши тоза Гамов — Теллер ўтишига мисол бўлади.

Бунда жуфтлик ўзгармайди. ${}^6_2\text{He}$, ${}^3_3\text{Li}$ спинлари, мос равишда 0 ва 1 бўлганлигидан $\Delta I = +1$. Емирилишларнинг рухсат этилганлиги улар учун Ферми графигининг тўғри чизиклилиги, $\lg(fT_{1/2})$ кийматининг мос ҳолда 3,5 ва 2,7 га тенглигида ҳам ўз тасдиғини топган. Агар нейтрино ва антинейтрино спини $1/2$ дан катта, масалан, $3/2$ бўлса, у ҳолда электрон ва антинейтрино спинларининг йиғиндиси фақат 1 ва 2 га тенг бўлиши мумкин. Ферми емирилиши эса, тақик этилган бўларди. Шунинг учун $(3.43')$ нинг рухсат этилганлиги нейтрино спини $1/2$ га тенглигидан дарак беради. Нейтрино спини $3/2$ бўлса, жуфтликлар ўзгаришсиз қолган ва $\Delta I = 2$ бўлган ўтишлар рухсат этилар эди. Аслида эса, бундай ўтишлар ҳам доим тақикланган. Масалан,



емирилишда « $\Delta I = 2$; йўқ» танлаш қондаси бажарилган. ${}^{36}_{17}\text{Cl}$ ва ${}^{36}_{18}\text{Ar}$ ядролар жуфтлиги бир хил, спинлари эса, мос ҳолда 2 ва 0 га тенг. Ҳақиқатда эса, бу емирилиши очиқ-ойдин тақикланган, чунки унинг учун $\lg(fT_{1/2}) = 13,5$, Ферми графиги эса, тўғри чизикдан сезиларли даражада огган.

Бета-парчаланишдаги зарраларнинг ўзаро таъсири ядровий ва электромагнит таъсирларидан анчагина кучсиз бўлиб, катталик жиҳатидан фақат гравитация кучларидан юқоридир. Бета-радиоактив ядролар ярим парчаланиш давларининг катта бўлиши β -ўзаро таъсирнинг кучсизлиги асосида тушунтирилади.

Парчаланишдаги электрон (позитрон)ларнинг энергия бўйича тақсимоти, яъни β -спектр шакли β -ўтишнинг рухсат этилганлиги ёки тақикланганлигига боғлиқ. Ундан ташқари, парчаланиш электрони (позитрони) ва маҳсул ядронинг заряд майдонлари ўртасидаги Кулон ўзаро таъсири спектр шаклига ўзгариш киритади (3.2- расмга қаранг). Шу таъсир оқибатида спектрда бўлган бузилиш унинг бошланғич қисмида, яъни кичик энергияли зарралар учун айниқса сезиларли. Тақсимот эгри чизиғи максимуми электрон учун кичик энергия томонига, позитрон учун эса, катта энергия тарафига силжийди. Бунда ядро заряди қанча катта бўлса, силжиш ҳам шунча катта бўлади.

3.8- §. Электрон қамраш

β - парчаланиш энергия нуқтаи назаридан тақиқланган бўлмаса, электрон қамраб олиш жараёни билан рақобатда бўлади. Агар ҳар иккала ўзаро рақобатда бўлувчи жараён энергия жиҳатдан мумкин бўлса, позитронли парчаланиш энгил ва оғир ядролар учун одатда, электрон қамраб олиш жараёнидан устунликка эга бўлади ва кўпинча амалда уни бутунлай босиб кетади. Гап шундаки, ядрога энг яқин бўлган K - қобикдаги электроннинг ядро ичига кириб қолиш эҳтимоллиги жуда кичик бўлганлигидан, электрон қамраш жараёни жуда қийинлашади. Бу эҳтимоллик (ω) катталик жиҳатидан ядро ҳажмининг атом қобиғи эгаллаган ҳажмга бўлган нисбатга тенг:

$$\omega \approx \left(\frac{R}{r_k} \right)^3, \quad (3.46)$$

бу ерда ядро радиуси R тахминан $10^{-14} - 10^{-15}$ см га, атомнинг K қобиғининг радиуси r_k эса $10^{-10} - 10^{-12}$ м га яқин бўлади. Оғир ядролар томон K - қобикнинг радиуси кичрая боради ва бунга мос равишда K - қамраб олиш эҳтимоллиги ортиб боради. Протонларга бой бўлган оғир ядролар учун, одатда, электрон қамраб олиш асосий β -жараён ҳисобланади. K -қамраб олиш эҳтимоллиги электроннинг ядро ичида бўлиш ва унинг ядро томонидан ютиб олиниш эҳтимолликлари билан аниқланади. K - қобикдаги электроннинг ядро ичида бўлиб қолиш эҳтимоллиги бошқа қобикдаги электронларга қараганда анча катта бўлади. Шунинг учун айнан K - қобикдаги электронлар ядро томонидан кўпроқ қамраб олинади. K - электроннинг орбитал моменти нолга тенг. Қамраб олиш жараёнида албатта нейтрино ажралиб чиққанлиги учун қамраш эҳтимоллиги ана шу нейтрино олиб кетаётган ҳаракат миқдори моментига кучли даражада боғлиқ бўлади. Шунга кўра β - парчаланишдаги қоби K - қамраб олишда ҳам рухсат этилган ва тақиқланган жараёнларни фарқ қилиш мумкин. Агар нейтринонинг орбитал моменти нолга тенг бўлса, яъни олиб кетаётган тўла момент $1/2$ га тенг ва бошланғич ва охириги ҳолатларнинг жуфтлилиги бир-бирига мос келса ўтиш рухсат этилган ҳисобланади. Акс ҳолда, K - қамраб олиш жараёни тақиқланган ва у анча кичик эҳтимоллик билан содир бўлади.

Элементнинг турғун изотоплари таркибига нисбатан протонлари «ортиқча» ёки нейтронларга «танқис» ядролар

позитрон чиқариб парчаланиши билан бир қаторда ўз атомининг электрон қобигидаги электронни қамраб олиб ҳам парчаланиши мумкин. Бунда ядронинг протонларидан бири электрон қамраб, $p + e^- \rightarrow n + \nu$, нейтронга айланади ва ядро турғунроқ ҳолатга ўтади. Ядронинг K -қатламидан электрон ютиб олиш (K -қамраш) эҳтимоллиги L -қатламдан электрон қамраш эҳтимоллигидан ~ 10 мартаба катта. ${}^A_Z X + e^- \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + \nu$ схема бўйича ўтадиган электрон қамраш энергия жиҳатдан [(3.6) ёки (3.7) га қаранг]:

$$M(Z, A)_{\text{яд}} - \epsilon_k > M(Z-1, A)_{\text{яд}} \text{ ёки } {}^A_Z M - \epsilon_k > {}^A_{Z-1} M$$

бўлган ҳолда юз бериши мумкин. Бу ерда ϵ_k — атомдаги K -электроннинг массанинг атом бирлиги (м.а.б) да ифодааланган боғланиш энергияси. Шундай қилиб, оғир ядроларнинг Z дан $Z-1$ га айланишида позитрон жараёни эмас, аксинча, K -қамраш устун келади (3.9-расм). Ҳисоблашларнинг кўрсатишича K , L , M — қобиклардан электрон қамраш эҳтимоллиги

$$\lambda_x = \frac{1}{4\pi^2} g_x^2 \cdot q_x^2 \cdot A \quad (3.47)$$

кўринишга эга. Бунда q_x — қобикнинг қайси бирдан қамрашга боғлиқ нейтрино импульси, X — қобигини ишораси ($X = K, L, M$ ва ҳоказо), B_x — эса сўнгги тўлдирилган электрон қобигидаги электроннинг боғланиш энергияси. $q_x = \Delta M - B_x$ да ΔM — қамровчи ва қамралгандан сўнг ҳосил бўлган атомлар массалари фарқи.

Энди юқоридаги формулани очиб, соддалаштириб K , L , — қобиклар учун қуйидагини ёзиш мумкин:

$$g_k^2 = \frac{2Bk}{2\Gamma(2S+1)} (2\alpha Z_k)^3 (2\alpha Z_k R)^{2S+1}$$

$$g_{L_1}^2 = \frac{(2-B_{L_1})(2S+2)^{-1}}{4\Gamma(2S+1)[(2S+2)^{1/2}+1]} (2\alpha Z_{L_1})^3 (2\alpha Z_{L_1} R)^{2S+1}.$$

Буларда

$$S = (1 + \alpha^2 Z_x^2)^{1/2}$$

$$B_k = 1 - S,$$

$$B_{L_1} = 1 - \left(\frac{1-S}{2} \right)^{1/2},$$

$$\alpha \simeq 1/137.$$

Слеттернинг ҳисоблашича

$$Z_K = Z - 0,35$$

$$Z_{L_1} = Z - 4,15.$$

L_{II} , L_{III} ва M -қобиклардан электрон қамраш эҳтимолликлари унчалик муҳим эмас. M -қобикдан электрон қамраш K -қамраш эҳтимоллигининг 2 фоизидан камини ташкил этади.

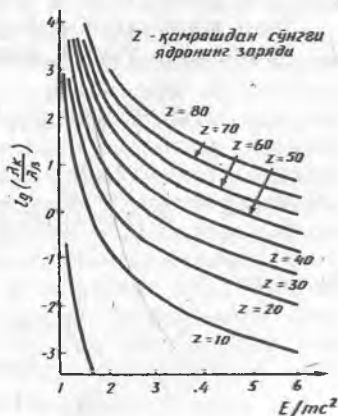
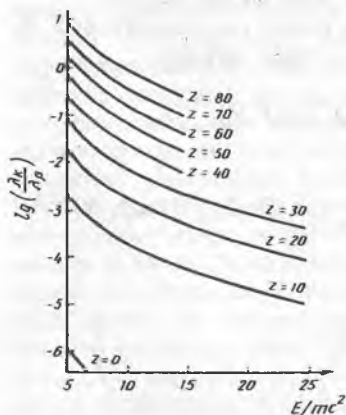
Ҳамма вақт позитрон парчаланиш бор жойда K -қамраш бор. Бундай ҳолларда K -қамраш ва β^+ -парчаланиш эҳтимолликларининг нисбатини

$$\frac{\lambda_K}{\lambda_{\beta^+}} = \frac{2\pi(\alpha Z)^3(E_e + 1)^2}{f(Z, E_e)} \quad (3.48)$$

ўрганиш муҳим аҳамият касб этади. Катта энергиялар учун $f \approx \frac{1}{30}E_e$ кичик, Z ли ядроларда $f \approx 1$. Демак,

$$\frac{\lambda_K}{\lambda_{\beta^+}} = 60\pi(\alpha Z/E_e)^3.$$

Шундай қилиб, спектрида юқори чегаравий энергияли енгил ядролар учун K -қамраш эҳтимоллиги позитрон-парчаланиш эҳтимоллигидан кам. Z ортиши ёки E — энергия позитрон-парчаланиш бўсағасига ета бошлаганида K -қамраш амалга ошади. Эҳтимолликлар нисбатининг аниқ ҳисобланган қийматлари 3.9-расмда келтирилган.



3. 9-расм. K — қамраш эҳтимолликларининг β^+ -парчаланиш эҳтимолликларига нисбати.

к.

Энди K -камраб олиш жараёнини қандай кузатиш мумкинлиги ҳақида тўхталиб ўтамиз. Нейтринони бевосита кузатиш мумкин эмас, тепки ядрони ҳам қайд қилиш мураккабдир. K -камраш устида олиб борилган тажрибада атомлар тарқатган электронлар ёки характеристик рентген квантларининг нурланиши кузатилади. Дарҳақиқат, K -қобикдаги электрон ютилиши натижасида унда эгалланмаган бўш ҳолат ҳосил бўлади ва уни юқори қобикдаги электронлар эгаллаши мумкин. Ана шундай ўтиш вақтида рентген кванти ажралиб чиқиши зарур. Бу вакант (бўш) жойнинг тўлдирилиш жараёни охири қобикдаги электронга энергия узатиш орқали ҳам ўтиши мумкин. Бу ҳолда атомдан энергияси охири қобик билан K -қобик орасидаги энергия фарқига тенг бўлган энергияли электронлар учиб чиқади.

Элементлар даврий системасидаги маълум «аномалия» K -камраш билан боғлиқ: аргон изотоплари табиий бирикмасининг атом оғирлиги аргондан кейин турган калий изотоплари табиий бирикмасининг атом оғирлигидан каттадир. Бундай бўлишига сабаб — нисбатан оғир бўлган $^{40}_{19}\text{K}$ калий изотопи «тоқ-тоқ» бўлганлиги учун барқарор эмаслигидадир. Шунинг учун бу изотопларнинг кўпчилик қисми K -камраш орқали $^{40}_{18}\text{Ar}$ га, β -парчаланиш натижасида $^{40}_{20}\text{Ca}$ га айланган.

Агар атомдан K -қобикдаги электронлардан бири ажратиб олинган бўлса, у ҳолда юқорироқ энергия қатлами (сатҳи) даги электрон квант ўтади ва бунда K_{α} -ёки K_{β} -чизиқларига тегишли характеристик рентген нурларининг кванти чиқарилади.

^A_ZX радиоактив изотопда атом номерли элементга тегишли характеристик рентген нурларининг пайдо бўлиши K -камраш содир бўлганидан дарак беради.

Протонлари «ортикча» бўлган баъзи бир ядроларда позитрон чиқариш ёки электрон камрашдан ташқари протон радиоактивлик ҳам юз бериши мумкин. Лекин бу жараён эҳтимоллиги кичик. Кўпгина енгил ядроларда β^+ -парчаланиш устунлик қилади. Оғир ядроларда тахминан Z^3 га пропорционал ҳолда электрон, айниқса K -камраш эҳтимоллиги ортади. Чунки Z ортиши билан K -электронлар жойлашган соҳа ҳажми кичраяди. $E_0 = ({}^A_ZM - {}^A_{Z-1}M)C^2$ ўтиш энергияси камайиши билан электрон камраш мавқеи β^+ -парчаланишга нисбатан ортади. Позитрон парчаланиш эса, энергия жиҳатдан $E_0 >$

$> 2m_0c^2 \approx 20.511$ МэВ бўлгандагина юз беради. E_0 —нинг кичик қийматларида ядро учун электрон камраш ёки β^- чиқариш маъқул бўлади.

3.9- §. Бета- парчаланишда таъсир хиллари

Хозирги вақтда экспериментаторлар олдида S ва T - ўзаро таъсирлар аралашмасининг юқори чегарасини аниқлашдай оғир масала турибди. Кучсиз ўзаро таъсирнинг универсал назарияси юқорида келтирилган тажрибалар ўтказилмасдан анча илгари бета-парчаланишда V ва A ўзаро таъсир муҳим аҳамият касб этишини олдиндан айтиб беради. Бета-парчаланиш назариясининг турли вариантлари электрон-нейтрино бурчак корреляциясининг турлича бўлишини кўрсатади:

$$P(\theta) \sim 1 + \lambda_x \cos \theta_e, \quad v. \quad (3.49)$$

Бета-парчаланишнинг турлича вариантлари учун λ_x катталиқ ушбу қийматларга эга бўлади:

$$\lambda_S = -1; \lambda_V = 1; \lambda_T = 1/3; \lambda_A = -1/3.$$

Бета-парчаланиш спектрлариининг таҳлили $\hat{H}_T$ ва $\hat{H}_V$ Ферми таъсирлашуви, шунингдек $\hat{H}_T$ ва $\hat{H}_V$ Гамов — Теллер таъсирлашуви ҳам таъсир операторига ҳисса қўишини кўрсатади. Бирок бу тўртта таъсирлашувнинг ҳаммаси бирданига эмас, балки ҳар гал фақат биттасигина таъсир кўрсатади.

Бета-парчаланишнинг умумий назариясига асосан таъсирлашувларнинг турли кўринишига тўғри келган боғланиш константаларининг кўпайтмалари ушбу шартни қаноатлантириши керак:

$$C_S C_V \text{ ва } C_T C_A = 0. \quad (3.50)$$

Эксперимент маълумотларига асосланиб бу шартлар аниқ бажарилишини айтиш мумкин. Корреляция тажрибалари бета-парчаланишдаги таъсирлашувнинг қайси, кўриниши аҳамиятга молик эканлиги масаласига жавоб бериши керак. Нейтринони қайд қилиш мумкин бўлмаганлиги сабабли, электрон-нейтрино жуфтининг бурчак тақсимооти электронлар ва тепки ядро орасидаги корреляцияни ўлчаш орқали аниқланади. Корреляцияни ўлчаш учун инрет газлардан фойдаланиш анча қулайроқдир. ^6He нинг парчаланишида ($\Delta I = 1$ $\Delta \pi = 0$) тажриба натижалари

$\lambda = -0,39 \pm 0,05$ киймат билан яхшироқ мос келади. Бундан кўринадики, Гамов — Теллер таъсирлашуви ўз моҳиятига кўра, аксиал-вектор таъсирлашув экан ($\lambda = -\frac{1}{3}$). ^{35}Ag нинг парчаланиши ($\Delta I = 0$, $\Delta \pi = 0$) учун $\lambda = 0,97 \pm 0,04$ бўлиб, у вектор таъсирлашувга ($\lambda = 1$) мос келади. Бу натижаларга асосланиб қуйидагини ёзиш мумкин:

$$C_V \neq 0 \text{ ва } C_A \neq 0. \quad (3.51)$$

Энди боғланиш константасининг катталигини аниқлаш зарур. Гамов — Теллер танлаш коидаси бўйича тақиқланган, аммо Ферми танлаш коидаси бўйича рухсат этилган $^{14}\text{O} \rightarrow ^{14}\text{N}$ ўтишининг матрица элементини аниқ ҳисоблаш мумкин. Бу ҳисоблашдан Ферми таъсирлашуви учун боғланиш константасининг киймати топилади:

$$g_V = (1,42 \pm 0,03) \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3. \quad (3.52)$$

Ферми ва Гамов — Теллер таъсирлашуви ҳоссаларининг нисбатини аниқлаш юқорида келтирилган эди. Ҳозирги вақтда аниқланишича:

$$g_A/g_V = 1,11 \pm 0,05.$$

($V - A$) таъсирлашувнинг йшораси ҳақидаги масала кутбланган нейтронларнинг парчаланишида электрон-нейтрино бурчак корреляциясини ўрганиш тажрибасида ҳал қилинган эди. ($A + V$) назариясининг кўрсатишича, нейтрино деярли сферик бурчак тақсимотига эга, электронлар эса спинга қарши йўналишда учади, бироқ ($V - A$) назарияси бўйича электронлар деярли сферик симметрик ҳолда, нейтринолар эса спин йўналишида учиши керак. Эксперимент ($V - A$) назарияси билан яхши мос келувчи натижаларни берди.

3.10- §. Антинейтринонинг кашф этилиши

Паулининг антинейтрино ҳақидаги гипотезаси 25 йилдан сўнг — 1956 йилда америкалик физиклар К. Рейнес ва Ф. Коуэн тажрибаларида исботланди. Бу зарра тўғрисида айтилган тахмин билан унинг кашф этилиши орасидаги катта вақт оралиғи антинейтринонинг ўзига хос алоҳида хусусиятга эга бўлишлиги билан тушунтирилади. Зарранинг тинч ҳолатдаги массаси, электр заряди ва

магнит моменти нолга тенг. Бу ҳол антинейтринони кузатишга мўлжалланган тажрибаларни фавқулодда қийинлаштиради, чунки бундай зарра моддалар билан жуда кучсиз ўзаро таъсирлашади. Антинейтринонинг муҳитда ўртача югуриш йўли 10^{16} км атрофида бўлиб, Қуёш билан Ер орасидаги масофадан 10^8 марта каттадир.

Нейтринонинг мавжудлигини аниқлаш учун дастлабки уринишлардан бири ядронинг туртки импульси спектрини ўлчашдан иборат эди. Агар нейтрино мавжуд бўлмаганда эди, ядронинг туртки импульси электронлар импульсига тенг бўлиши керак эди. Нейтрино мавжуд бўлган ҳолда эса импульс учта зарра орасида тақсимланади ва импульслар спектри узлуксиз бўлади. Ўтказилган тажриба етарли даражада пухта бўлмаганлиги сабабли, нейтринонинг мавжудлиги ҳақида ишонч билан жавоб бериб бўлмасди.

Масалани ҳал этиш учун 1940 йилда А. И. Алиханов ва А. И. Алиханян томонидан K - камраш ҳодисаси натижасида ҳосил бўладиган маълум энергияли ядро турткисидан фойдаланиш тавсия этилди. Бунда гап ${}^7_4\text{Be}$ ядросининг электрон камраш жараёни устида борапти:



K - камрашда ажралиб чиқадиган энергияни массалар айирмасидан топиш қийин эмас:

$$E_K = (M_{\text{Be}} - M_{\text{Li}}) c^2 = (7,0916 - 7,0822) 931,4 = 0,874 \text{ МэВ}.$$

Ҳаракат микдорининг сақланиш қонунидан фойдалансак, ${}^7_3\text{Li}$ ядросининг тепки импульсини ҳисоблашимиз мумкин:

$$P_{\text{Li}} = p_{\nu} = \sqrt{2M_{\text{Li}} \cdot E_{\text{Li}}}. \quad (3.54)$$

Бу ерда нейтрино импульси унинг массаси нолга тенг ($m_{\nu} = 0$) бўлган ҳол учун ҳисобланган. Мураккаб бўлмаган ҳисоблашлардан кейин литий ядросининг туртки энергияси

$$E_{\text{Li}} = \frac{p_{\nu}^2}{2M_{\text{Li}} c^2} = 57,3 \text{ эВ} \quad (3.55)$$

эканлигини аниқлаймиз.

Экспериментал қиймат эса $(56,6 \pm 1)$ эВ га тенг. Буни Паули гипотезасининг тасдиғи деб қабул қилиш мумкин.

Кейинчалик турли моддаларнинг қаттиқ ва газсимон ҳолатларида K - камраш жараёнидаги ядро туртки энергиясини ўлчаш бўйича ўтказилган тажрибалар парчаланиш нуктида нейтрино нурланишини ва ҳар бир парчаланишда фақат битта нейтрино чиқишини тасдиқлади. Бироқ нейтринонинг нурланиши фақат бета-парчаланиш жараёнига алоқадор бўлганлиги сабабли, бу тажрибалар етарлича қаноатланарли эмас эди.

Қ. Рейнес ва Ф. Коуэн ўтказган тажрибаларда қуйидаги реакция қўлланилган:

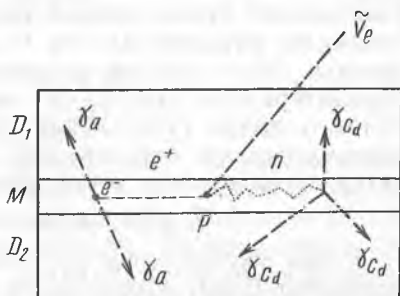


Антинейтрино манбаи сифатида секундига $10^{18} - 10^{19}$ та зарра берадиган қувватли ядро реактори хизмат қилган. Қ. Рейнес ва Ф. Коуэннинг ҳисобига кўра ҳар бир соатда уч дона антинейтрино нишонда ютилиши керак.

Қ. Рейнес ва Ф. Коуэнларнинг тажриба қурилмаси M бак-нишон билан ажратилган иккита катта D_1 ва D_2 бак-детекторлардан тузилган (3.10- расм). Бак-детекторлар сцинтилляцион суюқлик билан, бак-нишон эса кадмий тузининг сувдаги эритмаси ($CdCl_2$) билан тўлдирилган. Сцинтилляцион суюқлик ҳажми 150 та фотозлектрон кўнайтиргич ёрдамида кузатилган. Қурилмани нейтрон ва γ - фотонлардан сақлаш учун система қўргошинли парафин яширигига жойлаштирилган ва пўлат қоплама билан беркитилиб, ер остига чуқурликка туширилган.

Тажриба қуйидагича ўтган. Ядро реакторидан чиққан антинейтрино бак-нишоннинг протони билан $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$ реакция бўйича ўзаро таъсирлашса, нейтрон ва позитрон ҳосил бўлади. Позитрон 1 см атрофидаги масофани 10^{-9} с да ўтиб электрон билан аннигиляцияланади ва иккита γ - фотон ҳосил қилади. Фотонлар мослама схемага уланган D_1 ва D_2 детекторларда қайд қилинади.

Нейтрон эса секин-латгичнинг протонлари билан кетма-кет тўқнашиши натижасида ўз энергиясини камайтириб, Cd ядросида тўтилади. Кадмий ядроси кўзгал-



3. 10- расм. Анти-нейтринони қайд қилиш қурилмаси.

ган ҳолатдан бир неча γ_{Cd} фотонлар чиқариб асосий ҳолатга ўтади. γ_{Cd} квантлар ҳам D_1 ва D_2 детекторларда қайд қилинади. Детекторларнинг ҳар бири уч нурли осциллографнинг пластинкаларига тегишлича уланган. Антинейтрининг протон билан ўзаро таъсирлашиши секинлатиш оралиғи ва нейтронлар диффузияси вақти (1 дан 25 мк/с гача) бўйича силжиган икки импульснинг ҳосил бўлиши орқали аниқланган. Қурилма жуда кўп вақт ишлаб, унда ҳар соатда 3 антинейтрино қайд қилинган.

Антинейтрининг мавжудлиги β - парчаланиш назари-ясини асослади. Яна шуни ҳам эслатиб ўтиш керакки, нейтроннинг (3. 13) схема бўйича парчаланиши унинг 3 та заррадан ташкил топганлигини кўрсатмайди: протон, электрон ва антинейтрино нейтроннинг парчаланишида вужудга келади. Бу атомнинг бир энергетик ҳолатдан бошқасига ўтганида фотон сочишига ўхшайди. Атомда «тайёр» фотон бўлмаганидек, нейтрон ичида ҳам «тайёр» зарралар йўқ.

Демак, электрон антинейтринининг ўз антизарраси — электрон нейтрини бора. 1956 йилда Р. Девис ўз тажрибаларида бу зарраларнинг бир хил эмаслигини исботлади. Тажрибанинг ғояси қуйидагидан иборат. Маълумки, ядро ичида протоннинг нейтронга ўтиши $p \rightarrow n + e + \nu$ схема бўйича бўлади. Реакциянинг қайтиш қонунига асосан қуйидаги жараёнлар ҳам ўтиши мумкин:

$$n + e^+ + \nu_e \rightarrow p, \quad (3.57)$$

$$\nu_e + n \rightarrow p + e^-. \quad (3.58)$$

Агар ν_e ва $\bar{\nu}_e$ айнан ўхшаш бўлмаса, у ҳолда

$$\nu_e + n \rightarrow p + e^- \quad (3.59)$$

реакциянинг ўтиши мумкин эмас. Мана шу ҳол Р. Девис томонидан кўрсатилган эди. Р. Девис тажрибасида катта ҳажмли тўрт хлорли углерод антинейтрино оқидами нурлантирилган. Агар (3. 57) жараёнининг ўтиши мумкин бўлса, у ҳолда тўрт хлорли углерод таркибига кирувчи хлор ядросининг бир нейтрони протонга айланиб, радио-актив аргон изотопи ҳосил бўлар эди:

$$\bar{\nu}_e + {}^{37}_{17}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}_{18}\text{Ar} + e^-. \quad (3.60)$$

Лекин нурлантирилган суюқликдан ажралган газни текшириш (3.60) кўринишдаги реакциянинг ўтмаслигини кўрсатди. Шундай қилиб, нейтрино ва антинейтрино айна зарралар эмас.

3.11- §. Қуёш ва нейтрино оқими

Нейтрино ва антинейтрино ҳар хил ҳодисаларда катта роль ўйнайди. Масалан, Қуёш ва юлдуз энергиясининг 5 % га яқини ν ва $\bar{\nu}$ энергияси сифатида нурланади. Атом реактори ν — орқали ўзини 10 % қувватини йўқотади.

Р. Девиснинг экспериментал қурилмаси Қуёшдан келаётган нейтрино оқимларини кузатиш учун ҳам ишлатилади. Бунда у 1,5 км Ер остига жойлаштирилган эди. 1978 йил олинган натижалар бир кунда $0,3-0,4 \cdot 10^{37} \text{Ag}$ атоми ҳосил бўлишини кўрсатди. Биринчидан, бу тажриба Қуёшдан келаётган нейтринони борлигини билдирса, иккинчидан, астрофизик тадқиқотларни янги соҳаси нейтрино астрономиясини очди. Бу янги фаннинг Қуёш ва юлдузларнинг ички тузилиши, уларнинг табиатини ўрганишда келажакдаги хизматлари катта.

Бир кунда келадиган нейтрино оқими бўйича Р. Девис олган натижа Қуёшнинг энергия манбаи термоядро реакцияларидир, деб тахмин қилган Г. Бетенинг ҳисоблаган натижасидан 2,5—3 маротаба кичик. Бунинг сабабларини қўриб чиқиш мумкин.

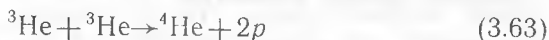
Қуёш ва унга ўхшаш юлдузларда биринчи, дастлабки термоядровий синтез реакцияси икки протоннинг ўзаро кучсиз таъсирида таъминланади. Уларнинг тўқнашишида дейтрон ҳосил бўлиб, позитрон ва нейтрино чиқарилади:



Бунда ҳосил бўлган нейтринонинг ўртача энергияси 0,257 МэВ ни ташкил этади. Навбатдаги реакция протоннинг дейтрон билан тўқнашувидан юз беради:



ундан сўнг

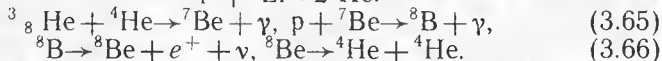
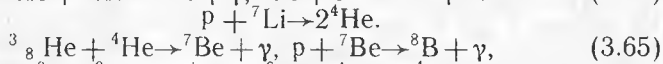
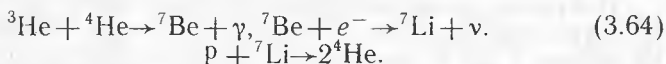


натижасида ${}^4\text{He}$ ҳосил бўлади.

Шундай қилиб, тўртта протон оқибат натижада иккита позитрон ва иккита нейтрино ҳосил қилиб, ${}^4\text{He}$ га айланади. Ўз навбатида, уларнинг аннигиляцияси энергия ажралишига ўз ҳиссасини қўшади. Водород цикли деб аталадиган бу циклда умумий энергия ажралиши 26,724 МэВ ни ташкил этади. Иккита нейтрино ундан 0,514 МэВ олиб кетади.

Қуёшдагидек етарли даражада ${}^4\text{He}$ ядролари кўп

бўлганда юқорида келтирилган реакция ўрнига бошқа иккита реакция кечиши мумкин:



Қўринишича, ҳар бир тармоқда β -парчаланиш мавжуд. (3.64) реакцияда у ${}^7\text{Li}$ ҳосил қилиб, нейтрино чиқадиган электрон тутув, (3.66) реакцияда ${}^8\text{Be}$ нинг биринчи уйғонган ҳолатига ўтувчи позитрон-парчаланишдир. Бунда нейтринонинг максимал энергияси 14,0,6 МэВ га тенг. Сўнгги тармоқнинг сўнгги босқичи — ${}^8\text{Be}$ нинг иккита α заррага парчаланиши энди тоза ядро кучлари таъсирида ўтади.

${}^{37}\text{Ag}$ ни ҳосил қилишда айнан шу ${}^8\text{B}$ парчаланишдаги нейтрино асосий ҳисса қўшади, чунки уларнинг ўртача энергияси анча юқори, (3.60) реакция остонаси эса, 0,814 га тенг. Аммо бу «бор» нейтриноларининг оқими тўла Қуёш нейтрино оқимининг фақатгина 0,005 фоизини ташкил этади.

Р. Девис тажрибасидан сўнг кўрсатилишича, Қуёш ҳароратининг водород ёнаётган соҳадаги модданинг силжиши ҳисобига 10 фоизга камайиши ҳисоблаш натижасининг тажрибага мос келишини таъминлаши мумкин эди. Лекин тажрибадаги ва Қуёшнинг назарий моделидаги баъзи бир ноаниқликлар ҳозирги кунда назарий ва Р. Девис тажрибасининг натижалари ўртасидаги фарқ ҳақида якуний ҳулоса қилиш имконини бермаяпти. Шунинг учун бу фарқни тушунтириш учун «балки, нейтрино бошқа хил (3.13) нейтриноларга айланар» — деган нейтрино осцилляцияси гипотезаси ҳам гипотеза ҳолида қолмоқда.

3.12- §. Нейтринонинг янги квант сонлари

Е. Конопинский ва Ж. Маҳмуд ядро физикасига энг энгил зарраларни тавсифлаш учун алоҳида квант сони — лептон заряди L ни киритишди. Таърифланишича e^- — электрон, манфий мюон μ^- ва нейтрино ν учун $L=1$; e^+, μ^+ ва $\bar{\nu}$ лар учун $L=-1$; қолган зарралар учун $L=0$. L нинг қиймати нейтрино ва антинейтринони фарқлайди.

Лептон зарядининг киритишнинг маъноси ҳамма

жараёнларда унинг сақланишидир. Масалан, бу сақланиш қонуни (3.12—3.15) даги ҳамма айланишларга ижозат беради ва улар ҳақиқатда ҳам қайд қилинди. Бошқа томондан (3.12—3.15) жараёнлар ν ни $\bar{\nu}$ га ва аксинча димантириш ҳолларида лептон зарядининг сақланиш қонуни томонидан тақиқланган ва уларнинг бирортаси ҳам тажрибада кузатилмаган. Бундай фикрлар мусбат мюон ва мусбат пионларни парчаланишини қуйидагича ёзишга олиб келади:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}, \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu. \quad (3.66')$$

Ҳозиргача бу емирилинининг тури аниқланмаган. У икки нейтриноли ёки нейтриносиз бўлиши мумкин. Буни фақат лабораториялар бевосита иккита учиб чиқадиган электронлар энергиясининг йиғиндисини ўлчаш орқали аниқлаши мумкин. 1956—57 йилларда физикада бевосита нейтриноларга алоқадор бўлган муҳим воқеалар юз берди: кучсиз ўзаро таъсирда жуфтликнинг сақланмаслиги кашф қилинди. 1957 йилда Абду Салам ҳамда Ли ва Янглар нейтринонинг табиатини анча соддарок назария ёрдамида ифодалаш мумкинлигини кўрсатишди. Бу назарияга асосан ν ва $\bar{\nu}$ зарраларга қиймати билан фарқ қиладиган яна битта квант сони берилади.

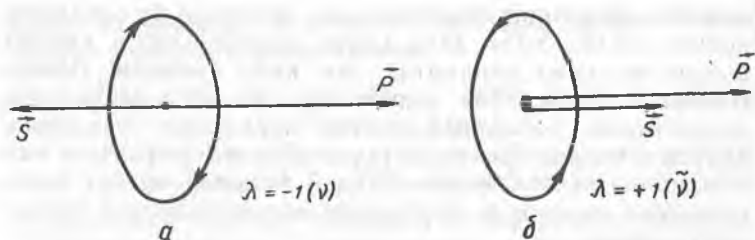
Агар нейтринонинг ҳаракат йўналишида икки марта қўпайган спин проекциясини λ спираллик деб атасак:

$$\lambda = 2 \frac{(\vec{S}, \vec{P})}{P}. \quad (3.67)$$

Маълумки, $(\vec{S}, \vec{P})$ электрон спинини унинг импульсига қўпайтмасидир. Унинг ўртача қиймати қутбланишига қараб ортади ёки камаяди. Бу квант сони фақат иккитагина мусбат ($\lambda = +1$) ёки манфий ($\lambda = -1$) қийматни қабул қилади.

Бу шартли равишда спинга бироз айланиш бериш билан боғлиқ, $\lambda = +1$ бўлган ҳолда ўнг бураманинг ҳаракатига, $\lambda = -1$ бўлганда эса чап бурама ҳаракатига мос келади (3.11-расм).

Ҳозирча $m_\nu = 0$ ҳисобланганлигидан нейтрино импульсининг йўналишини ҳаракат қилаётган санок системасига ўтиш йўли билан ўзгартириш мумкин эмас ва бу маънода спираллик тушунчаси инвариант бўлади. Аммо спираллик ишорали ўнг координат системасидан чапига ўтганда, яъни фазовий инверсияда ўзгаради. Натижада «реал» ва «кўзгудаги акс» зарралар турли хоссаларга эга бўлади.



3. 11-расм. Нейтрино ва антинейтрино ҳамма вақт қутбланган: (а) нейтринонинг спини ҳаракат йўналиши (импульс)га тескари, (б) антинейтринонинг спини эса, импульс йўналиш бўйича бўлади.

Агар табиат қонунлари кўзгу симметрияга эга бўлганида, яъни жуфтлик абсолют сақланадиган квант сон бўлганида бундай ҳол умуман юз бериши мумкин бўлмас эди. Аммо ҳамма гап шундаки, нейтрино фақат кучсиз ўзаро таъсирларда қатнашади, унда эса жуфтлик сақланмайди. Шу сабабдан, агар ν нейтринога $\lambda = -1$ қийматни, $\bar{\nu}$ — антинейтринога эса $\lambda = +1$ қийматни берсак, бу ҳолда ҳеч қандай хато бўлмайди. Фақат ҳамма нейтринолар чап бурамали, ҳамма антинейтринолар эса ўнг бурамали бўлади. Фазовий инверсияда нейтрино антинейтринога ўтади ва аксинча.

Табиийки, шунчалик катта ҳулосаларни тажрибада тасдиқланиши талаб қилинади. Антинейтрино спираллигининг ишораси узил-кесил аниқланганлиги учун у билан бирга β -жараёнда туғилаётган электронлар бўйлама қутбланишга, яъни ўз импульслари йўналишига нисбатан спинларининг қандайдир устиворлик йўналишига эга бўлиши керак. Ўша 1957 йилда β -парчаланиш электронларининг бўйлама қутбланишини бирданига бир неча гуруҳ тадқиқотчилар аниқладилар (А. И. Алиханов, А. И. Алиханян ва бошқалар).

Шундай қилиб, нейтрино ва антинейтрино лептон заряди ишораси билангина бир-биридан фарқ қилиб қолмасдан, яна ҳам аниқ физик катталиқ-спираллик ишораси билан ҳам фарқланади. Энди λ нинг қандай қийматларини ν ва $\bar{\nu}$ — зарраларга бериш лозимлигини аниқлаш қолди. 1958 йилда М. Гольдхабер ўз ходимлари билан Брукэйнвнда (АҚШ) Европадаги K -қамрашни тадқиқ қилишда нейтрино ν чап бурамали, яъни $\lambda = -1$ (3.11-а, расм), антинейтрино $\bar{\nu}$ эса — ўнг бурамали $\lambda = +1$ эканлигини (3.11-б, расм) аниқлади.

Нейтрино ҳақидаги фаннинг биринчи босқичининг

якуни 1958 йилда М. Гелл-Манн ва Р. Фейнман, Р. Маршак ва Р. Судершан, Ж. Сакураи томонидан янги, кучсиз ўзаро таъсирнинг универсал назарияси деб аталувчи назариянинг яратилиши билан тугалланди. Назария ҳамма кучсиз жараёнлар интенсивлигини ягона «кучсиз заряд — Ферми константаси G_F орқали ифодалангани учун шу номни олди. Бу схема ҳамма жараёнлар ўтиши интенсивлигини ягона константа — элементар e заряд билан характерланган квант электродинамикасига ўхшашдир. Жуфтлик сакланмаслигини ўзига олган кучсиз ўзаро таъсирнинг универсал назарияси башоратларининг кўпчилиги Ферми назарияси башоратига ва қатор экспериментал далилларга қарама-қаршига ўхшар эди. Лекин тегишли эффектлар қайтадан ўлчангандан сўнг уларнинг ҳаммаси янги назарияга мос эканлиги аниқланди.

3.13- §. Нейтринонинг массаси

Нейтрино ва антинейтринонинг фарқлилиги масаласи нейтрино массаси ҳақидаги масала билан чамбарчас боғланган. Маълумки, нейтрино ва антинейтрино спиралликлари билан фарқ қилади. Лекин, агар зарра ёруғлик тезлигидан кичик бўлган тезликда ҳаракат қилса, у ҳолда спираллик (спиннинг импульс йўналишига проекцияси) қўлланилаётган координаталар системасига боғлиқ. Агар зарра бир координата системасида мусбат спиралликка эга бўлса, у ҳолда зарра йўналишида ундан тез ҳаракатланаётган бошқа системада шу зарра спираллиги манфий бўлади. Шунинг учун нейтриносиз бета-парчаланиш эҳтимоллигини аниқлашга қаратилган тажрибада нейтрино массасини баҳолаш мумкин. Қўш бета-парчаланиш бўйича олинган тажрибалар натижалари асосида бу массанинг юқори чегараси 5 эВ дан ошмайди дейиш мумкин. Тажрибада нейтрино массасини аниқлаш масаласини ҳал қилиш учун бета-спектрнинг чегаравий қийматини бета-парчаланиш энергияси билан таққослаш кифоядек туюлади. Агар нейтриноларнинг массаси ноль бўлса ($m_\nu \neq 0$) Z — электронлари бор ${}^A_Z M_{AT}$ — масса ли атомнинг β парчаланишда энергия балансини куйидаги

$${}^A_Z M_{AT} c^2 = {}^A_{Z+1} M_{RC} c^2 + (Z+1) m_e c^2 - E_{\text{боғл}}^{(Z)} + E_\beta \quad (3.68)$$

шаклда ёзиш мумкин. Бунда m_e — электроннинг массаси, $M_{\text{я}}$ — ядронинг массаси, $E_{\text{боғл}}^{(Z)}$ — Z электронларнинг боғланиш энергияси, E_β электрон, нейтрино, антинейтрино энергияларининг жами ($m_e c^2$ ва $m_\nu c^2$ — ҳам ҳисобда). $E_{\text{боғл}}$ — ни нейтрал атом боғланиш $E_{\text{боғл}}^{(Z+1)}$ энергиясидан жуда кичик эканлигини ҳисобга олсак:

$$E_\beta = ({}^A_Z M_{\text{AT}} - {}^A_{Z+1} M_{\text{AT}}) \cdot c^2 \quad (3.69)$$

га эга бўламиз.

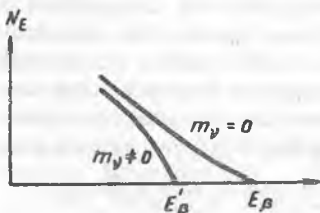
Нейтринонинг тинч ҳолдаги массаси нолга тенг бўлмаса, бета-парчаланиш энергияси $E_\beta = E_0 + m_\nu c^2$ формула билан ифодаланиши керак. Агар $m_\nu = 0$ бўлса, у ҳолда $E_\beta = E_0$. Лекин нейтрино массасини бу йўл билан аниқлаш қийин. Бетаспектрнинг чегара энергиясини аниқлашнинг бирдан-бир йўли Кюри графигини экстраполяция қилиш. Лекин бундай йўлдан фойдалана олмаймиз, чунки график учун олинган ўша шаклда нейтринонинг тинч ҳолдаги массаси нолга тенг деб тахмин қилинган. Демак, ягона усул бета-спектр шаклини юқори чегара атрофида батафсил қараб чиқишдан иборат.

Бу шакл нейтрино массасига боғлиқлиги маълум (3.12- расм). Спектр шаклини чегара яқинида кўриб чиқайлик. $q = E_0 + m_e c^2 - E_e = E_0 - T_e$ катталикда q нинг E_0 дан анча кичик қийматларида спектр қуйидагича берилади:

$$\left. \frac{dW}{dE_\nu} \right|_{q \ll E_0} \sim (q + m_\nu c^2) \sqrt{2q m_\nu c^2 + q^2},$$

$$q = E_0 - T_e, \quad (3.70)$$

бу ерда T_e — электроннинг кинетик энергияси, бунда бета-заррарлар спектри кинетик энергиянинг максимал қиймати-



3. 12- расм. Юқори чегарада β -спектрнинг шакли.

да $m_\nu = 0$ ёки $m_\nu \neq 0$ бўлишига қараб нолга турлича интилиши керак. Биринчи ҳолда $y = (E_e - E_0)^2$ қонун бўйича ўзгаради, яъни энергия ўқига уринма бўйича яқинлашади. Иккинчи ҳолда нолга интилиш $(E_e - E_0)^{1/2}$ қонун бўйича бўлади, яъни энергия ўқига деярли тик йўналишда ўзгаради чунки $m_\nu \neq 0$ да

$$\left. \frac{\partial}{\partial q} \left(\frac{dW}{dE_\nu} \right) \right|_{q \rightarrow 0} \sim \frac{1}{\sqrt{q}}.$$

Нейтрино массасини тўғри аниқлаш учун бета-спектрининг чегаравий энергия қиймати иложи борица кичик бўлиши мақсадга мувофиқдир. Бунда бета-парчаланишнинг нисбий улуши спектрнинг «масса сезувчи» соҳасида катта бўлади. Бундай ҳол учун водород изотопи-тритийни олиш қулайдир. У ўта рухсат этилган β -парчаланишга эга: ${}^3_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + e^- + \bar{\nu} + 0,02\text{МэВ}$. Унинг электрон парчаланиш даври 12,5 йилга яқин, чегаравий энергияси 18,6 кэВ га тенг.

Тритий бета-спектрини дастлабки ўлчашлар нейтрино массаси электрон массасидан анча кичиклигини кўрсатди.

1972 йилда К. Берквист юқори ажрата олиш қобилиятига эга бўлган спектрометр ёрдамида нейтринонинг тинч ҳолдаги массасини юқори чегараси учун 55 эВ қийматни олди: $m_\nu < 55\text{эВ}$. Дунёдаги машҳур олимларнинг тажрибалари ҳозирги кунда

$$14 \leq m_\nu \leq 46\text{эВ}$$

чегарани беради. Тажрибаларни ўтказишда қилинган катта ҳаракатга қарамай, нейтрино массаси учун аниқ қиймат ҳанузгача олинмади. Гап шундаки спектрни ўлчаш учун тритийни мураккаб органик бирикмага боғлашга тўғри келди. Тритийнинг бета-парчаланишида ${}^3\text{He}$ ҳосил бўла бошлайди. Шунда молекуляр боғланиш энергияси кучли ўзгаради ва бета-емирилиш энергиясига қандайдир улуш кўшади. m_ν массанинг қиймати бир неча электрон-вольт тартибидагина бўлиши мумкинлигини назарда тутсак, аниқ баҳоланмаган бу улуш салмоқли бўлиши мумкин. Электрон нейтрино ва антинейтрино шунингдек, бошқа хилдаги нейтрино массаларини аниқлаш атом ядроси ва элементар зарралар физикаси учунгина эмас, балки астрофизика ва космология учун ҳам катта аҳамиятга эга. Бу фанлардаги кўпгина принципиал саволларга жавоблар нейтринонинг тинч ҳолда массаси бор ёки йўқлигига боғлиқ. Жумладан, агар электрон нейтринонинг тинч ҳолдаги массаси ~ 10 эВ бўлса, у ҳолда Коинотдаги нейтриноларнинг умумий массаси қолган моддалар массасидан бир тартибга катта бўлган бўларди.

Нейтринонинг тинч ҳолда массага эга бўлиши, масалан, галактикаларда яширин масса бўлишини тушунтириши мумкин. Ҳозирги вақтда кичик галактикалар ва бошқа

йирик галактикаларнинг йўлдошларини кузатилганда уларнинг ҳаракат тезлиги марказдан ҳар хил узоқликларда бир хиллилиги аниқланди. Нейтрал водород булутининг катта массали галактикалар атрофида ҳаракати ўрганилаётганда ҳам тезликнинг орбита радиусига боғлиқмаслиги ҳақида шундай натижа олинди. Бу ҳолда тушунтириш учун галактика массаси унинг кўриниб турган ҳажмида жойлашган юлдузлар билан чегараланмай, жуда катта фазога тарқаган, яъни кичик галактикалар ва водород булут кўринмас массалар орасида ҳаракатланади деб ҳисоблаш керак. Бундай кўринмас массани галактикалар тожи деб аташ одат бўлган. Бу яширин масса кичик ва кузатиш учун жуда хира бўлган юлдузлар массаси бўлса керак, деб тахмин қилинди. Лекин бундай юлдузларнинг кўплаб туғилишини галактикалар пайдо бўлиш жараёни тўғрисидаги маълум бўлган мулоҳазаларга мослаш қийин. Шунинг учун яширин масса нейтриноларга тегишли деб янги гипотеза илгари сурилди.

Нейтринонинг тинч ҳолдаги массаси Коинотнинг кенгайиши масаласига алоқадор. Кузатишларнинг кўрсатишича, ораларида улкан масофа бўлган галактикалар тўплamlари бир-бирларидан узоқлашади. А. А. Фридман кенгайишни Эйнштейннинг умумий нисбийлик назарияси асосида тушунтириб берди. Кенгайиш катта тезликларда юз беради, ўзаро гравитация тортишиши эса уни тўхташига ва сиқилишга йўллашга ҳаракат қилади. Кенгайишни енгиб ўтиш учун Коинотдаги модда зичлиги қандайдир критик қиймат — $(0.5 \div 10) \cdot 10^{-29} \text{ г/см}^3$ дан катта бўлиши керак. Галактикаларнинг бутун фазо бўйича олинган ўртача зичлиги $10^{-30} - 10^{-32} \text{ г/см}^3$ тартибга эга. Агар нейтринонинг тинч ҳолдаги массаси ~ 10 эВ ни ташкил этса, у ҳолда уларнинг ўртача зичликка қўшган улуши $\sim 10^{-29} \text{ г/см}^3$ ни ташкил этади. Шундай қилиб, нейтринода тинч ҳолда масса бўлиши Коинот тақдирига радикал таъсир этади: у чегарасиз кенгайишда давом этадими ёки бу кенгайиш сиқилишга алмашинадими?

3.14- §. Нейтринонинг турлари

Нейтрино тўғрисидаги гипотеза муносабати билан электрон нейтринодан ташқари бошқа хил нейтринолар ҳам борлиги эслатиб ўтилган эди. Бу ҳақдаги биринчи хулоса мюоннинг мумкин бўлган парчаланиш йўллари таҳлил қилишдан келиб чиқади. Мюонлар ($\mu^\pm$) $2,2 \cdot 10^{-6} \text{ с}$ лик яшаш вақти билан $e^\pm$ ва иккита нейтрал заррага

парчаланиши аниқланди. Парчаланиш уч зарралар эканлиги тўхтаган мусбат мюонларнинг парчаланишида ҳосил бўладиган позитронларнинг туташ спектрини кузатишда маълум бўлди. Парчаланишнинг икки зарралар ҳолида позитронлар монохроматик энергияга эга бўлади. Шунга ўхшаш ўлчаш ишлари электронлар учун ҳам ўтказилди. Спектрнинг кўрсатишича, нейтрал зарралар кичик балки нолга тенг массага эга. Бу ҳол лептон зарядининг сақланиш қонунига кўра уларни нейтрино ва антинейтрино деб қайд қилишга имкон беради:

$$\mu^- \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}, \quad (3.71)$$

Ва шунингдек, $\pi \rightarrow \mu + \nu$ ёзиш мумкин. Лекин тажрибалар бу нейтринолар $n \rightarrow p + e^- + \nu$ ва $p \rightarrow n + e^+ + \nu$ даги нейтриноларга ҳеч ўхшамас эди. Назарий мулоҳаза асосида К. Нишиджима ва Ю. Швингер пион ва мюонни парчаланишини қуйидаги кўринишда ёзишни таклиф қилишди:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu'; \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}', \quad (3.72)$$

бу ерда $\nu' \neq \nu$ ва ню β - парчаланиш нейтриноси билан айнийдир. Б. М. Понтекорво ν ва ν' орасидаги фарқни аниқлаш бўйича ўтказилиши мумкин бўлган тажрибалар дастурини асослади. Бу тажриба

$$\nu + {}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + e, \text{ ва } \bar{\nu} + {}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + e^+$$

туридаги ν ва $\bar{\nu}$ қамраш реакцияларини тадқиқ қилишга асосланган. Агар ν ва ν' бир-бирига ўхшамаган ҳолда бу реакциялар қуйидагича ўтиши лозим:

$$\left. \begin{array}{l} \nu + {}^A_Z X \begin{cases} \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + e^- \\ \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + \mu^- \end{cases} \\ \nu' + {}^A_Z X \begin{cases} \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + e^- \\ \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + \mu^- \end{cases} \end{array} \right\} \quad (3.73)$$

Бошқача айтганда, мюон парчаланишидаги ν нейтрионинг ядро томонидан қамралишида ҳар доим электрон чиқарилади (лекин мюонлар эмас). Аксинча, пионлар парчаланишида пайдо бўладиган ν' нейтриноларни қамрашда фақат мюонлар (пионлар эмас) пайдо бўлиши керак. Брукхэйвенда (АҚШ) Л. Ледерман бошчилигида ўтказилган тажрибаларда ν ва ν' ҳар хил зарралар эканлиги исботланди. Бунда нейтринолар тезлаткичда

олинган протонларнинг нишон билан тўкнашишида пайдо бўладиган π^+ пионлар дастасидан олинган, яъни (3.73) даги иккинчи жараён таҳлил қилинган. Бу нейтринолар дастаси қалинлиги 13 метр ва оғирлиги бир неча ўн минг тонна бўлган пўлат деворга тушган. Девор ҳамма зарядланган зарраларни ушлаб қолиб, фақат нейтриноларни ўтказди. Улар эса қалин бетон девор билан фондан ҳимояланган массаси 10 тоннали учқун камерасига тушади. Тажриба ярим йил давом этиб унинг нархи миллион долларга яқин бўлди. Натижада 34 та мюон ҳосил бўлиши ҳодисаси қайд қилинди. Иккинчи жараён энергетика жиҳатдан қулай бўлишига қарамасдан битта ҳам электрон қайд қилинмади. ЦЕРН да (Женева, Швецария) шунга ўхшаш тажриба каттароқ аниқлик билан такрорланади. Бунда бой статистикага эга бўлинди, нейтринони камраш реакциясидан 10000 га яқини қайд қилинди. Иккинчи нав нейтринолар мавжудлиги сўзсиз тан олинди. Юқоридагилардан кўриниб турибдики, ν нейтрино ҳар доим электронлар (ёки позитрон), ν' нейтрино эса мюонлар билан бирга пайдо бўлади. Шу сабабли биринчиси электрон нейтрино ($\nu \equiv \nu_e$) иккинчиси эса мюон нейтриноси ($\nu' \equiv \nu_\mu$) деган ном олди.

Ҳозирги вақтда улар пайдо бўладиган асосий парчаланишлар қуйидагича ифодаланади:

$$n \rightarrow p + e^- + \nu_e, \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu. \quad (3.74).$$

Зарраларнинг бунчалик яқин «ҳамдўстлигини» тушунтириш учун лептон заряди иккита қўшилувчиларга ажратилди:

$$L = L_e + L_\mu \quad (3.75)$$

Уларнинг ҳар бири алоҳида ҳолда сақланади деб фараз қилинди. Электрон заряди деб аталадиган L_e квант сон e^- ва ν_e учун $+1$ га, e^+ ва $\bar{\nu}_e$ учун -1 га, қолган зарралар учун (шу жумладан мюонлар ва уларнинг нейтринолари учун ҳам) 0 га тенг. Мюон заряди, деб аталадиган L_μ сон эса μ^- ва ν_μ учун $+1$, μ^+ ва $\bar{\nu}_\mu$ учун -1 , қолган зарралар учун 0 қийматни олади. L_e ва L_μ сақланганлиги учун уларнинг йиғиндиси L , яъни «эски» лептон заряди ҳам сақланади. Аммо L_e ва L_μ нинг алоҳида-алоҳида сақланиши янада бойроқ информация келтиради ва каттароқ танлаш қондаларини ўрнатади. Масалан:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \gamma \quad (3.76)$$

парчаланиш ҳеч қандай сақланиш қонунлари, шу жумладан лептон заряди томонидан тақиқланмаган эди. Шунга

қарамасдан у ҳеч қачон тажрибада кузатилмаган. Юқорида баён қилинган биринчи машҳур нейтрино тажрибалари раҳбари Л. Ледерман куйидагиларни айтган эди: «Охирги вақтгача физиклар нима учун табиатга масалаларидан ташқари, ҳамма томондан бир-бирига ўхшаш иккита зарра мюон ва электрон керак бўлиб қолди? — деб савол беришар эди. Энди бунга қўшимча қилиб, табиатга электрон нейтриносидан эҳтимол ҳатто массаси билан ҳам фарқ қилмайдиган мюон нейтриноси нима учун керак? — деган саволни бериш мумкин». Аммо тахминан 10 йилдан кейин табиат яна битта кутилмаган — учинчи нейтринони берди.

1975 йилда Стэнфордда (АҚШ) тадқиқотчилар гуруҳи М. Пери бошчилигида қарама-қарши йўналган электрон-позитрон дасталари билан ўтказилган тажрибаларда ажойиб реакцияни кузатишди:

$$e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + e^-, \quad (3.77)$$

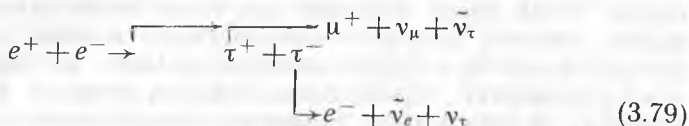
бунда энергиянинг ҳамда электрон ва мюон зарядларининг сақланиши бузилади.

(3.77) нинг ўнг томонида тажрибада қайд қилинмаган ν_μ ва $\bar{\nu}_e$ зарраларни киритиш билан сақланиш қонунларини қутқазиб қолиш мумкинга ўхшайди. Лекин бу кучсиз ўзаро таъсир назариясига тескари. Чунки бу назария бўйича ҳамма жараёнлар тўрт фермионлидир (ёки уларнинг махсули). Кўп мулоҳазалардан сўнг, $e^+ - e^-$ тўқнашувда олдин янги зарра ва антизарра ҳосил бўлади ва улар битта зарядланган зарра — электрон e^- ёки мюон μ^+ (ёки e^+ ва μ^-) чиқариб парчаланиш бўйича аниқланади, деган хулосага келинди. Янги заррани оғир лептон деб аталди. Чунки унинг массаси протон массасидан деярли икки марта ($m_\tau \simeq 1,8 \text{ ГэВ}$) катта эди ва у кучли ўзаро таъсирда қатнашмайди. Оғир лептонни яна тау-лептон ёки таон (айрим ҳолда тритон) деб ҳам аталади. Уни τ^- билан белгиланади ва у антизарра τ^+ га эга.

Таонлар кўп томондан ажойибдир. Лекин уларнинг ўзи эмас, балки одатдагидек нейтринолар (ν_e ва ν_μ) ҳосил қилиб ҳам ва ўзининг найтриноси $\bar{\nu}_\tau$ ва антинейтриноси $\bar{\nu}_\tau$ ни чиқариб ҳам парчаланади. Бу парчаланишлар куйидаги схемалар билан ифодаланади:

$$\begin{array}{l} \tau^- \rightarrow \begin{array}{l} e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau, \\ \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau; \end{array} \quad \tau^+ \rightarrow \begin{array}{l} e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\tau, \\ \mu^+ + \nu_\mu + \bar{\nu}_\tau. \end{array} \end{array} \quad (3.78)$$

Уларнинг уч заррали парчаланиши бевосита тадқиқотлар асосида тасдиқланди (электрон ва мюонларнинг энергетик спектрлари узлуксиздир). Юқоридаги айтилганларни ҳисобга олинса, бевосита қайд қилинадиган (3.76) жараён содда бўлмасдан икки поғонали эканлиги маълум бўлади:



(бу тажрибаларда нейтрино қайд қилинмаганлигини эслатиб ўтамиз). Таон нейтриноси ν_τ нинг мавжудлигига деярли ҳеч ким шубҳа қилмайди. Уни бевосита қайд қилиш — ҳозирги замон экспериментал физикасининг вазифаларидан биридир. Таоннинг кашф қилиниши яна битта квант сони — таон зарядини (L_τ) киритишга мажбур қилди. У τ^- ва ν_τ учун $+1$ га, τ^+ ва $\bar{\nu}_\tau$ учун -1 га, қолган зарралар учун эса 0 га тенг. У, L_e ва L_μ га ўхшаш, ҳамма жараёнларда сақланади деб ҳисобланади. Тўла лептон заряди ҳам сақланади ва уни энди қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$L = L_e + L_\mu + L_\tau. \quad (3.80)$$

Электронлар ва мюонларнинг энергия спектрларини ўрганиш асосида τ лептоннинг парчаланиши мюоннинг парчаланишига ўхшаш, яъни битта зарядланган (e ёки μ) ва иккита нейтрал зарра ҳосил бўлиш йўли билан юз бериши аниқланди:

$$\begin{aligned} \tau^+ &\rightarrow \begin{cases} e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\tau, \\ \mu^+ + \nu_\mu + \bar{\nu}_\tau, \end{cases} \\ \tau^- &\rightarrow \begin{cases} e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau, \\ \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau. \end{cases} \end{aligned} \quad (3.81)$$

τ — лептоннинг массаси катталигидан унинг парчаланишида π мезон ҳосил бўлиши мумкин: $\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \nu_\tau$, $\tau^- \rightarrow \pi^- + \bar{\nu}_\tau$.

$$\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \nu_\tau, \quad \tau^- \rightarrow \pi^- + \bar{\nu}_\tau$$

τ -лептонларнинг парчаланиши бўйича тажриба натижаларини тушунтириш учун парчаланишдаги иккинчи нейтрал заррани нейтринонинг янги тури деб ҳисоблаш

керак. Шундай қилиб, ҳозирги вақтда лептонларнинг уч жуфти ($e\nu_e$), ($\mu\nu_\mu$) ва ($\tau\nu_\tau$) мавжуд. Бунда e , μ ва τ иккита заряд ҳолатида бўлади: манфий зарядланган заррага ўнга мос $+1$ га тенг (электрон, мюон ёки таон) лептон заряд, мусбат зарядланган зарралар эса -1 га тенг лептон зарядларига эга бўлади. Ўзининг антинейтриноси (манфий лептон зарядли) мусбат зарядланган заррага жуфтлашганда ҳар доим нейтрино (мусбат лептон зарядли) ҳосил бўлади. Лептонларнинг яна бошқа тури ёки τ — лептонниқидан каттарок массали зарядланган лептонлар борми? деган саволга ҳозирча жавоб йўқ.

3.15- §. Қўш бета-парчаланиш

Қўш электрон чиқариб ўтадиган бета-парчаланиш жараёни бўйича олиб борилган кузатишлар натижаси ҳам икки турли нейтрино мавжуд эканлигини тасдиқлайди. Қўш $\beta-\beta$ парчаланиш ҳодисаси ν ва $\bar{\nu}$ нинг айнан ва айнанмаслиги масаласи билан шундай боғланган. Агар ν ва $\bar{\nu}$ айнан бир хил зарралар бўлса (яъни $\nu \equiv \bar{\nu}$), қуйидаги оддий β парчаланиш реакциялари рўй бериши мумкин:

$$\left. \begin{aligned} n &\rightarrow p + e^- + \bar{\nu} \\ \bar{\nu} + n &\rightarrow p + e^- \end{aligned} \right\} \quad (3.82)$$

ва

$$\left. \begin{aligned} n &\rightarrow p + e^- + \nu \\ \nu + n &\rightarrow p + e^- \end{aligned} \right\} \quad (3.83)$$

Бундай ҳолда бир нейтрондан чиққан нейтрино (ёки антинейтрино) иккинчиси томонидан ютилиб, натижада қўш $\beta-\beta$ парчаланиш жараёни нейтринолар чиқармасдан, нейтриносиз ўтади. Масалан:

$$n_1 + n_2 \rightarrow n_1 + p_2 + e_2^- + \nu \rightarrow p_1 + e_1^- + p_2 + e_2^- \quad (3.84)$$

Борди-ю $\nu \neq \bar{\nu}$ бўлса, (3.83) реакцияларнинг эҳтимоллиги нолга тенг бўлиб, қўш $\beta-\beta$ парчаланиш фақат иккита нейтрино чиқариш билан ўтади:

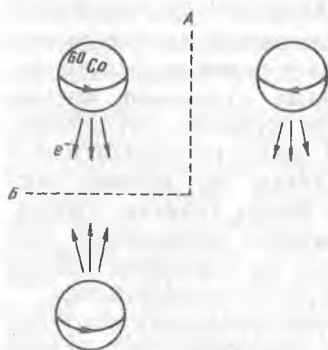
$$\begin{aligned} n_1 + n_2 &\rightarrow n_1 + p_2 + e_2^- + \nu_2 \rightarrow p_1 + \\ &+ e_1^- + \bar{\nu}_1 + p_2 + e_2^- + \bar{\nu}_1. \end{aligned} \quad (3.85)$$

Демак, нейтрино ва антинейтрино ўзаро фарк қилмаса, у ҳолда биринчи нейтрон парчаланишида ҳосил бўлган нейтрино бир онда иккинчи нейтрон томонидан ютилади. Яъни (3.84) жараён нейтриносиз ўтади:

ратки, агар унда бир вақтда иккита зарра пайдо бўлса ва ютилса у ҳолда бу ҳолат бир ҳодисадек қайд этилади ва икки зарранинг тўла энергияси ўлчанади. Шу тариқа кўш бета-парчаланишни излаш қулайлашади. Бутун кузатиш давомида (187 сутка) 2 МэВ лик энергия соҳасида битта ҳам чўкки кузатилмади. Натижада нейтриносиз емирилишнинг яшаш даври фақат баҳоланди, холос — $\geq 5 \cdot 10^{21}$ йил. Демак лептон зарядининг сақланиши 0,1 % дан кўп бўлмаган ҳолларда бузилади, яъни нейтрино ва антинейтрино турли зарралардир.

3.16- §. Бета-парчаланишда жуфтликнинг сақланмаслиги

Ядро ва зарраларнинг ўз-ўзидан парчаланишига сабаб бўладиган кучсиз ўзаро таъсирлар назариясидаги асосий кашфиётлардан бири Ц. Д. Ли ва Ч. Н. Янг томонидан 1956 йилда очилган жуфтлик қонунининг сақланмаслигидир. Жуфтликнинг сақланмаслиги элементар зарраларнинг ўз-ўзидан парчаланишида ва хусусан, ядроларнинг бета-парчаланишида фазовий асимметрия орқали намоён бўлади. Кўпчилик тажрибалар натижасини қуйидагича яқунлаш мумкин: биринчидан, спини йўналтирилган ядролар парчаланганида чиқаётган бета-электронлар асимметрик бурчак тақсимотида эга, яъни ядро спинининг йўналиши бўйича учиб чиқаётган бета-электронлар сони карама-қарши йўналишда учиб чиқаётган электронлар сонига тенг эмас, иккинчидан, парчаланишда ҳосил бўладиган зарраларнинг, масалан, бета-парчаланишда



3. 14- расм. ^{60}Co -нинг парчаланишида жуфтликнинг сақланмаслиги.

электронларнинг ёки пи-мезон парчаланганида чиқувчи мю-мезонларнинг айланма кутбланиши ёки спираллиги мавжуд. Дастлаб жуфтликнинг сақланмаслиги кобальт-60 ядросининг бета-парчаланишида кузатилган эди. 3.14- расмда кобальт ядроси спин айланишини кўрсатувчи стрелкали шар сифатида тасвирланган. Тажриба электронларнинг спин айланишига нисбатан шу расмда учта стрелка билан кўрсатилган тарафга кўпроқ чиқишини кўрсатади. Электронларнинг шундай йўна-

лишда чиқиши кўзгу симметрияси принципига зид келади. Ҳақиқатан ҳам, бу принцип амалга ошганда кобальт-60 нинг парчаланиши билан унинг A ва B кўзгулардаги акси бир-бирига мос келган бўлар эди. Бирок электронлар бир тарафга кўпроқ чиққанлигидан уларнинг кўзгудаги акси бошқача бўлади. Масалан, B кўзгуда спин айланиши ўзгармайди, лекин электронлар тескари томонга чиқади, A кўзгуда эса аксинча, яъни спин айланиши ўзгариб, электронларнинг йўналиши ўз ҳолича қолади.

Бу тажрибада кўзгу симметрияси бузилганлиги туфайли жуфтликнинг сақланиш қонуни ўринли эмас. Кейинчалик жуфтлик қонунининг сақланмаслиги мезон, гиперон ва кўпгина бошқа элементар зарраларнинг парчаланишида ҳам тасдиқланди.

Бета-парчаланиш ёки π мезоннинг парчаланишида кузатиладиган бу натижаларни жуфтлик қонунининг сақланмаслиги асосида тушунтириш мумкин. Жуфтликнинг сақланмаслик ҳодисаси маълум айланма кутбланишга эга бўлган нейтрино назарияси доирасида ўз изоҳини топти. Бир вақтлар $\beta^{\pm}$ - парчаланишда ҳосил бўладиган нейтрино ва β^{-} - парчаланишда ҳосил бўладиган антинейтрино бир-биридан ҳеч қандай фарқ қилмайдигандек кўринар эди.

Нейтринонинг кутбланиш хусусиятларига асосланиб, зарраларнинг ўз-ўзидан парчаланишида жуфтликнинг сақланмаслик ҳодисасини β^{-} - парчаланиш мисолида сифат нуктаи назаридан тушунтиришга уриниб кўрайлик. Жуфтлик сақланмайдиган ҳодисаларда кузатилиши лозим бўлган фазовий асимметрия β^{-} - парчаланишда спини ядро спинига параллел ва антипараллел бўлган ўнг винтсимон антинейтриноларнинг учиб чиқишига боғлиқ. Бу ҳолда электронлар спираллиги антинейтрино спираллигига тескари, яъни чап спираллик ҳолда вужудга келади. Шу йўл билан фазовий асимметрия ҳосил қилинади ва бунинг натижасида ядро спинининг йўналиши бўйича чиқаётган электронлар сони карама-қарши йўналишда чиқаётган электронлар сонига тенг бўлмайди. Умуман, ядро кутбланишда ўнг винт ҳосил қиладиган йўналиш билан электрон импульси ўртасидаги θ бурчакка боғлиқ ҳолда учиб чиқадиган электронлар сони учун қуйидаги формула ўринлидир:

$$W_e(0) = W_0(1 - a \cos \theta),$$

бунда $a = v/c$ — кутбланиш кўрсаткичи, у мусбат ва тахминан 0,4 га тенг, яъни электронлар ядро спинига тескари йўналишда кўпроқ чиқади.

Бу асимметрия Ц. Ву тажрибасида спини йўналтирилган ^{60}Co ядросининг бета-парчаланишида ва шунингдек, кутбланган эркин нейтроннинг бета-парчаланишидаги электронларнинг бурчак тақсимоотида кузатилди; нейтрон учун $a \approx 0,1$.

β^+ — парчаланишда чап спиралликка эга бўлган нейтрино учиб чиққанлиги учун асимметрия назарияси тескари бўлади. Хусусан, учиб чиққан позитронлар сонининг θ бурчакка боғлиқлиги

$$W_{e^+}(\theta) = W_0(1 + a \cos \theta)$$

формула бўйича аникланади, яъни ҳосил бўлган позитронлар асосан ўнг спиралликка эга ва кўпроқ юқорига учиб чиқади.

β^- - парчаланишнинг асимметриясига тескари бўлган асимметрия тажрибада йўналтирилган спинга эга бўлган ^{58}Co ядроларининг β^+ - парчаланишида кузатилди.

Бўйлама кутбланиш айниқса пи-мезоннинг ўз-ўзидан мю-мезонга ва нейтринога парчаланганида аниқ намоён бўлади.

3.17-§. Симметрия ва сақланиш қонунлари

Бета-парчаланиш ҳодисасида жуфтликнинг сақланмаслиги муносабати билан умуман парчаланиш ва ўзаро таъсирларда физиканинг бошқа сақланиш қонунларининг тақдирини ҳам кўриб ўтиш лозим. Сақланиш қонунлари элементлар зарралар физикасини ўрганишда ниҳоятда катта аҳамият касб этади. Чунончи, агар макродунёда сақланиш қонунлари факат тақиқласа, микродунёда эса сақланиш қонунларининг тўла тўплами тақиқланмаган исталган жараён албатта юз бериши керак. Кейинчалик худди шу асосда янги элементар зарра — мюон нейтриноси (ν_μ) кашф қилинганлигини кўрамыз. Қуйида эса фазо вақтнинг тўрт ўлчовли геометрияси билан боғлиқ бўлган энергиянинг, импульснинг, импульс моментининг, спиннинг, CP -, T - жуфтликларнинг сақланиш қонунларини кўриб чиқамиз.

Сақланиш қонуни вақтнинг бир жинслилигига тегишли симметриянинг микдорий ёфодасидир. Вақтнинг ҳар қандай моментлари табиатнинг ҳар қандай ҳодисалари

учун бирдайлиги вақт ўқи бўйича силжишга нисбатан симметрия дейилади ва у энергиянинг сақланиш қонунига олиб келади. Фазонинг бир жинслиги эса импульснинг сақланиш қонунига олиб келади. Импульснинг сақланиш қонуни фазода ҳар қандай силжишларга нисбатан ҳар қандай жараённинг ўзгармай қолишини ифодаловчи фазо бир жинслилигининг — фазо симметриясининг микдорий тасвиридир. Агар фазо бир жинсли бўлса, табиийки, унда зарра эркин ҳаракат қилади, яъни унинг импульси сақланади. Агар зарранинг йўлида бир жинслилик бузилса, масалан, ташки майдон пайдо бўлса, зарранинг импульси ўзгаради, яъни сақланмайди. Демак, физик қонуннинг фазодаги ҳар қандай силжишларга нисбатан симметрияси бевосита импульснинг сақланиш қонуни билан боғланган.

Уч ўлчовли фазо фақат бир жинслигина бўлмасдан, изотроп ҳамдир: унинг ҳамма йўналишлари физик жараёнлар учун бир хил. Фазодаги айланишларга нисбатан табиат ҳодисаларининг инвариантлиги ҳаракат микдори моментининг сақланиш қонунига олиб келади. Демак, спиннинг сақланиши ҳам фазонинг шу хусусияти — унинг изотроплиги билан боғлиқ. Нисбийлик назариясига асосан тўрт ўлчовли фазода ҳамма инерциал координата системалари тенг ҳуқуқлидир. Бу тенг ҳуқуқликнинг симметрияси инерция маркази (масса)нинг сақланиш қонунига олиб келади.

Элементар зарралар физикасининг кейинги йилларда эришган катта ютуқларидан бири юқори энергияли жараёнларнинг масштаб инвариантлиги симметриясига эга эканлигининг кашф қилинишидир. Масштаб инвариантлиги фазо ва вақтнинг чўзилишига нисбатан физик жараёнларнинг ўхшашлигидан ёки бошқача айтганда, физик катталикларнинг инвариантлигидан иборат бўлган тақрибий симметриядир.

Биз ҳозирча фазо-вақтнинг узлуксиз алмаштиришлар симметриясини кўрдик. Энди дискрет (узлукли) ҳарактерга эга бўлган алмаштиришлар симметриясини кўрайлик. Квант назариясида тўрт ўлчовли координата ўқларининг ҳар хил кўзгу аксига нисбатан фазо-вақт симметрияси хусусиятига мансуб яна иккита сақланиш қонунлари қўшилади. Улар фазо инверсиясидан (кўзгу аксидан) ва вақт ўқининг инверсиясидан иборат алмаштиришлардир. Иккала алмаштириш ҳам дискрет операциялардир, чунки уларни узлуксиз алмаштиришлар — айлан-

тиришлар ва силжитишлар орқали ифодалаш мумкин эмас. Чунончи, жисми қандай айлантимайлик ва силжитмайлик, унинг кўзгудаги ҳолатини ҳосил қилолмаймиз. Чунки кўзгу акси чап (ўнг) координата системасини ўнг (чап) координата системасига ўтказади, яъни чапни ўнг билан, ўнгни эса чап билан алмаштиради.

Классик физикада дискрет алмаштиришлар ҳеч қандай сақланиш қонунларига олиб келмайди. Микродунё физикасида эса фазовий инверсияга нисбатан инвариантлик — *P*- жуфтлик деб аталувчи дискрет катталиқнинг сақланишига, ўнг ва чап координата системасига нисбатан симметрияга (кучсиз ўзаро таъсирлардан ташқари) олиб келади.

Умуман, фазо, вақт ва йўналиш — нисбий тушунчалар. Масалан, фазода ўнг билан чапни бир-биридан абсолют, яъни алоҳида-алоҳида ҳолда фарқ қилиб бўлмайди. Ўнг билан чап ўзаро нисбий ва бир-бирининг мавжудлигини такозо қилувчи тушунчалардир. *P*- жуфтликнинг сақланиш қонуни худди шу ўнг ва чапни бир-биридан фарқ қилиб бўлмаслик принципига, реал ҳодисанинг унинг кўзгудаги аксидан абсолют фарқи йўқлигига асосланган (3.2- жадвалга қаранг).

3.2-жа д в а л

Баъзи физик катталиқларни фазовий инверсия ва вақт йўналиши ўзгаргандаги ўзгаришлари

Катталиқ	Инверсия	
	$\hat{P}$	$\hat{T}$
Координаталар	$\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$	$\vec{r} \rightarrow \vec{r}$
вақти	$t \rightarrow t$	$t \rightarrow -t$
масса	$m \rightarrow m$	$m \rightarrow m$
импульс	$\vec{p} \rightarrow -\vec{p}$	$\vec{p} \rightarrow -\vec{p}$
импульс моменти (спин)	$\vec{L} \rightarrow -\vec{L}$	$\vec{L} \rightarrow -\vec{L}$
Куч	$\vec{F} \rightarrow -\vec{F}$	$\vec{F} \rightarrow -\vec{F}$
Энергия	$E \rightarrow E$	$E \rightarrow E$
Заряд	$e \rightarrow e$	$e \rightarrow e$
Электр майдон	$\vec{e} \rightarrow -\vec{e}$	$\vec{e} \rightarrow \vec{e}$
Магнит майдон	$\vec{B} \rightarrow \vec{B}$	$\vec{B} \rightarrow -\vec{B}$

Вакт ўқининг инверсияси, яъни кўзгуга нисбатан табиат ҳодисаларининг симметрияси бошқа симметриялардан ўзгача намоён бўлади, чунки вақтнинг ишораси тескарига алмаштирилганда физик системанинг бошланғич ва охири ҳолатлари ўзаро ўрин алмашади. Физик жараёнларнинг вақтнинг инверсиясига нисбатан бу каби симметриясидан тўла мувозанат принципи келиб чиқади. Мазкур принципга мувофиқ, агар микродунёдаги қандайдир жараённинг ўтиши мумкин бўлса, вақт инверсиясига мувофиқ ҳосил бўлган тескари жараён ҳам ўринлидир. Фазо инверсиясига P - жуфтлик (қиймати ± 1) каби физик катталиқ тўғри келади, вақт инверсияси учун эса ҳеч қандай физик катталиқ тўғри келмайди. T операциясининг зарра ҳолатига таъсири зарранинг импульси ва импульс моменти ишораларини тескарига ўзгартишдан иборатдир.

Квант назариясида кўзгу акси операциясига геометрик табиатга эга бўлмаган C - операцияси, яъни қўш заряд операцияси ҳам киради. C - кўзгу таъсирида зарраларнинг барча зарядлари (электр, барион ва ҳ.к) ишораси тескарига ўзгаради, яъни зарра ўзига жуфт антизаррага айланади (3.15-расм). C кўзгуга нисбатан табиат жараёнларининг симметрияси заряд жуфтлиги деб аталадиган физик катталиқнинг сақланиш қонунига мос келади. Агар заряд жуфтлигининг сақланиш қонуни табиатнинг беистисно ҳамма жараёнлари учун бажарилганда эди, зарралардан ташкил топган оламдан антизарралардан ташкил топган оламини абсолют ажрата

		C — кўзгу	
		зарра	антизарра
барионлар	Σ^+ Σ^- Σ^0 Λ^0 Λ^- Λ^+ p n	Σ^- Σ^+ Σ^0 Λ^- Λ^0 Λ^+ $\bar{p}$ $\bar{n}$	антибарионлар
мезонлар	K^+ K^- K^0 π^+ π^-	K^- K^+ K^0 π^- π^+	антимезонлар
лептонлар	e^- μ^- τ^- ν_e ν_μ ν_τ	e^+ μ^+ τ^+ $\bar{\nu}_e$ $\bar{\nu}_\mu$ $\bar{\nu}_\tau$	антилептонлар
фотон			фотон

3. 15- расм.

олиш мумкин бўлмасди. Лекин табиатнинг баъзи жараёнлари учун заряд жуфтлигининг сақланиш қонуни бузилади. *P*-операция сингари бу операцияга нисбатан ҳам кучли ва электромагнит ўзаро таъсирларда ўтадиган жараёнларда заряд жуфтлиги сақланади. Кучсиз ўзаро таъсирда заряд жуфтлигининг сақланиш қонуни бузилади, яъни кучсиз ўзаро таъсир *C* кўзгуга нисбатан маълум симметрияга эга эмас.

Заряд жуфтлигининг сақланиш қонуни жуда кичик соҳада бажарилади, чунки ҳамма зарядлари нолга тенг бўлган факат соф нейтрал зарраларгина муайян заряд жуфтлигига эга бўлиши мумкин. Нолдан фаркли зарядга эга зарралар аниқ заряд жуфтлигига эга эмас. Шунинг учун заряд жуфтлиги сақланиш қонунининг зарядланган системаларда бажарилишини амалда кузатиш қийин. Чунончи, фотон соф нейтрал зарра сифатида — 1 га тенг заряд жуфтлигига эга. Шунини айтиб ўтиш лозимки, *P*- ва *C*-жуфтликлар мавжуд ҳолда мураккаб системанинг умумий жуфтлиги уни ташкил этувчиларининг жуфтликларини кўпайтмасига тенг. Демак, жуфт сонли фотонлар системасининг заряд жуфтлиги жуфт (+1), ток сонли фотонлар системасининг заряд жуфтлиги эса тоқдир (-1). Шунинг учун, электромагнит жараёнларда битта фотоннинг иккита фотонга айланиши ёки умуман, ток сонли фотонларнинг жуфт сонли фотонларга ва аксинча айланиши мумкин эмас.

C, *P*, *T*-операцияларидан ташқари, уларнинг кўпайтмаларидан ташкил топган яна тўртта кўзгу акси операциялари: *CP*, *CT*, *PT*, *CPT*-операциялари мавжуд. Маълум даражада Ц. Д. Ли ва Ч. Н. Янгнинг машҳур назарий ишлари кўзгу билан боғлиқ бўлган бу еттита табиат симметрияларини ўрганишнинг аҳамиятли эканлигини кўрсатди. Эслатиб ўтганимиздек, 1956 йилда улар биринчи марта кучсиз ўзаро таъсирда *P*-жуфтликнинг сақланмаслигини кашф қилиб, *K*-мезоннинг парчаланишидаги мавжуд парадоксни ечиш мумкинлигини исботладилар ва ўз тахминларини текшириб кўриш учун қатор тажрибаларни таклиф қилдилар. Бу хусусда Ц. Ву томонидан кобальт-60 нинг β -парчаланиши устида ўтказилган текширишларининг натижалари кучсиз ўзаро таъсирда *P*-жуфтликнинг сақланмаслигини тасдиқлади. Мазкур тажриба табиатнинг чап ва ўнгни ажрата олишини, яъни унинг *P* кўзгуга эга эмаслигини кўрсатди. Шундай қилиб, табиат ҳақидаги тушунчаларимизда

инкилобий ўзгариш юз берди. Кейинчалик P - жуфтликнинг бузилиши ҳар доим заряд жуфтлигининг бузилиши билан бирга юз бериши аниқланди. Бунинг натижасида табиатда CP кўзгу билан боғлиқ симметрия бажарилиши фараз қилинди. CP кўзгуда фазовий инверсия, албатта, заррани антизаррага алмаштириш билан бирга бажарилади. Табиат қонунлари учун CP - симметриянинг сақланиши реал дунёдаги чапнинг антидунёдаги ўнгга ўтишини билдиради.

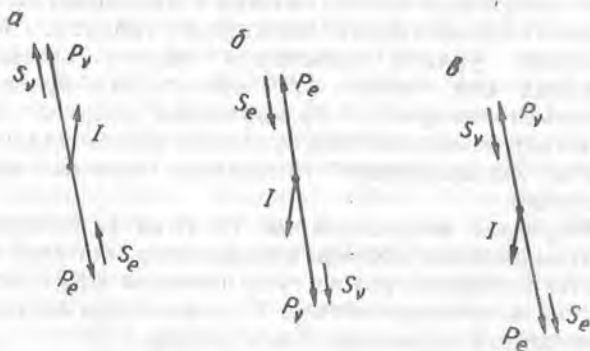
Лекин кўп ўтмай, CP кўзгу ҳам драматик тарзда P , C кўзгулар сингари, «чил-чил бўлиб синди». 1964 йилда Д. Кристенсон, Ж. Кронин, В. Фитч ва Р. Турд CP - кўзгуга нисбатан тоқ (антисимметрик) K - мезоннинг кучсиз ўзаро таъсирда иккита пи-мезонга парчаланишини маълум қилдилар. Иккита пиондан иборат система CP - кўзгуга нисбатан симметрик жуфтдир. Бу камдан-кам учрайдиган жараённинг мавжудлиги кучсиз ўзаро таъсирнинг CP - симметрияга ҳам эга эмаслигини, табиат учун чапнинг ўнгдан ҳамда дунёнинг антидунёдан абсолют фарқи борлигини кўрсатади.

CP - симметриянинг сақланмаслигидан келиб чиқувчи T - симметриянинг ҳам бузилиши физиканинг бундан 20 йилча бурун исботланган энг фундаментал теоремаларидан бири бўлган машҳур CPT - теоремасига асосланган. Мазкур теоремага асосан физиканинг ҳар қандай қонуни (жараёни) CPT кўзгуга нисбатан инвариантдир (симметрикдир). Бошқача айтганда, бирданига ҳамма фазовий координаталар ишорасини, ҳамма зарядлар ишорасини ва вақт ишорасини тескарига ўзгартирганимизда физиканинг ҳамма қонунлари асл маъносини ўзгартирмаслиги, яъни инвариант қолиши керак. Физиканинг табиатда CPT - симметриянинг ўринли эканлигига ишончи катта. Агар, ҳақиқатан ҳам, табиат CPT кўзгуга эга бўлса, P , C , CP - симметрияларнинг бузилишидан дарҳол T , CT , PT - симметрияларнинг ҳам бузилиши келиб чиқади. Бу эса ҳозирча физикларнинг тинчлигини бузган энг оғир муаммодир.

Микродунё қонунларининг P , T - ва C - ўзгаришларга нисбатан алоҳида-алоҳида инвариантлигида улар PT , PC , CT - қўш ўзгаришларга ва тўла инверсия CPT - ўзгаришга нисбатан ҳам инвариантдир. Тўла инверсия бошқа барча ўзгаришларга қараганда ўзига хосдир.

1956 йилгача, Т. Людерс ва В. Паули фазовий жуфтликнинг сақланиши тўғрисидаги масаланинг қўйили-

шига кадар CPT -теорема деб аталувчи теоремани исботлаган эди: қандайдир ўзгаришлар жуфтига нисбатан инвариантлик бузилса ҳам исталган релятивистик инвариант назария спин билан статистикани тўғри ҳисобга олса, CPT -ўзгаришда инвариант ҳолида қолади. Агар битта T -инвариантлик бўлса, у ҳолда CPT -теоремага кўра CP -инвариантлик борлиги келиб чиқади. Агар қандайдир сабабларга кўра инвариантликлардан бирини бевосита текшириш қийин бўлса, CPT -теорема уни текшириш йўлини кўрсата олади. Масалан, Ц. Ву тажрибасида C -инвариантликни текшириш мумкин эмас, чунки бунинг учун антикобальт билан тажриба ўтказиш зарур. Лекин C -инвариантликни текшириш ўрнига инвариантликни PT -ўзгаришга нисбатан текшириш мумкин. Шу имкониятдан фойдаланиб, Ц. Ву тажрибасида олинган натижа бета-парчаланишда заряд инвариантлигининг бузилишини кўриб чиқамиз. Бунинг учун 3.16-расмда ядро спини ва электрон ҳамда антинейтринонинг импульслари ва спинлари йўналиши орасидаги муносабатга назар ташлайлик. Расмнинг a қисмида Ц. Ву тажрибасининг натижаси, b қисмида улар йўналиши вақтни айлантирганда қандай ўзгариш ва c қисмида иккита инверсия (PT)нинг бир вақтдаги таъсиридаги ўзгариши келтирилган. Агар C -инвариантлик ўринли бўлса, PT -инверсияда олинган натижавий тасвир дастлабки ҳол билан деярли устма-уст тушади. Мос тушиш аниқлиги фазодаги бурилишгача бўлган аниқликдадир. Бундай инвариантлик, масалан, T -инверсияда ўринлидир: расмдан кўринишича a ни 180° га буриш йўли билан b ни олиш мумкин, ваҳоланки,



3. 16- расм. Ядро спини ва импульслари, электрон ва антинейтрино спинлари ўзаро йўналишларининг схемалари.

расмдаги b кисм a дан T -инверсия ёрдамида олинган. Маълумки, T -инверсияда импульслари ва спинлар йўналиши тескарисига алмаштирилиши керак. Расмдаги v ва a тасвирлар эса бир-бирларига бурилиш асосида мос тушмайди. v да электрон ядро спини бўйлаб чиқади, енгил зарраларнинг спин ва импульслари a даги йўналишларга тўғри келмайди. Демак, PT - ва C -инвариантликлар ўринли эмас. C -инвариантлик бузилишининг тўғри исботи $\pi^- \rightarrow \mu^- \rightarrow e^-$ парчаланиш жараёнидаги манфий мюон ва электрон кутбланишини $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ парчаланишдаги мусбат мюон ва позитрон кутбланиши билан таққослаш орқали келиб чиқади. C -инвариантлик бўлганда зарралар кутбланиши мос келиши керак. Лекин, кўрсатиб ўтилганидек, уларнинг кутбланиши турли ишораларга эга. Бу жараёнларда PC -инверсияда зарядлар ишорасидан ташқари импульс ишораси, яъни кутбланиш ишораси ўзгаради. Шундай қилиб, бу жараёнлар PC -инверсияда инвариант бўлиб қолади.

Парчаланиш жараёнларида чап винтли нейтрино ва ўнг винтли антинейтринолар пайдо бўлади. P -инверсия чап винтли нейтринони мавжуд бўлмаган ўнг винтли нейтринога айлантирган бўлар эди. Лекин PC -инверсия кутбланиш ишорасини ўзгартишдан ташқари заррани антизаррага ўтказиши. Шунинг учун PC -инверсия таъсирида чап винтли нейтрино ўнг винтли антинейтринога ўтади.

Кучсиз ўзаро таъсирнинг PC -инверсияда инвариантлик кўпгина тадқиқотчилар томонидан текширилди. CPT -теоремага кўра, T - ва CP -инвариантликлар эквивалент бўлганлигидан T -инвариантлик текширилган бир ишни кўриб ўтайлик.

Бунинг учун кутбланган нейтриноларнинг бета-парчаланишида электрон ва антинейтриноларнинг нейтрон спини ($\vec{S}_n$) га нисбатан чиқиш йўналишлари $\vec{P}_e$ ва $\vec{P}_\nu$ ўлчанди. P_ν тепки протонлари бўйича аниқланди. У ҳолда $\vec{S}_n$ ва $\vec{P}_e \times \vec{P}_\nu$ векторлар орасидаги бурчак T -инверсияда ишорасини ўзгартади, чунки бунда $\vec{S}_n$ нинг йўналиши ўзгаради, $\vec{P}_e \times \vec{P}_\nu$ эса ўзгармайди. Бундай ҳолда ўртача $\vec{S}_n(\vec{P}_e \times \vec{P}_\nu)$ скаляр кўпайтма нолга тенг бўлиши керак. Тажриба натижаси, ҳақиқатан ҳам нолга тенг бўлиб чиқди, лекин $\vec{S}_n$ ва $\vec{P}_e$, $\vec{P}_\nu$ га тик йўналиш орасидаги хатолик 8° ни ташкил этгани учун T -инвариантликдан кичик бўлса-да, четланиш бор дейиш мумкин.

Мана шу ва бошқа тажрибаларга асосланиб, кучсиз

ўзаро таъсирнинг CP ёки T -инвариантлигини эътироф этиш мумкин. Лекин K^0 -мезонлар парчаланишини ўрганишнинг кўрсатишича, CP -инвариантликнинг бироз бузилиши мавжуд (8.8-§ қаранг).

3.18-§. Ферми бета-парчаланиш назариясининг камчиликлари

Бета — бу атом ядроси ичидаги бир протон ёки нейтронни парчаланишидир:

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$$

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

Бу ерда ν_e ва $\bar{\nu}_e$ — нейтрино ва антинейтринодир; e индекси электрон нейтриноси эканлигини билдиради. У зарур, чунки яна икки бошқа хил нейтрино мавжуд.

Биринчи қарашда бундай жараёнлар тоқларнинг таъсирлашувига ўхшамайди. Аммо, элементар зарралар билан бўладиган реакцияларнинг ажойиб хусусиятларига эътибор қилинса, шундай ўхшашликни кўриш мумкин. Реакцияни характерлайдиган формулаларда қўшилувчиларни бир томондан иккинчи томонга ўтказса бўлади (алгебрада қўшилувчиларнинг ишорасини тескарига алмаштириш мумкин бўлганидек, зарраларнинг антизарраларга алмаштириш мумкин) ва натижада яна реал жараёнларга келиш мумкин. Масалан, протон парчаланишини ифодалайдиган биринчи ифодада нейтринони ўнг томондан чап томонга ўтказишдаги ифодани олиш мумкин:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+.$$

Янги формула антинейтринони протонда сочилишини ифодалаб, унда протон нейтронга, антинейтрино позитронга айланади. Бундай реакция ҳақиқатда ҳам кузатилади. Ўз даврида бу реакция нейтринони мавжудлигини тасдиқлаган ва нейтрино эса ядро реактори атрофида протонларий нейтронларга айланишига туртки бўлиб хизмат қилган. Ҳозирги пайтда нейтрино иштирокидаги жараёнлар жуда кўп лабораторияларда кузатилмоқда: кичик энергияли антинейтрино реакторларда, катта энергияли нейтринолар эса тезлатгичларда олинмоқда. Нейтрино физикасининг ривожланиши илгари сурилаётган мавзунинг биринчи босқичи ҳисобланади.

Яна битта мисол келтириш мумкин — электронлар

томонидан гамма квантларни сочилиш (бу жараён Комптон эффекти деб юритилади) формуласи—

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

ни куйидагича ёзиш мумкин:

$$e^{+} + e^{-} \rightarrow \gamma + \gamma.$$

Бу ерда электрон e^{-} ва антиэлектрон (позитрон) e^{+} тўқнашади ва аннигиляцияга учрайди, фотоннинг эса антизарраси йўқ, аникрок айтганда, фотон антифотон билан мос келади. Айтишларича, фотон — соф нейтрал заррадир. Электрон — позитрон жуфтини аннигиляцияси — уларни иккита фотонга айланишидир. Бундай жараёни мавжуд бўлиши, албатта, алгебраик алмаштиришларни натижаси бўлмай, балки квант механикаси принципларидан келиб чиқади. Шунинг учун бу ерда гап табиатни фундаментал қонунлари хақида кетаётир.

Электронларни протонлардаги одатдаги сочилиши электродинамикада тасвирланишича, куйидагича ёзилади:

$$e^{-} + p \rightarrow e^{-} + p.$$

Протон электронни камраб олади ва сўнгра уни янги импульс билан қайта таркатади. Бу — икки токни, электрон ва протонни таъсирлашиш жараёнидир. Биринчи ток протонлардан, иккинчиси эса электронлардан ташкил топганлиги классик физикада аҳамиятга эга эмас.

Бу икки жараёни — электронларни сочилиши ва нейтринонинг сочилишини таққосласак, биз биринчи жараён ҳам сочилиш жараёни эканлигини кўрамиз, фақат бу ерда зарранинг импульсигина эмас, балки уни номи ҳам ўзгарар экан. Токлар таъсирлашувининг бундай умумлашган тушунчаси квант механикаси учун табиийдир. Бу ҳолат Ферми назариясининг дастлабки ғояси эди.

Албатта, Ферми нейтринонинг сочилиши билан эмас, балки бета-парчаланиш назарияси билан шуғулланган. Бу жараёнда нейтрон протонга айланади (антинейтринони сочилишидаги каби), аммо юқорида баён қилинган сочилиш жараёнидан фарқли ўларок бета-парчаланишнинг бошланғич даврида фақат битта зарра — нейтрон бор бўлиб, электрон ва антинейтрино сўнгги босқичда пайдо бўлади. Квант электродинамикасида худди бошқа майдонларнинг квант назариясидаги каби фақат зарраларнинг умумий сони аҳамиятга эга. Уларни бошланғич ва охири ҳолатлар бўйича қандай таксимлангани биз учун

аҳамияти йўқ. Муҳими шундаки, сочилиш формуласи бор бўлса, ундан парчаланиш формуласини ҳам келтириб чиқариш мумкин. Шунинг учун сочилиш ҳақида гапирганимизда биз ўзимизни чегараламаймиз, балки баён қилишнинг кўринарли йўлини танлаб олаётимиз.

Бир томондан протон ва нейтрон, иккинчи томондан позитрон ва нейтрино иштирок этаётган жараён фазонинг маълум бир ҳажм бўлагиди содир бўлади. Ферми назариясида бу ҳажмнинг катта-кичиклиги аҳамиятга эга бўлмаган ва тўртала зарранинг барчаси бир нуктада таъсирлашади деб тахмин қилинган. Худди шунингдек, электронларни сочилишига (антинейтринога айланиш орқали) бу назарияда ҳеч қандай жой эгалламайдиган ва бир онда содир бўладиган ўзаро таъсирлашиш деб қаралган. Албатта, бундай тахмин нотабиий бўлиб кўринади, аммо гап фақат бета-парчаланиш ҳақида кетганида назарияни барча камчиликлари Ферми доимийси томонидан тўлдирилар эди. Фақат катта энергияларга ўтиш назарияни салбий томонлари билан астойдил шуғулланишни тақозо қилди.

Қилаётган баёнимизни янада аниқроқ қилиш мақсадида таъкидлаб ўтиш лозимки, майдон назариясида ток деганда ток зичлиги, яъни бирлик юзадан ўтаётган ток тушунилади; бундан ташқари, зарралар оқимининг зичлиги ҳақида гап кетаётганлиги учун электрон заряди шунга яраша алоҳида қилиб ёзилади. Зарралар оқимининг зичлиги $n\beta$ формула билан аникланади, бу ерда n — бирлик ҳажмдаги зарралар сони, тезлик эса элементар зарралар физикасидаги каби ёруғлик тезлиги бирликларида ифодаланади, яъни формулага v тезлик ўрнига тезликни ёруғлик тезлигига нисбати $\beta = v/c$ киритилади.

Электромагнит таъсирлашиш ҳақидаги Ампер назариясида (Максвеллгача бўлган асосий назария) электр тоқларининг таъсирлашиш қонуни асосий қонун деб ҳисобланади. Электромагнит майдоннинг фазода ва вақт бўйича кечиқиши, тақсмоти ҳақида тушунчалар Ампер қонунига бегона, тоқларнинг таъсирлашуви уларнинг ўзаро жойлашувигагина боғлиқ. Тоқларнинг таъсирлашиш қонунлари фақат уларнинг геометрияси билан аникланиб, бу таъсирлашишни олиб ўтиш вақт талаб қилмас эди. Бу шунда кўринар эдики, қучларни ҳисоблаш учун дифференциал тенгламаларни ечиш талаб қилинмас эди, фақат бир вақтнинг ўзида тоқларни йўналиши ва миқдорини билиш кифоя эди.

Максвелл назариясида таъсирлашиш электромагнит майдон орқали содир бўлар эди; бу таъсирлашишни узатиш учун вақт талаб қилинар эди: майдон муҳим роль ўйнай бошлади. Ана шу нарса назариянинг муваффақиятини таъминлади. Квант назариясини ривожланиши билан кечикиш фотонлар билан айирбошлаш манзарасига олиб келди.

Афтидан, бета-парчаланиш ҳам шундай йўл тутиши лозимдек кўринар эди. Бунинг учун янгича майдон киритиб, нуклон ва лептонларни ана шу майдон квантлари билан айирбошлашга мажбур қилиш керак. Бундай ғоя 30- йиллардаёқ илгари сурилди. Аммо у вақтда уни даври келмаган эди. Нейтринони сочилишини ҳали ҳеч ким кузатмаган, ҳатто бундай тажрибаларни ўтказишга умид йўқ эди. Паули бу заррага атайлаб шундай хоссаларни берган эдики (аниқроғи, ундан барча хоссаларни олиб қўйган эди), бу заррани кузатиб бўлмайдиган қилган эди.

Бундан ташқари, бета-парчаланишда ўзаро таъсирлашишнинг радиуси қандай бўлишини, бу радиус ядровий кучлар таъсирлашувининг радиусига ўхшайдими ёки ундан камлигини ҳеч ким билмайди. Бирон-бир маълумотларни йўқлиги туфайли физиклар уни нолга тенг деб олавердилар. Бета-парчаланишнинг назарияси бошқа кучларнинг назарияларига ўхшамай қолди ва уни ривожланиши тўхтаб қолди. Аммо Ампер назариясига ўхшатиб тузилган назария ўзида ички карама-қаршиликлар сақлар эди. У умуман назария вазифасини ўтай олмас эди, чунки унинг ёрдамида ўзаро таъсирлашувнинг кучини белгилайдиган коэффициент бўлмиш Ферми доимийсининг ғаройиб хоссалари туфайли физик жараёнларни ҳисоблаб чиқиш мумкин эмас. Ампер назариясида бундай доимийнинг аналогик вазифасини ўзиндукция коэффициенти бажаради. Ферми доимийси, одатда ташқари ўлчамга эга ва бу тушуниб бўлмайдиган натижаларга олиб кела бошлади.

Электродинамикада зарядланган зарра томонидан фотон чиқариш элементар жараён бўлиб, у назария учун қулай бўлган тилда электронни йўқ қилиб, бошқа импульсга эга бўлган фотон ва электронни туғилиши сифатида тасвирланади. Фақат бу импульс энергия ва импульснинг сақланиш қонунини қаноатлантириши керак бўлади. Нейтронни емирилиши тилида эса нейтрон йўқолиб бирданига учта зарра: протон, электрон ва антинейтринони туғилиши тушунилади. Гарчи ядролар-

нинг емирилишини тасвирлаш учун Ферми назарияси етарлича яхши бўлса-да, бошқа жараёнларга ўтилганда электродинамика билан бу назария ўртасидаги фарк ҳалокатли даражага етди.

Биз биламизки, электродинамикада зарра ва майдоннинг ўзаро таъсирлашуви заряд ёки нозик структура-нинг ўлчамга эга бўлмаган доимий $\alpha = \frac{1}{137}$ билан харак-

терланади. Ферми назариясида бошқа доимий пайдо бўлиб, уни Ферми доимийси деб аташади ва G_F билан белгиланади.

Ферми доимийси микдори ва ўлчамлари билан электр зарядига ўхшамайди. G_F нинг ўлчами анча бошқача. Агар электр зарядининг квадрати $\hbar c$ кўпайтманинг ўлчамига ўхшаш ўлчамга эга бўлса, яъни $e^2/\hbar c$ катталик ўлчамга эга бўлмаса, G_F эса [энергия] X [ҳажм] ўлчамга эга. Буни шундай ёзиш мумкин:

$$G_F = \hbar c \left(\frac{\hbar}{Mc} \right)^2,$$

бу ерда M — тенглик бажарилишини таъминлайдиган қилиб танлаб олинган қандайдир масса. Бундан кўринадики,

$$\frac{G_F}{\hbar c} = \left(\frac{\hbar}{Mc} \right)^2,$$

[см²] ўлчамга эга бўлган катталикдир.

G_F доимийнинг ўлчамига ҳайрон қолмаса ҳам бўлади. α — доимий заряд ёки токнинг электромагнит майдон билан ўзаро таъсирини, G_F — доимий эса, икки токнинг ўзаро таъсирини характерлайди, ана шу бизнинг формулаларимизда ортиқча узунлик квадратининг $(\hbar/Mc)^2$ пайдо бўлишига сабаб бўлади. Ўлчамга эга бўлган коэффициентнинг пайдо бўлиши — шунчаки оддий иш эмас. Агар Ферми назариясидаги формулаларни электродинамикадаги формулалар билан солиштирсак, биз ўлчамсиз доимийнинг ичига G_F^* доимий билан зарра энергияси квадрати (E^2) нинг кўпайтмаси кирганлигини кўрамиз.

Факат ана шу вақтдагина кучсиз таъсирлашув назариясининг формулалари электродинамикадаги формулаларга ўхшаган бўлади. Аммо бу таъсирлашиш кучи E энергияга боғлиқ равишда узлуксиз ортишини ва катта энергияларда назария инқирозга учраши мумкинлигини билдиради. Нейтринони протонларда сочилиш жараёнида

сочилган зарраларнинг сони формулаларга биноан тушаётганларнинг сонидан кўпроқ бўлиб чиқади.

Юқорида айтиб ўтилганлардан муҳим хулоса келиб чиқади: табиат қонунлари универсал характерга эга бўлиб, бошқа узоқ соҳаларда шунга ўхшаш қонуниятлар кузатилмоқда. Шунинг учун назариядаги ўхшаш изланишларнинг бошланғич пайтида қутилганидан кўра янада чуқурроқ маънога эга бўла бошлади. Ферми назариясидан Вайнберг, Глешоу ва Саламнинг ҳозирги замон назариясигача босиб ўтилган йўл Ампер назариясидан Максвелл назариясигача босиб ўтилган йўлга жуда ўхшайди. Электродинамика ва Ферми моделини таққослашдан кучсиз ўзаро таъсирлашув назариясини электродинамикага ўхшатиб, қайта «созлаш» керак деган хулоса келиб чиқади.

3.19-§. Зарядли тоқлар

Кучсиз ва электромагнит таъсирлашувлар орасидаги ўхшашликни кўриш учун электродинамикага қайта мурожаат қилайлик. Зарядли зарраларнинг сочилиш жараёни иккита кетма-кет босқичдан иборат деб ҳисобласак бўлади: 1- зарралардан бири фотон чиқаради ва 2- иккинчиси эса бу фотонни ютади. Бу жараёнлардан ҳар бири энергия зичлиги билан аниқланадиган элементар акт ҳисобланади. Сочилиш жараёнини тасвирлаш учун икки элементар актни бирлаштириш лозим, яъни иккинчи тартибли формулаларга ўтиш керак бўлади.

Ферми назариясида бета-парчаланиш биринчи тартибли жараён деб қаралган. Бу назарияни электродинамикага ўхшатиш учун фотон нурланишига монанд равишда W -бозон нурланишини киритиш керак. Бу вақтда нейтронни бета-парчаланиш жараёни нейтроннинг протонга айланишидаги (биринчи тартибли жараён) W нурланиш ва W -бозоннинг электрон ва антинейтринога парчаланишидан (биринчи тартибли жараёнлардан яна бири) иборат бўлади. Бу икки жараён биргаликда Ферми формуласини беради, ундаги коэффициент энергияга боғлиқ бўлиб (катта энергияларда) «кучсиз» заряднинг квадрати (электроннинг зарядига ўхшаган) билан аниқланади.

Антинейтринонинг протонда сочилиш жараёни ҳам шунга ўхшаш тавсифланади: у протон томонидан W^+ -нурланиш ($p \rightarrow n$ айланиш билан биргаликда) ва W^+ -бозонни антинейтрино томонидан ютилиш ($\bar{\nu}_e \rightarrow e^+$

айланиш билан биргаликда) жараёнларидан ташкил топади.

Фотон нурланиши ва W^- нурланиш жараёнлари ўртасида муҳим фарқ сакланиб қолади. Электромагнит майдон квантлари билан алмашадиган жараёнларда электрон электронлигича, протон эса протонлигича қолади. Нейтрининг сочилишида зарраларнинг ўзгариши рўй беради: антинейтрино протонга, нейтрино эса электронга айланади. Биз нейтрино ютилади, электрон эса нурланади деб ёзган эдик. Ҳозирги пайтда ўз зарядларини ўзгартирадиган зарралар токи ҳақида гапириш қабул қилинган. W^+ -ёки W^- зарраларнинг нурланиши ёки ютилишига жавоб берадиган бундай токни зарядли ток деб аташади: электр майдони билан таъсирлашишга жавоб берадиган, яъни фотоннинг нурланиши ва ютилиши билан боғлиқ бўлган ток нейтрал ток деб юритилади. Қабул қилинган ҳозирги атамага қўниқиш керак бўлади, гарчи нейтрал ток зарядланган зарралардан ташкил топган бўлса ҳам, жозибали туюладиган «нейтрал» ёки «зарядланган» деган сўзлар таъсирлашиш жараёнида зарраларнинг ўзларини қандай тутишларига боғлиқ.

Қўриниб турибдики, сўзларни бироз ўзгартиб, электронни протон томонидан манфий W^- алмашиш билан сочилишини ҳам тасвирлаш мумкин.

Ҳозирги замон карашларига биноан зарраларни заряди ва ҳатто массаси ҳам уларнинг ўзгармас атрибутлари бўлиб қолаолмайди. Зарядланмаган нейтрино ва электрон ҳам бирдан-бир заррани — лептоннинг турли ҳолатлари деб ҳисобланади; нейтрал нейтрон ва протон ҳам бирдан-бир зарра — нуклоннинг турли ҳолати ҳисобланади. Уйғонган атом фотон чиқарган ҳолда шу атомнинг бошқа энергетик ҳолатига ўтгани каби, зарядли тоқлар билан боғлиқ бўлган жараёнларда зарралар ўз зарядли ҳолатини ўзгартишлари мумкин.

Агар W^+ ва W^- нурланишни фотон нурланиши каби тасвирланса, янги доимий g пайдо бўлиб, у электр зарядига ўхшаш ҳолда W^+ ва W^- учун бир хил бўлади. Бета-парчаланишнинг эҳтимоллигини ҳисоблаш g доимийнинг квадрати билан G_F Ферми доимийси ўртасидаги қуйидаги муносабатга олиб келади:

$$\frac{g^2}{m_W^2} = 8 \frac{G_F}{\sqrt{2}}.$$

Бу m_W масса катнашган биринчи формуладир. Жараёнда катнашаётган зарраларнинг энергияси m_W массага нисбатан кичик бўлган ҳоллардагина бу формула ўринли бўлади. Чунки маълум бўлган барча бета-парчала-нишларда зарраларнинг энергияси кичик бўлгани учун бундай тахмин қилиш мумкин.

3.20- §. Нейтрал тоқлар

Айтиб ўтилган барча фикрлар синчков ўқувчини кониктирмаслиги мумкин. Биз ёзган формулага иккита янги доимий кирган: таъсирлашиш доимийси g ва масса m_W . Албатта, унитар лимит ҳақидаги ноқулайлик барта-раф қилинди, аммо алоҳида m_W массани ва g доимийни қандай аниқлаш муаммо бўлиб турибди. Бундан ташқари фотон билан аналогия қилиш ҳам ишончсиз бўлганича турибди, ҳозирча махсус «кардошлик» боғланишлар топилгани йўқ. Аммо бундай фикр асосга эга эмас. Бу асосан ўйинга ҳали учинчи нейтрал зарра Z^0 тушмаганлиги билан боғлиқ.

Биз учта зарра номини эсга олдик. Уларни оралик бозонлар ёки соддарок равишда бозонлар деб аташади. Бундай ном физикада фотон вектор потенциал билан тасвирлангани каби вектор тўлқин функциялар билан характерланадиган зарраларга татбиқ қилинади. Вектор зарралар спинга эга бўлиб, Бозе—Эйнштейн статистикаси-га бўйсунади. Уларнинг номлари шундан келиб чиққан. Спинлари бутун сонли бўлмаган зарраларни — лептонлар, нуклонларни — фермионлар деб аташади, чунки нуклон-лар Ферми — Дирак статистикасига бўйсунади.

W^+ ва Z^0 бозонларни оралик деб аталишига сабаб, улар эркин ҳолда учрамай, фақат таъсирлашишни олиб ўтади: улар туғилганларидан сўнг тезда емирилади, уларнинг яшаш вақтлари $\sim 10^{-24}$ с. Албатта бундай кичик вақт маънога эга эмас, деб ўйлаш нотўғри. Бу соҳадаги характерли вақт $\hbar/m_W \cdot c^2 \sim 10^{-26}$ с, демак, вақтнинг бу шкаласида W ва Z бозонлар узок яшайди.

Назарияга учинчи оралик бозон Z^0 киритилганидан сўнг, ҳаммаси ўз жойига келди.

Z^0 нурланиш ёки шундай бозон билан алмашиш зарраларнинг заряди ўзгармасдан содир бўлади, бу маънода Z^0 фотонга ўхшаб кетади. Демак, Z^0 бозон билан, худди шунингдек, фотон билан ҳам нейтрал ток боғланган экан.

Нейтрал бозон ҳақида аввалдан ўйлаб келинар эди. Унинг мавжудлиги чуқур назарий мулоҳазалар билан асосланган. Унинг мавжудлигини оламнинг ажойиб қонуни талаб қилар эди. Бу қонунни изотопик симметрия ёки изотопик инвариантлик деб аташади.

1973 йили нейтрино эластик равишда, яъни зарядли электронга айланмасдан нуклонда сочилиши мумкинлигининг тажрибада аниқланганлиги назариянинг ғоят улкан ютуғи бўлди.

Ҳақиқатан ҳам, табиатнинг ҳеч қандай ҳодисаси яна битта зарра (бўлғувчи Z^0 бозон) мавжуд бўлиши шартлигини кўрсатмаган эди. Нейтрон ядровий кучларни тушунтириш учун керак эди. Ядровий кучлар пионларни, кучли таъсирлашувнинг оралиқ бозонларини талаб қилди. Бета-парчаланишда энергияни сақланмаслиги нейтринони мавжудлигини такозо қилди. Нейтрал бозонни мавжуд бўлишлиги масаласини эса асосан *изотопик симметрия* ўртага ташлади.

3.21- §. Изотопик симметрия

Зарраларни заряд ва массалари ҳақида вақтинча унутиб турайлик. Ана шунда элементар зарралар дунёси бизга ғоятда симметрик бўлиб кўринади. Протон ва нейтрон бир-бирига шундай ўхшаган бўлар эдики, уларни бир-бирларидан ажратиш мушкул ишга айланарди. Учликнинг аъзолари — π^+ , π^0 ва π^- пионлар бутунлай бир хил бўлиб кўринган бўлур эди. Атом номерлари бир хил бўлган ядролар бир-бирига ўхшаган бўлади, масалан, ^3H (тритий) ва ^3He ёки ^{40}K ва ^{40}Ca . Бу типдаги ядроларни изобарлар деб аташади ва биз фикр юритаётган хусусиятни изобарик инвариантлик деб аташ лозим эди. Аммо қандайдир тушунмовчилик натижасида симметрияни изотопик деб нотўғри аташган.

Изотопик инвариантлик принципи лептонларни жуфтларга (дублетларга) бирлашишини ҳам табиийдек қилиб қўйди. Электрон ўз нейтриноси билан бирлашиб (e^- , ν_e) дублетни ҳосил қилади. Шунга ўхшаб позитрон антинейтрино билан бирлашади (e^+ , $\bar{\nu}_e$). Электрон билан боғлиқ бўлган нейтринодан ташқари табиатда яна икки хил нейтрино мавжуд бўлиб, улар икки «оғир» лептон — Мюон ва таонларга эргашиб чиқади. Шундай қилиб яна тўртта дублет (μ^- , ν_μ) ва (μ^+ , $\bar{\nu}_\mu$), (τ^- , ν_τ) ва (τ^+ , $\bar{\nu}_\tau$) мавжуд.

Бу ерда шундай аниқлик киритиш керак бўлади. Биз биламизки, нейтрино «чап» зарра бўлиб, унинг спини тезлик йўналишига тескари йўналган: нейтрино худди чап резъбага эга бўлган винт каби фазога «бураб киритилади». Шу сабабли, дублетларга фақат «чап» зарралар (шунга монанд равишда ўнг антизарралар ҳам) киради. Фақат шундагина улар бир-бирларининг ўринларини босишлари мумкин.

Бундай қобилият ҳали ҳам етарли бўлмайди. Бир оилага тааллуқли бўлган зарралар бир-бирларидан фарқ қилади. Масалан, протон ва нейтроннинг массалари бир хил эмас, протон зарядланган, нейтрон эса йўқ. Шунинг учун уларни электромагнит майдон билан қандай таъсирлашишига қараб ажратилади. Электрон ҳам нейтринодан осон фарқ қилади. Шунинг учун изотопик симметрия аниқ бўлмайди ва бу ҳолат бундай симметрияни фундаментал деб қабул қилинишига анча вақтгача ҳалакит бериб келди.

Табиатшунослар ноаниқ симметрияга анча илгари дуч келганлар. Планеталарнинг орбиталари доиравий бўлмай нотўғри эллипс кўринишига эга, Ер — нотўғри шардир. Шундай бўлса-да, электромагнит таъсирлашув асосий ролни ўйнамайдиган жараёнларда изотопик симметрия ўринлидир. Иккита (e^- , ν_e) ва (e^+ , $\bar{\nu}_e$) дублет заряд ишоралари билан фарқ қилади, зарра ва антизарраларнинг массалари эса, юқори аниқликда бир хилдир. Шунингдек, заряднинг абсолют миқдорлари ҳам айнийдир. «Атом системаси» бўлмиш позитрон ва электрондан ташкил топган позитронийда электр зарядини йўқлиги жуда катта аниқликда исботланган. π^+ , π^0 , π^- пионларнинг триплети бу жиҳатдан жуда қизик мисол бўла олади. Уларнинг ўзлари (π^+ , π^0 , π^-) бу триплетда антизарра бўлиб ҳисобланади. Фақат триплетнинг зарядланган аъзоларигина қайта жойлашган. Бундай қайта жойлашувда нейтрал пион ўз жойида қолаверган, чунки унинг антизарраси йўқ ва айтиш мумкинки, π^0 ва антипион битта зарранинг ўзгинасидир. Бундай зарраларни ҳақиқий нейтрал зарралар деб ҳисоблашади. Фотон ҳам ҳақиқий нейтралдир. Аксинча, нейтроннинг антизарраси — антинейтрон бор. Умуман, спини бутун сонли бўлмаган зарраларнинг антизарраси мавжуд бўлади.

Энди биз оралик бозонларнинг хусусиятлари ҳақида ҳулоса чиқарсак ҳам бўлади. Бундай бозонлардан учтаси W^+ , Z^0 , W^- пионларнинг триплетига ўхшаган бўлиши

керак. W^+ ва W^- — зарра — антизарра жуфтини ташкил қилади ва демак, уларнинг хоссалари (заряд ишорасидан ташқари) бир хилдир. Z^0 эса ҳақиқий нейтрал зарра бўлиши керак. Аммо ҳаммаси шундай бўлган тақдирда назария кийин аҳволда қолган бўлур эди, чунки фотонлар билан ҳеч қандай боғланиш ҳали топилмади ва бу уч зарранинг хусусиятларида ҳеч қандай янгиликлар пайдо бўлмади.

Янгилик шундан иборатки, Z^0 оралиқ бозонларнинг юқоридаги учлигини аъзоси эмас, шунинг учун бекорга уни W^0 билан белгилашмади. W^0 -бозон билан кейин яна дуч келинади, аммо уни тарихи оддий эмас. Реал дунёда у янада оғирроқ, Z^0 бозон ва фотонга айланиб кетади.

Электрон ва нейтрино дублети ҳақида яна бироzi тўхталамиз ва бу дублетнинг қайси хоссалари нейтрал бозоннинг мавжудлигини шарт қилиб қўйганлигини кўриб чиқамиз.

Агар электрон ва нейтрино бир-бирларининг ўринларини боса олса, у ҳолда ядролар иштирок этадиган жараёнларда ҳам улар шу кобилиятини сақлаб қолишлари керак. Агар ядро, электрон ва антинейтрино нурлатиб емирилиш, у ҳолда электрон ўрнига нейтрино нурлатадиган емирилиш ҳам мавжуд бўлиши лозим, яъни ядроларда ν_e , $\bar{\nu}_e$ нурланиш билан бўладиган емирилиш ҳам кузатилиши керак. Бундай парчаланиш ядро турини ўзгартирмайди ва табиийки, у бундай жуфтни ҳосил қилиш учун ядрога ортикча энергия бўлиши керак. Бунинг учун ядро уйғонган ҳолатда бўлиши лозим.

Берилган ядронинг энергетик ҳолатлари ўртасидаги ўтишлар, одатда фотон нурланиши орқали содир бўлади. Нейтрино жуфтини кузатиш электромагнит нурланишга қараганда ғоятда кам эҳтимолли жараён бўлиб, амалда мумкин эмас. Таъсирлашиш формуласида оралиқ бозон массасининг квадрати салбий роль ўйнайди. Аммо физикларга табиатни ўзи ёрдамга келади. ν_e , $\bar{\nu}_e$ жуфтни нурланиши назарияда нейтринони ядро ёки протон томонидан сочилиши каби тасвирланади.

Бундай сочилишда электромагнит майдонлар қатнашмайди ва нейтринони сочилиши соф ҳолда юзага келади. Нейтринони протонларда сочилиши тажрибада кузатилган.

Агар электронларни протонларда (зарядни ўзгариши билан) сочилиши оралиқ зарядланган W^+ бозон орқали

содир бўлса, нейтрино ва антинейтрино эса нейтрал бозонни мавжуд бўлишлигини талаб қилади ва бу бозон (W^+ , W^-) — бозонлар жуфтини триплетга айлангунча тўлдиради. Шундай қилиб, нейтрал бозон назарияни тўлиқ бўлиши учун бутунлай зарур эди.

Назарияни энг умумий хоссаси бўлмиш изотопик симметрия асосида ана шундай кучли башорат қилинган эди.

Нейтрал бозоннинг мавжудлигини тақозо қиладиган яна битта аргумент бор. Бу аргумент назарияни қайта нормировкалана олиши ва турли жараёнларнинг эҳтимоллигини аниқ ҳисобланиши билан боғлиқ.

Бета-парчаланиш назариясига m_W массанинг киритилиши эски назарияни асосий камчилигини йўқотган бўлса ҳам эффектларни аниқ ҳисоблашни имкони йўқ эди. Квант электродинамикасида ҳам қайта нормировкалаш принципини кашф этилишига қадар аҳвол шундай эди. Кучсиз таъсирлашув назариясида уни оралик бозонлар билан тўлдирилганидан сўнг ҳам ҳисоб-китобларнинг турли босқичларида маънога эга бўлмаган кўпдан-кўп ифодаларни пайдо бўлиши билан боғлиқ қийинчиликлар сақланиб қолди, фақат зарядланган бозонлар билан алмашишни эътиборга олиш ҳеч нарсага ёрдам бермади. Назарияга нейтрал бозонларни киритиш эса аҳволни бутунлай ўзгартирди. Нейтрал Z_0 бозонни киритганидан сўнг кучсиз майдон назарияси электродинамиканинг барча керакли хусусиятларини ўзида мужассамлаштирдики, энди барча эффектларни исталган аниқликда амалда ҳисоблаш имкони пайдо бўлди. Иккита доимийни зарраларнинг электр заряди ва массасини аниқлаш бундан мустаснодир. Улар тажрибадан аниқланадиган олдиндан берилган сонлар сифатида қатнашади. Кучсиз таъсирлашув назарияси бу маънода электродинамика билан тенглашди, унда ҳам заряд микдори — экспериментда аниқланадиган доимийдир.

ЯДРОЛАРНИНГ ГАММА НУРЛАНИШИ

4.1- §. Гамма-ўтишлар тавсифи

Гамма-нурлар радиоактив парчаланишнинг иккинчи даражали маҳсули ҳисобланади. Альфа ёки бета-зарраларнинг нурланиши натижасида радиоактив элемент ўзгаради. Кўпинча, бундай ўзгаришдан вужудга келади-ган изотоп кўзгалган ҳолатда бўлади. Бу унинг энергияси нормал ҳолдагисига нисбатан кўпроқ эканидан далолат беради. Мазкур ортиқча энергия гамма-нурлар деб аталувчи электромагнит нурланиш шаклида чикиб кетади. Бу жараён кўзгалган ҳолатдаги атомда содир бўладиган жараёнга ўхшашдир: унинг нормал ҳолга қайтиши ёруғлик чиқариш билан юз беради. Ядродаги мавжуд энергия атомнинг сиртки қобиғидаги энергиясидан қарийб миллион марта ортиқ бўлгани учун ҳам радиоактив моддалар таркатадиган гамма-нурлар ўрта ҳисобда ёруғлик тўлкинлари энергиясидан деярли миллион марта зиёд энергияга эга бўлади.

Фотон ёки гамма квантларнинг массаси нолга тенг бўлганлигидан, улар l орбитал моментга эга бўлмайди. Шунинг учун фотонларнинг ҳолатини белгилашда мультиполь тушунчасидан фойдаланилади. Бу ҳолат, электромагнит майдоннинг мультиполи $L\hbar$ ва жуфтлиги π -бўлган ҳолатидир. Эркин фотонлар тўла моменти L бўлган ҳолатларга эга бўла олади. Бунда шуни таъкидлаб ўтиш зарурки, тўла моментнинг ҳар бир қийматига битта жуфтлиги мусбат ва битта жуфтлиги манфий бўлган ҳолат тўғри келади. Фотоннинг L моменти ва π -жуфтлиги аниқ бўлган ҳолати маълум мультиполлик билан характерланади. Бинобарин, квант электродинамикасида 2^L каррали мультипол ўтишда фотон манбага нисбатан $L\hbar$ ҳаракат микдори моменти олиб кетиши кўрсатилади. Мультиполлар $L=1$ бўлганда — диполь, $L=2$ бўлганда — квадруполь, $L=3$ бўлганда октуполь ва ҳ. к. номлар билан аталади. Шунга асосан электр диполь ва октуполь ҳамда магнит квадруполлар тоқ жуфтликка, аксинча, магнит диполь ва октуполь ҳамда электр квадруполлар жуфт жуфтликка эга. Электр мультиполларни E ҳарфи билан, магнит мультиполларни эса M ҳарфи билан белгилаш кабул қилинган. Ҳарфнинг ўнг томонига L моментнинг

қиймати қўйилади. Масалан, электр диполь квант $E1$, магнит диполь квант $M1$, электр квадруполь квант $E2$, магнит квадруполь квант $M2$ ва ҳ. к.

Ядролардан чиқаётган γ -квантларнинг энергиялари кэВ дан бир неча МэВ гача бўлади. Шунга мос равишда келтирилган тўлқин узунлиги

$$E = \frac{ch}{\lambda}$$

$2 \cdot 10^{-10} \div 5 \cdot 10^{-14}$ м атрофида бўлади. Агар фотоннинг тўлқин узунлиги λ у билан ўзаро таъсирлашаётган ядро ўлчами R дан катта, яъни

$$\frac{R}{\lambda} \ll 1$$

бўлса, одатда, бу таъсирлашувда ҳаракат микдори моменти ва жуфтликнинг сақланиш конунлари рухсат этган мультиполликнинг энг кичик қийматлари амалга оширилади. 2^L мультиполлик электр квантлари нурлаш (ёки ютилиш) эҳтимоллигининг $E1$ квантлар нурланиш эҳтимоллигига нисбати $\left(\frac{R}{\lambda}\right)^{2L}$ тартибда бўлади. L мультиполлик магнит кванти нурланиш (ёки ютилиш) эҳтимоллигининг $E1$ квантлар нурланиш эҳтимоллигига нисбати эса $\left(\frac{R}{\lambda}\right)^{2(L+1)}$ тартибда бўлади. Шундай қилиб, мультиполликлари бир хил бўлганда, магнит квантнинг нурланиши электр квантнинг нурланишига нисбатан $\left(\frac{R}{\lambda}\right)^2$ марта қийинлашади. Шу сабабдан $E2$ ва $M1$ квантларнинг нурланиш эҳтимолликлари деярли бир хил.

Ядронинг қўзғолиш энергияси ўзидан нейтрон, протон ёки альфа-зарра чиқариш учун етарли бўлмаса, ядро асосий ёки кичикрок энергияли қўзғалган ҳолатга гамма-квантлар чиқариш йўли билан ўтиши мумкин. Гамма-квант ядронинг ўтиш юз берадиган икки ҳолатининг энергиялари ва спинлари фарқига тўғри келадиган энергияни ва L моментни олиб кетади. Спин ва момент вектор характерга эга бўлганлигидан I_1 ва I_2 спинли ҳолатлар ўртасидаги ўтишларда моментлари нолдан фарқли бўлган гамма-квантлар чиқиши мумкин:

$$L = |I_1 - I_2|, |I_1 - I_2 + 1|, \dots, I_1 + I_2. \quad (4.1)$$

Гамма-квантларнинг нурланиши ядрони ортикча энергиядан «озод» этишдаги асосий жараёни ҳисобланади. Агар

бу энергия ядродаги нуклоннинг боғланиш энергиясидан катта бўлмаса, фотоннинг ҳосил бўлиши фақат электромагнит куч таъсирида ўтади. Натижада ядрода электр ўтиш, магнит ўтиш ёки орбитал моментларнинг қайта тақсимланиши юз беради. Бу ҳолда ядро спини ёки уни ташқил этувчиси, албатта, ўзгаради.

Ядро ўлчамлари $R \leq 10^{-15}$ м бўлганлигидан деярли ҳамма вақт гамма-квантлари учун

$$\frac{R}{\lambda} \ll 1 \text{ ёки } KR < 1,$$

бунда K — гамма квантнинг тўлқин сони, $K = \frac{1}{\lambda}$. Шу ту-

файли, ядроларда мумкин бўлган ўтишлардан мультиполликлари энг кичиклари мавжуд бўлиб, катта мультипол ўтишлар деярли йўқ (4.2- § га қаранг).

Ядро сатҳлари орасидаги гамма-ўтишлар эҳтимолликларини ҳисоблаш учун уларнинг тўлқин функцияларини билиш зарур. Буларни билмаган ҳолда ҳам эҳтимолликлар тартибини баҳолаш мумкин. Бу баҳолашлар ҳам ҳар хил EL ва ML -ўтишлар эҳтимолликлари бир неча тартибга фарк қилишини кўрсатади. Бундай баҳоларни Вайскопф билан Мошковский беришди. Улар ядролардаги электромагнит ўтишлар бир заррали характерга эга, яъни бу ўтишлар бир дона протон ёки нейтроннинг ҳолати ўзгаришидан келиб чиқади деб тахмин қилишди. Бунда электромультипол ўтишлар эҳтимоллиги

$$W(EL) \simeq \frac{S}{137} \cdot \frac{2(L+1)}{L!(2L+1)!!^2} \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 K^{2L+1} R^{2L} \quad (4.2)$$

магнит мультипол ўтишлар эҳтимоллигидан эса 10 марта катта

$$W(ML) \simeq \frac{1}{137} \frac{20(L+1)}{L!(2L+1)!!^2} \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 \left(\frac{\hbar}{MeR}\right)^2 K^{2L+1} R^{2L} \quad (4.3)$$

(S — статистик кўпайтма, кўпинча у 1 га тенг). Келтирилган формулалар экспериментал натижаларни талқин қилишда бирлик сифатида кўп ишлатилади. Экспериментда аниқланган ўтиш эҳтимоллиги ёки унинг тескариси сатҳининг ярим яшаш даври Вайскопф бирликларига нисбатан тезлашган ёки секинлашган дейилади.

Одатда келтирилган эҳтимолликлари $B(\sigma L)$ деган тушунчадан ҳам фойдаланилади. Келтирилган (4.2) ва

(4.3) формулалар асосида спини I_i ҳолатдан спини I_j ҳолатга σ мультиполли, яъни E ёки M хилдаги γ — ўтишлар эҳтимоллигини келтирилган эҳтимоллик $B(\sigma L)$ орқали бундай ёзиш ҳам мумкин (4.2) ёки (4.3) қаранг:

$$W(\sigma L; I_i \rightarrow I_j) \approx \frac{8\pi}{\hbar} \frac{L+1}{[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2L+1} B(\sigma L; I_i \rightarrow I_j)$$

$\hbar\omega$ — сатҳлар энергиялари фарқи, МэВ да ўлчанади. Бунда $B(\sigma L)$ келтирилган эҳтимолликлар деб аталади.

Агар $R=1,2A^{1/2}$, $KR=\frac{1,2A^{1/3}}{2\pi\hbar}E$ эканлигини ҳисобга олсак, электр ва магнит ўтишлар учун келтирилган эҳтимолликлар куйидагича бўлади:

$$B(ML) \approx e^2 A^{2/3(L-1)} 10^{-2} (\Phi M)^{2L}, \quad (4.2^1)$$

$$B(EL) \approx e^2 \cdot A^{2/3L} (\Phi M)^{2L}. \quad (4.3^1)$$

Демак, ҳам электрик, ҳам магнит ўтиш келтирилган эҳтимолликлари ўлчами заряд квадратини масофанинг $2L$ даражасига кўпайтмаси билан аниқланади. Тахминий ҳисоблар учун

$$W(EL) \approx E^{2L+1} A^{2/3L}, \quad W(ML) \approx E^{2L+1} \cdot A^{\frac{2L-2}{3}}. \quad (4.4)$$

Бунда E — ўтиш γ -квантлари энергияси МэВ да берилган. Ўрта оғирлик $A \sim 100$ га эга бўлган ядролар учун гамма-квантлари энергияси 1 МэВ да $KR \approx 10^{-3} \div 10^{-2}$.

Демак, (4.2) формулага асосан мультиполлик L бир бирликка ортганида ўтиш эҳтимоллиги $(KR)^2 \sim 10^5$ марта камаяди ёки сатҳининг парчаланиш ярим яшаш даври $T_{1/2}$ мос равишда 10^5 марта кўпаяди. Бошқача айтганда, берилган мультиполлик L — да ML — ўтиш EL — ўтишга нисбатан:

$$\left(\frac{e\hbar}{m_p c e R}\right)^2 = \left(\frac{\hbar}{m_p c R}\right)^2 = 10^{-3} \div 10^{-2}$$

омилга ёки шунча мартага секинлашган бўлади. Аммо, шунга қарамадан экспериментларда ML ва $E2$ ўтишлар ўзаро рақобатлашганлиги кўриниб туради. Бундай рақобат ядро структурасининг таъсирига боғлиқ. Баъзан $E2$ ўтишлар эҳтимоллиги келтирилган баҳоларга нисбатан бир неча бор катта бўлади.

(4.2) формула умуман ўтишлар эҳтимоллилигини мультиполликка боғлиқлигини баҳолаш имконини беради:

$$W(EL) \approx \frac{1}{[(2L+1)!!!]^2} \frac{e^2 \omega}{\hbar c} (KR)^{2L} \approx \\ \approx \frac{10^{-8}}{[(2L+1)!!!]} (\hbar \omega) (KR)^{2L} \cdot c^{-1}, \quad (4.5)$$

(бунда $\hbar \omega$ — мегаэлектронвольтларда олинади).

Электр ўтишларнинг келтирилган эҳтимолликлари $e^2(\text{ФМ})^{2L}$ бирликларида, магнит ўтишлар эҳтимоллиги эса, $\mu_N^2(\text{ФМ})^{2(L-1)}$ бирликларида ўлчанади (нуклон моменти $\mu_N = e\hbar/2m_p c \simeq 0,12 \text{ ФМ}$).

(4.4) ва (4.5) формулалардан ўтиш эҳтимолликларининг энергияга ўта боғлиқлиги $\sim (\hbar \omega)^{2L+1}$ кўриниб турибди. Бунда $\hbar \omega$ квант энергияси ўтиш сатҳлари энергияларининг фарқидир. Хамма вақт биз узун тўлқинлар соҳасида $KR \ll 1$ ишлаб келдик. Агар бу қийматни энергия (МэВ) да ифода этсак: $KR \simeq 5(\hbar \omega) \cdot 10^{-3} \cdot A^{1/3}$. Бундан узун тўлқинлар яқинлашуви ўринли эканлигига иқроқ бўламиз. Энергияси $\hbar \omega \sim 1 \text{ МэВ}$, мультиполлиги L — бўлган ўрта оғирликдаги $A^{1/3} \sim 5$ ядролар учун $W(E4)/W(E2) \sim 10^{-7}$ бўлади, демак, берилган энергия қийматида ўтиш эҳтимоллиги L — ортиши билан ўта тез камаяди, масалан $E2$ ва $E4$ бир-бири билан рақобатлаша олмайди.

(4.2) ва (4.3) формулалар ёрдамида рақобатлашувчи $M(L)$ ва $E(L+1)$ ёки $E(L)$ ва $M(L+1)$ ўтиш эҳтимолликлари нисбатини ҳам топиш мумкин:

$$\frac{W(ML)}{W[E(L+1)]} \approx \left(\frac{c}{\omega}\right)^2 \cdot 10^{-2} \cdot A^{-2/3} \approx 100 \cdot A^{-2/3} (\hbar \omega)^{-2} \\ \frac{W(EL)}{W[M(L+1)]} \approx \left(\frac{c}{\omega}\right)^2 \cdot 10^{-2} \approx 10^6 \cdot (\hbar \omega)^{-2}.$$

Бундан энг оғир ядролар учун ҳам $\sim 1 \text{ МэВ}$ энергияли ўтишларда паст мультиполли ўтишлар эҳтимолликлари каттарок эканлиги кўриниб турибди. Бу формулалардан сатҳнинг ярим парчаланиш даврининг энергияга боғлиқлиги мультиполликнинг ортиши билан кучая бориб, катта мультиполлик ўтишларнинг тақикланиши кўриниб турибди. (4.4) ва (4.5) формулаларни квантнинг тўлқин

узушлиги λ ва ядронинг радиуси R орқали қуйидагича ёзиш мумкин: EL -электр мультипол ўтишлар учун

$$\frac{1}{T(EL)} = \omega_{\gamma}(L, L) \sim \frac{1}{\lambda} \left(\frac{R}{\lambda} \right)^{2L}, \quad (4.4')$$

ML магнит мультипол ўтишлар учун эса

$$\frac{1}{T(ML)} = \omega_{\gamma}(ML) \sim \frac{1}{\lambda^3} \left(\frac{R}{\lambda} \right)^{2(L-1)}. \quad (4.5')$$

Танлаш коидалари ва (4.4') ва (4.5') формулаларга асосан электр диполь ўтишлар ўта рухсат этилган бўлиб, тезлиги жихатидан ундан кейингилари электр квадруполь ва магнит диполь ўтишлардир.

Демак, ядронинг турли квантлар чиқариши бўйича ўртача яшаш даври энг кичик мультиполли гамма-квантлар ва ўтиш юз бераётган сатҳларнинг энергия фарқи билан аниқланади. Диполь квантлар чиқараётганда ўртача яшаш даври чиқаётган гамма-квантлар энергиясининг кубига тескари пропорционал бўлади; (4.4') ва (4.4) асосида

$$T(E1) \sim E^{-3} A^{-2/3}.$$

Қўп ядролар учун бу вақт 10^{-13} — 10^{-17} с ни ташкил қилади. Ядронинг квадруполь гамма-квантлар чиқаришга нисбатан ўртача яшаш даври гамма-квантлар энергиясининг бешинчи даражасига тескари пропорционал бўлиб, кўпчилик ядролар учун 10^{-10} — 10^{-15} секундга тенг. Квадруполь гамма-квантлар энергиясини 20 кэВ гача камайтирилганда бу вақт 10^{-3} с гача ортади (4.1-жадвал).

4.1-жадвал

Ядронинг бир заррали модели асосида ҳисоблаб чиқилган гамма-ўтишлар учун сатҳларнинг ярим парчаланиш давлари

Ўтиш хили	Парциал ярим парчаланиш даври T , с			$A=125$; $E=0,1$ МэВ учун T , с
$E1$	$5,7 \cdot 10^{-15}$	E^{-3}	$A^{-2/3}$	$2 \cdot 10^{-13}$
$E2$	$6,7 \cdot 10^{-9}$	E^{-5}	$A^{-4/3}$	$1 \cdot 10^{-6}$
$E3$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	E^{-7}	A^{-2}	8
$E4$	$3,4 \cdot 10^4$	E^{-9}	$A^{-8/3}$	$9 \cdot 10^7$
$E5$	$1,3 \cdot 10^{11}$	E^{-11}	$A^{-10/3}$	$1 \cdot 10^{15}$
$M1$	$2,2 \cdot 10^{-14}$	E^{-3}		$2 \cdot 10^{-11}$

M2	$2,6 \cdot 10^{-8}$	E^{-5}	$A^{-2/3}$	$1 \cdot 10^{-4}$
M3	$4,9 \cdot 10^{-2}$	E^{-7}	$A^{-4/3}$	$8 \cdot 10^2$
M4	$1,3 \cdot 10^5$	E^{-9}	A^{-2}	$8 \cdot 10^9$
M5	$5,0 \cdot 10^{11}$	E^{-11}	$A^{-8/3}$	$1 \cdot 10^{17}$

Агар ядро қўзғалган ҳолатининг спини асосий ҳолатининг спинидан анча фарқ қилса ($|I_1 - I_2| \geq 3$), унда бу қўзғалган ҳолатнинг ўртача яшаш вақти анча катта бўлади. Батъи бир ҳолларда, қўзғалиш энергияси кичик бўлганда, бу давр секундлар, кунлар ва ҳаттоки йиллар билан ўлчанади. Катта яшаш вақтига эга бўлган қўзғалган ҳолатлар метастабил ҳолатлар дейилади. Таркиби бир хил бўлган, лекин ҳар хил ўртача яшаш вақтига эга бўлган қўзғалган ҳолатларда тура оладиган ядролар *изомер ядролар* дейилади (4.9- § га қ.)

Ток сонли протонлар ва нейтронлар сони 39 дан 49 гача ёки 63 дан 81 гача бўлган ток масса сонига эга бўлган ядроларда изомерия жуфтликлар ҳодисаси кўп кузатилади. Изомер ядроларнинг жойлашувидаги бу хусусият қобиқ модель асосида тушунтириб берилди. Бу моделга мувофиқ нейтрон ва протон сонлари ток бўлган ядроларнинг асосий ҳолатида бир-бирига энг яқин жойлашган тўлдирилган ва бўш сатҳлар спинларининг фарқи катта — $3 \div 4\hbar$ га етади.

Ядронинг қўзғалиш энергияси атом қобиғининг бир ёки бир неча электронига бевосита берилиши мумкин. Бу ҳолда ядронинг қўзғалиш энергияси электроннинг боғланиш энергиясидан катта бўлганлиги учун электрон атомдан чиқиб кетади. Ядро қўзғалиш энергиясининг атом электронларига берилиши *ички конверсия ҳодисаси* деб ва бундай электронлар *конверсион электронлар* деб аталади. Бу жараён ядродан гамма-квантлар чиқиш жараёни билан рақобат қилади. Одатда, конверсия электронларининг нисбий миқдори ядронинг қўзғалиш энергияси камайиши ва гамма-нурланиш мультиполлигининг ортиши билан ошиб боради. Ички конверсия электронлари чиқариш эҳтимоллигининг гамма-квантлар чиқариш эҳтимоллигига нисбати ҳар хил ядроларда кенг соҳада ўзгаради ($10^{-2} - 10^{-3}$).

Агар ядронинг қўзғалган ва асосий ҳолатлари нолга

тенг спинларга эга бўлса, битта гамма-квант чиқиши мумкин эмас, иккитасининг чиқиши — жуда кам эҳтимолга эга. Бундай пайтда ядро қўзғалган ҳолатдан асосийсига конверсион электронлар чиқариш йўли билан ўтади.

4.2- §. Танлаш қоидалари

Ядроларнинг радиацион ўтишларига мос келадиган электромагнит майдон нурланишининг баъзи бир хусусиятларини эслатиб ўтамыз. Энергияси $h\nu$ бўлган γ -квант ядро спини I_i ва жуфтлиги π_i бўлган ҳолатдан спини I_f ва жуфтлиги π_f бўлган ҳолатга ўтганда нурланиб чиксин. Электромагнит майдон нурланишини муайян L мультиполлик билан характерлаш мумкин. Мазкур мультиполликка эга бўлган γ -квант томонидан олиб кетиладиган ҳаракат миқдори моменти $\hbar L$ га тенг бўлади. L бўйича танлаш қоидаси қуйидагичадир:

$$|I_i - I_f| \leq L \leq |I_i + I_f|. \quad (4.6)$$

Нурланишнинг тури жуфтлик бўйича танлаш қоидаларидан аниқланади: жуфтлик ўзгармаса ($\Delta\pi = +1$), $M1$, $E2$ ва ҳ. к. (магнит диполь, электр квадруполь ва ҳ. к.), жуфтлик ўзгарса ($\Delta\pi = -1$), $E1$, $M2$ ва ҳ. к. (электр диполь, магнит квадруполь ва ҳ. к.) нурланиш юз беради ва у қисқача қуйидагича белгиланади:

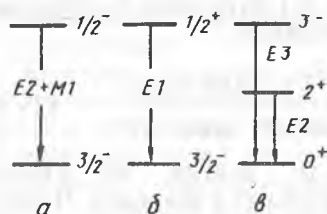
$$\Delta\pi = \begin{cases} (-1)^L & \text{нурланишнинг } EL \text{ хили учун,} \\ (-1)^{L-1} & \text{нурланишнинг } ML \text{ хили учун.} \end{cases} \quad (4.7)$$

Ҳар қандай аниқ бир ўтишда, одатда, энг кичик мультиполликлар билан иш кўрилади (4.2 жадвал). Чунки юқорида айтилганидек, мультиполлик ортган сари, гамма-ўтишлар эҳтимоллиги $(R/\lambda)^{2L}$ га пропорционал ҳолда кескин камайдя, яъни L нинг амалда энг кичик қийматлари ёки ҳеч бўлмаста $L+1$ мультиполлик билан бир оз аралашмаси кузатилади. Аралашма ўтиш ҳам жуфтлик сақланганлиги сабабли, ўша жуфтликка эга бўлиши керак. Масалан, спини $1/2$ ва $3/2$ бўлган ва жуфтлиги бир хил бўлган икки ҳолат орасидаги ўтишда (4.1-а раем) нурланишнинг магнит диполь ва электр квадруполь турларининг аралашмаси бўлади. Чунки бунда квант ўзи билан мусбат жуфтлик ва бирга $\left(\frac{3}{2} - \frac{1}{2}\right)$ ёки иккига

Энг муҳим (паст) мультипом ўтишлар ва улар учун танлаш қоидалари

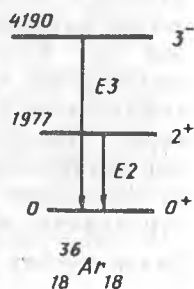
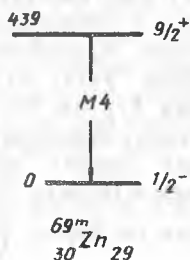
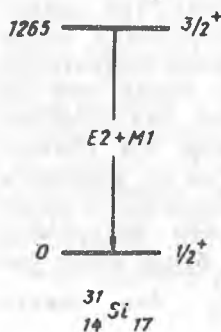
Мультиполь	Нурланиш тури	L	Спин ўзгариши	Ўтишларда жуптлик ўзгариши
$E1$	Электрдиполь	1	$0, \pm 1$	Ҳа
$M2$	Магнит диполь	1	$0, \pm 1$	йўқ
$E2$	Электр квадруполь	2	$0, \pm 1, \pm 2$	йўқ
$M2$	Магнит квадруполь	2	$0, \pm 1, \pm 2$	Ҳа
$E3$	Электр октуполь	3	$0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$	Ҳа
$M3$	Магнит октуполь	3	$0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$	йўқ

$\frac{3}{2} + \frac{1}{2}$) тенг бўлган момент олиб чиқиб кетади. Шунга мос равишда ўтиш $E2 + M1$ аралашмадан иборат (^{31}Si нинг парчаланиш схемасига қаранг, 4.2-а расм). $\frac{R}{\lambda}$ кўпайтма ярим парчаланиш даврининг ифодасига бир



4. 1- расм. Гамма-ўтишларнинг мультиполликлари: а) аралаш $E2 + M1$, б) $E1$ —, в) $E2$, $E3$ ўтишлар турлари.

4. 2- расм. ^{31}Si , ^{69}Zn , ^{36}Ar ядроларининг қуйи энергия сатҳлари ва улар орасидаги мультиполь гамма ўтишлар (кэВ).



хил кўрсаткичда кирганлигидан, иккала мультиполли квантларнинг тақиқланиши бир хил. Лекин амалда ядро структураси деталларига қараб аралашма ўтишда $E2$ нинг интенсивлиги $M1$ нинг интенсивлигига қараганда $10—100$ марта катта бўлади.

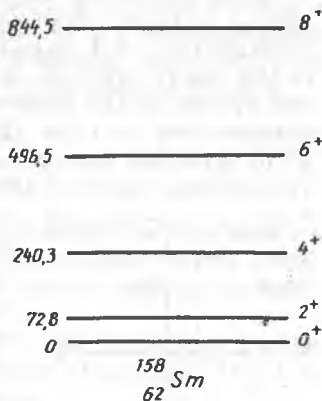
Худди шунингдек, 4.1-б расмда тасвирланган ўтишда электр диполь $E1$ ва магнит квадруполь $M2$ нурланишларнинг аралашмаси бўлиши мумкин. Лекин $M2$ ўтиш $E1$ га нисбатан катъий тақиқланган ($10^4 \div 10^5$ марта кучсиз). Шунинг учун бу нурланиш асосан электр диполь табиатига эга. 4.2-б расмда кўрсатилган $^{69}_{30}\text{Zn}$ нинг парчаланишида (4.6) танлаш қоидасига мос равишда $M4$ нурланиш рўй беради. Лекин 439 кэВ ли гамма-ўтиш ҳолатлар спинлари фарқи катта бўлганлигидан, катъий тақиқланган. Шу туфайли $9/2^+$ сатҳ метастабиль бўлиб, унинг яшаш вақти жуда катта: ≈ 14 соат.

Энг содда гамма-парчаланиш схемаси 4.1-в расмда келтирилган. Бунда асосий ҳолатнинг спини нолга тенг-лигидан, ўтиш бир мультиполли бўлади. Мисол тариқасида 4.2-в расмда $^{36}_{16}\text{Ar}$ нинг гамма ўтишлари схемаси келтирилган.

$^{158}_{62}\text{Sm}$ нинг гамма-парчаланиш схемасини батафсил кўриб чиқайлик (4.3-расм). Биз бу сатҳларнинг қайси усулда вужудга келгани билан қизиқмаймиз. Юқори сатҳлар ядро реакциялари, пастки сатҳлар эса Pm ва Eu ядроларнинг β -парчаланишларида пайдо бўлиши мумкин. Спини 8^+ бўлган ҳолат асосий ҳолатга $E8$ мультиполли квантлар чиқариб, кетма-кет каскадлар орқали ўтиши мумкин, масалан,

$8^+ \xrightarrow{M6} 2^- \xrightarrow{E2} 0^+$ ва ҳ. к.

Аммо бу турдаги ўтишлар танлаш қоидалари томонидан тақиқланганлиги туфайли, мультиполликлари энг кичик бўлган ўтишларнинг эҳтимоллиги катта. Шунинг учун $^{158}_{62}\text{Sm}$ сатҳларининг гамма парчаланиши



4.3-расм. $^{158}_{62}\text{Sm}$ изотопининг баъзи энергетик сатҳлари (кэВ). $K^\pi=0^+$ асосий ҳолат айланма сатҳлар банди (66-§ га қаранг).

кўпроқ эҳтимоллик билан тажрибаларга мос равишда

$$8 + \frac{E2}{6} + \frac{E2}{4} + \frac{E2}{2} + \frac{E2}{0} +$$

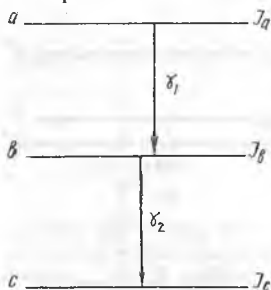
кўринишда ўтади. Бу кўзгалган ҳолатларнинг $E2$ ўтишларга нисбатан яшаш вақти унча катта эмас, одатда, 10^{-7} — 10^{-12} дан ортмайди. Аралаш мультиполликка эга бўлган нурланишни характерлаш учун δ *аралашини коэффициентини* киритилади. Бу катталиқ тегишли мультиполликка эга бўлган нурланиш майдонлари амплитудаларининг нисбатини ифодалайди ва унинг квадрати L' мультиполли нурланиш ва L мультиполли нурланиш интенсивликларининг нисбатига тенг бўлади:

$$\delta^2 = \frac{(I_a \parallel L' \parallel I_b)}{(I_a \parallel L \parallel I_b)}. \quad (4.8)$$

Гамма нурланишларнинг бурчак таксимотларига эса ҳатто энг кичик аралашини коэффициентларининг ҳам таъсири сезиларли бўлади.

4.3- §. Гамма-нурларнинг бурчак корреляцияси

Ядро кўзгалиш энергияси, одатда, $a \rightarrow b$ ва $b \rightarrow c$ каби каскад ўтишлар натижасида гамма-квантлар чиқаришга сарфланади (4.4- расм). Агар ядро кетма-кет иккита гамма-квант чиқарса, иккинчи гамма-квантнинг $d\Omega$ фазовий бурчак ичида биринчисига нисбатан θ бурчак остида чиқарилиши маълум $W(\theta)$ эҳтимолликка эга бўлади. $W(\theta)$ функция *бурчак корреляцияси функцияси* дейилади. Тажрибада иккита гамма-квант иккита сўтчик орқали



4. 4- расм. Каскадли γ — γ ўтишлар.

қайд қилинади ва бу сўтчиклар «мос келиш схемаси» бўйича уланган бўлади. $W(\theta)$ функцияни аниқлашда, одатда θ бурчак оралиғида жойлаштирилган сўтчиклардаги мос келишлар сони ўлчанади.

Зарур бўлган электрон аппаратурадан фойдаланиб, таркалаётган квантлар йўналиши орасидаги θ бурчакка боғлиқ ҳолда иккала сўтчикда бир вақтда квантлар

пайдо бўлишини қайд қиламиз. Бурчак корреляциясининг функцияси

$$W(\theta) = \sum_{k(\text{жуфт})}^{k(\text{макс})} A_k P_k(\cos \theta) \quad (4.9)$$

шаклда ёзилади. Бу ерда $k(\text{макс}) = \min(2I, 2I_1, 2I_2)$, $P_k(\cos \theta)$ Лежандр полиномлари. Таксимот функциясини $A_0 = 1$ қилиб нормаллаштириш қабул қилинган. $W(\theta)$ баъзан куйидаги кўринишларда ҳам ёзилади:

$$W(\theta) = \sum_k b_k \cos k\theta. \quad (4.10)$$

$$W(\theta) = \sum_k a_k \cos k\theta. \quad (4.11)$$

A_k , b_k , a_k коэффициентлар орасидаги алгебраик муносабат осонгина ҳосил қилиниши мумкин. Бу корреляция бузилмаган, яъни каскаднинг оралик (b) ҳолатида ядрога таъсир қилувчи сезиларли ғалаёнланиш бўлмаган ҳолда ўринлидир. Юқоридаги A_k коэффициентларни икки кўпайтувчига ажратиш мумкин:

$$A_k = A_k(1) A_k(2), \quad (4.12)$$

бу ерда $A_k(1)$ фақатгина биринчи γ -ўтишга, $A_k(2)$ эса иккинчи ўтишга боғлиқ.

Агар $\gamma - \gamma$ каскадда аралашмасиз мультиполликка эга бўлган ўтишлар бўлса, у ҳолда A_k шу мультиполлик тартиби ва шунингдек, мазкур ўтишнинг бошланғич ва охириги ҳолатлари спинларининг функциялари бўлади:

$$A_k(1) = F_k(L_1 L_1 I I), \quad (4.13)$$

$$A_k(2) = F_k(L_2 L_2 I I).$$

Барча F_k коэффициентлар ҳисоблаб чиқилган ва жадвалга жойлаштирилган бўлиб, уларни Фрауэнфельдер ва Стеффеннинг бурчак корреляциялари бўйича машхур китобидан топиш мумкин.

Ўтишлардан бирига икки L , L' мультиполли нурланишлар аралашмаси тўғри келса (одатда, $L' = L + 1$ бўлади), бундай ўтишлар учун

$$A_k(1) = \frac{1}{1 + \delta^2} \times \\ \times F_k(L_1 L_1, I I) + 2\delta F_k(L_1 L' I I) + \delta^2 F_k(L' L' I I) \quad (4.14)$$

бўлади. Бунда δ — мультиполликлар аралашмасининг коэффициенти. Масалан, энг кўп учрайдиган $M1 + E2$ аралашма гамма-ўтишлар учун корреляция функцияси куйидагича ёзилади:

$$W(\theta) = W_1 + \delta^2 W_2 + 2\delta W_3.$$

Бунда W_1 ва W_2 лар «соф» ўтишлар каскади $I_a(L_1)I_b(L_2)I_c$ ва $I_a(L')I_b(L_2)I_c$ учун аникланади. Мультиполликлар аралашмасининг коэффициенти δ эса L ва L' мультиполли ўтишларнинг матрица элементлари нисбатидан топилади:

$$W_3 = \sum_{k(\text{жуфт})} A_k^* P_k(\cos \theta),$$

бунда $A_k = F_k(L_1, L'_1, I_a, I_b) \cdot F_k(L_2, L'_2, I_c, I_b)$. W_3 учун ҳам F_k коэффициентлар ҳисоблаб чиқилган ва улар махсус жадвалларда келтирилади.

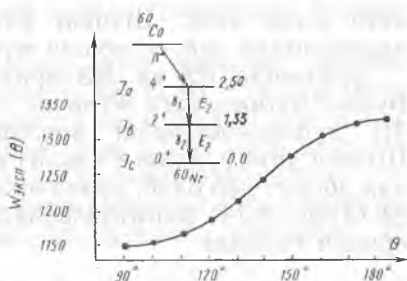
Кўп ҳолларда бурчак корреляция иккитагина A_2 ва A_4 параметрлар билан ҳам етарлича ифодаланиши мумкин:

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta) + A_4 P_4(\cos \theta). \quad (4.15)$$

Лекин A_2 ва A_4 ҳам ўз навбатида ядронинг спинлари, мультиполликларнинг тартиби ва δ коэффициентлар орқали аникланади. Умуман айтганда, бу параметрларни аниқлаш учун ядро ҳақида қўшимча маълумотлар зарур бўлади. Агар ўлчанган бурчак корреляцияси ички ўзаро таъсирлардан ғалаёнланмаган бўлса, у ҳолда вазифа ғалаёнланмаган корреляцияни назарий жиҳатдан топиш ва уни тажриба билан солиштиришдан иборат. Одатда, корреляция δ га нисбатан жуда сезгир бўлади. Лекин бу коэффициент олдиндан маълум бўлмайди. Бу мисоллар К. Зигбан таҳрири остида чиққан «Альфа-бета- ва гамма-спектроскопия» деган тўпламда тўла-тўқис баён этилган. Биз мазкур ва 4.4- § да ўша китоб материалларидан кенг фойдаландик.

Шундай қилиб, корреляция функциясини экспериментда олинган $W(\theta)$ эгри чизик билан солиштириб, ўтишларнинг мультиполлигини аниқлаш мумкин. Кобальт-60 чиқарадиган гамма-квантлар каскади бурчак корреляциясини ўлчашда намуна бўлиб хизмат қилади (4.5- расм). Корреляция катталигини ўлчаш учун тубандагича аникланадиган ассимметрия қулай ҳисобланади:

4. 5-расм. ^{60}Co нинг β -парчаланиш схемаси ва ^{60}Ni нинг γ - γ йўналишлари коррелляцияси (кэВ). Нуктала — эксперимент.



$$A = \frac{W(180^\circ) - W(90^\circ)}{W(90^\circ)} \quad (4.16)$$

ёки анизотропияни A_2 ва A_4 коэффициентлар оркали ифодаласак:

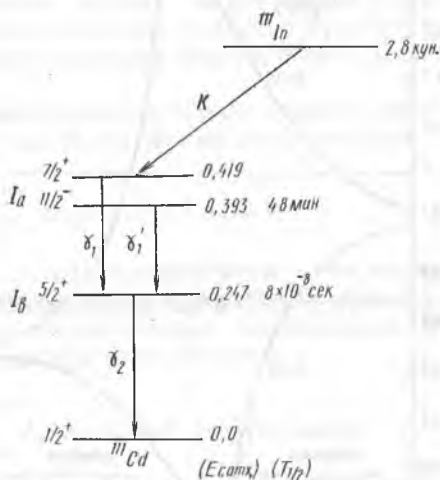
$$A = \frac{1 + A_2 + A_4}{1 - \frac{1}{2}A_2 + \frac{3}{8}A_4} - 1. \quad (4.17)$$

Биз юкорида каскаддаги γ -ўтишлардан бири L ва $L' > L$ мультиполликлар аралашмасидан иборат бўлганда, уни характерлаш учун аралашма коэффициенти δ ни киритган эдик (4.8). Мисол учун $E2 + M1$ мультиполли аралаш ўтиш учун

$$\delta^2 = \frac{I(E2)}{I(M1)}$$

бўлади. Бунда $I(E2)$ ва $I(M1)$ — мос равишда $E2$ ва $M1$ ўтишлар интенсивлиги.

δ коэффициент ($\pm$) ишорага эга. Келтирилган формулаларни $^{111}\text{In} \rightarrow ^{111}\text{Cd}$ парчаланиш схемасига татбиқ қилайлик (4.6-расм). Аниқ ўтказилган тажрибалар анизотропия коэффициентини учун $A = -0.245 \pm \pm 0.015$ қийматни беради. ^{111}In ядроси кўпгина ҳолатларининг спини ва жуфт-



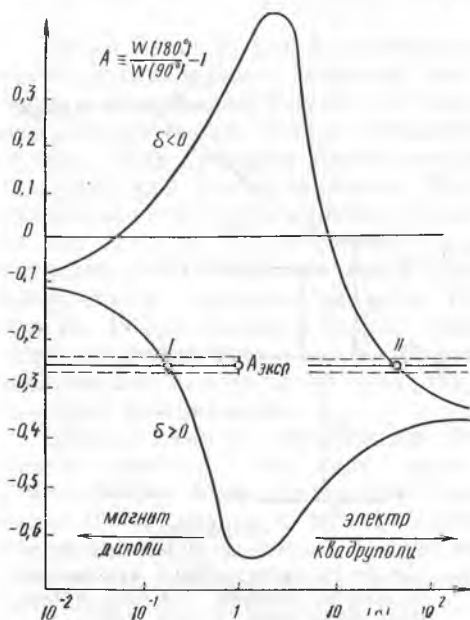
4. 6-расм. ^{111}In изотопининг K -камраш туфайли ^{111}Cd нинг сатҳларига парчаланиш схемаси (кэВ).

лиги жуда аниқ. Шунинг учун γ -квантлардан бирини «аралашган» деб ҳисоблаш мумкин.

γ_2 -ўтишда $E2$ ва $M3$ аралашган деб айтиш қийин. Бунинг эҳтимоллиги жуда оз. Лекин γ_1 -ўтишда $E2$ билан $M1$ нурланишларнинг аралашishi эҳтимоллиги катта. Шунинг учун γ_1 -ўтиш $E2$ ва $M1$ нурланишлар аралашмасидан иборат деб олиб, аралашма катталигини аниқлайлик. (4.13) ва (4.14) формулалардан фойдаланиб, A_2 ва A_4 ни δ орқали топамиз:

$$A_2 = -\frac{0,0714 + 0,7424\delta + 0,1734\delta^2}{1 + \delta^2}, \quad A_4 = -\frac{0,0726\delta^2}{1 + \delta^2}. \quad (4.18)$$

A_2 ва A_4 нинг бу қийматларидан фойдаланиб, анизотропия (A) ни (4.17) формулага асосан δ нинг функцияси сифатида топиш мумкин. 4.7-расмда анизотропия қийматлари δ нинг ҳар бир ишораси учун берилган. Бу расмдан ^{111}Cd даги $7/2 \rightarrow 5/2$ ўтиш аралашishi коэффициентини $\delta = +0,145 \pm 0,015$ бўлган $E2$ ва $M1$ нурланиш аралашмасидан иборат эканлиги кўриниб турибди. Бу интенсивликлар нисбати $\delta^2 = 0,021$ га мос келади. Бошқача қилиб айтганда,



4. 7-расм. ^{111}Cd нинг сатхлари $\gamma_1 - \gamma_2$ каскаднинг γ_1 -ўтиши $E2$ ва $M1$ — ўтишларнинг аралашмасидан иборат, деб тахмин қилинган,

$$\delta^2 = \frac{I(E2)}{I(M1)}$$
 $E2$ ва

$M1$ — ўтишлар интенсивликлари нисбати. Бунда $A_{\gamma_1 - \gamma_2}$ — каскаднинг анизотропияси. Ҳар икки чизиқ маълум δ га тегишли, аралашishi нисбати δ ни экспериментга тўғриси расмда 1 қилиб белгиланган.

биринчи γ -ўтиш 2 % E_2 ва 98 % M_1 нурланишдан ташкил топган.

Шуни айтиб ўтиш керакки, агар ядронинг оралик b ҳолатда (4.4-расмга қ.) яшаш вақти 10^{-11} с дан катта бўлса, ядронинг магнит моменти атом магнит моментига нисбатан параллел бўлмай қолган ҳолда ядро иккинчи квантни чиқаргунга қадар ўз фазовий йўналишини ўзгартириши мумкин. Унда γ -квантларнинг бурчак корреляцияси бузилади. Юқорида келтирилган ифодаalar ўз кучини йўқотади.

Сўнгги йилларда ядронинг қўзғалган ҳолатлардаги магнит хусусиятларини ўрганишга бўлган эҳтиёж γ — γ корреляция усулининг яна бир татбиқини очиш имконини берди. Бинобарин, агар радиоактив ядрони γ -квантлар текислигига перпендикуляр бўлган магнит майдонга жойлаштирсак, H магнит майдоннинг ядро магнит моменти (μ) билан таъсири остида ядро

$$\omega_L = \frac{\mu H}{\hbar} = \frac{g\mu_0 H}{\hbar}.$$

Лармор частотаси билан айлана бошлайди. Бунда g — гиромагнит нисбат, μ_0 — ядро магнетони. Процессия йўналиши ядронинг магнит моменти ишораси билан аниқланади. Ядронинг оралик ҳолатда яшаш вақти τ бўлса, у ҳолда биринчи γ -квант билан иккинчисини чиқариш орасидаги вақтда ядро $\omega_L \tau$ бурчакка бурилиб, γ_1 ва γ_2 квантлар йўналиши орасидаги бурчак θ эмас, балки $\theta - \omega_L \tau$ бўлиб қолади.

Шундай қилиб, ғалаёнланмаган бурчак корреляциясининг функцияси (4.10) ва (4.12) формулалар асосида

$$W(\theta) = \sum_{k=0}^{k(\text{макс})} A_k(1) A_k(2) P_k(\cos \theta)$$

қўринишга эга бўлса, γ_1 ва γ_2 квантларни қайд қилиш текислигига тик йўналтирилган магнит майдони остида γ_1 , γ_2 квантларнинг бурчак корреляцияси ғалаёнланади. Бу ҳолда функцияни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$W(\theta, \tau, H) = \sum_{k=0}^{k(\text{макс})} A_k(1) A_k(2) P_k[\cos(\theta - \omega_L \tau)].$$

Одатда, ядро қўзғалган ҳолатининг магнит моментини ўлчаш магнит майдонга жойлаштирилган ядронинг айла-

$$\Delta\theta = \omega_L \tau$$

ниш бурчагини аниқлаш ёки анизотропиясининг камайи-
шини ўлчаш йўли билан бажарилади:

$$A_k(H) = \frac{A_k}{[1 + (k\omega_L\tau)^2]^{1/2}}. \quad (4.19)$$

(4.19) да τ маълум бўлганлигидан, Лармор частотаси ω_L ни топиш ва у орқали ядро ҳолатининг μ магнит моментини ҳисоблаш қийин эмас.

Бу усул Ўзбекистон ФА Ядро физикаси институти-
нинг Р. Бекжонов раҳбарлигидаги лабораториясида
ядролар кўзгалган ҳолатларининг магнит моментларини
ўлчашда қўлланилади. Демак, бурчак корреляциясининг
экспериментал функцияси асимметрия коэффициентига,
кўп даражада текширилувчи намунанинг физик-химиявий
хусусиятига ва, шунингдек, ташқи майдоннинг мавжудли-
гига боғлиқ. Кучли ташқи майдон қўйилиши билан
бузилган корреляция функцияси айрим ҳолларда ядронинг
магнит моменти билан атомнинг ички майдони орасидаги
боғланишнинг узилиши орқали яна тикланиши мумкин
(4.5- §).

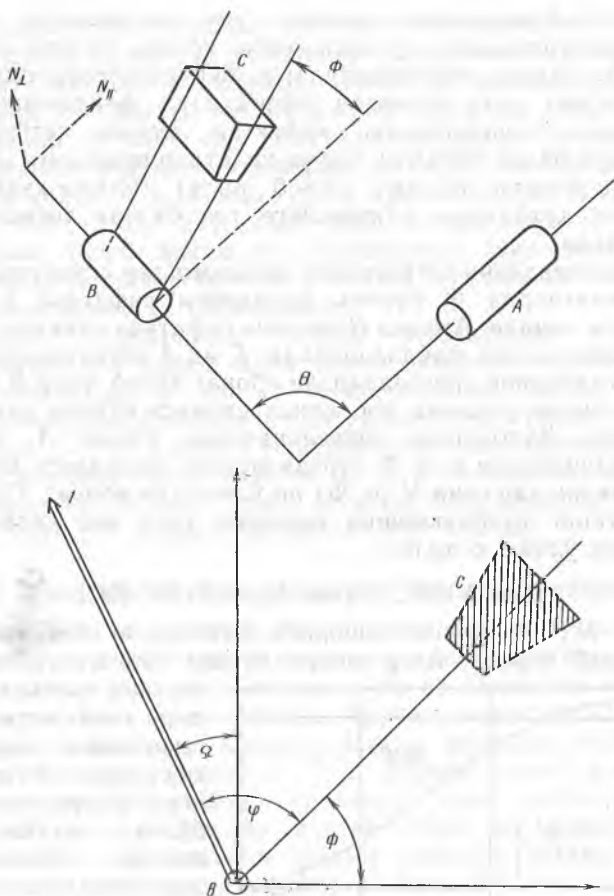
4.4- §. Гамма-нурларнинг кутбланишини ўлчаш

γ — γ йўналишлар корреляциясини ўлчаш уйғонган
ҳолатлар ҳаракат миқдори моментини аниқлаш имконини
беришини кўрдик. Лекин бу хил эксперимент ядро
сатҳининг жуфтлиги ҳақида маълумот бермайди. Ядро-
нинг ўтишдаги жуфтлигини γ -фотоннинг электр вектори
йўналишини, яъни кутбланишини аниқлаш орқали топиш
мумкин.

Электр ва магнит мультиполларга мос келган фотонлар
кутбланиши 90° га фарқ қилади. Кутбланиш йўналишини
аниқлаш нурланиш турини аниқлашга имкон беради, яъни
 γ_1 -ўтиш вақтидаги жуфтликнинг ўзгаришини аниқлаш
мумкин бўлади. Агар γ_1 — γ_2 йўналиш корреляцияси
функцияси $W(\theta)$ нинг коэффициентлари маълум бўлса,
назариянинг кўрсатишича,

$$[W(90^\circ; \Omega = 0^\circ) - W(\theta = 90^\circ, \Omega = 90^\circ)]$$

айирманинг ишораси γ_1 -квантнинг жуфтлигини беради. Бу
ерда Ω — кутбланиш (электр) вектори билан иккала
 γ -квантнинг йўналиш текислигига туширилган нормал
орасидаги бурчак (4.8-а расмга к.). Одатда, иккала



4. 8- расм. $\gamma_1 - \gamma_2$ — каскаднинг йўналиши (а) ва қутбланиш корреляцияларини (б) ўлчаш қурилмаларини: а) А, В, С — сцинтилляция счётчиклари; б) В—С поляриметрли схема, 1 қутбланиш векторининг йўналиши, 2 γ_1 ва γ_2 нурланиш текислигига тик йўналиш.

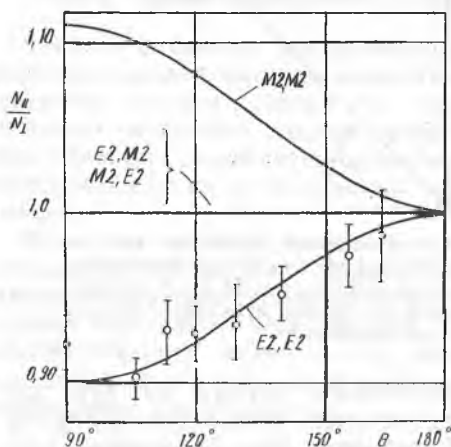
γ -квант қутбланиш детекторига киради ва ҳар хил эффективлик билан қайд қилинади. Биденхарн ва Роуз бу масалани махсус кўриб чиқдилар. Улар берган формулалар асосида $\theta \equiv \beta$ ва $\Omega \equiv \phi$ хол учун $W(90^\circ, 0^\circ)$, $W(90^\circ, 90^\circ)$ ларнинг тажрибада топилган қийматларидан γ -квант характери ҳамда A_k коэффицентлар ва детекторнинг эффективлигини аниқлаш мумкин. γ -квантлар қутблани-

шининг йўналишини аниқлаш учун поляриметр, яъни гамма-нурларнинг кутбланишига сезгир бўлган асбоб керак. Одатда, поляриметрларда бурчак корреляциясини текшириш учун Комптон эффектидан фойдаланилади. Комптон сочилишининг эффектив кесими кутбланиш вектори билан сочилган гамма-квантлар орасидаги ϕ бурчакка боғлиқ бўлади (4.8-б расм). Гамма-квантлар асосан кутбланиш йўналишига тик бўлган текисликда сочилади.

Поляризация тўғрисидаги маълумотлар сочилган гамма-квантларни Φ бурчак функцияси сифатида ўлчаш орқали олинди. Амалда B сочувчи сифатида сцинтилляцион кристаллдан фойдаланилади, C ва A детекторлар ҳам сцинтилляцион кристалллардан иборат бўлиб, улар B кристалл билан учланма мос келиш схемаси бўйича уланган бўлади. Кутбланиш корреляциясини ўлчаш A , B ва C счётчикларда θ ва Φ бурчакларнинг функцияси бўлган мос келишлар сони $N(\theta, \Phi)$ ни ўлчашдан иборат. Гамма-квантнинг кутбланишини аниқлаш учун мос келишлар сонини ўлчаш етарли:

$$N_{\parallel} = N(90^\circ, 0^\circ) \text{ ва } N_{\perp} = N(90^\circ, 90^\circ).$$

($N_{\parallel} - N_{\perp}$) фарқнинг ишораси кутбланиш йўналишини аниқлаб беради. Агар ишора мусбат бўлса, кутбланиш



4. 9- расм. ^{46}Ti ядросида үү — йўналишлар ва кутбланиш корреляциялари. Экспериментал нукталар гамма ўтишлари мультиполликларини кўрсатади.

вектори гамма-квантлар учиб кетаётган текисликка перпендикуляр бўлади: агар ишора манфий бўлса, кутбланиш вектори фотонларнинг учиб текислигида ётади. Биринчи ҳолат магнит ўтишга мос келади, иккинчиси электр ўтиш бўлади. Бунинг тасвирлаш учун 4.9- расмда ^{46}Ti учун кутбланиш ва йўналиш корреляциясини ўлчаш натижалари келтирилган. Титаннинг парчаланиши худди ^{60}Co нинг

парчаланишига ўхшайди, бурчак корреляциясини ўлчаш йўли билан бу иккала фотоннинг квадруполь ўтишлардан иборат эканлиги аниқланган. Тажриба натижаларининг назарий ҳисобларга мос келишини кўрсатиш мақсадида ўлчашлар θ нинг ҳар хил қийматларида ўтказилди. Ваҳоланки, жуфтликни аниқлаш учун 90° ва 180° ларда ўлчаш кифоя. 4.9- расмда тўртта мумкин бўлган ($E2, E2$), ($E2, M2$), ($M2, E2$), ($M2, M2$) комбинациялар учун назария ҳисоб натижаси кўрсатилган. Экспериментал нуқталар, иккала фотон ҳам $E2$ типга тегишли эканлигини ишончли равишда тасдиқлайди.

Ядро сатҳларининг нисбий жуфтлигини γ -квант қутбланишини ўлчаш йўли билан аниқлаш усули γ — γ , шунингдек, β — γ ва α — γ корреляция, ҳатто ядро реакцияларини ўрганишда ҳам муҳим аҳамият касб этади. Баъзан γ — γ каскаддаги γ -квантларнинг ҳар бирининг ҳам қутбланишини ўлчаш мумкин. Бу усул, айниқса, конверсия коэффицентларини ўлчаш мумкин бўлмайдиган катта энергияли γ -нурларни ўрганишда қўл келади.

4.5- §. Интеграл ва дифференциал бурчак корреляциялари

Электрон мосламалар схемасининг ажрата олиш вақти ядро оралик (b) ҳолатининг яшаш давридан анча кичик бўлган ҳолларда ядро ҳақида тўла ва қимматли маълумотлар вақтга боғлиқ бўлган бурчак корреляцияларини ўлчашдан олинади. Ҳозирги вақтда электрон мосламаларда осонлик билан 10^{-9} с ажрата олиш вақтига эришилади. Счётчиклар ёрдамида ядро парчаланмай оралик ҳолатда турган вақтга кўра мос тушишлар тезлигининг ўзгаришини ўлчаш мумкин. Амалда мос тушишлар тезлиги мосламалар схемасининг бир елкасига киритилган ва даражаланган «кечиктириш» тармоғининг узунлигига боғлиқ ҳолда ўлчанади. У ҳолда бурчак корреляцияси, умуман айтганда, «кечиктириш» вақтининг функцияси бўлиб, ядролар оралик ҳолатда парчаланмай қанча узоқ қолса, ғалаёнланиш (яъни корреляциянинг бузилиши) шунча катта бўлади.

Ғалаёнланмаган бурчак корреляцияси ядронинг оралик ҳолатда турган вақтига боғлиқ бўлмайди. Ғалаёнланиш бўлмаганда

$$W(\theta, t) \equiv W(\theta, t=0) = W(\theta).$$

Ғалаёнланиш мавжудлигида эса Абрагам ва Паундларнинг кўрсатишича,

$$W(\theta, t) = \sum G_k(t) A_k P_k(\cos \theta), \quad (4.20)$$

бу ерда $G_k(t)$ — корреляция коэффициентларининг сўнишини, яъни ўзгаришини характерловчи вақт функцияси-дир. G_k лар доимо 1 дан кичик бўлади. Ҳар қандай тажрибада сўтчик бирламчи нурланиш актидан кейинги t_1 дан t_2 гача бўлган чекли вақт оралиғида иккиламчи нурланишни қайд қилиши мумкин. Кўзғалган ҳолатларнинг экспоненциал парчаланишлари ҳисобга олинган ҳолда ўлчанаётган корреляция функцияси

$$W(\theta, t_1, T_2) = \frac{\int_{t_1}^{t_2} W(\theta, t) e^{-\frac{t}{\tau}} dt}{\int_{t_1}^{t_2} e^{-t/\tau} dt} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\infty} e^{-\frac{t}{\tau}} W(\theta, t) dt \quad (4.21)$$

кўринишига эга бўлади. $(t_1 - t_2)$ оралик, албатта, тажриба курилмасининг ажрата олиш вақтидан кичик бўла олмайди: $\tau_0 \leq t_1 - t_2 = \tau$.

Агар ядро кўзғалган ҳолатининг яшаш вақти τ мослама-асбобнинг ҳал қилиш вақти τ_0 дан жуда кичик ($\tau \ll \tau_0$) бўлса, одатда, вақт бўйича интеграл бурчак корреляцияси ўлчанади:

$$W(\theta, \infty) = \frac{1}{\tau} \int_0^{\infty} W(\theta, t) e^{-t/\tau} dt = \sum_k b_k \frac{\cos(\theta - \omega_L \tau)}{1 + (k\omega_L \tau)^2}.$$

Магнит майдон корреляция текислигига тик йўналган бўлса, интеграл бурчак корреляцияси

$$W(\theta, \pm H) = 1 + \frac{b_2(\cos 2\theta \pm 2\omega_L \tau \sin \theta)}{1 + (2\omega_L \tau)^2} \quad (4.22)$$

бўлади. Бунда b_2 — ғалаёнланмаган корреляциядаги $\cos 2\theta$ олдидаги коэффициент, H — ташқи магнит майдон.

Тажрибада ω_L частота магнит майдоннинг икки хил йўналиши ($H \uparrow$ ва $H \downarrow$) учун санаш тезликлари $W(\theta, H)$ ни бурчак $\theta = 135^\circ$ бўлганда ўлчаш ва қуйидаги нисбатни аниқлаш йўли билан топилади:

$$R(135^\circ, t, H) = 2 \frac{W(135^\circ, H \uparrow) - W(135^\circ, H \downarrow)}{W(135^\circ, H \uparrow) + W(135^\circ, H \downarrow)}.$$

Агар, аксинча, асбобнинг ҳал қилиш вақти ядро сатҳининг яшаш вақтидан жуда кичик бўлса ($\tau_0 \ll \tau$), у ҳолда юкоридаги нисбат A_2 ва A_4 коэффициентлар орқали ифодаланади:

$$R(135^\circ, t) = \frac{(12A_2 + 5A_4) \sin 2\omega_L \tau}{8 + 2A_2 + \frac{1}{8}A_4(9 - 35 \cos 4\omega_L \tau)}$$

Бу нисбатнинг ўзгармас магнит майдонда ўзгаришини ўлчаш тўғридан-тўғри ω_L ва q факторни аниқлаш имконини беради. Агар мосламанинг ажрата олиш қобилияти назарга олмас даражада кичик бўлса, ядро кўзғалон ҳолатлари магнит моментини ўлчашнинг яна бир усули Божек ва бошқалар томонидан кашф этилди. $W_\perp(\theta, t + H)$ ва $W_\perp(\theta, t - H)$ функцияларни иккита $\theta = \frac{5\pi}{8}$ ва

$\theta_2 = \frac{7\pi}{8}$ бурчакларда t вақт бўйича ўлчанса, унда

$$F(t) = \frac{W(\theta_1, t, +H) - W(\theta_1, t, -H) + W(\theta_2, t, +H) - W(\theta_2, t, -H)}{W(\theta_2, t, +H) - W(\theta_1, t, +H) + W(\theta_2, t, -H) - W(\theta_1, t, -H)}$$

нисбат $\tau_0 \ll \tau$, $\tau_0 < t$ шарт учун

$$F(t) = \operatorname{tg} 2\omega_L t$$

бўлади. Тажрибада $F(t)$ ни ўлчаш θ_1 ва θ_2 бурчаклар учун ω_L нинг қийматини, демак, μ нинг қийматици етарлича аниқлик билан олиш имконини беради.

Шундай қилиб, вақт бўйича интеграл бурчак корреляциясининг ўз афзалликлари бор, лекин у ўта нозик таъсирлар ҳақида дифференциал методга нисбатан кам маълумот беради.

Ўзбекистон Фанлар Академиясининг ядро физикаси институтида бу услубларнинг ҳар хил вариантларини ишлатиб Р. Б. Бекжонов илмий ходимлари билан кўп ядролар сатҳларининг магнит моментларининг экспериментал қийматларини аниқлади. Уларни ҳисобланган қийматлари билан солиштириш ҳозирги замон ядро структураларини тушуниш учун яратилган моделларни янада такомиллаштиришга хизмат қилади.

4.6- §. Гамма-квантларнинг резонанс сочилиши

Атом физикасидан маълумки, атомларни маълум тўлқин узунликка эга бўлган нурлар билан резонанс қўзғатиш мумкин. Масалан, симоб буғини 2520 А

тўлқин узунликли нурлар билан ёритилса, симоб атомлари резонанс қўзғалади ва улар худди шундай тўлқин узунликдаги нурларни чиқариб асосий ҳолатга ўтади. Бундай спектр чизиқлар *резонанс спектр чизиқлари* деб аталади.

Бундай резонанс ютилиш ядроларда ҳам кузатилиши керак. Чунки ядро ҳам атом сингари квантланган энергетик сатҳларга эга ва юқори энергетик ҳолатдан пастки ёки асосий ҳолатга ўтганда γ -нур чиқаради. Ядровий гамма нурлар энергияси атом нурланиш энергиясидан анча катта бўлади, албатта. Шунинг учун ҳам оддий шароитда ядроларда резонанс ютилиш кузатилмайди. Бунинг сабаби шундаки, гамма-нурлар энергияси катта бўлгани учун улар ядродан чиққанда ва ютилганда ядро олган тепки энергияси сезиларли даражада катта бўлади ва гамма-нур энергияси камайиб, резонанс шарти бузилади.

Ядронинг энергетик сатҳи билан гамма-нур энергияси қандай аниқликда мос келганда резонанс ютилиш кузатилишини ҳисоблаймиз. Маълумки, ядронинг энергетик сатҳлари сатҳнинг табиий кенглиги деб аталувчи Γ — катталиқка эга ва у ядронинг шу ҳолатда яшаш вақти билан қуйидагича боғланган:

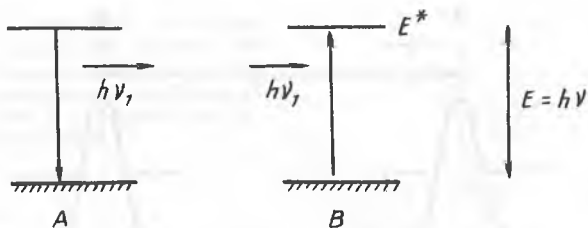
$$\Gamma \cdot \Delta t \approx h.$$

Масалан, $^{57}_{26}\text{Fe}$ ядросининг 14 кэВ ли уйғонган ҳолати 10^{-7} с яшаш вақтига эга. У 14 кэВ гамма-нур чиқариб асосий ҳолатга ўтади. Бундай ҳолда сатҳ кенглиги

$$\Gamma = \Delta E = \frac{h}{t} = \frac{10^{-27}}{10^{-27} \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}} \text{ эВ} \approx 6 \cdot 10^{-9} \text{ эВ}$$

бўлади. Темир ядросида резонанс ютилиш кузатилиши учун гамма-нур энергияси 3/2-сатҳ энергияси билан юқорида ҳисобланган ΔE аниқликда мос келиши шарт.

Умуман олганда энергиянинг сатҳни кенглигича ўзгаришини γ -нурни резонанс сочилиши (ютилиши) услуби билан аниқлаш мумкин. Резонанс сочилиш (ёки ютилиш) жараёнида қўзғалган А ядрони асосий ҳолатга ўтишда



4. 10- расм. A^* ядронинг γ -квантлари билан худди ўзига ўхшаган B ядрони асосий ҳолатдан кўзғалган ҳолатига кўтариши. Аммо тепкига энергиянинг бир қисми йўқолганлиги туфайли B ядро E^* ҳолатга кўтарилмайди.

чиқарилган γ -квант айнан шу A ядрони асосий ҳолатидан кўзғалган ҳолатига кўтаради (4.10- расм). Аммо амалда бу жараёни тажрибада амалга ошириш нихоят мушкул иш. Агар A ва B (B асосий ҳолатдаги A ядронинг ўзи) ядролар бир хил бўлиб биринчи кўзғалган сатҳ энергияси E^* бўлса, A ядродан чиққан γ -квант энергияси ядродан чиқаётганда бир қисм энергиясини тепкига сарф қилганлиги учун E^* дан кичик бўлади. Энергия ва импульснинг сақланиш қонунарига асосан:

$$\frac{h\nu_1}{c} = MV, \quad h\nu_1 + \frac{1}{2}MV^2 = E^*,$$

бундан

$$h\nu_1 = E^* - \frac{E}{2Mc^2}.$$

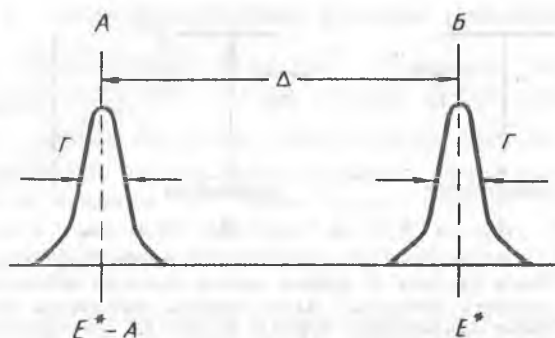
Бошқа томондан $h\nu_1$ ютувчи ядро (B) га келиб уни уйғотишга бор энергиясини бера олмайди, чунки унинг бир қисми B ядрога ҳаракат микдорининг сақланиш қонунига асосан мос равишда тезлик бериш учун сарфланади. Бу

яна $\frac{(h\nu_1)^2}{2Mc^2}$ га тенг, демак, B ни уйғотиш учун факат

$$h\nu_1 - \frac{(h\nu_1)^2}{2Mc^2} \approx E^* - \frac{E^{*2}}{Mc^2}$$

энергия сарф бўлади, энергия етишмовчилиги $\Delta = \frac{E^{*2}}{Mc^2}$.

Одатда Δ кичик кийматларга эга: оғир $A=200$ ядрога кўзғалиш энергияси $E^*=50$ кэВ бўлса, $\Delta=0,013$ эВ ${}^6\text{Li}$ да эса ($E^*=2189$ кэВ) $\Delta=850$ эВ.



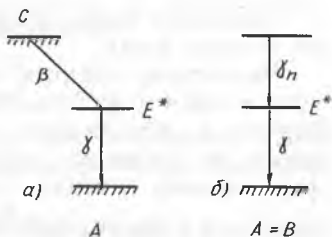
4. 11-расм. Резонанс қўзғатиш учун B частоталар тутами (дастаси) лозим, лекин тепки туфайли Δ га силжиган A кичик частоталар тутами келади. A ва B частоталар тутамлари оз бўлса-да бир-бирини қоплайди. Агар ҳар хил усуллар билан бу етишмовчи (Δ) энергия қопланса, A^* биринчи сатҳидан чиққан γ -квант асосий ҳолатда бўлган $A=B$ ядрони E^* ҳолатга резонанс кўтаради.

Шундай қилиб, γ -квантлар A^* дан чиққанда ҳам, B да ютилганда ҳам ядролар олган тепки энергияси сезиларли даражада сатҳ кенглиги Γ дан катта ($\Gamma \ll \Delta$) ва γ -нур энергияси камайиб резонанс шarti бузилади. Ядрони резонанс қўзғатиш учун B частоталар тутами керак бўлса, келадиган частоталар A тутамни ташкил этади. Частоталар тутамларининг силжиши $\Delta \gg \Gamma$ бўлиб, бири-бирининг устига тушмайди (4.11-расм). Лекин аслида нурланиш ва ютилиш спектрал чизиқларининг табиий кенгликлари атомларнинг иссиқлик ҳаракати туфайли Допплер эффекти ҳисобига анча кенгайган бўлади. Шундай қилиб, резонанс шартини тўла тиклаш учун Допплер эффектидан фойдаланиш мумкин. Бу услубни биринчи бор инглиз олими Мун 1953 йилда қўллаб, нурланиш манбаини юткич йўналишида центрифуга ёрдамида катта тезлик ($v \approx 3 \times 10^4$ см/с) билан ҳаракатга келтирди. У ҳолда гамма-квант частотаси $\Delta\nu = \frac{v}{c}\nu$ ва унинг энергияси $h\Delta\nu = \frac{v}{c}E^*$ га ортади. Демак, резонанс шarti бажарилиши учун

$$\Delta = \frac{v}{c}E^* = \frac{E^*}{Mc^2}$$

бўлиши талаб қилинади. Бундан манбани юткич томонга қандай тезлик билан ҳаракатлантириш зарурлигини

4. 12-расм. A — ядронинг кўзғалган ҳолати C ни β -парчаланишидан ёки юқорида ётган A ни кўзғалган сатҳини γ -нурлинидан вужудга келади.



топамиз: $v = \frac{E^*}{Mc}$. Бу усул билан Метцгер, Мун ва бошқа

олимлар ядроларда ҳам γ -квантлар мос энергияларда резонанс ютилиш (сочилиш) хусусиятига эга эканлигига иқрор бўдилар. Ядро тепкисига йўқотилган энергияни коплашнинг бир неча усуллари мавжуд.

Манба ёки ютувчини қиздириш, манбани юткич томонга ҳар хил тезликда ҳаракатлантириш ҳамда ядрони олдинги парчаланишдан олган тепкисидан фойдаланиш. Масалан, A ядронинг E^* кўзғалган сатҳи C ядронинг β -парчаланишидан (4.12- a расм), орбитал K -электронни ютишдан ёки юқори ҳолатдан γ -ўтиш туфайли (4.12- b расм) вужудга келсин. Бунда агар E^* сатҳнинг γ -нурланиш (яшаш) вақти ядронинг муҳитда тормозланиш бақтидан кичик бўлса, нурланиш ҳаракатдаги ядрода юз беради. Тепки ядроларининг тезликлари ҳар хиллигини, тепки ядролар йўналиши билан квантлар йўналиши орасидаги бурчакларнинг ҳар хиллигини ҳисобга олсак, Допплер эффекти ҳар хил томонга номонохроматик, маълум спектрал тутамли гамма-квантлар чиқишига олиб келади: M массали ва E^* сатҳли ядро γ -квант чиқиш йўналишига маълум α бурчак орқали тезлик билан ҳаракатда бўлса, бунда γ квантнинг энергияси

$$h\nu = E^* - \frac{E^{*2}}{2Mc^2} + E^* \frac{V}{c} \cos \alpha \quad (4.23)$$

бўлади.

Иккинчи ҳад γ -квант чиқиши пайтидаги тепки энергия, учинчиси — тепки моментида олинган тезлик туфайли доплерча энергия ўзгариши. Агар ядро γ -квант йўналишида ҳаракатланаётган бўлса ($\alpha = 0$, $\cos \alpha = 1$) резонанс шarti: $\frac{E^*}{Mc^2} = \frac{E^*}{c} V$ дан ядронинг тезлигини топиш мумкин:

$$V = \frac{E^*}{Mc}$$

Одатда бу тезлик кўпи билан секундига 300—500 метр-ни ташкил этади.

Частоталар спектри тутамининг кенглигини аниқлаш учун γ -квант ядро йўналишига нисбатан ҳар хил, исталган бурчак α йўналишида чиқиши мумкинлигини ҳисобга олсак ва резонанс шартларини тиклаш учун сўнгги формуладаги учинчи ҳаднинг иккига кўпайтирилган максимал қиймати $2E^* \frac{V_{\max}}{c}$ ни аниқласак кифоя. Бунда

$V_{\max}$ — олдинги β -парчаланиш, K -камраш ёки γ -нурланишда тепки ядронинг олган максимал тезлиги қиймати. β -парчаланишда нейтрино ноль энергия билан чиққандагина тепки ядро энг катта тезликка эга бўлади:

$$V_{\max} = \frac{m_0 c}{M} \sqrt{\left(\frac{E_{\beta}}{m_0 c^2}\right)^2 + 2 \frac{E_{\beta}}{m_0 c^2}},$$

бунда E_{β} — β -спектрни чегаравий энергияси, m_0 — электроннинг тинч ҳолатдаги массаси ($m_0 c^2 = 0,511$ МэВ). Шундай қилиб, β -парчаланишдан ҳосил бўлган ядро муҳитда секинлаштирилмаса (тормозланмаса) частоталар тутамининг спектрал кенглиги қуйидагига тенг бўлади:

$$D_{\beta} = 2E^* \frac{m_0}{M} \sqrt{\left(\frac{E_{\beta}}{m_0 c^2}\right)^2 + 2 \frac{E_{\beta}}{m_0 c^2}}.$$

Қуйида баъзи бета-парчаланувчи ядроларда резонанс шarti бажарилиши мумкинлиги келтирилган (4.3-жадвал).

4.3-жадвал

Баъзи β -парчаланувчи ядролар учун D_{β} нинг қийматлари

Ядро	E , МэВ	E^* , МэВ	$T_{\text{эфф}}$, °С	D_{β} эВ	Δ , эВ
^{24}Na	1,390	1,368	$8,6 \cdot 10^5$	222	83
^{63}Zn	1,400	0,960	$3,3 \cdot 10^5$	60	15,5
^{194}Au	0,957	0,411	$0,59 \cdot 10^5$	6,1	0,91

Резонанс амалга ошиши учун $D_{\beta} > \Delta$ бўлиши шарт. Келтирилган ядроларни ҳаммасида бу шарт бажарилган.

Худди шундай шароит γ -ўтишдан олдин β -парчаланиш эмас, K -камраш ёки γ -ўтиш бўлганда ҳам юз беради.

Ядролар тепкиси бунда γ -нурларнинг D_γ кенгликдаги дастаси (тутами) ни вужудга келтиради:

$$D_\gamma = 2E^* \frac{h\nu_1}{Mc^2}.$$

Бунда $h\nu_1$ — резонанс сочилиши (ёки ютилиши) зарур бўлган γ -квантлардан олдин квантлар ёки K -камрашда чиқадиган нейтрино энергияси.

4.4.- жадвалда баъзи радиоактив ядролар учун D_γ нинг қийматлари келтирилган.

4.4- ж а д в а л

Баъзи радиоактив ядролар учун D_γ нинг қийматлари

Ядро	$h\nu_1$, МэВ	E^* , МэВ	$T_{\text{эфф}}$, °С	D_γ	Δ , эВ
^{24}Na	2,755	1,368	$19 \cdot 10^5$	334	83
^{60}Co	1,171	1,332	$1,7 \cdot 10^5$	55	32
^{124}Sb	1,692	0,603	$1,4 \cdot 10^5$	17,5	3,2

Резонанс шarti бунда $h\nu_1 > E^*$ ва $D_\gamma > \Delta$ бўлганда бажарилишини ҳисобга олсак, келтирилган ядроларнинг ҳаммасида резонанс ҳодисасини кузатиш мумкин эди.

Келтирилган жадвалларда ядролар тепки энергияси Δ ни қоплаш учун етарли даражада катта эканлиги кўриниб турибди. Бундан тепки ядроларининг максимал тезликларига мос эффектив $T_{\text{эфф}}$ температураларини аниқлаш мумкин:

$$(T_{\text{эфф}})_{\beta} = \frac{m_0}{M} \left[\left(\frac{E_{\beta}}{m_0 c^2} \right)^2 + 2 \frac{E_{\beta}}{m_0 c^2} \right] \frac{m_0 c^2}{2K},$$

$$(T_{\text{эфф}})_{K\text{-камраш}, \gamma} = \left(\frac{h\nu_1}{m_0 c^2} \right)^2 \frac{m_0}{M} \cdot \frac{m_0 c^2}{2K}.$$

Бунда K — Больцман доимийси.

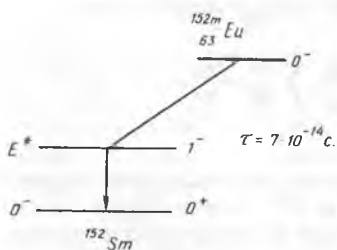
Мос температуралар юкоридаги жадвалларда келтирилган, уларнинг қийматлари $\approx 10^5$ градусларга тенг. Демак, резонанс ҳодисасини физик мақсадларда кузатиш учун манбани иситишдан кўра ядронинг тепки энергияларидан фойдаланиш маъқул. Равшанки, ҳар иккала ҳолда ҳам резонанс жараёни қайд қилиш аниқлиги сатҳнинг

кенглиги билан эмас, балки чизикнинг Допплер кенглиги билан аниқланади.

Ҳозирги замонда ядроларнинг қўзғалган ҳолат хусусиятларини ўрганишда γ -квантларнинг ядроларда резонанс сочилиш ёки ютилиш ҳодисаси кенг қўлланилмоқда. Бу услубларни ҳар хил вариантларини янада такомиллаштириб, ЎзФА нинг ядро физикаси институтининг ядро спектроскопияси лабораториясида Р. Б. Бекжонов ва ходимлари ядро қўзғалган ҳолатларининг турли квант тавсифлари (яшаш вақти, кенглиги, сатҳлар орасидаги электромагнит ўтишларнинг табиати ва ҳоказо)ни ўрганишда кўп ютуқларга эришди. Ўзбек олимлари гуруҳи (Бекжонов в. б.) ядроларни ўта юқори ҳолатлари табиатини ўрганиш нейтрон камрашда чиқариладиган γ -нурлардан фойдаланиш услубларини яратишди. Бу услублар ядроларнинг юқори (8—10 МэВ) энергияли ҳолатлари табиатини ва улар орасидаги электромагнит ўтишлар эҳтимолликларини ўрганишда қўлланилмоқда.

Гамма-квантларни резонанс сочилиши экспериментлари ёрдамида нейтриноларнинг спираллигини ҳам аниқлаш мумкин. Масалан, (4.23) формулага асосан резонанс сочилиш шarti $E_{\gamma} \cos \alpha = E^*$. Агар нейтринонинг энергияси γ -квант энергиясига тенг бўлса, унда резонанс шarti нейтринолар йўналишига қарама-қарши, яъни ядронинг йўналиши бўйича чиқарилаётган γ -квантлар учунгина бажарилади. Шунинг учун резонанс сочилишни қайд қилиш нейтринолар чиқаётган йўналишни аниқлашга тенг. Бу эса резонанс сочилаётган γ -квантларни айланма қутбланишини ўлчаш билан нейтринонинг спираллигини аниқлашга ёрдам беради.

М. Гольдхабер ва бошқа олимларнинг тажрибасида нейтрино спираллигини аниқлаш учун $I^{\pi} = 0^{-}$ ли $^{152}_{63}\text{Eu}$



4. 13- расм. Европий-152 изомерининг парчаланиш схемасининг бир қисми.

изомерини ^{152}Sm ни қўзғалган 961 кэВ $I^{\pi} = 1^{-}$ ли ҳолатига парчаланишидан фойдаланилган эди (4.13- расм). Парчаланиш схемасидан кўринишича, нейтринонинг энергияси 890 кэВ ^{152}Sm биринчи сатҳ энергияси 961 кэВ дан бироз кичик бўлганидан унинг айланма қутбланиши 100 % дан бироз камроқ бўлиши керак. Гам-

ма-квантларни спираллиги магнит майдон ёрдамида ўлчанган. Айланма сочувчи кўп микдорда ^{152}Sm ядроларига эга эди. Сочилган γ -квантлар NaJ(Tl) кристаллари ёрдамида қайд қилинган. Тажрибада резонанс сочилаётган γ -квантларнинг интенсивлигини магнит майдоннинг йўналишини ўзгариши билан ортиб-камайтиши кузатилган. Тажриба натижалари, ҳисобларга асосланган, кутилганидек натижалар берди: γ -квантлар спираллигини ишораси, демак, нейтрино спираллигини ишораси манфий, яъни антинейтрино спираллигига қарама-қарши бўлиб чиқди.

Тажрибалар ЎзФА ЯФИ да Р. Б. Бекжонов гуруҳида ҳам ўтказилган эди.

4.7- §. Мёссбауэр эффекти

Мазкур параграфда темир-57 ядросининг ҳолатлари ҳосил бўлувчи реакцияни қараб чиқайлик (« белгиси ядро қўзғатилган ҳолатда эканлигини билдиради). ^{57}Fe ярим парчаланиш даври 270 кун бўлган ^{57}Co ядросининг Қ-қамраб олиши натижасида ҳосил бўлади:



Бунда гамма-квант энергиясининг маълум E_0 қисми тепки натижасида йўқотилганлиги сабабли ядродан $E_\gamma = E_0 - \Delta E$ энергияли гамма-квант учиб чиқади. Бинобарин, шу гамма-квантнинг ўзи қўзғатилмаган ^{57}Fe ядросини яна қайта қўзғатилган ҳолатга келтира олмайди, чунки гамма-квант ютилаётганида фақатгина ^{57}Fe ядросини қўзғатиш учун 14,4 кэВ гина эмас, балки ютаётган ядронинг оладиган тепкиси учун ҳам энергия сарфлайди. Шунинг учун бу резонанс ютилиш

$$E'_\gamma = E_0 + \Delta E = E_\gamma + 2\Delta E \quad (4.24)$$

энергияли гамма-квантлар таъсирида амалга оширилиши мумкин. Эркин атом учун тепки энергияси

$$\Delta E = \frac{E_0^2}{2Mc^2} \quad (4.25)$$

бўлади. Бунда E_0 — қўзғалган сатхнинг энергияси, M — тепки ядронинг массаси, ^{57}Fe нинг изомер сатҳи учун $E_0 \approx 14,4 \cdot 10^3$ эВ. $2\Delta E = 3,8 \cdot 10^{-8} = \text{эВ}$. Аммо $2\Delta E$ энергия етишмовчилиги шунчалик кичик бўлганига қарамай, ютувчининг бирорта ядроси ҳам резонанс қўзғалмайди.

Гамма-квант жуда тор чиқариш ва ютилиш кенглигига эга бўлганлиги ва бу кенглик тепкига сарфланган энергиядан кўп марта кичик бўлганлигидан гамма-нурларнинг резонанс сочилиши ва ютилиши ҳақидаги масала узок муддатгача ечилмай келди (4.6- § га қаранг.)

1958 йилда немис физиги Р. Мёссбауэр тепки эффектини йўқотиш учун кристалларга киритилган радиоактив ядроларнинг парчаланишидан фойдаланишнинг таклиф қилди. Бу ҳолда анча паст температураларда тепкини бутун кристалл қабул қилади. Кристалл алоҳида ядро массаларига қараганда фавқулодда катта массага эга бўлганлиги сабабли, чиқарилиш ва ютилиш жараёнларида амалда тепкига энергия сарflanмайди. Янги эффект кашфиётчиси Мёссбауэрнинг биринчи тажрибалари ^{190}Ir да ўтказилган эди. Бирок бу тажрибаларда спектрал чизик кенглиги Γ нинг ўтиш энергияси E_0 га нисбати нисбатан жуда катта чиккан эди: $\frac{\Gamma}{E_0} \approx 4 \cdot 10^{-11}$. ^{57}Fe дан фойдаланилганда $\frac{\Gamma}{E_0} \approx 10^{-13}$ бўлди. Мёссбауэр эффекти ^{57}Fe учун

уй ҳароратида ҳам кузатилади. Агар ^{64}Zn дан фойдаланилса, Γ/E_0 нисбатни 10^{-16} гача етказиш мумкин. Бу усул частоталарни ва шу билан бирга вақтни молекуляр генератор сингари юксак аниқликка эга бўлган асбобга қараганда ҳам аниқроқ ўлчаш имконини беради.

Ҳозирги замон физикасининг кўп соҳаларида частоталарни Мёссбауэр эффектидан фойдаланиб ўлчаш усули кенг қўлланилмоқда. Мёссбауэр эффектидан фойдаланиб, қатор ядролардаги гамма-нурланишнинг ўта нозик тузилиши текширилди, кристаллардаги ички магнит майдоннинг катталиги, кўзғатилган ядро ҳолатларининг квадруполь боғланиш кийматлари ва магнит моментлари ўлчанди ва ҳ.к. Умумий нисбийлик назариясига кўра гравитацион майдонда спектрал чизикларнинг силжишларини текширишда Мёссбауэр эффектининг қўлланилиши алоҳида қизиқиш уйғотди. Масалан, масса ва энергия орасидаги

$M = \frac{E}{c^2}$ муносабатни ҳисобга олган ҳолда гравитацион майдонда ҳаракатланаётган зарра энергиясининг ўзгариши учун

$$E(r) = E(r_0) - \frac{E(r_0)}{c^2} \Delta\varphi \quad (4.26)$$

ифодани ёзамиз. Бу ерда $\Delta\varphi = \varphi(r) - \varphi(r_0)$ — гравитацион потенциал орттирмаси.

Берилган нуктадаги энергия ν частота билан $E = h\nu$ муносабат орқали боғланганлигидан, тебраниш частоталари орасидаги боғланиш

$$\nu(r) = \nu(r_0) \left[1 - \frac{\Delta\varphi}{c^2} \right], \quad (4.27)$$

бу ердаги $\nu(r)$ ва $\nu(r_0)$ лар r ва r_0 нукталардаги частоталарни ифодалайди, потенциаллар айирмаси $\Delta\varphi$ эса зарранинг тинч ҳолатдаги массасига боғлиқ эмас. Ердаги потенциал Куёшдагига қараганда катта ($\Delta\varphi > 0$) бўлганлиги учун (4.27) ифода, хусусан, Куёш спектрал чизиқларининг ердаги кузатувчига нисбатан қизил силжиши деб аталувчи ҳодисага олиб келади. Бу эффект умумий нисбийлик назариясининг ўрта асосий эффектидан бири — спектрал чизиқларнинг қизил силжишини намоён қилади. У тажрибада кўп марта текширилади ва Куёш спектрал чизиқларининг қизил силжиши мавжудлиги сўзсиз тасдиқланди. Бироқ бир қатор ҳалақит берувчи факторлар бу силжишни миқдорий аниқлашга имкон бермади. Сириус йўлдошларининг спектрларидаги қизил силжиш текширилганда, ишончли маълумотлар олинди.

Бу эффектни Ернинг сунъий йўлдошларидан бирида атом соати ўрнатиш йўли билан текшириб кўриш ҳам таклиф қилинган эди. Ниҳоят, Паунд ва Ребка (1959) умумий нисбийлик назариясидан келиб чиқадиган (4.27) формулани ердаги шароитда текшириб кўришга имкон берадиган классик тажриба ўтказдилар. Улар ўз тажрибаларини Гарвард университети (АҚШ) физика лабораториясининг баландлиги 21 метр бўлган минорасининг ичида амалга оширилди. Бу минора ичида тебранишлардан қутулиш ва бир жинсли температура ҳосил қилиш мумкин бўлди.

Тажрибада нур дастаси ҳаво орқали ўтаётганда заифланиб қолмаслиги учун атмосфера босимидаги гелий билан тўлдирилган, пластмассадан қилинган ва диаметри 40 см бўлган цилиндрик трубадан фойдаланилди. Гамма нурларнинг манбаи сифатида темир кристали билан боғланган ^{57}Fe ядроларидан фойдаланилди. Темир кристали ^{57}Co ни ^{56}Fe га киритиш йўли билан гальваник усулда тайёрланди. ^{57}Co нинг ядролари К-қамраш йўли билан қўзғатилган ^{57}Fe ядроларига айланади ва барқа-

роҳ ^{56}Fe билан биргаликда кристаллик панжараларни ҳосил қилади. ^{57}Fe ядросидан чиққан гамма-нурлар баландлиги $h=21$ м бўлган трубадан ўтиб, ^{57}Fe нинг қўзғатилмаган ядроларига эга бўлган темир кристалларидан иборат ютувчи моддага тушади. Ютилган гамма-квантларнинг нисбий сони NaI кристалли ва фотокўпайтиргичдан тузилган сцинтилляция счётчиги воситасида қайд қилинади.

Умумий нисбийлик назариясига кўра E_γ — энергияли гамма-квантнинг гравитацион массаси $m = \frac{E_\gamma}{c^2}$ бўлиб,

гамма-квант гравитацион майдон куч чизиклари бўйлаб ҳаракат қилганда, масалан, юқоридан пастга тик ҳаракатланаётган ёруғлик нурунинг энергияси $\Delta E = mgH = (E_\gamma/c^2)gH$ қийматга ортиб қолиши керак. Бу ерда g — эркин тушиш тезланиши ва h ёруғлик квантининг босиб ўтган масофаси.

Ёруғлик квантининг частотаси эса $\Delta\nu = \left(\frac{E_\gamma}{hc^2}\right)gH$ га

ортади. Агар ёруғлик кванти гравитацион майдонга тескари йўналишда (юқорига) ҳаракат қилаётган бўлса, унинг частотаси, аксинча, юқоридаги қийматга камаяди. Частота камайганда ёруғлик тўлқинининг узунлиги ортгани учун бу ҳодиса қизил силжиш деб ном олган. Қизил силжишни ўлчашга манба ва юткич сифатида $^{57}_{26}\text{Fe}$ фойдаланишган. Бу изотоп учун энергиянинг нисбий ўзгариши $\Gamma/E_\gamma \approx 3 \cdot 10^{-13}$. Гамма-квант 21 м баландликни ўтганда энергиясининг нисбий ўзгариши $2,5 \cdot 10^{-15}$ ни ташкил этади. Бу эса Γ/E_γ қийматидан тахминан юз марта кам. Демак, қизил силжишни сезиш учун энергияни 10^{-3}Г абсолют хатолик ёки $\Gamma/E_\gamma \approx 5 \cdot 10^{-16}$ нисбий хатолик билан ўлчаш зарур.

$h=21$ м бўлганда, қисқа тўлқинлар томонига силжиш эффекти

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} \approx \frac{gh}{c^2} \approx 2,5 \cdot 10^{-15} \quad (4.28)$$

бўлиши керак. Бу тажрибаларда $\frac{\Delta\nu}{\nu_0}$ катталикни ^{57}Fe

учун $\frac{\Gamma}{E} \approx 3 \cdot 10^{-13}$ га тенг бўлган гамма чизикнинг нисбий кенглигига етказиш шарт эмас. Шунга айтиш керакки,

(4.28) формула бўйича бу катталиклар $h \sim 3$ км бўлгандагина бир хил тартибга эга бўлади. Ҳақиқатда эса чиқарилиш кенглигининг оралиғида ётган чиқарилиш ва ютилиш интенсивлигининг максимумларига тўғри келувчи частоталар нисбий силжишининг ўзгаришини тажрибада аниқлаш энг муҳим ҳисобланади.

Чиқарилиш частотасини бир оз «ўзгартириш» учун манбани ютувчига қараб ($v < 0$) ёки ундан узоқлаштириб ($v > 0$) жуда кичик тезлик билан ҳаракатлантириш керак; мазкур тажрибадан $v = 6 \cdot 10^{-4}$ см/с. Мёссбауэр эффектида асбобнинг Допплер силжишига нисбатан сезгирлиги шунчалик каттаки, ҳатто $\sim 0,1$ см/с тезлик ҳам резонансни бузиб юбориши мумкин. Шунинг учун бундай тажрибаларда молекулаларнинг иссиқлик ҳаракатидаги тебранишлари натижасида чизикли кенгайишининг олдини олиш зарур, чунки температуранинг 1°C га ўзгариши эффектнинг ўзига тенг бўлган кенгайиш ҳосил қилади.

Қўндаланг Допплер эффекти натижасида частота ўзгариб

$$v_0' = v_0 \left(1 - \frac{v}{c}\right) \quad (4.29)$$

бўлади. Агар гравитация силжиши бўлмаганда эди, ютилиш максимуми $v = 0$ ҳолга тўғри келар ва ютилиш эгри чизиги v ни — v га айлантиришга нисбатан симметрик бўлар эди. Гравитация майдонининг таъсири натижасида ютилиш эгри чизиги v ни — v га алмаштиришга нисбатан носимметрик бўлади. Бу носимметрикликка биноан v тезликни ва шунингдек, ютилиш максимумининг частотасини аниқлаш мумкин бўлди. Гравитация назариясига мос равишда тажриба бинафша томонга силжиш борлигини кўрсатди. Манба ва кузатувчи ўз ўринларини ўзаро алмаштирганларида гравитация силжиши тескари томонда, яъни қизил ранг томонда бўлар эди. Агар назарий силжишни ($2,5 \cdot 10^{-15}$) бирлик сифатида қабул қилсак, тажриба маълумотлари 4 % хатолик билан уни тўла тасдиқлайди, шунинг учун

$$\left(\frac{\Delta v}{v_0}\right)_{\text{тажр}} = \left(\frac{\Delta v}{v_0}\right)_{\text{назария}} \quad (4.30)$$

деб ёзиш мумкин бўлади. Паунд ўз тажрибасида эришилган аниқликни сўнги аниқлик деб ҳисобламайди; ^{67}Zn ядроларидан фойдаланилганда аниқликни фоизнинг ўндан ва ҳаттоки юздан бир улушларигача етказиш мумкин.

4.8- §. Ички конверсия электронлари

Гамма-квантни нурлантириш, атом ядросини ортикча энергиядан озод қилишга олиб келувчи бирдан-бир жараён эмас. Ядронинг кулон майдони ҳамма қўзғалиш энергиясини атом электронига бериши ҳам мумкин. Бу ҳолда ядро асосий ҳолатга γ -квант нурлантирмасдан ўтади, атомдан эса ички конверсия электрони чиқарилади, яъни қўзғалган ядролар ўз энергияларининг бир бўлагини γ -квантларга, қолган бўлагини эса атом электронларига беради. Бу ҳолда қўзғалган ядроларнинг парчаланиши ички конверсия коэффиценти билан характерланади. Ички конверсия электронларини сочиш ядрони ортикча энергиядан озод қилишнинг қўшимча механизмини ташкил этади. Шунинг учун ички конверсия коэффиценти электронлар сони N_e нинг $N_e + N_\gamma$ тўла парчаланишлар сонига эмас, балки одатда оддий γ -квантлар чиқариб ўтадиган N_γ парчаланишлар сонига нисбатидан аниқланади:

$$\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma}. \quad (4.31)$$

Ядрога энг яқин K электронга энергияни бериш эҳтимоллиги каттарок. Лекин ички конверсия электронлари эмиссияси L , M ва χ . к. атом қобикларидан бўлиши ҳам мумкин.

Агар электроннинг ϵ_k боғланиш энергиясини ядронинг қўзғалиш энергияси $\hbar\nu$ га нисбатан ҳисобга олмасак ($\epsilon_k \ll \hbar\nu$), яъни $\hbar\nu - \epsilon_k \approx \hbar\nu$ бўлса, у ҳолда ички конверсия коэффицентининг тақрибий қиймати K -қобикдаги конверсияда жуфтлик бўйича рухсат этилган ўтиш учун қуйидагича бўлади:

$$\alpha_k(L) \approx Z^3 \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^4 \frac{L}{L+1} \left(\frac{2mc}{\hbar\nu} \right)^{L+\frac{5}{2}}. \quad (4.32)$$

Электронларнинг ядро билан соф электр таъсирлашувчи учун олинган хусусий ҳолдаги бу тақрибий ифода конверсия коэффицентининг ядро зарядига ва ўтишнинг энергияси ҳамда мультиполлигига боғлиқлигини кўрсатиш учун келтирилган. Конверсия коэффицентининг Z га боғлиқ равишда жуда тез орта боришини тушуниш осон. Чунки Z ўсиши билан ядро ўлчами катталашади ва K -қобик радиуси кичиклашади, бунинг натижасида K -электронларнинг ва ядро тўлқин функцияларининг қопланиши ортади. Шу нуқтаи назардан атом қобиклари

номерининг ортиши билан конверсия коэффициентининг кучли камайиши тушунарлидир.

Электронларнинг K , L , M ва ҳоказо конверсия эҳтимолликлари ўртасидаги муносабат

$$\lambda_K > \lambda_L > \lambda_M \dots$$

каби бўлади, яъни бу эҳтимоллик ядро яқинида электронни топиш эҳтимоллиги тартибида камайиб боради. Тула ички конверсия коэффициенти ҳар хил электронлар конверсия коэффициентларининг йиғиндисидан иборат:

$$\alpha = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots \quad (4.33)$$

Электромагнит ўтишининг мультиполь тартиби L нинг ортиши билан ядронинг қўзғалган ҳолатида гамма-ўтишга нисбатан яшаш вақти ортади ва, демак, конверсия йўли билан ўтиш эҳтимоли ортади. Гамма-квант энергиясининг ортиши билан ядронинг γ -ўтишга нисбатан яшаш вақти тез камаяди, шунинг учун ички конверсия ҳиссаси ҳам камаяди.

Электрон конверсияси ҳодисаси билан танишгач, у ёки бу изотопнинг β -спектрида баъзан монохроматик электронлар гуруҳи учраб қолиш сабабини тушуниш қийин бўлмайди.

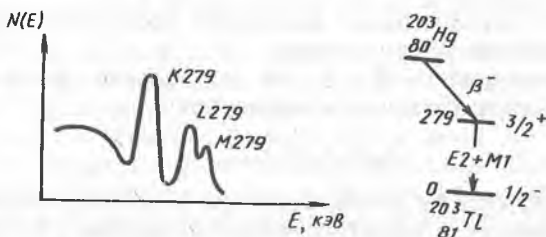
Ички конверсия ҳодисасида ядронинг қўзғалиш энергияси электроннинг ядро билан боғланишини енгишга ва унинг E_i кинетик энергиясига сарф бўлади:

$$\left. \begin{aligned} E_K &= \hbar\nu - \epsilon_K \\ E_L &= \hbar\nu - \epsilon_L \end{aligned} \right\} \quad (4.34)$$

бу ерда ϵ_K , ϵ_L — атомнинг тегишли қобикларидаги электронларнинг боғланиш энергияси. Ядронинг қўзғалиш энергияси ва электроннинг боғланиш энергияси факат муайян қийматларга эга бўлганлиги учун ички конверсия вақтида электронларнинг дискрет энергетик спектри ҳосил бўлади. β -парчаланишнинг ички конверсиядан асосий фарқи ҳам мана шунда (4.14- расм).

Ички конверсиядан сўнг характеристик рентген нури ва оптик спектрал чизиқнинг қайта нурланиши бошланади, чунки атом қобиғидаги электрондан бири ядро яқинида бўшаган жойга ўтади, бошқа электрон «қочок» электрон ўрнига ўтади ва х. к.

Кичик Z ($Z < 20$) ва катта қўзғалиш энергиялари ($E_\gamma \gg$



4. 14- расм. ^{203}Hg изотопининг узлуксиз β - спектри ва унинг устига тушган ички K , L , M конверсия электронларининг мос спектри чиқиқлари қўшилган β - спектрининг кўриниши (кэВ).

$\geq 2,5$ МэВ) соҳасидан бошқа ҳамма ҳолларда ички конверсия коэффиценти ўлчаш учун етарли даражада катта бўлади. Баъзан $\hbar\nu$ жуда кичик бўлганда, айниқса катта L мультиполликлар учун ички конверсия коэффиценти шундай катталашиб кетадики, бунда умуман γ -нурланишни пайқаш мумкин бўлмай қолади. Бундай пайтларда керакли маълумот қобиклардаги ички конверсия коэффицентларини солиштириш йўли билан олинади. Масалан,

$$\frac{K}{L} = \frac{N_e(K)}{N_e(L)}, \quad (4.35)$$

бунда

$$N_e(L) = N_e(L_1) + N_e(L_2) + N_e(L_3).$$

Конверсия коэффицентлари орқали (4.35) ни шундай ёзиш мумкин:

$$\frac{K}{L} = \frac{\alpha_K}{\alpha_{L_1} + \alpha_{L_2} + \alpha_{L_3}}. \quad (4.36)$$

Агар энергия нуктаи назаридан K -конверсия мумкин бўлмай қолса, унда L қобиклар коэффицентларининг нисбати

$$\left(\frac{\alpha_{L_1}}{\alpha_{L_2}}, \frac{\alpha_{L_2}}{\alpha_{L_3}} \text{ ёки } \frac{\alpha_{L_1}}{\alpha_{L_3}} \right)$$

дан фойдаланилади. Кўпинча бу нисбатлар $\frac{K}{L}$ қийматга нисбатан γ -ўтишнинг турига сезгирроқ. Қайси нисбатнинг муҳимлиги ядро зарядига, мультиполликка ҳамда жуфтликнинг ўзгаришига боғлиқ. Шундай ҳоллар ҳам бўлади-

ки, L конверсия L_1 , L_2 ва L_3 қобикларнинг икkitасидагина бўлиб ўтади. Ҳар ҳолда бундай нисбатлар назарий йўл билан қўлаб олимлар томонидан ҳисоблаб чиқилган.

Ядронинг қўзғалиш энергияси $2mc^2 = 1,22$ МэВ дан катта бўлса, у ҳолда ядронинг кулон майдонида атом ядросининг ҳамма қўзғалиш энергиясини олиб кетувчи электрон-позитрон жуфти (e^- , e^+) ҳосил бўлиши мумкин. Электрон-позитрон жуфтининг ҳосил бўлиши γ -квантнинг айланиши эмас, балки фақат ядро қўзғалиш энергиясини ички электрон конверсияси жараёнига ўхшаб ташқи фазога узатувчи қўшимча жараёндир. Бундай жараён эҳтимоллиги γ -квант эмиссияси эҳтимоллигига нисбатан ҳар доим кичик: жуфт ҳосил қилиб парчаланиш γ -квант сочиб ўтадиган парчаланишнинг $\sim 10^{-4}$ қисмини ташкил этади ва қўзғалиш энергияси ортиб бориши билан бу улуш ортиб бориб $\sim 0,1$ % га етиши мумкин.

Ички конверсияга қарама-қарши ўларок, жуфт ҳосил қилиб ўтувчи конверсия эҳтимоллиги ички конверсия ҳодисасига тескари равишда ядро заряди ва ўтиш мультиполлиги ортиши билан камаё боради. Жуфт ҳосил бўлганда $E_{\text{ж}} = \hbar\nu - 2mc^2$ кинетик энергия электрон, позитрон ва туртки атом орасида тақсимланади. Атом массаси катта бўлгани учун деярли барча энергияни электрон ва позитрон олиб кетади.

Жуфт ҳосил қилиш йўли билан бўлиб ўтадиган ички конверсия ҳодисасини тажрибада биринчи бўлиб 1934 йилда машҳур совет физиклари А. И. Алиханов ва А. И. Алиханян кашф этдилар. Шу вақтнинг ўзида бу ҳодисани АҚШ да П. Блеккет ҳамда Т. Оккиалини ҳам кузатган эди. Жуфтлик ҳосил қилувчи зарралар (e^- , e^+) ядронинг кулон майдони таъсирида ҳар хил энергия билан чиқиб кетади. Бу нисбатан кичик кулон таъсирини ҳисобга олмаганда электрон-позитрон жуфти нолдан максимал энергия $E_{\text{ж}}$ гача бўлган диапазондаги ва $\frac{1}{2} E_{\text{ж}}$ га нисба-

тан симметрик туташ энергия спектрига эга.

Ҳозирги вақтда ички конверсия коэффициентлари ядро зарядининг нурланиш мультиполлиги ва энергиясининг ҳар хил қийматлари учун ҳисоблаб чиқилган ва улар жадвалларда келтирилади. Ядро спектроскопияси учун ички конверсия коэффициентларининг ҳисобланган қийматлари муҳим аҳамият касб этади. Уларни тажрибада олинган қийматлар билан солиштириб, нурланиш табиати аниқланади. Ҳозир ички конверсия коэффициентларини

юқори аниқлик билан ўлчаш имкониятларини берувчи гамма ва бета-спектрометрлар кашф этилган.

Ядронинг асосий ҳамда қўзғалган ҳолатларининг спинлари нолга тенг бўлса ($I_i = I_f = 0$), моментларнинг сақланиш қонунига мувофиқ битта гамма-квантнинг чиқарилиши ман этилган, иккитасини чиқариш эҳтимоллиги эса жуда кичик. Бундай вақтларда ядронинг асосий ҳолатга ўтиши фақат конверсия электронлари чиқариш йўли билан бўлади. Бу ўтишлар ядро спектроскопиясида *монополь ўтишлар* деб аталиб, уни тадқиқ қилиш муҳим масала ҳисобланади. Монополь ўтишлардаги жуфт конверсиянинг эҳтимоллиги ЎзССР ФА Ядро физикаси институти ядро спектроскопияси лабораториясининг ходимлари томонидан ҳисобланган.

4.9- §. Изомер ядролар

Кўриб ўтганимиздек (4.3- §), атом ядроларининг қўзғалган ҳолатининг гамма-квантларга нисбатан яшаш вақти ядронинг дастлабки (нурлангунча) ва сўнгги ҳолатлар энергиялари фарқи ва спин айирмасига боғлиқ. (4.1) га асосан (4.4) ва (4.5) формулаларни E ўтиш энергиялари орқали ифодаласак, сатҳларнинг яшаш вақтлари EL хил ўтишлар учун

$$T(EL) \sim E^{-(2L+1)} A^{\frac{2L}{3}}, \quad (4.37)$$

ML хил ўтишлар учун

$$T(ML) \sim E^{-(2L+1)} A^{\frac{-2L-2}{3}} \quad (4.38)$$

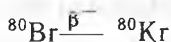
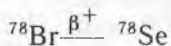
формула орқали ифодаланади. Бунда A ядронинг массаси сони ($R = r_0 \cdot A^{\frac{1}{3}}$). Шунинг учун атом ядросининг изомерияси асосий ва пастки қўзғалган ҳолатларининг спинлари жуда катта фарқ қилувчи атом ядроларида кенг тарқалган.

Табиий радиоактив оилаларнинг бета-парчаланиши вақтида ^{234}Th дан ^{234}Pa ҳосил бўлади. Бундай парчаланиш вақтида ^{234}Pa билан биргаликда баъзида қўзғалиш энергияси 0,4 МэВ га яқин бўлган ^{234}Pa изотопининг яна бошқа қўзғалган ҳолати ҳам ҳосил бўлади. ^{234}Pa изотопининг β^- -емирилишига нисбатан ярим парчаланиш даври 6,7 соат бўлиб, қўзғалган бета-радиоактив ядро

ҳолатининг ярим парчаланиш даври эса бошқача — 1,22 мин га тенг. Шунинг учун 1921 йилда О. Ган томонидан аниқланган ^{234}Pa нинг қўзғалган ҳолати *мустақил изомер* номини олди. Заряд ва масса сонлари бир хил бўлиб, радиоактив парчаланиш механизми ва тезлиги турлича бўлган ядроларнинг мавжудлик ҳодисаси ядро изомериясининг мисолидир.

Бирок табиий радиоактив изотоплар орасида ^{234}Pa изомери ягона мисол ҳисобланади. Бу ҳодисанинг хусусиятини ўрганиш 1935 йилда ^{79}Br ядросининг нейтронни ютишидан ҳосил бўладиган ^{80}Br радиоактив изомери олинганидан сўнггина кенг тус олиб кетди.

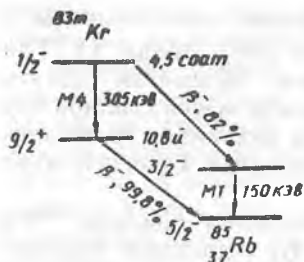
И. В. Курчатов ва унинг ходимлари бромнинг табиий ^{79}Br ва ^{81}Br изотоплари аралашмасидан α -актив ^{80}Br ва ^{82}Br изотопларини тайёрлаб, уларда уч хил — 17,6 мин, 4,58 ва 34 соатли ярим парчаланиш даврга тенг бўлган β -парчаланишни аниқладилар. Сўнггра ^{79}Br ва ^{81}Br ни гамма-квантлар билан бомбардимон қилиб,



β -актив изотоплар олишди. Бунда 6,4 мин, 17,6 мин ҳамда 4,58 соат даврли радиоактивлик топилди. Иккала тажриба натижаларини солиштириб кўриб, 17,6 мин ва 4,58 соатли ярим парчаланиш даврлари ^{80}Br изотопига тегишли эканлигини пайкаш қийин эмас. Шундай қилиб, ^{80}Br ядроси икки хил изомер — асосий ва узоқ яшовчи қўзғалган ҳолатларда бўлар экан (3.3- расмга к.)

^{80m}Br изотопини ҳосил қилувчи ядро реакцияси натижасида ядро 3.3- расмда кўрсатилгандек асосий ҳолатда ёки 85 кэВ энергияли қўзғалган ҳолатда вужудга келиши мумкин. Бу ҳолатнинг моменти асосий ҳолат моментида жиддий фарқ қилгани сабабли асосий ҳолатга ўтиш эҳтимоллиги кичик. Асосий ҳолатда ^{80}Br ядроси 17,6 мин давр билан парчаланadi. Аммо бу асосий ҳолатнинг ўзи 5^- спинли қўзғалган ҳолатнинг 4,5 соатга тенг ярим парчаланиш даври билан (5^-) М3 (2^-) М1 (1^-) каскадли гамма-нурланиши оқибатида содир бўлади. 4.15- расмнинг таҳлили ўқувчига ҳавола қилинади.

Яна бир мисол. Асосий ҳолатда барқарор бўлган ядро изомерларидан бири гамма-квант чиқариш йўли билан



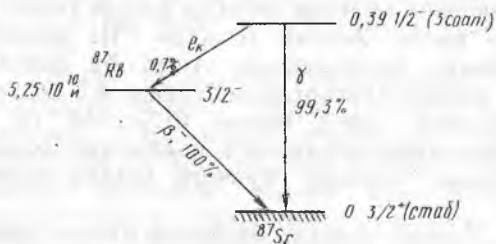
4. 15- расм. ^{85}Kr изомер 4,5 соатли ва 10,8 йиллик сатҳларининг парчаланиши (кэВ).

барқарорланишини кўриб ўтайлик. Бунга ^{87}Sr изомер сатҳининг парчаланиши мисол бўлади. Изомер ҳолатда K - камраш йўли билан ^{87}Sr (4.16- расм) ^{87}Rb ядросига айланади. Аммо рубидийнинг асосий ҳолат энергияси стронцийнинг асосий ҳолат энергиясидан юқори бўлганлиги учун β^- - парчаланиш йўли билан ^{87}Rb яна ^{87}Sr га айланади. ^{87}Rb асосий ҳолати билан ^{87}Sr изомер ҳолатининг спинлар фарқи

кичик бўлганлигидан, бунда γ - квант чиқариш йўли билан K - камраш жараёни рақобатда бўлади. Бундай парчаланиш ҳар бир ўтишда нейтрино чиқариш билан кузатилади.

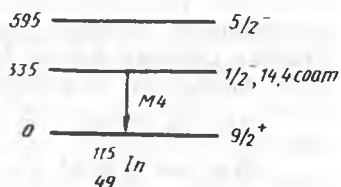
^{115}In ҳам изомер ядродир (4.17- расм). Унинг асосий ҳолатининг характеристикаси $I^\pi = 9/2^+$, биринчи сатҳ энергияси кичик — 335 кэВ ($1/2^-$). Шунинг учун бу сатҳлар орасидаги гамма-ўтиш $M4$ табиатли бўлиб, (4.38) формулага асосан қатъий ман этилган: $T(335 \text{ кэВ}, M4) = 14,4 \text{ соат}$.

Бу изомер сатҳни текшириш учун қобик моделда ^{115}In нинг протонлар сони сеҳрли протон сони 50 дан биттага кам эканлигини, яъни протон «тешик» борлигини эслаш кифоя. Протон тешик асосий ҳолатда $2p_{1/2}$ қўзғалган ҳолатда эса $1g_{9/2}$ сатҳни эгаллайди. Шундай қилиб, изомерия ҳодисаси асосий ҳолат яқинида ҳаракат микдори моменти асосий ҳолатникидан бир неча $\hbar$ бирликка фарқ қилувчи сатҳ мавжудлигига боғлиқдир. Умуман олганда, ядро изомерлари элементларнинг даврий системасида текис тарқалган эмас.

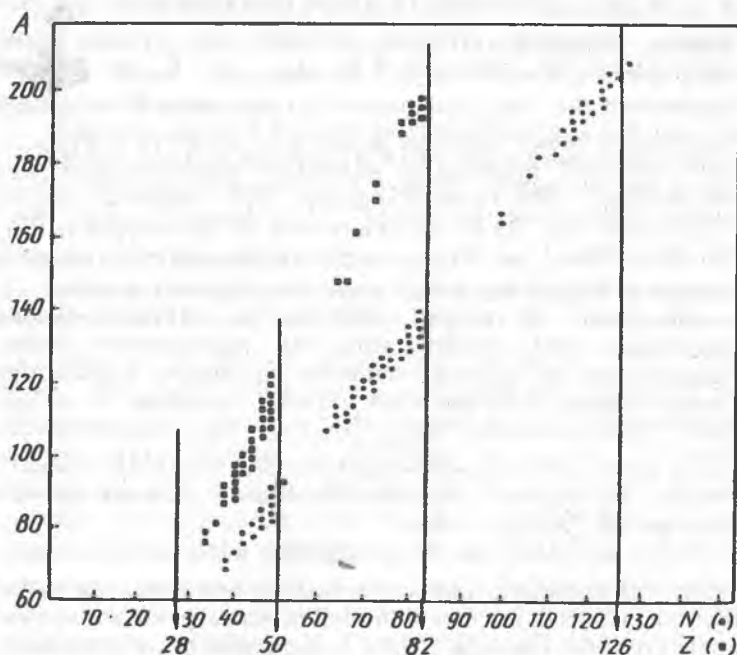


4.16- расм. ^{87}Sr ядронинг изомер сатҳининг парчаланиши (кэВ).

Қўпчилик изомер сатҳлар атом номери Z ва нейтрон сонлари N сеҳрли сонлар 50, 82 ва 126 дан олдинроқ келадиган ядроларда кўп учрайди (4.18- расм). Жумладан, $^{86}_{37}\text{Rb}_{49}$ ($N=49$), $^{131}_{52}\text{Te}_{79}$ ($N=79$ сеҳрли 82 га яқин). $^{199}_{80}\text{Hg}$ (бунда $Z=80$ сеҳрли 82 га яқин) ва ҳоказолар изомер ҳолатларга эга. Бу хусусиятни қобик модель асосида тушуниш мумкин. Ҳақиқатан ҳам, ядро қобиклари тўлдирилиш олдида асосий ҳолатга яқин жойлашган моменти катта бўлган энергия сатҳлари пайдо бўлишини ҳисоблаб чиқиш қийин эмас. Масалан, 50 нуклонли қобикдан олдин $1g_{9/2}$ 80 ли қобикдан олдин $1h_{11/2}$ ва 126 ли қобикдан олдин $1i_{13/2}$ каби жуда катта спинли янги



4.17- расм. ^{115}Jn изотопининг изомер сатҳининг парчаланиши (кэВ).



4.18- расм. Узоқ вақт яшовчи масса сони (A) тоқ бўлган изомерларнинг тоқ сонли нуклонлар (Z ёки N — тоқ) сонига мос тақсимооти.

сатҳларнинг айниқса, тоқ нуклонли ядроларда пайдо бўлиши спинлар фарқи ΔI нинг ортиши, сатҳлар энергиялари фарқининг камайишига олиб келади:

$$39 \leq \text{тоқ } N \leq 49 \quad (3p_{1/2} \text{ ва } 5g_{9/2} \text{ сатҳлар}),$$

$$69 \leq \text{тоқ } N \leq 81 \quad (3s_{1/2}, 4d_{1/2} \text{ ва } 6h_{11/2} \text{ сатҳлар}),$$

$$111 \leq \text{тоқ } N \leq 125 \quad (4p_{1/2}, 4p_{3/2}, 5f_{5/2} \text{ ва } 7i_{13/2} \text{ сатҳлар})$$

Енгил ядроларда изомер ҳолатларнинг бўлмаслигига сабаб — I ва III қобикдаги $1s_{1/2}$, $2p_{1/2}$ ва $p_{3/2}$ ҳолатлар оралиғидаги ўтишларда спинларнинг бирдан катта эмаслигидир. III қобикқа мос келувчи $2s_{1/2}$, $3d_{3/2}$ ва $3d_{5/2}$ ҳолатлар орасидаги спинлар фарқи иккидан катта эмас. Шунинг учун II ва III қобикларнинг тўлдирила бошланишида жуда кам вақт яшовчи изомер ҳолатлар вужудга келади.

Изомер ҳолатлар, айниқса, IV ва V қобикларнинг $3p_{1/2}$ ва $5g_{9/2}$ ҳолатлари тўлатила бошланишида вужудга келади. Олдинги тўртала қобикда 28 нуклон жойлашганлиги, $3p_{3/2}$ ҳолатда 4 ва $4f_{5/2}$ да 6 та нуклон бўлганлигидан, $3p_{1/2}$ ҳолатнинг тўлдирилиши 39 заррадан бошланади. Якка заррали моделга кўра 30 та нейтронли ёки протонли ядроларда ҳолатлар жуфтлигининг ҳар хиллигидан, M4- гамма-ўтишлар рўй бериши керак. Ҳақиқатан ҳам, 39 та протонли ёки 39 та нейтронли $^{87}_{39}\text{Y}$, $^{89}_{39}\text{Y}$, $^{91}_{39}\text{Y}$, $^{69}_{39}\text{Zr}$ ва $^{71}_{39}\text{Ge}$ каби ядроларда M4 хилдаги ўтишга эга бўлган изомер ҳолатлар борлиги маълум.

39 тадан 50 тагача протон ёки нейтрон бўлган ядроларда ҳам изомер ҳолатлар кузатилиши керак. Ҳақиқатдан, бу ядролар биринчи изомерлар «орол» ини ташкил этиши. 4.18- расмдан кўриниб турибди. VI қобикнинг тўлдирилишида $6h_{11/2}$, $3s_{1/2}$ ва $4d_{1/2}$ ҳолатларнинг ўзаро яқин жойлашганлигидан изомер ҳолатлар вужудга келади. Бу гуруҳга кирувчи изомерлар иккинчи изомер «ороли» ни ташкил этади.

$7i_{13/2}$, $4p_{1/2}$, $4p_{3/2}$ ва $5f_{5/2}$ ҳолатлар яқин жойлашганлигидан VII қобик тўлдирилишида ҳам изомер ҳолатлар пайдо бўлади. Сўнгги ўн йил мобайнида изомер ҳолатларнинг янги турлари топилди. $^{113}_{48}\text{Cd}$ ядросини қараб чиқамиз; унинг тоқ нейтрони — олтимиш бешинчи нейтрон асосий ҳолат спинининг экспериментал қиймати $I = 1/2$ билан мос

келиши учун $3S_{1/2}$ ҳолатда бўлиши керак. Шу қобикнинг ўзида бошқа мумкин бўлган тўлдирилмаган ҳолатлар қуйи жойлашган $2d_{3/2}$ ва $1h_{11/2}$ сатҳлар бўлса керак. Агар биринчи қўзғалган сатҳ $1h_{11/2}$ бўлса, у ҳолда асосий ҳолатга γ -ўтиш $h_{11/2} \rightarrow s_{1/2}$ (спинлар фарқи $\Delta I = 5$; жуфтлик ўзгаради) $E5$ -ўтишдан иборат бўлиб, жуда катта яшаш вақтига эга бўлади. Тажрибада кузатиладиган ^{113m}Cd изомер учун $T = 14$ йил; у асосан β -парчаланadi.

^{111}Cd ядросида ҳам олдингига ўхшаш манзара кузатилади: асосий ҳолатнинг спини $I = \frac{1}{2}$ ва олтмиш учинчи нейтрон $3s_{1/2}$ ҳолатда жойлашган. $1h_{11/2}$ сатҳ асосий ҳолатдан 0,396 МэВ юқори жойлашган ва унинг ярим парчаланиш даври 49 мин га тенг. γ -ўтиш тўғри асосий ҳолатга бўлмай, ундан 0,247 МэВ юқори ётган $2d_{5/2}$ оралик ҳолатга бўлиши кузатилади; демак, спинлар фарқи $\Delta I = 3$; ҳа (жуфтлик ўзгаради), яъни бу $E3$ -ўтишдир. $2d_{5/2}$ сатҳ ўз навбатида асосий ҳолатга парчаланadi; бу ўтиш учун $\Delta I = 2$; йўқ (жуфтлик ўзгармайди), экспериментал ярим парчаланиш даври бу $E2$ -ўтиш учун $8 \cdot 10^{-8}$ с га тенг.

Нейтрон сонлари 63 дан 81 гача бўлган ^{111}Cd ва ^{137}Ba оралиғидаги кўп микдордаги жуфт-ток изомерларни худди юқоридагидек тушунтириш мумкин. Кўпчилик жуфтларнинг юқори ҳолати $1h_{11/2}$ бўлади ва бунга мос изомер ўтишлар деярли ҳамма вақт $h_{11/2} \rightarrow d_{3/2}$ бўлади, $\Delta I = 4$; ҳа (жуфтлик ўзгариб туради); шундай қилиб, бу изомер ўтишлар $M4$ -бўлиб, $M1$ -ўтиш ($d_{3/2} \rightarrow s_{1/2}$) иштирокида кузатилади. Жуфт-ток ядроларда, масалан, ^{195}Pt , ^{197}Pt , ^{197}Hg , ^{199}Hg ва ^{207}Pb кейинги нейтрон қобиклари (82 дан 126 гача) қисман тўлдирила бошланганда, узоқ яшовчи изомер сатҳи, одатда, $1i_{13/2}$ бўлади ва $i_{13/2} \rightarrow f_{5/2}$ ўтишлар $M4$ -типта рўй беради. $M4$ -изомер ўтишларнинг бошқа гуруҳи, ток нуклонлар сони 50 дан кичик бўлган соҳада $g_{9/2}$ ва $p_{1/2}$ сатҳлар оралиғида пайдо бўлади. Сезиларли микдорда ток-ток изомерлар мавжуд, бироқ икки нуклонли ҳолатларнинг конфигурациясини аниқлаш қийин бўлганлиги сабабли, бу изомерларни одатдаги маълум усуллар билан синфларга ажратиб бўлмайди. Шунингдек,

бир неча жуда кизиклари жуфт-жуфт изомерлар бор. Уларнинг бири учун $^{74m}_{32}\text{Ge}$ ($\tau=3\cdot 10^{-7}\text{с}$, $E=0,69\text{ МэВ}$) асосий ва биринчи кўзғалган ҳолатларда $I^\pi=0^+$; $0\rightarrow 0$ типдаги ўтиш шундай қилиб, ўтиш энергиясининг анча катта бўлишига қарамай, бутунлай ички электрон конверсияси нурланиши ҳисобига рўй беради ((4.6) танлаш қондасига биноан). Кўпгина жуфт-жуфт изомерлар жуда кичик яшаш вақтига эга; ажойиб истиснолардан бири $^{180m}_{72}\text{Hf}$ ядроси ($T=5,5$ соат).

4.10- §. Монополь ўтишлар

Юқорида кўрганимиздек, ядро I_i спинли ҳолатдан I_f спинли ҳолатга ўтганда нурланадиган γ -квантнинг мультитоллиги қуйидаги таълаш қондасига бўйсунди:

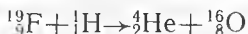
$$|I_i - I_f| \leq L \leq |I_i + I_f|.$$

Бу шартдан кўриниб турибдики, ядро спини ноль ($I_i = 0$) бўлган бир ҳолатдан спини ноль ($I_f = 0$) бўлган иккинчи ҳолатга битта квант чиқариб ўтиши мумкин эмас, чунки квантнинг ҳаракат моменти L бирдан кичик бўла олмайди. Ядронинг бошланғич ва сўнгги ҳолатлари спинлари $I_i - I_f = 0$ бўлган ўтишлар $0 \rightarrow 0$ ёки *монополь ўтишлар* номи билан машхур. $0 \rightarrow 0$ ўтишларда битта γ -квант нурланиш мутлақо тақиқланган. Лекин атом қобикларидаги электронлардан бири ядро ичига кириб қолса, ядро билан электрон ўзаро таъсирда бўлиши ва $0 \rightarrow 0$ ўтишлар конверсия электронлари чиқариш йўли билан ўтиши мумкин.

$0 \rightarrow 0$ ўтишлар жуфтлиги ўзгарадиган (EO -ўтишлар) ва ўзгармайдиган (MO -ўтишлар) ўтишларга бўлинади. Ядронинг ўтиш ҳолатларининг жуфтликлари бир хил бўлгандаги монополь ўтишларда γ -квантсиз, фақат конверсион электронлар нурланиши кузатилади. Агар $0 \rightarrow 0$ ўтишларда, ҳолатлар жуфтлиги ҳар хил бўлса, яъни ўзгарса, ядро ортиқча энергиясидан битта квант ёки битта электрон чиқариш йўли билан қутула олмайди. Лекин ядро спинини ўзгармаган ҳолда ортиқча энергиядан қутулиши учун ўзидан иккита квант чиқариши шарт. Бундай ўтишларда γ -нурланиш спектри туташ бўлади.

Ҳозирги вақтда тадқиқотчилар ўнлаб ядроларда $0 \rightarrow 0$ ўтишларни ўрганганлар. Масалан, ^{140}Ce ва ^{214}Po ларнинг 1905 ва 1414 кэВ энергияли сатҳлари мос равишда γ -квантларсиз 1905 ва 1414 кэВ энергияли конверсион

электронлар чиқариб парчаланади. Бу сатҳларнинг ўртача яшаш вақтлари $\approx 10^{-12}$ с. ^{16}O даги $0-0$ ўтишни батафсилроқ кўриб чиқайлик. ^{16}O нинг кўзғалган ҳолатлари (4.19-расм).

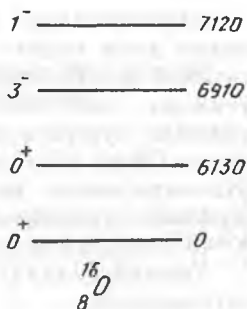


реакция воситасида вужудга келади. Унинг 6,13; 6,91 ва 7,12 МэВ энергияли сатҳларининг парчаланишида чиқаётган γ -квантларни кузатиш мумкин (сатҳ жуфтликлари ҳам 4.19-расмда келтирилган). Аммо экспериментларда ҳалигача ҳеч ким 6,05 МэВ энергияли γ -квантни қайд қилган эмас. Ядро бу кўзғалган сатҳдан асосий ҳолатга фақат ички конверсия электрон-позитрон жуфтини чиқариб ўтгани тажрибаларда тасдиқланади. ^{16}O нинг 6130 МэВ энергияли биринчи кўзғалган ҳолатининг спини ва жуфтлиги асосий ҳолат спини ва жуфтлигига мутлақо ўхшаш: $0^+ \rightarrow 0^+$.

Лекин ҳалигача туташ спектрга эга бўлган γ -нурлар чиқариб MO -типдаги ўтишлар борлигидан дарак берувчи далиллар мавжуд эмас $M1$, $E2$ -типдаги рухсат этилган ўтишлар бор жойда, масалан, $2 \rightarrow 2$ ўтишларда, албатта, $E0$ -типдаги ўтишларнинг ҳам ҳиссаси бор. Масалан, ^{192}Pt , ^{196}Pt , ^{198}Hg ва бошқа қатор жуфт-жуфт ядроларда $2 \rightarrow 2$ ўтишлар кузатилган.

β -парчаланиш пайтида ядродан электронлар чиққани каби $E0$ -ўтишлар ҳам квант ўтиш пайтида ядро ичидаги электр зарядларининг радиал тақсимотининг ўзгаришидан келиб чиқади. Шунинг учун ҳам $0-0$ ўтишларни назарий ва экспериментал ўрганиш ядро кўзғалган ҳолатларининг табиатини тадқиқ қилишни ва мос равишда ядро моделларини (VI бобга қ.) танлаб олишнинг энг самарали услубидир.

Ҳаракат микдорининг сақланиш қонунидан юқорида кўрганимиздек, $E0$ -ўтишлар фақат спинлари ва жуфтликлари бир хил бўлган, яъни $I_i = I_f = 0$ ёки $I_i = I_f \neq 0$ ҳолатлар орасидагина мавжуд. Биринчи ҳолда $E0$ -ўтиш мумкин бўлган якка-ю ягона $0-0$ ўтиш. Иккинчи ҳолда эса ($I_i \rightarrow I_f$ ўтиш) $E0$ -типидаги ўтиш ML ва EL типдаги ўтишлар билан рақобатда бўлади.



4. 19- расм. Кислород-16 нинг сатҳлари схемасининг бир қисми (МэВ).

EO- ўтишларни вужудга келтирувчи ядро протонлари билан атом қобиғи электронлар орасидаги кулон ўзаро таъсири ядро ичида рўй беради. Демак, электр монополяр ўтишлар электронлар ядро ичига кириб қолганлиги туфайли вужудга келади. Бу ҳол конверсион электронларни ёки қўзғалиш энергияси $> 2m_e c^2 = 1,02$ МэВ бўлганда ички конверсиянинг бир электрон-позитрон жуфтini нурланишига олиб келади. Ядрога энг яқин *K*- қатламдан конверсия эҳтимоллиги максимал бўлади.

Умумий ҳолда $0^+ \rightarrow 0^+$ типдаги *EO*- ўтишларнинг тўла эҳтимоллиги

$$w(E0) = w_e(E0) + w_{ж}(E0) + w_{γγ}(E0)$$

формула билан ифодаланади. Бунда w_e — *K*, *L* ва *M* қатламдаги электрон конверсиясининг эҳтимоллиги; $w_{ж}$ ва $w_{γγ}$ — мос равишда ички конверсиянинг электрон-позитрон жуфтini чиқариш ва икки фотонли ўтишнинг эҳтимолликлари. Икки фотонли жараён эҳтимоллиги энг кичик. Шунинг учун *EO*- ўтиш эҳтимоллигини ҳисоблашда

$$w(E0) = w_e(E0) + w_{ж}(E0)$$

формула билан чекланилади. Ўзаро рақобатда бўлган электрон ва жуфтлик конверсия жараёнларининг эҳтимолликлари

$$w_e(E0) = \Omega_e(E0) \rho^2$$

$$w_{ж}(E0) = \Omega_{ж}(E0) \rho^2$$

билан аниқланади. Бунда ρ — монополнинг ядро матрица элементи, $\Omega_e(E0)$ ва $\Omega_{ж}(E0)$ — мос равишда электрон ва жуфтлик конверсияларининг келтирилган эҳтимолликлари. Бу ерда ρ , $\Omega_e(E0)$ ва $\Omega_{ж}(E0)$ ларнинг мураккаб

формулаларини келтиришнинг зарурияти йук
$$\frac{w_e(E0)}{w_{ж}(E0)}$$

нисбат $0 \rightarrow 0$ ўтишда ядро структурасининг моҳиятини тушунишга имкон беради. Қайд қилиб ўтиш лозимки, $\Omega_e(E0)$, $\Omega_{ж}(E0)$ ва ρ катталикларнинг ҳозирги замон аниқ қийматларининг жадвалларини Р. Б. Бекжонов ходимлари билан тузган. Тажриба натижаларини қилинган назарий ҳисоблар билан таққослаш ўтказилган ҳисоблар тажрибаларга етарлича мос келишини кўрсатди (4.5- жадвал).

Электрон ва жуфтлик конверсия эҳтимолликлари экспериментал
нисбатларини назария билан солиштириш

Ядро	ЕО- ўтишнинг энергияси, кэВ	$\frac{w_e(E0)}{w_{ж}(E0)}$ тажриба	$\frac{w_e(E0)}{w_{ж}(E0)}$ Бекжонов ва ходимла- ри назарияси бўйича
^{16}O	6052	$(4,00 \pm 0,46) \cdot 10^{-5}$	$1,3 \cdot 10^{-5}$
^{40}Ca	3350	$(6,94 \pm 0,20) \cdot 10^{-3}$	$8,4 \cdot 10^{-3}$
^{42}Ca	1836	$(1,11 \pm 0,22) \cdot 10^{-1}$	$1,3 \cdot 10^{-1}$
^{90}Zr	1752	$2,08 \pm 0,08$	2,9
^{140}Ce	1905	6,3	8,7
^{214}Po	1414	440—625	446

Икки квантли жараёни ҳисобга олмасак, $E0$ -ўтишнинг тўла эҳтимоллигидан сатҳнинг $E0$ -ўтишга нисбатан яшаш вақти τ ни шундай ҳисоблаш мумкин:

$$w(E0) = w_e(E0) + w_{ж}(E0) = \frac{1}{\tau}$$

ёки

$$\tau = \frac{1}{w(E0)}.$$

Электрон ва жуфтлик конверсия эҳтимолликлари нисбатининг тажрибада олинган қиймати орқали ядро муҳитининг нейтрон ва протон ташкил этувчиларининг ўзаро алоқадорлигини аниқловчи электрон ва жуфтлик конверсияларининг матрица элементлари нисбати миқдори топилади. Электрон ва жуфтлик конверсияларининг келтирилган эҳтимолликлари ва улар нисбатларининг Р. Б. Бекжонов ва ходимлари томонидан ҳисобланган қийматлари 4.20- ва 4.21- расмларда келтирилган.

Тажрибалардан ядро сатҳларининг $E0$ ўтишга нисбатан яшаш вақти τ ни аниқлаб, мос равишда $\Omega_e(E0)$ ва $\Omega_{ж}(E0)$ ни назарий ҳисобланган қийматларини олиб, монополнинг ядро матрица элементи ρ ни топиш мумкин. Бироқ Р. Б. Бекжонов ва бошқа олимларнинг ҳисоблашича, ҳозирги маълум назарияларнинг биронтаси ҳам тажрибага мос қийматлар бермайди.

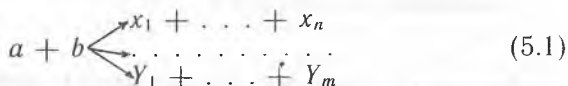
Қўпчилик ҳолларда $E0$ -ўтишлар қўшни 2- сатҳларга

ЯДРО РЕАКЦИЯЛАРИ

5.1- §. Ядро реакциясининг таърифи

Кенг маънода ядро реакцияси — бу зарра билан ядро (ёки икки ядро) таъсирлашуви натижасида уларнинг ички ҳолатларининг ўзгариши ёки бошқа ядроларга айланишидир. Масалан, нейтронлар, протонлар, дейтронлар ва бошқа оғирроқ ионларнинг ядролар билан тўқнашуви натижасида, уларнинг фақат йўналиши ўзгарибгина (эластик сочилиш) қолмай, балки тўқнашувдан сўнг бошқа зарралар ва ядролар ҳосил бўлиши мумкин. Бу жараёнларда асосий ролни «кучли» таъсирлар ўйнайди. Зарраларнинг нишон-ядро билан тўқнашувида ўзаро таъсирлашув жараёнининг вақти ядро реакциялари учун, одатда, 10^{-12} с га яқин бўлади. Албатта, нишон-ядронинг бошланғич ҳолатининг ўзгариши реакция натижасида бир ёки бир неча ядроларнинг ҳосил бўлишига олиб келиши мумкин.

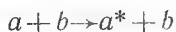
Ҳар қандай тўқнашиш жараёнининг охирида ҳар хил эҳтимоллик билан зарраларнинг турли чиқиш канали деб аталувчи гуруҳлари вужудга келиши мумкин. Зарраларнинг бошланғич тўнлами хусусида гап борганда эса, кириш канали тушунилади. Бутун сочилиш жараёни умуман қуйидаги кўринишда ёзилади:



Бу ерда ҳар бир ҳарф аниқ бир зарра — ядро турига тааллуқлидир. Чиқиш каналлари орасида, (5.1) нинг ўнг томонида эластик деб аталувчи ва эластик сочилишга жавобгар (a, b) канали ҳар доим мавжуд бўлади:



(5.1) даги қолган бошқа ҳамма каналлар ноэластик бўлади. Уларнинг баъзиларига ноэластик сочилиш жараёнлари тегишлидир:



(бу ифодадаги юлдузча ушбу жараённинг кўзғалган ҳолатини белгилайди). Бошқа ноэластик каналлар бўйича ўтувчи реакциялар типи:

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

ўнг томондаги зарралар тўплами билан (a, b) дан фарк қилади.

Барча сочилиш жараёнлари аниқ сақланиш қонунлари орқали бошқарилади. Улар орасидан энергия ва импульсларнинг сақланиш қонунларини ҳозирча маълум деб ҳисоблаб, қолганларини эса баён қилиш жараёнида киритамиз ва муҳокама қиламиз. Агар берилган аниқ бир жараён барча сақланиш қонунлари орқали ружсат этилган бўлса, у ҳолда у албатта нолдан фаркли эҳтимоллик билан ўтади. Унга мувофиқ келувчи чиқиш канали эса, очик деб аталади. Хусусан, ҳар доим шундай эластик канал мавжуд. Сочилиш жараёни бирорта сақланиш қонуни билан тақиқланган бўлса ҳам, у ўтмайди ва берилган канал ёпик деб аталади.

Масалан, бундай ҳолат энергиянинг ютилиши билан ўтади, учиб келувчи зарранинг энергияси кам бўлиб, реакциялар кўриладиган пайтда вужудга келади. Нобарқарор зарраларнинг парчаланиш жараёнлари ҳам худди шундай ҳар хил каналлар бўйича ўтиши мумкин:

$$a \begin{cases} \rightarrow x_1 + \dots + x_n \\ \rightarrow \dots \\ \rightarrow y_1 + \dots + y_m \end{cases}$$

Шубҳасиз, ҳамма парчаланиш жараёнлари ҳам уларга етарлича каттик чеклашларни қўювчи аниқ сақланиш қонунлари орқали бошқарилади. Сақланиш қонунлари мутлақо умумий характерга эга ва жараён динамикасидан яъни, зарралар структурасининг деталлари ва ўзаро таъсир турларига боғлиқ бўлмайди.

Ҳозирги вақтга қадар кузатилган деярли барча ядро реакцияларида нуклонларнинг тўла сони, яъни нишон-ядронинг ва унга тушаётган зарранинг масса сонлари йиғиндиси ўзгаришсиз қолади. Бундан ташқари, ядро реакциялари жараёнида реакцияга кирувчиларнинг тўла заряди, энергияси, импульси, импульс моменти, Паули ёки Бозе статистикаси ва жуфтлиги сақланади.

Одатда, ядро реакциялари қуйидагича қисқа ёзма ифода билан берилади. Масалан, a зарранинг A нишон-ядро билан тўқнашув реакцияси натижасида B ядро ва b зарра ҳосил бўлсин, дейлик. У ҳолда бу реакция қисқача шундай ёзилади: $A(a, b)B$ умуман қуйидагича жараёнлар юз бериши мумкин:

$$A + a \rightarrow \begin{cases} A + a \text{ ёки кискача } A (a, a) A, \\ A + a - " - " - A (a, a) A^*, \\ B + b - " - " - A (a, b) B. \end{cases} \quad (5.1)$$

Биринчи жараён, албатта, эластик сочилишга киради. Чунки бу жараёнда дастлабки ядронинг ҳолати ўзгармайди.

$A(a, a)A^*$ жараён эса нозластик сочилишдан иборат бўлиб, бу жараёнда A ядронинг ички ҳолати ўзгаради.

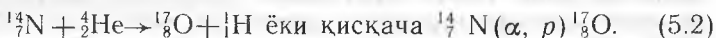
Учинчи $A(a, b)B$ жараёнда нишон-ядронинг a зарра билан тўқнашувида бошқа B ядро ва b зарра пайдо бўлади. Худди шу хил жараёнларни ядро реакциялари деб юритилади (5.1-жадвал).

5.1-жадвал

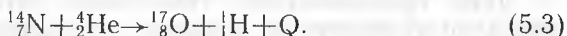
№	Реакция тури	Мисол	Изоҳ
1.	(α, p)	${}^{14}_7\text{N} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{17}_8\text{O} + {}^1_1\text{H}$	1919 йилда Резерфорд томонидан амалга оширилган.
2.	(α, n)	${}^{27}_{13}\text{Al} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{30}_{15}\text{P} + {}^1_0n$	Бу турдаги реакциялар И. ва Ф. Жолио-Кюриларга сунъий радиактивликни кашф этишга имкон берган.
3.	(α, n)	${}^9_4\text{Be} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + {}^1_0n$	1932 йилда Чадвиг бу реакцияни ўрганиш натижасида нейтронни кашф этди.
4.	(p, α)	${}^7_3\text{Li} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He}$	1934 йили Кокрофт ва Уолтон томонидан тезлатгичда тезлаштирилган зарралар ёрдамида амалга оширилган биринчи реакция.
5.	(p, pn)	${}^{63}_{29}\text{Cu} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{62}_{29}\text{Cu} + {}^1_1\text{H} + {}^1_0n$	Бу реакцияларни ўрганиш реакцияни амалга ошириш механизми ўрганишга ёрдам берди.
6.	$(p, 2n)$	${}^{63}_{29}\text{Cu} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{62}_{30}\text{Zn} + 2{}^1_0n$	
7.	(p, γ)	${}^7_3\text{Li} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^8_4\text{Be} + \gamma$	Бу реакция юқори энергияли ($E_\gamma = 17$ МэВ γ -квантлар олиш манбаи сифатида хизмат қилади.

8.	(n, γ)	${}^{238}_{92}\text{U} + {}^1_0n \rightarrow {}^{239}_{92}\text{U} + \gamma$	Трансуран элемент олишга имкон берган биринчи ядро реакция- си.
9.	$({}^{14}\text{N}, \alpha)$	${}^{27}_{13}\text{Al} + {}^{14}_7\text{N} \rightarrow {}^{37}_{18}\text{Ar} + {}^4_2\text{He}$	Тезлаштирилган оғир азот ионлари билан амалга оширилган ядро реакцияси.

Ядро реакциясида қатнашувчи A , B ядролар ва a , b зарралар, одатда, масса сонларини ва тартиб номерларини кўрсатувчи тегишли белгилар орқали ёзилган бўлади. Масалан, 1919 йилда Э. Резерфорд томонидан биринчи бўлиб амалга оширилган реакцияда альфа-зарранинг азот ядроси билан тўқнашуви натижасида кислород изотопининг ядроси ${}^{17}_8\text{O}$ ва протон ${}^1_1\text{H}$ ҳосил бўлган. Бу реакция қуйидагича ёзилади:



Химиявий реакциялардаги каби ядро реакцияларида ҳам маълум миқдорда энергия ютилиши ёки энергия ажралиб чиқиши мумкин. Бу ҳол одатда реакция ифодасининг ўнг томонига Q киймати ёзиш билан кўрсатилади. Демак, ҳозир мисол тариқасида келтирилган реакциянинг тўла ёзилиши қуйидагича бўлади:



Q ядро реакциясининг энергияси деб юритилиб, киймат жиҳатдан бошланғич ва натижавий жуфтларнинг энергия фарқига тенг бўлади:

$$E(A, a) - E(B, b) = Q. \quad (5.4)$$

Энергиялар ўрнига ҳар бир зарранинг тинч ҳолатдаги энергияси билан кинетик энергияларини ёзадиган бўлсак,

$$Q = [(m_a + m_A) - (m_b + m_B)]c^2 \quad (5.5)$$

бўлади, бу ерда m_a , m_A , m_b , m_B реакциядан олинган ва кейинги зарраларнинг массалари бўлиб, c — ёруғлик тезлиги.

Энергия ажралиб чиқиши билан юз берадиган ($Q > 0$) ядро реакцияларини *экзотермик* (экзоэнергетик) *реакциялар*, энергиянинг ютилиши билан ўтадиган ($0 < Q < 0$) ядро реакцияларини *эндотермик* (эндоэнергетик) *реакциялар* деб аталади.

Ядро реакциялари таъсирлашув энергиясига, реакцияни юзага келтираётган α зарранинг турига, хоссаларига ҳамда A ядронинг масса сонига, реакциянинг бориш механизмига, реакция энергиясига ва хоказоларга қараб тавсифланади. Реакцияга киришаётган зарраларнинг турига қараб реакцияларни нейтронлар, зарядланган зарралар ва гамма-квантлар таъсирида рўй берадиган реакциялар деб юритилади. Таъсирлашув механизми нуқтаи назаридан реакциялар икки синфга: компаунд ядро ҳосил қилиб борадиган реакцияларга ва бевосита ўзаро таъсирли реакцияларга бўлинади.

5.2- §. Ядро реакциялари кинематиқаси

Реакцияга киришаётган зарралар массаси, энергия ва импульслари қийматларининг тўплами *жараённинг кинематиқаси* номи билан юритилади. Сакланиш қонунлари реакция маҳсулотларининг энергия ва импульсларининг қийматларига маълум бир чегара қўяди. Сакланиш қонунларидан фойдаланиб, кинематик катталикларнинг бошланғич (кириш) ва охири (чиқиш) каналлардаги қийматлари орасидаги ҳамда бу катталикларнинг ҳар хил санок системаларидаги қийматлари орасидаги боғланишларни топиш мумкин.

Ядро реакцияларини тавсифлаш учун кузатувчиға нисбатан қўзғалмас ва координата ўқлари ўлчов ускуналари билан маҳкам боғланган лаборатория системаси (L система) ҳамда координата ўқлари тўқнашаётган зарраларнинг масса маркази билан маҳкам боғланган масса маркази системаси (M система) қўлланилади. Одатда, тажриба маълумотлари L системада олинади, реакцияларни назарий тавсифлаш эса M системада содда қўринишга эга бўлади. Шундай қилиб, тажриба билан назарияни таққослаш учун L системада ўлчанган ва ҳисобланган катталикларни M системага ўтказишга тўғри келади.

Қуйида нишон қўзғалмас бўлган L системадан тезликларни, энергияларни, бурчакларни, дифференциал эффект кесимларни M системага ўтказиш имкониятини берадиган формулаларни келтирамиз. Соддалик учун норелятивистик зарраларнинг сочилишига оид бўлган ҳолни қўрайлик. Тўқнашаётган зарраларнинг массалари m_1 ва m_2 бўлиб, уларнинг M системада тўқнашиш юз бергунга қадар ва тўқнашиш юз бергандан кейинги

тезликлари мос равишда $\vec{v}_1, \vec{v}_2$ ва $\vec{v}_1, \vec{v}_2$ бўлсин. Тушаётган зарранинг L системадаги тезлигини $\vec{v}_0$ ва масса марказининг тезлигини $\vec{v}_M$ билан белгиласак, у ҳолда

$$\vec{v}_1 = \frac{m^2}{m_1 + m_2} \vec{v}_0, \quad \vec{v}_2 = - \frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{v}_0. \quad (5.6)$$

$$|\vec{v}_1| = |v'_1|, \quad |\vec{v}_2| = |v'_2|. \quad (5.7)$$

M массалар маркази системасида зарраларнинг нисбий тезликлари $v_1 - v_2 = v_0$, яъни тўқнашаётган зарраларнинг бу системадаги нисбий тезликлари L системада тушаётган зарранинг тезлигига тенг.

Сочилган зарранинг M ва L системалардаги $\theta_M + \theta$ ва θ_L кутб бурчаклари орасидаги боғланишни топиш учун

$$\vec{v}_L = \vec{v}'_1 + \vec{v}_M \quad (5.8)$$

вектор тенгламани ва

$$\vec{v}_M = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{v}_0 \quad (5.9)$$

эканлигини ҳисобга олсак, унда

$$\operatorname{tg} \theta_L = \frac{\sin \theta}{\gamma + \cos \theta} \quad (5.10)$$

боғланишни ҳосил қилиш мумкин, бу ерда $\gamma = \frac{m_1}{m_2}$. M

ва L системалардаги энергиялар ва дифференциал эффектив кесимлар орасида

$$E_L = \frac{m_1^2 + m_2^2 + 2m_1 m_2 \cos \theta}{(m_1 + m_2)^2} \cdot E_0 \quad (5.11)$$

$$\frac{d\sigma_n}{d\Omega_n} = \frac{(1 + \gamma^2 + 2\gamma \cos \theta)^{3/2}}{1 + \gamma \cos \theta} \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (5.12)$$

кўринишдаги боғланиш мавжудлигини кўрсатиш ҳам қийин эмас.

5.3- §. Ядро реакцияларидаги сақланиш қонунлари

Ядро реакцияларининг ҳар хил хусусиятларини аниқлашда сақланиш қонунлари муҳим ўрин тутади. Биз қуйида энг асосий сақланиш қонунлари устида тўхталиб ўтамыз.

1. *Электр зарядининг сақланиш қонуни.* Беистисно ҳар бир ядро реакцияларида реакцияга кирувчиларнинг тўла электр заряди реакция маҳсулотларининг тўла электр зарядига тенг.

2. *Нуклонлар тўла сонининг сақланиш қонуни.* Агар ядро реакциялари жараёнида антинуклонлар қатнашмаса ёки вужудга келмаса, реакцияга кирувчи нуклонларнинг тўла сони реакция ўтиши жараёнида сақланади. Қуйидаги 5.2- жадвалда ядро реакцияларига мисоллар келтирилган. Ҳар бир реакция учун мазкур сақланиш қонунларининг бажарилиши кўрсатилган.

5.2- ж а д в а л

Реакциялар	Электр заряди	Нуклонлар сони
${}^1_1\text{H} + {}^7_3\text{Li} \rightarrow {}^7_4\text{Be} + {}^1_0\text{n}$	1+3=4+0	1+7=7+1
${}^1_0\text{n} + {}^{14}_7\text{N} \rightarrow {}^{14}_6\text{C} + {}^1_1\text{H}$	0+7=6+1	1+14=14+1
$\gamma + {}^{27}_{13}\text{Al} \rightarrow {}^{26}_{12}\text{Mg} + {}^1_1\text{H}$	0+13=12+1	0+27=26+1
${}^2_1\text{H} + {}^3_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^1_0\text{n}$	1+1=2+0	2+3=4+1
${}^1_1\text{H} + {}^{17}_8\text{O} \rightarrow {}^{17}_9\text{F} + {}^1_0\text{n}$	1+8=9+0	1+17=17+1

Нуклонлар сонининг сақланиш қонуни биз яшаб турган дунёнинг барқарорлигини таъминлайди. Масалан, протоннинг электрон билан реакцияга киришиб, ўзаро йўқ бўлишига — аннигиляцияга мазкур қонун йўл қўймайди, яъни

$$p + e^- \rightarrow 2\gamma.$$

Чунки чап томонда нуклонлар сони бирга тенг, ўнг томонда эса нолга тенг (маълумки, электрон ва фотон учун нуклон сони нолга тенг).

3. *Энергиянинг сақланиш қонуни.* Маълумки, ҳар қандай ёпиқ система учун энергия, тўла импульс ва импульс моменти сақланади. Ядро реакциялари жараёнида бу классик физика қонунларининг ҳаммаси ўринлидир. Табиатдаги энг кучли ўзаро таъсирлар остида ўтадиган ядро реакциялари жараёнида ажралиб чиқувчи ёки зарур бўлган ташқи энергиянинг миқдори шунчалик катта бўладики, баъзан улар реакцияга кирувчи зарра ва ядроларнинг тинчликдаги энергияларига нисбатан сезиларли даражада катта бўлиши мумкин. Шунинг учун, ядро

реакцияларида энергиянинг сақланиш қонунини энг умумий кўринишда таърифлаш зарур. Қуйидаги

$$a + A \rightarrow B + b \quad (5.13)$$

реакция учун энергиянинг сақланиш қонуни

$$(m_a + m_A)c^2 + T_a + T_A = (m_b + m_B)c^2 + T_b + T_B \quad (5.14)$$

кўринишда ёзилади. Реакция жараёнида A ядронинг B ядрога айланиши уларнинг тинч ҳолатдаги энергияларининг, яъни ички энергияларининг ўзгариши натижасида рўй беради. Энергиянинг сақланиш қонуни асосида реакция энергияси учун

$$Q = (T_b + T_B) - (T_a + T_A) = (m_a + m_A)c^2 - (m_b + m_B)c^2 \quad (5.15)$$

тенгликни ҳосил қиламиз, бу ерда T_a , T_b , T_A , T_B — мос зарраларнинг кинетик энергиялари, $Q > 0$ бўлганда (5.15) формулага биноан реакция жараёнида тинч ҳолатдаги энергиянинг камайиши ҳисобига кинетик энергия ортади. Реакция натижасида энергия ажралиб чиқади, яъни жараён экзотермик бўлади. Нейтрал a зарранинг ҳар қандай энергиясида ҳам реакция юз бериши мумкин. Зарядланган зарралар учун уларнинг энергиялари кулон тўсиғи потенциални енгил учун етарли бўлгандагина реакция амалга ошади.

Агар $Q < 0$ бўлса (эндотермик реакция), реакция кинетик энергиянинг камайиши ҳисобига тинч ҳолатдаги энергиянинг ошиши билан ўтади ((5.14) формулага қ.) Бундай реакция реакцияга кирувчи a зарранинг кинетик энергияси фақат маълум қийматдан катта бўлган ҳолдагина рўй бериши мумкин. (5.14) формуладан кўрамизки, эндотермик жараёнда реакция маҳсулоти массасининг йиғиндиси реакцияга кирувчи зарралар массасининг йиғиндисидан катта бўлади. Бу, албатта, тўқнашувчи зарралар кинетик энергиясининг камайиб, тинчликдаги энергияга айланиши ҳисобига юз беради.

(5.14) формулага кўра энергиянинг сақланиш қонуни қуйидагича ёзилади:

$$(m_a + m_A)c^2 = (m_b + m_B)c^2 + Q. \quad (5.16)$$

(5.16) формулани тажрибада бевосита текшириб кўриш мумкин. Тажрибада реакцияга қатнашувчи ҳамма

зарраларнинг массасини масс-спектрометр орқали аниқ ўлчаш мумкин. Реакция энергияси Q ни эса реакцияга кирувчи зарраларнинг ва реакция маҳсулоти зарраларининг кинетик энергияларини билган ҳолда ўлчаш мумкин. Шу йўсинда ўтказилган тажрибалар (5.16) формулани жуда катта аниқликда бажарилишини тасдиқлади. Шунинг учун (5.16) формула, ўз навбатида зарраларнинг массасини ёки реакция энергиясини аниқлашда асос бўла олади. Чунончи, агар реакцияда қатнашувчи тўртта (a, A, B, b) заррадан бирортасининг массаси номаълум бўлса, уни қолган зарраларнинг маълум массаси ва реакция энергияси Q орқали аниқлаш мумкин.

Зарраларнинг массасини (5.16) формулага асосланиб мазкур усулда аниқлаш ўзининг аниқлиги жиҳатидан массани масс-спектрометрда ўлчашдан қолишмайди. Шунинг учун зарралар массасини бу ҳилда ўлчаш микродунё физикасида кенг қўлланилади. Хусусан, нейтроннинг массаси биринчи бор худди шу энергиянинг сақланиш қонунига асосан ўлчанган.

Энергиянинг сақланиш қонуни универсалдир, лекин уни тажрибада фақат ядро реакциялари жараёни учунгина текшириб қўриш мумкин. Химиявий реакцияларда, яъни молекуляр жараёнларда реакция энергияси шу даражада кичикки, унинг абсолют қиймати молекулалар массасини ҳатто энг замонавий усуллар орқали ўлчашдаги хатоликдан ҳам анча кичикдир.

Агар $Q=0$ бўлса, эластик сочилиш бўлади. Бу ҳолда тўла энергиянинг сақланиш қонуни (5.16) гина эмас, балки кинетик энергиянинг ва демак, зарраларнинг тинчликдаги энергиясининг, яъни зарралар массасининг ҳам сақланиш қонуни ўринли бўлади.

4. *Импульснинг сақланиш қонуни.* Реакцияга кирувчи зарраларнинг тўла импульси реакция маҳсулоти зарраларининг тўла импульсига тенг бўлади. (5.13) формулага биноан

$$\vec{p}_a + \vec{p}_A = \vec{p}_B + \vec{p}_b. \quad (5.17)$$

Одатда, тажриба вақтида (лаборатория системасида) нишон-ядро ҳаракатсиз бўлади, яъни $\vec{p}_A=0$. Шунинг учун лаборатория системасида импульснинг сақланиш қонуни — (5.17) қуйидагича ёзилади:

$$\vec{p}_a = \vec{p}_b + \vec{p}_B. \quad (5.18)$$

Импульснинг абсолют қиймати магнит спектрометр ёрдамида ёки энергияни билган ҳолда энергия ва импульс орасидаги $E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$ боғланишдан фойдаланиб аниқлаш мумкин. Импульс векторлари орасидаги бурчаклар эса зарраларнинг махсус фотопластинкадаги изларини кузатиш йўли билан аниқланади.

Энергия ва импульснинг сақланиш қонунлари асосида реакция маҳсулотларининг энергетик ва бурчак тақсиротлари орасидаги боғланишларни аниқлашимиз мумкин. Лаборатория системасида (5.13) жараёни кўрайлик (5.1- расм). Бу жараён учун энергиянинг сақланиш қонуни қуйидагича ёзилади:

$$\frac{m_a v_a^2}{2} = \frac{m_b v_b^2}{2} + \frac{m_B v_B^2}{2} - Q. \quad (5.19)$$

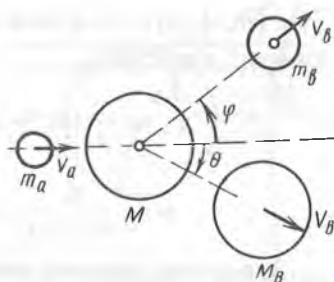
Импульснинг сақланиш қонунини x ва y ўқларига проекциялар кўринишида ёзсак,

$$m_a v_a = m_b v_b \cos \varphi + m_B v_B \cos \theta$$

$$0 = m_b v_b \sin \varphi - m_B v_B \sin \theta$$

бўлади. Бу охириги уч тенгламани биргаликда ечиб, v_a , v_b , φ , θ катталиклар учун ҳар хил боғланиш ифодасини тузиш мумкин.

Энергия ва импульснинг сақланиш қонунларини биргаликда кўриб, эндотермик реакциянинг ўтиш шароитини аниқлашимиз мумкин. Нишон-ядрога тушаётган зарранинг кинетик энергияси зарранинг тинчликдаги энергиясига (яъни массасига) айланади. Бунинг учун кинетик энергиянинг қиймати шу энергиядан катта бўлиши керак. Лаборатория системасида нишон-ядро ҳаракатсиз ҳолатда бўлганлиги сабабли, зарра ва нишон-ядродан иборат системанинг тўла импульси зарранинг импульсига тенг, яъни $\vec{p}_A = 0$; $\vec{p}_a + \vec{p}_A = \vec{p}_a \neq 0$. Демак, зарра ва нишон-ядродан иборат система лаборатория системасида ҳаракатда бўлади. Унинг инерция марказининг импульси



5. 1- расм. $a + A \rightarrow B + b$ кўринишидаги ядро реакциясининг лаборатория системасидаги схематик тасвири.

$\vec{p}_1 = (m_a + m_A) \vec{v}_1 = \vec{p}_a = m_a \vec{v}_a$ ва бу ҳаракатга тегишли кинетик энергияси

$$T_1 = \frac{1}{2} (m_a + m_A) v_1^2 = \frac{p_1^2}{2(m_a + m_A)} = \frac{p_a^2}{2(m_a + m_A)} = \frac{m_a}{m_a + m_A} \cdot T_a. \quad (5.20)$$

Зарранинг кинетик энергияси — T_a ортиши билан унинг маълум қийматидан бошлаб эндотермик реакция жараёни бошланади. Бу қийматни, одатда эндотермик реакция оstonаси дейилади. (5.20) формулага асосан, зарра кинетик энергиясининг T_1 қисми система кинетик энергиясига айланади. Қолган қисми эса зарра ва ядродан иборат системанинг қўзғалиш энергиясига, яъни реакция энергиясига сарфланади:

$$|Q| = T_a - T_a \frac{m_a}{m_a + m_A} = T_a \frac{m_A}{m_a + m_A}. \quad (5.21)$$

Зарра кинетик энергиясининг (5.21) тенглик бажариладиган қиймати *реакция оstonаси* деб юритилади, яъни

$$T_{\text{ост}} = \frac{m_a + m_A}{m_A} |Q| = \left(1 + \frac{m_a}{m_A}\right) |Q|. \quad (5.22)$$

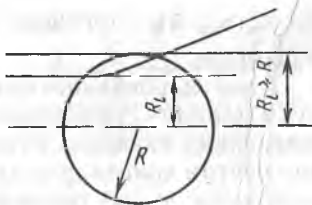
Шундай қилиб, реакция оstonаси $T_{\text{ост}}$ қиймат жиҳатидан ҳар доим реакция энергияси Q дан катта бўлар экан. Лекин кўп ҳолларда нишон-ядронинг массаси — m_A зарра массасига нисбатан катта бўлади: $m_A \gg m_a$ шунинг учун кўпинча реакция оstonаси реакция энергиясига қиймат жиҳатдан деярли тенг бўлади: $T_{\text{ост}} \approx |Q|$. Фотонлар таъсирида ўтадиган эндотермик реакцияда эса $T_{\text{ост}} = |Q|$, чунки фотон учун $m_a = 0$.

5. *Ҳаракат миқдори моментининг сақланиш қонуни.* Ядро реакцияларида айни вақтда тўқнашувчи зарраларнинг тўла ҳаракат миқдори моменти ҳам сақланади. Масалан, (5.13) реакция учун

$$\vec{I}_1 = \vec{I}_a + \vec{I}_A + \vec{I}_{aA} = \vec{I}_b + \vec{I}_B + \vec{I}_{bB} = \vec{I}_2. \quad (5.23)$$

$\vec{I}_a, \vec{I}_b, \vec{I}_A, \vec{I}_B$ — тегишли зарралар ва ядролар спини, $\vec{I}_{aA}, \vec{I}_{bB}$ — тегишли жуфтларни характерловчи нисбий ҳара-

5. 2- расм. Зарра ва нишон-ядро тўқнашувининг классик «тасвири». R_e —орбитал момент l га мос тўқнашув параметри, R — ядро кучлари таъсир доирасининг радиуси.



кат учун орбитал момент вектори. Ҳаракат микдори моментининг маълум танланган йўналишга проекциялари учун ҳам (5.23) тенгликка ўхшаш ифода ёза оламиз.

Ҳаракат микдори моментининг сақланиш қонуни паст энергияларда ўтадиган реакциялар учун муҳим аҳамиятга эга. Квант механикасига асосан икки зарра нисбий ҳаракатининг орбитал momenti l фақат дискрет қийматлар қабул қилади. Масалан, Планк доимийси $\hbar$ бирлигида $l = 0, 1, 2, \dots$. Агар ядро радиусининг чекли эканлигини ҳисобга олсак, у ҳолда энергияларда l нинг маълум кичик қийматларидагина ядро реакцияси вужудга келиши мумкин. l нинг бу қийматларини ярим классик йўл билан осонгина баҳолашимиз мумкин (5.2- расм). Агар икки зарра: зарра ва нишон-ядро учун нисбий импульснинг катталигини p деб белгиласак 5.2- расмга биноан ҳаракат микдори моментининг қиймати $L = R_e p$, бунда R_e — зарра нишон-ядрога яқин кела оладиган энг кичик масофани кўрсатувчи параметр (тўқнашув параметри). Реакция R_l нинг фақат ядро радиуси R дан катта бўлмаган қийматларидагина юз бериши мумкин. Демак, $CL = \hbar l$

бўлганидан, $l \leq \frac{R_l p}{\hbar} \cdot p < \frac{\hbar}{R}$ ҳолида реакция асосан $l = 0$,

яъни s ҳолатдагина ўтади.

Ядро реакциялари жараёнида яна қатор бошқа аниқ ёки тақрибий бажариладиган сақланиш қонунлари мавжуд. Қуйида шулардан яна икkitасига — жуфтлик ва изотопик спиннинг сақланиш қонунларига тўхталиб ўтамиз. Ядро реакциялари жараёнида жуфтликнинг сақланиш қонуни жуда катта аниқлик билан бажарилади. Қатор тажрибалар бу сақланиш қонуни кучли ва электромагнит ўзаро таъсир реакциясидагина ўринли эканини кўрсатди. Жуфтликнинг сақланиш қонуни қуйидагича ифодаланади:

$$\pi_a \cdot \pi_A \cdot (-1)^{l_{aA}} = \pi_b \pi_B (-1)^{l_{bB}} \quad (5.24)$$

$\pi_a, \pi_b, \pi_A, \pi_B$ — тегишли зарралар ва ядроларнинг ички жуфтлиги.

Атом ядросининг баъзи хоссаларини нуклонларнинг нуклонларда сочилишини ўрганишга оид тажрибалар жараёнида аниқлаш мумкин, масалан, квант сонлари бир хил бўлган ҳолатларда ҳар қандай нуклонлар жуфти ($p — p, n — p, n — n$) орасидаги ядро таъсирланиш (электромагнит таъсир ҳисобга олинмаса) айнан бир хил бўлади. Бошқача қилиб айтганда, мазкур жараёнларда протон билан нейтронни айнан бир хил деб қараш мумкин. Протон билан нейтрон хоссаларининг бир хил эканлигини кванто-механик вектор — изотопик спин $\vec{T} \left(|\vec{T}| = \frac{1}{2} \right)$ орқали тас-

вирлаш мумкин. Изотопик фазода (албатта, одатдаги уч ўлчовли фазо маъносида эмас) протон тасвирланадиган бўлса, бу векторнинг танланган йўналиш бўйича проекцияси $\vec{T} = +\frac{1}{2}$, тескари йўналиши бўйича проекцияси

$T_z = -\frac{1}{2}$ эса унинг нейтрон ҳолатини тасвирлайди.

Нуклонлар орасидаги таъсирлашувнинг зарядга боғлиқ бўлмаслигини изотопик спин тилида ядро таъсирлашуви $\vec{T}$ векторнинг проекциясига боғлиқ эмаслиги маъносида тушуниш лозим (буни қисқача *изотопик инвариантлик хоссаси* дейилади).

Ядро реакциялари кучли таъсирга оид жараён бўлганлигидан, изотопик спиннинг сақланиш қонуни ўринли бўлади. Шунга кўра

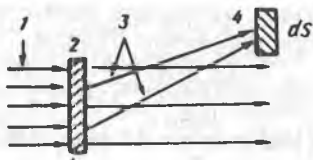
$$T_a + T_A = T_b + T_B. \quad (5.25)$$

5.4- §. Ядро реакцияларининг кесимлари

(5.13) тенглама ядро реакцияларини факат сифат жиҳатдан характерлайди. Бу тенглама асосида бирор ҳажмдаги ядролар билан тўқнашиб, реакцияга олиб келадиган зарралар сони тўғрисида аниқ гапириш қийин. Шунинг учун зарранинг ядро билан тўқнашиш эҳтимоллигини тасвирловчи катталиқни аниқлаш лозим. Бунинг учун қуйидаги икки ҳолни кўрайлик.

1. Юпка нишон нейтрал зарралар билан бомбардимон қилинаётган бўлсин. Нишон юпка бўлганлиги учун тушаётган зарралар ҳамма ядролар билан бир хил

5. 3- расм. Ядро реакция-сининг ўрганишга доир тажриба схемаси: 1 — тушаётган α - зарралар, 2 — нишон-ядро, 3 — реакция натижасида ҳосил бўлган зарралар, 4 — детектор.



шароитда тўқнашади (5.3- расм). Нишондаги ядролар зичлиги n , тушаётган зарраларнинг оқими (яъни тушаётган зарралар дастасига тик ўтказилган бирлик юздан бирлик вақтда ўтаётган зарралар сони) $n_a v_a$ (n_a — тушаётган зарраларнинг зичлиги, v_a — уларнинг тезлиги) бўлсин. У ҳолда расмдаги чексиз кичик ds юздан бир секундда ўтаётган зарралар сони тушаётган зарраларнинг оқим зичлиги ва нишондаги ядролар сони орқали аниқланади:

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

бундан

$$d\sigma = \frac{dN}{n_a v_a \cdot n \cdot V} \quad (5.26)$$

бу ерда V — нишоннинг ҳажми, $d\sigma$ — пропорционаллик коэффициент. Бу коэффициент тушаётган зарралар оқимига ҳам, нишондаги ядролар сонига ҳам боғлиқ бўлмасдан, зарраларнинг ядролар билан бўладиган айрим таъсирланиш элементар актларининг микдорий характеристикасини ифодалайди ва *эффектив кесим* номи билан юритилади.

$d\sigma$ ни фазовий бурчак элементига бўлиб, дифференциал эффектив кесим ифодасини ҳосил қиламиз. Ўз навбатида дифференциал эффектив кесимни фазовий бурчак бўйича интегралласак, интеграл эффектив кесимни ҳосил қиламиз:

$$\sigma = \int d\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \frac{\Delta N}{n_a \cdot v_a \cdot n \cdot V}, \quad (5.27)$$

бу ерда ΔN — юпка нишондан учиб чиқадиган ва 5.3- расмда кўрсатилган уч турдаги (тушаётган, ўтаётган ва сочилаётган) зарраларнинг тўла йиғиндиси. Кўпинча интеграл кесим ўрнига интеграл сўзини ташлаб, тегишли жараённинг кесими деган атама ишлатилади. Интеграл кесим реакциянинг бориш интенсивлигини характерлайди. Реакция натижасида янги изотоп ҳосил бўлаётган бўлса,

унинг катталиги тегишли реакциянинг интеграл кесимига пропорционал бўлади.

Агар (5.27) формулага кирувчи катталикларнинг ўлчов бирликларини ҳисобга олсак

$$([n_a] = \frac{\text{зарра}}{\text{м}^3}, [v_a] = \frac{\text{м}}{\text{с}}, [n] = \frac{\text{зарра}}{\text{м}^3}), \text{ унда } \sigma \text{ нинг ўлчов}$$

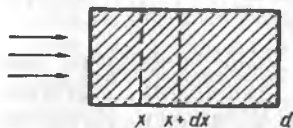
бирлиги юза бирлигига тенг эканлигини кўриш мумкин. Эффектив кесим барнларда ўлчанади: 1 барн = 10^{-28}м^2 . (5.27) формула, агар нишондаги ядроларни тушаётган зарралар дастасига перпендикуляр жойлашган элементар юзачалар билан алмаштириб, нишонга тушаётган нуктавий зарралар шу юзачалардан ўтганларидагина реакция юз беради деб келишиб олсак, унда бу юзачалар йиғиндиси σ га тенг бўлиши кераклигини кўрсатади. Бу зарраларнинг геометрик қийматини $S = \pi R^2$ (R — ядро радиуси, у тахминан 10^{-14} м га тенг) орқали топиш мумкин. Кўрилатган ҳол учун у тахминан 10^{-28}м^2 га тенг бўлади. Ҳақиқатда тажрибада реакция кесими учун бундан минглаб катта ёки кичик қиймат кузатилади. Масалан, энергияси 0,025 эВ бўлган нейтронлар билан уран-235 изотопи бомбардимон қилинганда кесим 705 барнга тенг бўлиши аниқланган, ҳолбуки, уран ядросининг кўндаланг кесими тахминан 2,5 барнга тенгдир. Бундай катта фарқ зарралар ядролар билан тўқнашганда уларнинг тўлқин табиатининг намоён бўлишини ҳисобга олиш билан тушунтирилиши мумкин.

Умумий ҳолда σ реакция жараёнининг микдорий характеристикаси бўлиб, реакциянинг бориш жадаллигини билдиради. a зарра A ядро билан тўқнашиш жараёнида B ядро билан b зарранинг вужудга келиш эҳтимоллиги тушаётган оқим зичлиги n_a v_a га пропорционал бўлиб қуйидаги кўринишда ёзилиши мумкин:

$$\omega = \sigma \cdot n_a \cdot v_a. \quad (5.28)$$

2. Қалинлиги d бўлган нишон нейтрал зарралар билан бомбардимон қилинаётган бўлсин (5.4- расм). Агар туша-

ётган зарралар дастасига перпендикуляр жойлашган бирлик юза орқали бирлик вақтда ўтадиган зарралар сони (оқим зичлиги ёки интенсивлиги) N бўладиган бўлса, бу даста dx масофани ўтгандан сўнг $N - dN$ бўлиб қолади. Чунки тушаётган нейтрал зарралар дастаси нишон моддасининг ядро-



5.4- расм. Нейтрон зарралар дастасининг d қалинликдаги нишон билан таъсирлашувига доир.

лари билан бўладиган реакциялари ҳисобига камаяди.

Агар зичлиги ρ_0 бўлган модданинг бирлик массасидаги ядролар сонини n_0 билан белгиласак, нишоннинг dx қалинлигидаги ядролар сони $n_0\rho_0 dx$ бўлиб, дастанинг сусайиши $Nn_0\rho_0 dx$ га пропорционал бўлади ва пропорционалликдан фойдаланиб,

$$-\frac{dN}{N} = \sigma \cdot n_0 \cdot \rho_0 dx \quad (5.29)$$

боғланишни ҳосил қилиш мумкин. Бу ерда манфий ишора даста сусайишини билдиради. Пропорционаллик коэффциенти σ нинг ўлчов бирлиги юза бирлигида бўлиб, нейтрал зарралар ютилишининг эффектив кесимини беради. (5.29) тенгламани интегралласак,

$$N = N_0 \cdot e^{-\sigma \cdot n \cdot d} \quad (5.30)$$

ҳосил бўлади, бу ерда $n = n_0\rho_0$ ва N_0 эса $d=0$ бўлгандаги интенсивликдир. Демак, интенсивлик нишон қалинлигининг ортиши билан экспоненциал камаяр экан. Бу охири ифодадан фойдаланиб, эффектив кесимни тажрибадан топиш мумкин.

Ядро физикасида биз юқорида кўриб чиққан микроскопик кесимлардан ташқари бир куб сантиметр ҳажмдаги ядроларнинг тўла кесимига тенг бўлган

$$\Sigma = N\sigma$$

макроскопик кесим кенг қўлланилади. Бу катталиқ ҳар бир ядро билан айрим тўқнашувни характерловчи микроскопик эффектив кесимдан фаркли бўлиб, модданинг маълум массасига тааллуқлидир. Бир куб сантиметрдаги ядролар

сони $N = \frac{\rho N_A}{A}$, бу ерда ρ — зичлик $\left(\frac{\text{г}}{\text{см}^3}\right)$; N_A — Авогадро сони ва A — атом оғирлиги.

5.5- §. Ядро реакцияларининг чиқиши

Тажрибада кесим эмас, балки ядро реакцияларининг чиқиши ўлчанади. Ядро реакциясининг чиқиши деганда маълум бир физик шароитда экспериментал қурилма ёрдамида ҳар бир реакция актига мос қайд қилинадиган зарралар сони тушунилади. Тажрибада умуман бирор аниқ ёки ҳар хил бурчак остида ва бир хил энергияли ёки

хар хил энергияли зарралар қайд қилиниши мумкинлигидан, реакция чиқиши кенг маънога эга. Хусусан, юпка нишонга бир хил энергияли зарралар тушаётган ҳолда реакция чиқиши билан кесим орасида оддий боғланиш мавжуддир. Агар юпка нишонга тушаётган зарралар окимининг зичлигини N ($N = n_a v_a$) билан, нишон юзасидаги 1 см^2 га тўғри келадиган ядролар сонини N_s билан ва зарраларнинг ҳам ютилишига, ҳам сочилишига доир кесимни σ_i билан белгиласак, у ҳолда шу юпка нишоннинг бирлик юзасида содир бўладиган реакциялар сони $\pi_i = \sigma_i \cdot N_s N$ бўлади. π_i ни тушаётган зарралар окимининг зичлигига бўлсак, юпка нишон учун реакция чиқиши $Y_i = \sigma_i N_s$ ҳосил бўлади. 1 см^3 ҳажмдаги атомлар сони юзаси 1 см^2 ва қалинлиги 1 см бўлган нишондаги ядролар сонига тенг эканлигини ҳамда юзаси 1 см^2 бўлган h қалинликдаги нишонда

$$N_s = \frac{\rho h}{A} \cdot 6,02 \cdot 10^{30} \quad (5.31)$$

ядро мавжудлигини ҳисобга олсак, реакция чиқиши учун

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

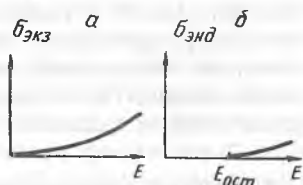
тенгликни ҳосил қиламиз. Бу ерда ρ — нишон моддасининг зичлиги, A — атом оғирлиги.

(5.13) кўринишдаги реакциянинг кесими σ_{ab} нинг квант назарияси асосида келтириб чиқарадиган ифодасини

$$\sigma_{ab} = |T_{ab}|^2 \frac{p_b^2}{v_a v_b} (2j_b + 1) (2j_B + 1) \quad (5.32)$$

кўринишда ёзиш мумкин, бу ерда v_a , v_b мос равишда a ва b зарралар тезликлари, p_b — b - зарранинг импульси j_b , j_B — мос равишда b ва B зарраларнинг спинлари, T_{ab} — системанинг $a + A$ ҳолатдан $b + B$ ҳолатга ўтишига доир матрица элементлари ёки шу жараён эҳтимоллигининг амплитудаси. S сочилиш жараёнида (орбитал момент l нолга тенг бўлганда) нолдан фарqli бўлган паст энергияларда T матрица элементи Q энергия спектрида асосан якка, баъзида эса жуфт максимумлар намоён бўлса-да, унинг зарраларнинг нисбий энергиясига боғланиши суст бўлади. Нейтрал зарраларнинг эластик сочилишида $v_a = v_b = p_b / m_b$ бўлади, шунга кўра, эффектив кесим бу ҳолда ўзгармайди. Шу билан бирга бундай энергия-

5. 5- расм. Паст энергияда нейтрал зарранинг экзотермик (а) ва эндотермик (б) реакция кесимларининг энергияга боғлиқлиги.



ларда ($E_a \ll |Q|$) нейтрал зарралар билан бўладиган экзотермик реакцияларда $P_b = m_b v_b = \sqrt{2m_b |Q|} = \text{const}$ бўлганлигидан (5.31) ифодани

$$\sigma_{экз} = \frac{\text{const}}{v_a} \quad (5.33)$$

кўринишда кўчириб ёзиш мумкин. Демак, кичик энергияларда нейтрал зарраларнинг тезлиги камайиши билан эффектив кесимнинг қиймати ортар экан.

Эндотермик реакция a зарранинг энергияси $E_{ост}$ дан катта бўлгандагина амалга ошади ва энергия шу қийматга яқин бўлганда $v_a = \text{const} = \sqrt{2m_a |Q|}$ деб олиниши мумкин. У ҳолда учиб чиқаётган b зарранинг тезлиги тўқнашиш энергиясига $v_b = \sqrt{2m_b (E - E_{ост})}$ кўринишда боғланган бўлади ва эндотермик реакция кесими учун

$$\sigma_{энд} = \text{const} = \sqrt{E - E_{ост}} \quad (5.34)$$

боғланишни ҳосил қиламиз. 5.5- расмда паст энергияларда нейтрал зарранинг экзотермик ва эндотермик реакция кесимларининг энергияга боғланиши келтирилган. Нейтрал зарралар учун келтирилган кесимларнинг энергияга боғланиши зарядланган зарралар учун кулон таъсирлашуви ҳисобига қуйидаги ўзгаришга олиб келади. Тушаётган зарра билан ядро орасидаги кулон таъсири катта масофаларда ҳам мавжуд бўлганлигидан, ядро ва кулон таъсирлашишларини алоҳида ҳисобга олинса, T_{ab} матрица элементини

$$T_{ab} = P_a^{1/2} T_{ab}^{яд} P_b^{1/2} \quad (5.35)$$

кўпайтма кўринишда ёзиш мумкин. Бу ерда $T_{ab}^{яд}$ — фақат ядро таъсирига оид матрица элементи, P_a ва P_b — мос равишда a ва b зарраларнинг кулон тўсиқларидан ўтиш эҳтимолликларини характерловчи катталиклар. Кулон

таъсири ҳисобга олинганда куйи энергияларда a зарра энергияси камайиши билан кесим ортиш ўрнига кескин камаяди. Эндотермик реакция учун ҳам тушаётган a зарра энергиясининг камайиши кесимнинг кескин нолга интилишига олиб келади (5.5-расмга к.)

5.6- §. Ядро реакцияларининг компаунд ядро механизми

Ядро реакцияларининг аниқ ва тўла назарияси йўқ. Худди ядро структураси ҳар хил ядро моделлари орқали соддалаштирилганидек, ядро реакцияларининг бориши ҳам ҳар хил реакция механизмлари орқали тушунтирилади. Реакция механизмлари жуда кўп. Шулардан энг асосийлари бўлган компаунд ядро механизми ва тўғри ўзаро таъсир механизми билан танишамиз.

Нильс Бор таклиф қилган ядро реакцияларининг компаунд ядро механизмига кўра, ядро реакцияси икки босқичдан иборат. Биринчи босқич нишон-ядро билан зарранинг бирикма ҳолат ташкил этишидан иборат, яъни $A + a \rightarrow C^*$. Бирикма ҳолат C^* ҳар доим кучли қўзғалган бўлади, чунки ядро-нишонга a зарра ўзининг тўла кинетик энергиясини беради. Иккинчи босқич эса бирикма ҳолатнинг у ёки бу заррага парчаланишидан иборат, яъни $C^* \rightarrow b + B$. Демак, бу механизмга асосан (5.13) реакция куйидагича ўтади:



Ядро кучлари таъсири остида рўй берадиган жараёнлар $t_{\text{яд}} = 10^{-22} \div 10^{-23}$ вақт оралиғида ўтади. Бу қиймат тезлиги ёруғлик тезлигига яқин бўлган зарраларнинг ядро диаметрига тенг масофани ўтиши учун керак бўладиган вақтга мос келади. Умуман, бирон E энергияли зарранинг тинч ҳолатдаги нишон ядро билан тўқнашиш вақти t_m (яъни реакциянинг ўтиш вақти) билан $t_{\text{яд}}$ орасидаги пропорционалликни куйидагича ифодалаш мумкин:

$$t_m \sim t_{\text{яд}} \cdot E^{-1/2} (\text{МэВ}). \quad (5.37)$$

Реакциянинг ўтиш вақти t_m ядрони характерловчи $t_{\text{яд}}$ вақтдан катта бўлган ҳолдагина бирикма ядрони компаунд ядро деб тасаввур этиш ўринли бўлади. Компаунд ядро яшаш вақти узоқроқ бўлишига сабаб нима? деган савол туғилиши табиийдир.

Ядро кучлари таъсир доирасининг кичиклигидан,

нишон-ядро зич жойлашган нуклонлар тўпламидан иборат бўлади. Нишон-ядрога келиб тушаётган α зарра ўз йўлида учраган қатор нуклонлар билан тўқнаш келиб, тезда ортикча кинетик энергиясини бутунлай йўқотади. Унинг энергияси ядродаги нуклоннинг боғланиш энергиясидан кичик бўлиб қолади ва энди у нишон-ядродан чиқиб кета олмайди. Ҳосил бўлган компаунд ядро қўзғолган ҳолатда бўлади. Шуниси муҳимки, компаунд ядро таркибидаги битта ҳам нуклон боғланиш энергиясини енгиб чиқиб кета оладиган даражадаги энергияга эга эмас.

Масалан, нишон-ядрога зарра томонидан олиб келинган қўзғалиш энергияси 15 МэВ, компаунд ядродаги нуклонлар сони эса $A = 100$, деб фараз қилайлик. У ҳолда ҳар бир нуклоннинг қўзғалиш энергияси ўртача 0,15 МэВ га тенг. Нуклон ядродан чиқиб кетиши учун эса унинг кинетик энергияси боғланиш энергияси (8 МэВ) дан катта бўлиши керак. Вакт ўтиши билан бу ортикча 15 МэВ энергия компаунд ядро нуклонлари ўртасида бир неча хил тақсимотда бўлади. Тасодифан, шундай флуктуация вазияти вужудга келадики, бунда ядро сиртидаги бирор нуклонда ядрони тарк эта оладиган даражада энергия йиғилиб қолиши мумкин. У ҳолда эҳтимоллиги жуда кичик бўлган «буғланиш» жараёни юз беради ва нуклон ядродан чиқиб кетади. Компаунд ядродан ажралиб чиққан зарра (b) нишон-ядрога келиб тушган дастлабки заррадан фарк қилиши мумкин, яъни $b \neq a$, демак, $B \neq A$.

Шундай қилиб, кучли ўзаро таъсир қўзғатилган ядрога нуклонлараро қўзғалиш энергиясини интенсив равишда қайта тақсимлаб туришни таъминлайди. Баъзан компаунд ядронинг ортикча энергиядан бирорта заррани чиқариш йўли билан кутилиш жараёни жуда узоқ вақт давом этиши мумкин. Масалан, агар компаунд ядро γ -нур чиқарса, бундай нурланиш жараёни 10^{-13} с давомида юз бериши мумкин. Бошқача қилиб айтганда, компаунд ядро γ -квантдан «кутулишни» ядрони характерловчи $t_{\text{яд}} \sim 10^{-22}$ с вақтга нисбатан миллиардлаб марта кўп вақт давомида ҳал қилади. Шунинг учун (5.36) реакциянинг ўнг томони компаунд ядро ўзининг қандай вужудга келганлигини бутунлай «унутганидан» сўнг амалга оширилади. Худди шу фактлар асосида компаунд ядро механизми таклиф қилинган.

Компаунд ядронинг парчаланиш тури унинг қўзғалиш энергиясига, ҳаракат миқдори моментига ва бошқа характеристик катталикларига боғлиқ. Лекин компаунд

ядронинг парчаланиш тури унинг вужудга келиш жараёнига боғлиқ эмас. Бу компаунд ядро оркали ўтадиган реакцияларнинг энг муҳим хусусиятидир. Бу ҳақда батафсил тўхталиб ўтамиз.

Тажрибада бирламчи a ва иккиламчи b зарранинг йўналишлари осон аниқланади. Кузатувлар бу икки йўналиш орасида мутлақо боғланиш йўқлигини кўрсатади. Ҳақиқатан ҳам, бирламчи зарранинг нишон-ядрога тутилиши унинг фазовий ўрнини ядро ўлчами билан чегаралаш демакдир. Ноаниқликлар муносабатига биноан ядрога тутилган a зарранинг импульси аниқ қийматга эга бўлмайди. Демак, a зарранинг бошланғич, эркин ҳолатдаги ва нишон-ядрогаги импульслари ўртасида боғланиш йўқ. Компаунд ядронинг парчаланишида b зарранинг ядрогаги ва парчаланишдан кейинги (эркин ҳолатдаги) импульслари ҳам худди юқоридагидек нисбатда бўлади. Демак, компаунд ядро оркали ўтадиган ядро реакцияларида a ва b зарра импульслари ўртасида мутлақо боғланиш йўқ. Иккиламчи зарралар — реакция маҳсулотлари ҳамма йўналишларда бирдай тақсимланган бўлади. Албатта бундай тақсимот компаунд ядро ҳаракатсиз системада, яъни энергия маркази системасида бўлганида ўринлидир.

Компаунд ядронинг парчаланиши унинг вужудга келиш жараёнига боғлиқ бўлмаганлигидан, ядро реакцияси кесими σ_{ab} ни компаунд ядронинг вужудга келиш кесими σ_{ac} ва b заррага парчаланиш эҳтимоллиги w_b нинг кўпайтмаси тариқасида ёзиш мумкин:

$$\sigma_{ab} = \sigma_{ac} \cdot w_b. \quad (5.38)$$

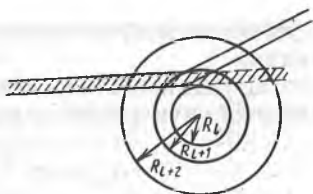
Компаунд ядронинг вужудга келиш кесимини эса қуйидагича эмпирик кўринишда ёзишимиз мумкин:

$$\sigma_{ac} = \sum_{l=0}^{\infty} U_l P_l \eta_l, \quad (5.39)$$

бу ерда U_l — зарранинг ядро кучлари таъсири доирасига тушиш эҳтимоллиги, P_l — нишон-ядронинг кулон ва марказдан қочма кучларини a зарра томонидан ўта билишлик эҳтимоллиги, η_l — эмпирик катталик.

Ядро кучларининг таъсир доираси чегараланганлигидан, (5.39) формулада l орбитал момент бўйича йиғиндини чексиз қийматгача олишга эҳтиёж бўлмайди. Чунки a зарранинг нишон-ядро билан таъсирлашиш доирасини икки соҳага ажратиш мумкин: ташқи — кулон ва марказ-

5.6- расм. Харакат микдори моменти l бўлган зарраларнинг таъсирлашиш схемаси: l — моментли зарралар нишон билан мос равишда R_l радиусли ҳалкалар ичида тўқнашади.



дан қочма куч таъсири доираси ва ички ядро кучлари таъсири доираси.

Агар Z ўқини α зарра ҳаракати бўйлаб танласак, R_l тўқнашув параметрига тегишли ҳаракат микдори моменти тақрибан $\hbar l$ га тенг, яъни $pR_l \approx \hbar l$ бўлади. Зарра импульсини унинг де-Бройль тўлқин узунлиги орқали ифодаласак, $p = \frac{h}{\lambda} = \frac{\hbar}{\lambda}$ ни оламиз. Бундан

$$R_l = \lambda \cdot l. \quad (5.40)$$

Демак, ҳаракат микдори моменти $\hbar l$ бўлган зарралар нишон ядро таъсири доирасида $R_l = \lambda l$ дан $R_{l+1} = \lambda(l+1)$ гача масофадан ўтади (5.6- расм). R_l зарралар тушаётган ҳалқанинг кичик (ички) радиусига тенг бўлса, R_{l+1} унинг катта радиусига тенг бўлади. Радиуслари R_l ва R_{l+1} га тенг айланалардан ташкил топган ҳалқанинг юзи U_l кесимдир:

$$U_l = \pi R_{l+1}^2 - \pi R_l^2 = \pi \lambda^2 (2l+1). \quad (5.41)$$

Агар нишон-ядро билан ўзаро таъсирга кирувчи ҳар бир зарра ядро реакциясини вужудга келтиради, деб фараз қилсак, U_l реакциянинг $\hbar l$ ҳаракат микдори моменти билан характерланувчи парциал кесимини ифодалайди. Зарра нишон-ядро таъсир доирасига тушишининг тўла кесимини топиш учун (5.41) ифодани l нинг барча қийматлари бўйича йиғиб чиқиш лозим. Зарра нишон-ядро билан ўзаро таъсирда бўлиши учун у ядро кучларининг таъсир доирасига кириши, яъни 5.6- расмга биноан R_l параметрининг энг катта R қийматига тенг бўлиши керак:

$$R_l(\max) \simeq \lambda l \leq R. \quad (5.42)$$

Демак, $l \leq \frac{R}{\lambda}$ момент билан характерланувчи зарраларгина нишон-ядро билан ўзаро таъсирда бўлади. У ҳолда тўла кесим

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

(йиғинди арифметик прогрессия қонунига асосан ҳисобланади).

Шундай қилиб, компаунд ядронинг мавжуд бўлиш кесими учун (5.39) га кўра қуйидаги ифодага келамиз:

$$\sigma_{ac} = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{R/\pi} (2l+1) P_l \cdot \eta_l \quad (5.4)$$

Таърифга биноан P_l зарранинг ташқи соҳада ҳолатига боғлиқдир. Масалан, u зарра нейтрондан иборат бўлса ва $l=0$ десак, $P_0 = 1 \cdot \eta_l$ нинг қиймати, одатда маълум тахминга асосланган ҳолда (5.43) ни эксперимент билан таққослаб топилади.

5.7- §. Компаунд ядронинг парчаланиши

Компаунд ядронинг w_b парчаланиш эҳтимоллиги парчаланиш жараёнининг физика асосини ва компаунд ядронинг барқарор ҳолатга ўтиши қандай йўл билан боришини характерловчи катталиқдир. Компаунд ядронинг B ва b зарраларга парчаланиш эҳтимоллиги унинг қўзғалиш энергиясининг шу b заррада йиғилиш эҳтимоллигига боғлиқ. Қўзғалиш энергиясининг маълум б $\bar{u}$ заррага тақсимланиши тасодифий ҳолдир. Умуман, компаунд ядронинг турли зарраларга парчаланиши эҳтимолд $\bar{u}$ ҳоли эмас. Ҳар бир мумкин бўлган парчаланишлар эҳтимолликларини $w_1, w_2, \dots$ ва х. к. деб белгиласа, компаунд ядро парчаланишининг тўла эҳтимоллиги қуйидаги йиғиндига тенг бўлади:

$$W = w_1 + w_2 + \dots = \sum_{k=1} w_k \quad (5.4)$$

Аниқ b жараённинг эҳтимоллиги w_b , одатда, энергия сатҳининг кенглиги Γ_b ни белгилайди. Қўзғалган ядро $\bar{u}$ ҳолатда фақат τ_b вақтгина яшайди, сўнгра у B ва b зарраларга парчаланadi. Ядро чекли вақт яшашли сабабли қўзғалган ҳолатнинг энергиясини ноаниқлик муносабатига кўра $\Gamma_b = \Delta E_b \sim \frac{\hbar}{\tau_b}$ аниқликда топиш мумкин. Иккинчи томондан, жараённинг эҳтимоллиги $w_b = \frac{1}{r_b}$, у ҳолда $\Gamma_b = \Delta E_b = \hbar w_b$ ва

$$\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3 + \dots = \sum_{k=1} \Gamma_k \quad (5.4)$$

Демак, энергия сатҳининг тўла кенглиги парциал кенгликлар йиғиндисидан иборат бўлади.

Кичик энергияларда қўзғалган компаунд ядроларда фақат Γ_γ радиацион кенглик нолдан фаркли бўлади. Масалан, жараённинг ўртача вақти $\tau_\gamma = (10^{-14} \div 10^{-15})$ с, у ҳолда радиацион кенглик:

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

Бундай кичик энергияларда компаунд ядродан нейтрон ёки протоннинг ажралиб чиқиши мумкин эмас, чунки бу энергия уларнинг ядродаги боғланиш энергиясидан жуда кичик. Бирламчи зарра энергиясининг ортиши билан парчаланиш йўлларининг тури кўпаяди. Ўта қўзғалган компаунд ядронинг яшаш вақти жуда қисқа, энергетик сатҳ кенглиги эса шунча катта бўлади.

Энди компаунд ядронинг b заррага парчаланиш йўли билан асосий B ҳолатга қайтиш эҳтимоллигини аниқлайлик. Компаунд ядронинг қўзғалиш энергияси ядро ичида тасодифий ҳолда тақсимланганлигидан, ҳар хил парчаланиш каналлари ўзаро рақобатда бўлади. Маълум b канал бўйича парчаланишнинг эҳтимоллиги ω_b мос парциал кенгликнинг тўла кенгликка нисбати билан аниқланади:

$$\omega_b = \frac{\Gamma_b}{\Gamma}. \quad (5.46)$$

(5.13) реакциянинг эффектив кесими учун биз қуйидаги ифодага келамиз:

$$\sigma_{ab} = \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_b}{\Gamma} \sum_{l=1}^{R/\lambda} (2l+1) P_l. \quad (5.47)$$

Агар берилган қўзғалиш энергиясида компаунд ядронинг фақат битта парчаланиш канали мавжуд бўлса, яъни $\Gamma = \Gamma_b$ бўлса, у ҳолда $\omega_b = 1$. Зарра энергиясининг ҳар хил соҳаларида (5.13) реакциянинг ўзига хос хусусиятларини батафсил кўрайлик. (5.41) тенглик, яъни $l \leq \frac{R}{\lambda}$ шарт, зар-

ранинг де-Бройль тўлкин узунлиги ($\lambda = \frac{\hbar}{p}$) нишон-ядронинг таъсир доираси радиусидан жуда катта ($\lambda \gg R$) бўладиган даражадаги паст энергияларда фақат $l = 0$ ҳолдагина бажарилади. Ҳақиқатан ҳам, агар $\lambda \gg R$ бўлса, $l \leq \frac{R}{\lambda} \ll 1$, яъни $l \ll 1$, демак, $l = 0$. Бундай кичик

энергияларда нишон-ядро билан рўпара тўқнашувчи зарралар учунгина (5.13) реакция эҳтимоллиги нолдан фарqli бўлади. Зарранинг бундай паст кинетик энергияларида (5.13) реакциянинг бориши учун у нишон-ядронинг кулон тўсиғини сезмаслиги керак (марказдан кочма куч $l=0$ хол учун нолга тенг), яъни нейтрал зарра бўлиши керак, масалан, нейтрон. Демак, паст энергияларда реакциянинг бориш шарт $P_l=1$ экан.

Кичик энергиядаги нейтронларни қамраб олишда компаунд ядронинг ҳосил бўлиши ҳар доим γ -квантнинг учиб чиқишига олиб келавермайди, балки шунингдек, нейтрон учуриб чиқариши ва (n, p) ёки (n, α) реакцияларнинг амалга ошиши мумкин. Компаунд ядро моделида реакция икки босқичга — компаунд ядронинг ҳосил бўлиши ва парчаланишига бўлинганлиги сабабли, турли мумкин бўлган ҳодисаларнинг нисбий эҳтимоллиги компаунд ядронинг квант ҳолатлари орқали аниқланиши керак. Хусусан, агар ядронинг энергия сатҳлари — резонанслар бир-бирини қопламаса, компаунд ядронинг табиати алоҳида-алоҳида квант ҳолатнинг хусусиятлари орқали белгиланади ва демак, ушбу ҳолатни юзага келтирган усулга боғлиқ бўлмайди. Масалан, учуриладиган γ -квант ва нейтроннинг нисбий интенсивлиги нейтронлар билан нурланаётган ${}^A_ZX$ ядро учун протонлар билан бомбардирмон қилинадиган ${}^A_{Z-1}X$ ядро учун бир хил бўлади. Бунда албатта, тушаётган зарраларнинг энергияси шундайки, улар бир хил резонанс ҳолатни вужудга келтирадидлар. Юқоридаги хулоса «мустақиллик гипотезаси» деб аталади. Қуйида бу гипотеза ядрога бир қийматли бўлмаган резонанслар бир-бирини қоплаган вазиятда яна қайта кўриб чиқилади.

Кузатувлар паст энергияларда нейтроннинг нишон-ядрога ютилиши ва сўнгра компаунд ядронинг парчаланиш реакцияси нурнинг сочилиш жараёнига жуда ўхшашлигини кўрсатади. Оптиканинг дисперсия ҳодисаси каби (n, b) реакцияларда ҳам реакция кесими эгри чизигида резонанс максимумлар кузатилади. Бу резонанс максимумлар компаунд ядро қўзғалиш энергиясининг маълум қийматларида кузатилади. (5.36) реакция кесимини қуйидагича ҳам ёзиш мумкин:

$$\sigma_{A \rightarrow C \rightarrow B} = \sigma_{A \rightarrow C} \mathcal{W}_B \quad (5.48)$$

бу ерда $\gamma_{A \rightarrow C}$ — компаунд ядронинг ҳосил бўлиш кесими,

ω_B — унинг (5.36) реакция схемасига асосан (яъни Bb канал оркали) парчаланиш эҳтимоллиги. (5.48) ифодада жараённинг икки босқичлиги ва шунингдек, мустақиллик гипотезаси ҳам аниқ кўрсатилган.

Г. Брейт ва Е. Вигнер 1936 йилда (n, b) реакция учун куйидаги дисперсион формулани таклиф қилдилар:

$$\sigma_{A+C} = \pi \lambda_{Aa}^2 \frac{2(I_C+1) \Gamma_{Aa} \Gamma}{(2I_A+1)(2I_a+1)(\mathcal{E} - \mathcal{E}_0)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (5.49)$$

бу ерда λ_{Aa} — A_a каналидаги нисбий тўлқин узунлиги, $\mathcal{E}_0$ — массалар марказидаги резонанс энергия, Γ — сатҳнинг тўла кенглиги, Γ_{Aa} сатҳнинг A_a канал бўйича парчала-нишга нисбатан парциал кенглиги. Маъно жихатдан $\frac{\Gamma \cdot j}{h}$ катталик компаунд ядронинг J канали бўйича вақт бирлигидаги парчаланиш эҳтимоллигини билдиради. Бу ерда

$$\Gamma = \sum_i \Gamma_i \quad (5.50)$$

йиғинди ҳамма каналлар бўйича олинади ва

$$W_b = \frac{\Gamma_{Bb}}{\Gamma}. \quad (5.51)$$

(5.48) ва (5.51) тенгликларни (5.48) муносабатга қўйиш резонанс учун Брейт — Вигнернинг машҳур формуласини беради:

$$\sigma_{A \rightarrow C+B} = \pi \lambda^2 \frac{2I_c+1 \Gamma_{Aa} \Gamma_{Bb}}{2(I_A+1)(2I_a+1)(\mathcal{E} - \mathcal{E}_0)^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (5.52)$$

Хусусан, (n, γ) реакция учун

$$\sigma(n, \gamma) = \pi \lambda^2 \frac{2I_c+1 \Gamma_n \Gamma_\gamma}{2(2I_A+1)(\mathcal{E} - \mathcal{E}_0)(\Gamma/2)^2}, \quad (5.53)$$

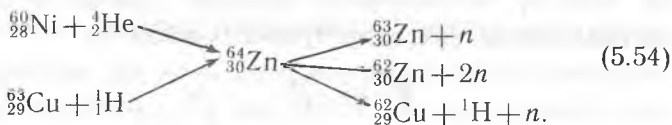
бу ерда Γ_n ва Γ_γ — нейтрон ва γ -квант учуриб чиқаришга мос келувчи парциал кенгликлар.

Брейт — Вигнер формуласи ёрдамида компаунд ядрога ҳар қандай берилган резонанс соҳасида кесимнинг қиймати аниқланади. Нейтроннинг кумуш ядролари билан тўқнашиш кесими 0,01 дан 100 эВ гача бўлган энергия оралиғида бир неча резонанс — максимал қиймат-

ларга эга. Шу резонанслардан биринчисининг энергияси $\mathcal{E}_0 = 5,120$ эВ бўлиб, у резонанс γ - чиқариш ва нейтрон чиқаришга нисбатан $\Gamma_\gamma = 136 \cdot 10^{-3}$ эВ ва $\Gamma_n = 5,9 \times \times \mathcal{E}^{1/2} \cdot 10^{-3}$ эВ кенгликлар билан характерланади.

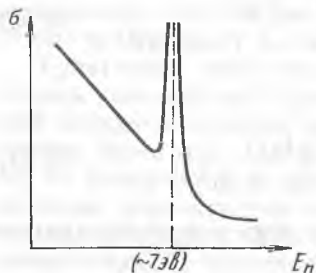
Нейтронларни «камраш»да кузатилган резонанслар ядролар кўзгалган ҳолатларининг энергияси ва шунга мос келадиган сатҳлар кенглиги ҳақидаги маълумотларни беради. Бу хилдаги тажрибаларни зарядли зарралар билан амалга ошириш мумкин эмас. Фақат энг енгил ядролар бундан истисно. Бунга сабаб, кичик энергияларда кулон тўсиғи Γ_A ни фавқулодда камайтириб юборади. Нейтронлар учун $l=0$ ҳолатда Γ_n энг катта қийматга эга, компаунд ядронинг спини эса $I_A = \pm \frac{1}{2}$ бўлади.

Қўшилиб кетадиган сатҳлар соҳасида мустақиллик гипотезаси текширилган ишлар сони унча кўп эмас. Улардан биринчиси ва кўпроқ эслаб туриладигани Гхошал томонидан амалга оширилган. Гхошал икки хил усул билан олинган ^{64}Zn нинг уйғонган ядролари табиатини ўрганди:



(5.48) муносабатга асосан мустақиллик гипотезаси, масалан, қуйидаги тенгликнинг бажарилишини талаб қилади:

$$\begin{aligned} \frac{\sigma(\alpha, pn)}{\sigma(\alpha, 2n)} &= \frac{w(pn)}{w(2n)} = \\ &= \frac{\sigma(p, pn)}{\sigma(p, 2n)}. \end{aligned} \quad (5.55)$$



5. 7- расм. Нейтроннинг уран-238 ядросида ютилиш кесимининг нейтронлар энергиясига резонанс боглиқлиги.

Бу тенгламада ҳамма кесимлар ^{64}Zn компаунд ядронинг битта кўзғалиш энергиясига мос келади. Гхошал ўз тажрибаларининг натижалари орқали мустақиллик гипотезаси (5.48) ва (5.51) кўринишдаги талабларининг тўғрилигини тасдиқлади.

Резонанс энергияда (7 эВ, 5.7- расм) компаунд ядронинг вужудга келиш кесими, (n, n)

эластик сочилиш кесими ва ноэластик (n, b) реакция кесими қуйидагича аниқланади:

$$\sigma_{ac} = 4\pi\lambda_n^2 \frac{\Gamma_n}{\Gamma}; \quad \sigma_{nn} = 4\pi\lambda_n^2 \frac{\Gamma_n^2}{\Gamma^2}; \quad \sigma_{nb} = 4\pi\lambda_n^{-2} \frac{\Gamma_n \Gamma_b}{\Gamma^2} \quad (5.56)$$

Фараз қилайлик, фақат битта ноэластик канал мавжуд бўлсин, яъни $\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b$, у ҳолда эластик сочилиш кесими $\Gamma_b = 0$, $\Gamma_n = \Gamma$ бўлгандагина максимумга эришади, яъни

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

Ноэластик сочилиш кесими эса $\Gamma_b = \Gamma_n = \frac{\Gamma}{2}$ ҳолдагина максимал қийматга эга бўлади:

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

Жуда паст энергияларда, яъни $T \ll T_{\text{рез}}$ да, реакция кенглигини $\Gamma_b = \text{const}$ деб ҳисоблаш мумкин; $\Gamma_n \sim v_n$. У ҳолда (n, b) реакция кесими ва (n, n) эластик сочилиш кесими қуйидагича функционал кўринишда бўлади:

$$\sigma_{nb} \sim \frac{1}{v_n}; \quad \sigma_{nn} = \text{const}. \quad (5.57)$$

Демак, ўта паст энергияларда (n, b) реакция кесими v^{-1} каби ўсар экан. Бу ҳол нейтронлар физикасида ва ядро энергетикасида муҳим аҳамиятга эга бўлган $\frac{1}{v}$ қонундир. Бу қонун асосида реакторларда муҳим реакцияларнинг ўта секин нейтронлар билан жуда ҳам шиддатли ўтиши тушунтирилади. Ҳақиқатан ҳам, агар нейтронларнинг тезлиги секинласа, уларнинг нишон-ядро билан рўпара таъсирлашиш вақти ошади, натижада нейтронларнинг ютилиш эҳтимоллиги ҳам ошади.

Паст энергияларда асосан (n, γ) ёки (n, n) жараёнлар рўй беради, холос. (n, γ) реакцияга оддий мисоллар тарикасида ${}^1_0\text{H}$ (n, γ) ${}^2_1\text{H}$; ${}^2_1\text{H}$ (n, γ) ${}^3_1\text{H}$; ${}^{19}_9\text{F}$ (n, γ) ${}^{20}_9\text{F}$ ва ҳоказоларни келтириш мумкин. Биринчи реакциянинг кесими кичик — $\sigma_{n\gamma} = 0,3$ барн; реакция энергияси эса $Q = 2,18$ МэВ. Иккинчи реакциянинг кесими жуда кичик $\sigma_{n\gamma} = 0,46 \cdot 10^{-3}$ барн. Баъзи реакцияларда эса мазкур кесим жуда катта бўлиши мумкин. Масалан, тезлиги 0,0253 эВ га тенг нейтронларнинг кадмий ядроси томонидан ютилиш кесими ${}^{113}_{48}\text{Cd}$ (n, γ) ${}^{114}_{48}\text{Cd}$ реакцияси учун

19 500 барн га тенг. Шунинг учун ҳам реакторларни бошқаришда кадмий таёкчаларидан кенг фойдаланилади.

Агар нишон-ядрога тушаётган зарранинг де-Бройль тўлқин узунлиги ядро ўлчамидан жуда кичик, яъни $\hbar \ll R$ бўлса, бундай жараёнлар юқори энергияли ядро реакциясига киради. Зарранинг энергияси бир неча МэВ бўлиб, у нишон-ядронинг потенциал тўсиғидан бемалол ўта олади — $P_1 \sim 1$.

Юқори энергияли (n, b) жараёнларда кўпинча (n, n') , (n, p) , (n, α) ва $(n, 2n)$ каби реакциялар юз беради. Нейтронлар энергиясининг $T_n > 1$ соҳасида ноэластик сочилиш (n, n') реакцияси рўй бериши учун нейтрон энергияси нишон-ядронинг биринчи қўзғалган ҳолати энергиясидан паст бўлмаслиги керак. Бу хил реакцияларни ядро реакцияси назариясининг компаунд ядро модели билан тушунтириш мумкин.

(n, p) реакцияларига ${}^{19}_9\text{F}(n, p){}^{19}_8\text{O}$; ${}^{27}_{13}\text{Al}(n, p){}^{27}_{12}\text{Mg}$ каби реакциялар мисол бўла олади. Бу хил жараёнлар нейтрон энергиясининг фақат протоннинг компаунд ядродан чиқиб кета олишига етарли бўлган қийматларидагина амалга ошиши мумкин. Протонлар компаунд ядродан «буғланиши» учун уларнинг кинетик энергияси боғланиш энергияси билан потенциал тўсиқ йиғиндисидан катта бўлиши керак. Нейтронни етарлича юқори энергияларда экспериментал кузатиш натижалари ядро реакцияси назариясининг компаунд ядро модели асосида ҳисобланган кесимидан фарқ қилади: эксперимент натижалари назарий ҳисобдан катта. Бу тафовут (n, p) протонлар ва α -зарраларни тўғридан-тўғри нишон-ядродан уриб чиқариш йўли билан ҳам ўтади.

Ўта юқори энергияларда ($T_a \geq 100$ МэВ) ядро реакциялари учун Н. Борнинг компаунд ядро модели тўғри бўлмай қолади. Мазкур энергияларда α зарра нишон-ядрони ташкил этган нуклонлар билан тўқнашган ҳолда ўз энергиясини тамоман йўқотишга улгурмай ядродан ўтиб кетади.

5.8- §. Бевосита ўзаро таъсирли ядро реакциялари

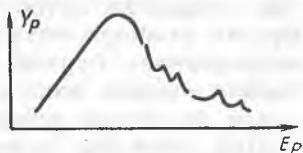
Агар ядро реакцияси $t_{\text{яд}}$ ёки унга нисбатан қисқарок вақтда рўй берадиган бўлса, бундай реакция *бевосита ўзаро таъсирли* ядро реакцияси дейилади. Бундай қисқа вақт ичида ядрога келиб тушаётган зарра ядрогаги фақат битта ёки кўпи билан иккита-учта нуклонлар билан тўқнашишга улгуради. Компаунд ядро механизмидан

фаркли ўларок, бу ҳолда битта нуклон билан тўқнашган зарра унга бевосита импульс беради ва натижада бу зарра ядродан уриб чиқарилиши мумкин бўлади. Бундай механизм асосида нишон-ядродан протонлар ҳамда нейтронлар тенг интенсивлик билан учуриб чиқарилиши мумкин, чунки юқори энергияларда тушаётган зарра билан нишон-ядро орасидаги кулон таъсирни ҳисобга олмаса ҳам бўлади.

Агар нишон-ядро билан тўқнашаётган α зарра таркибий қисмга эга бўлса (масалан, дейтрон — d) унинг бир қисмигина нишон-ядро билан бевосита ўзаро таъсирда бўлиши мумкин. Қолган қисми эса таъсирни сезмаган ҳолда ўз йўлида факат траекториясини ўзгартирган ҳолда давом этади. Бу хил жараён реакциялари бевосита ўзаро таъсирли механизмга киради. Масалан, дейтронлар билан бўладиган стриппинг-узилиш реакцияси (дейтроннинг бир нуклони нишон-ядрога қолади, иккинчиси эса реакция жараёнида биринчидан ажралиб — «узилиб» ўз йўлида давом этади) ёки унга тесқари пикапилиш реакцияси (тушаётган нуклон нишон-ядродан битта ёки иккита нуклон илиб олади). 5.8- расмда (d, p) узилиш реакциясига тегишли протонлар чиқишининг энергетик боғланиши келтирилган. Расмда нисбатан катта энергияли протонларга тегишли максимумлар ҳам яққол кўриниб турибди. (d, p) реакцияларда ҳосил бўлган протонларнинг бурчак тақсимотини ўрганиш паст энергияларда 90° га нисбатан симметрия мавжудлигини кўрсатса, юқори энергияларда бу симметрия йўқолади.

(d, p) реакция натижасида пайдо бўлган ва 5.8- расмдаги кенг максимумни ҳосил қиладиган паст энергияли протонлар дейтронларнинг парчаланиб, компаунд ядро ҳосил бўлиш жараёни орқали юзага келса, нисбатан юқори энергияли протонлар интенсивлигининг айрим максимумлари узилиш жараёни ҳисобига ҳосил бўлади деб тушунтириш мумкин. Демак, спектрдаги ҳар бир максимум ҳосилавий ядронинг асосий ёки уйғонган ҳолатларининг биронтасида ҳосил бўладиган реакциясига мос келади.

С. Батлер ҳосилавий ядро нейтронларни қуйи ҳолатга қамраб оладиган ҳол учун катта энергиядаги дейтронларнинг



5. 8- расм. (d, p) реакция чиқишининг протонлар энергиясига боғлиқлиги.

(d, p) узилиш реакцияси дифференциал эффектив кесими-
ни назарий жихатдан ўрганди ва бундай реакцияларни
ядро спектроскопияси учун татбиқ этиш мумкинлигини
кўрсатди. E_d энергияли дейтронни камраб олган нишон-
ядронинг боғланиш энергияси

$$E_1 = E_d + \mathcal{E}_p + \mathcal{E}_n - \mathcal{E}_d \quad (5.58)$$

бўлади, бу ерда $\mathcal{E}_p, \mathcal{E}_n$ — протон ва нейтроннинг нишон-
ядрогаги боғланиш энергиялари, уларнинг қийматлари
тахминан 8 МэВ га тенг. $\mathcal{E}_d$ — протон ҳамда нейтроннинг
дейтрондаги боғланиш энергияси ($\mathcal{E}_d \approx 2,2$ МэВ). (d, p)
реакция учун уйғониш энергияси

$$E_2 = E_d + \mathcal{E}_n - \mathcal{E}_d - E_p \quad (5.59)$$

бўлади ва агар $E_d \approx 2$ МэВ деб олинса, $E_d - \mathcal{E}_d \approx 0$
бўладиган ҳол учун

$$E_2 = \mathcal{E}_n - E_p \quad (5.60)$$

ифодага келамиз. Бундан, агар учиб чиқаётган протон
энергияси $E_p \approx \mathcal{E}_n$ бўлса, $E_2 \approx 0$ бўлиши керак, деган
хулосага келамиз. Шундай қилиб, узилиш реакциясининг
муҳим хусусияти шундаки, ҳосил бўлган ядронинг
қўзғалиш энергияси жуда кичик бўлиши мумкин ва
узилиш механизми туфайли дейтронлар таъсиридаги
реакциялар кучсиз қўзғалган ҳолатларни ўрганиш имко-
нини беради. Яна шуни ҳам қайд қилиш керакки, бундай
реакция натижасида ҳосил бўлган протонлар энергияси
тушаётган дейтронларнинг энергиясидан ҳам катта бўлиб
қолиши мумкин.

Узилиш реакцияси жараёнида узилган нейтрон маълум
бир сатҳга тушганда эффектив кесим энг катта қийматга
эришади. Бу ҳолда учиб чиқаётган зарралар энергияси
аниқ бир қийматли бўлиб, ҳосил бўлган ядро сатҳларига
мос келадиган қатор максимумлардан иборат бўлади.
Бундан ташқари, сатҳларнинг хоссалари учиб чиқаётган
зарраларнинг бурчак тақсимотига ҳам таъсир этади.
Қобик моделга асосан, узилиш натижасида ядро ичига
кириб бораётган нейтроннинг бурчак моменти у тушиб
қолган қобикнинг моментига тенг бўлиши керак.

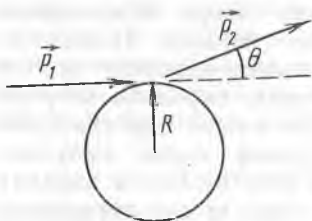
Бевосита ўзаро таъсир реакциялари бир қатор ўзига
хос хусусиятларга эга. Шулардан энг муҳимлари устида
тўхталиб ўтамиз.

Инерция маркази системасида реакция маҳсулотлари-

нинг бурчак тақсимои бирламчи зарра йўналишига нисбатан кучли анизотропияга эга бўлади. Чунки, биринчидан, зарра ўз импульсини нишон-ядронинг асосан битта нуклонига беради; иккинчидан, берилган энергия етарлича юқори бўлади. Натижада нишон-ядродан уриб чиқарилган нуклон асосан бирламчи зарра импульси йўналиши бўйича мумкин бўлган энергия билан ҳаракат қилади. Масалан, (n, n) бевосита ўзаро таъсир реакциясида нишон-ядродан уриб чиқарилган нейтронларнинг инерция маркази системасидаги бурчак тақсимои бирламчи нейтроннинг йўналиши бўйича чўзилган, энергияси эса бирламчи нейтрон энергиясига яқин бўлади. Биз юқорида кўрдикки, компаунд ядро моделида иккиламчи зарраларнинг бурчак тақсимои инерция маркази системасида сферик симметрияга эга бўлади.

Бевосита ўзаро таъсир жараёнларини, одатда, сирт реакциялари дейилади, чунки агар энергия тахминан 10 МэВ атрофида бўлса, бевосита ўзаро таъсир реакциялари асосан нишон-ядро сиртида рўй беради. Бевосита ўзаро таъсир ядро реакцияларининг бу хил хусусияти қуйидагича талқин қилинади. Ўрта энергиядаги нуклоннинг нишон-ядро сиртидаги нуклонлар билан тўқнаш келмасдан ички соҳага ўтиш эҳтимоллиги жуда кичик. Бундан ташқари, нишон-ядронинг ичкарасидан бирор нуклонни уриб чиқариш эҳтимоллиги ҳам жуда кичик. Чунки ичкаридан чиқаётган нуклон ўз йўлида яна тўқнашувда қатнашиб, чиқиб кетолмаслиги мумкин. Бевосита ўзаро таъсир реакцияларини нишон-ядро сиртида юз бериши уриб чиқарилган зарраларнинг бурчак тақсимоида ўзига хос жойлашган максимумларнинг пайдо бўлишига олиб келади. Бу ҳолни (n, n) реакция мисолида кўрайлик. Паст энергиялар соҳаси (~ 10 МэВ) мавжудлиги сабабли масалани ярим классик ҳолда кўрамиз.

Фараз қилайлик, мазкур (n, n) жараён эластик сочилиш бўлсин. Чунки бирламчи ва иккиламчи нейтронларнинг импульслари мазкур механизмга асосан абсолют қиймати бўйича бир-бирига жуда яқин, яъни $|\vec{p}_1| \approx |\vec{p}_2|$. Агар реакция R радиусли нишон-ядронинг сиртида юз берса, реакцияда бевосита қатнашувчи нейтронларнинг орбитал моментлари мос равишда $[\vec{R}, \vec{p}]$ ва $[\vec{R}, \vec{p}_2]$ бўлади. Шуни айтиш керакки, бирламчи нейтрон импульси ядро сиртига деярли уринма ҳолида йўналган (5.9-расм). Шундай соддалаштиришдан сўнг



5. 9- расм. Сирт тўқнашув реакциясининг вектор диаграммаси.

орбитал моментлар ўзгариши учун қуйидаги ифодага келамиз:

$$\hbar \Delta l = 2p_1 R \cdot \sin \frac{\theta}{2}.$$

Орбитал момент катталиги Δl маълумки, бутун сон қийматлар қабул қилади. Бундан ташқари, у момент ва жуфтликнинг сакланиш қонунлари томонидан қўйиладиган катор терма қоидаларни қаноатлантиради. Масалан, агар реакция жараёнида бирламчи нейтроннинг спини ўз йўналишини ўзгартирмаса, Δl икки томонидан чегараланган бўлади, яъни

$$I_A + I_B \geq \Delta l \geq |I_A - I_B|, \quad (5.61)$$

бу ерда I_A , I_B — мос равишда A ва B ядроларнинг спини. Реакцияда жуфтликнинг сакланиш қонунига биноан, агар A ва B ядроларнинг жуфтлиги ўзгармаса, Δl фақат жуфт сонга тенг бўлиши мумкин ва агар реакция жараёнида ядроларнинг жуфтликлари ҳар хил бўлса, Δl фақат тоқ қийматларнигина қабул қилади. Шундай қилиб, сакланиш қонунига мос келган Δl нинг ҳар бир қиймати (5.61) формулага биноан маълум бурчаклардагина ўринли бўлади. Сочилиш бурчагининг юқоридагидек Δl орқали танланиши реакция маҳсулотларининг бурчак тақсимоотидаги максимумларига тўғри келади.

Бевосита ўзаро таъсир реакцияси жараёнида нишон-ядродан уриб чиқарилган иккиламчи зарраларнинг энергия спектри Максвелл тақсимооти бўйича бўлмайди. Бу спектрда юқори энергияли зарралар сони етарлича кўпдир. Мисол тариқасида, бирламчи нейтронлар энергиясининг 14,5 МэВ қийматидаги $^{209}_{83}\text{Bi} (n, n) ^{209}_{83}\text{Bi}$ реакция иккиламчи нейтронларининг энергия тақсимотини келтириш мумкин. Бу жараёнда иккиламчи нейтронларнинг энергия бўйича тақсимоот чизиғи бирламчи нейтрон энергиясининг ўсиши билан текис ва тез нолга яқинлашмасдан, балки 9 МэВ атрофида максимумга эришадиган «дум»га эга. Компонд ядро моделида ўринли бўлган Максвелл тақсимоотида эса бу хил «дум» йўқ. Бу хусусият ҳам бевосита ўзаро таъсир реакциясини характерлайди. Мазкур «дум» маълум энер-

гияда, бизнинг мисолда 9 МэВ да, иккиламчи зарралар сонининг ортишини кўрсатади.

Бевосита ўзаро таъсир реакцияси жараёнида, агар бирламчи зарра энергияси етарлича юқори бўлса, нишон-ядродан деярли бир хил эҳтимоллик билан нейтронлар, протонлар, ҳатто дейтронлар, тритонлар, ${}^3\text{He}$ ядроси, α - зарралар, Li, C каби ядро-фрагментлар ва элементар зарралар — пионлар, каонлар, гиперонлар ҳам уриб чиқарилиши мумкин.

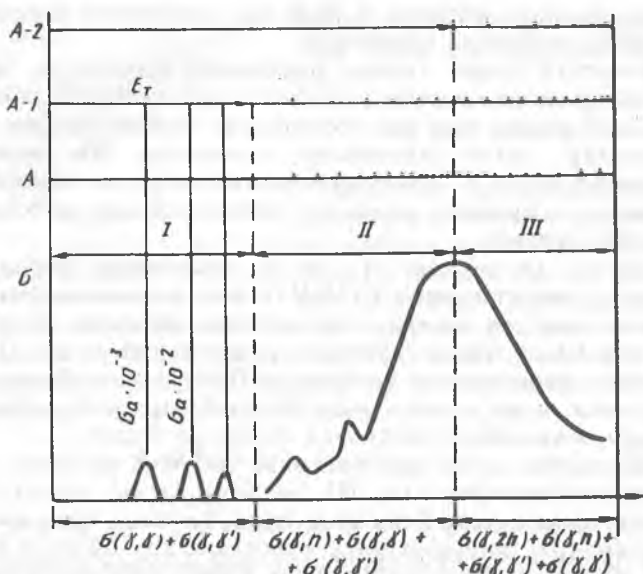
(n, n) , (n, p) , (p, n) , (p, p) реакциялар бирламчи зарралар энергиясининг 10 МэВ га яқин қийматларида рўй беради. Бир оз юқори энергияларда юқорида эслатиб ўтилган (d, p) , (d, n) стриппинг реакциялари ва (p, d) (n, d) пикап реакциялари юз беради. Дейтроннинг боғланиш энергияси жуда кичик ($\sim 2,2$ МэВ) бўлганлиги сабабли, мазкур реакциялар дейтронда интенсив ўтади.

Бирламчи зарра энергиясининг 100 МэВ ва ундан ҳам юқори қийматларида $(n, {}^1\text{H})$, $(n, {}^3\text{He})$, (n, α) , (p, α) (${}^1\text{H}$, α) каби реакциялар бориши мумкин. Умунан, жуда юқори энергияларда нишон-ядрога «портлашлар» бўлиши мумкин. Натижада ядро кичик-кичик бўлакларга парчаланиб кетади.

5.9- §. Фотоядро реакциялари

Юқори энергияли γ -квантларнинг ядролар билан тўқнашиши натижасида протон, нейтрон, дейтрон ва бошқа зарраларнинг ҳосил бўлишига олиб келадиган жараёнлар *фотоядро реакциялари* (ядро фотоэффекти) дейилади. Компаунд ядро ҳосил қилмасдан борадиган фото-ядро реакциялар — бевосита фотоэффект дейилади. Ядро фотоэффекти 1934 йилда Д. Чадвик ва Гольдгабер томонидан ${}^{208}\text{Tl}$ радиоактив изотопдан чиқадиган $E = 2,62$ МэВ энергияли γ -нурлар билан оғир водородни бомбардимон қилишда кузатилган. Бу реакциялар эндо-термик бўлганлиги учун γ -нурлар энергияси чиқарилаётган нуклонларнинг ядрогаги боғланиш энергиясидан катта бўлганда амалга ошиши мумкин. Энергияси ўнлаб, юзлаб МэВ бўлган γ квантларни ҳосил қилиб берадиган бетатрон, синхротронлар қурилгандан сўнг ядро фото-эффекти ҳақидаги маълумотлар айниқса тез кўпайди. Гамма-квантларнинг бу қийматларида π ва μ -мезонларнинг ҳосил бўлишини ҳам кузатиш мумкин.

Кўпчилик ядроларда маълум даражада намоён бўлади-



5. 10- расм. Оптик модель асосида караладиган ядро реакциясининг учта боскичи.

ган γ -квантларнинг камраб олиниш кесими (σ_a) нинг энергияга боғланиш хусусиятлари 5.10- расмда келтирилган. Расмда энергия ўқи учта соҳага ажратилган. I соҳага тегишли γ -квантларнинг (фотонларнинг) энергияси нуклонларни учуриб чиқаришга камлик қилади. Бу соҳада фотонларнинг камраб олиниши қатор сатҳларнинг қўзғалишига олиб келади. II соҳага тегишли фотонларнинг энергияси нуклонларни уриб чиқаришга етарли, лекин уларнинг айрим сатҳларга ютилиши сезиларли даражада бўлади. III соҳада эффектив кесим энергия ортиши билан секин ортади. Бу соҳани *узлуксизлик соҳаси* дейилади. Расмда $\sigma(\gamma, n)$ нуклонни учуриб чиқариш кесимини, $\sigma(\gamma, \gamma)$ ва $\sigma(\gamma, \gamma')$ лар эса эластик ва ноеластик сочилишга доир кесимларни билдиради. E_n , E_{2n} — фотонларнинг бир, икки ва ҳ. к. нуклонларни учуриб чиқариш учун керак бўладиган энергия қийматлари. A, $A=1$ ва $A=2$ ядроларнинг энергетик сатҳлари схематик тарзда шу шаклнинг юқори қисмида келтирилган.

Барча ядролар учун юқорида келтирилган соҳалар бир-биридан аниқ чегара билан ажратилган бўлавермайди.

I соҳага тегишли интеграл кесим II ва III соҳаларга тегишли интеграл кесимларга қараганда жуда кичик бўлиб, енгил ядроларда интеграл эффектив кесим учун II соҳа асосий ҳисса қўша, оғир ядроларда интеграл кесим учун III соҳа асосий роль ўйнайди.

Кичик энергияли фотонлар ядронинг фақат тўла заряди билан таъсирлашади ва ядровий Томсон сочилишига олиб келади. Фотонларнинг ядродаги Томсон сочилишига доир классик ифодасини электроннинг массаси ва зарядини ядронинг m массаси ва Z зарядига алмаштириб қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\frac{d\sigma_T}{d\Omega} = \frac{Ze^2}{2mc^2} (1 - \cos^2\theta), \quad (5.62)$$

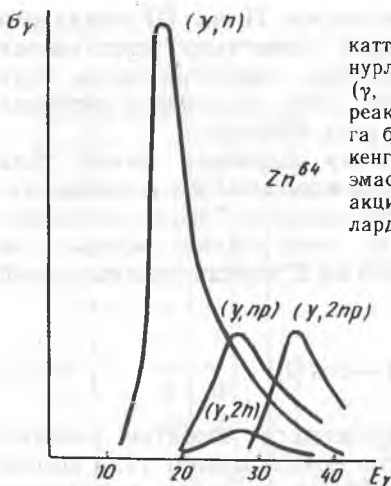
бу ерда θ — бошланғич йўналишга нисбатан сочилиш бурчаги. Ядролардаги Томсон сочилишининг тўла кесими σ_T атом электронларидаги тегишли сочилиш кесимининг миллиондан бир фоизини ташкил қилади. Бу ҳол юмшоқ γ квантларнинг ядролардаги сочилишини тажрибада ўрганишни қийинлаштиради ва тажриба натижаларини тўғри талқин қилишда қийинчиликларга олиб келади.

Гамма-квантларнинг резонанс сочилишига доир эффектив кесим қуйидаги кўринишда ёзилиши мумкин:

$$\sigma = \frac{\lambda_\gamma (2I+1)}{8\pi (2I_0+1)} \cdot \frac{\Gamma_\gamma^2}{(E_\gamma - E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}, \quad (5.63)$$

бу ерда Γ — ядро сатҳнинг тўла кенглиги, E_γ ва λ_γ — мос равишда γ -квант энергияси ва тўлқин узунлиги; I ва I_0 — кўзғалган ва асосий ҳолатларнинг моментлари, E_0 — резонанс рўй берадиган сатҳ энергияси, Γ_γ — кўзғалган ҳолатдан асосий ҳолатга бевосита γ -ўтишга доир парциал кенглик.

Гамма-квант энергияси E_H дан катта бўлганда ядродан протон ёки нейтрон учуриб чиқариши мумкин. Энергия нуклон чиқариш остона қийматидан катта бўлганда сатҳлар кенглиги кескин ортиб, сатҳлар орасидаги масофа кескин кичраяди ва энди айрим ҳолат тўғрисида фикр юритиш имконияти йўқолади. (γ, n) , (γ, p) ва бошқа кўринишдаги фотоядро реакциялар эффектив кесимларининг энергияга боғлиқлиги (кўзғалиш функциялари) энергиянинг 12—25 МэВ оралиғида кенг максимумлардан



5. 11- расм. Рух ядроси ^{64}Zn ни катта энергияли гамма-квантлар билан нурлантирилганда вужудга келадиган (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, (γ, np) ва $(\gamma, 2np)$ реакциялар эҳтимоликларини энергияга боғлиқлиги. Яққол кўриниб турган кенг резонанслар фақат ^{64}Zn га тегишли эмас. Ҳамма ядроларга хос фотореакция резонанслари — гигантрезонанслардир.

иборат бўлиб, уларнинг умумий кўриниши 5.11- расмда келтирилган.

Енгил элементлар учун кесим максимуми тахминан 22 МэВ га тўғри келса, оғир ядролар учун бу қиймат тахминан 10 МэВ га тўғри келади ва бу боғланиш $E_{\text{м}} \approx \text{const} \cdot A^{-0,186}$ эмпирик формула билан тасвирланади. Кўп ҳолларда резонанс кенглиги 2 МэВ дан 8 МэВ гача бўлади.

Гамма-квантнинг ядро томонидан қамраб олиниш жараёнини тушунтириш учун, аввало, γ квантнинг электромагнит тўлқин табиатга эга эканлигини эслаш керак. Ядро билан таъсирлашаётган бу электромагнит тўлқин электр майдон кучланганлиги томонидан барча протонларга электростатик куч билан таъсир этади ва уларни нейтронларга нисбатан силжишга олиб келади. Протон ва нейтрон орасида тортишув кучлари мавжудлиги туфайли нейтронларга нисбатан силжиган протонлар мувозанат ҳолатига томон қайтади ва ядро механик системанинг даврий ҳаракатини эслатадиган тебранма ҳаракатга келади (дипол тебранишлар). Ишқаланиш мавжудлиги туфайли тебранишлар аста-секин сўнади ва тартибли тебранишлар тартибсиз иссиқлик ҳаракатига айланади, натижада кўзғалган компаунд ядро ҳосил бўлади. Ядродаги бу дипол тебранишлар частотаси механик системаникига ўхшашлигидан фойдаланиб

$$\omega = \sqrt{f/m}, \quad (5.64)$$

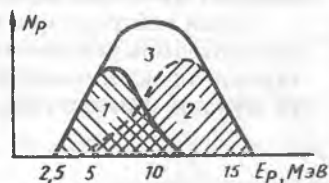
деб ёзиш мумкин, бу ерда f — ядро моддасининг эластиклик коэффиценти, m — ядро массаси. Эластиклик коэффиценти ядро юзасига, массаси эса ҳажмига пропорционал бўлиб, юза билан масса ўз навбатида мос ҳолда ядро радиусининг квадрати ва кубига пропорционалдир. Агар $R = R_0 \cdot A^{1/2}$ ($R_0 = 1,2 \cdot 10^{-15}$ м) эканлигини ҳисобга олсак, ω частотага мос энергия учун

$$E = \hbar\omega = \text{const} \cdot A^{-0,17}$$

кўринишдаги боғланишга келамиз. Шундай қилиб, содда модель асосида тажрибадан олинган натижага мос боғланишга келиш мумкинлигини кўрамиз. Квант механикаси асосидаги аниқ ҳисоблашлар ядродаги барча нуклонлар бундай дипол тебранишларда иштирок этиши мумкин деган тахминни тасдиқлайди.

Кейинги вақтларда баъзи енгил ядроларда (γ , n) реакциялар улкан резонансининг «таркибий тузилиши» кузатилмоқда. Бу фактларни айрим кўзғалиш сатҳлари ҳақидаги мулоҳазалар асосидагина тушунтириш мумкин. Фотоядро реакциялари ҳақидаги бу икки хил қарашлар бир-бирини истисно қилмаса керак ва фотонлар энергияси ҳамда ядро массасига қараб γ -квантлар ютилишининг ҳар хил йўллари бўлса керак, деб хулоса қилиш мумкин. Фотопротонларнинг энергетик ва бурчак тақсимотини ўрганиш фотоядро реакцияларнинг фотоэффекти ва буғланиш механизмлари мавжудлигини кўрсатади. Бевосита фотоэффект механизмида γ -квантлар энергиясининг асосий қисмини «сиртда» жойлашган протонга беради. Бу ҳолда компаунд ядро ҳосил бўлмайди. Шундай қилиб, протонларнинг энергетик тақсимоти буғланиш механизми орқали ҳосил бўладиган энергетик тақсимотидан кескин фарқ қилади 5.12-расмда индий ядросидаги (γ , p) реакциянинг тажрибадан олинган спектри ва буғланиш ҳамда бевосита фотоэффект механизмларига оид назарий гра-

5. 12- расм. Индий ядросидан учиб чиққан фотонпротонлар спектри. 1- ва 2-буғланиш ва бевосита фотоэффектив механизмларга тааллуқли назарий эгри чизиклар. N_p — нисбий интенсивлик.



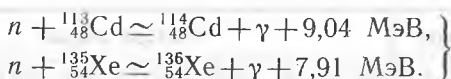
фиклар келтирилган. Расмдан кўриниб турибдики, тажрибадан олинган интенсивлик айрим жараёнлар берадиган эффектлар йиғиндисига тенг бўлиб, ҳар бир жараён ҳиссаси γ -квантлар энергиясига ва масса сонига боғлиқ бўлади.

5.10- §. Нейтронлар иштирокидаги ядро реакциялари

Нейтрон нейтрал зарра бўлганлигидан, энергияси қандай бўлганда ҳам унинг учун ядро ичига кириб бориб, турли хилдаги ядро реакцияларини амалга ошириш имконияти мавжуд. Шунинг учун ҳам нейтронлар иштирокидаги ядро реакциялари ядро физикасининг ривожланишда катта роль ўйнади.

Нейтрон — ядро реакцияларининг кесими нейтронлар энергияси билан кучли боғланишда бўлади. Кесимнинг энергияга боғланиши бир ядродан иккинчисига, A ёки Z ни ўзгартириб ўтилганда кучли ва тартибсиз равишда ўзгаради. Шунга қарамасдан, нейтронлар энергиясини маълум турдаги реакцияларнинг умумийлигини акс эттирадиган соҳаларга ажратиш мумкин. Ядро энергетикасида нейтронларни энергияларига кўра юқори энергияли ва паст энергияли (секин) нейтронларга ажратилади. Секин нейтронлар «совуқ», «иссиқ» ва «резонанс» нейтронларга бўлинади. Совуқ нейтронлар энергияси 0,025 эВ дан кичик бўлиб, уларнинг таъсирлашиш кесими жуда катта ва тўлқин хусусияти кучли намоён бўлади. Иссиқ нейтронларнинг энергияси тахминан 0,025 эВ атрофида бўлади. Энергияси 0,5 эВ дан 1 кэВ гача бўлган нейтронлар *резонанс нейтронлар* дейилади, чунки бу соҳада ўрта ва оғир ядролар учун тўла кесим етарлича катта қийматга эга бўлиш билан бирга жуда кўп максимумлар бўлади. Энергияси 1 кэВ дан 100 кэВ гача бўлган нейтронлар *оралиқ нейтронлар*, 100 кэВ дан 14 МэВ гача бўлган нейтронлар эса *тез нейтронлар* дейилади. Тез нейтронларнинг таъсирлашиш кесими секин нейтронларникидан анча кичик бўлади.

Секин нейтронлар иштирокида асосан эластик сочилиш ва экзотермик реакциялар содир бўлиши мумкин ва энг кўп тарқалган экзотермик жараён радиацион қамраб олиш (n, γ) бўлади. Мисол учун



Бир қатор ядролар учун (n, p) , (n, α) ва (n, f) бўлиниш реакциялари экзотермик бўлади. Масалан, ${}^3_2\text{He}$ (n, p) ${}^3_1\text{H}$; ${}^{10}_4\text{B}$ (n, α) ${}^7_3\text{Li}$; ${}^6_3\text{Li}$ (n, α) ${}^3_1\text{H}$; ${}^{14}_7\text{N}$ (n, p) ${}^{14}_6\text{C}$. Секин нейтронлар учун биринчи учта реакциянинг кесими, айниқса, катта бўлади. ${}^{10}_4\text{B}$ (n, α) ${}^7_3\text{Li}$ реакциядан нейтронларни қайд қилишда фойдаланилади. ${}^6_3\text{Li}$ (n, α) ${}^3_1\text{H}$ реакция ${}^3_1\text{H}$ изотопни олиш учун ишлатилади. Бу икки реакциядан нейтронлардан химоя тариқасида ҳам фойдаланилади. ${}^{14}_7\text{N}$ (n, p) ${}^{14}_6\text{C}$ реакция углероднинг муҳим ${}^{14}_6\text{C}$ изотопини ҳосил қилиш имкониятини беради.

Олдинги параграфларда баён этилганидек нейтроннинг энергияси нолга интилганда нейтронларнинг эластик сочилиш кесими ўзгармас қийматга интилиб, радиацион қамраб олиш кесими « $1/v$ » конун бўйича ортиб боради. Нейтронларнинг энергияси ортиши билан турли хил эндотермик реакцияларнинг амалга ошиш имконияти пайдо бўлади.

Қуйидаги жадвалда нейтронлар таъсирида борадиган турли реакциялар кесимининг қиймати ва энергиялар соҳаси келтирилган.

5.4- ж а д в а л

Реакция тури	Реакция кесими
Радиацион қамраб олиш (n, γ)	Барча ядроларда кузатилади. Кесим: иссиқ нейтронлар учун 0,1 дан 10^3 барн гача, ${}^{135}_{54}\text{Xe}$ изотопи учун 10^3 барн гача; тез нейтронлар учун 0,1 дан бир неча барн гача боради.
Эластик сочилиш (n, n)	Кесим бир неча барн оралигида ўзгаради.
Нозластик сочи-лиш (n, n')	Остонали жараён. Кесим тартиби бир неча барнга тенг.
(n, p)	Энг муҳим реакциялар: ${}_0^1n + {}_2^3\text{He} \rightarrow {}_1^3\text{H} + {}_1^1\text{H} + 0,7 \text{ МэВ}, \sigma = 5400 \text{ барн}$ ${}_0^1n + {}_7^{14}\text{N} \rightarrow {}_6^{14}\text{C} + {}_1^1\text{H} + 0,63 \text{ МэВ}, \sigma = 1,75 \text{ барн}$

Реакция тури	Реакция кесими
(n, α)	Энг муҳим реакциялар: $n + {}^6_3\text{Li} \rightarrow {}^3_1\text{H} + \alpha + 4,78 \text{ МэВ},$ $\sigma_{\text{ис.нейт}} = 945 \text{ барн};$ $n + {}^{10}_5\text{B} \rightarrow {}^7_3\text{Li} + \alpha + 2,79 \text{ МэВ},$ $\sigma_{\text{ис.нейт}} = 3840 \text{ барн}.$
(n, 2n)	Остонали реакция. Остона қиймати тартиб жиҳатдан 10+15 МэВ га тенг. Кесим бир неча ўн барн.
(n, f)	Кўпчилик ҳолларда остонали реакция. ${}^{235}_{92}\text{U}$, ${}^{238}_{92}\text{U}$ ва бошқа айрим ҳолларни ҳисобга олмаганда кесим жуда кичик бўлади.

ЯДРО МОДЕЛЛАРИ, НАЗАРИЯЛАР

6.1- §. Ядро структураси назариясига кириш

Маълумки, атом ядроси икки хил нуклон-нейтрон ва протонлардан ташкил топган мураккаб квантомеханик системадир. Нуклонларнинг ўзаро таъсир қонунларига асосланиб, атом ядроси хусусиятларини баён этиш, ядро структурасини аниқлаш ва ҳар хил шароитларда унда содир бўлаётган жараёнларни тадқиқ қилиш ядро физикаси бўйича олиб борилаётган илмий-тадқиқот ишларининг асосий вазифасини ташкил қилади.

Икки нуклон орасида ўзаро таъсир этувчи куч тўғрисида маълумот олишнинг бевосита усули нуклонни нуклонда сочилишини ўрганиш ва дейтроннинг хусусиятини таҳлил қилишдан иборатдир. Ҳисоблар учун икки нуклон орасида таъсир этувчи кучнинг катталигини эмас, балки (фазовий, спин, нуклон типини аниқловчи изоспин) координаталар функцияси бўлган потенциал энергияни билиш керак бўлади. Шундай қилиб, тадқиқот қилинаётган бу функция ядро физикасида худди атом ва молекулаларнинг хусусиятларини ўрганишдаги кулон потенциали каби ёки планета ва йўлдошларнинг ҳаракатини таҳлил қилишдаги гравитацион майдон потенциали каби роль ўйнайди. Бирок ядро потенциали кулон ёки гравитацион потенциалларига нисбатан анчагина мураккабдир. Гарчи ҳозирча ядро потенциалини аналитик равишда ифодалаш мумкин бўлмаса ҳам унинг айрим хусусиятлари ҳақида етарлича маълумотга эгамиз: ядро потенциали сферик симметрияга эга эмас. Бунга дейтроннинг квадруполь моментга эга бўлиши мисолдир. Ядро потенциали чекли радиусга эга. У $0,5 \cdot 10^{-15}$ м дан кичик масофаларда итаришиши, $2,4 \cdot 10^{-15}$ м гача бўлган масофаларда чуқурлиги бир неча ўн миллион электрон-вольт бўлган тортишиш потенциали — потенциал ўра билан алмашилиши мумкин. Ядро потенциали ўрасининг кенглиги ва чуқурлиги дейтроннинг ягона боғланган ҳолатининг қисм (протон ва нейтрон) ларга парчаланишга нисбатан бирор барқарор қўзғалган ҳолат мавжуд эмас.

Ядро кучлари атомларни молекулаларда бирлаштириб турувчи химиявий кучларга нисбатан миллион марта катта бўлса ҳам, таъсир радиуслари кичик бўлганлигидан, улар

нисбатан заиф туюлади. Нима учун шундай эканлигини тушуниш учун R масофадаги иккита боғланган зарра $2R \geq \lambda$ де-Бройль тўлқин узунлигига эга бўлишини эслаш кифоя: $\lambda = \frac{h}{\mu v}$, бунда v — зарраларнинг нисбий тезлиги,

μ — келтирилган масса $\left(\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \right)$.

$2R \geq \lambda$ ёки бошқача қилиб ёзсак,

$$\mu v \geq \frac{h}{2R} \quad (6.1)$$

шартдан зарраларнинг кинетик энергияси

$$\frac{1}{2} \mu v^2 \geq \frac{h^2}{8\mu R^2} \quad (6.2)$$

эканлиги келиб чиқади. Шундай қилиб, ядро кучларининг таъсир радиуси чегарасида бўлиши учун иккала нуклоннинг кинетик энергияси энг камида

$$\frac{1}{2} \mu v^2 = \frac{(6,6 \cdot 10^{-27})^2}{8 \cdot \frac{1}{2} \cdot (1,67 \cdot 10^{-27}) \cdot (2,4 \cdot 10^{-13})^2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-6}} = 71 \text{ МэВ}$$

бўлиши керак. Бу нуклонларни бирга ушлаб турувчи потенциал ўранинг чуқурлигидан анча каттадир.

Демак, дейтроннинг кўзгалган ҳолатга эга эмаслигига сабаб унинг кичик боғланиш энергиясига эга бўлиши ($\approx 2,2$ МэВ), катта ўлчамлари ($\sim 2,5 \cdot 10^{-15}$ м) ва ядро кучининг катта масофаларда нисбатан заифлигидандир. Дейтрондаги нейтрон ва протон деярли ярим вақтини ядро кучлари таъсири соҳасидан четда ўтказadi.

Ядро потенциали системанинг квант ҳолатига боғлиқ эмас. Масалан, дейтроннинг барқарор ҳолатида нейтрон ва протоннинг спинлари параллел (триплет ҳолат) бўлади; синглет ҳолатнинг потенциал энергияси триплет ҳолат энергиясидан шунчалик катта фарқ қиладики, бу ҳол антипараллел спинга эга бўлган бир протон ва бир нейтрондан иборат системада боғланган ҳолат бўлмаслигини таъминлайди.

Сочилиш бўйича ўтказилган тажрибалар икки нуклоннинг ўзаро таъсири уларнинг нисбий ҳаракат микдори моментига ҳам боғлиқ бўлишини кўрсатди. Масалан, Сербер номи билан аталувчи таъсирлашув сочилиш тажрибасини таҳлил қилишда жуда фойдалидир. Унда

ҳаракат миқдори моменти $\hbar$ жуфт қийматларга эга бўлган ҳолатларда тортишиш кучлари бор ва $\hbar$ момент ток қийматга эга бўлган ҳолатларда эса бундай кучлар йўқ, деб тахмин қилинади.

Нуклонларнинг юқори энергияларида сочилиш бўйича ўтказилган экспериментларни таҳлил қилиш потенциал энергия ифодасига нуклонлар спин векторларининг нисбий жойланишига ва системанинг орбитал ҳаракат миқдори моментига боғлиқ бўлган ҳадни қиритишни талаб қилади. Бу тажрибаларда кутбланмаган сочувчи томонидан сочилишида протонларнинг қисман кутбланганлиги аниқланди. Бундай кутбланишни келтириб чиқарувчи таъсирлашув «спин-орбитал боғланиш» номи билан юритилади.

Ядро потенциали алмашинув характериға эға. Юқори энергияли нейтронлар протонли нишон билан таъсирлашганида тушувчи нейтронлар йўналишида нисбатан кўпроқ сондағи юқори энергияли протонларнинг ажралиб чиқиш ҳодисаси кузатилади. Бу натижани таҳлил қилиш нейтрон ва протонлар ядро кучлари таъсири сферасида бўлганида ўз роллари билан алмашинади, деган фикрга олиб келади. Бу экспериментал натижа ядро потенциали алмашинув характериға эға деган фикримизга жуда яхши мисол бўла олади. Худди химиявий боғланиш икки атом орасидағи электронларнинг алмашувига боғлиқлиги каби, ядро кучларини икки нуклон орасидағи бирор зарра воситасида бўлади, деб тушунтириш учун физик олимлар, айниқса, япон физиги Х. Юкава кўп уриниб кўрдилар. Лекин бундан нуклон худди атомга ўхшаш мураккаб зарра деган хулоса келиб чиқмайди, чунки алмашинувда иштирок этувчи зарра фақат нуклон томонидан ютилиш вақтида ғойиб бўлади. Мумкин бўлган (виртуаль) зарралар билан алмашиш содир бўладиган бундай типдағи жараёнлар классик физиканинг масофадан таъсир концепцияси чегарасидан ташқарига чикувчи ҳозирги замон майдон назариясининг турли кўринишларида учраб туради. Масалан, иккита зарядланган зарра орасидағи кулон таъсирлашуви ҳозирги вақтда «виртуаль» фотонлар билан алмашиш воситасида таҳлил қилинади. Виртуаль зарранинг пайдо бўлиши шу ондаёқ энергиянинг сақланиши тўғрисидағи масалани келтириб чиқарди, чунки унинг ҳосил бўлиши учун энергия талаб қилинади. «Зарур бўлган энергия қаердан олинади», деган сўроққа «ҳеч қаердан олинмайди» деб берилган жавоб зарранинг

«виртуаль» характерга эга эканлигини кўрсатади ва энергиянинг сақланиши зарра яшаш вақтининг жуда қисқалиги билан тушунтирилади.

Гейзенберг ноаниқлик принципининг кўрсатишича,

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar, \quad (6.3)$$

бу ерда Δt — система энергиясини ўлчаш вақти, ΔE эса Δt вақт ичида энергияни аниқлаш хатолиги. Энергиянинг сақланиши учун зарранинг яшаш вақти

$$\Delta t \geq \frac{\hbar}{\Delta E} \quad (6.4)$$

бўлиши керак, m массали зарранинг ҳосил бўлиши учун зарур бўлган энергия

$$\Delta E = mc^2.$$

Эйнштейн муносабати билан аниқланади, шунинг учун

$$\Delta t = \frac{\hbar}{mc^2}. \quad (6.5)$$

Агар виртуаль зарра ёруғлик тезлиги билан характерланса, кучнинг таъсир радиуси

$$R \cong c\Delta t \geq \frac{\hbar}{mc} \quad (6.6)$$

бўлади. $R \simeq 2 \cdot 10^{-15} \text{ м}$ қиймат виртуаль зарранинг массаси электрон массасидан 200 марта катта бўлишини талаб қилади. Тўқнашувда зарядланган зарраларнинг маълум энергиясини ютилишида, электромагнит майдон кванти (виртуаль фотон) физик дунёнинг реал заррасига айланганидек, ядро майдони кванти ҳам нуклонларнинг тўқнашувда физик зарра кўринишида вужудга келиши мумкин, бунинг учун энергия квантнинг тинчликдаги массасини таъминлашга етарли бўлиши керак. Бундай жараён ҳақиқатда содир бўлади ва бунда π -мезон — электронга нисбатан 273 марта оғирроқ бўлган зарра ҳосил бўладики, уни ядро майдонининг кванти деб юритилади. Бирок тўқнашувчи нуклонларнинг энергияси ортиши билан бошқа «ғалати» деб аталувчи зарралар ҳам ҳосил бўлади. Ҳозирча уларнинг ядро кучлари майдонида қандай роль ўйнаши аниқланмаган. Ҳозиргача бундай майдоннинг мезон алмашинувида асосланган деярли тўла назарияси мавжуд эмас, бироқ тақрибий назариялар тадқиқотлар олиб боришда муҳим қурол бўлиб ҳисобланади.

Шундай қилиб, мавжуд бўлган тажриба далиллари нуклонлараро ўзаро таъсир потенциалининг ягона шакли-

ни танлаб олишга имкон бермади. Хатто иккита эркин нуклон учун ҳам ўзаро таъсир потенциали тўла аниқ эмас ва бу таъсир кўп нуклонлар майдонида ўзгариши ҳам мумкин. Ҳозирги квант механикаси апаратининг мураккаблиги ядро хусусиятларини етарли даражада таҳлил қилиш учун имкон бермайди. Ядро характеристикаларини ҳисоблаш учун замонавий ҳисоблаш машиналарининг қуввати ҳатто $A \sim 5$ бўлган энг енгил ядроларга ҳам етмайди. Шу сабабли, ҳозирча ядро хусусиятларининг барча таъсирларини ҳисобга олган ҳолда ҳисоблашнинг иложи бўлмапти. Реал ядроларнинг характеристикаларини эмас, балки математик ва физик жиҳатдан соддалаштирилган ядро моделлари деб аталадиган ҳар хил системаларнинг хусусиятларини ҳисоблашга тўғри келмокда.

Кўпинча ядро модели тажриба натижаларига асосланган ҳолда танлаб олинади, сўнгра бу моделга мос келувчи турлича тахминлар ишлаб чиқилади. Демак, биргина физик жараёни баён қилиш учун турлича моделлар мавжуд бўлиши мумкин; уларнинг ҳар бири қўйилган масаланинг айрим ҳолларини тушунтириш учун қўлланилади. Ядронинг хусусиятларини ҳисоблаш мумкин бўлиши учун модель етарли даражада содда бўлиши ва шу билан бирга у реал ядроларнинг хусусиятларини ҳеч бўлмаганда тахминан акс эттириши лозим.² Атом ядросининг структураси ва хусусиятларини тушунишда ядронинг ҳар хил физик моделларидан фойдаланиш жуда катта ёрдам берди. Шундай моделлар реал атом ядроларининг қандайдир хусусиятларини мумкин қадар аниқроқ акс эттириш билан бирга, масалани ечишда физик ва математик соддаликлар ҳам киритади. Ядро хусусиятлари ҳақидаги масалани маълум даражадаги яқинлашув билан математик талқин қилишга ва соддалаштиришга олиб келадиган шу каби ҳар қандай физик тасаввурлар, фаразлар тўплами «модель» деб аталади. Ҳар қандай модель ядро хусусиятлари ҳақидаги физикада мавжуд бўлган билимларнинг ҳулосаси ва умумлашувидан иборатдир. Мутлақо равшанки, ҳар қандай оддий модель мураккаб квантомеханик система бўлмиш ядро хусусиятларининг ҳаммасини акс эттира олмайди. Шунинг учун моделларнинг ҳеч бирини энг муҳим модель, деб ҳисоблаш мумкин эмас. Ҳар бир моделнинг қўлланиш чегараси мавжуд. У ёки бу моделини татбиқ этиш мумкинлиги ҳақида унинг ҳулосаларини тажрибадан аниқланган ядро хусусиятларини тушунтиришдаги ютуқлари ва камчиликлари солиштирилгандан

кейингина ҳукм чиқариш мумкин. У ёки бу моделнинг аҳамияти шундан иборатки, у тадқиқотни давом эттиришда асосий йўналишни кўрсатади ва ҳар хил ҳодисаларни маълум нуқтаи назарда тутиб бир-бири билан боғлашга имкон беради.

Ядро моделлари икки хил бошқа-бошқа йўналиш асосида яратилган. Биринчи йўналиш «кучли ўзаро таъсир моделлари»нинг яратилиши билан характерланади. Бу моделларга кўра ядро ўзаро кучли таъсир этувчи ва ўзаро кучли боғланишда бўлган зарралар ансамбли сифатида тасаввур қилинади. Ядро моделларининг бу гуруҳига қуйидагиларни киритиш мумкин: «суюқ томчи модель», «альфа зарра модели», «бирикма ядро модели». Иккинчи йўналиш «эркин зарралар моделлари» нинг яратилиши билан характерланиб, уларда қабул қилинишича, ҳар бир нуклон ядронинг бошқа нуклонларининг ўртачалаштирилган майдонида деярли боғлиқсиз, эркин равишда ҳаракатланади. Бу гуруҳга ферми-газ моделини, потенциал ўра моделини, кобиқлар моделини, умумлаштирилган ёки коллектив моделни ва оптик моделни киритиш мумкин.

Кейинги бўлимларда ядро физикасига алоқадор бўлган кўпгина масалаларни, хусусан, ядро ҳолатларининг энергияси, спино ва жуфтлигини, шунингдек, магнит ва квадруполь моментларни тушунтиришда фойдали бўлган моделлар муҳокама қилинади.

Атом ядросининг ягона изчил назарияси ўрнига қатор ядро моделларининг мавжудлиги ва уларнинг маълум бир ва чекланган ҳодисалар доирасида татбиқ қилиниш факти келгусида бу соҳада қандай катта ҳажмда изланиш олиб бориш кераклигини кўрсатади.

6.2- §. Томчи модели

Энг дастлабки ядро моделларидан бири йирик даниялик олим, биринчи атом назариясининг асосчиси Нильс Бор томонидан таклиф қилинган эди. Бу моделда ядро зичлиги жуда катта ($\sim 10^{14}$ г/см³) бўлган сиқилмайдиган суюқлик томчиси деб қаралади. Ядро ҳажмининг ундаги нуклонлар сонига пропорционаллиги ва турли ядроларда нуклонлар боғланиш ўртача энергиясининг тахминан доимийлиги (жуда енгил ядролар бундан мустасно) ядро моддаси билан суюқлик томчисининг ўхшашлигидан дарак беради. Бундан ядро кучлари ҳам суюқлик молекулалари орасидаги таъсир этувчи кучларга ўхшаш

тўйиниш қобилятига эга эканлиги келиб чиқади. Бу модель *ядронинг томчи модели* деб аталади. Ядро моддасининг ядродаги зичлиги деярли бир хил эканлиги тўғрисидаги экспериментал маълумотларга асосланган ҳолда Бор ядродаги нуклонларнинг ҳаракати суюқликдаги атом ва молекулаларнинг ҳаракатига ўхшайди, деб фараз қилди. Суюқликнинг ташки таъсирларга учрамаган томчиси сирт таранглик туфайли сфера шаклида бўлади.

Исталган ядронинг массаси ва боғланиш энергиясининг ярим эмперик формуласини чиқаришда, ядроларнинг зарраларни нурлаш ва бўлинишга турғунлигини олдиндан айтиб беришда, шунингдек, бу жараёнларда ажраладиган энергияларни ҳисоблашда томчи модели жуда фойдали бўлиб чиқди. У ядронинг нейтронлар, протонлар ва альфа зарралар билан таъсирлашувида юзага келадиган айрим хусусиятларини тушунтиради. Хусусан, бу модель ёрдамида нейтрон ядро билан тўқнашганда нима сабабдан нейтрон ютилиб, ортикча энергия гамма квантлар шаклида ажралиб чиқишини тушунтириш мумкин. Нуклонларнинг ядро ичида ниҳоятда катта зичликка эга бўлиши ва ядро таъсирларининг кучлилиги туфайли ядрога кирган нейтрон ўз энергиясини бошқа нуклонларга бериб, шу ерда қолади. Натижада бу элементнинг бошланғич ядросига нисбатан ортикча битта нейтронга эга бўлган янги изотопи ҳосил бўлади. Ядрога нейтрон орқали кирган энергия ҳамма нуклонлар орасида бир зумда тақсимланади. Ядро нуклонларнинг янада тезроқ ҳаракати билан характерланадиган қўзғалган ҳолатга ўтади. Шунинг учун қўзғалган ядрони қиздирилган ядро-томчи деб қараш ва ядро «температураси» тушунчасини киритиш мумкин. Агар ютилган нуклон ўзи билан ядрога 10 МэВ ($10^7 \text{ эВ} = 1,6 \times 10^{-5} \text{ эрг}$) энергия олиб кирса, қўзғалган ядронинг температураси

$$T = \frac{E}{k} = \frac{1,6 \cdot 10^{-5} \text{ эрг}}{1,38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг} \cdot \text{град}^{-1}} \approx 1,2 \cdot 10^{11} \text{ град}$$

бўлади.

Томчи модель ядро-томчи ичида сирт тебранишлари, сиқилиши мумкин бўлган модда учун зичлик тебранишлари каби коллектив ҳаракатлар борлигини эътироф этади. Ядро-томчи мувозанат ҳолатида R радиусли сферик шаклга эга бўлади. Ядро томонидан ютилган нуклон унинг сферик шаклини бузади, ядро деформацияланади. Сирт таранглик ядро шаклини қайта тикловчи куч ролини

ўйнайди. Натижада ядро-томчи сиртида тўлқин узунлиги $\lambda = \frac{R}{l}$ бўлган сирт тўлқинлари вужудга келади (бунда l — томчи сиртидаги тўлқин дўнгликларининг сони). Кинетик ва потенциал энергиялар ифодасидан ($l \gg 2$ да) тўлқин частотасининг қиймати

$$\omega_l^2 = \frac{4\pi\sigma l^3}{3M} \quad (6.7)$$

эканлигини аниқлаймиз (бунда M — ядро массаси, σ — сирт таранглик коэффиценти). Тажрибалардан сирт таранглик энергиясининг қиймати $E_\sigma = U_\sigma A^{2/3} = 4\pi\sigma R^2 A^{2/3}$ эканлиги маълум. Бундан ядро-томчи сирт таранглик коэффиценти қиймати $\sigma = 10^{20}$ эрг/см². Ядро томчининг тебранма энергияси:

$$\hbar\omega_l \approx \left(\frac{U_\sigma}{3MR^2} \right)^{1/2} \hbar l^{3/2} \quad (6.8)$$

Томчи моделга асосланиб ядронинг сирт тебранма энергиясини ядронинг кўзгалган ҳолатлари энергияси деб талқин қилиш мумкин. Ҳамма жуфт-жуфт ядролар биринчи кўзгалган ҳолатининг характеристикаси 2^+ . Аммо сўнгги (6.8) формула асосида ҳисобланган энергия қийматлари ядронинг қуйи кўзгалган сатҳ энергияларига нисбатан анча катта бўлиб чиқди. Физиклар фононнинг тебранма ҳаракат миқдори моменти 2 ва жуфтлиги плус дейишади. Биринчи уйғонган ҳолатда бир фонон, иккинчисида икки фонон бўлади ва ҳоказо. Жуфт-жуфт ядронинг асосий ҳолати 0 спинли бўлганлигидан унинг биринчи тебранма уйғонган ҳолатларининг спини 2^+ бўлиши лозим. Иккита фонон $2\hbar\omega$ энергияга эга, улар ҳаракат миқдори моментларининг боғланишидан 0^+ , 2^+ ва 4^+ ҳолатларга келамиз. Спинлари 1 ва 3 бўлган ҳолатлар тақиқланган бўлади. 6.1-расмда ядроларнинг тебранма уйғонган энергия сатҳларининг назарий схемаси келтирилган.

$N = 3$	$E = 3\hbar\omega$	—————	$0^+, 2^+, 3^+, 4^+, 6^+$
$N = 2$	$E = 2\hbar\omega$	—————	$0^+, 2^+, 4^+$
$N = 1$	$E = \hbar\omega$	—————	2^+
$N = 0$	$E = 0$	—————	0^+

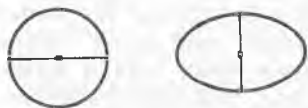
6.1-расм. Тебранма сатҳлар. Тебранма фотонлар ҳаракат миқдори моменти 2, жуфтлиги мусбат. Сатҳлар фононлар сони N билан тавсифланади. Асосий ҳолатнинг энергияси ноль қилиб олинган.

Реал ядролар ҳақиқатан ҳам тебранма моделининг олдиндан айтган тавсифларига мос спектрга эга. Бундай спектрлар жуфт-жуфт кобиклари бўлган ядроларда учрайди. Нуклонлараро қолдиқ ўзаро таъсир 0^+ , 2^+ , 4^+ ҳолатларнинг бирланишини йўқотади. Ядроларнинг иккинчи ҳолатларида ҳар доим ҳам 3 та сатҳ кузатилавермайди. Бу триплетни икки квант квадруполь тебранишининг натижаси деб қараш мумкин (6.2- расм).

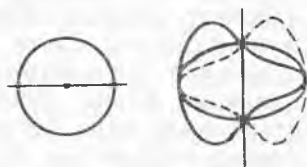
Деярли барча жуфт-жуфт ядроларда 3^- сатҳ кузатилади. Бу сатҳ ядро — томчи сиртининг октуполь тебранишлари (6.3- расм) маҳсули бўлиб, 2^+ сатҳдан икки баравар юқорида ётади. Умуман тажрибада кузатилган энергия сатҳлари томчи модель бўйича ҳисобланганига қараганда бир-бирига анча яқинроқ жойлашган бўлади. Шундай қилиб, ядронинг суюқ томчи модели қўзғалган ҳолатларнинг сонини ва уларнинг энергияларини тушунтириб бера олмайди.

Агар қўзғалиш энергиясини фақат бир нуклон ўзида тўплаб олса, у ядро тортишиш кучларини енгиб, ядродан ташқарига учиб чиқиши мумкин. Қўзғалиш кучли бўлмаганда бу жараённинг содир бўлиш эҳтимоли кам. Одатда, янги ядронинг қўзғалиш энергияси анча олдин гамма-квантлар кўринишида нурланиб, ядро асосий ҳолатга қайтади. Баъзи ҳолларда нейтронлар ортиқлиги натижасида ядро бекарор бўлиб қолади. Унда бета-парчаланиш натижасида нейтронлардан бири протонга айланади. Кучли қўзғалишларда ядро бир ёки бир неча нейтрон ва протонлар чиқариши мумкин. Бу жараён томчи моделида суюқликдан молекулаларнинг буғланишига ўхшаш қилиб олинди.

Лекин томчи модель ядроларнинг бошқа кўп муҳим хусусиятларини тушунтириб беролмади. Масалан, ядрога учиб кирган нейтронлар ва протонлар кўпинча ядродан



6.2- расм. Томчи ядронинг квадруполь тебранишлари. Ядро даврий равишда айланма эллипсоид шаклига эга бўлади.



6.3- расм. Томчи ядронинг октуполь тебранишлари. Ядро даврий равишда нок шаклига эга.

учиб кириш энергиясига тенг энергия билан чиқиб кетиши аниқланди, яъни эластик сочилиш юз берди.

Агар ядрога учиб кирган нуклоннинг кинетик энергияси бошқа нуклонлар ўртасида тезгина тақсимланса, сўнгра бу энергиянинг бир нуклонга қайтадан йиғилиш эҳтимоллигининг бунчалик катта бўлишини тушуниш қийин. Тажрибаларда нейтронлар ёки протонлар ядрони кесиб ўтаётиб ядро нуклонлари билан кўп марта нозластик тўқнашувларга учрайвермаслиги тўла аниқланди.

Ядронинг томчи модели маълум нейтронлар ва протонлар сонига эга бўлган ядроларнинг алоҳида барқарор эканлигини тушунтира олмади. Масалан, 50 та нейтронли цирконий, 50 та протонли қалай, 82 та нейтронли барий, 82 та протон ва 126 та нейтронли кўрғошин каби элементлар Ер юзида даврий системадаги қўшни элементларга қараганда кўпроқ учрайди. Маълум бўлган тўртта радиоактив оила 82 та протонга ёки 126 та нейтронга эга бўлган барқарор изотоплар билан тугалланади. 2 та протон ва 2 та нейтронли ${}^4\text{He}$, 8 протон ва 8 нейтронли ${}^{16}\text{O}$ ядроларининг ўта барқарорлигини уларнинг ҳосил бўлишида ажралиб чиққан энергияни қўшни изотоплар ҳосил бўлишида ажралиб чиққан энергия билан солиштириб кўргандан сўнг тушуниш мумкин. Бу ва бошқа фактлар шуни кўрсатадики, протонлар ва нейтронлари сони 2; 8; 20; 28; 50; 82; 126 га тўғри келадиган ядролар махсус хоссага эгадир.

Ядронинг суяқ томчи моделига асосланиб Вайцеккер деярли барча ядролар учун тажрибаларга қаноатланарли равишда тўғри келадиган ядро боғланиш энергиясининг ярим эмпирик формуласи (1.28) ни таклиф қилди. Бу формуланинг биринчи уч ҳади томчи моделидан келиб чиқади, бошқалари эса квантомеханик эффектларга боғлиқ.

Агар ядро чексиз бўлганида эди, боғланиш энергияси ядронинг ҳажмига тўғри пропорционал бўлар эди. Лекин реал ядронинг сирти бўлганлиги ва чегарада турган нуклонлар тўйинмаганлиги сабабли боғланиш энергияси камаёди. Барча нуклон жуфтлари орасидаги кулон итаришиши ядро боғланиш энергиясининг янада камайишига олиб келади. Бундан ташқари, симметрия энергиясини ифодаловчи ҳад ҳам мавжуд. Бу энергия ядронинг бир хил микдордаги протонлар ва нейтронларга эга бўлишга интилишидан келиб чиқади. Яна бир ҳад жуфт-

жуфт ядроларнинг алоҳида барқарорлигини кўрсатади (1.28).

Бу модель асосида ядроларнинг бўлинишини тушунтириш осон. Масалан, ядродаги протонлар кулон ўзаро таъсир энергиясининг сирт деформациясига таъсири Z нинг катта қийматларида сезиларли бўлади. Агар протонларнинг кулон итаришиш энергияси сирт таранглик энергиясидан катта бўлса, $E_k \geq 2E_\sigma$ шартни қаноатлантирадиган ядро сирт деформацияларига нисбатан барқарор бўлолмай қолади ва ўз-ўзидан икки бўлакка парчаланиб кетади. Ядронинг бўлинишга нисбатан барқарорлик шarti

$$\frac{Z^2}{A} < 46,52 \quad (6.9)$$

тажриба натижаларига мос келади. Шундай қилиб, томчи модель бўлинишига нисбатан ядронинг барқарорлик чегараси ҳақида тўғри хулосалар беради. Аммо бу моделдан ядроларнинг кўзғалган ҳолати хоссаларини тушунтиришда фойдаланишга уриниш яхши натижалар бермади. Гарчи кўпчилик ядроларнинг жуфтлиги ва дастлабки кўзғалган ҳолатининг моменти томчининг дастлабки икки тебраниш ҳолатидагидек бўлса-да, аммо бу ҳоллардаги энергия суюқ томчи моделининг энергиясидан анча катта экан. Кейинчалик атом ядросининг томчи моделига қарама-қарши бўлган тамомила бошқа аспектдаги структураси аниқланди.

6.3- §. Ферми-газ модели

Ядрони ташкил қилган нуклонлар спинга эга ва Ферми статистикасига бўйсунди. Мазкур моделда ядрони ташкил қилган ҳар бир зарра ядронинг бошқа нуклонлари томонидан ҳосил қилинган ўртача майдонда деярли мустақил ҳаракат қилади, деб ҳисобланади. Мустақил ҳаракат деганда шундай ҳаракат тушуниладики, бунда зарранинг ядро ичидаги ўртача эркин югуриш йўли ядронинг диаметрига яқин даражада бўлади. Ўзаро кучли таъсирлашадиган нуклонлар тўпламини деярли ўзаро таъсирлашмайдиган зарралардан ташкил топган газ деб қабул қилиш мумкинми? Гап шундаки, ярим спинга эга бўлган нуклонлар Паули принципига бўйсунди. Бу принципга кўра ярим бутун спинга эга бўлган зарралар (фермионлар) бир вақтнинг ўзида бир хил ҳолатларга эга бўла олмайди, яъни айнан бир ҳолатда, бир энергетик

сатҳда спин йўналишлари билан фарқ қиладиган факат иккита протон ёки иккита нейтрон бўлиши мумкин холос. Микрзарраларнинг Паули принципига амал қилувчи ва ҳамма пастки сатҳларни тўлиқ тўлдирувчи бундай системаси айниган Ферми-газ деб аталади. Айниган Ферми-газда нуклонлар ўртасида кучли ўзаро ядро таъсири бўлишига қарамасдан, нуклонларнинг тўқнашуви тақиқланади ва улар худди ўзаро таъсир жуда кичик бўлгандагидек, ўзларини эркин тутадилар. Аслида эса 1- нуклон қандайдир 2- нуклон билан тўқнашиши ва ўзининг энергия ва импульсининг бир қисмини 2- нуклонга бериши мумкин. Бу ҳолда 2- нуклон бўшроқ ва юқорироқ сатҳга ўтиши мумкин. 1- нуклон эса энергиянинг сақланиш қонунига асосан пастроқ энергетик сатҳга ўтади. Аммо ҳамма пастки сатҳлар, Паули принципига асосан, чекланган ўринлар сонига эга бўлиб, уларнинг ҳаммаси банд бўлади, шунинг учун 1- нуклон пастки банд жойларга ўтолмайди. Бу шуни билдирадики, 1- нуклон билан 2- нуклон орасида тўқнашув бўлмайди, тўқнашувни Паули принципи тақиқлайди. Шундай қилиб, айниган Ферми-газ зарралари ўзаро тўқнашувга жуда оз дуч келади, яъни айниган Ферми-газ бу борада зарралари жуда кам тўқнашадиган сийраклашган газни эслатади. Бу мулоҳазалар ядрони айниган Ферми-газга ўхшатишга асос бўла олади.

Шунинг учун ядронинг барча нуклонлари Паули принципига кўра ядронинг ўртача майдони ҳосил қилган потенциал урада энг пастки сатҳдан тортиб Ферми энергия сатҳи деб аталадиган E_F сатҳгача бўлган ҳамма сатҳларни кетма кет эгаллайди. Қуйидаги Ферми энергияси

$$E_F = \frac{p_F^2}{2M} \quad (6.10)$$

нуклоннинг максимал кинетик энергиясидир. Квант механикасида импульслар фазасида ҳолатлар зичлиги

$$\rho = \frac{4\Omega}{(2\pi\hbar)^3} \cdot \frac{4V}{\hbar^2} \quad (6.11)$$

катталиқ орқали берилади. Бунда $V = \frac{4\pi}{3} \cdot R^3$ — ядронинг ҳажми, $R = r_0 \cdot A^{1/3}$ — ядронинг радиуси. (6.11) формуладаги биринчи кўпайтувчи бир хил энергиядаги ҳолатда спинлари қарама-қарши йўналтирилган икки нейтрон ва икки протон бўлиши мумкинлигини кўрсатади. Демак,

$$dn = \frac{64\pi^2}{3(2\pi\hbar)^3} R_0^3 p^2 dp \quad (6.12)$$

катталиқ ядродаги нуклонларнинг қанчаси p дан $p+dp$ гача импульсларга эга эканлигини кўрсатади. 4π кўпайтувчи масаланинг сферик симметриклигидан келиб чиқади. Ядрога ҳаммаси бўлиб A та нуклон бўлгани учун

$$A = \frac{64\pi^2 R_0^3}{3(2\pi\hbar)^3} \int_0^{P_F} p^2 dp = \frac{64\pi^2 R_0^3}{9(2\pi\hbar)^3} P_F^3 \quad (6.13)$$

Шундай қилиб, максимал импульс

$$P_F = \hbar(9\pi)^{1/3} \cdot \frac{1}{2r_0} \quad (6.14)$$

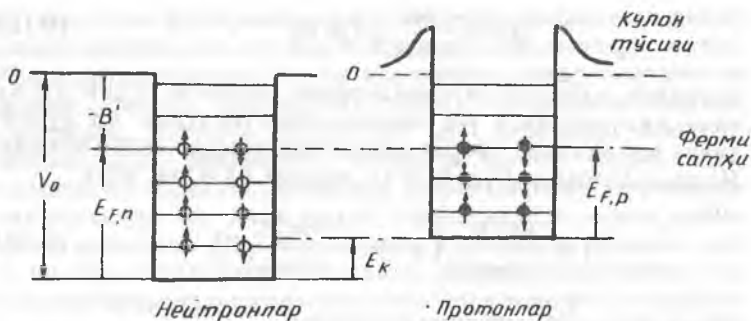
Бу ерда $R_0 = r_0 A^{1/3}$ ифодадан фойдаландик [$r_0 \cong (1,2 \div 1,4) \cdot 10^{-15} \text{м}$]. Шундай қилиб, Ферми-газ моделида асосий ҳолатда ядронинг нуклонлари нолдан бошлаб Ферми энергиясигача бўлган барча энергия сатҳларини эгаллайди. Одатда, кўзгалган ҳолатлар энергияси энергиянинг ана шу қийматидан бошлаб ҳисобланади.

Энди Паули принципининг мавжудлиги қандай қилиб ядрога нуклон тўқнашишлари йўқлигига олиб келишини тушуниш осон. Икки нуклон тўқнашганда энергия алмашилиши юз беради, яъни нуклонлардан бири юкорирок сатҳни эгаллайди, иккинчиси эса ўз кинетик энергиясининг бир қисмини бериб, пастроқ сатҳга ўтади. Лекин пастки барча сатҳлар банд, бинобарин, бундай тўқнашувнинг бўлиши мумкин эмас. Агар ядро таркибига кирадиган нейтрон ва протонларни алоҳида кўрсак, бу зарралар турган потенциал ўранинг чуқурлигини (яъни Ферми энергиясини) ҳисоблаб топишимиз мумкин. Агар (6.13) формуланинг чал томонига ядродаги нуклонларнинг тўла сонини эмас, балки протонлар ёки нейтронлар сонини кўйсак, у ҳолда Ферми импульси

$$P_F^n = \hbar \left(\frac{n}{A} \right)^{1/3} \cdot \frac{1}{r_0} \quad (6.15)$$

бўлади. (6.15) формулада протонлар учун $n=Z$, нейтронлар учун эса $n=A-Z$. Демак, (6.10) га кўра Ферми сиртида жойлашган нуклоннинг кинетик энергияси

$$E_F^n = \frac{\hbar^2}{2Mr_0^2} \left(\frac{n}{A} \right)^{2/3} \approx 54 \left(\frac{n}{A} \right)^{2/3} \text{МэВ}. \quad (6.16)$$



6.4- расм. Ядродаги протон (Z) ва нейтрон (N) газлари учун чекланган тўғри бурчакли потенциал уранинг схемаси. Протонлар Кулон кучлари таъсирида ўзаро итарилади. Симметрия бузилади. Протон ва нейтронлар ҳар бирининг ўз ўралари бўлади. Бунда E нуклонлар боғланиш энергиясининг қиймати, E_F — Ферми сатҳи, E_K — Кулон энергияси.

Агар протон ва нейтрон массалари орасидаги кичкина фарқни ҳисобга олмасак, ядро барқарор бўлиши учун энг юқори протон ва нейтрон ҳолатларнинг энергиялари бир хил бўлиши зарур. Оғир ядролардаги нейтронлар сони протонлар сонига қараганда анча кўп бўлганлигидан, нейтронлар жойлашган чуқурлик протонлар жойлашган чуқурликка қараганда анча каттадир. Бу 6.4- расмдан аниқ кўриниб турибди. (6.14) формуладан фойдаланиб, бир нуклонга тўғри келадиган ўртача энергияни ҳисоблаб чиқиш мумкин:

$$\langle E \rangle = \frac{1}{A} \int_0^{p_F} \frac{p^2}{2M} dp = \frac{3}{5} E_F \approx 20,4 \text{ МэВ}. \quad (6.17)$$

Нуклонларнинг тинч ҳолдаги энергияси $\sim 1000 \text{ МэВ}$ бўлгани учун нуклонлар ҳаракат тезлигининг ёруғлик тезлигига нисбати $\langle \frac{v}{c} \rangle \approx 0,2$ га тенг, шундай қилиб,

Ферми-газ модели бўйича қилинган ҳисоблар нуклонларнинг норелятивистик талқинини тасдиқлайди.

Атом структурасининг асосий хусусиятлари фақат электронларнинг ядро атрофидаги орбиталар бўйича ҳаракатини назарда тутувчи модель асосида тасвирланишининг сабаби маълум. Ҳақиқатан ҳам, электронларнинг ядро юзага келтирган электростатик майдон билан ўзаро таъсири бир-бирларини итариш таъсирларидан кўп марта кучли. Ядро атомда бўлганидек куч маркази йўқ ва

нуклонлар ўзаро кучли таъсирлашади. Шундай бўлса-да, назарий таҳлилнинг кўрсатишича, ядрода қобик структурага олиб келувчи шароитлар мавжуд.

Радиуси $R = 1,2A^{1/3}$ фм бўлган сфера деб қараладиган ядронинг ҳажмини нуклонларнинг умумий ҳажми билан таққосласак, уларнинг тахминан тенглигини кўрамиз, чунки нуклон радиуси-1 фм. Демак, ядрога ҳаракатланадиган ҳар бир нуклон унга яқин нуклонларнинг тортишиш кучлари таъсирида бўлади ва ядродан чиқиб кета олмайди. Шундай қилиб, ядрога тортувчи марказ бўлмаса-да, нуклонларнинг ўзаро тортилиши натижасида улар системанинг инерция маркази атрофида тўпланган бўлади. Бунда ядронинг сиқилишига нуклонларнинг яқин масофаларда ўзаро итарилиш таъсирлари қаршилик қилади.

Агар ядродаги нуклонлар ҳаракатининг реал тасвирини вақтинча соддалаштириб, нуклонлараро кучлар нуклонларни ядро ҳажмида фақат ушлаб туради деб ҳисобласак, у ҳолда ядро структурасини тасвирлаш масаласи алоҳида сатҳлар ёки нуклонлар ҳаракатланаётган орбиталарнинг энергиялари ва бошқа квант характеристикаларини аниқлашдан иборат бўлади. Бунинг учун бир нуклоннинг тўлқин функцияси учун Шредингер тенгламасини ечиш керак. Бу тенгламада потенциал энергия оператори ёки содда қилиб айтганда, потенциал ядрога маълум сондаги нуклонни ушлаб туришни таъминлайдиган қилиб олиниши керак. Бошқача айтганда, потенциал чуқурлик етарли даражада чуқур ва кенг бўлиши керак. Шундай бўлганда Паули принципига кўра ядродаги нуклонлар жойлашадиган манфий энергияли сатҳлар (боғланган ҳолатлар) сони кўп бўлади. Эмпирик маълумотлар ва назарий мулоҳазалар шундай потенциал чуқурлик мавжудлигини кўрсатади.

Ядроларнинг асосий ҳолатларида нуклонлар энг паст-кисидан бошлаб то Ферми сатҳи (тўлдирилган охириги сатҳ) гача бўлган барча энергия сатҳларини тўла тўлдириб бориши керак. Шунда ядро минимал энергияга эга бўлади. Сатҳдаги нуклонлар сони атом физикасидан маълум бўлган қоидага ўхшаш усулда топилади.

Ядро структурасининг баён этилган содда тасвири мустақил зарралар моделининг ўзидир. Чунки нуклонларни ўрта майдон сатҳлари бўйича қайта тақсимлашга олиб келувчи ўзаро таъсир эффектлари бу ерда ҳисобга олинмайди. Нуклонлараро кучларнинг ягона эффекти нуклонларни ядрога ушлаб турувчи ўрта ўзаро мувофиқлашган майдоннинг пайдо бўлишидир. Бу эффектни

ҳисобга олиш моделнинг асосини ташкил этади. Маълумки, нуклонлар жуфти (pp , pn , nn) ўртасида катта кучлар мавжуд. Улар таъсирида нуклонлар ҳаракатида корреляция пайдо бўлиши керак. Масалан, қандайдир энергия интервалида бўлган орбиталар бўйича ҳаракатланаётган иккита нуклон ўзаро тортишиш таъсирида яқинлашишига, яъни умумий орбитага ўтишга интилади. Лекин улар бирор оралиқ орбитага ёки улардан бирининг орбитасига ўтиб ололмайди, чунки орбиталарнинг ҳаммаси нуклонлар билан банд ва Паули принципи ҳам бунга имкон бермайди. Шунга асосан кўриладики бу жуфт нуклонлар ўз орбиталаридан чиқиб, Ферми сатҳидан юқори жойлашган банд бўлмаган орбитага ўтиб, бир-бирларига яқинлашиши мумкин. Қуйи орбиталарда бўш ўрин ёки «тешиклар»нинг, юқори орбиталарда зарраларнинг пайдо бўлиши системанинг тўла энергиясини ошириши керак. Аммо энергияга манфий ҳисса қўшувчи нуклонлар орасидаги тортишиш энергия ортишини тўла қоплайди. Натижада ядрода нуклонларнинг сатҳлар бўйича тақсимо-ти мустақил зарралар моделидаги каби аниқ чегарага эга бўлмайди. Уларнинг бир қисми Ферми сатҳидан юқоридаги сатҳларда жойлашиши мумкин. Шу вақтнинг ўзида бу сатҳдан пастда худди шунча «тешик» пайдо бўлади, яъни пастки сатҳларнинг бир қисми тўлмаган бўлади. Шундай қилиб, нуклонлар ҳаракатидаги корреляциялар таъсирида Ферми чегарасининг кескинлиги йўқолади, чегара «ювилиб» кетади. Бу ювилиш даражаси ёки зарраларнинг Ферми сатҳидан пастки сатҳлардан юқорироқ сатҳларга ўтиш эҳтимоллиги Ферми сатҳи билан навбатдаги сатҳ орасидаги энергия интервалига жуда боғлиқ. Экспериментал маълумотлар мажмуаси ва назарий баҳолашларнинг кўрсатишича, бу интервал катта бўлган ҳолларда ядрони потенциал чуқурликдаги энергия сатҳларини Ферми сатҳигача тўлдирадиган нуклонлар системаси деб тасаввур қилиш, ядродаги нуклонлар ҳаракатининг реал тасвирига анча яқин бўлган биринчи яқинлашиш бўлади. Бу ҳол «сехрли» ядроларда кузатилади.

6.4- §. Қобик модели

Қатор экспериментал ишларда ядронинг энг пастки қўзғалган ҳолати энергиясининг масса сонига даврий боғлиқлиги аниқланди. Ядро спинлари, магнит ва квадруполь моментларни ўлчаш уларнинг ядрони ташкил этувчи

нуклонлар сонига ҳам боғлиқлигини кўрсатди. Протонлар ёки нейтронлар сони 2,8, 20, 50, 82, 126 га тенг бўлган ядролар барқарор бўлиб, табиатда кўпроқ тарқалганлиги маълум бўлди. N ва Z лар 2,8, 20, 50, 82, 126 га тенг бўлганда, ядронинг қатор хоссаларининг ўзгариши шунчалик кучли бўладики, физиклар бу сонларни «сеҳрли сонлар» деб атадилар. Атом структурасида бу каби қонуниятлар аллақачон маълум эди. Сеҳрли сонларнинг моҳияти Гипперт-Майер ва Енсен томонидан таклиф қилинган ва ядронинг қобик модели деб аталган янги модель асосида тушунтирилди. Ядро моддасининг зичлиги катта ($2 \cdot 10^{14}$ г/см³) бўлишига қарамадан, нуклонлар ядро ичида бир-бирлари билан тўқнашмай, ўзаро мослашган ҳолда ҳаракат қилади, деб фараз қилинди.

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

$$U(r) = U_0 \left[1 + \exp\left(-\frac{r-R}{a}\right) \right]^{-1}, \quad (6.18)$$

бу ерда a — диффузия масофаси ($a \approx 0,5 \cdot 10^{-15}$ м), $R = 1,33 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-15}$ м, $U_0 \approx 50$ МэВ. (6.18) потенциал билан қилинадиган ҳисоблар жуда кўп меҳнат талаб қилади, лекин сифат жиҳатдан, баъзан эса, ҳатто, миқдорий таҳлил қилиш учун соддарок потенциаллардан фойдаланилса ҳам бўлади. Одатда, икки чегаравий ҳол кўрилади: уч ўлчамли, сферик симметрик гармоник осцилляторнинг потенциали

$$U = -U_0 + \frac{1}{2} M \omega^2 r^2 \quad (6.19)$$

ва чексиз тўғри бурчакли ўра потенциали:

$$U = \begin{cases} -U_0, & r < R, \\ \infty, & r > R, \end{cases} \quad (6.20)$$

бу ерда $U(r)$ — ядронинг марказдан r ораликдаги потенциали.

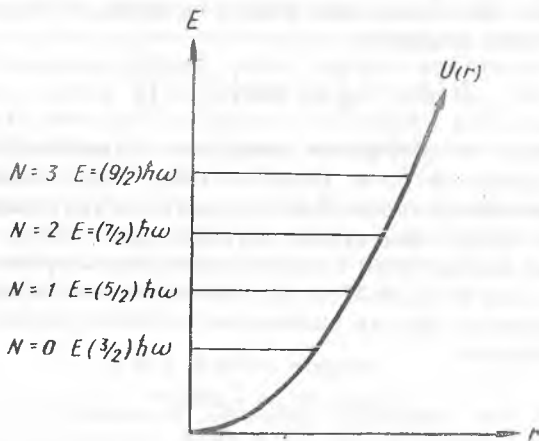
Масаланинг математик ечимини соддалаштириш учун иккала потенциал ядродан ташқарида нолга эмас, балки чексизликка интилади деб олинади. Бундан кейинги соддалаштиришлар ядро ҳолатининг нисбий барқарорлигига ва энергиясига сезиларли таъсир кўрсатмайди. (6.15) ва (6.20) потенциалларнинг сферик симметрияли бўлгани сабабли, уларга мос келган ҳолатларни иккита квант сони — n бош квант сони ва зарранинг l орбитал ҳаракат микдори моменти билан характерлаш мумкин.

Шредингер тенгламасининг гармоник осциллятор учун ечими энергетик сатҳлар системасини беради:

$$E_N = (N + 3/2)\hbar\omega.$$

Бунда $N = 0, 1, 2, \dots$ бутун мусбат сонлар қабул қилади. Уч ўлчовли гармоник осциллятор потенциали ва унинг энергия сатҳлари 6.5-расмда кўрсатилган.

Энди Шредингер тенгламасининг ечимини соддароқ қилиб тушунтирайлик. Кўриниб турибдики, N сон сатҳлар тартиби рақами. Ҳаракат микдорининг орбитал моменти l ($l \leq N$) бўлганда унинг магнит квант сони $m - l$ дан $+l$



6. 5- расм. Уч ўлчовли гармоник осциллятор ва унинг энергия сатҳлари.

гача бўлган $2l+1$ қийматни қабул қилади. Осциллятор ҳолатининг жуфтлиги $\pi = (-1)^l$.

Осциллятор ҳолатлари манфий ва мусбат жуфтликка эга бўла олади. Орбитал квант сонларининг l қийматлари қуйидагича ўзгариши мумкин:

N — жуфт бўлганда π жуфт; $L=0,2, \dots, N$

N — тоқ бўлганда, π тоқ; $l=1,3, \dots, N$.

N — сатҳнинг карраланишини ҳисоблаб чиқиш мумкин.

Ҳар бир l ҳолат $(2l+1)$ каррала турланган (айниган) бўлади, демак, тўла айланиш учун турланиш карралиги

$\frac{1}{2}(N+1)(N+2)$ га тенг бўлади. Энергия сатҳлари 6.5-расмда келтирилган гармоник осцилляторни кўриб чиқайлик. n нинг аниқ қийматиға тегишли энергиялари бўйича хилланган сатҳлар гуруҳи осциллятор қобиғи деб аталади.

Ядроларда ҳар бир сатҳ иккита нуклон билан банд бўлиши мумкин, демак, хиллилик $(N+1)(N+2)$ каррала бўлади. 6.1-жадвалда осцилляторнинг $N=0$ дан $N=6$ гача бўлган қобиқлари сатҳларининг жуфтлиги хилма-хиллик карраси ва тўла сони келтирилган. Сатҳлар ҳолатини қуйидаги тўртта квант сонлар тавсифлайди: орбитал момент l ($0, 1, 2, \dots$ қийматларини қабул қилади ёки S, p, d), тўла момент j ($l+1/2$ ва $l-1/2$ қийматларни қабул қилади). Тўла момент проекцияси m минус j дан плус j гача бўлган $2j+1$ қийматга эга: n сон берилган l да

6.1-жадвал

Уч ўлчовли гармоник осцилляторнинг осциллятор қобиқлари

n	Қобиқ	Жуфтлик	Хилма-хиллик карраси	Сатҳлар нуклонларининг тўла сони
0	1s	+	2	2
1	1p	—	6	8
2	2s 1d	+	12	20
3	2p 1f	—	20	40
4	3s, 2d, 1g	+	30	70
5	3p, 2f, 1h	—	42	112
6	4s, 3d, 2g, 1i	+	56	168

$U(r)$ 

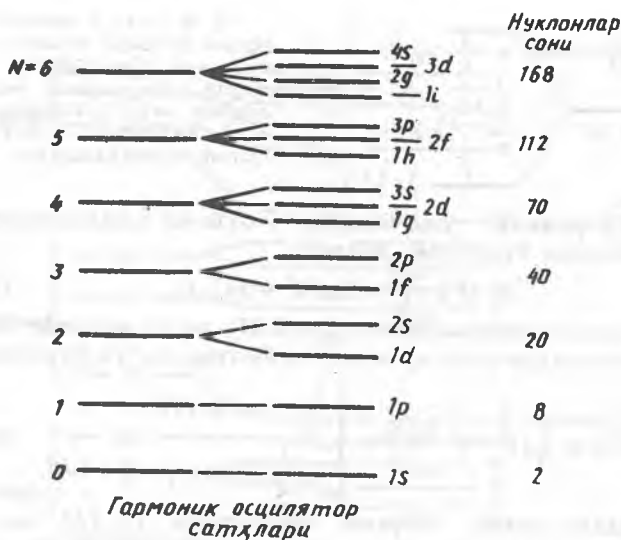
6.6- расм. Ядро нуклонлари зичлигини тўғри акс эттирувчи реалистик потенциал ва гармоник осциллятор потенциали.

сатҳлар 1, 2, 3... тартибини кўрсатади. Сатҳларни белгилашда олдин n , сўнг орбитал момент l қўйилади. Пастки индекс тўла момент j ни қийматини кўрсатади. Масалан, $2d_{5/2}$ — ёзув берилган сатҳ учун $n=2$, $l=2$, $j=5/2$ эканлигини кўрсатади. Жумладан, бу сатҳ 6 қарра турланган, чунки бу ҳолда $2j+1=6$.

Жадвалдан кўринишича гармоник осциллятор учун ядроларда нуклонлар сони 2, 8, 20, 70, 112 ва 168 бўлгандагина тўлган қобиклар вужудга келади. Олдинги учта сон «сеҳрли» сонларга тўғри келади. Бундан «сеҳрли» сонларнинг ҳаммасини бера оладиган янги потенциал шаклини топишимиз зарурлиги аниқланди.

6.6- расмда релятивистик реалистик потенциал Ферми потенциалининг пастки қисми, осциллятор ўрасиникига қараганда кенг, деярли катта масофада чуқурроқдир. Демак, катта моментли зарра ўрани чуқур эканлигини сезади: хилма-хиллик бекор қилиниб, катта l ли энергия ҳолатлари пастроққа силжийди. Бундай ҳол тўғри бурчакли ўра учун яққол кўринади (6.7- расм).

Ҳар бир қобикдаги нуклонлар сони ўзгармайди ва «сеҳрли» 50, 82, 126 сонлар ҳали кўринмайди. Олимлар бу сонларни олиш учун мураккаб шаклдаги, масалан, парабола, шиша шаклидаги ўраларни кўриб чиқдилар. Аммо олинган сонлар «сеҳрли» сонларга ўхшамади.



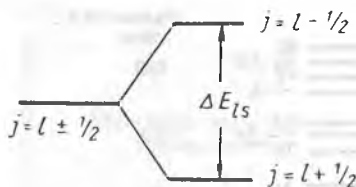
6. 7-расм. Осциллятор қобиклари. Чапда гармоник осцилляторнинг энергия сатҳлари, ўнгда осциллятор потенциалнинг кўринишини ўзгартириш йўли билан турланиши бекор қилинган энергиялар сатҳлари. Чуқурни берилган қобиккача тўлдирадиган нуклонлар тўла сони кўрсатилган.

Шунинг учун қобик модели соҳасида «сехрли» сонларни топиш учун кўп уринишлар бўлди. Оғир аҳволдан кутилиш йўлини машҳур немис олимаси М. Гипперт-Майер топди.

Шу вақтга қадар энергия сатҳларини фақат n , l квант сонлари билан тавсифлаб келган эдик. Нуклоннинг спини борлиги ҳисобга олинмаган эди. Нуклон l моментли ҳолатда тўла ҳаракат миқдори моменти $l \pm 1/2$ бўлган иккита ҳолларда бўлиши мумкин. Масалан, $n=1$ қобикда $1p$ ҳолатда нуклоннинг ҳаракат миқдори моменти $1/2$ ёки $3/2$ бўлади. Мос равишда ҳолатлар $1p_{1/2}$ ва $1p_{3/2}$ сифатида белгиланади. Гармоник осциллятор ўраси учун бу икки ҳолат хилланган. Бу хилланиш спинга боғлиқ кучларни ҳисобга олинганда бекор қилинади. Гипперт-Майер муҳокамага спин-орбитал кучларини киритди, уларнинг потенциал

$$U_{ls} = -U(r) (\vec{l} \cdot \vec{s}), \quad (6.21)$$

бунда $\vec{s}$ — нуклоннинг спини, $U(r)$ — нуклондан ядронинг марказигача бўлган масофа r ва боғлиқ функция. Спин-орбитал кучларнинг киритилиши яқка заррали сатҳлар-



6. 8- расм. l моментга эга бўлган сатҳнинг иккита сатҳга ажралиши. Спин-орбитал ўзаро таъсир тўла ҳаракат микдори $j = l + 1/2$ бўлган сатҳни камайитириб, $j = l - 1/2$ бўлган сатҳни кўтареди.

нинг зарранинг тўла моменти $\vec{j}$ бўйича жойлашишидаги бузилишни йўкотеди. Энди

$$\vec{j} = (\vec{l} + \vec{s})^2 = l^2 + s^2 + 2(\vec{l} \cdot \vec{s}) \quad (6.22)$$

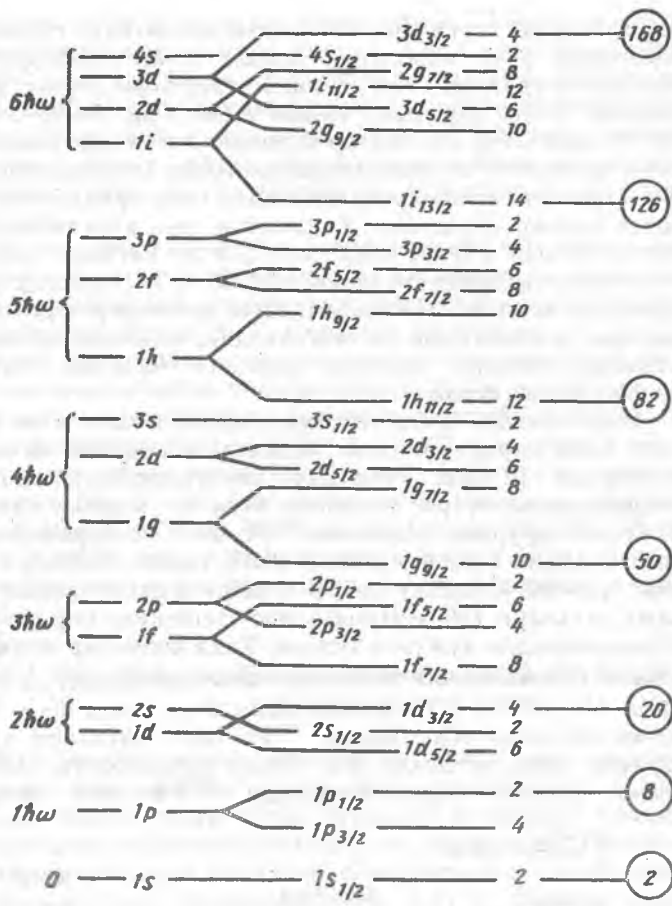
тенгликдан фойдаланамиз ва (6.21) потенциалнинг таркибий қисмлари учун қуйидаги қийматларга эга бўламиз:

$$(\vec{l} \cdot \vec{s}) = \frac{1}{2}(j^2 - l^2 - s^2) = \begin{cases} \frac{1}{2}l, j = l + 1/2 \\ -\frac{1}{2}(l + 1), j = l - 1/2. \end{cases} \quad (6.23)$$

Шундай қилиб, энергия сатҳларини $l + 1/2$ ва $l - 1/2$ сатҳчаларга ажралиши нуклон спини ва унинг орбитал моментининг ўзаро таъсиридан экан (6.8- расм). Спин-орбитал таъсирни ҳисобга олганда ҳамма «сеҳрли» сонлари осонгина олиш мумкин.

Спин-орбитал парчаланиш (тилиниш) орбитал ҳаракат микдори l нинг ортиши билан кўпайиб боради. Шунинг учун сатҳларнинг тилиниши l лари катта бўлган огир ядроларда муҳимроқ аҳамият касб этади. Юқорида айтилганидек, берилган l нинг қийматида $j = l + 1/2$ ли сатҳ $j = l - 1/2$ ли сатҳдан пастда ётади. У сатҳ учун хилланиш карраси $2j + 1 = 2l + 2$ бўлади. Момент $j = l - 1/2$ бўлган юқориги сатҳ каррали хилланган бўлади, 6.7- расмда осциллятор $N = 3$ қобиқни тўла тўлдирувчи нуклонлар сони 40. Яқинроқ «сеҳрли» сон эса 50. 6.9- расмда $1g_{9/2}$ ҳолатнинг хилланиши 10 эканлиги кўрсатилган.

$1g_{9/2}$ сатҳни энергияси спин-орбитал кучлар таъсирида камаяди ва осцилляторнинг $N = 3$ қобиғига кириб олади. Шунинг учун унда нуклонларнинг тўла сони 50 га етиб, тўғри «сеҳрли» қобиқни тўлдирувчи сонни оламиз. Худди шундай мулоҳазаларни $1h_{11/2}$ сатҳ устида ҳам юритиш мумкин. Бу сатҳ учун хилланиш карраллиги 12. Энергияси бўйича бироз пастга силжиб, $N = 4$ бўлган осциллятор қобиғига кириб қолган бу сатҳ 82 «сеҳрли» сонга олиб келади. $1i_{13/2}$ энергия сатҳи пасайиб, $N = 5$ қобиққа кириб қолади ва унга 14 нуклон қўшилиб 126 «сеҳрли» нуклонлар

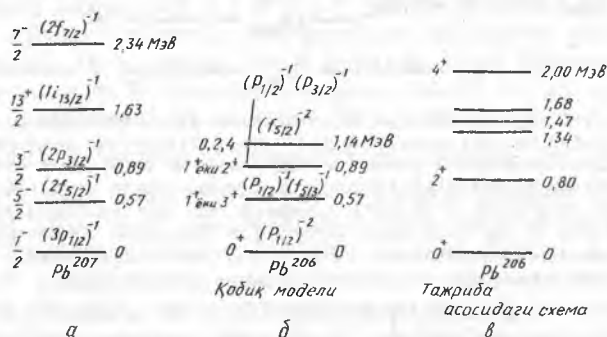


6. 9- расм. Протон ва нейтронлар учун спин-орбитал ўзаро таъсир ҳисобга олинган ҳолдаги ядро сатҳларининг диаграммаси. Ҳар бир сатҳдаги протон ва нейтронларнинг сони ҳамда «сеҳрли» сонлар кўрсатилган. Осциллятор сатҳлар гуруҳи чапда. Нейтрон ва протонлар A=50 гача тахминан бир хил диаграммага эга. Катта A лар учун фарқ пайдо бўла бошлайди. Кичик ҳаракат микдори моментларига эга бўлган нейтронлар сатҳи кичик моментли протон энергия сатҳларидан настрок ётади.

сонини туғдиради. Бу мулоҳазаларнинг ҳаммаси 6.9- расм- да ўз аксини топган. Унда ядро энергия сатҳларининг кетма-кетлиги келтирилган. Нейтрон ва протон учун бундай диаграммалар алоҳида ҳисобланишлари ҳам мум- кин. Улар жуда оз фарқ қилади. Демак, тажрибалардаги

ядро энергия сатҳларининг кетма-кетлигини тўғри тушунтириш учун ядроларда деярли кучли спин-орбитал ўзаро таъсирларни ҳисобга олиш зарур экан. Лекин, шунинг эслатиб ўтиш лозимки, кичик l ($l=1$ ва $l=2$) ларда 2,8 20 каби «сеҳрли» сонлар ядронинг потенциал шакли ва спин-орбитал таъсирини сезмайди. Аммо $l=3$ дан бошлаб бир заррали сатҳлар жойлашишига спин-орбитал кучлар катта таъсир кўрсатади. Ҳақиқатан ҳам, кўрганимиздек, ҳамма A лар учун $l+1/2$ ва $l \geq 3$ ли сатҳлар пастроқ тушган қобикларни тўлдирувчи 50,82, 126 «сеҳрли» сонлар вужудга келади. Диаграммадаги қобиклар орасидаги масофа тахминан $h\omega$ га тенглигидан, осциллятор кванти ядролар сатҳини энергия фарқини ўлчашда бирлик ҳисобида ишлатилади.

Ядро кучлари қобик моделида ҳисобга олинмаган ($J=0$ ҳолатларда) нуклон жуфтлашишларини вужудга келтиради. Шунинг учун ядро спектрларининг алоҳида хислатларини тўғри тушуниш учун бу эффект ҳисобга олиниши зарурдир. Масалан, ^{206}Pb ва ^{207}Pb ядроларининг спектрларини солиштирайлик (6.10- расм). $^{207}\text{Pb}_{125}$ ядронинг ($z=82$ «сеҳрли» сон, $N=125$ «сеҳрли» сондан бир кам) сатҳлари 126 нейтронга мос «тешик»ка бир нейтрон кўтарилишидан вужудга келади. Унда қобиклар моделига асосан 126 нейтронли қобиклар сатҳлари $2f_{7/2}$, $2f_{5/2}$, $3p_{3/2}$, $3p_{1/2}$, $1i_{3/2}$ кетма-кетлик эмас, $2f_{7/2}$, $1i_{3/2}$, $3p_{3/2}$, $2f_{5/2}$, $3p_{1/2}$ кетма-кетликка эга бўлади. ^{206}Pb нинг сатҳлари худди шундай кетма-кетликка эга. Лекин бунда битта нейтрон тешик ўрнига иккитаси бўлади. ^{206}Pb нинг назарий



6. 10- расм. ^{206}Pb ва ^{207}Pb ядроларнинг сатҳлари схемаси: а) ^{207}Pb қобик моделига асосан; б) ^{206}Pb ҳисобланган, яъни қутилган сатҳлар кетма-кетлиги; в) қузилган экспериментал сатҳлар схемаси.

сатҳлари 6.10-б расмда кўрсатилган. Аммо, тажриба 6.10-в расмдаги схемани беради. Сатҳларни ажралиши кутилгандан ҳам катта «энергия оралиғи» вужудга келади.

Бундай энергия оралиқларини нуклонлар жуфтлашиши мавжудлиги билан тушунтирилади: ^{206}Pb нинг асосий ҳолатида ҳамма нейтронлар жуфтлашишган ва ҳар бир жуфтлик учун $J=0$ кўзғалган ҳолатларда жуфтлик бузилади.

Каттик жисмларда ўта ўтказувчанлик назарияси ҳам электронларнинг жуфтлашишига асосланган. Унда ҳам сатҳ (энергия)лар оралиғи тушунчаси бор. Ядро физикасида бу тушунчани В. Г. Соловьев киритган.

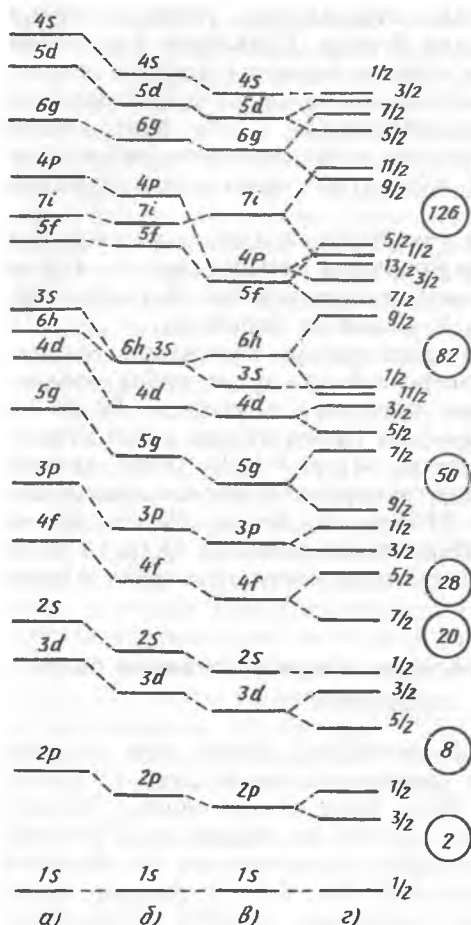
Агар спин-орбитал таъсирлашув натижасида парчаланган ҳолатларнинг энергия фарқи худди қобик моделидаги сатҳ ораларининг катталиги тартибида бўлса ва катта қийматли $j(j=l+1/2)$ га эга бўлган ҳолат кўпроқ барқарор, кичик қийматли $j(j=l-1/2)$ ҳолат камроқ барқарор бўлса, сатҳлар системаси 69-расмда тасвирланган кўринишга яқин бўлади. Бу ҳолда 28, 50, 82 ва 126 нуклонли ёпик қобиклар мос равишда $1f; 1j$, $1h$ ва $1i$ ҳолатларнинг парчаланишидан ҳосил бўлишини кўриш мумкин.

6.5- §. Назарий ҳисобларни тажриба натижаси билан таққослаш

6.11-расмда турли потенциал ўрага мос келувчи энергия сатҳларининг ҳолатлари тасвирланган. 6.11-а расмда чексиз чуқур тўғри бурчакли потенциал ўрадаги сатҳларнинг жойлашиш тартиби акс эттирилган. Сатҳларни белгилаш учун одатдаги спектроскопик белгилардан (символлардан) фойдаланилган. 6.11-б расмда чекли чуқур тўғри бурчакли потенциал ўрадаги сатҳларнинг жойлашиш тартиби ифодаланган. Кўринишидан у худди чексиз чуқур потенциал ўра бўлган ҳолдагидек-у, фақат сатҳлар орасидаги масофа камайган. Сатҳларнинг навбатдаги тўплами (6.11-в расм) чеккалари силликланган потенциал ўра бўлган ҳолида олинади. Бунда фақат энг чуқур сатҳларгина ўз тартибини ўзгартирмайди. Юқоридаги сатҳлар орасида жойлашиш тартиби ўзгариши мумкин.

Паули принципига мувофиқ, l квант сонига мос келадиган ҳар бир энергетик ҳолатда Ферми — Дирак статистикасига бўйсунувчи ва чегарада ёпик қобикни

6. 11- расм. Турли хил потенциал ўрага мос келувчи энергия сатҳлари ҳолатларининг солиштирма мажмуи тасвирлари.



ҳосил қилувчи $2(2l-1)$ тадан ортиқ бўлмаган бир хил зарралар жойлашиши мумкин. 6.2-жадвалда айрим сатҳлардаги ν зарраларнинг чегаравий сонлари келтирилган, шу билан бирга тўғри бурчакли потенциал ўра учун бўлиши мумкин бўлган ҳолатларнинг йиғинди сони $\Sigma \nu$ ҳам келтирилган.

Агар тавсифланаётган модель тўғри бўлса, у ҳолда тўлдирилган ҳолатларнинг йиғинди сони «сеҳрли» сонларга мос келиши керак. Бироқ мослик фақат энг чуқур ҳолатлар учунгина кузатилади. Ҳақиқатан ҳам, тўлди-

Ҳолат (сатҳ)	1	2	3	2	4	3	5	4	6	3	5	7	4	6
ν	2	6	10	2	14	6	18	10	22	2	14	26	6	16
$\Sigma \nu$	2	8	18	20	34	40	58	68	90	92	106	132	138	156

рилган ҳолатларнинг йиғинди сонлари орасида 2,8, 20 сонлари учрайди. Тўлдирилган ҳолатларнинг йиғинди сонларининг кейингилари, 6.2- жадвалдан кўринганидек, энди 28,50, 82 ва 126 сонларига мос келмайди. Демак, потенциал ўранинг шаклини ўзгартириш билан сатҳларнинг турлича жойлашишига эга бўлишимиз мумкин. Бу ҳолдан «сеҳрли» сонларга мос келувчи нуклонлар сонига эга бўладиган тўлдирилган қобикларни олишга мос келувчи потенциални танлаб олишда фойдаланиш мумкин. Масалан, потенциал ўра марказий қисми тубини кўтариш билан тўлдирилган ҳолатларнинг йиғинди сонлари орасида 50 ва 82 сонларининг пайдо бўлишига эришилди. Лекин, ядронинг бета-ўтишларида, спин ва магнит моментларида кузатиловчи қонуниятларни тушунтиришнинг иложи бўлмади. Айтганимиздек, бу кийинчиликдан чиқишнинг бошқача йўли М. Гипперт-Майер томонидан кўрсатилган эди. Майер тахминига мувофиқ нолдан фарқли l квант сонлари мос келувчи ҳамма сатҳлар кучли спин-орбитал боғланиш сабабли иккита сатҳчага ажрალიши мумкин экан. Сатҳчаларнинг бирига ҳаракат микдорининг тўла моменти $j=l+1/2$, бошқасига эса $j=l-1/2$ мос келади. Ажралган сатҳчалар орасидаги масофа, оптик спектрлар назариясидан маълум бўлганидек, l нинг ошиши билан ортади.

Сатҳлар системасини тузиш учун уларнинг қай бирига катта энергия мос келишини аниқлаш зарурдир. Тажриба маълумотлари ҳам, назарий фикрлар ҳам кичик энергия $j=l+1/2$ ли сатҳга мувофиқ келиши керак деган хулосага олиб келади. Натижада, 6.11-г расмда схематик тасвирланган сатҳлар тўплами ҳосил бўлади.

Даставвал $j=l+1/2$ сатҳни $j=l-1/2$ сатҳдан пастда бўлиши кераклигини кўрсатувчи бир қатор тажрибавий далилларга тўхталайлик. Бунинг учун биз жуфт-ток енгил ядроларнинг спин қийматларидан фойдаланамиз.

Энергетик сатҳларнинг бу диаграммаси бир неча муҳим

хусусиятларга эгадир. Биринчидан, берилган сатҳлар тартибини мустақил равишда нейтронларга ва протонларга қўллаш мумкин. Масалан, ${}^4_2\text{He}$ ядроси $1s_{1/2}$ сатҳида иккита протон ва иккита нейтронга эга: ${}^9_4\text{Be}$ тўртта протонга эга бўлиб, ундан иккитаси $1s_{1/2}$ ва қолган иккитаси $2p_{3/2}$ ҳолатдадир (буни қисқача $1s^2_{1/2}$, $2p^2_{3/2}$ кўринишда ёзиш мумкин) ва бешта нейтрон $1s^2_{1/2}$, $2p^3_{3/2}$ ҳолатда жойлашган бўлади. Энергиянинг абсолют шкаласида протон сатҳлари Z нинг ортиши билан нейтрон сатҳларига нисбатан тобора юқори жойлашиб боради. Кулон итаришишидан маълум бўлган бу эффект, биринчи тақрибий яқинлашишда берилган типдаги нуклонлар учун сатҳларнинг тартибига унчалик ўзгариш киритмайди. Бироқ нисбатан кичик энергияли, аммо катта Z ҳамда максимал орбитал моментга эга бўлган ($1f$, $1g$, $1h$, $1i$) протон сатҳларини ядрога қўшимча равишда барқарорлаштириш тенденцияси мавжуд, чунки ядро марказидан жуда узоклашган соҳада ҳаракатланаётган протонлар Кулон итаришишини кам даражада ҳис қилади.

Иккинчидан, берилган тартиб ҳар бир қобик чегарасида, ўз моҳияти билан шартли равишда схематикдир ва у қобикларнинг ҳақиқий тўлдирилишини ифодаламаслиги мумкин; ҳақиқатда бу тартиб, турли ядроларда ташқи қобикдаги нуклонларнинг сонига боғлиқ ҳамда бирмунча фарқ қилади (сатҳларнинг бундай силжишлари оғир элементларнинг атом тузилишида яхши маълумдир).

Қобик моделида жуфт-жуфт ядролар асосий ҳолатларида ноль спинга ва мусбат жуфтликка эга бўлган деярли инерт асосни (остов) юзага келтиради деб тахмин қилинади. Афтидан, бундай тахмин икки қарра «сеҳрли» ядролар: ${}^2_2\text{He}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{20}_{20}\text{Ca}$, ${}^{56}_{28}\text{Ni}$, ${}^{208}_{82}\text{Pb}$ учун кўпроқ тўғри бўлади. У ҳолда nlj тўлдирилмаган сатҳларнинг энг осткисига жойлашувчи тоқ нуклоннинг қўшилиши билан ядронинг спини j тоқ нуклоннинг спинига тенг бўлиши керак. Агар қобиклари тўлган жуфт-жуфт ядродан битта нуклон, масалан, нейтрон узоклаштирилса, ковак ҳосил бўлади ва унинг nlj квант сонлари ўзи юзага келган сатҳ сонларига мос келади. Бу ҳолда ядронинг спини яна j ковакнинг спинига мос келади. Зарра қўшилган ёки ковак пайдо бўлган чоғдаги ядронинг жуфтлиги мос равишда зарра ёки ковакнинг орбитал моменти жуфтлиги билан белгиланади. Бу ҳулосалар тажрибада тоқ сонли протон ёки нейтронларга, «сеҳрли» сон+битта нейтрон (ёки протон), га эга ядролар учун жуда яхши тасдиқланади. Бу

ядроларнинг спинлари ва уларнинг қобиқ модели башорат қилган қийматлари билан таққослаш ҳақидаги маълумотлар 6.3-жадвалда келтирилган.

6.3-жадвал

nlj қобиқли конфигурациялар. Тешикли конфигурациялар $(nlj)^{-1}$

Тоқ нуклонлар со-ни	Қобиқ модели, nlj	Экспериментал спин ва жуфтлик	Асосий ҳолатдаги берилган спин ва жуфтликли изотоплар
3	$1p_{3/2}$	$3/2^-$	^5He , $^5,7,9\text{Li}$
7	$(1p_{1/2})^{-1}$	$1/2^-$	^{13}C , ^{15}O , ^{17}Ne , $^{13,15,17}\text{N}$
9	$1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$	$5/2^+$ $1/2^+$	^{17}O , ^{21}Mg , $^{17,21,23}\text{F}$
19	$(1d_{3/2})^{-1}$	$3/2^+$	^{35}S , ^{37}Ar , ^{39}Ca , ^{41}Ti , $^{37,39,41,43,45,47}\text{K}$
21	$(1f_{7/2})$	$7/2^-$	^{39}Ar , ^{41}Ca , ^{45}Cr , $^{41,43,45,47,49}\text{Se}$
27	$(1f_{7/2})^{-1}$	$7/2^-$	^{49}Ti , ^{51}Cr , ^{53}Fe , ^{55}Ni , $^{53,55,57,59,61}\text{Co}$
29	$2p_{3/2}$	$3/2^-$	^{51}Ti , ^{53}Cr , ^{55}Fe , ^{57}Ni , $^{57,59,61,63,65,67,69}\text{Ca}$
49	$(1g_{9/2})^{-1}$	$9/2^+$	^{83}Se , ^{85}Kr , ^{87}Sr , ^{89}Zr , ^{91}Mo , ^{92}Ru , $^{107,109,111,113,115,117}\text{In}$, $^{119,121,123,125}\text{In}$
51	$2d_{5/2}$ $1g_{7/2}$	$5/2^+$ $7/2^+$	^{87}Kr , ^{89}Sr , ^{91}Zr , ^{93}Mo , ^{95}Ru , $^{111,113,115,117,119,121}\text{Sb}$, $^{123,125,127}\text{Sb}$
81	$(2d_{3/2})^{-1}$ $(3s_{1/2})^{-1}$	$3/2^+$ $1/2^+$	^{137}Ba , ^{139}Ce , ^{141}Nd , ^{143}Sm , ^{145}Gd , $^{193,195,197,199,201,203}\text{Ti}$, $^{205,207,209}\text{Ti}$
83	$2f_{7/2}$ $1h_{9/2}$	$7/2^-$ $9/2^-$	^{137}Xe , ^{139}Ba , ^{141}Ce , ^{143}Nd , ^{145}Sm , ^{147}Gd , ^{149}Dy , $^{199,201,203,205,207,209,211,213}\text{Bi}$
125	$(3p_{1/2})^{-1}$	$1/2^-$	^{205}Hg , ^{207}Pb , ^{209}Po , ^{211}Rn , ^{213}Ra , ^{215}Th
127	$2g_{9/2}$	$9/2^+$	^{209}Pb , ^{211}Po , ^{213}Rn

6.3- жадвалнинг иккинчи устунда nlj қобикли конфигурация кўрсатилган, шу билан бирга у ковакли конфигурация учун $(nlj)^{-1}$ каби белгиланган. Барча бундай ядролар учун қобик моделининг башорат қилган спин кийматлари тажрибада аниқланган кийматларига мос келади. Айрим (масалан, $N=Z=51, 81, 83$ бўлгандаги) ҳоллар учун иккита бўлиниш мумкин бўлган конфигурациялар кўрсатилган. Чунки потенциал параметрларининг озгина ўзгариши ҳам ўзаро яқин жойлашган сатҳларни бир-бирига нисбатан кўчириши мумкин. 6.3- жадвалдаги маълумотлар қобикли конфигурациянинг ядроларнинг жуфт катта тўплами билан, айниқса $N, Z \geq 20$ учун тасдиқланишини кўрсатади. Тоқ нуклонлар сони 49 бўлган $(1g_{9/2})^{-1}$ ковакли конфигурация 16 та ядроларда тасдиқланган.

Протон ва нейтронлари ёпиқ қобикни ҳосил қилувчи тоқ ядроларнинг асосий ва биринчи кўзғалган ҳолатларининг спинлари кетма-кетлигини кузатайлик. Бу ҳолда биз тоқ нуклонлар сонининг ошиши билан спиннинг бир кийматидан бошқасига бир заррали схеманинг башорати-га мувофиқ ўтишини кўришимиз керак. Бунда сатҳларни тўлдирувчи, асосий ва биринчи кўзғалган ҳолатлардаги нуклонларнинг йиғинди спини битта нуклоннинг спинига тенг деб тахмин қилинади, чунки бошқа нуклонлар ноль спинга эга бўлган жуфтликларни ҳосил қилади.

Биринчи қобик фақат битта $1s_{1/2}$ сатҳга эга бўлади. Бу қобик иккита протон ва иккита нейтрон билан тўлдирилади. Бу қобикка кирувчи икки протоннинг спинлари Паули принципига мувофиқ антипараллел бўлиши керак, шунингдек, нейтронлар спини ҳам. Бундай ядро (${}^4_2\text{He}$) нолга тенг спинга эга бўлиши зарур. Ҳақиқатан ҳам, ${}^4_2\text{He}$ ядросининг спини нолга тенг. Иккита протон ва битта нейтрондан тузилган (${}^3_2\text{He}$) ёки иккита нейтрон ва битта протондан тузилган (${}^3_1\text{He}$) ядро спинига $1/2$ га тенг бўлиши лозим, чунки жуфт бўлиб кирувчи зарраларнинг спинлари антипараллел бўлиши керак. Бу ҳулоса ҳам тажрибада тасдиқланди.

Навбатдаги ядро спин-орбитал ўзаро таъсир натижасида иккита $2p_{1/2}$ ва $2p_{3/2}$ сатҳчага ажралган $2p_{3/2}$ сатҳнинг тўлиши оқибатида ҳосил бўлади. Бу икки сатҳнинг тўлдирилиши чоғида ($2p_{3/2}$ сатҳда тўртта бир хил нуклон жойлашиши мумкин, $2p_{1/2}$ сатҳда эса иккита) янги тўлқин қобик юзага келади. Бу қобикнинг протонлар билан тўлдирилиши учта протонга эга бўлган литий ядросининг

хосил бўлиши билан бошланади. Литийнинг турғун тоқ-жуфт изотопи ${}^7_3\text{Li}$ бўлади. Унинг ядросини юзага келтирувчи етти нуклондан тўрттаси (иккита протон ва иккита нейтрон) биринчи қобикни тўлдиради. Бир нуклонли моделни қўллаш билан ядронинг тўла ҳаракат миқдори моментини ${}^7_3\text{Li}$ ядросининг таркибига кирувчи учинчи протоннинг ҳаракат миқдори моментиға тенг деб олган бўламиз. Бу протонлар ушбу сатҳлардан қайси бири олдин тўлдирилишиға қараб $2p_{1/2}$ ёки $2p_{3/2}$ ҳолатда бўлиши мумкин. $1s_{1/2}$ сатҳға яқин жойлашган сатҳ илгарирок тўлади деб тахмин қилиш табиийдир. ${}^7_3\text{Li}$ нинг спини $3/2$ га тенг, бу ${}^7_3\text{Li}$ ядросининг таркибига кирувчи учинчи протоннинг $2p_{3/2}$ ҳолатда бўлишини кўрсатади. Бинобарин, $2p_{3/2}$ сатҳ $2p_{1/2}$ сатҳдан пастда туради.

Ундан кейин тоқ сонли протонлардан ташкил топган навбатдаги ядрони кўриб чиқамиз. Бу бешта протон ва олтита нейтрондан иборат бўлувчи ${}^{15}_5\text{B}$ ядросидир. Бу ядронинг бешта протонидан учтаси иккинчи қобикқа тушади. Уларнинг ҳаммаси $2p_{3/2}$ ҳолатда бўлиши мумкин, чунки бу ҳолат тўртта протон билан тўлдирилади. Агар $2p_{3/2}$ сатҳ ҳақиқатан ҳам $2p_{1/2}$ сатҳдан пастда ётса, у ҳолда ${}^{15}_5\text{B}$ ядросининг спини $3/2$ га тенг бўлиши керак. Бунни тажрибавий маълумотлар тасдиқлайди. Лекин ${}^{15}_5\text{B}$ нинг магнит моменти 2,688 ядро магнетонига тенг, аynи пайтда Шмидт модели эса 3,79 яд. магн. беради. Бу қадар катта фарқ тасодикий бўлмаса керак, чунки у фақат ${}^{15}_5\text{B}$ учунгина кузатилмайди.

Навбатдаги жуфт-тоқ ядро ${}^{15}_7\text{N}$ дир. Унинг таркибига кирувчи еттита протоннинг бештаси иккинчи қобикда жойлашган. Улардан тўрттаси $2p_{3/2}$ сатҳни тўлдиради, бешинчиси эса $2p_{1/2}$ ҳолатда бўлиши керак. Схема ${}^{15}_7\text{N}$ ядросининг спини $1/2$ га тенг бўлиши кераклигини олдиндан кўрсатади ва бу ҳақиқатан ҳам шундай. ${}^{15}_7\text{N}$ нинг магнит моменти 0,283 яд. магн. га тенг, қобик модели яқин қиймат 0,26 ни беради.

Энди тоқ сонли нейтронлар ва жуфт сонли протонлардан ташкил толувчи ядрони кўриб чиқишимиз мумкин. Маълум бўлишича, иккинчи қобикдаги учта нейтронли ${}^9_4\text{Be}$ ядроси $3/2$ спинга эга, иккинчи қобикда бешта нейтрони бўлган ${}^{13}_6\text{C}$ ядроси эса $1/2$ спинга эга бўлар экан.

Навбатдаги ядро ${}^{16}_8\text{O}$ дир. Бу ядрога тўлдирилган иккинчи қобик мос келади. ${}^{16}_8\text{O}$ ядросининг спини нолга тенг. Учинчи нейтрон қобигининг тўлдирилиши тўққизта нейтронга эга бўлган ядродан бошланади. Тўққизта

нейтронга эга жуфт-ток ядрога $^{17}_8\text{O}$ ядроси мансуб бўлади. Унда иккита биринчи нейтрон ва протон қобиғи тўлдирилган ва битта нейтрон тушувчи учинчи нейтрон қобиғининг тўлдирилиши бошланган бўлади. 6.11-г расмдаги сатҳларнинг схемасига мувофиқ $^{17}_8\text{O}$ таркибига кирувчи тўққизинчи нейтрон $2d_{5/2}$ ҳолатда бўлиши ва ядронинг спини $5/2$ га тенг бўлиши лўзим. Ядро моментларининг жадвали бунни тасдиқлайди. $^{17}_8\text{O}$ ядросининг спини $5/2$ га тенг. $^{17}_8\text{O}$ нинг магнит моменти Шмидт эгри чизигида ётади $j=l+1/2$ (1.6-расм). $3d_{5/2}$ ҳолат олтита бир хил нуклонлар билан тўлдирилади. Бу учинчи қобиғига мос равишда учта ва бешта нейтрон кирувчи $^{20}_{10}\text{Ne}$ ва $^{25}_{12}\text{Mg}$ каби ядроларнинг спини қобик моделига кўра $5/2$ га тенглигини билдиради. Маълум бўлишича, $^{25}_{12}\text{Mg}$ нинг спини $5/2$ га тенг, бироқ $^{20}_{10}\text{Ne}$ нинг спини эса, $3/2$ га тенг. Бундан ташқари $^{20}_{10}\text{Ne}$ ва $^{25}_{12}\text{Mg}$ нинг магнит моментлари мос равишда — 0,73 ва 2—0,855 яд.магн.га тенг, айна вақтда Шмидт модели бу ядролар учун — 1,91 яд.магн.га тенг, яъни нейтроннинг магнит моментига тенг магнит моментини беради. Демак, тўлдирилган қобик устида учта ёки бешта нуклонлар бўлган ҳолларда Шмидт моделини қўллаш мумкин бўлмай қолар экан.

Сатҳлар схемаси 6.11-г расмга мувофиқ $^{29}_{14}\text{Si}$ ядроси $3/2$ га тенг спинга эга бўлиши керак эди, чунки учинчи нейтрон қобиғига етти та нейтрон тушади. Улардан олтитаси $3d_{5/2}$ сатҳни тўлдиради, еттинчи нейтрон эса, юқорида турувчи $3d_{3/2}$ сатҳга тушиши керак. Бироқ маълум бўлишича, $^{29}_{14}\text{Si}$ нинг спини $1/2$ га тенг. Бунини $2s_{1/2}$ сатҳ $3d_{3/2}$ сатҳдан пастда туради деб тахмин қилган ҳолда тушунтирса бўлади. Гап шундаки, $3d$ сатҳ $2s$ сатҳга яқин жойлашган (6.11-в расмдаги схемада масштаб сақланмаган). $3d$ сатҳнинг ажралиши натижасида $3d_{5/2}$ сатҳ $2s_{1/2}$ дан пастда, $3d_{3/2}$ эса $2s_{1/2}$ дан юқорида жойлашиши мумкин эди.

Агар ҳақиқатан ҳам $2s_{1/2}$ сатҳ $3d_{3/2}$ сатҳдан пастда бўлса, у ҳолда 17 ва 19 та нейтронга эга бўлган ток-жуфт ядролар $3/2$ спинга эга бўлиши керак, чунки уларнинг учинчи нейтрон қобиғида, мос равишда 9 ва 11 та нейтрон бор, шу билан бирга тўққизинчи ва ўн биринчи нейтрон $3d_{3/2}$ сатҳда туриши керак. Бу шартни қаноатлантирувчи $^{33}_{16}\text{S}$ ва $^{40}_{20}\text{Ca}$ ядролари мавжуд. Бу иккала ядро ҳақиқатан ҳам $3/2$ спинга эга. Нейтрон ва протон қобиғининг бундан кейинги тўлдирилишида, 20 та протон ва 20 та нейтронлардан иборат бўлувчи $^{40}_{20}\text{Ca}$ ядроси ҳосил бўлар экан.

Бу ядрода учинчи нейтрон ва учинчи протон қобиклари тўлдирилган, унинг спини эса нолга тенг.

Тўртинчи нейтрон қобигини тузиш таркибида 21 та нейтрон бўлган ядродан бошланиши керак эди, бироқ табиатда 21 та нейтронга эга бўлган турғун ядролар мавжуд эмас, шунинг учун мос келувчи ядроларнинг биринчи таркибига 23 та нейтрон кирувчи ^{43}Ca ядроси бўлади. Улар (нейтронлар)нинг 20 таси учта биринчи қобикни тўлдиради, учта нейтрон эса тўртинчи қобикқа тушади.

6.11- с расмга мувофиқ бу қобикнинг тўлдирилиши $4f_{7/2}$ қобикни тўлдирилишидан бошланиши керак. Шундай экан, ^{43}Ca нинг спини $7/2$ га тенг бўлиши зарур. Моментлар жадвали бу хулосани тасдиқлайди: ^{43}Ca нинг магнит моменти 1,315 яд. магн. га тенг, яъни тўлган қобик устида учта нейтрон бўлган бу ҳолда ҳам Шмидт моделидан четланишлар кузатилади.

Энди биз учинчи протон қобигида қандай ҳодиса рўй беришини кўриб чиқишга қайтайлик. Бу қобикнинг тўлдирилиши тўққизта протопи бўлган фтор ядросидан бошланади. Тўққизинчи протон учинчи қобикнинг $3d_{5/2}$ сатҳига тушади. ^{19}F ядросининг спини $5/2$ га тенг бўлади деб ўйлашимиз керак бўлади. Дарҳақиқат, ^{19}F ядроси $1/2$ спинга эга. ^{19}F ядроси спинининг бундай қийматини протонлар учун $2s_{1/2}$ сатҳ фақат $3d_{5/2}$ сатҳдангина эмас, худди нейтрон қобикларида юз берганидек, балки $3d_{3/2}$ сатҳдан ҳам олдин тўлдирилади деб тахмин қилиш билан тушунтирилиши мумкин. ^{19}F нинг магнит моменти 2,6285 яд. магн. га тенг, яъни протоннинг магнит моментида озгина фарқ қилади. Бу ^{19}F ядросининг магнит моменти юзага келтирувчи протоннинг орбитал ҳаракат бўлмаган $2s_{1/2}$ ҳолатда бўлишига яна бир исбот бўла олади.

$^{23}_{11}\text{Na}$ ядросининг спини ядро қобиклари схемасига зид келади. Бу ядронинг таркибига кирувчи 11 та протондан учтаси учинчи қобикқа тушади. Агар бу ядро учун Майер схемаси қўлланилса, у ҳолда унинг спини $5/2$ бўлар экан. Ҳақиқатда эса $^{23}_{11}\text{Na}$ нинг спини $3/2$ га тенг, бунинг устига $^{23}_{11}\text{Na}$ нинг магнит моменти катталиги ўн биринчи протонга $d_{3/2}$ ҳолатдан кўра кўпроқ $p_{3/2}$ ҳолат мос келишидан далолат беради. Навбатдаги ядролар: $^{27}_{13}\text{Al}$, $^{31}_{15}\text{P}$, $^{35}_{17}\text{Cl}$, $^{39}_{19}\text{K}$ ва $^{41}_{19}\text{K}$ нинг спинлари Майер спинларига мос келади. Бироқ бу ядроларнинг магнит моментлари Шмидт модели берган қийматлардан фарқ қилади.

Битта $4f_{7/2}$ сатҳга эга ва 28 «сехрли» сонни берадиган тўртинчи протон қобигининг тўлдирилишида ҳосил бўлувчи деярли барча ядроларнинг спинлари Майер схемасини қаноатлантиради. Ҳақиқатан ҳам, тўртинчи қобикда битта, учта ва еттита протонга эга бўлган $^{45}_{21}\text{Sc}$, $^{51}_{23}\text{Co}$ ва $^{53}_{27}\text{Co}$ ҳамда $^{59}_{27}\text{Co}$ ядроларининг спини $7/2$ га тенг. Тўртинчи қобигида бешта протонга эга бўлган $^{55}_{25}\text{Mn}$ ядроси бундан мустаснодир. У ҳам $7/2$ га тенг спинга эга бўлиши керак эди, лекин унинг спини $5/2$ га тенг.

VI қобик тўлиши рўй берувчи ядролар орасида (Майер схемасига биноан) $j=9/2$ ли ядро учрамайди, бундан ташқари шу қобик таркибига $6h_{11/2}$ сатҳ кирса ҳам $j=11/2$ ли ядро учрамайди. Бу далилни тушунтириш учун Майер катта j қийматлари (масалан, $j=11/2$) мос келувчи сатҳлар фақат антипараллел спинли бир хил зарралар билан тўлдирилиши мумкин деб тахмин қилди. Агар бундай сатҳга тушиши керак бўлган зарраларнинг сони тоқ бўлса, у ҳолда уларнинг бири яқин турувчи кичик j ли сатҳга тушади. Масалан, VI қобикдаги $5g_{7/2}$ ва $4d_{5/2}$ сатҳлар тўлиши билан $6h_{11/2}$ сатҳни тўлдирилиши бошланиши керак: бироқ, $5j_{7/2}$ ва $4d_{5/2}$ сатҳларни тўлдирган нуклонлар сони устидан битта протон ёки нейтрон бўлса, у ҳолда бу протон ёки нейтрон юқорида турувчи сатҳга тушади, $6h_{11/2}$ сатҳ эса бўшлиғича қолади. Агар $5g_{7/2}$ ва $4d_{5/2}$ сатҳларни тўлдирган нуклонлар сонлари устидан иккита бир хил нуклон бўлса, у ҳолда бундай нуклонлар жуфти $6h_{11/2}$ сатҳни тўлдиришни бошлайди. Учинчи нуклон яна юқорида турган сатҳга тушади, бироқ тўртинчи нуклоннинг қўшилиши юқорида турган сатҳнинг бўшатилишига олиб келади, $6h_{11/2}$ сатҳга эса тўртта нуклон тушади.

Энди М. Гипперт-Майер схемасини тасдиқловчи назарий фикрларни кўриб чиқишга ўтайлик. Биз шу вақтгача ядронинг таркибига кирувчи нуклонларни потенциал ўрада турибди деган тахминдан фойдаландик. Даставвал, бу моделнинг нималарга лойиклигини (нима билан ҳақлигини) аниқлашимиз керак. Ядрога потенциал ўра кўринишига эга бўлган марказий-симметрик майдонни юзага келтирувчи кучлар маркази йўқ, фақат ҳар бир нуклон олдида, чамаси чекли чуқурликка эга бўлувчи, чунки нуклон нуктавий эмас, потенциал ўра мавжудлигини назарда тутиш керак. Шу сабабли ядрогаги нуклонлар зичлиги жуда каттадир, ҳар бир нуклоннинг потенциал

ўраси бир-бирининг устига тушади ва деярли бир жинсли йиғинди потенциалини ҳосил қилади.

Шунинг учун ядрода нуклонлар вақтга боғлиқ бўлмаган, қандайдир ўз-ўзига мувофиқлашган майдонда ҳаракатланади деб тахмин қилиш мумкин, шу билан бирга биринчи яқинлашиш учун бу майдонни марказий симметрияга эга бўлади деб ҳисоблаш мумкин.

Қобиклар модели кўзгалган ҳолатларга тегишли тажриба натижаларини тушунтиришда анча катта ютуқларга эришишига қарамасдан, бу модель доирасида тушунтирилиши қийин бўлган қатор тажриба далиллари мавжуд. Масалан, ядро магнит моментларини аниқлашда бу модель кўп хатоларга олиб келади. Қобиклар моделига асосан, ядро жуфт-жуфт жойлашган нуклонлар билан тўлдирилган сферик симметрик қобиклар системасини ташкил этади. Бу қобиклар системаси гўёки ядро ўзагини ҳосил қилади. Ядронинг механик, магнит ва электр моментлари қобиклар модели бўйича охириги ток нуклон билан аниқланади. Демак, ҳамма ток-жуфт ва жуфт-ток ядролар ўзининг магнит қийматлари бўйича Шмидт эгри чизигида ётишлари керак. Ҳақиқатда эса атом ядроларининг асосий қисми Шмидт эгри чизигида ётмайди ва Шмидтнинг қобик моделига асосланган якка нуклонли модели бўйича ҳисоблар ядро магнит моментларини тушунтиришга қодир эмас.

6.6- §. Ядронинг қобик модели ва бета-парчаланиш

Қобик моделига кўра нейтронларнинг қобик сатҳлари протонларнинг сатҳларидан фарқ қилади. Ядронинг асосий ҳолатида нейтронлар ва протонлар энг пастки қобикли нейтрон ва протон сатҳларини тўлдиради.

Барқарор ядроларда протон ва нейтронларнинг сони шундайки, протон қобиғининг юкоридаги банд сатҳининг энергияси нейтрон қобиғининг юкоридаги тўлдирилган сатҳининг энергиясига деярли тўғри келади. Агар бу жуфт бажарилмаса, у ҳолда нейтронлар ва протонларнинг нисбий сони бу шартни қаноатлантиргунга қадар нейтронларнинг протонга (ёки аксинча) айланиши юз беради. Масалан, агар юкори нейтрон сатҳини эгаллаб турган нейтроннинг энергияси протон қобиғидаги бўш ўриннинг энергиясидан 0,511 МэВ (электроннинг ички энергияси) ёки ундан кўпроқ ортик бўлса, нейтрон ўзидан электрон ва антинейтрино чиқариб протонга айланади ва ўша бўш ўринни

эгаллайди. Аксинча, агар протон нейтрон қобиғидаги бўш ўриннинг энергиясидан юқорирок сатҳда турган бўлса, у ўзидан позитрон ва нейтрино чиқариш билан ёки орбитал электронни камраш ва нейтрино чиқариш билан нейтронга айланади ва бўш ўринни эгаллайди.

Кулон таъсирларини, нейтрон ва протон массаларининг фарқини ҳисобга олмаганда нейтрон ва протон қобикларининг энергетик сатҳлари тўла айнийдир. Шунинг учун жуфт изобарлар учун $I_z = 0$ бўлган ядролар, тоқ изобарлар учун эса $I_z = \pm \frac{1}{2}$ бўлган ядролар барқарор ядролар

бўлиши керак, чунки бу ядроларга асосий ҳолатда I нинг мумкин бўлган қийматларидан энг кичиги мос келади.

Протон ва нейтрон массаларининг фарқи 1,3 МэВ га яқин энергияни талаб қилади ва кичик I_z га (яъни кўп сонли нейтронга) эга бўлган сатҳларни юқорига суради. Кулон таъсирлари катта I_z га эга бўлган сатҳларни юқорига суради. Шундай қилиб, бу эффектлар қарама-қарши йўналишларда таъсир қилади. Жуда енгил ядроларда протон ва нейтрон массалари фарқининг эффекти кучлироқ бўлади. Масалан, ${}^3\text{He}$ ядроси барқарор, ${}^3\text{H}$ ядроси эса беқарордир. Енгил ядролар ичида бир хил сонли нейтрон ва протонларга эга бўлганлари ўта барқарордир. Масса сони 30 дан ошганда эса кулон итаришиш эффекти кучли бўлади, шу сабабли ортиқча нейтронга эга бўлган ядролар кўпроқ барқарордир. Масалан, цирконий изотопи ${}^{90}\text{Zr}$ 40 та протон ва 50 та нейтронга эга ва барқарор. Қўрғошин ${}^{208}\text{Pb}$ 82 протонга ва 126 нейтронга эга. У икки қарра сеҳрли ва барқарордир. Демак, цирконийдаги 40- протон ва 50- нейтрон сатҳлари ва қўрғошиндаги 82- протон ва 126- нейтрон сатҳлари яқин энергияларга эга.

Изобарлардаги нейтронлар ва протонлар муносабатининг ўзгариши билан юз берадиган радиоактив ўзгаришларнинг мисоли сифатида цирконий изотопларини кўриш мумкин. ${}^{93}\text{Zr}$ ядросида 40 та протон ва 53 та нейтрон бор. Протонлар биринчи тўртта протон қобиғини ва қисман бешинчисини тўлдиради. 50 та нейтрон биринчи бешта нейтрон қобикларининг барча сатҳларини, 3 та нейтрон эса олтинчи қобикнинг пастки сатҳларини эгаллайди. Шуниси борки, нейтрон эгаллаган юқори сатҳнинг энергияси протоннинг эркин сатҳи энергиясидан 0,547 МэВ катта бўлади. Шунинг учун, ядронинг нейтронларидан бири 10^6 йил ярим парчаланиш даври билан

электрон ва антинейтрино чиқариб протонга айланади. Натижада, 41 та протон ва 52 та нейтронга эга бўлган барқарор ^{93}Nb ҳосил бўлади.

Цирконий изотопи ^{89}Zr 40 та протон ва 49 та нейтронга эга. Бу ядрога 40- протон сатҳи 50- нейтрон сатҳидан юқорида ётади. Шунинг учун ^{89}Zr ядросининг бир протони позитрон ва нейтрино чиқариб ёки цирконий атомининг К-қобиғидан бир электронни камраб, нейтронга айланади ва 50- нейтрон сатҳига ўтади. Бу жараённинг ўртача яшаш даври 79 соатга тенг. Натижада 39 протонли ва 50 нейтронли барқарор итрий ^{89}Y ядроси вужудга келади.

Қобикли модель кўпгина тузатишлар ва қўшимчаларни талаб қилган бўлса ҳам, ядроларнинг кўп хусусиятларини тушунтириб берди. Ядрогаги нуклонлар ўртасидаги ўзаро таъсирлар фақатгина ўртача ўзи мосланган майдондан иборат эмаслиги аниқланди. Ядро таъсирларининг ўзи мослашган майдонга кирмайдиган қисми *қолдиқли таъсир* дейилади. Хусусан, қолдиқли таъсирга мувофиқ карама-қарши спинли нуклонларнинг бирлашуви энергетик жиҳатдан қулайдир. Шунинг учун жуфт сонли протонлар ва жуфт сонли нейтронларга эга бўлган ядроларнинг ҳаммаси асосий ҳолатда нолга тенг бўлган спинга эга. Нуклонларнинг жуфтлашув эффекти жуфт Z зарядли анча барқарор (Z, A) $(Z-2, A)$ изобар жуфтлар мавжудлигига олиб келди. Айни вақтда ораликдаги $(Z-1, A)$ изобар ядро барқарор эмас экан.

6.7- §. Ядронинг коллектив модели

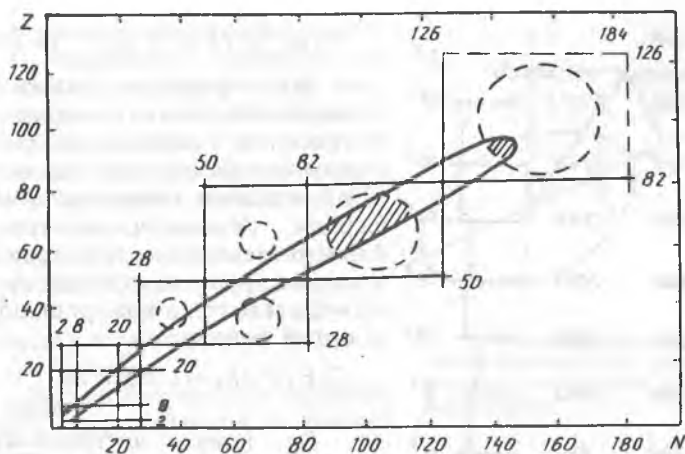
Олдинги параграфларда бир нуклоннинг қолган барча нуклонлар томонидан ҳосил қилинган ўзгармас ўртача майдонда ҳаракат ҳолати ўзгариши натижасида вужудга келган кўзғалган ҳолатлар ҳақида сўз юритилган эди. Бундай кўзғалиш якка заррали ёки якка нуклонли деб аталишини айтган эдик. Ядро физикасида улар билан бир қаторда, бир вақтнинг ўзида кўп нуклонлар ўз ҳаракат ҳолатларини ўзгартирадиган коллектив кўзғалишлар ҳам ўрин тутади.

Тажриба шуни кўрсатадики, нуклонларнинг зичлиги барча ядроларда деярли ўзгармас бўлиб, $2 \cdot 10^{-15}$ м га яқин масофада ядронинг чегарасида кескин камайиб нолгача тушади. Бинобарин, атом ядроларининг сирти ва шакли тўғрисида бемалол гапириш мумкин. Ядро моддасининг сиқилувчанлиги ниҳоятда кичик бўлганлигидан, коллектив

кўзғалишлар ядронинг ўртача зичлигини сақлаган ҳолда шаклини ўзгартиради. Сўнги 20 йил ичида атом ядроларининг шакли тўғрисидаги бизнинг тушунчаларимиз анча ўзгарди. 1950 йилга қадар барча ядролар сферик шаклга эга деб ҳисобланар эди. 1950 йилдан бошлаб кўп ядролар асосий ҳолатда сферик шаклда эмаслиги тўғрисида ишончли фактлар пайдо бўла бошлади. Барча икки қарра сеҳрли ва уларга яқин ядролар сферик шаклга эгадир. Агар протонлар ёки нейтронлар сони сеҳрли сонлардан катта фарқ қилса, ядронинг шакли сферик симметрияга эга бўлмайди — деформацияланади. Уни тахминан чўзилган ёки сиқилган айланиш эллипсоидига ўхшатиш мумкин. Баъзи бир ядроларнинг шакли, эҳтимол, уч ўқли эллипсоидга ўхшаса керак.

Афтидан, ядро мустаҳкам структура эмас. Шунинг учун тўлдирилган қобиклардан ташқарида жойлашган нуклонлар тўлдирилган қобиклардан иборат ўзакда қучланиш ҳосил қилади, яъни ядро қутбланиши — деформациясини вужудга келтиради. Ядронинг деформацияланиши тажрибада қандайдир квадруполь момент тариқасида кузатилади. Деформацияланиш қанчалик катта бўлса, квадруполь момент шунчалик катта бўлади. Агар тўлдирилган қобикдан ташқарида фақат бир ёки икки нуклонгина жойлашган бўлса, ўзак қутбланишининг жуда кичик эффекти кузатилади. Сезиларли ядро деформациялар асосан бир неча нуклонлар таъсирида вужудга келади.

6.12- расмда тўлдирилган қобикли ядролар орасида доимий деформацияланган ядролар топилган баъзи бир соҳалар кўрсатилган. $Z=4$, $N=4$ дан бошлаб тўлдирилган протонли қобик $Z=82$ ва тўлдирилган нейтронли қобик $N=126$ дан ташқарига чиққунга қадар ўтказилган икки чизик орасида N ва Z нинг шундай қийматлари жойлашганки, уларга тажрибада ёки барқарор, ёки радиоактив ядролар мос келади. Бу ядроларнинг деярли кўпчилиги тўлдирилган қобикларга эга. Шунинг учун уларнинг асосий ҳолатларининг доимий деформацияланганлиги кузатилмайди. 6.12- расмда бўяб кўрсатилган соҳадаги баъзи бир ядролар учун деформацияланган асосий ҳолатлар кузатилади. Бу ядролар катта квадруполь моментларига эга. Катта квадруполь момент эса ядронинг доим деформацияланганлигини кўрсатади. Тажрибаларнинг кўрсатишича, одатда, масса сонлари $A \approx 25$, $150 < A < 190$ ва $A > 222$ бўлган ядролар деформацияланган бўлади.



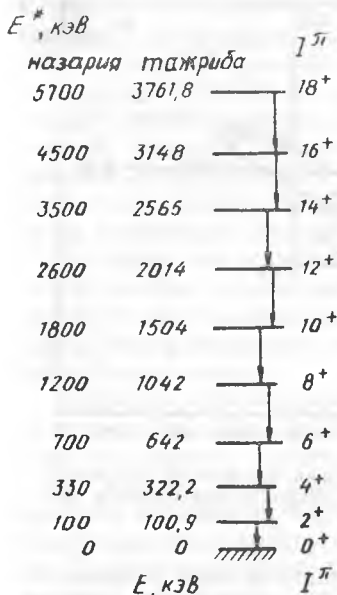
6. 12- расм. Вертикал ва горизонтал чизиклар «сеҳрли» протон ва нейтрон сонларидан ўтказилган. Штрихланган соҳалар деформацияланган ядролар соҳаси.

Носферик ядроларнинг қўзғалишида шакл тебранишидан ташқари ядронинг айланма ҳаракати ҳам вужудга келади. Носферик шаклга эга бўлган ядролар мавжудлигининг энг муҳим ва ишончли далилларида бири — масса сонлари кўрсатиб ўтилган соҳадаги жуфт-жуфт ядроларнинг спектрларида айланма бандларнинг бўлишлигидир. Айланма банд деб E_1 энергияси ва I спинлари ўзаро $E_1 \sim I(I+1)$ боғланишда бўлган сатҳлар кетма-кетлигига айтилади. Бундай жуфт-жуфт ядроларда сатҳлар спинлари 0, 2, 4, 6... қийматларни қабул қилади, масалан, 4.3-расмда ^{158}Sm нинг энг оддий кетма-кетликка эга бўлган қуйи айланма банди келтирилган.

Бор-Моттелсон бундай айланма бандлар сатҳлари энергияси учун қуйидаги:

$$E_J = \frac{\hbar^2}{2I} J(J+1) \quad (6.24)$$

формулани беришди, бунда спинлар $J=0, 2, 4, \dots$ қийматларни қабул қилади, I — инерция моменти. 6.13-расмда келтирилган ^{170}Hf сатҳларининг кетма-кетлиги (6.24) формуладан олинган натижаларга мос келади. Агар ядронинг биринчи қўзғалган ҳолатининг энергияси маълум бўлса, юқоридаги сатҳлар энергияси қуйидаги ифодадан ҳисобланади:



6. 13- расм. Деформацияланган ж-ж гафний- 170 ядросининг айланма энергия сатҳлари схемаси.

ронинг инерция моментларини оширади, айланиш энергиясини камайтиради.

Интерваллар қонунининг бажарилиши 6.4- жадвалда келтирилган. Жуфт-жуфт ядролар учун $E_4/E_2 \simeq 3.3$ Барча

$$E_j = \frac{1}{6} J(J+1) E_2 r \quad (6.25)$$

Бу формула асосида ҳисобланилган сатҳлар энергиясининг қийматлари умуман тажрибада олинган кетма-кетликни айнан акс эттиради. Масалан, ҳолатлар энергиясининг ортиши спинларни ортиш тартибида, $J = 2, 4, 6, 8, \dots$ мос равишда ортиб боради:

$$E_2:E_4:E_6:E_8 = 1:3:7:12. \quad (6.25')$$

Бу қонун интерваллар қонуни деб аталади. ^{170}Hf сатҳининг ҳисобланган қийматлари тажрибада олинган қийматларидан анча катта. Бу ядронинг айланиш ўқи-га нисбатан чўзадиган марказдан қочма қучлар борлиги билан тушунтирилади.

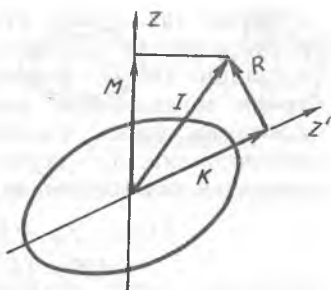
Марказдан қочма қучлар яд-

6.4- жадвал

Ядро	E_2	E_4	E_4/E_2
^{156}Gd	88,97	288,16	3,23
^{158}Gd	79,10	260,80	3,3
^{160}Dy	86,5	283,0	3,27
^{162}Dy	80,8	265,6	3,29
^{117}Dy	72,8	248,0	3,4
^{166}Er	80,8	266,5	3,31
^{170}Yb	84,23	277,7	3,3
^{172}Yb	78,7	260,2	3,31
^{176}Hf	88,34	290,4	3,28
^{178}Hf	93,17	306,87	3,29

келтирилган мисолларда ҳолатлар спинининг тажриба ва ҳисобланилган энергиялар микдорининг кетма-кетлигининг мослиги, ўлчанган ва назарий олинган энергиялар микдорининг бир-бирига яқинлиги E_4/E_2 нинг фарқи рухсат этилган чегараларда эканлиги кўриниб турибди. Демак, ядро ҳақидаги кўриб чиқилган тасаввур деформацияланган оғир ядролар учун ўринли.

Бор ва Моттelson айланма банд сатҳларининг 4 та доимий



6.14- расм. Деформацияланган ядролар тўла ҳаракат микдори моментининг вектор диаграммаси.

ҳаракат микдори моменти; ҳаракат микдорининг тўла моменти (J), ҳаракат микдори моментининг фазовий ихтиёрий йўналишидаги ўққа проекцияси (M), ҳаракат микдори тўла моментининг ядронинг симметрия ўқиға проекцияси (K) ва коллектив айланма ҳаракатнинг тўла моменти (R) ёрдамида ифодалаш мумкинлигини кўрсатди (6.14- расм). Хар бир айланма сатҳ банди учун K доимий бўлади. Унинг ҳар бир қиймати учун ўзининг айланма бандлари бўлади ва у айланма энергиялар банди учун қуйидаги формула ўринлидир ($J \geq K$).

$$E_{J,K} = \frac{\hbar^2}{2I} [J(J+1) - 2K^2]. \quad (6.26)$$

Одатда K айланма банднинг энг кичик спинга эга бўлган сатҳи банднинг бош сатҳи деб юритилади. $K = 0$ бўлганда сатҳлар — спинлар жуфт қийматларга ($J = 0, 2, 4, \dots$), $K \neq 0$ ҳолда эса ядро сатҳлари спини

$$J = k_1 k + 1, \quad k + 2, \dots \quad (6.27)$$

формула билан аниқланади.

Бунда бош сатҳдан юқорида ётувчи кўзгалган ҳолатлар энергиясининг нисбати (6.25) формула билан ҳисобланмайди. Масалан, иккинчи сатҳ энергиясининг биринчи сатҳ энергиясига нисбати интерваллар қонуни (6.25¹) га бўйсунмайди, 3,3 бўлмайди ва қуйидагича ҳисобланилади:

$$\frac{E_{K+2,K} - E_{K,K}}{E_{K+1,K} - E_{K,K}} = 2 + \frac{1}{K+1}, \quad (6.28)$$

K — нинг қийматини шу нисбатдан аниқ топилади.

Шуни таъкидлаб ўтиш мумкинки, спини 0 бўлган асосий ҳолатли (спинсиз) ядролар учун (6.26) формула ўз-ўзидан (6.24) формулага ўтади ($J=K=0$). Тўла бурчак моментининг проекцияси K аксиал симметрик ядроларда муҳим аҳамият касб этади. Масалан, L — мультиполлик, π — жуфтлик ($K_i J_i \pi_i$) $\rightarrow$ ($K_f J_f \pi_f$) ҳолатлар орасидаги гамма-ўтишлар учун танлаш қоидаси:

$$\Delta J (J_i - J_f) < L < (J_i + J_f), \pi = \pi_i \cdot \pi_f$$

$$\Delta K = (K_i - K_f) < L \quad (6.29)$$

$\Delta K - L = \nu$ миқдор берилган ўтиш учун ман этишлик даражасини кўрсатади. ν — миқдор катта бўлганда ўтишлар ўта секинлашади. Бундай ўтишлар изомер ҳолатларни вужудга келтиради (K — изомерия). K_T изомериянинг ёрқин мисоли ^{180}Hf нинг сатҳларидир. Бу ядродаги $T_{1/2} = 5,5$ соат, спини 8^- бўлган манфий ишорали изомер ҳолат ($K=8$) асосий айланма бандининг 8^+ ва 6^+ ҳолатларига параллел $E/1$ ва $E/2$ хил ўтишлар билан парчаланади ($K=0$). Бу ўтишлар учун $\Delta K=8$ ва мос равишда $\nu=7$ ва 5. Секинлатиш омили мос равишда 10^{16} ($\nu=7$) ва 10^9 ($\nu=5$), яъни ҳар бир K тақиқлаш бирлигига 100 марта секинлатиш омили тўғри келади (6.5-жадвал).

6.5- ж а д в а л

К-тақиқланган ўтишлар

Ядро	Муль- типол- лик	Энер- гия, КэВ	Спинлар	K_i	K_f	ν	Секинла- тиш омили
^{178m}Hf	E_1	88,8	$8^- \rightarrow 8^+$	8	0	7	$\approx 10^{14}$
^{180m}Hf	E_1	58	$8^- \rightarrow 8^+$	8	0	7	$\approx 10^{16}$
^{180m}Hf	E_3	501	$8^- \rightarrow 6^+$	8	0	5	$\approx 10^9$
^{190m}Os	M_2	38,4	$10^- \rightarrow 8^+$	10	0	8	$\approx 10^8$

K -квант сон деформацияланган ядроларда яхши сақланмайди. Сақланмаслик даражаси бир заррали ва айланма ҳолатларнинг энергия фарқи ва яна бир хил спин ва жуфтликка эга ҳолатларнинг тасодифан яқинлигига боғлиқ. Баъзи секинлашган K -тақиқланган ўтишларнинг тавсифлари 6.5-жадвалда келтирилган. ^{190m}Os учун K -тақиқлашни бирлигига секинлатиш омилини ўта камайиши балки ^{190}Os ядрони кучли деформацияланган ядролардан



6. 15- расм. Носферик ядролар коллектив қўзғалишларининг турлари.

шакли сферик (думалок) ядроларга ўтиш оралиғида бўлганидандир.

Томчи моделини муҳокама қилганимизда, оғир ядроларни таърифлашда қандай мультиполлик тебранишлар ҳисобга олиниши кераклиги ҳақидаги масалага тўхтаб ўтган эдик. Одатда, жуфтлиги мусбат бўлган коллектив уйғонишлар ифодаланганда квадруполь тебранишлар ($\lambda=2$), манфий жуфтликда бўлган коллектив уйғонишлар ифодаланганда эса квадруполь ва октуполь тебранишлардан фойдаланилади. Ядро ўзининг шакли яқинида тебраниб туради. Бу тебранишлардан ядронинг сфероидал симметриясининг сақловчисини β -тебранишлар, эллипсоидал симметрияга олиб келувчисини эса γ -тебранишлар деб аталади. Мос ҳолда ҳолатлар ҳам β -тебраниш ва γ -тебраниш ҳолатлари деб аталади. 6.15- расмда носферик ядро қўзғалишларининг ҳар хил тури кўрсатилган. Октуполь тебранишларга ядронинг ноксимон шакли тўғри келади. Жуфтлиги мусбат бўлган сатҳлар спектрларини таҳлил қилиш А. С. Давидов ва унинг ёрдамчилари (асимметрик ротатор модели) ҳамда А. Фейслер ва В. Грайнер (айланма-тебранма таъсирлашув модели)нинг ишларида айниқса муваффақият билан амалга оширилди.

Жуфтлиги манфий бўлган $I^\pi=1^-, 3^-, 5^-$ ва ҳ. к. сатҳлар 1953 йилда оғир жуфт-жуфт ядроларнинг спектрларида, масалан, ^{224}Ra ядросининг спектрида, сўнгра ^{222}Ra , ^{226}Ra , ^{226}Th ва бошқаларда қайд қилинди. Лантаноидлар жуфтлиги манфий сатҳларининг энергиялари $1 \div 1,5$ МэВ, актиноидларники эса $0,3 \div 1,5$ МэВ эканлиги аникланди. А ~ 20 бўлган енгил ядролар соҳасида ҳам $5-8$ МэВ энергияли жуфтлиги манфий сатҳлар кузатилади. Деформацияланган оғир жуфт-жуфт ядролар энергия спектрларидаги жуфтлиги манфий сатҳлар октуполь тебранма ҳолатлар деб юритилади. Бундай ҳолатларга симметрия ўқиға $K=0$ проекция тўғри келади. Шу сатҳ

		^{120}Xe 54 66		Окт. медр.			
		β -медр.		$27^- \quad 10998,1$			
$22^+ \quad 7836,2$				$25^- \quad 9870,9$			
	$22^+ \quad 7558,3$			$23^- \quad 8807,1$			
$20^+ \quad 6954,2$				$21^- \quad 7796,1$			
	$20^+ \quad 6621,5$			$19^- \quad 6832,6$			
				γ -окт. медр.			
$18^+ \quad 6050,6$				$(17^-) \quad 5920$	$17^- \quad 5928,7$		
	$18^+ \quad 5666,0$			$(16^-) \quad 5480$			
$16^+ \quad 5232,2$				$(15^-) \quad 5060$	$15^- \quad 5085,0$		
	$16^+ \quad 4784,8$			$14^- \quad 4667,5$			
$14^+ \quad 4456,6$		δ -медр					
	$14^+ \quad 3983,5$	$(12^+) \quad 3933$	$12^- \quad 3956,6$				
$12^+ \quad 3674,6$		$(11^+) \quad 3918,7$	$11^- \quad 3648,5$				
		$(10^+) \quad 3326,2$	$10^- \quad 3383,4$	$11^- \quad 3591,6$			
	$12^+ \quad 3262,0$	$(9^+) \quad 3174,0$	$9^- \quad 3149,4$				
$10^+ \quad 2871,1$		$(9^+) \quad 2653,5$	$8^- \quad 2967$	$9^- \quad 2970,7$			
	$10^+ \quad 2631,1$	$(7^+) \quad 2461,2$	$7^- \quad 2830,3$				
		$6^+ \quad 1985,9$	$6^- \quad 2727,4$	$7^- \quad 2495,6$			
$8^+ \quad 2097,9$		$5^+ \quad 1817,0$	$5^- \quad 2072,2$				
		$4^+ \quad 1401,5$	$4^- \quad 2072$				
$6^+ \quad 1396,5$		$3^+ \quad 1271,6$	$K^{\pi} = 1^-$	$K^{\pi} = 3^-$			
	$K^{\pi} = 0^+$	$2^+ \quad 875,0$					
$4^+ \quad 795,6$							
$2^+ \quad 322,4$							
$0^+ \quad 0$							
		$K^{\pi} = 0^+$					

6.16- расм б) Хе ядросининг сатҳлари (Р. Б. Бекжонов талқини). сатҳлар ($K^{\pi}=0^-$) ҳар хил жуфтли бандларга ажратилган.

Бундай манфий ишорали сатҳлар табиатини ўрганиб чиқиб Р. Б. Бекжонов уларнинг пайдо бўлишини тушунтириш учун жуфт-жуфт деформацияланган ядроларда исталган мультиполли тебраниш ва Кориолис ўзаро таъсирларини ҳисобга олган ҳолда янги модель яратди.

Модель асосида ядроларнинг октуполь ҳолатлари табиати ҳақида олинган кўп янги экспериментал натижалар, далиллар ўз тавсифини топди (6.16- расмга қаранг).

Баъзи носферик ядроларда спектрларнинг тузилиши айланма бандлар сатҳларидан мураккаброк тузилишга эга. Бундай ядролар спектридаги сатҳлар энергиялари интерваллар қонуни (6.25) га бўйсунмайди, айланма бандлар соҳаларида қўшимча 2^+ , 3^+ ва ҳ. к. характеристикали сатҳлар пайдо бўлади, бундай спектрлар уч ўқли эллипсоид шаклига эга бўлган ноаксиал ядроларга хос экан (6.8- §. га қаранг).

6.8- §. Ядронинг сиқилувчанлиги

Сўнгги вақтларда спинлар $14 \div 20\hbar$ бўлган жуда интенсив айланма ҳолатдаги ядроларни ҳосил қилишга эришилди. Бундай интенсив айланишда марказдан қочма кучларнинг таъсири жуда кучлидир. Ядро қанча «юмшоқ» бўлса, бу таъсир шунча катта бўлади. Ядро айланма ҳолатларининг марказдан қочма кучларнинг таъсирини ҳисобга олинган ҳолдаги назарияси А. С. Давидов томонидан ривожлантирилган эди. 6.7- жадвалда тўртта ядронинг айланма ҳолатлари энергияларининг назарий ва экспериментал қийматлари нисбатлари келтирилган. ²³⁸U нинг ядроси нисбати «қаттиқ» ядродир. Унинг айланма сатҳлари энергияларининг нисбати ядро айланишида ҳосил бўладиган деформациялар ҳисобга олинмаган ҳолдаги (6.29) нисбатларга яқин.

Жадвалда кўрсатилган ядроларнинг қолган учтаси нисбатан анча «юмшоқ» айланганда деформацияланади, шунинг учун уларнинг айланма энергиялари нисбати (6.29) дан катта фарқ қилади. Масалан, ¹⁶⁶Hf ядросида 12 спинга эга бўлган айланма сатҳ энергияларининг биринчи сатҳ энергиясига нисбати 16,6 ваҳоланки, (6.29) қоидага мувофиқ эса 26 га тенг бўлиши керак эди. Жадвалнинг сўнгги устунда ядронинг деформацияланиш даражасини белгилайдиган μ параметрнинг қийматлари келтирилган.

Ядроларнинг қўзғалган айланма ҳолатлари бошқа ҳар қандай ҳолатлари каби беқарордир, ядро гамма-квантлар (ёки ички конверсия электронлари) чиқариб, асосий ҳолатга ўтади. Одатда, бу ўтишлар кетма-кет (каскадлар билан) паст жойлашган барча айланма ҳолатлар орқали содир бўлади. ¹⁷⁰Hf ядроси 16 спинли айланма ҳолатдан

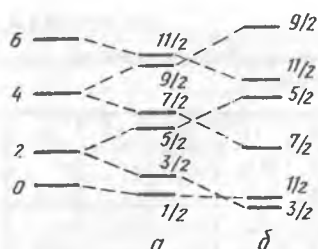
**Ядролар айланма ҳолатлар энергиясининг биринчи сатҳлар
энергиясига нисбати**

Спин	2	4	6	8	10	12	14	16	μ
^{238}U эксп	1	3,31	6,93	11,6	17,7	24,6	—	—	—
назар	1	3,32	6,93	11,8	17,8	25,0	—	—	0,15
^{172}W эксп	1	3,07	5,92	9,33	13,2	17,3	21,8	—	—
назар	1	3,08	5,91	9,26	13,0	17,0	20,9	—	0,35
^{170}Hf эксп	1	3,21	6,41	10,4	15,0	20,1	25,6	31,5	—
назар	1	3,21	6,40	10,4	15,0	20,1	25,7	31,6	0,26
^{166}Hf эксп	1	2,97	5,66	8,87	12,4	16,6	—	—	—
назар	1	2,96	5,51	8,45	11,7	15,1	—	—	0,40

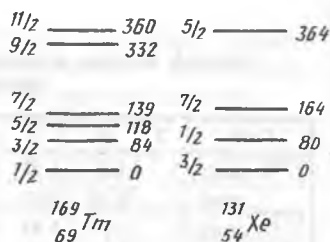
14 спинли ҳолатга, ундан 12 спинли ҳолатга ва ниҳоят ноль спинли асосий ҳолатга ўтади.

Бундай ўтишларнинг ҳар бирида электр типдаги квадруполь гамма квантлар чиқади. Гамма-квантлар энергиясини ўлчаб, айланма ҳолатлар ўртасидаги энергетик масофани аниқлаш ва бинобарин, айланма ҳолатларнинг тўла манзарасини тиклаш мумкин. Ток сонли нейтронлар ёки протонларга эга бўлган ядроларнинг асосий ҳолати нолдан фаркли бўлган ва $1/2$, $3/2$, $5/2$, ..., сонлардан бирига тенг бўлган спинга эга. Шундай типдаги носферик ядролар айланма ҳолатларга ҳам ўтиши мумкин. Масалан, агар ядро асосий ҳолатда $3/2$ спинга эга бўлса, унинг айланма ҳолатлари энергиянинг ортиши тартибида $5/2$, $7/2$, $9/2$, $11/2$, ... спинларни қабул қилади. Шунингдек, бу қўзғалган ҳолатлардан асосий ҳолатга ўтиш ҳам каскадли равишда рўй беради. Ҳар бир ўтишда электр типдаги квадруполь гамма-квантлар ва магнит типдаги диполь гамма-квантлар ёки конверсион электронлар чиқади.

Баъзи бир ток ядроларда ташки нуклон жуфт сонли нейтронлар ва протонлардан ташкил топган носферик ўзак билан кучсиз боғланган. Ўзак худди жуфт-жуфт ядро каби айланади. Агар ташки нуклон $1/2$ га тенг бурчак моментига эга бўлган ҳолатда бўлса, унда ўзакнинг бурчак моментига нисбатан спинининг иккита ҳар хил жойлашувига $3/2 - 7/2$; $7/2 - 9/2$; $11/2 - 13/2$ сатҳлар жуфтлари тўғри келади. Айланишнинг ташки нуклон билан боғланиши қанчалик кучли ва бурчак momenti қанчалик катта бўлса, ҳар бир шунақа жуфтдаги компоненталар бири-биридан шунчалик узоқ жойлашади. Хусусан, 6.17- расм-



6. 17- расм. Баъзи ток ядроларнинг мумкин бўлган айланма ҳолатларининг ҳисобланган спектрлари: а) ташки нуклон ўзак билан кучсиз боғланган; б) ташки нуклон ўзак билан кучли боғланган.



6. 18- расм. Тулий-169 ва ксенон-131 ядроларининг тажрибадан олинган айланма спектрлари (кэВ).

даги a ва b ҳоллар бўлиши мумкин. Иккала вариант ҳам ^{169}Tm ва ^{131}Xe ядроларида амалга ошса керак. 6.18- расмда бу ядроларнинг биринчи қўзғалган ҳолатлари энергияларининг жойлашуви кўрсатилган. Энергетик сатҳларнинг бундай жойлашувида $3/2$ спинли асосий ҳолатда ядро ўзаги айланади, $1/2$ спинли биринчи қўзғалган ҳолатда эса айланмайди. Агар ташки нуклон бурчак моментига эга бўлса, у ҳолда айланма сатҳлар тўртта сатҳчага ажралади.

Ядро айланиши билан бир қаторда ундаги коллектив ҳаракатлар кўп нуклонларнинг синхрон тебранма кўчишидан иборат бўлиши мумкин. Ядро моддасининг жуда кам сиқилувчанлиги туфайли қўзғалиш энергияси кичик (10 МэВ дан кичик) бўлганда, бундай тебранишлар сирт тебранишларидан, яъни ядро шаклининг ўзгаришидан иборат бўлади. Сферик ядроларда бундай қўзғалишларга ядро сирти бўйлаб югурувчи тўлқинлар мос келади. Жуфт-жуфт сферик ядроларда бу типдаги элементар қўзғалишлар E энергияга ва 2 га тенг бурчак моментига эга. Иккала элементар қўзғалишлардан 0, 2, 4 бурчак моментлари билан фарқланувчи $2E$ энергияли қўзғалишлар ҳосил бўлади. Учта элементар қўзғалишдан $2E$ энергияли ва 0, 2, 3, 4, 6 бурчак моментли қўзғалишлар ҳосил бўлади.

Одатда, ядроларнинг коллектив қўзғалиши айланма ва тебранма ҳаракатларнинг мажмуи сифатида вужудга келади. Шу сабабдан, носферик ядроларнинг қўзғалган ҳолатларини айланма ёки тебранма сатҳларга ажратиш камдан-кам мумкин бўлади.

Хулоса қилиб шуни айтиш мумкинки, нуклонларнинг коллектив ҳаракатини қараб чиқиш жуфт-жуфт ядроларнинг қўзғалган ҳолатларининг спектрини тушунтиришда ва бу спектрнинг масса сонига боғлиқлигини кўрсатишда етарли даражада муваффақиятли бўлиб чиқди. Тоқ сонли A га эга бўлган ядролар учун эса вазият анча мураккаблашади, чунки ўзак ҳаракатининг ток нуклон билан боғлиқлиги бунга сабаб бўлади. Демак, бу ток нуклон ҳаракатини қобиқ модели асосида тушунтириш ўринли бўлмай қолади, чунки у статик ўзакка тегишлидир. Бу муаммони таҳлил қилиш умумлашган моделга олиб келди.

Жойи келганда шуни айтиб ўтишимиз мумкинки, Ўзбекистонда бу хил ядролар назариясини яратишда Р. Б. Бекжонов Ш. Шарипов билан анча муваффақиятли тадқиқотлар олиб боришган.

6.9- §. Умумлашган модель

Ядродаги айрим нуклонлар ва уларнинг коллектив ҳаракат хиллари ўзаро узвий боғлиқдир ва улар ядронинг умумлашган моделида ҳисобга олинади. Алоҳида нуклонларнинг ҳаракати ядро қобиқ моделининг хулосаларини ҳисобга олиш билан, коллектив ҳаракат эса суяқ томчи моделининг хулосаларини ҳисобга олиш билан тадқиқ қилинади. Бу моделларнинг ҳар бири юқорида уқтириб ўтилганидек, ядро ҳодисаларининг ўзига тегишли соҳасида қониқарли натижалар беради. Шунинг учун бу моделларнинг асосий томонларини реал ядро хусусиятларини тасвирлашда албатта эътиборга олиш керак. Ядронинг умумлашган модели суяқ томчи ва қобиқлар моделига нисбатан мукамалроқдир.

О. Бор ва Б. Моттельсоннинг ишлари асосида юзага келган умумлашган модель ўзида қобиқ ва томчи моделларининг ютуқларини мужассамлаштирди. Ҳозирги вақтда умумлашган модель анча кенг доирада кузатилаётган ядро ҳодисаларини талқин қилиб беради.

Ядро деформацияларини қобиқли ҳолатларга таъсирини ўрганиш умумлашган моделни яратишдаги биринчи қадам бўлди. Сифат жиҳатидан энг муҳим ютуқ шундан иборатки, бунда ҳаракат миқдорининг тўла моменти фазодаги мумкин бўлган $(2j+1)$ турли жойлашишнинг мавжудлиги сабабли келиб чиқадиган айланиш қисман

бартараф қилинди. Биринчи бўлиб бу соҳадаги ишларни Дания олими С. Нильсон ишлаб чиқди.

Ядро сирти айланувчи эллипсоид (6.6 ва 6.7- § га қ.) шаклига эга бўлган ҳоллар учун Нильсон энергия сатҳларини нисбий жойлашишида кутилиши мумкин бўлган ўзгаришларни қобиқ модель асосида ҳисоблаб чиқди. Носферик аксиал симметрик ядрога яқка заррали сатҳлар жойлашишини кўриб чиқайлик. Сферик симметрик потенциалдан носферик потенциалга ўтилганда l ва j квант сонли ҳаракатнинг доимийлиги сақланмайди. m_j моментнинг ядрони симметрия ўқиға проекциясининг ҳар бир қийматиға мос сатҳлар ҳар хил энергияға эга бўлади, (m_j) га нисбатан айнишлик бартараф қилинади. Лекин симметрия ўқининг ҳар иккала йўналиши ҳам тенг ҳуқуқли бўлганлиғидан m_j нинг ишорасиға нисбатан айнишлик сақланади. Айланаётган ядрога m_j тўла моментнинг симметрия ўқиға проекцияси K га алмашинади. Деформация таъсирида ҳар бир сатҳ $(2j+1)/2$ сатҳға ажралади ва бунда m_j нинг ҳар бир қийматиға алоҳида сатҳ тўғри келади. Микдорий ечимни топиш учун Нильсон

$$U(r) = \frac{1}{2}M(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) + Cls + Dl^2 \quad (6.30)$$

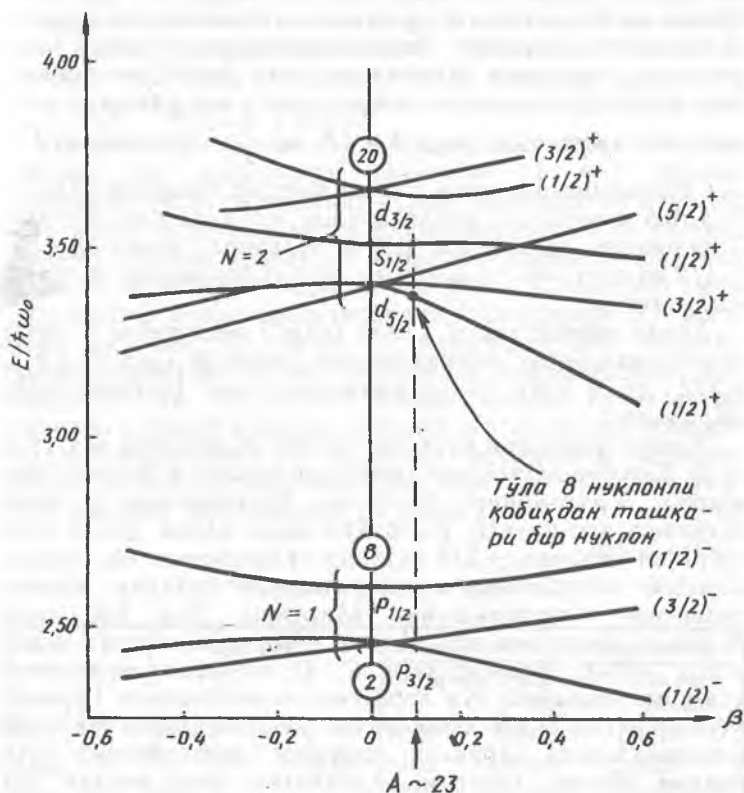
$$(\text{бунда } \omega_x^2 = \omega_y^2 = \omega_0^2(1 + \frac{2}{3}\beta), \omega_z^2 = \omega_0^2(1 - \frac{4}{3}\beta),$$

(ω_0 , C , D — доимийлардир) шаклдаги потенциалдан фойдаланиб, x , y , z координата ўқлари йўналишида тебранишнинг парциал частоталари (ω_x , ω_y , ω_z) бир хил бўлмаслиғи деформацияға сабаб бўлади, деб тахмин қилди. Ана шу учала тебраниш биргаликда ядронинг қобиқ моделида уч ўлчамли гармоник осцилляторни тасвирлайди. Нильсон тахминиға бинноан ядронинг деформацияланишини ёки деформация параметри β ни гармоник осцилляторнинг учала эркинлик даражаси бўйича тебранишлар частоталари фарқи орқали ифода-лаш мумкин. Баъзан, сферик симметриядан четла-нишни характерлайдиган β параметр

$$\beta = \frac{R_1 - R_2}{R_1} \quad (6.31)$$

каби аниқланади. Бунда R_1 ва R_2 ядро марказидан унинг бўйлама ва кўндаланг аксиал симметрияси сиртигача бўлган масофа, R_0 эса ҳажми ядро ҳажмиға тенг бўлган

шарнинг радиуси. Ҳисоблар ядронинг шакли сферик кўринишидан четлашиши билан m_i магнит квант сони орқали ифодаланадиган сатҳлар энергия бўйича ажралиб кетишини кўрсатади. Бошқача айтганда, ядро сиртининг табиий деформацияси ядро ичидаги ажралиб турган йўналишни аниқлашга имкон беради. Бу худди ташқи магнит майдоннинг спинли ҳар қандай зарранинг магнит моменти йўналишини аниқлашига ўхшайди. 6.19- расмда ядроларнинг бир неча танлаб олинган якка заррали ҳолатлари учун энергия сатҳларининг ядронинг деформацияланиш катталигига боғлиқ ҳолда ўзгариши кўрсатилган. Доиралардаги сонлар бўйича куйи нуклон ҳолатларидаги нуклонлар сонини, касрлар эса уларнинг спинини



6. 19- расм. Нильсон модели асосида ҳисобланган энергия сатҳлари диаграммаси. Маълумки, ҳар бир сатҳда иккитадан ортиқ нуклон жойлашиши мумкин эмас.

кўрсатади, «+» ва «-» белгилар ҳолатларнинг жуфтлигини ифодалайди. Масса сонлари тоқ бўлган ядролар учун бундай тақрибий қарашнинг тўла таҳлили Нильсон ва О. Моттельсон томонидан амалга оширилди. Энди энг муҳим натижалар ахборотини келтирамиз. 6.19-расмда келтирилган Нильсон схемаларининг кичик A лар учун ҳисобланган бўлагини бироз таҳлил қилайлик. Ядро деформацияланмаган ҳолда (деформация параметри $\beta = 0$) Нильсон ҳисоблаб чиққан сатҳлар бир заррали қобик моделида ҳисобланган сатҳларга мос тушади. Уларнинг осциллятор қобиғини N , j ва l сонлар билан ифодалаш мумкин (6.1-жадвалга қаранг). Бу ($\beta = 0$) сферик-симметрик ҳолда сатҳлар $(2j+1)$ қаррали турланган бўлади ва $P_{3/2}$ сатҳга 4 та нуклон жойлаштириш мумкин (6.11-расмга қаранг). Ядро деформацияланганда ($\beta \neq 0$) эса, турланиш йўқотилади, сатҳ $\bar{j} = 3/2$ векторнинг икки жуфт проекциялари қийматларига мос равишда ички сатҳчага ажралади, $j = 3/2 \pm \frac{1}{2}\hbar$ ва $\frac{3}{2}\hbar$. P -ҳолатда $l =$

$= 1$ бўлганлигидан икки сатҳча манфий ишорали бўлади. Ҳар бир сатҳчага 2 тадан нуклон жойлаштирса бўлади. Деформация параметри $\beta > 0$ бўлганда, аввал $j_z = \pm \frac{1}{2}$ ли сатҳ, сўнг $j_z = 3/2$ ли сатҳ тўлдирилади, $\beta < 0$ да эса, аксинча.

Худди шунингдек, $d_{5/2}$ сатҳ $\bar{j} = 5/2$ векторнинг 3 жуфт проекцияларининг қийматига мос равишда $\bar{j} = 5/2 \pm 1/2$, $\pm 3/2 \pm 5/2$ учта ўзаро силжиган сатҳ (сатҳча)ларга ажралади.

Ҳамма ажралган сатҳлар мусбат жуфтликка эга ($l = 2$). Ҳар бир сатҳга яна иккитадан нуклон жойлаштириш мумкин. Сатҳларнинг $\beta > 0$ да тўлдирилиши j_z нинг ортишига мос келади. $\beta < 0$ бўлганда, олдин $\pm 5/2$, сўнг $\pm 1/2$ ва охирида $\pm 3/2$ сатҳлар тўлдирилади ва ҳоказо. Шундай қилиб, ядро деформацияси сатҳлар хилма-хиллигини (турланишини) йўқотади. Ҳар бир сатҳ ўз квант сонларига эга. Кучли деформацияланган ядроларда (6.30) формуладаги C , D коэффицентларнинг аҳамияти камайиб, йўқ даражага келиб қолади. Шунинг учун ($C = D = 0$ деб ҳисобласак) нуклонларнинг Нильсон потенциалдаги ҳаракати гармоник осцилляторни ўқлари бўйича тебранма ҳаракатига мос келади. Бу тебранма энергияси $\hbar n_1 \omega_x$, $\hbar n_2 \omega_y$, $\hbar n_3 \omega_z$ ($n_i = 0, 1, 2, \dots$). Шунинг учун n_1 , n_2 , n_3 сонлар ҳар бир чизикли осциллятор нуклон ҳолатини тафсифловчи квант сонлардир. Бу квант

сонларидан учтасига ўтиш мумкин: квантларнинг тўла сони $N = n_1 + n_2 + n_3$ ва Λ -орбитал моментни симметрия ўқиға проекцияси. Бу квант сонлар симметрик система-ларда тўла сақланади. Агар зарра спинга эга бўлса, унинг проекцияси ҳам квант сон бўлади. Спин проекцияси $S_z = -\Sigma = \pm 1/2$.

Илмий адабиётларда квант сонларининг бу йиғмасы $[Nn_3\Lambda]$ — квант сонларнинг асимптотик йиғмасы номи билан машҳур. Нильсон диаграммасида ҳар бир чизик нуклон тўла моментининг симметрия ўқиға проекцияси микдори, жуфтлик ва учта асимптотик квант сонлар $[Nn_3\Lambda]$ орқали тавсифланади. n_3 — квант сон сферик-симметр. қ майдонда сақланмайдиган сон бўлса ҳам кучли деформацияланган ядролар учун яхши сақланиладиган сон. Демак, деформацияланган ядроларда турланган сатҳлар бўлмайди. Эслатиб ўтиш мумкин: $\omega_0 \sim A^{-1/3}$, $\hbar\omega_0 = 41A^{-1/3}$ МэВ, $\Lambda + \Sigma = \Omega$.

Нильсон моделининг қандай ишлашини кўрсатиш учун нейтрон ёки протонлари тахминан 11 тенг бўлган ядроларни мисол тариқасида кўриб чиқайлик. Бу ядролар учун деформация параметри $\beta = 0,1$ эканлиги 6.19- расмда кўриниб турибди. Демак, бу ядроларга Нильсон моделини ишлатса бўлади. А лари 23 га тенг бўлган бир неча ядроларнинг асосий ҳолатларининг тавсифлари 6.7- жад-валда келтирилган. Агар бу ядроларни бир заррали сферик-симметрик қобик моделидаги тавсифларини бил-мокчи бўлсак, 6.9- расмга қараш кифоя. Бу моделда ядронинг ҳаракат микдори моменти сўнгги нуклон моменти билан аниқланади. 6.7- жадвалда келтирилган ядролар тўлган қобикдан ташқари бир ёки уч нуклонга эга. 6.19- расмдан фойдаланиб, бу ядроларга $(5/2)^+$ спин ва

6.7- ж а д в а л

$A \sim 23$ деформацияланган ядролар

Ядро	Z	N	Q, фм ²	β	Асосий ҳолатнинг квант сонлари		
					Тажриба	Қобикли модель	Нильсон модели
19F	9	10			$(1/2)^+$	$(5/2)^+$	$(1/2)^+$
21Ne	10	11	9	0,09	$(3/2)^+$	$(5/2)^+$	$(3/2)^+$
21Na	11	10			$(3/2)^+$	$(5/2)^+$	$(3/2)^+$
23Na	11	12	4	0,11	$(3/2)^+$	$(5/2)^+$	$(3/2)^+$
23Na	12	11			$(3/2)^+$	$(5/2)^+$	$(3/2)^+$

жуфтликни бериш мумкин. Аммо, ҳатто «сеҳрли» 8 нуклонли тўлган қобикдан ташқари бир протонли ^{19}F ядроси учун ҳам спинлар $5/2$ эмас. 6.19- расмда пунктир тик чизик $\beta = 0,1$ дан ўтказилган. Бундан кўриниб турибдики, тўлган 8 «сеҳрли» сонли қобикқа бир нуклон қўшилса, $(1/2)^+$ ли сатҳ ҳосил бўлади.

Тўлган қобикдан ташқари 3 та заррали ҳолда эса $(3/2)^+$ ли сатҳга келамиз. Бу сонлар 6.7- жадвалдаги тажрибада олинган спин қийматларига мос келади. Демак, Нильсон модели деформацияланган ядроларнинг баъзи тавсифларини тўғри акс эттиради. Биз мулоҳазаларда жуфт нуклонлар, масалан, ^{19}F да 10 нуклон, бир-бири билан жуфтлашиб, уларнинг тўла моменти ноль бўлишини тахмин қилдик.

Нильсон модели ядроларнинг бошқа кўп ўрганилган хусусиятларини ҳам назарий жиҳатдан ўрганишда ўз афзалликларига эга.

6.10- §. Ядронинг альфа-зарра модели

Енгил ядроларнинг боғланиш энергиялари ҳақидаги тажриба маълумотларини системалаш нуклонларнинг ядро ичида альфа-ассоциациялашув муаммосининг пайдо бўлишига олиб келди.

Ядроларнинг альфа-парчаланиш ҳодисаси ядро физикаси пайдо бўлишининг биринчи йилларидаёқ ўрганилган эди. Бунинг натижасида альфа-зарралар ядролар ичида барқарор бирикмалар сифатида мавжуд, деган фикр келиб чикди. Икки нейтрон ва икки протондан тузилган ^4He атомининг ядроси — альфа-зарранинг барқарорлиги Паули принципига асосан тушунтирилиши мумкин. Бу принцип спинларининг проекцияси турлича бўлган нейтронлар ва протонлар жуфтларига бир хил фазовий характеристикаларга эга бўлиш имконини беради. Квант механикаси тили билан айтилганда альфа-зарра таркибидаги нуклонларнинг тўлқин функциялари бир-бирига тўла мос тушади, бу альфа-зарра боғланиш энергиясининг катта (28 МэВ га яқин) бўлишига олиб келади. Бироқ сўнгги экспериментал тадқиқотлар ва нуклонлар орасида таъсир қилувчи кучлар ҳақидаги янги тушунчалар ядрода барқарор альфа-зарралар мавжудлиги ҳақидаги нуқтаи назарнинг рад этилишига олиб келди ва ядродаги альфа-заррали бирикмалар нуклонларнинг вақти келиб парчалангани

ган, қисқа яшовчи ассоциациялари сифатида қарала бошланди.

Нуклон бирлашмалари модели ёки кластер модели деб аталувчи ҳозирги замон альфа-зарралар модели ядро ичида беқарор бирикмалар сифатида фақат альфа-зарраларгина эмас, балки дейтронлар ва тритонлар ҳам пайдо бўлиши мумкин, деб ҳисоблайди. Умуман бу модель бўйича атом ядролари енгилроқ ядролар комплекси сифатида қаралиши мумкин. Масалан, ${}^6\text{Li}$ ядроси ўзаро таъсирлашувчи альфа-зарра ва дейтрон сифатида, ${}^8\text{Be}$ ядроси ўзаро таъсирлашаётган икки альфа-зарра сифатида, ${}^{12}\text{C}$ ядроси ўзаро таъсирлашаётган уч альфа-зарра, ${}^{41}\text{Ca}$ ядроси ${}^{40}\text{Ca}$ ядроси билан ўзаро таъсирлашаётган нейтрон сифатида кўрилиши мумкин. ${}^{40}\text{Ca}$ ядроси икки қарра сеҳрли юксак барқарорликка эга.

Енгил ядролар физикасида бир қатор масалалар турибдики, уларни нуклон бирлашмалари модели содда қилиб тушунтиради ва шу сабабли бу моделга қизиқиш йўқолгани йўқ ва у жадал суръатда ривожлантирилаяпти.

6.11-§. Ядронинг ўта ўтказувчанлик модели

Ядроларда жуфтланувчи кучларнинг мавжудлиги гарчи кўп йиллардан бери маълум бўлса-да, улардан ўта ўтказувчанлик назариясидаги баъзи ишларда асос сифатида фойдалана бошлангандан кейингина бу кучларга етарли аҳамият берилга бошланди. Бу назарияга асосан ўта ўтказгич (ядро) нинг фермионлари энг пастки энергия ҳолатларида бир-бирига жуфт боғланган бўлиб, бу жуфтнинг ҳар бир фермионининг ҳаракат микдори моменти иккинчи фермион ҳаракат микдори моментига тенг, йўналиши эса қарама-қарши бўлади. Шундай қилиб, зарралар сони жуфт бўлганда системанинг тўла ҳаракат микдори моменти нолга тенгдир. Ўта ўтказгичли система-ларда фермионлар — электронлардир. Ядро системаларида эса бир-бирига боғлиқ бўлмаган икки жуфт система, икки тур фермионлар — протонлар ва нейтронлар системаси кўзда тутилиши лозим. Ҳар қандай жуфт аъзолари орасидаги таъсир кучлар жуда қисқа муддатли бўлиб, фақат ана шу зарралар жуфти чегарасидагина мавжуддир, узок таъсир этувчи кучлар эса барча жуфтларни ядро системаси чегарасида тутиб туради. Бу ҳолда қисқа муддатли жуфтлаштирувчи куч таъсирида бошқа протон (нейтрон) билан бирлаша олувчи протон (нейтрон) ядро

системасида ҳеч қачон эркин қололмайди. Қисқа муддат таъсир этувчи жуфтлаштирувчи куч узоқ таъсир этувчи кучдан анча каттадир. У жуфт-жуфт ядроларнинг асосий ҳолати орасида энергия фарқи ҳосил қилади.

Бу моделга кўра ҳар бир нуклон қобик моделидан келиб чиқадиган ўз ҳолатларини асосан саклайди. У ҳолда нуклонларнинг жуфтлашишини қобик моделидаги квант сонлари ёрдамида баён этиш мумкин. Агар бир нуклон l, j ва m_l квант сонлари тўплами билан баён этилса, жуфт нуклон $l, j, -m_l$ квант сонлари тўплами билан тавсифланиши лозим. Ядронинг қобик модели нуклон ҳолатлари тўлдирилишининг маълум тартибини олдиндан айтиб беради. Масалан, бу модел нейтрон сонлари $N=28$ ва $N=50$ бўлган тўлдирилган қобиклар орасида $2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}$ ва $1g_{9/2}$ ҳолатлар бўлишини кўрсатади. Агар айрим нуклонлар қобик моделининг энг содда вариантыда, тахмин қилинганидек, ўзаро муносабатда бўлмаганларида эди, тўлдирилган қобик устидаги бир ёки икки нуклонни тўлган қобикдан бевосита кейинги энг кичик энергия конфигурацияси билан тавсифлаш мумкин бўлар эди, албатта. Масалан, ^{58}Ni икки марта тўлдирилган қобик $Z=28$; $N=28$ устида яна икки қўшимча нейтронга эга. Бу икки нейтрон $p_{3/2}(l=1, j=3/2)$ конфигурацияга эга бўлади деб айтиш мумкин. Гарчи қобик модели баъзи ҳолатларнинг жуда паст энергияга эга эканлигини каромат қилсада, квант механикасининг принциплари турли эпергияли ҳолатлар аралашмасининг бўлиши мумкинлигини кўрсатади.

Вактнинг кўпчилиқ қисмида (66 %) икки ортикча нуклон $p_{3/2}$ ҳолатда бўлади, аммо бу икки нейтроннинг бошқа ҳолатда бўлиш эҳтимоллиги муайяндыр. Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, улар ўз вақтининг 28 % га яқинида $f_{5/2}$ нейтронлар, 3 % ида $p_{1/2}$ нейтронлар, 3 % ида $g_{9/2}$ нейтронлардир. Жуфт-жуфт ядрода бундай силжиш ядронинг асосий ҳолатида ўзгаришнинг бўлишига сабаб бўлолмайди. Масалан, ^{58}Ni нинг асосий ҳолати барча конфигурацияларда ҳам ўзгариб қолади, чунки тўлдирилган қобик устидаги икки нуклон ҳам бир конфигурациядан бошқасига ўтганда жуфтланиш шартини саклаш учун ўз квант сонларини бир вақтда ўзгартиришлари лозим (бирининг квант сони m_l , иккинчисиники эса $-m_l$).

Ядродан ташқаридаги кузатувчи учун йўқ бўлган, одатда, тешиқ деб аталувчи нуклон ҳам ва ортикча нуклон ҳам бир хил эффект кўрсатади. Шундай қилиб, баён

этилган ғояга кўра икки протони (нейтрони) кам бўлган ядрони икки протони (нейтрони) ортик бўлган ядродек кўриш мумкин. Икки тешикни бир жуфт деб ҳисоблаб, тегишли жуфтлаштирувчи кучни ҳисоблаш мумкин. Тўлдирилган қобиклар устидаги барча зарралар жуфтларини (тешикларни эмас) жуфтлаштирувчи кучлар йиғиндисини ҳисоблаганда қандай натижа чикса, назарий жиҳатдан ҳам ўшандай ҳулосага келиш мумкин эди, аммо бундай ҳисоблашлар, айниқса жуфтлар сони жуда кўп бўлганда жуда мураккабдир. Бу ҳолда бўлиши мумкин бўлган ҳолатлар комбинацияси жуда кўп бўлади. Тўлдирилган қобик ташқарисидаги зарралар (ёки тешиклар) жуфтининг сони кам бўлган ҳолда ҳам бу ишни бажариш қийин.

Факатгина жуфтлардан иборат бўлган ядро системасидан эркин протон (нейтрон) ни олиш учун жуфтни парчалашга етарли бўлган энергия талаб этилади. Жуфт парчалангандан сўнг, ҳар бир айрим зарра (тешик) қобик моделини қўлланган ҳолда оддий конфигурация ёрдамида тасвирланиши мумкин бўлган ҳолатга ўтади. Демак, бу жуфт бўлмаган ҳолатларнинг зарралари қобик моделида ўзаро муносабатда бўлмаган зарраларнинг кўпчилик характеристикасига эга бўлади. Бироқ улар аввалгидек узок таъсир этувчи ядро кучлари ёрдамида бошқа жуфт зарралар билан боғланган бўлади. Бундан ташқари, айрим зарранинг айни ҳолати Паулининг ман этиш принципи туфайли бошқа жуфтланган нуклонлар учун таъқиқланган ҳолат бўлиб қолади. Шундай қилиб, одатдаги шароитда эгалланмаган энергия ҳолатларидан бирида айрим зарранинг бўлишидан жуфтланган ҳолатларни баён этишда фойдаланиш мумкин. Жуфтланган ҳолатларнинг бўлиши мумкин бўлган суперпозицияларининг шакли ўзгаради. Ҳосил бўлган ҳар бир ҳолат мустақил зарра ҳолатига ўхшаш бўлганидан, одатда, *у квазизаррали ҳолат* деб аталади. Бу ҳосил бўлган ҳар хил ҳолат жуфтловчи кучлар ва қобик конфигурациясига боғлиқ бўлган энергияга эга.

Жуфт-жуфт ядролар ўзларининг асосий ҳолатларида тамомила жуфтлашган ядро зарраларидан иборат. Жуфтни парчалаш учун $2E$ га тенг бўлган энергия сарфлаш лозим, бунда ҳар бир заррага E энергия тўғри келади. Бу энергиянинг миқдори ядродан ядрога ўтганда ўзгаради, бироқ кўпчилик ҳолларда $0,5+1,5$ МэВ дан ошмайди. Ушбу энергетик ораликдан юқоридаги ҳолат икки айрим зарра учун қобик моделининг ҳолатлар атамаси ёрдамида

тавсифланиши мумкин, шунинг учун бу ҳолат кўпинча *икки квазизаррали ҳолат* деб аталади.

Масса сони A тоқ бўлган ядролар битта жуфтланмаган заррага эга. Бу заррага E жуфтланиш энергияси берилмаганидан, масса сони тоқ бўлган ядро асосий ҳолатининг энергияси жуфт-жуфт ядро асосий ҳолатининг энергиясидан юқори бўлади. Якка, жуфтланмаган заррани асосий сатҳдан юқори бўлган энергия соҳасида бир квазизаррали ҳолатга кўзгалтириш мумкин, аммо ҳар қандай бошқа нуклонни юқорироқ энергия сатҳигача кўзгалтириш учун жуфтни парчалаш ва уч квазизаррали ҳолат ҳосил қилиш лозим. Шундай қилиб, асосий ҳолатдан $2E$ га ортик бўлган энергияларда бир ёки уч квазизаррали ҳолатлар сифатида баён қилинаётган сатҳларнинг зичлиги анча ортади.

Тоқ-тоқ ядролар икки алоҳида жуфтланмаган заррага, бир ортикча протон ва бир ортикча нейтронга эга. Бу зарраларнинг ҳеч бири ҳеч қандай жуфтланиш энергияси-ни бермайди. Шунинг учун тоқ-тоқ ядронинг асосий ҳолати унга мос жуфт-жуфт ядронинг асосий ҳолатидан E га ортик. Исталган жуфтланмаган заррани кобик модели конфигурацияси ёрдамида тавсифланувчи кўзгалган ҳолатга (яъни квазизаррали ҳолатга) айлантириш мумкин, бироқ, унинг энергияси асосий ҳолат энергиясидан ортик бўлади.

Шунингдек, ўта ўтказувчан модель энергия оралиғи соҳасида кузатиладиган вибрация (тебранма) ва ротация (айланма) ҳолатларини ҳам тавсифлар экан. Бунинг учун ядро кучининг узок таъсир этувчи қисми турли орбиталарда, шунингдек, бир орбитада бўлган зарралар орасида таъсир этувчи квадруполь куч деб қабул қилинади. Квазизарралар (протон ёки нейтрон) ва ядро 2^+ ҳолатда бўлганда квадруполь куч айниқса якқол намоён бўлади. Натижада кўпчилик квазизарралар ҳолатларидан 2^+ ҳолатгига бу куч таъсирида бўлади. Нейтрон-протон ўзаро муносабатда бўлмаганда нейтрон ва протоннинг ҳолатлари мустақил қолиб, иккита 2^+ ҳолат энергия оралиғига тушган бўлар эди. 2^+ нинг бир комбинацияси нейтроннинг ҳолати, иккинчи комбинацияси эса протон ҳолати бўлур эди. Экспериментал кузатишлар жуфт-жуфт ядроларда фақат биргина жуфтланмаган пастки 2^+ сатҳ борлигини кўрсатади. Бу моделга кўра нейтрон-протон муносабат нейтрон-нейтрон ва протон-протон муносабатларда салмоқли ўринни эгаллаши лозим.

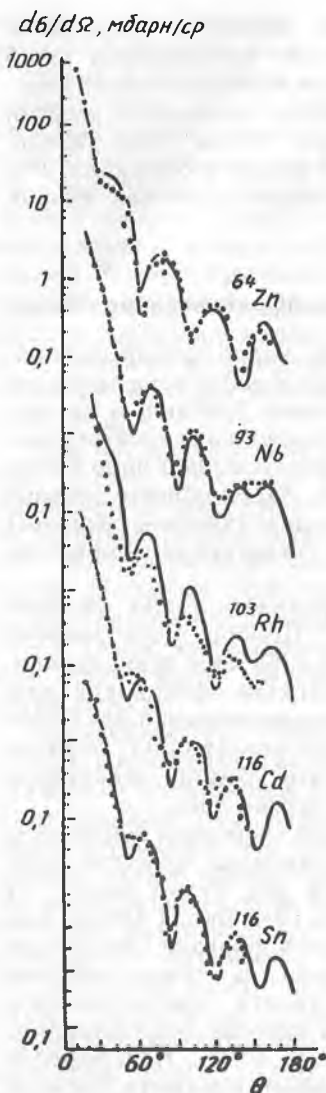
Ядронинг ўта ўтказувчанлик моделига формализм тахминан бошқа моделлардагидек натижаларга олиб келади. Бундай натижалардан таажжубланиш керак эмас, чунки ҳар қандай модель тажрибада кузатилган энергия сатҳларини тахминан кўрсатиши лозим. Акс ҳолда, у моделини тақдим этиш мақсадга мувофиқ бўлмайди. Ўта ўтказувчан модель бошқа моделларга нисбатан кўпроқ қаноатлантирадиган моделдир.

6.12- §. Ядро реакцияларини таърифлайдиган моделлар

Ядро реакцияларидаги (V боб) ўзаро таъсир натижа-сида ҳар хил йўналишда учиб кетадиган бир неча зарралар ҳосил бўлиши мумкин. Реакцияларни ўрганишда тезлат-гичдан чиқаётган зарралар (нуклонлар, дейтронлар, альфа-зарралар ва ҳ. к.) тинч турган нишон-ядро билан тўқнаштирилади. Тўқнашаётган зарраларнинг нуклон таркиби ва ички ҳолати ўзгармаслиги (эластик сочилиш) ёки иккала ядро ўз ички ҳолатини ўзгартириши (ноэластик сочилиш) мумкин.

Бундай икки мураккаб зарранинг ўзаро таъсири масаласини ечиш жуда қийин. Шунинг учун энергия спектрларини тушунтирилгандаги каби ядро реакциялари-ни тушунтиришда ҳам моделлардан фойдаланилади. Ядронинг тушаётган заррага таъсири потенциал ўра билан алмаштирилган модель ядро реакцияларининг биринчи модели эди. Бу модель реакцияга эластик жараёнлар асосий улуш киритишини айтиб берган эди.

30- йилларнинг ўрталарида паст энергияли нейтронлар томонидан вужудга келган реакцияларда топилган резо-нанслар потенциал ўра моделига зид бўлиб чиқди. Бу ҳодисаларни талқин қилиш учун 1936 йилда Нильс Бор таркибий (компаунд) ядро ҳақидаги фаразни олға сурди. Таркибий ядро ўзидан нуклонлар ва гамма-квантлар чиқара олганлигидан, унинг ҳолати квазистационар (деярли барқарор) дир. Таркибий ядродан нуклонларнинг чиқиш жараёнини Я. И. Френкель ва В. Вайскопфлар суюқликларда атомларнинг буғланиб чиқишига ўхшатиб таҳлил қилишди. Бу назарияда катта энергияга эга бўлган нуклон ёки нуклонлар гуруҳи ядро сиртига яқин жой-ларда пайдо бўлади ва ядродан турли эҳтимоллик билан учиб чиқади, деб ҳисобланади. Зарраларнинг ядролар-да сочилиши, одатда, потенциаллар киритиш билан тушунтирилади. Қичик энергиялардаги сочилишда юз бе-



6. 20- расм. Протонларнинг ядроларда эластик сочилиш кесимининг бурчакка боғлиқлиги ($E_p = 22$ МэВ).

радиган бир қатор ҳодисаларни таркибий ядро модели тушунтириб беради. Юқори энергияларда ўтказилган тажрибалар эса ядронинг қисман шаффоф эканлигини кўрсатди.

Ядронинг унга тушаётган зарра билан ўзаро таъсирини комплекс потенциал орқали ифодалаш мумкин. Бунда ядро комплекси синдириш кўрсаткичига эга бўлган бир жинсли муҳит сифатида қаралади:

$$n = ik. \quad (6.32)$$

Кўрсаткичнинг ҳақиқий қисми ядрога тушаётган зарраларнинг энергиясига мос тўлқин узунлик муҳитда неча марта ўзгаришини, мавҳум қисми эса тушаётган тўлқин қандай узунликда бўлганида ютилишини кўрсатади. Бундай модель *оптик модель* деб аталади. Ютилиш, сочилиш ва ядродан қисман ўтиш ядронинг «оптик» хусусиятларига ва унга тушаётган зарралар оқимининг энергиясига боғлиқ. Агар ядро тўла ютувчи, яъни қора ядро бўлса, у ҳолда тушаётган зарралар оқимининг тўлқин пакети ядро ичидан ўтолмай, унинг чеккаларида дифракцияга дуч келади. Натижада сочилган зарралар дифракцияси вужудга келади (6.20- расм). Бу расмда ҳар хил ядроларда 22 МэВ энергияли протонларнинг сочилиши кўрсатилган. Сочилиш бурчак таксимотининг мак-

симум ва минимумлари ядроларнинг ўзаро таъсирларини таҳлил қилишда тўлқин хоссаларини назарда тутиш зарур эканлигини алоҳида таъкидлайди.

Синдириш коэффициентига мос равишда потенциал ўра учун ҳам комплекс ифода қабул қилинган:

$$U = u + iw. \quad (6.33)$$

Оптик потенциал мавҳум қисмининг катталиги ноэластик жараёнларнинг кўндаланг кесимига боғлиқ. Оптик модель потенциал ўра ва таркибий ядро моделлари орасидаги модель бўлиб, унда ядро зарралар оқимини ўзидан ўтказадиган, қайтарадиган, синдирадиган ва ютадиган ярим шаффоф шар сифатида тавсифланади. Ютилиш бўлмаганда оптик потенциалнинг мавҳум қисми нолга тенг бўлиб, бу ҳолда масала потенциал ўра модели орқали кўрилади, ω нинг жуда катта қийматларида эса ютилиш шунчалик кучаядики, унда таркибий ядро моделининг белгилари ўринли бўла боради. Оптик потенциал (6.33) нинг ҳақиқий қисми ўз шакли бўйича ядродаги модда зичлигининг тақсимотига тўғри келади, лекин оптик потенциал узокрокка чўзилиб кетади.

Жуда кўп экспериментал маълумотлар тўпланганига қарамасдан ядронинг ўзаро таъсирлари бўйича қилинадиган ишларда ядронинг потенциал чуқурлигини қандай шаклда олиш кераклиги ҳали ҳам тугал аниқланмаган. Агар ядро кескин чегарали суюқлик томчисига ўхшайди, деб фараз қилсак, у ҳолда потенциал энергия сиртда кескин камаяди ва биринчи яқинлашишда

$$r \leq R \text{ учун } U(r) = -(u_0 + iw_0), \quad (6.34)$$

$$r > R \text{ учун } U(r) = 0 \quad (6.35)$$

ифода орқали кўрсатилади, бу ерда u_0 ва ω_0 — ўзгармас катталиклар, R — ядро радиуси. Ўзгармас ички зичликка эга бўлган кескин чегарали жисм кўринишидаги бундай ядро ҳолида учиб келаётган нуклоннинг ядро-нишон сиртидан қайтиш эҳтимоллиги катта бўлади. Бу хулоса кузатишларда тасдиқланмади. Экспериментнинг кўрсатишича, мазкур нуклоннинг ядро ичига кириш эҳтимоллиги нисбатан юқори экан. Агар ядро чеккасидаги зичлик нолдан бошлаб аста-секин маълум максимал қийматигача ўзгарса, у ҳолда ядрога диффузияли сирт пайдо бўлади. Бундай сиртдан қайтиш эҳтимоллиги камаяди, ядро ичига кириб бориш эҳтимоллиги эса мос ҳолда ортади. Бундай тушунтириш кузатиладиган ҳолатга анча яқин. Ядро

зичлигининг ўзгариши юз берадиган масофа, яъни ядро сиртининг қалинлиги ядро диаметрининг сезиларли қисмини ташкил этади.

Қўпинча ядро сиртининг диффузияланганлигини ҳисобга олувчи ҳақиқий потенциал сифатида Саксон — Вудс потенциали олинади:

$$U(r) = \frac{u_0 + i w_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}. \quad (6.36)$$

Бунда u_0 , w_0 — ўзгармас катталиклар, r , R , a лар эса 1.6-§ даги қийматларга эга. Диффузия фактори ядро сирти қалинлигининг ўлчами ҳисобланади. Саксон — Вудс потенциали тушаётган нуклонларнинг ютилиши бутун ядро ҳажми бўйича юз беришини талаб этади. Ютилишни кўрсатадиган ҳад учун икки хил ҳол киритилади:

1) ҳажмий ютилишда

$$w = \frac{w_0}{1 + \exp\left[\frac{r-R}{a}\right]} = w_0 g(r). \quad (6.37)$$

2) сиртки ютилишда

$$w = w_0 \exp\left[-\left(\frac{r-R}{b}\right)^2\right] = w_0 g(r). \quad (6.38)$$

Бундан ташқари, оптик потенциалга спин-орбитал ўзаро таъсирни ҳисобга оладиган ҳадлар ҳам киритилади:

$$u_{so} = \frac{\hbar}{\mu c} [u_{so} + i w_{so}] \frac{df(r)}{dr} \vec{\sigma} \vec{L}. \quad (6.39)$$

Агар экспериментларда сочилган нуклонларнинг бурчак тақсимоотида фақат максимум ва минимум ҳолатларгина топилса, у ҳолда R ядро радиуси ва потенциал ҳақиқий қисми (u) нинг аниқ қийматларини топиб бўлмайди. Шу сабабдан, одатда, ядро радиуси шундай танланадики, унда u катталиқ ўзининг максимал қийматининг ярмига тенг бўлади. Бу моделда $R = r_0 A^{1/3}$ деб қабул қилинади. Экспериментал кузатишларга яхши мос келтириш учун ядронинг атом номери Z ортиши билан r_0 аста-секин камайиб боради ва томчи моделдаги тахминий $r_0 = 1,3$ ферми қийматга $Z > 20$ бўлган ядролардагина эришилади, деб қабул қиламиз. Одатда, диффузия фактори a ни электронлар сочилишидаги (1.6-§ га қ.)

кийматга, яъни 0,5 фермига тенг деб олинади. Бундай a учун Саксон — Вудс потенциали чуқурлигининг сингдирувчанлиги кескин чегарага эга бўлган тўғри бурчакли чуқурлик сингдирувчанлигидан тахминан уч марта катта бўлади. Шунинг учун ядро сиртининг қайтариш қобиляти шунча марта камаяди.

Энди протонларнинг сочилиш натижаларини (6.20-расмга қ.) кўриб чиқайлик. Нуқталар тажрибада олинган катталиклар, туташ чизик эса чети диффузиялашган Саксон — Вудс типдаги потенциал ўра шаклига асосланиб потенциалнинг ҳақиқий ва мавҳум қисмлари учун $\frac{Z-R}{a}$ нинг ҳар хил қийматларини қўйиб қилинган ҳисоблар натижасини кўрсатади. Ҳисобларда потенциал ўра учун

$$U = - \frac{U}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} - \frac{i\omega}{1 - \exp\left(\frac{r-R'}{a'}\right)} \quad (6.40)$$

ифода қабул қилинган. Бунда ^{64}Zn учун туташ чизик $u = 53,4$ МэВ, $\omega = 14,9$ МэВ, $r_0 = 1,537$ ферми, $a = 0,599$ ферми, $R' = 1,690$ ферми, $a' = 0,416$ ферми қийматларга асосланиб ҳисобланган. Расмдан экспериментал ва оптик модель асосидаги ҳисоблар ўзаро мос келиши кўриниб турибди. Оптик модель бўйича ўтказилган ҳисобларнинг тажриба маълумотлари билан мос келиши кўп марта тасдиқланган. Бироқ оптик моделнинг бу муваффақиятларига қарамай, ҳар қандай модель сингари, унинг ҳам қўлланиш доираси чекланган.

Экспериментал маълумотлар кўпчилик ядроларда квазимолекуляр ҳолатларнинг мавжуд бўлиши мумкинлигини кўрсатади. Бундай ҳолатлар магний-24 таркибий ядросининг баъзи ҳолатларида кузатилди. Ядро-нишон C ни бомбардимон қилиш учун углерод-12 зарраларидан фойдаланганда, баъзан ^{12}C типдаги икки компонентадан иборат ядро системаси ҳосил бўлади. $^{20}\text{Ne} + ^4\text{He}$ реакциясида ҳам шундай ҳолатлар кузатилади. Бу икки ҳолда ҳам улар парчаланаяди, кўпинча парчаланиш икки симметрик ^{12}C ядросига ажралишдан иборат бўлиб, бу эса уларнинг квазимолекуляр табиатга эга эканлигидан дарак беради.

Шундай қилиб, атом ядроси жуда кичик бўлса ҳам, унинг кўп хусусиятлари ўрганилган. Ядронинг таркибий қисмлари, ўлчами ва шакли, деформацияларга нисбатан

эластиклиги, ундаги электр зарядининг тақсимот қонуни, қўзғалган ҳолатларининг баъзи бир хусусиятлари ва ҳ. к. лар аниқланди. Ядроларнинг таркиби ва хусусиятларини билиш уларни онгли равишда тузиш ва янги элементлар ҳосил қилиш имконини беради.

6.13- §. Ҳар хил электромагнит ўтишлар эҳтимоллиги

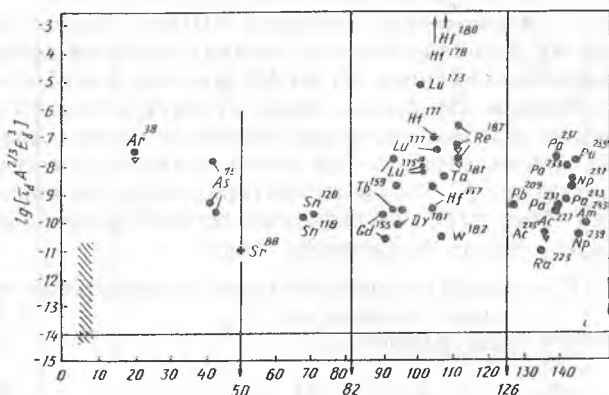
Қобиклар моделидан кўринишича (6.9- расмга қаранг) битта қобик доирасида ҳар доим яқин жойлашган сатҳлар мавжуд бўлади. Уларнинг j моменти бирга, орбитал моменти иккига фарқ қилади. Уларнинг бир нечта жуфтини санаб ўтамыз:

$$\begin{aligned} 8 < N, Z < 20, 1d_{3/2} - 2s_{1/2} \\ 20 < N, Z < 50, 1f_{5/2} - 2p_{3/2} \end{aligned} \quad (6.41)$$

$$\begin{aligned} 50 < N, Z < 80, 1g_{7/2} - 2d_{3/2} - 3s_{1/2} \\ 82 < N, Z < 126, 1h_{9/2} - 2f_{7/2} 2f_{5/2} - 3p_{3/2} \end{aligned} \quad (6.42)$$

Агар ядронинг тўлқин функцияси қобиклар модели функцияларига яқин бўлса, келтирилган жуфтлар орасида $M1$ -ўтишлар тақиқланган бўлиши керак, чунки улар учун l иккига ўзгаради. Аммо тажрибада кузатиладиган кўпгина $M1$ -ўтишларни (6.41) ҳолатлар орасидаги ўтишлар деб талқин қилиш мумкин. Бундай ўтишларни l — тақиқланган ўтишлар деб аталади. l — тақиқланган ўтишлар эҳтимоллигини спин орбитал дуплет компонентлари ($l + 1/2 \longleftrightarrow l - 1/2$) орасидаги ўтишлар эҳтимоллиги билан таққослаш шуни кўрсатадики, l — тақиқланган ўтишлар l — рухсат этилган ўтишларга қараганда ўртача бир-икки тартиб камроқ эҳтимолликка эга. Бу далил ўтишларда иштирок этаётган ҳолатлар табиати қобикларнинг бир заррали модели берадиган табиатига нисбатан мураккаброк эканлигидан далолат беради. Нуклонлар ҳаракатидаги корреляция ҳолатларнинг тўлқин функциясини мураккаблаштиради. Демак, l — рухсат этилган ўтишлар эҳтимоллиги камаяди, l — тақиқланганларники эса нолдан фаркли бўлади. Шунга қарамасдан l — тақиқланган $M1$ -ўтишларнинг l — рухсат этилганларникига нисбатан ўртача камлиги қобиклар моделига асосланган сифатий хулосаларнинг тўғрилигини кўрсатади.

Қобиклар модели учун тўғри бўлган аргументлар ядроларнинг пастки ҳолатлари орасидаги $E1$ -ўтишларнинг



6. 21- расм. Кичик энергияли $E1$ -ўтишлар учун келтирилган яшаш вақтларининг N нейтронлар сонига боғлиқлиги. Назарий чизик — бир протонли ўтишларга тегишли сатҳ. Энергиялари МэВ, ярим яшаш вақтлари секундларда берилган.

умумий сустлигини ҳам сифат жиҳатдан тушунтиришга имкон беради. Бу сустликни 6.21- расмдан кўриш мумкин. Унда $\lg(T_{1/2} E_\gamma^3 A^{1/3})$ нинг қийматларининг нейтронлар сонига боғлиқлиги келтирилган. $A^{1/3} E_\gamma^3$ — катталик сатҳ-нинг ярим яшаш даври ёки $E1$ -ўтишнинг келтирилган яшаш вақти деб аталади.

6.21- расмда келтирилган $E1$ -ўтишлар протон ўтишларга нисбатан 10^3 — 10^7 мартаба секинлашган. Бу ҳол қобикли модел $E1$ -ўтишларда, албатта жуда мураккаб қуйи энергияли ҳолатлар бўлганлиги билан тушунтирилади. Енгил ядроларда эҳтимолликлари назарий ҳисобланган қийматга яқин катта энергияли ўтишлар мавжуд. Агар 4.1- § да келтирилган формулаларни рақобатлашадиган ML ва $E(L+1)$ ёки EL ва $M(L+1)$ ўтишлар эҳтимолликлари нисбатини ҳисоблашда ишлатсак:

$$\frac{W(ML)}{W(E(L+1))} \approx \left(\frac{c}{\omega}\right)^2 \cdot 10^{-2} A^{-2/3} \approx 100 A^{-2/3} (\hbar\omega)^{-2} \quad (6.43)$$

$$\frac{W(EL)}{W(M(L+1))} \approx \left(\frac{c}{\omega}\right)^2 \cdot 10^{-2} \approx 10^6 (\hbar\omega)^{-2} \quad (6.44)$$

бўлади. Бунда $\left(\frac{c}{\omega}\right)$ фм да, $\hbar\omega$ — мегаэлектронвольтларда олинади. Кўриниб турибдики, 1 МэВ энергияларда, ҳатто ўта оғир ($A \sim 200$) ядроларда ҳам кичик мультиполли

Ўтишлар эҳтимоллиги каттарок. Шунини қайд қилиш керакки, бу ҳисоблар умуман олганда сифатий қийматга эга. Тажрибада кўпинча $M1$ ва $E2$ -ўтишлар рақобатлашиши кузатилади. Бу баҳсда ядро структурасини таъсири $E2$ ўтишлар эҳтимолликларини келтирган мулоҳазалардан олинган қийматларидан ўта катта эканлигидан сезилиб туради. Одатда, $E1$ -ўтишнинг келтирилган яшаш вақти деб аташади. Агар $B(E1)$ келтирилган эҳтимолликни баҳолаш учун (4.41) ифода қўлланилса, унда

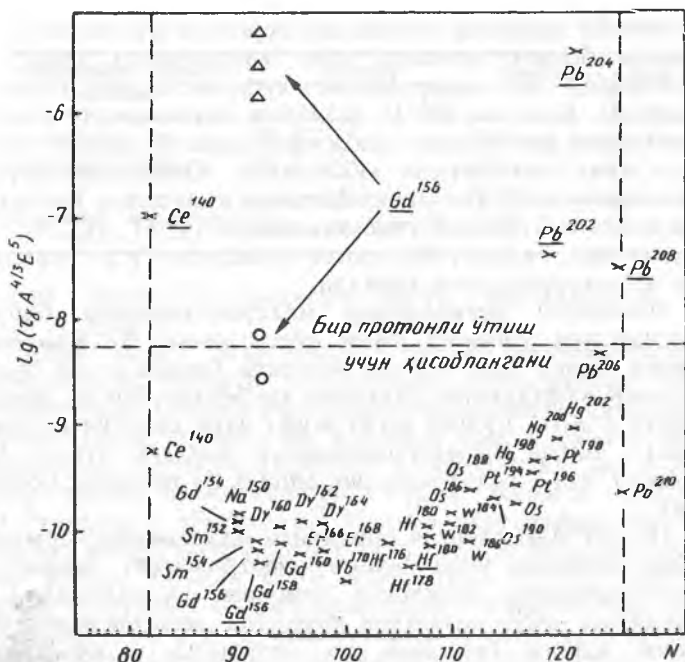
$$W = \frac{1}{\tau}, \quad T_{1/2} = (\ln 2) \tau \text{ муносабатларни ҳисобга олган ҳолда}$$

қуйидагича ёзиш мумкин:

$$T_{1/2} E^3 A^{2/3} \simeq 10^{-14} \text{с}. \quad (6.45)$$

Шундай қилиб, агар (4.4) баҳолаш тўғри бўлганда эди, унда ҳамма $E1$ -ўтишлар ягона қийматга эга бўлар эди: 10^{-14} с (расмдаги пунктир чизик). Агар реал келтирилган эҳтимоллик (4.4) асосда олинadигандан кам бўлса, унда реал яшаш вақти 10^{-14} с дан катта бўлади. (6.22) ва (6.21) расмлардан кўриниб турибдики, $E1$ -ўтишлар умуман (6.45) га нисбатан тўрт ва ундан кўп тартибга секинлашган экан. $E1$ -ўтишларнинг бу хусусиятини тушунтиришда танлаш қоидалари бундай ўтишларда ядронинг тўла моменти учун қуйидаги ўзгаришларга йўл беради: $\Delta I = 0, \pm 1$ ва тўлқин функциясининг жуфтлиги ўзгариши керак. Агар ўтиш асосан битта нуклон ҳолатининг ўзгариши ҳисобига юз берса, унда унинг моменти ҳам ўзгариши керак, яъни $(\Delta j) = 0, 1; (-1)^{j_i + j_f + 1} = +1$. Бундан $\Delta I = 1$ маъно келиб чиқади. Лекин бир заррали схемада ўзаро жойлашган ҳолатлар орасида шундай ўзгаришга эга j ва l сатҳлар йўқ. 6.22- расмда келтирилган яшаш вақтларидан $E2$ -ўтишларнинг бир протонли ўтишларга нисбатан ўта тез эканлиги кўриниб турибди. Бунда матрица элементлар нейтрон сонига қараб ортиб бориб, иккита сеҳрли сон орасида максимумга етади. Бунда $E2$ -ўтишларни Бор-Моттельсон коллективлашган айланма ўтишлари дейилади.

Протонлар ва нейтронлар сони 30 дан катта бўлган ядроларни кўриб чиқсак, уларнинг сатҳлари схемасида $\Delta I = 1$ га эга бўлган ўзаро яқин жойлашган ҳолатлар кузатилади. Бу спин-орбитал ўзаро таъсир натижасида юз беради. Бу ўзаро таъсир $l + 1/2$ туридаги сатҳни осцилляторли бош квант сони N бўлган қобикқа $N + 1$ қобикдан



6. 22- расм. $E2$ - ўтишлар учун келтирилган яшаш вақтларининг N нейтронлар сонига боғлиқлиги. Назарий пунктир чизиқлар бир протонли ўтишлар учун ҳисобланган.

туширади. Масалан, $1g_{9/2}$ сатҳ $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ сатҳларга ёки $1h_{11/2}$ сатҳ $2d_{5/2}$, $2d_{3/2}$, $1g_{7/2}$ сатҳларга яқин жойлашган. Бу мисоллар кўрсатишича, $\Delta l = 1$ бўлган мавжуд ҳолатлар орасида $(\Delta j) = 0$ ёки $(\Delta j) = 1$ бўлган жуфтларни танлаш мумкин эмас. Бундан хулоса шуки, кузатилаётган паст энергияли $E1$ -ўтишлар келиб чиқишлари сабабчиси тўлқин функцияларининг кичик компонентларидир. Бу компонентларда $E1$ -ўтишлар учун зарур мураккаб ҳолатлар аралашмаси мавжуд ва бу уларнинг умумий сустлашганлигини тушунтиради.

Ядроларнинг айрим қўзғатилган ҳолатларини зарратешикли қўзғалиши деб таҳлил қилиш мумкин. Бу ҳолатлар ядрога энергия берилганда Ферми сатҳидан пастки сатҳни тўлдирган нуклонлардан бири юкори сатҳлардан бирига ўтади. Энергияси $10 \div 20$ МэВ бўлган бу турдаги қўзғалишларга гигант резонанслар деб аталган қўзғалишлар киради. Улар ядрога гамма-квантлар

ёки бошқа зарралар томонидан берилган кўзғалиш энергиясига боғлиқ равишда кенг максимумлар сифатида кузатилади. Бу ҳолатларнинг хусусиятларини биринчи бўлиб Г. Болзуни ва Г. Клайбер ядроларнинг гамма-квантларни фотоютиши (натижада ядро бўлинади) кесимида аниқ максимумни кузатдилар. Кейинчалик шунга ўхшаш максимумлар бошқа фотоютиш, масалан, битта ёки бир нечта нейтронлар учиб чиқадиган (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, (γ, np) , $(\gamma, 3n)$, $(\gamma, 2np)$ ёки протон чиқадиган (γ, p) реакциялар кесимларида ҳам топилди.

Фотоютиш реакциялари маҳсулотларининг бурчак тақсимотини ўрганиш шуни кўрсатадики, бу жараёнда ядрога бирга тенг бурчак моменти берилади ва бунда фазовий жуфтликнинг ўзгариши юз беради. Мисол, асосий ҳолати $I^\pi = 0^+$ бўлган жуфт-жуфт ядро квантни ютганда $I^\pi = 1^-$ билан характерланадиган ҳолатга ўтади. Шу асосда $I^\pi = 1^-$ ҳолат электрик диполь $E1$ -резонанс номини олди.

10—20 МэВ энергия оралиғида ядроларнинг кўзғалишини ўрганиш учун бошқа электромагнит жараён — электронларнинг ноэластик сочилиши қўлланилади. Бу сочилишда учиб келаётган зарралар энергиясининг бир қисми ядрога берилади ва натижада у кўзғалади. Электронларнинг ўлчанган бурчак тақсимотини назарий ҳисоб билан таққослашнинг кўрсатишича, энергиянинг бу қийматларида фақат $E1$ резонансларгина эмас, балки жуфт-жуфт ядроларда спин ва жуфтликнинг бошқа қийматларига эга бўлган бошқа ҳолатлар ҳам пайдо бўлади: 0^+ (монополь резонанслар — EO), 1^+ (магнит диполь резонанслар — $M1$), 2^+ (электрик квадруполь — $E2$), $M2$ (магнит квадруполь — $M2$), 3^- (электрик октуполь) ва ҳоказо. Шу ҳолатлар яна кучли ўзаро таъсир остида ўтадиган реакцияларда, яъни юкори энергияли протонлар, α -зарралар, ^3He , ^6Li ионлари ҳамда элементар зарралар, π — мезонлар билан бўладиган реакцияларда ҳам топилган.

Одатда, резонанслар ҳақида гапирилганда, маълум спин ва жуфтликка эга бўлган кўзғалиш кванти ёки фонон тушунчаси қўлланилади. Масалан, $E1$ -резонансни $I^\pi = 1^-$ га тенг бўлган фононнинг, $E2$ — резонансни эса $I^\pi = 2^+$ фононнинг пайдо бўлиши деб қаралади.

Кўп сонли тажрибаларнинг кўрсатишича, баён қилинган резонанслар масса сонининг ўзгариши билан ($\sim A^{1/3}$) текис ўзгарадиган энергияга ва резонанс турига

Резонанснинг мульти- поллиги	Энергия	Кенглик	Изоспин
	МэВ		
ЕО-электрик	80 $A^{-1/3}$	2+4	0
ЕI-электрик диполь	78 $A^{-1/3}$	4+8	1
Е2-электрик квадруполь	63 $A^{-1/3}$	2,5+7	0
	(120—130) $A^{-1/3}$	5+10	1

караб бироз ўзгарадиган катта кенгликларга эга (6.8-жадвал).

Қайд қилиб ўтилганидек, гигант резонансларнинг микроскопик табиати зарра-тешик қўзғалишлар билан белгиланади. Шунинг учун резонанслар энергиясини сифат бўйича таққ қилиш учун ядронинг асосий ҳолати билан боғланган, катта келтирилган эҳтимолликка эга бўлган зарра-тешик қўзғалишларни кўриб чиқамиз. Дастлаб $E1$ -ўтишларга тўхталамиз. Мазкур параграфда кўрсатилишича кичик энергияли $E1$ -ўтишлар сустрлашган, қобиклар модели бўйича яқин жойлашган сатҳлар орасида $\Delta l=1$ ва $\Delta j=0,1$ бўлган ҳолатларни топиш мумкин эмас. Аммо энергиялари тахминан қобиклар орасидаги масофага тенг бўлган ўтишлар орасида шундай ҳолатларни топиш осон. Масалан, $Z=82$ протон системасида улар қуйидаги ўтишлар бўлиши мумкин:

$$\begin{aligned}
 (1g_{9/2})_{\pi} &\rightarrow (1h_{9/2})_{\nu}; (2d_{5/2})_{\pi} \rightarrow (2f_{7/2})_{\nu} \\
 (1h_{11/2})_{\pi} &\rightarrow (1i_{13/2})_{\nu}; (2d_{3/2})_{\pi} \rightarrow (2f_{5/2})_{\nu} \\
 (3s_{1/2})_{\pi} &\rightarrow (3p_{3/2})_{\nu}; (3s_{1/2})_{\pi} \rightarrow (3p_{1/2})_{\nu}
 \end{aligned} \quad (6.46)$$

Бу ерда «П» индекс Ферми сатҳидан пастки, «Ю» индекс эса юқори сатҳларни белгилайди. Бу ўтишларнинг ҳар бири пастки сатҳда жойлашган нуклон гамма-квантни ютиб, юқори сатҳга ўтганда юз беради. Натижада зарра-тешик қўзғалиши юзага келади. Бу ўтишларнинг энергиялари кам фарқ қилади, аммо уларнинг ўртача чамаланган энергиясини осциллятор потенциали модели ёрдамида аниқлаш мумкин. Бу модель бўйича қобиклар орасидаги энергиялар фарқи $\hbar\omega_0 \sim 40A^{-1/3}$ МэВ.

Катта энергияли EO ва $E2$ туридаги ўтишлар, албатта қобиклар оша жойлашган сатҳлар орасида юз бериши керак, бошқача айтганда, бунда бош осциллятор сони

N иккига ўзгариши керак ($\Delta N=2$). Бундай танлаш коидаси EO ва $E2$ ўтишларда ҳолат жуфтлиги ўзгармаслиги билан боғлиқ. Бу жуфтлик N ёки l билан аниқланади: $(-1)^l = (-1)^N$.

$\Delta N=0$ ўтишлар «сехрли» сонли ядроларда мавжуд эмас, берк бўлмаган қобиқларга эга бўлган ядроларда эса энергиялари ~ 1 МэВ га тенг бўлган ҳолатларнинг ҳосил бўлишига олиб келади.

Шундай қилиб, юқори энергияли зарра-тешик ҳолатлар учун энергияларни чамалаш резонанслар энергиясининг масса сонига ($A^{-1/3}$) боғлиқлигини ифодалайди, лекин нотўғри абсолют қийматлар беради: $E1$ — резонанс учун $\sim 40 A^{-1/3}$ МэВ, EO ва $E2$ резонанслар учун $\sim 80 A^{-1/3}$ МэВ (6.8- жадвалга қаранг). Резонанслар энергиясининг тўғри абсолют қийматини олиш учун Ферми сатҳидан юқоридаги ва пастдаги сатҳларда жойлашган нуклонлар орасидаги ўзаро таъсирни ҳисобга олиш лозим.

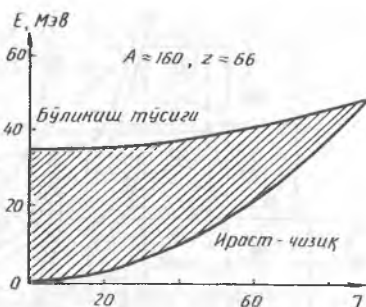
6.14- §. Ядронинг инерция моменти

Айланма ҳолатлар табиатини ўрганиш ядро спектроскопиясининг катта қизиқишини ўзига тартади. Гап шундаки, айланма ҳолатларни келиб чиқиш сабаблари — ҳанузгача микроскопик, яъни гамилтони кўп заррали система учун Шредингер тенгламаси ечилмаганлигидир. Шу боисдан юқори ва ўта юқори энергияли ва J спинли сатҳларни тажриба йўли билан топиш, ўрганиш олимларнинг долзарб масалаларидан бири бўлиб қолмоқда. Бор экспериментлар (АҚШ, Англия, Франция)да жуфт-жуфт деформацияланган ядроларда спини $56\hbar$, тоқ ядроларда эса спини $-\frac{81}{2}\hbar$ бўлган сатҳларгача ўрганилган.

Сўнги пайтларда оғир ионлар тезлатгичлари ишга туширилиши билан ўта юқори энергияли ва спинли сатҳларни тадқиқ қилиш имкониятлари очилмоқда. Ҳозирги кунларда спинлари $J=100\hbar$ — d яқин бўлган ядро ҳолатларини кўзғатиш мумкин. Оғир ионлар билан ядролар бомбардимон қилинганда асосан ираст сатҳлар, яъни берилган спин моменти J да энг паст энергияли сатҳлар тўлдирилади.

6.23- расмда сатҳ энергияларининг ($A \rightarrow 160$ бўлган ядро учун) спин моменти J га боғлиқлиги келтирилган. Штрихланган юзани пастки чизиғи — ираст чизиғи бе-

рилган J учун энг кичик энергиялар қийматини беради. Бу ираст сатҳларни бир-бирига улайдиган ираст чизиклар ядроларнинг айланиш тезлиги ортиши билан инерция моментларининг ўзгаришини кўрсатади. Устки чизик эса томчи асосида ҳисобланган ядролар бўлиниш остона энергиясининг спин функцияси сифатида берилган.



6. 23- расм. Энергиянинг сатҳларнинг спин қийматига боғлиқлигини кўрсатувчи диаграмма.

Қизиғи шундаки, шу кунгача ядро ҳақида маълумотларимиз 6.23- расмдаги диаграмманинг энг кичик бош соҳасида чап бурчагида ётади. Бизни қизиқтирган масала, ираст-чизик атрофида бирор ажойиб ҳодиса топилиши мумкин эмасмикин? Дарҳақиқат худди шу соҳада «орқага қайрилма» ҳодисаси кашф этилди, унинг устига бундай ядроларнинг сони кундан-кун ортиб бормокда.

Шундай қилиб, катта марказдан қочма кучлар таъсири остидаги ядро материясининг хусусиятларини ўрганиш имкони туғилди. Экспериментал натижаларни тушуниш учун ядронинг айланма бурчак тезлиги ($\omega_{\text{айл.}}$) ва ҳаракат микдори моменти $\vec{J} = \hbar \sqrt{J(J+1)}$ бўлган аксиал-симметрик роторнинг инерция моменти орасида шундай боғланиш борлигини айтиш мумкин:

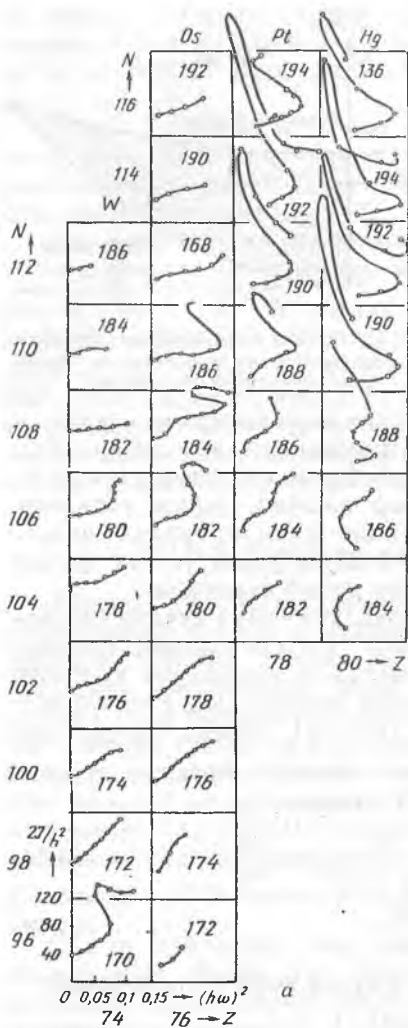
$$\omega_{\text{айл.}} = \frac{dE}{dJ} = \frac{dE}{\hbar d[J(J+1)]^{1/2}} \approx \frac{dE}{\hbar dJ}, \quad (6.47)$$

$$j = \frac{\hbar J}{\omega_{\text{айл.}}} \quad (6.48)$$

Бу формулалардан қуйидаги муҳим формулага келамиз:

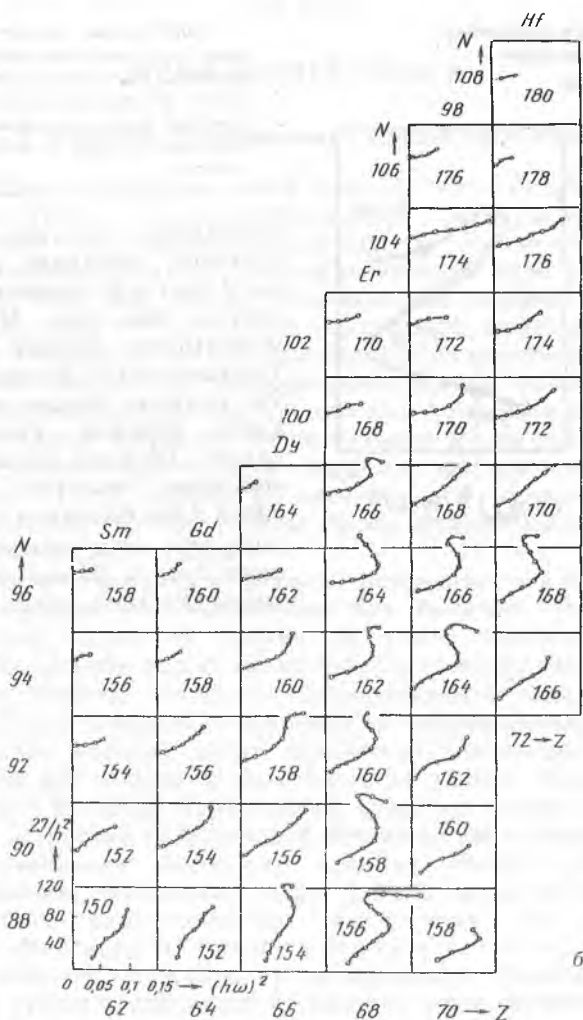
$$J = \hbar^2 J \frac{dJ}{dE}. \quad (6.49)$$

Ираст траектория (чизик) берилган ядро учун энергия E нинг J га боғлиқлигини кўрсатади. (E, J) текисликда (6.41) ва (6.42) формулалар асосида ҳар бир ядронинг ираст ҳолатлари учун $\omega_{\text{айл.}}$ ва J нинг қийматларини топиш мумкин. Одатда $\frac{2J}{\hbar^2}$ ни айланма энергиянинг квадрати



6. 24- а, б расм. Нейтрон сонлари $96 \div 116$ ва $88 \div 96$ протонлар сони $74 \div 80$ ва $62 \div 72$ гача бўлган ядроларнинг инерция моментларини ядро айланишининг бурчак тезлиги квадратига боғлиқлиги. Қийшиқ чизиклар устидаги нукталар ираст ҳолатларнинг спин қийматлари (системалаштирган Р. Б. Бекжонов).

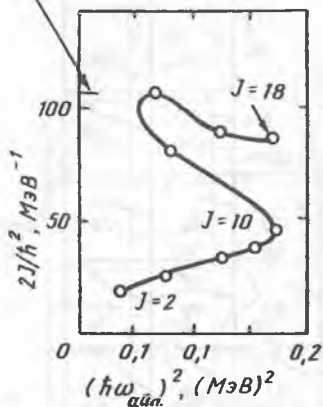
$(\hbar\omega_{\text{айл.}})^2$ билан боғлайдиган чизик тадқиқ қилинади. 6.24- а, б, расмда деформацияланган ядролар айланма бандларидаги номунтазамлик, «орқага қайрилиш» келтирилган. Орқага қайрилиш ёки инглизча бекбендинг эффекти нодир ер элементларида $J=10 \div 16$, ўтиш ядроларда эса $J=4 \div 8$ бўлган ҳолларда ҳам кузатишмоқда. Бекбендинг ҳодисаси ҳар тарафлама ўрганилмоқда.



Аммо олимлар ядронинг инерция моментининг айланиш частотасига боғлиқлигининг физик маъносини охиригача тушуниб етмади.

Спин J нинг баъзи қийматларида баъзан ядронинг инерция моменти бирдан шундай тез катталашиб кетадики, унда катта спин моментлари учун ядронинг айланиш тезлиги камая бошлайди, 6.25- расмда ^{132}Cs ядро ираст траекторияси келтирилган. Унда $J=10$ бўлганда орқага

Қаттиқ ротатор
учун олинган
қиймат



6.25- расм. Цезий- 132 яд-
роси учун инерция моментининг
айланма энергияларининг квад-
ратига боғлиқлиги. Қаттиқ жисм
инерция моменти ядронинг асо-
сий ҳолати учун ($\omega=0$) ҳисоб-
ланган.

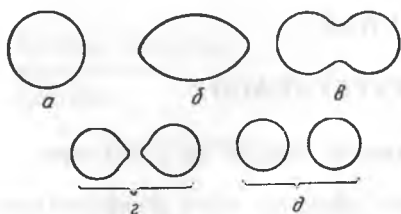
қайрилиши вужудга келиб
ядронинг айланиш тезлиги
 $J=2$ ва $J=14$ спинлар учун
деярли бир хил. Инерция
моментининг бундай кескин
ўзгариши ядро материясини
ўта оқувчан ҳолдан нормал
ҳолга фазовий ўтишлари-
дандир. Шундай қилиб, оғир
ионларни, тезлатиш билан
бирга ядро физикаси соҳаси-
даги кўп янги кашфиётлар-
нинг гувоҳи бўлишимиз эҳ-
тимолдан холи эмас.

ЯДРО ЭНЕРГЕТИКАСИ

7.1- §. Ядролар бўлинишининг асосий хусусиятлари

Олдинги бобларда тилга олинган ядро реакциялари бўйича ўтказилган тажрибалар ядро структураси ҳақида маълумот олиш воситаларидан биридир. Лекин энг кучли тезлатгичлар ёрдамида амалга оширилган ядро реакцияларида ҳам бир соатда парчаланиши мумкин бўлган атомлар сони 10^{15} ни ташкил этади холос, ваҳоланки, бир грамм моддада ўртача оғирликдаги атомлар сони 10^{22} ни ташкил этади. Ядро энергиясидан амалда фойдаланиш учун шундай шароит яратиш керакки, бу жараёнда модда ядроларининг кўпчилик қисми иштирок этиши ёки тезлаткичларидагига қараганда миллион марта кўп интенсивликка эга бўлган зарралар манбаига эга бўлиш керак. Бўлинишнинг кашф этилиши билан бундай манбаларни яратиш имкони туғилди.

Ўта оғир ядролар кўп сонли протонларга эга бўлганидан, барқарор бўлмаслигини биз биламиз. Ядронинг бўлиниш тарихи Э. Ферми ва унинг издошларининг 1934 йилда уран ядросини нейтронлар билан бомбардимон қилиш бўйича ўтказган тажрибаларидан бошланади. Бироқ улар тажриба натижасида трансуран (яъни даврий системада урандан кейин турадиган) элементлар ҳосил бўлади, деб нотўғри хулоса чиқарган эдилар. Ҳақиқатда эса улар бўлиниш парчаларини кузатган эдилар. О. Ган ва Ф. Штрассмен 1939 йилда Э. Ферми ва унинг издошлари тажрибаларини такрорлар эканлар, бундай реакция натижасида бошланғич ядро ўзидан анча енгил элементларга парчаланишини кўрсатдилар. Бу хулосани Л. Мейтнер, О. Фриш тасдиқлади ва бу ҳодисанинг биологиядаги хужайралар бўлинишига ўхшашлигини кўзда тутган ҳолда «ядро бўлиниши» атамасини киритдилар. Шу билан бирга улар ядродаги зарядланган зарралар ўртасидаги кулон итаришиш кучлари билан ядрони барқарор ҳолатга қайтарувчи сирт таранглик кучлари орасидаги рақобатни ҳисобга олган ҳолда (зарядланган суюқлик томчисига ўхшаш), бу жараённинг биринчи изоҳини бердилар. Ташқаридан кучли таъсир олган суюқлик томчиси майда томчиларга бўлинганидек, нейтронни қамраб олган уран ядроси ҳам беқарор ҳолатга



7. 1- расм. Нейтрон келиб ютилгандан сўнг ядро-томчининг бўлиниш кетма-кетлиги.

ўтиб, тахминан тенг иккига бўлинади. Кейинчалик уран ядросининг бўлинишини ўрганиш устида олиб борилган ишлар паст энергияли нейтронлар билан факат $^{235}_{92}\text{U}$ изотопигина бўлинишини, оғиррок $^{238}_{92}\text{U}$ изотопи эса нейтронни ютиб қолишини ва бўлинмаслигини кўрсатди.

Аввалги бобда кўриб ўтганимиздек, ҳар бир оғир атом ядросини суюқлик томчисига ўхшатиш мумкин. Дарҳақиқат, ядродаги нуклонларнинг ҳаракатлари натижасида, айниқса, улар ташқаридан нейтрон ютиш йўли билан энергия олганларида ядро-томчининг шакли ўзгаради. Томчи тебраниш натижасида шар, эллипсоид ёки бошқа мураккаброқ шаклга киради. Лекин алоҳида деформациялар натижасида чўзилган ядронинг бир-биридан энг узоклашган қисмлари ўртасида протонларни бир-биридан итарувчи кулон кучлари вужудга келади. Бу кучлар таъсирида аввалига ядро чўзилиб эллипсоид, сўнгра гантель шаклини олади (7.1- расм). Гантель бўлакчалари бир-биридан тобора узоклашиб, ядро суюқлиги «бўйинча» сиз узилади. Натижада ҳар хил нисбатда заряд ва нейтронлар сонига эга бўлган иккита ($Z_1, N_1; Z_2, N_2$) ядро парчаси ҳосил бўлади. Бунда умуман протон ва нейтронларнинг олдинги сони сақланади:

$$Z_1 + Z_2 = Z, \quad A_1 + A_2 = A.$$

Лекин бу парчалар мос Z га эга бўлган барқарор ядроларга нисбатан ортиқча нейтронларга эга бўлганлигидан, тахминан 10—15 с давомида бир қанча кетма-кет нейтронлар чиқариб, асосий энергия ҳолатига (Z_3, Z_4, A_3, A_4) ўтса ҳам, улар ҳали ортиқча нейтронга эга бўлади. Сўнгги босқичда, то барқарор ядролар ($Z_5, A_5; Z_6, A_6$) ҳосил бўлгунга қадар бир ёки кетма-кет бир нечта электрон ва γ -квант чиқарилади. Бу босқич жараёнида ε -парчаланиш билан бир вақтда ортиқча — кечиккан нейтронлар ҳам чиқиши мумкин.

Ўз-ўзидан ёки спонтан бўлиниш ходисаси энергия жиҳатидан элементлар даврий системасининг иккинчи

ярмида жойлашган ҳамма элементларда юз бериши мумкин. Ҳақиқатан ҳам, M -массали ядронинг M_1 ва M_2 массали икки парчага бўлиниши энергиянинг сақланиш қонунига кўра қуйидаги шароитда юз беради:

$$M > M_1 + M_2. \quad (7.1)$$

Бўлиниш реакциясининг энергияси (масса бирликларида)

$$Q_f = M - (M_1 + M_2). \quad (7.2)$$

Бўлинувчи ядронинг массаси қанча катта бўлса, энергия жиҳатдан ядронинг M_1 ва M_2 массали икки парчага бўлиниш эҳтимоллиги ҳам шунча катта бўлади. Даврий системанинг ўртасида жойлашган элементларнинг ядролари ҳам бўлиниши мумкин. Масалан, ^{96}Ru нинг икки ^{48}Ti ядросига бўлиниш энергияси 10,2 МэВ. Бу энг қисқа яшовчи α -нурлатгичларнинг α -парчаланиш энергиясидан катта. Лекин шунга қарамасдан, табиатда учрайдиган ^{96}Ru ҳам, ундан янада оғирроқ элементлар ҳам спонтан бўлинмайди. Фақат даврий системанинг охиридаги бир қанча энг оғир элементларигина шундай радиоактив ўзгариш хусусиятига эга.

Ҳар қандай ядро реакцияси каби, бўлиниш ҳам мазкур реакциянинг *активация энергияси* деб аталувчи энергияни олдиндан сарф қилинишини тақозо қилади. Ядрони бўлиш учун уни зарра билан бомбардимон қилинади. Бунда зарранинг кинетик энергияси ядрога берилади. Натижада ядро томчи қизийди ва қайтмас деформациялар натижасида бўлақларга бўлиниб кетади.

Бўлиниш жараёнининг энергия қонунларини кўриб чиқайлик. ^A_ZX ядро иккита бир хил $^{\frac{A}{2}}_{\left(\frac{Z}{2}\right)}$ бўлақка бўлинганида ажралиб чиқадиган Q_f энергияни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$Q_f = M(Z, A) - 2M\left(\frac{Z}{2}, \frac{A}{2}\right). \quad (7.3)$$

Ядронинг боғланиш энергияси ифодасини ҳисобга олсак,

$$Q_f = 0,216 Z^2 A^{-1/3} + 0,152 \cdot Z \cdot A^{-1/3} - 3,41 \cdot A^{2/3} \quad (7.4)$$

бўлади. Масса сони $\frac{A}{2}$ ва зарядлари $\frac{Z}{2}$ бўлган иккита ядронинг потенциал тўсиғи (1.28) га асосан

$$U_{\text{Кул}} = 0,144 \cdot Z^2 \cdot A^{-1/3} \quad (7.5)$$

бўлади. Бу ерда $r_0 = 1,57 \cdot 10^{-15}$ м қабул қилинган. Потенциал тўсиқдан «сизиб» ўтиш эҳтимоллигини ҳисобга олмасак, $Q_I \geq U_{\text{Кул}}$ бўлганда оғир ядро бир неча тебраниш натижасида бўлақларга бўлинади. Бу шарт (7.4) ва (7.5) га кўра қуйидагича ёзилади:

$$0,216 Z^2 A^{-1/3} + 0,152 \cdot Z \cdot A^{-1/3} - 3,41 \cdot A^{2/3} \geq 0,144 Z^2 \cdot A^{-1/3}$$

ёки бундан

$$\frac{Z^2}{A} \geq 47,4 - 2,1 \frac{Z}{A}. \quad (7.6)$$

Оғир ядролар учун Z/A , одатда $\simeq 0,4$ бўлганлигидан, ядронинг ўз-ўзидан бўлиниш параметри учун

$$\frac{Z^2}{A} \geq 46,56 \quad (7.7)$$

шартни оламыз. Бу муҳим параметрнинг қиймати Н. Бор, Уиллер ва собиқ совет олими Я. Френкель таклиф қилган ядронинг томчи модели асосида олинган.

Ядрони сиқилмайдиган бир жинсли зарядланган суюкликнинг сферик томчисидан иборат деб ҳисобланса, ядрогаги протонлар бир-биридан кулон кучи билан итарилиб, томчи-ядрони бир қанча бўлақларга бўлишга уринади; иккинчи томондан эса нуклонларнинг ўзаро таъсиридан сирт кучи вужудга келиб, у ядронинг парчаланишига қаршилиқ кўрсатади. Бу кучлар мувозанатлашган вақтда ядро ўз барқарорлигини йўқотади ва спонтан бўлинади. Бунда кулон итарилиш энергияси $\omega_{\text{Кул}}$ нинг сирт таранглик $E_{\text{сирт}}$ га нисбати ядро бўлина олиш қобилятининг ўлчами бўлиб хизмат қилади. $\omega_{\text{Кул}}$ ядронинг заряди Z^2 га, $E_{\text{сирт}}$ эса A масса сонига пропорционал бўлганлигидан,

$$\frac{\omega_{\text{Кул}}}{E_{\text{сирт}}} = a \frac{Z^2}{A}$$

(a — пропорционаллик коэффициент).

Бўлиниш параметри $\frac{Z^2}{A}$ қанча катта бўлса, оғир ядронинг ўз-ўзидан бўлиниши шунчалик осон бўлади. $\frac{Z^2}{A} > 46,56$ шарт бажариладиган ҳар қандай ядро бекарор

бўлиб, спонтан парчаланиш имкониятга эга. Масалан, $^{90}_{40}\text{Zr}$ ядроси иккита $^{45}_{20}\text{Ca}$ ядро-бўлакка парчаланиш имкониятига энергетик жиҳатдан яқин. Бироқ оғир ядролардан бошқа ядролар учун спонтан бўлинишга доир яшаш даврлари жуда катта бўлади. Ядро бўлиниши учун қуйидаги шарт бажарилиши керак:

$$\Delta M = M - (m_1 + m_2 + E_{\text{кин}}) \geq 0,$$

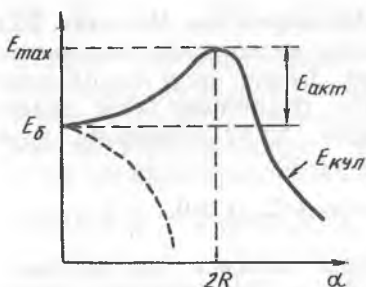
бу ерда M — бўлинаётган ядро массаси, m_1 ва m_2 — бўлакларнинг массалари, $E_{\text{кин}}$ — бўлакларнинг масса бирлигидаги кинетик энергияси.

7.1- расмдан кўриниб турибдики, ташқаридан ютилган энергия ядрони кучли деформациялангандагина бўлиниш юз бериши мумкин (7.1-б ва 7.1-в расмлар). Ядронинг турли шакллари α деформация параметри характерлайди деб олинса, кўзгалмаган сферик ядро учун $\alpha = 0$ бўлиб, кучсиз деформацияланган ядро учун эса у эллипсоид фокуслари орасидаги масофадан иборат бўлади. α нинг қиймати ортиб бориши билан у бўлажак парчалар орасидаги масофа маъносига эга бўлиб қолади. Агар ташқаридан ютилган энергия муайян E_f критик бўлиниш энергиясидан кичик бўлса, ядронинг деформацияси ($\alpha < 2R$) уни гантель шаклига олиб келмайди, яъни ядро бўлинмайди ва кўзгалган ҳолатдан бир неча гамма-квантлар чиқариш йўли билан ортиқча энергиядан қутулиб, асл ҳолатига ўтади.

Ядрони бўлинишга олиб келадиган кўзғатиш энергиясининг қиймати бўлиниш энергияси (E_f) номи билан юритилади. Ядронинг суюқ томчи моделида E_f бўлиниш энергияси $\frac{Z^2}{A}$ бўлиниш параметри билан қуйидагича боғланган:

$$E_f = 0,18A^{2/3}(5,59 - 0,12\frac{Z^2}{A}). \quad (7.8)$$

Ўлчашлар U, Bi, Pb, Au ядроларнинг E_f бўлиниш энергияси мос равишда 6—7; 25; 35 ва 55 МэВ га тенг эканлигини кўрсатди. Ядронинг бўлиниш энергияси бошланғич ядро энергиясидан кичик бўлганлигидан, бўлинаётган ядро энергиясининг α деформация параметрига боғланиш графиги олдин максимумга эришиб, сўнгра камайиб кетади. Максимум қийматга тўғри келадиган ядро энергияси билан кўзгалмаган ядро боғланиш



7. 2- расм. Ядро бўлиниш энергиясининг деформацияла- нишга боғлиқлиги. Туташ чизик $Z^2/A < 46,6$ ва узлуклиги $Z^2/A > 46,6$ бўлган ядролар учун.

энергияси ($E_{\text{боғл.}}$) орасидаги фарқ активация энергияси ($E_{\text{акт}}$) дейилади (7.2- расм). Активация энергияси бўлиниш параметрига боғлиқ бўлади (7.8). Агар $\frac{Z^2}{A} \geq 46,6$ бўлса,

у нолга тенг бўлади. $\frac{Z^2}{A} > 46,6$ бўлган ядролар ташқи куч

таъсирисиз ҳам ўз-ўзидан бўлинади. $\frac{Z^2}{A} < 46,6$ бўлган

оғир изотоплар спонтан бўлинмай, α -парчаланadi.

Ураннынг бўлиниш хусусиятларини (7.8) ифода ёрда- мида аниқлаш мумкин. Масалан, ^{235}U иссиқ нейтронни ютиб, кўзғалиш энергияси 6,8 МэВ бўлган ^{236}U га айланади. ^{236}U нинг бўлиниш параметри 35,9; активация энергияси эса 6,6 МэВ. Шунинг учун ^{235}U исталган паст энергияли нейтронлар таъсирида бўлина олади. Иссиқ нейтронлар ^{235}U дан ташқари ^{233}U ва ^{239}U изотопларни ҳам парчалайди. Нейтронлар таъсирида бўлинадиган ядролар амалий жиҳатдан муҳим аҳамият касб этади. Юқорида айтилганидек, ядрога кирувчи нейтрон унинг масса сонини бир бирликка орттириб қолмасдан, ўзи билан бирга кинетик ва боғланиш энергиясини ҳам олиб киради. 7.1 ва 7.2- жадвалларда мос равишда бўлинишнинг активация энергияси ва нейтроннинг баъзи бир ядроларидаги боғланиш энергияси келтирилган.

7.1- жа д в а л

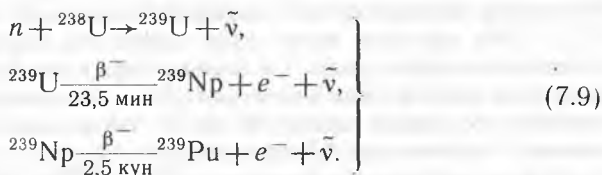
Баъзи ядролар бўлинишининг активация энергияси

Ядро	^{201}Tl	^{207}Bi	^{210}Po	^{232}Th	^{236}U	^{239}U	^{239}Pu	^{240}Pu
E_f , МэВ	19,8	22,2	19,7	5,4	6,6	7,1	5,3	5,1

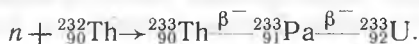
Нейтроннинг ядродаги боғланиш энергияси

Бошланғич ядро	^{238}U	^{235}U	^{239}Pu	^{232}U	^{232}Th
Бошланғич ядро + n	^{239}U	^{236}U	^{240}Pu	^{233}U	^{233}Th
Боғланиш энергияси, МэВ	6,0	6,8	5,3	5,1	5,1

Бу жадвалларни солиштириш ҳам ^{235}U ва ^{239}Pu ядролари жуда кичик энергияли нейтронларни ютиб қўзғалиш энергияси активация энергиясидан катта бўлган ^{236}U ва ^{240}Pu ядроларига айлана олишини кўрсатади. Секин нейтронни ютишдаги ^{239}U нинг қўзғалиш энергияси активация энергиясидан 1,1 МэВ га кам. Шунинг учун ^{238}U ядроси энергияси фақат 1,1 МэВ га тенг бўлган ва ундан каттарок энергияли нейтронлар таъсиридагина бўлинади, холос. ^{238}U ядроси энергияси 1,1 МэВ дан кичик бўлган нейтронни камраб олганда қўзғалиш энергияси 7,1 МэВ дан кичик бўлган ^{239}U ядроси ҳосил бўлади. Бу қўзғалиш энергияси ядронинг активация энергиясидан кичик, шунинг учун гамма-квант сифатида чикиб кетади:



Ҳосил бўлган плутоний-239 радиоактив бўлиб, α -зарра чиқаради ва ^{235}U ядросига айланади. ^{233}U изотопи ҳам табиатда учрамайди, у сунъий йўл билан қуйидаги реакция ёрдамида олинади:



Шундай қилиб, оғир ядрога келиб тушаётган нейтронлар энергияси

$$E_n + E_{\text{боғл}} \geq E_{\text{акт}}$$

тенгсизликни қаноатлантирганда, бўлиниш реакцияси амалга ошиши мумкин. 7.3- жадвалда баъзи ядроларда бўлиниш реакциясининг амалга ошиши учун тушаётган нейтронлар энергияси қандай бўлиши кераклиги кўрса-

Бошланғич ядро	Компаунд ядро	$\frac{Z^2}{A}$	$E_{\text{боел. МэВ}}$	$E_{\text{акт. МэВ}}$	$E_{\text{н' МэВ}}$
$^{112-124}_{50}\text{Sn}$	$^{113-115}_{50}\text{Sn}$	22,12+20,0	6,5+8	40+50	34+52
$^{186-204}_{80}\text{Hg}$	$^{187-205}_{80}\text{Hg}$	32,5+31,2	6,6+8	11+15	5+7
$^{233}_{92}\text{U}$	$^{234}_{92}\text{U}$	36,32	5,2	5,5	иссиқлик
$^{234}_{92}\text{U}$	$^{235}_{92}\text{U}$	36,01	5,8	6,2	тез. 0,4
$^{235}_{92}\text{U}$	$^{236}_{92}\text{U}$	35,90	6,8	6,6	иссиқлик
$^{238}_{92}\text{U}$	$^{239}_{92}\text{U}$	35,46	5,7	7,1	тез. 1,4
$^{239}_{94}\text{Pu}$	$^{240}_{92}\text{U}$	36,81	6,9	5,1	иссиқлик

тилган. Жадвалдан кўриниб турибдики, плутоний ва ураннынг тоқ изотоплари иссиқ нейтронлар таъсирида бўлинади. Бунинг сабаби нейтронни камраб олган $^{233}_{92}\text{U}$, $^{235}_{92}\text{U}$, $^{239}_{94}\text{Pu}$ ядролар жуфт-жуфт компаунд ядролар ҳосил бўлишига олиб келади. Бу жуфт-жуфт ядроларда боғланиш энергияси кўшни тоқ ядроларга нисбатан юқори. Шу сабабли бўлиниш содир бўлиши учун паст энергияли (иссиқ) нейтронлар бўлиши кифоя.

Секин нейтронлар ёрдамида ^{238}U , ^{241}Pu , ^{242}Am , ^{249}Cf , ^{251}Cf ядролари ҳам бўлинади. Аммо бу изотопларнинг миқдори ниҳоятда камлигидан, ядро энергетикасида ҳозирча муҳим аҳамият касб этмайди.

Бўлиниш параметрининг келтирилган қиймати — (7.7) трансурани ядроларининг синтез қилишини тартиб номери $Z \simeq 110-120$ бўлган элементлар билан чекланишлигини кўрсатади, чунки $\frac{Z^2}{A}$ нинг ортиши билан ядронинг спонтан бўлинишга мойиллиги ортиб боради. $\left(\frac{Z^2}{A}\right)$

нинг аниқ қиймати боғланиш энергиясининг ярим эмпирик формуласидаги коэффициентларнинг қандай танлаб олишига ҳам боғлиқ, албатта.

Энди нима сабабдан даврий системанинг ўртасида жойлашган элементлар бомбардимон қилувчи зарралар

ёрдамида бўлинишга ва ҳатто спонтан бўлинишга молик эмаслиги масаласини батафсилроқ кўрайлик. Бўлинишнинг активация энергияси даврий системанинг ўртасида жойлашган элементлар учун 40—50 МэВ ни (7.3- жадвал), оғир элементлар учун 5 МэВ га якин қийматни ташкил қилади. Масалан, иккита дейтрон учун бу энергия 0,5 МэВ га тенг. Даврий системанинг ўрта элементлари учун $\frac{Z^2}{A}$ нинг ортиши билан тез ортиб боради. Шундай қилиб,

ўртача массали ядролар мутлақо барқарор, қолганлари эса гўё метастабил ҳолатда бўлиб, ҳар хил реакциялар учун — оғир ядролар бўлиниш реакциялари учун, енгиллари эса бирлашиш — синтез реакциялари учун «ёнилғи» хом ашёси сифатида хизмат қилади.

Оғир элементлар активация энергияси 5 МэВ га якин бўлганидан, даврий системанинг охирида жойлашган элементлар ҳам спонтан бўлинмайди, деган хулоса келиб чиқади. Лекин тажрибаларда бир қанча оғир изотопларнинг спонтан бўлиниши кузатилади. Демак, бўлинаётган ядронинг хусусий тебранишлари натижасида ташқаридан энергия олинмаган тақдирда ҳам бўлинишнинг маълум бир эҳтимоллиги мавжуд экан. Бу эҳтимоллик ёки потенциал тўсиқ шаффофлиги шу тўсиқ баландлигига боғлиқ бўлади.

Баъзи бир ҳисоблашларга кўра, масалан, битта рутений атомининг $5 \cdot 10^9$ йил давомида спонтан парчаланish эҳтимоллиги 10^{-26} га тенг. Ваҳоланки, потенциал тўсиқнинг шаффофлиги туфайли шу давр ичида ^{238}U нинг 1 грамидан 10^{16} та атом ўз-ўзидан парчаланади. Атом ядроларининг бу хилдаги спонтан парчаланish ҳодисасини 1940 йилда собиқ совет физиклари Г. Флеров ва К. Петр-жак кузатдилар.

7.2- §. Спонтан бўлиниш

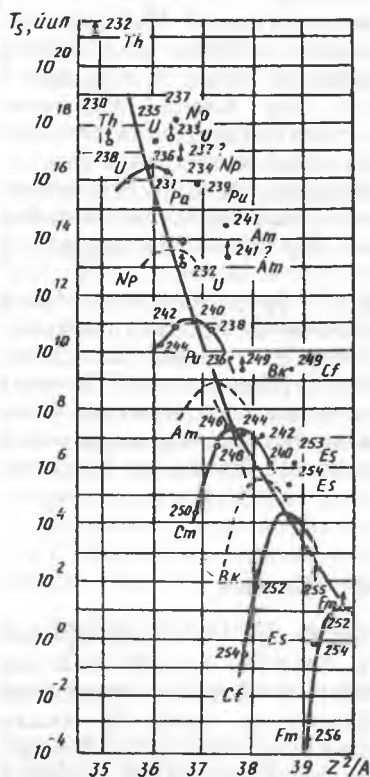
Ядро баъзи бир эҳтимоллик билан унга ташқаридан энергия берилмаган бўлса ҳам, бевосита асосий ҳолатида бўлиниши мумкин. Бундай спонтан бўлиниш механизми α -парчаланish механизмига ўхшашдир, чунки бу иккала жараён ҳам туннель эффекти асосида рўй беради. Бўлиниш парчаларининг массалари катталиги сабабли улар деярли классик зарралар ва спонтан бўлиниш эҳтимоллиги одатда ҳаддан ташқари кичик бўлади. Аммо

Z^2/A нинг ўсиши билан активлаш энергияси, яъни потенциал тўсик баландлиги камаяди ва спонтан бўлиниш эҳтимоллиги ортади. «Критик» ядролар учун активлаш энергияси нолга айланади ва спонтан бўлиниш $\tau \sim \tau_{\text{яд}}$ вақтида амалгашиб, бўлиниш оний бўлади.

Иккита мисолни кўриб чиқайлик. Уран-238 учун $Z^2/A \approx 35,5$. Бу миқдор $(Z^2/A)_{\text{кр}} \approx 50$ га қараганда кичик. Шундай бўлса ҳам $^{238}_{92}\text{U}$ фақат ғоят катта ярим парчаланиш даври билан спонтан бўлинишга учрайди: $T_{1/2} = 0,8 \cdot 10^{16}$ йил. Бу унинг α -зарра чиқариши билан ярим парчаланиш давридан 6—7 тартибга ортиқ. Синтез қилинган элементларнинг сўнггиси $Z=107$ ва $A=261$ эга, яъни $Z^2/A \approx 43,9$. Бу катталиқ $(Z^2/A)_{\text{кр}}$ га яқин ва $Z=$

$=107$ ядронинг спонтан бўлинишга нисбатан ярим парчаланиш даври 10^{-3} с га тенг, бу ядронинг α -зарра чиқаришга нисбатан ярим парчаланиш даврига яқин.

1961 йили янги физик ходиса — изомер (метастабил) ҳолатларда бўлган ядронинг спонтан бўлиниши кашф этилди. Бўлинувчи изомерлар одатдаги изомерлардан катта уйғониш энергияси кичкина спини (бир неча $\hbar$ бирлик) ва спонтан бўлинишнинг аномал катта эҳтимоллиги билан фарқ қилади. Масалан, америцийнинг $^{242}_{95}\text{Am}$ изотопини асосий ҳолатининг ярим парчаланиш даври 10^{14} йилга тенг, изомер ҳолатиники эса бор-йўғи 0,014 с. Тадқиқотлар шуни кўрсатадики, бундай изомер ҳолатларда ядро бошқа ҳолатлардаги шаклдан кескин фарқ қилувчи шаклга — у катта квазивозанатли деформация билан характерланадиган шаклга эга бўлади. Шундай қилиб,



7. 3-расм. Спонтан бўлиниш эҳтимоллигининг бўлиниш параметрига боғлиқлиги.

изомериянинг янги тури — шакл изомерияси кашф қилинди.

Z^2/A нинг ортиб бориши билан ядроларнинг спонтан бўлиниш эҳтимоллиги ҳам ортиб, ядронинг ярим парчаланиш даврининг камайиши янги трансурани элементларини синтез қилишга маълум чегара қўяди. Бундай сунъий олинадиган ядроларнинг ярим парчаланиш даври жуда кичик бўлганидан, уларнинг структурасини тажрибаларда ўрганиш жуда қийин масала бўлиб қолмоқда (7.3- расм).

Спонтан бўлинишнинг ярим парчаланиш давлари секунднинг бўлакларидан то 10^{18} йилгача (7.4- жадвал) бўлган жуда катта ораликда ётади. Ҳар хил бўлинувчи моддаларнинг спонтан бўлиниш тезликлари ҳам турлича бўлади (7.5- жадвал).

7.4- жадвал

Торий, уран ва баъзи трансурани элементлар спонтан бўлинишининг ярим парчаланиш давлари

Изотоп	T_s	Изотоп	T_s	Изотоп	T_s
^{230}Th	$1,5 \cdot 10^{17}$ й.	^{240}Pu	$1,34 \cdot 10^{11}$ й..	^{246}Cf	$2,1 \cdot 10^3$ й.
^{232}Th	$1,4 \cdot 10^{18}$ й.	^{242}Pu	$7,45 \cdot 10^{10}$ й.	^{250}Cf	$1,73 \cdot 10^4$ й.
^{232}U	$(8 \pm 5,5) \cdot 10^{13}$ й.	^{244}Pu	$2,5 \cdot 10^{10}$ й.	^{252}Cf	85,5 й.
^{234}U	$1,6 \cdot 10^{16}$ й.	^{241}Am	$2,3 \cdot 10^{14}$ й.	^{254}Cf	60,5 кун
^{235}U	$1,9 \cdot 10^{17}$ й.	^{240}Cm	$1,9 \cdot 10^6$ й.	^{253}Cf	$6,3 \cdot 10^5$ й.
^{238}U	$8 \cdot 10^{15}$ й.	^{242}Cm	$7,2 \cdot 10^6$ й.	^{254}Es	$3 \cdot 10^5$ й.
^{239}U	$5,9 \cdot 10^{15}$ й.	^{244}Cm	$1,35 \cdot 10^7$ й	^{252}Fm	3000 кун
^{237}Np	10^{18} й.	^{246}Cm	$1,66 \cdot 10^7$ й.	^{254}Fm	220 кун
^{236}Pu	$3,5 \cdot 10^{19}$ й.	^{248}Cm	$4,6 \cdot 10^6$ й.	^{255}Fm	$1 \cdot 10^4$ й.
^{238}Pu	$4,9 \cdot 10^{10}$ й.	^{250}Cm	$2,10 \cdot 10^4$ й..	^{256}Fm	3 соат
^{239}Pu	$5,5 \cdot 10^{15}$ й.	^{249}Bk	$6,10 \cdot 10^8$ й.		

7.5- жадвал

Спонтан бўлиниш тезликлари

Ядро	Спонтан бўлинишнинг ярим парчаланиш даври, йил	1 кг моддада 1 с даги спонтан бўлиниш сони
^{232}Th	$2,4 \cdot 10^{18}$	0,04
^{233}U	$3 \cdot 10^{17}$	0,2
^{235}U	$1,9 \cdot 10^{17}$	0,3
^{238}U	$8 \cdot 10^{15}$	7
^{239}Pu	$55 \cdot 10^{15}$	10

Трансуран элементлар ядроларининг спонтан бўлини-
шини текширишда олинган биринчи маълумотлар қуйида-
ги оддий 2 ярим эмпирик муносабат билан ифодаланган
эди:

$$\lg T_s = a_1 - a_2 Z^2 / A, \quad (7.10)$$

бу ерда T_s — секундларда ўлчанадиган ярим парчаланиш
даври $a_1 \approx 157$ ва $a_2 = 3,75$.

Уран, плутоний, кюриининг енгил изотоплари учун
 A ортиши билан уларнинг спонтан бўлиниш қобиляти
камайиб, кейин эса масса сонининг орта бориши билан
спонтан бўлинишнинг ярим парчаланиш даври ҳам камая
бошлайди. Бундай кескин ўзгариш калифорний ва
фермийда яққол кўринади.

Спонтан бўлинишга нисбатан ярим парчаланиш давр-
ларининг бундай кескин камайиши нейтрон билан тўлди-
рилган қобик атрофида рўй беради. Спонтан бўлинишнинг
бундай тезлашиб кетиши деформациялашган ядролардаги
нуклон жуфтлари жойлашган сатҳлар ўртасидаги энерге-
тик ўтишлар билан боғлиқдир. Ядро деформацияланганда
нуклон жуфтлари пастроқ сатҳга ўта олса, у ҳолда бу ўтиш
энергияси ядрони бўлинишга олиб келадиган унинг
коллектив кўзғалишига айланади. Лекин ҳар бир элемент
учун T_s маълум Z ва N да максимумга эга бўлади. Бу эса
алоҳида нуклонлар эффе́ктининг спонтан бўлиниш даври
 T_s га таъсири борлигидан далолат беради.

Спонтан бўлиниш ярим парчаланиш даврлари билан
ядроларнинг массалари ўртасида яқин боғланиш борлиги
аниқланган. Масалан, ядронинг ўлчанган массаси билан
 A ва Z лар ўртасидаги текис боғланишдан келиб чиқадиган
массаси ўртасидаги фарқ ярим парчаланиш даври билан
қуйидагича боғланган:

$$\left. \begin{aligned} T_{\text{т.т}} &= 18,2 \\ T_{\text{т.ж.}} &= 24,8 \\ T_{\text{ж.ж.}} &= 29,7 \end{aligned} \right\} - 7,8 \cdot \theta + 0,350^2 + 0,073\theta - (5 - \theta) \Delta M. \quad (7.11)$$

$$\text{Бунда } \theta = \frac{Z^2}{A} - 37,5; \Delta M \text{ — массанинг четланиши.} \quad (7.11)$$

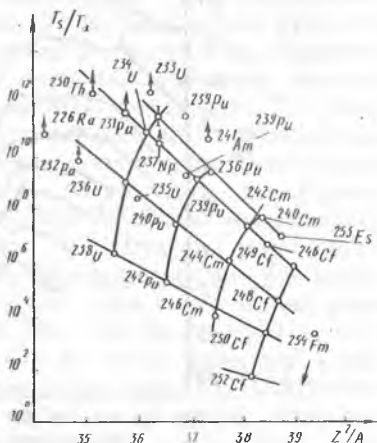
ифодадан катта аниқлик талаб қилинмайдиган ҳисоблаш-
лардагина фойдаланиш мумкин. Ундаги T катталиқнинг
пастки индекси ядронинг хилини (протон ва нейтрон
сонини) ифодалайди.

Янги трансурани элементларни синтез қилишда β -ва α -парчаланиш ҳодисаларининг моҳиятини кўриб чиқайлик.

β -барқарорлик билан чегарадош бўлиб жойлашган нейтрони кам изотопларда электрон камраш α -парчаланиш билан сезиларли даражада рақобат қилади, лекин нейтронлар сони камая бориши билан α -парчаланиш устунлик қила бошлайди, чунки унинг тезлиги электрон ортиши билан жуда тез ортади. Электрон камраш ҳам, β -парчаланиш ҳам янги топиладиган элементни ва изотоплар сонини чеклаб қўя олмайди, чунки бу жараёнларнинг давом этиши нисбатан катта. Ҳатто протон чиқаришга нисбатан барқарорлик чегарасида ҳам изотопларнинг электрон ютишга нисбатан яшаш вақти секунд ёки секунднинг маълум бир қисмига тенг бўлар экан. γ -парчаланиш рўй берадиган ядроларда нейтронлар анча ортиқ бўлган ҳолда ярим парчаланиш даври миллисекундларда бўлади. Бу вақтни ўлчаш мумкин, бундан ташқари, β^- -парчаланиш атом номерининг ортишига олиб келади, ана шунинг учун у катта Z га эга бўлган янги элемент очилишига ҳалақит бермайди.

α -парчаланишда эса иш бошқача бўлади. У янги синтез қилинадиган элемент ва изотоплар доирасини чегаралаб қўйиши мумкин. α -парчаланишга нисбатан ядроларнинг яшаш вақти α -зарралар энергиясининг ортиши билан ядро вақтларига қадар (10^{-21} — 10^{-23} с) камайиши мумкин. α -парчаланиш тезлиги анча кичиклиги билан характерланадиган 108-элементга қадар кўп сонли изотоплар борки, улар бошқа чекланишлар бўлмаган ҳолда олинishi мумкин.

Аммо 1939 йилдаёқ Я. И. Френкель оғир ядроларнинг бўлиниши билан α -парчаланиш ҳодисаси ўртасидаги ўхшашликка эътибор берган эди. Бу икки жараён ҳам моҳият жиҳатдан айнан бир хил



7. 4-расм. Спонтан бўлиниш ва альфа-парчаланиш ярим яшаш давларининг нисбати.

принципиал механизмга эга ва улар факат парчаланиш махсулотлари массаларининг катталиги билангина фарк қилади. α - парчаланиш ва спонтан бўлиниш механизмлари ўхшашлигидан, уларнинг ярим парчаланиш даврлари ҳам маълум бир боғланишга эга бўлиши керак. 7.4- расмда

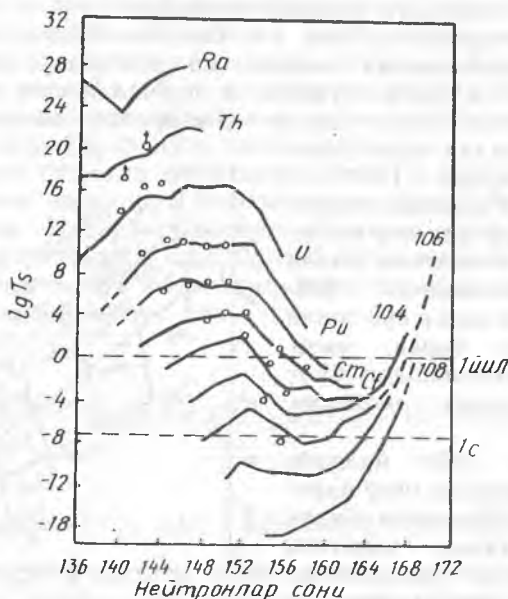
$\frac{\ln T_s}{\ln T_\alpha}$ ва $\frac{Z^2}{A}$ координаталарда битта α - радиоактив оилага

мансуб бўлган ядролар тўғри чизикни ҳосил қилади. Агар Z бўйича 2 га, A бўйича 4 га фарк қилувчи ядроларнинг

$\frac{\lg T_s}{\lg T_\alpha}$ қийматларини бирлаштирсак, яна тўғри чизиклар

ҳосил бўлади. Бўлинувчи ядродаги нейтронлар сони N ва T_s/T_α нисбат ўртасидаги боғланиш ҳам бу икки хил парчаланиш ўртасида ўзаро яқин боғланиш борлигидан далолат беради.

Олимлар қобик эффектларини ҳисобга олувчи янги-ланган ярим эмпирик масса тенгламасига асосланиб, трансуран элементлар изотопларининг спонтан бўлинишга

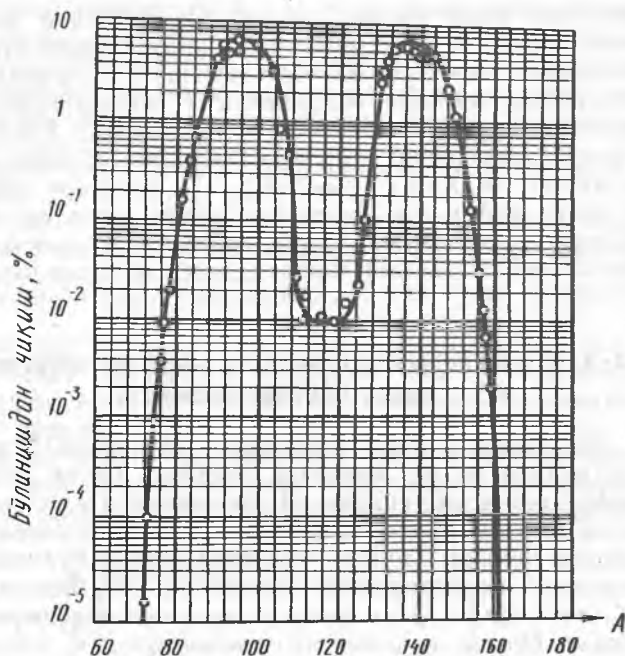


7. 5- расм. Трансуран элементлар изотопларининг спонтан бўлиниш даврларининг янги назарияга асосланиб ҳисобланган қийматлари.

нисбатан ярим яшаш даврларини кайтадан ҳисоблаб чиқиб, уларнинг Z^2/A ортиши билан кутилганга кўра анча қисмининг камайишини кўрсатдилар. 7.5-расмда изотопларнинг янгидан баҳоланган T_s қийматлари келтирилган. Агар янги ҳисоблар тўғри бўлса, $Z \geq 114$ дан кейинги элементлар етарлича барқарор бўлади. Бу эса барқарор бўлмаган $Z=108 \div 112$ ядролар соҳасидан ўтгандан кейин яна α - ва β -парчаланишга ва спонтан бўлинишга нисбатан яшаш вақтлари етарлича катта бўлган ядролар соҳаси мавжуд, деган маънони беради.

7.3- §. Бўлиниш маҳсулотлари ва уларнинг энергия ҳамда масса бўйича тақсимооти

$^{235}_{92}\text{U}$ ядроси иссиқ нейтронлар таъсирида бўлинишга дуч келади ва бу жараёнда ўтгиздан ортиқ турли хил жуфтларни ҳосил қилади. Жуфт парчалар массаларининг йиғиндиси 234 га тенг бўлиб, бўлиниш натижасида иккита нейтрон чиқади. Умуман оғир ядроларнинг бўлинишидаги парчалар массаларининг тақсимооти бир-биридан 35—50 масса сонига фарқ қиладиган кескин максимумлардан иборат бўлган асимметрик тақсимоотга эга. 7.6-расмда бўлиниш маҳсулотлари тақсимоотининг масса сонига боғланиши келтирилган. Ядроларнинг парчаланишини характерлаш учун *парчаларнинг чиқиши* деган тушунча киритилган. Парчаларнинг чиқиши деб, одатда, берилган парчани ҳосил қилувчи бўлинишлар сонининг умумий бўлинишлар сонига бўлган нисбатига айтилади. ^{235}U нинг бўлинишига тўғри келувчи ҳар хил массали парчаларнинг чиқиш графигини тузсак, «икки ўркачли» эгри чизик ҳосил бўлади (7.6-расм). Бўлиниш қобилятига эга бўлган ядролар учун симметрик спонтан бўлиниш эҳтимоллиги массалар сонининг нисбати 2:3 бўлган парчаларга бўлиниш эҳтимоллигидан 50—100 марта кичик. 7.6-расмдан кўринишича, энг кўп чиқиш сони енгил парча учун 80—110 ва оғир парча учун 124—156 масса сонига тенг; бўлинишнинг 99 % ҳолида оғир ва енгил парчалар ҳосил бўлади, қолган 1 % ҳолида масса сонлари 110—125 га тенг бўлган иккита бир хил парчага бўлиниш ҳодисаси кузатилади. Бўлинувчи ядроларнинг масса сони орта бориши билан чап «ўркач» оғирроқ массалар соҳаси томонга силжийди, яъни максимумлар ўзаро яқинлашади. «Ўркач» ларга тегишли нукталар абсциссалари ўзаро



7. 6-расм. Уран-235 ядролари бўлиниш парчаларининг масса A бўйича тақсимооти. Вертикал ўқида парчаларнинг чиқиш эҳтимолиги кўйилган.

$$A_0 - A_e = 288 - 1,04 \cdot A + \delta, \quad (7.12)$$

$$\delta = \begin{cases} 0 & \text{— жуфт } A \text{ лар учун,} \\ 2 & \text{— тоқ } A \text{ лар учун,} \end{cases}$$

эмпирик муносабат орқали боғланган. Бунда A бўлинувчи ядронинг, A_0 ва A_e — мос равишда эҳтимолиги жуда катта бўлган оғир ва енгил парчаларнинг масса сонлари. Парчалар асимметрияси орта бориб, уларнинг масса сонларининг нисбати 2:3 га етгандан кейин чиқиш сони тўсатдан камайиб кетади. Масалан, масса сони 12 бирликка ўзгарганда чиқиш сони 1 000 марта камаяди.

Парчаларнинг масса бўйича тақсимланиш эгри чиқиғида маълум бир изотоплар чиқишининг одатдагидан четлашиш ҳоллари кузатилади. Бу ҳодисага сабаб — бўлиниш жараёнида парчаларнинг 50 ёки 82 нейтрондан иборат ёпик қобикли ҳолда ҳосил бўлишга мойиллигидир.

Кучли қўзғалган ядроларнинг бўлиниш хусусияти ядро

маҳсулотларида нуклонлар билан тўла эгалланган кобиклар ҳосил қилиш имконияти билан кам даражада аниқланади, чунки кобикларда нуклонларнинг тартибли жойлашуви асосий ёки кучсиз қўзғалган ҳолатларда бўлган ядроларга хосдир. Етарлича юқори қўзғалиш энергияларида маҳсулотлар чиқишининг масса сонига боғланишидаги асимметрияга хос «чуқур» йўқолади ва кенг симметрик максимум ҳосил бўлади.

Ядро уч ва тўртта парчага бўлиниши ҳам мумкин. Одатда, яқин массали учта парчага бўлиниш экзотермик бўлиб, бунда ажралиб чиқадиган энергия икки парчага бўлинганда ажралиб чикувчи энергиядан 20 МэВ ортиқ бўлади. Шундай қилиб, ядроларнинг массалари бир хил бўлган уч парчага бўлиниши энергия жиҳатидан қулайдир. Лекин ўлчашларнинг кўрсатишича, массалари яқин уч парчага бўлиниш эҳтимоллиги икки парчага бўлиниш эҳтимоллигидан жуда кам экан.

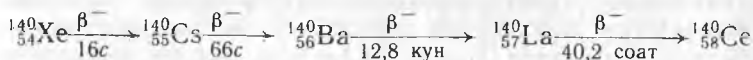
Спонтан бўлинишнинг ҳар бир актига тўғри келувчи нейтронларнинг ўртача сони ν амалий жиҳатдан катта аҳамиятга эга ва у бўлинувчи ядронинг масса сонига ҳамда кўпроқ зарядига боғлиқ бўлади: транс-уран-элементлар соҳасида ν нинг қиймати, $2,13(^{229}\text{Th})$ дан $4,05(^{254}\text{Fm})$ гача ортади. Айрим парчалар чиқараётган нейтронлар сони эса парчаларнинг массаларига боғлиқ: енгил парча оғир парчага нисбатан ўрта ҳисобда $1,02-1,24$ марта кўп нейтрон чиқаради.

Бўлиниш нейтронларининг ўртача энергияси 2 МэВ га яқин. Оний γ -квантлар нейтронларга нисбатан қўзғалган парчалар томонидан анча кеч, яъни мос равишда 10^{-8} ва 10^{-14} с дан кейин чиқарилади. Бир бўлиниш актига тўғри келадиган γ -квантлар сони 8—10 та бўлса, уларнинг ўзи билан олиб кетадиган тўла энергияси 6—7 МэВ ни ташкил этади. Ортиқча нейтронларга эга бўлган парчалар бўлинишдан тахминан 10^{-6} с ўтгандан кейин барқарор парчаларга айланади.

Парчалар барқарор ҳолатга ўтгунча ҳар бир радио-актив занжир 3—4 та β -парчаланиш жараёнини кечганлигидан, маълум бўлган 45 та бўлиниш йўлида 300 га яқин β -нурлатувчи пайдо бўлади. Ҳозирги кунга қадар, асосан, ^{235}U , ^{239}Pu , ^{233}U , ^{232}Th радиоактив занжирларнинг ҳар биридаги ядроларнинг парчаланиш схемалари батафсил ўрганилган.

Бўлиниш маҳсулотларининг химиявий элементлар бўйича таркиби β -парчаланиш туфайли ўзгаради. Қуйида-

ги бирин-кетин рўй берадиган парчаланиш занжири бунга мисол бўла олади:



(барқарор).

Агар бўлиниш жараёни етарлича ўзгармас тезлик билан давом этадиган бўлса, у ҳолда мувозанат рўй бериши натижасида бўлиниш маҳсулотларининг таркиби ўзгармай қолади. Мувозанат рўй берган ҳолда барча бўлиниш маҳсулотларининг тўртдан бир қисми — нодир ер элементларидир. Бошқа элементлардан цирконий — 15 % ни, молибден — 12 % ва цезий — 6,5 % ни, криптон ва ксенон газлари эса 16 % ни ташкил этади. 1 кг ураннинг бўлиниш жараёнида етарлича вақт ўтгандан сўнг (4 йилга яқин) бу газларнинг ҳажми нормал шароитда 25 м³ ни ташкил қилади.

7.4-§. Занжир реакция. Назария

Ядро бўлинганида ажралиб чиқадиган энергияни ҳисоблаб чиқайлик. Масса сонлари $A \cong 100$ бўлган бўлиниш парчаларида бир нуклонга тўғри келган ўртача боғланиш энергияси $A \geq 235$ бўлган ядролардагига нисбатан тахминан 0,85 МэВ катта. Демак, бўлиниш натижасида ҳар бир нуклонга 0,85 МэВ га тенг бўлган энергия ажралади, яъни ҳар бир ядрога тўғри келадиган бўлиниш энергияси $Q = 235 \cdot 0,85 \approx 200$ МэВ.

Q нинг бу қийматини бошқача йўл билан ҳам топиш мумкин. Ядронинг бўлинишида ажралиб чиқадиган энергияни бўлиниш парчаларининг кинетик энергияси сифатида ажралиб чиқади, деб ҳисоблайлик. Бунга асос қилиб бўлиниш парчалари зарядларининг кулон итарилиш кучлари таъсири олинади. Радиуслари R_1 ва R_2 бўлган парчалар орасидаги масофани $R = R_1 + R_2$ деб белгиласак,

$$U_{\text{Кул}} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} \quad (7.12')$$

ифодага кўра парчаларнинг кулон итарилиши энергиясини ҳисоблаб чиқиш мумкин.

Масалан, (7.12') да $R = r_0 A^{1/3}$ ферми, $r_0 = 1,4$ ферми ва ${}^{238}\text{U}$ симметрик бўлинади, яъни $Z_1 = Z_2 = \frac{92}{2} = 46$ ва

$A_1 = A_2 = \frac{238}{2} = 119$ деб олсак, бўлиниш энергияси Q га тенг бўлган кулон энергияси $U_{\text{кул}} \approx 200$ МэВ эканлиги топилади. Q нинг асосий қисмини парчаларнинг кинетик энергияси ташкил этиб, қолган қисми оний γ -нурлар ва парчаларнинг радиоактив парчаланишидаги β - ва γ -нурлар, бўлиниш нейтронларининг кинетик энергияси ва нейтринонинг энергияси ҳолида ажралиб чиқади. Бўлиниш энергиясининг тахминий баланси қуйидагича:

Бўлиниш парчаларининг кинетик энергияси ...	~ 169 МэВ
Оний γ -квантлар энергияси.....	~ 8 МэВ
Бўлиниш нейтронларининг энергияси	~ 5 МэВ
β - парчаланиш энергияси	~ 9 МэВ
γ - нурланиш энергияси	~ 7 МэВ
Нейтрино энергияси	~ 11 МэВ
Бўлинишнинг бутун энергияси	~ 205 МэВ

Бўлиниш энергиясидан 194 МэВ ни, яъни нейтрино энергиясидан ташқари ҳамма қисмини иссиқликка айлантириш мумкин. Аммо шуни эътиборга олиш зарурки, бўлинишда ажралиб чиққан энергиянинг ҳаммаси — $(194 + 11)$ МэВ уран ядроси массасига тўғри келадиган тўла энергия (Mc^2) нинг фақат 0,1 фоизинигина ташкил этади, холос.

Қатта энергияларни олишда ядро айлапишларидан фойдаланиш мумкинлиги тўғрисидаги фикр радиоактивлик ҳақидаги фан ривожланишининг илк даврларида вужудга келган эди. Лекин бўлиниш реакциясининг очилиши туфайлигина ядро энергиясини ажойиб энергия манбаига айлантириш ишлари кенг тус олди. Кўп энергия олиш учун ядроларнинг узлуксиз парчаланиб туришига эришиш лозим. Бу ишни амалга оширишда уран ядросининг бўлинишидаги ажойиб хусусияти жуда қўл келиб қолди: ядро парчаланганда 2—3 та ортиқча нейтрон ташқарига отилиб чиқадики, улар ураннинг бошқа ядроларини парчалай олади. Бинобарин, бўлиниш жараёнини мана шунга асосланиб ташкил этилгудек бўлса, ядроларнинг ўз-ўзидан узлуксиз бўлиниб туришига эришиш мумкин. Шу зайлда кечадиган жараён *занжир* (ўз-ўзидан ривожланувчи) *реакция* деб юритилади.

Агар ҳар бир ядронинг бўлинишида учта нейтрон вужудга келади, деб фараз килсак, у ҳолда ҳар бир нейтрон ўз навбатида яна учта янги нейтроннинг пайдо бўлишига сабабчи бўлиши мумкин. Бу нейтронларни

биринчи авлодга тегишли деб олсак, улар ${}^3_0\text{H}$ навбатида $3^2=9$ та иккинчи авлодга тегишли нейтронларни вужудга келтиради. Учинчи авлодда эса $3^3=27$ та нейтрон ҳосил бўлади ва ҳ.к. Шундай схема асосида нейтронлар сони кўпайиб боради. Нейтронларнинг кўпайиши билан борадиган бу реакциялар ҳам химиявий занжир реакцияларнинг бориши билан айнан ўхшаш бўлганлигидан, занжир реакция деб аталади. Занжир реакциянинг бошланиши учун оз миқдордаги нейтронлар ҳам етарли бўлади.

Агар нейтронларнинг кўпайиши биз тавсиф этганимиздек амалга ошса, унда битта нейтроннинг эллигинчи авлодига мансуб бўлган нейтронлар сони $3^{50} \approx 10^{25}$ бўлади. Ҳақиқатда эса ҳамма нейтронлар ҳам бўлинишга олиб келавермайди.

Спонтан бўлинишда катта миқдордаги энергия ажралиб чиқади. Бу жараёнлар ғоятда сийрак ва бошқарилмайдиган бўлганлигидан энергия манбаи бўлиб хизмат қила олмайди. Амалий нуқтаи назардан оғир ядроларнинг нейтронлар таъсирида мажбурий бўлиниши беҳад катта кизиқиш уйғотади. Бўлиниш реакцияларининг интенсивлиги нейтронлар энергияси E_n га ва бўлинувчи X ядронинг турига боғлиқ бўлади.

Нейтронларнинг энергиялари 0,025 дан 0,5 эВ гача бўлганлари иссиқлик, 0,5 эВ дан 1 кэВ гача резонанс, энергиялари 1 дан 100 кэВ гача бўлганлари оралик, энергиялари 100 кэВ дан то 14 МэВ гача бўлганлари эса, тез нейтронлар деб аталади. 0,025 эВ энергия ажратилиб кўрсатилишига сабаб у хона температурасидаги kT иссиқлик энергиясига мос келади. Шунингдек, 0,5 эВ энергия ҳам реал ядро қурилмаларидаги температура билан боғланган. Шундай қилиб, иссиқлик нейтронлари атроф-муҳит билан термодинамик мувозанатда бўлади. Резонанс нейтронларининг бундай номланишига сабаб, уларга тегишли энергия соҳасида тўла нейтрон кесимида резонанслар тўсиғи юзага келади.

Бўлиниш жараёни нисбатан тез ўтмайдиган жараёндир, чунки у ядро структурасининг қайта ўзгаришини вужудга келтиради. ${}^A_ZX$ ядронинг нейтрон камраш пайтидан, то бўлиниш пайтигача $\tau \sim 10^{-17}$ с, яъни $\tau_{\text{яд}}$ дан 4—5 тартибга ортиқ вақт ўтади. Шунинг учун ${}^{A+1}_Z X$ таркибий ядронинг пайдо бўлиши ҳақида гапириш мумкин. У айнан асосий ҳолатидан эмас, балки кўзгалган ҳолатидан бўлинади. Бу жараёни тавсифлаш учун

томчи моделини қўллаш мумкин. Бўлиниш $E_{\text{кўзғ}} > E_{\text{акт}}$ шарт бажарилган пайтда юз беради. Демак, берилган ҳолат учун $E_{\text{кўзғ}} = E_{\text{боғл}}(A+1) + E_n$ эканлигини эсласак, ${}^A_ZX$ ядронинг

$$E_n > E_f \equiv E_{\text{акт}} - E_{\text{боғл}}(A+1) \quad (7.13)$$

кинетик энергияли нейтронлар таъсири остида бўлиниш имконининг асосий шартини топамиз; бу ерда бошланғич ${}^A_ZX$ ядродаги эмас, балки таркибий ${}^{A+1}_ZX$ ядродаги нейтроннинг боғланиш энергияси $E_{\text{боғл}}(A+1)$ олинади, E катталик бўлинишнинг эффектив бўсағаси деб аталади, чунки жараён оз эҳтимоллик билан бўсагадан пастда ҳам туннеллаш (спонтан бўлиниш) ҳисобига рўй бериши ҳам мумкин.

Таърифланган қоида нейтронлар таъсирида бўлиниш жараёнларининг айрим қонуниятларини муҳокама қилишга имкон беради. Агар ядро жуда ҳам оғир бўлмаса, Z^2/A қиймат критик қийматдан кўп кичик, у ҳолда ${}^{A+1}_ZX$ ядронинг активлаш энергияси жуда катта ва у ўта тез нейтронлар билан бўлинади. Тахминан $A=210$ дан активлаш энергияси шундай камаядики, пировардида бўлинишни тез нейтронлар юзага келтириши мумкин. Ниҳоят, баъзи бир оғир ядролар учун $E_{\text{акт}} < E_{\text{боғл}}(A+1)$, яъни улар учун бўлинишнинг эффектив бўсағаси E_f манфий бўлади. Бундай ядролар барча энергияли нейтронлар, шу жумладан, иссиқлик нейтронлари билан ҳам бўлинади. Бунга энг аввал ураннинг ${}^{233}_{92}\text{U}$, ${}^{235}_{92}\text{U}$ изотоплари ва плутонийнинг ${}^{239}_{94}\text{Pu}$, ҳамда бошқа трансуран элементларининг баъзи бир изотоплари мансуб.

Нима учун уран-235 ҳаттоки иссиқлик нейтронлари билан ҳам бўлинишини, уран-238 нинг бўлиниши учун эса тез нейтронлар зарур бўлишини аниқлайлик. Бунинг учун ҳақиқатда бўлинишга ядроларнинг ўзи эмас, балки уларга тегишли таркибий ядролари ${}^{236}_{92}\text{U}$ ва ${}^{239}_{92}\text{U}$ дуч келишини ҳисобга олайлик. Уларнинг биринчиси учун Z^2/A озгина катта бўлганлиги сабабли активлаш энергияси бир қанча кичик бўлади. Ҳақиқатда тажрибада тасдиқланган ҳисоблар кўрсатганидек:

$$E_{\text{акт}} = \begin{cases} 6,5 \text{ МэВ } {}^{236}_{92}\text{U} \text{ учун,} \\ 7,1 \text{ МэВ } {}^{239}_{92}\text{U} \text{ учун.} \end{cases}$$

Аммо асосийси бунда эмас. Энг аҳамиятлиси шуки, уран-236 ядроси жуфт-жуфт, уран-239 эса жуфт-тоқдир. Шунинг учун уларнинг солиштирма боғланиш энергияси 1 МэВ тартибидаги микдорга фарк қилади

$$E_{\text{боғл}}(A+1) = \begin{cases} 6,8 \text{ МэВ } {}^{235}_{92}\text{U} \text{ учун,} \\ 5,5 \text{ МэВ } {}^{238}_{92}\text{U} \text{ учун.} \end{cases}$$

Бу қийматни (7.13) га қўйиб, уран-235 ва уран-238 бўлинишининг эффектив бўсағаси учун қуйидаги қийматларни оламиз:

$$E_f = \begin{cases} -0,3 \text{ МэВ } {}^{235}_{92}\text{U} \text{ учун,} \\ 1,6 \text{ МэВ } {}^{238}_{92}\text{U} \text{ учун.} \end{cases}$$

Оғир ядроларнинг иссиқлик нейтронлари таъсирида бўлиниши катта афзалликларга эга. Қўпчилик ҳолларда бўлиниш кесими δ_{nf} кичик. Торий ${}^{232}_{90}\text{Th}$, уран изотоплари ${}^{233}_{92}\text{U}$, ${}^{235}_{92}\text{U}$, ${}^{238}_{92}\text{U}$ ва плутоний ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ бундан мустасно. Бирок, ҳатто уран-238 учун ҳам энергиянинг 2 дан 6 МэВ гача интервалида бўлиниш кесими бор-йўғи 0,5 барнга тенг. Иккинчи томондан иссиқлик нейтронлари таъсиридаги бўлиниш реакциялари экзотермик бўлади, шунинг учун ҳам кичик энергиялар соҳасида уларга $1/v$ қонуни татбиқ этилади.

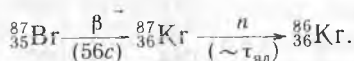
Бўлиниш реакцияси (n, f) билан бўлинишга ҳалақит берувчи ноэластик сочилиш (n, n') эластик сочилиш (n, n) ва радиацион қамраш (n, γ) жараёнлари рақобатлашади. Аммо кичик энергияларда ноэластик сочилиш бўлмай, эластиклик сочилиш эса, деярли бостирилган бўлади. Бу ҳолда иссиқлик нейтронлари учун радиацион қамрашнинг тўлиқ кесимга қўшган улуши бор-йўғи 16 % ни ташкил этади ва тахминан 84 % ҳолларда ${}^{235}_{92}\text{U}$ ядроси ютган нейтронлар бўлинишни вужудга келтиради.

Уран-235 ядросининг бўлинишида ажралиб чиқувчи энергия ($Q_{\text{бўл}} \approx 200 \text{ МэВ}$) нинг 80 % дан ортиғи бўлиниш парчаларининг кинетик энергияси қўринишида чиқади. Ўрта ҳисобда парчалар криптон (${}_{36}\text{Kr}$) ва ксенон (${}_{54}\text{Xe}$) яқинида гуруҳланади ва улардан бири иккинчисидан тахминан 1,5 марта оғирроқдир. Тахминан бир хил парчали бўлиниш сони 1 % дан камроқни ташкил этади. Сифат жиҳатдан бундай асимметрия қобик модели билан тушунтирилади. Ядро учун нейтронлари сони 50 ва 82 «сеҳрли» сонларидан бирига яқин бўлган парчаларга бўлиниши афзалдир.

Нисбатан енгил бўлиниш парчалари ортикча нейтронларга эга. Ортикча нейтронлар ядродан чиқарилади. Бу нейтронлар оний нейтронлар деб аталади, чунки улар бўлиниш пайтида ёки ундан сўнг дарҳол учиб чиқади. Уран-235 бўлинишининг ҳар бир актида ўрта ҳисобда 2—3 нейтрон ҳосил бўлади. Оний нейтронларнинг ўртача кинетик энергияси қарийб 2 МэВ ни ташкил этади ва улар бўлиниш реакцияси энергиясининг 30 % ини олиб кетади.

Оний нейтронлар чиқарганидан кейин парчалар қўзғалган ҳолатларда бўлади. Улар тезда оний γ -квантларни чиқариш билан асосий ҳолатга ўтади. Бўлинишнинг ҳар бир актига ўртача энергияси 1 МэВ тартибда қарийб 8 фотон тўғри келади, уларнинг ҳаммаси олиб кетувчи энергия эса, $Q_{\text{бул}}$ нинг тахминан 3,5 % ини ташкил қилади.

Бўлинишга кечикувчи нейтронларни чиқариш деб аталувчи яна бир ҳодиса ҳамроҳ бўлади. Улар бўлиниш моментидан етарлича кейин — бир минутгача етувчи вақтдан сўнг ҳосил бўлади. Лекин бу умуман нейтрон радиоактивлиги рўй беришини билдирмайди. Кечикувчи нейтронларнинг келиб чиқиши қуйидагичадир. Махсул ядронинг асосий ҳолатига парчанинг β -парчаланиши катъий тақиқланган ва у нейтроннинг ажралиши мумкин бўлган энергияли қўзғалган ҳолатда бўлган ҳол бўлиши мумкин. Бу ядро барқарор ҳолатга энергиясини нейтронлардан бирига бериш ва уни чиқариш билан ўтади, шу билан бирга бу жараён «оний» бўлади. Кечикиш вақти эса, олдин ўтган β -парчаланишга кетади. Мисол тариқасида уран-235 нинг бўлиниш вариантларидан бирида ҳосил бўлувчи радиоактив бромнинг ўзгариш кетма-кетлигини кўрсатиш мумкин:



Нейтрон бўлиниш актидан $\tau \sim 56$ с сўнг чиқарилади. Кечикувчи нейтронлар нейтронлар умумий сонининг тахминан 0,75 % ини ташкил этади, лекин уларнинг мавжудлиги бошқарилувчи ядровий бўлиниш жараёнини амалга ошириш учун муҳимдир. Кечиккан нейтронларнинг пайдо бўлиш вақти парчанинг ярим парчаланиш даврига боғлиқдир. Шу хусусиятига қараб кечикувчи нейтронлар олти гуруҳга бўлинади. Бу гуруҳларнинг кечикиш вақти секунд бўлакларидан тортиб бир неча ўнлаб секундга қадар ўзгаради (7.6-жадвал). Нейтронларнинг ўртача

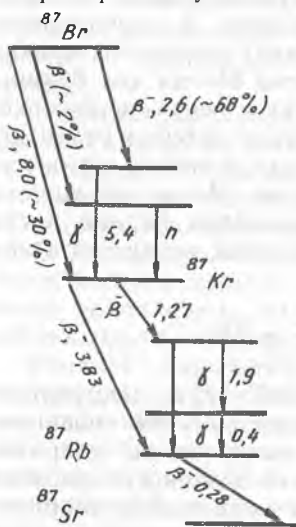
Уран-235 нинг бўлинишидаги кечикувчи нейтронларнинг нисбий чиқиши ва даври

Гуруҳи	Бўлакчанинг ярим парчаланиш даври, с	Нисбий чиқиши	Гуруҳи	Бўлакчанинг ярим парчаланиш даври, с	Нисбий чиқиши
1	$55,6 \pm 0,2$	$0,034 \pm 0,009$	4	$1,52 \pm 0,05$	$0,319 \pm 0,017$
2	$22,0 \pm 0,2$	$0,220 \pm 0,023$	5	$0,43 \pm 0,05$	$0,112 \pm 0,011$
3	$4,51 \pm 0,10$	$0,282 \pm 0,017$	6	$0,05 \pm 0,05$	0,033

кечикиш вакти 12,4 с ни ташкил этади. ^{235}U учун кечикувчи нейтронларнинг умумий бўлиниш нейтронлари сонига нисбати 0,0064 га тенг. Бу катталик кичик бўлишига қарамаздан кечикувчи нейтронлар занжир ядро реакциясини бошқаришда муҳим роль ўйнайди.

Кечикувчи нейтронларнинг чиқиши бўлиниш маҳсуллари-нинг радиоактив хусусиятларига боғлиқ. Масалан, оғир ядроларнинг бўлиниш маҳсуллари бўлмиш ^{84}Br ёки ^{127}I ва

х.к. ўзидан нейтронлар чиқариб ортиқча энергиядан қутулади. Нейтронларни чиқариш интенсивлигининг вақт ўтиши билан камайиши $e^{-\lambda t}$ қонун асосида бўлиб, бу жараённинг даври мос равишда Br ва I нинг β -парчаланишга нисбатан ярим яшаш даврига тенг экан. Парчаланиш схемалари ўхшаш бўлганлигидан, 7.7-расмда ^{87}Br ядросининг схемаси келтирилган. ^{87}Br нинг β -парчаланиши ($T=56\text{с}$) туфайли ^{87}Kr ядроси асосий ва қўзғалган ҳолатларда вужудга келади. Биринчи ҳолда ҳосил бўлган ^{87}Kr ядроси β -парчаланиш натижасида ^{87}Rb , сўнгра барқарор ^{87}Sr ядросига айланади. Иккинчи ҳолда эса қўзғалган ҳолатда ҳосил бўлган ^{87}Kr ядроси ўзидан нейтрон чиқариб асосий ҳолатга



7.7-расм. Бром-87, Криптон-87 ва Рубидий-97 ядроларининг парчаланиш схемалари.

ўтади. $^{87}\text{Kг}$ ядросининг қўзғалган ҳолатидан чиқаётган нейтронлар сони вақт бирлигида $^{87}\text{Вг}$ нинг $^{87}\text{Кг}$ ни қўзғалган ҳолатига β - парчаланиш сонига пропорционал, ўз навбатида бу сон эса парчаланмаган $^{87}\text{Вг}$ ядроларининг миқдорига пропорционал. Шунинг учун нейтрон активликнинг камайиш ярим даври $^{87}\text{Вг}$ ядроларининг ярим яшаш даврига тенг.

Шуни айтиш керакки, ҳар иккала ҳолда ҳам кечикувчи нейтронлар ядро билан кучсиз боғланган бўлади. $^{87}\text{Кг}_{51}$ ядросида нейтронлар сони $51=50+1$, шунингдек $^{137}\text{J} \rightarrow ^{137}\text{Xe}_{83}$ да эса нейтронлар сони $83=82+1$, яъни бу ядролардаги нейтронлар сони ёпиқ нейтрон қобиклардаги нейтронлар сонидан битта ортиқ. Бу сўнгги битта нейтрон ёпиқ қобик ташқарисида бўлганидан, ишқор элементлардаги валент электрон каби ядро билан жуда кучсиз боғланган. Шунинг учун қўзғалган ядро уни ўзидан енгиллик билан чиқариб юборади.

Бўлинувчи изотопларнинг нейтронларни σ_a тўла ютиш кесими σ_f бўлиниш кесими ва σ_γ радиацион тутиб қолиш кесимларидан ташкил топади:

$$\sigma_a = \sigma_f + \sigma_\gamma = \sigma_f(1 + \alpha),$$

бу ерда $\alpha = \sigma_\gamma / \sigma_f$. Бошқача қилиб айтганда, ядроларнинг бўлинишини ютилган нейтронларнинг фақат $\frac{1}{1+\alpha}$ қисмигина юзага келтиради. Демак, бўлинувчи изотопда бир нейтроннинг ютиб қолинишига тўғри келадиган бўлиниш нейтронларининг ўртача сони

$$\eta = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_a}, \quad (7.14)$$

бу ерда ν — ҳар бир бўлинишга тўғри келувчи бўлиниш нейтронларининг ўртача сони. Тажрибаларнинг кўрсатишича, иссиқлик ва тез нейтронлар таъсирида бўлинувчи ҳамма изотоплар учун $\eta > 2$, аммо оралик нейтронлар учун у 1,5 гача камаяди. Шунинг учун оғир ядроларни иссиқ ёки тез нейтронлар таъсирида бўлингани маъқул.

Бўлинувчи изотопларнинг иссиқ нейтронлар таъсирида бўлиниш кесими тез нейтронлардаги бўлиниш кесимиغا нисбатан юз мартача ортиқ. Шу сабабдан, одатда, тез нейтронларни махсус секинлатувчилар ёрдамида иссиқ нейтронларга айлантирилиб, кейин улар ёрдамида бўлинувчи изотопларга таъсир этилади. Иссиқ нейтронлардаги занжир реакциялар таркибида бўлинувчи изотоплар ва

секинлаштирувчи моддалар бўлган кўпайтирувчи система-ларда (атом реакторларида) амалга оширилади. Бўли-нувчи уран изотопи ва секинлаштирувчидан иборат чексиз система учун нейтронларнинг кўпайиш жараёнини кўриб чиқайлик. Биринчи авлод нейтронларининг зичлиги n_1 бўлса, у ҳолда иккинчи авлод нейтронларининг зичлиги $n_2 = f n_1$ бўлади. Бу ердаги f иссиқ нейтронларнинг ишлати-лиш коэффициенти бўлиб, у иссиқ нейтронларнинг қанча қисми уранда ютилишини кўрсатади. Нейтронларнинг маълум бир қисми секинлаштирувчи материалда ютилган-лиги туфайли f ҳар доим бирдан кичик бўлади. $f n_1$ та нейтроннинг ҳар бири ўртача η бўлиниш нейтронларини ҳосил қилганлигидан, тез нейтронларнинг умумий миқдори $f n_1 \eta$ га тенг бўлади. Бу нейтронлар ^{238}U нинг ядролари билан тўқнашиб, бўлинишни вужудга келтиради. Натижа-да тез нейтронларнинг зичлиги $\epsilon \eta f n_1$ га қадар ортади (ϵ — тез нейтронлардаги кўпайиш коэффициенти).

Секинлаштирувчи моддада секинлашувчи нейтронлар-нинг бир қисми ^{238}U нинг резонансларида радиацион камраб қилинишини ҳисобга олсак, кейинги авлод иссиқ нейтронларининг зичлиги тез нейтронлар зичлигидан кичик бўлади:

$$n_2 = \rho \epsilon \eta f n_1. \quad (7.15)$$

Бу ерда ρ коэффициент тез нейтронларнинг қанча қисми иссиқлик энергиясига қадар секинлашганини кўрсатади: чексиз муҳитда иссиқ нейтронларнинг кўпайиш коэффици-енти иссиқ нейтронлар n_1 ва n_2 зичликларининг нисбати каби аниқланади:

$$k_{\infty} = \rho \cdot \epsilon \cdot \eta f. \quad (7.16)$$

Агар $k_{\infty} < 1$ бўлса, нейтронлар зичлиги авлоддан-авлодга камая боради ва натижада реакция сўнади. Занжир реакция $k_{\infty} = 1$ да ўз-ўзини нейтронлар билан таъминлаб туради, $k_{\infty} > 1$ да эса ривожланиш давом этади.

Одатда, реал чекли кўпайтирувчи системанинг коэффи-циенти *эффектив коэффициент* деб аталади ва $k_{\text{эфф}}$ билан белгиланади. Нейтронларнинг бир қисми муҳитдан сизиб чиқиб кетади ва занжир реакцияда қатнашмайди. Демак, иккинчи авлоддаги нейтронлар зичлиги n_2 секинлашиш вақтидаги нейтронларнинг системадан чиқиб кетиши натижасида камаяди, шунинг учун $k_{\text{эфф}} < k_{\infty}$ бўлади. $k_{\text{эфф}}$ ва k_{∞} орасидаги боғланиш қуйидагича:

$$k_{\text{эфф}} = k_{\infty} \cdot p_1 \cdot p_2. \quad (7.17)$$

Бу ерда p_1, p_2 — секинлашиш вақтида тез ва иссиқлик нейтронларнинг системада қолиш эҳтимоллиги. Система ҳажмининг ошиши натижасида p_1 ва p_2 лар 1 га, $k_{\text{эфф}}$ эса k_{∞} га яқинлашади.

7.5- §. Занжир реакцияни амалга ошириш. Ядро реактори

Фараз қилайлик, табиий ураннинг бир жинсли блоки-га, яъни 99,3% $^{238}_{92}\text{U}$ ва 0,7% $^{235}_{92}\text{U}$ изотопларнинг аралашма-сига эгамиз. Қандайдир вақт оралиғида бўлиниш юз бериб муҳитда ўртача кинетик энергияси 2 МэВ га яқин бўл-ган маълум микдорда тез нейтронлар ҳосил бўлсин. Уларнинг тақдири турлича бўлиши мумкин (7.4- §. га қа-ранг).

а) Энергияси $E_n > E_f^{238} \sim 1$ МэВ бўлган тез нейтрон уран-238 ёки уран-235 ядросини бўлиши мумкин. Бу жараён занжир реакциясининг ривожига кўмаклашиши мумкин, лекин унинг эҳтимоллиги катта эмас. Бўлиниш нейтронларининг фақат 60% и нинг энергияси $E_n > E_f^{238}$ лекин бу нейтронларнинг бештасидан биттаси ўзаро тўқнашувлар натижасида энергияси $E_n < E_f^{238}$ гача пасай-гунча бўлинишни амалга оширади. Иккинчи томондан, табиий аралашмада жуда кам бўлганлиги учун уран-235 нинг ядролари бўлиниши жуда суст. Демак, табиий уранда тез нейтронлар ёрдамида занжир реакция юз бериши мумкин эмас.

б) Тез нейтронлар катта эҳтимоллик билан ноэластик (n, n') сочилишга учрайди ва ўз энергиясининг катта қисмини йўқотади, бир нечта тўқнашишдан кейин энергия-си $E < 100$ кэВ бўлган оралиқ нейтронларга айланади. Бу нейтронлар уран-238 нинг ядросини бўла олмайди. Лекин бир оз кичик эҳтимоллик билан уран-235 ядросини бўлиши мумкин. Ураннинг табиий аралашмасида оралиқ ней-тронлар ёрдамида занжир реакцияси юз бериши мумкин эмас.

в) Оралиқ нейтронлар учун катта эҳтимолликка эга бўлган жараён — эластик (n, n') сочилишдир. Бунда у ўз энергиясини кичик порциялар билан йўқотади, чунки $m_n \ll m_x$. Занжир реакциясининг ривожини учун бу жараён нейтралдир, лекин у нейтронларни резонанс соҳага ўтказди.

г) Резонанс соҳа анча кенг, нейтрон уни секин ўтади,

унинг ядролар билан ўзаро таъсир кесими катта. Бунда нейтрон катта эҳтимолли билан кўп сонли уран-238 ядроларининг бири томонидан радиацион (n , γ) камралади. Бу босқич анча фойдали бўлиши мумкин. Аммо занжир реакциясини амалга ошириш нуктаи назаридан жуда хавфлидир. Агар кўшимча чоралар кўрилмаса, унда шу резонанс соҳада нейтронларнинг катта қисми чиқади.

д) Кўрсатилган ҳамма босқичларда аралашмалар, реакция маҳсулотлари ва хоказо ядролари томонидан нейтронларнинг жуда ҳам номакбул камралиши юз беради.

е) Яна битта заррали омил мавжуд — нейтронларнинг уран блоки сиртидан учиб чиқиши. Ядро ёқилғисининг миқдори қанча кам бўлса, бу жараён шунча кўп бўлиши аён: нейтронлар пайдо бўладиган жисм ҳажми унинг нейтронлар учиб чиқадиган сиртига нисбати чизикли ўлчам кабидир.

ж) Ҳамма хавфли босқичлардан ўтган нейтронлар иссиқ энергияга қадар секинлашади ва катта эҳтимоллик билан уран-235 нинг ядроларини бўлади. Лекин табиий уран блокадаги нейтронларнинг бошланғич миқдорида иссиқ нейтронлар жуда ҳам оз бўлганлиги учун занжир реакциясини юзага келтира олмайди.

Оғир ядроларнинг бўлинишидаги занжир реакцияни назорат қилиб туриш мумкин бўлган қурилмалар *ядро реактори* деб аталади. 1942 йилда Чикаго (АҚШ) университетида Э. Ферми бошчилигида занжир реакция асосида ишлайдиган, жаҳонда биринчи бошқариладиган реактор қурилди. Бу реактор орасига табиий уран шарлари ва унинг икки оксиди қўйилган графит блокларидан иборат эди. ^{235}U нинг бўлинишидан ҳосил бўлган тез нейтронлар графитда секинлашиб, янги ядро парчаланишини вужудга келтиради. Бу реакторда ядро парчаланиши иссиқ нейтронлар таъсирида бўлганидан, у иссиқ нейтронли реактор дейилади. Тез орада собиқ СССР да ҳам И. В. Курчатов ва А. И. Алиханов бошчилигида реактор қурилиб ишга туширилди.

Занжир ядро реакцияларининг назариясини 1939 йилда Н. Бор ва Ж. Уиллер (АҚШ) яратган эдилар. Ядро реакторларида ўз-ўзини тутиб турувчи ва ўз-ўзидан ривожланувчи занжир реакциялар фақат $k_{\text{эфф}} \geq 1$ шарт бажарилгандагина рўй беради. Одатда, бўлинувчи материалнинг $k = 1$ даги миқдори *критик* ва $k > 1$ даги миқдори

эса ўта критик микдор дейилади. Иссик нейтронларда ишлайдиган системаларнинг ҳажми анча катта, бўлинувчи модданинг критик микдори жуда кам бўлади. Тез нейтронлардаги занжир реакцияни соф бўлинувчи моддалар ёки бўлинувчи ва оғир моддалардан ташкил топган системаларда амалга ошириш мумкин. Бўлиниш асосан тез энергия соҳасида бўлади, чунки бунда ^{235}U , ^{239}Pu ва ҳоказоларнинг бўлиниш кесими 2 барн дан ортмайди.

Бир неча бор қайд қилинганидек, иссик нейтронлар билан занжир реакцияни амалга ошириш анча осон. Шунинг учун бўлиниш натижасида ҳосил бўлган тез нейтронлар энергиясини камроқ исрофгарчилик билан секинлаштирувчи модда ёрдамида иссиқлик энергиясигача камайтириш керак. Амалда секин нейтронлар билан борадиган занжир реакция табиий ёки ^{235}U изотопига бир оз бойитилган уранда амалга оширилади.

Агар нейтроннинг секинлаштирувчи модда ядроси билан тўқнашишини эластик тўқнашиш деб олсак, у ҳолда бир тўғри чизик бўйлаб содир бўлаётган тўқнашувлар учун энергия ва импульснинг сақланиш қонунлари асосида

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{2}mv_0^2 &= \frac{1}{2}MV^2 + \frac{1}{2}mv^2 \\ mv_0 &= MV + mv \end{aligned} \right\} \quad (7.18)$$

тенгламалар системасини ёзиш мумкин. Бу системани ечиб, нейтроннинг ҳар бир тўқнашувдан кейин

$$\Delta E_{\max} = \frac{4A}{(A+1)^2} E_0 \quad (7.19)$$

максимал энергия йўқотишини топиш мумкин, бу ерда E_0 — нейтроннинг бошланғич энергияси; нейтрон ҳамда секинлаштирувчи модда ядроларининг массалари m ва M мос равишда бирга ва масса сони A га алмаштириб ёзилган.

Нейтрон водород ядроси ($A=1$) билан тўқнашганда ўз энергиясининг ҳаммасини йўқотади, углерод билан тўқнашганда $0,28E_0$ микдорда, уран ядроси билан тўқнашганда эса $0,016 E_0$ микдорда энергия йўқотади. Шундай қилиб, масса сони ортиб бориши билан нейтронларнинг секинлашиши сустлашиб боради.

Нейтронлар марказий тўқнашишдан ташқари, марказий бўлмаган тўқнашишда ҳам қатнашишлари мумкин, бу ҳолда уларнинг энергия йўқотиши камроқ бўлади ($\Delta E <$

$\leq E_{\text{мак}}$). Хар бир тўқнашишга тўғри келадиган ўртача энергия йўқотиш ΔE максимал йўқотишнинг ярмига тенг бўлади. Амалда ўртача энергия йўқотиш ўрнига нейтроннинг бир тўқнашишдаги ўрта логарифмик энергия йўқотиши (секинлаштириш параметри) ишлатилади:

$$\xi = \ln E_0 - \ln E = \ln \left(\frac{E_0}{E} \right). \quad (7.20)$$

ξ нинг бу ифодасидан фойдаланиб, E_0 энергияга эга бўлган нейтрон энергиясини $E_{\text{исс}}$ иссиқлик ҳаракати энергиясигача камайтириш учун ядро билан ўртача неча марта тўқнашиши кераклигини ҳисоблаш мумкин.

Энергия логарифмининг тўла ўзгариши $\ln E_0 - \ln E_{\text{исс}}$ ва бир сочилишдаги энергия логарифмининг ўртача ўзгариши ξ га тенг бўлганлигидан, секинлашишдаги ўртача тўқнашувлар сони

$$x = \frac{\ln \frac{E_0}{E_{\text{исс}}}}{\xi} \quad (7.21)$$

ифода орқали аниқланади.

Секинлаштириш енгил ядроларда эффектив амалга ошади. Бундан ташқари, эффектив секинлаштирадиган ядроларда нейтронларни бўлинишга олиб келмайдиган камраб олиш қобилияти суст бўлиши керак. Буни ҳисобга оладиган бўлсак, энг идеал секинлаштирувчи модда — гелийдир. Энди агар секинлаштирувчи модданинг физик хоссаларини, иктисодий жиҳатдан арзонлигини ҳам ҳисобга оладиган бўлсак, у ҳолда оғир сув, углерод ва бошқа моддалар секинлаштиргич ўрнида ишлатилиши мумкин.

Актив муҳитнинг секинлаштирувчи хоссалари, секинлашиш вақтида нейтроннинг секинлаштирувчи модда ядроси ва ^{238}U ядроси томонидан камраб олинмаслик эҳтимоллиги P ва ниҳоят, ёнилғи ядро томонидан камраб олинмаслик эҳтимоллиги f орқали ифодаланиши мумкин. Қиритилган бу P ва f катталиклар секинлаштирувчи модданинг фақат миқдоригагина эмас, балки унинг актив зонадаги жойлашиш геометриясига ҳам боғлиқ бўлади. Уран ҳамда секинлаштирувчи модданинг бир жинсли аралашмасидан иборат бўлган актив зона *гомоген актив зона*, уран билан секинлаштирувчи модда блокларининг бирин-кетин жойлашган системаси *гетероген актив зона системаси* дейила-

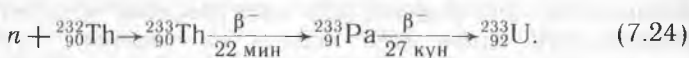
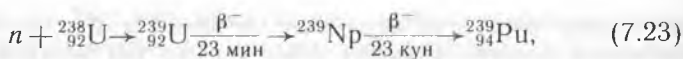
ди. Сифат жиҳатдан гетероген система шу билан фарк қиладики, ундаги урандан учиб чиққан тез нейтронлар секинлаштирувчи моддага энергияси резонанс энергиягача камаймасдан олдин етиб боради ва уларнинг бундан кейинги секинлашиши тоза секинлаштирувчи модда ичида давом этади. Бу, албатта, резонанс камраб олиниш эҳтимоллиги P нинг қийматини оширади: $P_{\text{гет}} > P_{\text{гом}}$. Иккинчи томондан, секинлаштирувчи модда ичида иссиқлик энергиясигача секинлашган нейтрон занжир реакцияда иштирок этиш учун секинлаштирувчи моддадан диффузияланиб, чиқиб кетиши керак. Шунинг учун бу ҳолда $f_{\text{гет}} < f_{\text{гом}}$ бўлади.

Шундай қилиб, иссиқ нейтронлар иштирокида ишлайдиган реакторнинг k_{∞} кўпайиш коэффициентини баҳолаш учун

$$k_{\infty} = \eta \rho f \epsilon \quad (7.22)$$

кўринишдаги тақрибий формуладан фойдаланиш мумкин. (7.22) формуладаги биринчи учта кўпайтувчи тўғрисида юқорида тўхталган эдик. Тўртинчи ϵ кўпайтувчи эса тез нейтронларда кўпайиш коэффициенти дейилади. Бу коэффициент тез нейтронлар секинлашишгунга қадар бўлинишга олиб келиши мумкинлигини ҳисобга олиш учун киритилади. Ўз маъносига асосан ϵ доим бирдан катта бўлади. Иссиқ нейтронлар иштирокида борадиган реакциялар учун унинг қиймати 1,03 атрофида бўлади. Тез нейтронлар иштирокида борадиган бўлиниш реакциялари учун тўртта кўпайтувчидан иборат бўлган (7.22) формула ўринли бўлмайди. η катталик ёнилғининг турига боглиқ бўлганлиги, ϵ эса секин нейтронлар билан амалга ошадиган реакциялар учун 1 га яқин бўлганлигидан, бирор актив муҳитнинг сифати ρf кўпайтма билан аниқланади ва $(\rho f)_{\text{гет}} = 0,823$; $(\rho f)_{\text{гом}} = 0,595$ бўлади. Табiiй уран учун $\eta = 1,34$ эканлигидан $(k_{\infty})_{\text{гет}} > 1$, $(k_{\infty})_{\text{гом}} < 1$. Бу сонлар гетероген муҳитнинг гомоген муҳитга нисбатан афзаллигини кўрсатади.

Ядроларнинг занжир реакция вақтида нейтронларнинг бир қисмини камраб олишлари реакция интенсивлигини сусайтиради, бироқ бу жараён янги қимматли изотопларнинг вужудга келишида муҳим аҳамиятга эгадир. Занжир реакцияга яроксиз бўлган нейтронларнинг уран ($^{238}_{92}\text{U}$) ва торий ($^{232}_{90}\text{Th}$) томонидан камраб олиниши, ўз навбатида қимматли ядро ёнилғиси бўлмиш плутоний $^{239}_{94}\text{Pu}$ ва уран ($^{233}_{92}\text{U}$) изотопларини ҳосил қилади:



Бу икки жараён ядро ёнилғисини қайта ҳосил қилишнинг реал имкониятларини очиб беради. Нейтронларнинг кераксиз исрофгарчилиги бўлмаган идеал шароитда ёнилғи ядроси томонидан нейтронни қамраб олишнинг ҳар бир актида ўртача $\eta - 1$ та нейтрон қайта ёнилғи ишлаб чиқаришга сарфланиши мумкин.

Табиий шароитда учрайдиган ${}^{232}_{90}\text{Th}$ торий изотопи, ураннинг ${}^{238}_{92}\text{U}$ ва ${}^{235}_{92}\text{U}$ изотоплари ёнилғи вазифасини ўташи мумкин. Булардан биринчи икkitаси занжир реакцияда қатнашмасалар-да, улар (7.23) ва (7.24) реакциялар асосида ёнилғи вазифасини ўтайдиган изотопларга айланади.

Сўнмайдиган занжир реакцияни амалга ошириш билан бир қаторда уни бошқариш масаласи ҳам муҳим аҳамиятга эга. Юқорида қайд қилганимиздек, занжир реакцияни бошқаришда кечикувчи нейтронларнинг аҳамияти каттадир. Кечикувчи нейтронларни ҳисобга олиб, кўпайиш коэффицентини $k = k_0 + k_{\text{кеч}}$ (бу ерда k_0 — оний нейтронларнинг кўпайиш коэффицентини) йиғинди кўринишида ёзиш мумкин. Энди кечикувчи нейтронларнинг занжир реакциядаги ҳал қилувчи ролини кўрсатиш учун уларни йўқ, деб фараз қиламиз. У ҳолда занжир реакцияда n та авлоддан сўнг нейтронлар микдори, шу билан бирга реакция тезлиги ва қуввати k_0^n марта ортади, яъни вақтнинг t моментидаги қуввати

$$N = N_0 k_0 \quad (7.25)$$

бўлади, бу ерда N_0 — қувватнинг $t=0$ бўлгандаги қиймати, τ — иссиқ нейтронларда ишлайдиган реакторлар учун 10^{-3} с га тенг бўлиб, бир авлоднинг яшаш вақти.

Қувватни $e=2,718$ марта орттириш учун керак бўладиган вақт занжир реакция даври ёки реактор даври дейилади. Кечикувчи нейтронларни ҳисобга олмаганда иссиқ нейтронлар иштирокида ишлайдиган реакторнинг даври 10 с га яқин бўлади. (7.25) дан қувватни e марта оширганда

$$2,718 = k_0^{10/10^{-3}}; \quad k_0 = 1,0001 \quad (7.26)$$

ҳосил бўлади. Бундан кўриниб турибдики, кечикувчи

нейтронлар бўлмаса ҳамда занжир реакцияда қандайдир сабабларга кўра k_0 нинг қиймати 1 дан катта қийматга, мисол учун 1,005 гача ортиб кетса, қувват қиймати $(1,005)^{1/t}$ га пропорционал равишда шундай катта тезлик билан ошган бўлардики, бунда ҳеч қандай қутқариш чоралари кўриб улгурилмасданок реактор портлаб кетган бўлар эди. Шунинг учун кечикувчи нейтронлари бўлмаган занжир реакцияни бошқаришда k_0 қийматининг вергулдан кейин ўнинчи сонининг ўзгаришини ҳисобга олишга тўғри келади. Бу талабни амалда бажариб бўлмайди. Кечикувчи нейтронлар занжир реакция даврини бир неча тартибга ошириб бошқарилиши мумкин бўлган реакторни қуришда ҳал қилувчи роль ўйнади.

$k=1,001$ бўлганда системанинг «даври» ёки нейтронлар сонининг e марта кўпайиш вақти 80 с ни ташкил этади. Бу вақт занжир реакцияни шошмасдан бошқаришга имкон беради. Шу сабабдан бошқарилувчи ядро реакцияларини олиш учун кечикиб чикувчи нейтронлар вақтини ҳамда нейтронларнинг кўчиш вақтларини катта-лаштиришга ҳаракат қилинади. Соф ёнилги муҳитида, одатда, нейтронлар циклининг вақти $\approx 10^{-8}$ с га тенг, $k=1,1$ бўлганда дастлабки 1 дона нейтрон 6 мкс да 10^{26} та нейтрон ҳосил қилади ёки битта бўлиниш 10^{26} бўлинишни вужудга келтиради. Бу $t=6$ мкс охиридаги бир нейтрон цикли вақтида 40 кг ураннынг бўлинишига тенгдир. Шундай қилиб, занжир реакциянинг тезлиги ниҳоятда катта бўлиб, амалий жиҳатдан энергиянинг бирдан ажралиб чиқиши — портлаш ҳодисасини эслатади.

Шуни ҳам айтиб ўтиш керакки, ядро бўлиниш реакциясининг муҳим характеристикаларидан бири — ҳар бир бўлиниш актидаги бўлиниш нейтронларининг ўртача сони ν дир (7.7-жадвалга к.). Жадвалдан бўлиниш

7.7-жадвал

Бир бўлиниш актига тўғри келувчи бўлиниш нейтронларининг ўртача сони ва критик ўлчамлар

Изотоп	Нейтроннинг энергияси		Критик ўлчам
	$E_n=0,025$ эВ	$E_n=1,8$ МэВ	$R_{кр}$, см
Уран-233	2,52	2,71	6 (16 кг)
Уран-235	2,47	2,74	8,5 (48 кг)
Уран-238	—	2,70	—
Плутоний-239	2,92	3,21	6 (6 кг)

нейтронларининг сони ютилаётган нейтронлар энергиясига боғлиқлиги кўриниб турибди.

Кўпгина мамлакат лабораторияларида бўлинувчи моддалар учун ν ни, радиацион ютилиш кесимининг бўлиниш кесимига нисбати $\frac{\sigma_f}{\sigma_v}$ ни ва бир нейтрон ютилишига тўғри келувчи бўлиниш нейтронларининг ўртача сони η ни аниқ ўлчаш мақсадида кўп тадқиқот ишлари олиб борилмоқда.

Тахминий ҳисоблашларда реакторнинг ишлаш жараёнида йўқолаётган нейтронларнинг улуши уларнинг кўпайтувчи муҳитда бўлиниш юз берган ердан ютилиш жойигача ўтган ўртача йўли L га пропорционал, деб олиш мумкин. У ҳолда R радиусли сферик реактор учун нейтронларнинг кўпайиш коэффицентлари фарқи

$$k_{\infty} - k = \alpha L \quad (7.27)$$

бўлади. Ҳисоблашлар пропорционаллик коэффиценти $\alpha = \frac{\pi^2}{R^2}$ эканлигини кўрсатади. $k=1$ бўлгандаги R нинг киймати критик радиус ($R_{кр}$) деб аталади:

$$R_{кр} = \frac{\pi L}{\sqrt{k-1}} \quad (7.28)$$

(7.28) одатда, иссиқ нейтронли реакторнинг критик ўлчамини тўғри аниқлаш имконини беради. Баъзан реакторлар куб шаклидаги актив зонага эга бўлади. Бундай реакторлар учун критик ўлчам

$$a = \frac{1,7\pi L}{\sqrt{k-1}} \quad (7.29)$$

муносабатдан аниқланади (a — кубнинг томони). (7.28) ва (7.29) даги k — нейтронларни кўпайтирувчи чексиз муҳит коэффиценти. 7.7-жадвалнинг сўнги устунда шар шаклида олинган бўлинувчи модданинг критик ўлчами (радиуси), кавс ичида эса критик массалари келтирилган.

Реакторларда нейтронлар йўқолишини камайтириш учун, одатда, уларнинг актив зоналарини нейтронларни қайтарувчи графит ёки оғир сув қатламлари билан ўралади. Амалда бу қайтаргичлар ёрдамида нейтронларнинг 90 % актив зонага қайтарилади. Шу туфайли критик массалари ва бўлинувчи моддалари камроқ бўлган реактор қуриш имкони туғилади.

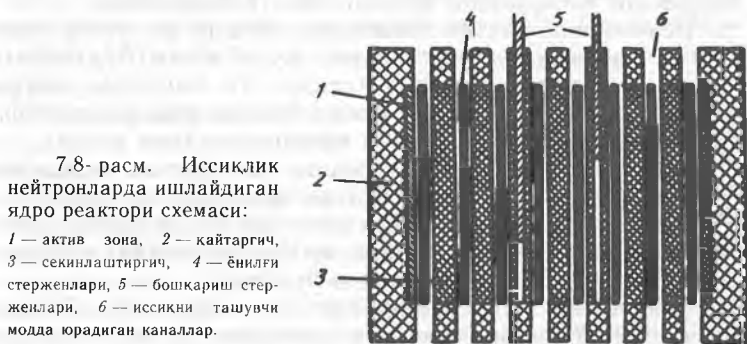
7.6-§. Ядро энергетикаси

Бошқариладиган занжир реакциялар ядро реакторларида амалга оширилади. Занжир реакциянинг хилига қараб, реакторлар секин, ўрта ва тез нейтронларда ишлайдиган реакторларга бўлинади.

Реактор актив зона, иссиқлик ташувчи муҳит, бошқариш системаси, радиацион ҳимоя ва узокдан бошқариш пульти каби асосий қисмлардан иборат бўлади. Реактор ишлаётганда иссиқлик ажралиши, ёнилғи ёниши ва қайта ишлаб чиқарилиши, актив зонанинг бўлиниш маҳсулотлари билан «ифлосланиши» (чунки бўлиниш маҳсулотлари ўта радиоактив бўлиши билан бирга нейтронларни интенсив ютади), конструкцион ва ҳимоя учун ишлатиладиган материалларнинг нейтронлар билан нурланиши ҳамда уларнинг физик-химиявий хоссаларининг ўзгариши каби қатор жараёнлар юз беради.

Реакторнинг асосий қисми реакция амалга ошадиган актив зонадан иборат (7.8- расм). Иссиқлик ва ўрта энергияли нейтронлар билан ишлайдиган реакторнинг актив зонаси секинлаштирувчи модда ва одатда, ёнилғининг бўлинмайдиган $^{238}_{92}\text{U}$ изотопи билан аралашмасидан иборат бўлади. Тез нейтронларда ишлайдиган реакторнинг актив зонасида секинлаштирувчи модда бўлмайди. Гетероген реакторларнинг актив зонаси секинлаштирувчи модда ичига жойлаштирилган ёнилғи таёкчаларидан иборат.

Иссиқ нейтронлар иштирокида ишлайдиган реакторларнинг актив зоналари яхши қайтарувчи модда билан ўралган бўлади. Тез нейтронли реакторларда қайтарувчи модда таркибига ёнилғини қайта ишлаб чиқаришга олиб



келадиган $^{233}_{92}\text{U}$ ёки $^{232}_{90}\text{Th}$ изотоплари кўпроқ микдорда киритилган бўлади.

Атом электр станцияларининг реакторида иссиқлик ташувчи муҳит иссиқликни актив зонадан интенсив равишда олиб кетишдан ташқари, уни электр энергия ишлаб чиқарадиган қурилмага жуда оз исрофгарчилик билан узатиши керак. Иссиқлик узатувчи қисмларининг иссиқлик сифими юқори бўлиши, нейтронларни камроқ ютиши ва суств химиявий активликка эга бўлиши керак. Иссиқлик узатувчи модда сифатида сув, сув буғи, ҳаво, азот, карбонат ангидрид гази, тез нейтронларда ишлайдиган реакторларда эса суюқ натрий ишлатилади. Катта қувват билан ишлайдиган реакторларда 300°C температурадаги ва юқори босим остидаги сув иссиқлик узатувчи модда вазифасини ўтайди.

Занжир реакцияни бошқариш, одатда нейтронларни кучли ютадиган материалдан тайёрланган стерженлар ёрдамида амалга оширилади. Бу стерженлар актив зонага тўла туширилганда реакция тўхтади, уларни қисман ёки тўла чиқариб олинганда эса реакциянинг бориш интенсивлиги ўзгариши, яъни тезлашиши мумкин. Бошқариш стерженлари кадмий, бор ва бошқа материаллардан тайёрланган бўлади. $^{113}_{48}\text{Cd}$ ва $^{10}_{5}\text{B}$ изотоплари учун иссиқ нейтронларни ютиш кесимлари мос равишда $2 \cdot 10^4$ барн ва $4 \cdot 10^3$ барн га тенг.

Тез нейтронлар бошқариш учун ўрнатилган стерженларда суств ютилганликларидан, бундай нейтронларда ишлайдиган кичик ўлчамли (секинлаштирувчи модда бўлмаганидан ҳажм кичик бўлади) реакторларни бошқариш нейтрон қайтаргичлар билан актив зона орасидаги масофани ўзгартириш оркали амалга оширилади.

Реакторнинг актив зонасидан чиқадиган нейтронлар оқими ҳавфсизлик нормасидан жуда катта бўлганлиги ҳамда β - парчаланиш натижасида кўп микдорда юқори энергияли γ - квантларнинг ҳосил бўлиши реактор атрофида ишончли химоя чоралари кўришни тақозо этади.

Маълумки, катта атом сонига эга бўлган моддалар γ - нурланишдан энг яхши химоя воситаси ҳисобланади. Нейтронларни секинлаштирадиган ва кучли ютиш қобилиятига эга бўлган материаллар ўз навбатида, нейтронлардан химоя вазифасини ҳам ўтайди.

Реакторлар лойиҳаланганда k коэффициент бирдан катта бўлиши, яъни реакторларнинг ортиқча реактивликка эга бўлиши кўзда тутилади. Реактивликни баҳолаш учун

$\frac{k-1}{k}$ нисбатдан фойдаланилади: $k=1$ бўлганда ре-

активлик нолга тенг. Ёнилғини қисман ишлаб бўлган ҳолатда ва реакторни захарловчи, яъни нейтронларни актив ютувчи бўлиниш маҳсулотлари тўпланганда ҳам реакторнинг нормал ишлашини таъминлаш учун реактивлик нолдан катта бўлиши зарур. Реактивликнинг нолдан катта бўлиши баъзан нейтронларни кучли ютувчи материалларни реакторда нурлатиш ишларида ҳам керак бўлади. Аммо реактор стационар шароитда ишлаганда доимо реактивлик нолга келтирилади. Реакторларнинг турига қараб уларнинг нормал ишлаб туриши учун реактивлик қиймати 10^{-5} дан 10^{-7} гача аниқлик билан ушлаб турилиши керак.

Реакторлар кўзланган вазифаларига кўра энергетик, экспериментал, илмий-тадқиқот реакторлари ҳамда янги бўлинадиган элементлар ва радиоактив изотоплар ишлаб чиқарадиган реакторларга бўлинади. Ҳар қандай реактор: а) ёнилғининг турига; б) секинлаштирувчи моддасига; в) актив зонасининг тузилишига; г) иссиқлик узатгичга; д) бажарадиган вазифасига; е) ишлаш режимига; ж) конструкцион хусусиятларига қараб характерланади.

Энергетик реакторлар асосан сув-сувли, газ-графитли ҳамда сув-графитли (бу ерда биринчи сўз иссиқлик узаткични, иккинчиси эса секинлаштирувчи моддани англатади) реакторларга ажратилади. Обнинск шаҳридаги биринчи атом электростанцияси (АЭС) нинг реактори сув-графитли реактордир.

Ўзбекистон Фанлар академиясининг сув-сувли ВВР-С-М атом реактори илмий тадқиқот ва ядро физикасининг ютуқларини халқ хўжалигида тадбиқ қилиш мақсадларида Улугбек шаҳарчасида 1959 йилдан бери 2 000 дан 10 000 кВт — гача (иссиқлик) қувватида ишлаб турибди.

Реакторларнинг иқтисодий тежамлилигини ва эффективлигини тадқиқ қилиш учун қуввати унча катта бўлмаган экспериментал реакторлар қурилади. Илмий-тадқиқот реакторлари нейтронларнинг ядролар билан таъсирланишини ўрганиш ва нейтронлар таъсирида турли кристаллларнинг ва органик бирикмаларнинг ҳар хил физик ва химик хоссаларига таъсирини ўрганиш учун ишлатилади. Шунинг учун бу реакторларнинг муҳим хусусияти катта $10^{12} \div 10^{14}$ нейтрон /см²·с нейтронлар оқимини ҳосил

қилиб беришдир. Бундай илмий-тадқиқот реакторларининг актив зонасидан нейтронлар дастасини ташқарига чиқариш учун бир нечта қўшимча горизонтал каналлари бўлади.

Интенсивлиги яна ҳам юқори бўлган нейтронлар оқимини ҳосил қилиш учун қиска даврли (импульсли) режимда ишлайдиган реакторлардан фойдаланилади. Мисол учун импульсли графит реакторда (ИГР), импульсининг катта қийматидаги қувват 10^5 МВт га, нейтронлар оқими эса 10^{18} нейтрон / $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ га етади. Импульснинг давом этиш вақти 0,1 секундга тенг.

Барча реакторлар ичида ёнилғини қайта ишлайдиган реакторлар (бридер реакторлар) муҳим аҳамиятга эга. Бу реакторларда электр энергия ишлаб чиқариш билан бир каторда реакция ҳисобига интенсив ёнилғи ишлаб чиқариш жараёни амалга ошади. Ёнилғи ишлаб чиқариш коэффицентини

$$k_1 = \frac{C}{f_e + C_e}$$

формула асосида баҳолайдиган бўлсак (бу ерда C_e ва C — мос равишда $^{235}_{92}\text{U}$ ва $^{238}_{92}\text{U}$ ядроларида нейтронларни радиацион қамраб олиш сонлари, f_e — ёнилғида рўй берадиган бўлинишлар сони), у ҳолда оддий реакторлар учун бу коэффицент қиймати $0,6 \div 0,8$ ораликда бўлади. Тез нейтронлар иштирокида $^{238}_{92}\text{U}$ изотопида k_1 коэффицентнинг қийматини бирдан катта бўлишини таъминлаш мумкин. Шунинг учун кенг қўламда ёнилғи ишлаб чиқариш ядро энергетикасининг асосини тез нейтронлар иштирокида ишлайдиган реакторлар ташкил этади. Бирок тез нейтронлар иштирокида ишлайдиган реакторларнинг солиштирма қуввати оддий реакторлар қувватига қараганда тахминан 5 марта паст бўлади. Ҳозир ёнилғи ишлаб чиқарадиган реакторларда ёнилғи микдорининг икки марта ортиши учун тахминан 10 йилча вақт кераклиги маълум.

Атом энергиясидан фойдаланиш Бутун дунё агентлигининг хабар беришича, 1985 йилнинг охирида дунёнинг 26 та мамлакатаида атом электростанцияларида умумий қуввати 248577 МВт бўлган 374 реактор ишлаб турган. Шулардан умумий қуввати 77851 МВт бўлган 93 реакторли АҚШ биринчи ўринда, қолганлари эса, Франция (37533 МВт), собиқ СССР (26803 МВт), Япония (23665 МВт), ГФР (16429 МВт) ва Англия (10120 МВт).

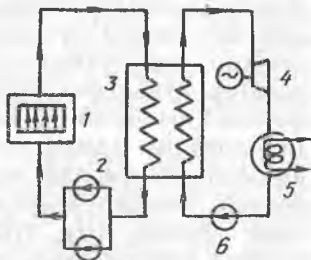
1975 йилдан бошлаб дунёда атом электростанцияларида ишлаб чиқарилган электроэнергия умумий ишлаб чиқарилган электроэнергиянинг 5,3 фоизини, 1985 йилда эса 15 фоизини ташкил қилди. Японияда эса, атом электростанцияларида ишлаб чиқарилган энергия 1975 й. да умумий электр энергиянинг 6,1 % ини ташкил қилган бўлса, ҳозирда бу рақам 26 % гача ортди. Умуман сўнгги 10 йил ичида дунёда атом электростанциялар қурилишига катта эътибор берилмоқда. Шу кунларда дунёда яна 224 реактор қурилмоқда. Ҳиндистон ҳукумати халқнинг турмуш даражасини кўтариш учун атом энергиясини ишлаб чиқаришни камида 10 маротаба орттириш зарурлигини айтди. АҚШ олимларининг айтишича, АҚШ халқини ҳозирги кундаги турмуш даражасини сақлаб қолишни атом энергиясисиз тасаввур қилиб бўлмайди. Физик олимларнинг уқтиришича, пировардида, киши саломатлиги учун атом энергиясининг таъсири жуда кам. Газ, нефть ва кўмир ёқиб энергия олинганида кислотали ёмғирлар ёғиши, кишининг нафас олиш органларини касалланиши ва умуман ҳавони температурасини кўтарилиб «иссиқлик эффектини» вужудга келиши мумкин.

Шу билан бирга термоядро реактори ичидаги ноёб шароит — юқори ҳарорат ва кучли нейтрон нурланишни вужудга келтирадиган бошқа шароитда содир бўлмайди. Бундан, албатта, фойдаланиб қолиш керак. Масалан, юқори температура ёрдамида термоядро реакторини биринчи девори ёнида сувнинг термик парчалаш орқали водород ишлаб чиқариш мумкин. Олинган водородни кейин бензин ўрнига ёқилғи сифатида ишлатиш мумкин.

АЭС даги иссиқлик энергиясини электр энергияга айлантиришнинг иккита контурдан иборат бўлган принципал схемаси 7.9- расмда келтирилган. Биринчи АЭС нинг ишлаш жараёнини кузатишлар атом энергиясидан электр энергия олишда фойдаланиш мумкинлигини кўрсатибгина

7. 9- расм. АЭС да иссиқлик энергиясининг электр энергиясига айланиш схема-си:

1 — ядро реактори, 2 — буғ қозони, электр ишлаб чиқарувчи, 3 — турбогенератор, 4 — конденсатор, 5 — насос, 6 — циркуляция насослари.



қолмай, шу билан бирга кейинчалик катта қувватли АЭС ларни қуришда база бўлиб хизмат қилди. Тўпланган тажриба натижалари атом энергиясининг келажаги учун секинлаштирувчи ва иссиқлик узатувчи моддаси оддий сувдан иборат бўлган корпусли реакторлар ва уран-графит типидagi реакторлар мақсадга мувофиқ деб топилди.

Ҳозирги вақтда АЭС ларни қуриш харажатлари бошқа электр станцияларни қуриш харажатларига қараганда юқори бўлса-да, лекин уларни эксплуатация қилиш харажатлари (ёнилғи қийматини қўшиб олганда) бошқа электр станцияларникига қараганда камдир. Таққослаш учун 7.8- жадвалда учта катта электростанциядаги электр энергиянинг таннархларини келтирамиз. (1980 йил нархларида.)

7.8- ж а д в а л

	Ёнилғи	Қувват, МВт	Қиймати, тийин/кВ·т соат
Нововоронеждаги АЭС	бойитилган уран	2455	0,641
Кривой Рокдаги ГРЭС №2	донбасс кўмири	3000	0,895
Канаководаги ГРЭС	мазут, газ	2400	0,712

Ҳозирги кунда ядро энергетикасини интенсив ривожлантирмай туриб, энергия ишлаб чиқариш даражасини бир хил ушлаб бўлмаслиги аён дир. Атом энергетикаси барча ривожланган мамлакатларда асосий энергетика манбаига айланиб бориши кўзда тутилмоқда.

7.7- §. Хавфсиз реактор

Реакторларда занжир реакциясини бошқариш 7.6-§ да кўрганимиздек, нейтронларни кучли ютувчи материаллардан тайёрланган, одатда, кадмийдан ясалган стерженлар ёрдамида амалга оширилади. Стерженларни юқори қўтариб ёки пастга тушириб критик ҳолатга мос равишда занжир реакцияни кучайтириб ёки сусайтириб, яъни реактор қувватини бошқариб туриш мумкин. Аммо бир фалокат юз бериб (Чернобил АЭС авариясини эсланг), актив зонадан ҳамма бошқарувчи стерженлар, масалан, автомат системалар нотўғри ишлаши туфайли чиқариб олинса, занжир реакция ўз-ўзидан кучайиб фалокатга олиб келади. Шу нуктаи назардан ҳозирги замонда мавжуд реакторларни мутлоқ хавфсиз деб бўлмайд и.

Иссиқлик ва тез нейтронли реакторлар ҳақида тўхталиб ўтайлик. Иссиқлик нейтронли реакторларда секинлаткич кўп. Ундаги нейтронлар спектри мувозанатланган максвелл спектрига яқин ва температураси атроф-муҳитникига тенг. Тез нейтронли реакторда эса, аксинча, нейтронларнинг секинланишига йўл қўймасликка интилинади, шунинг учун уларнинг спектри бўлиниш нейтронлари спектрига яқин — уларнинг энергияси бўлинишда ҳосил бўладиганларникидек катта. Секинлаткичнинг йўқлиги энг арзон иссиқлик ташувчи бўлган сувдан фойдаланишни инкор қилади (уларда сув ўрнида суюқ металлار ишлатилади). Шу сабабли конструкция жиҳатдан тез реакторлар иссиқ нейтронли реакторга қараганда анча мураккаб ва капитал харажатлар ҳам юқоридир. Лекин уларнинг улкан афзалликлари бор, уларда бўлинишга мойил бўлган атомларнинг (уран ва плутонийнинг тоқ изотоплари) йўқолиши билан бирга уларнинг айримлари қайтадан масалан, $^{238}\text{U} + n$ реакцияси натижасида ^{239}Pu ҳосил бўлади (регенерация). Реакторларнинг бу хусусияти K -қайта ишлаб чиқариш коэффициенти билан характерланади. Бу коэффициент ҳосил бўлаётган бўлинишга қодир атомлар сонининг йўқоладиганлари (сонига) нисбатига тенг ва у қайта ишлаб чиқариш коэффициенти деб аталади. Иссиқлик нейтронли реакторлар учун K -ҳар доим 1 дан кичик, уларда иссиқлик нейтронлар таъсири остида асосан ^{235}U нинг куйиши — ёниши юз беради. Тез нейтронли реакторда K -бирдан катта ва арзон, табиатда кенг тарқалган ^{238}U ёнишга жалб қилинади. Бундай реактор бир вақтнинг ўзида реактор-кўпайтиргич ҳам бўлади. У иссиқлик ва тез реакторларни бўлинувчи модда билан таъминлаш қобилиятига эга.

Тез нейтронли реактор икки зонага бўлинган: занжир реакцияси ва берадиган марказий (актив) ва ^{238}U дан иборат, плутоний тўпланадиган марказдан узоқ зоналар. Ёпиқ циклда маълум вақт ўтиши билан реактордан бўлинувчи материал олиниб қайта ишлаш учун кимё комбинатларига юборилади. Улардан ажратиб олинган плутоний ва уран яна реакторларнинг актив зоналарига қайтарилади.

Агар реакторларнинг иккита зонасини битта билан алмаштирсак (уларни шундай пропорцияда аралаштирсакки, унда критик ҳолат ва ёқилғи тўплаш қобилияти таъминланган бўлса), нейтрон реакциясининг икки функ-

цияси — ёниш ва регенерация фазовий ўзаро мослашган бўлади.

Аралаштиришнинг манфий томони — ёкилғининг критик массаси $M_{кр}$ уран-235 ёки плутоний-239 изотопи уран-238 изотопи билан қанча кўп аралаштирилса, шунчалик кўп марта ошади (7.9-жадвал).

7.9- ж а д в а л

Уран-238 билан плутоний-239 аралашмаси критик массаси $M_{кр}$ нинг плутоний-239 нинг концентрациясига боғлиқлиги.

^{239}Pu , %	100	50	25	10	7,5	6	5	4,8
$M_{кр}$, кг	11	34	120	800	2000	5500	30000	∞
^{239}Pu , кг	11	17	30	80	150	330	1500	∞

Бу ерда шуни эътиборга олиш лозимки, критик масса ^{239}Pu концентрациясига оддий тескари пропорционаллик қонунига кўра боғлиқ эмас; масалан, концентрацияни 100 дан 50 фоизгача камайтирилганда, критик масса 3 мартадан кўпга ортади. Бундан ташқари, критик масса бўсаға қийматга эга, унда $M_{кр}$ чексиз ортиб кетади. Бу эса бўлинувчи модда микдорига эмас, балки унинг ядролари орасидаги масофага боғлиқлигидандир.

Шундай бўлишига қарамасдан аралаштиришнинг кўрсатилган камчиликлари унчалик аҳамиятга эга эмас. Чунки қуввати 1 ГВт (эл) бўлган АЭС блокада ёкилғининг йил давомида ёнадиган бўлинувчи қисмининг микдори 1 т га яқин. Реакторда унинг бошланғич умумий микдори эса, бир неча тоннани ташкил этади.

Энди қандай шароитларда реактор ёниш эмас, тўплаш режимида ишлаши мумкинлигини аниқлайлик. Реакторда плутоний бир вақтнинг ўзида ҳам пайдо бўлади, ҳам йўқолади. «Туғилиш» сони плутоний концентрациясига боғлиқ эмас, лекин «ўлишлар» сони эса, унга тўғри пропорционалдир. Бу плутоний концентрациясининг мувоzanатга ($\bar{p}$) интилишига олиб келади. Плутонийнинг бошланғич p_0 концентрацияси қанча (p дан катта ёки кичик) бўлишидан қатъи назар вақт ўтиши билан у $\bar{p}$ га интилади. Агар $p_0 > \bar{p}$ бўлса, плутоний ёниб, камаяди, $p_0 < \bar{p}$ ҳолда у йиғилади. Шу билан бирга, ^{238}U атомлари томонидан нейтронларнинг қамралиши туфайли уран ва плутоний аралашмасида критик ҳолатга эришиладиган плутонийнинг қандайдир минимал $p_{кр}$ концентрацияси

мавжуд. Яъни, реакторда стационар режим мавжуд бўлиши мумкин. Критик ρ_k концентрация ρ га қараганда бошқа физик доимийлар орқали аниқланади. Шу сабабли, ρ_k амалда ρ дан катта бўлиши ҳам, кичик бўлиши ҳам мумкин. Бу муносабат нейтронлар спектрига, яъни реакторнинг хилига боғлиқ: иссиқлик реакторлар учун $\rho_k > \rho$ тез реактор учун $\rho_k < \rho$. Бошқача айтганда, ёқилғи тўпланадиган реактор куриш мумкин.

Юқорида келтирилган K - қайта ишлаб чиқариш коэффиценти ρ_k ва ρ доимийлари орқали ифодаланиши мумкин:

$$K = \frac{\bar{\rho}}{\rho_k} (1 - \rho_k). \quad (7.30)$$

Бундан кўриниб турибдики, $K > 1$ бўлган реактор учун $\rho_k < \rho$, яъни у ёниш эмас, тўплаш режимида ишлаши мумкин.

Реакторда $\rho \rightarrow \bar{\rho}$, лекин ρ_k дан катта бўла олмаслиги сабабли, критик ҳолат автоматик равишда сақланиб турилади. Бошқача айтганда, энг камида ёниш режимида ишлайдиган реакторларни бошқарувчи стерженлар ёрдамида мослаш талаб қилинмайди. Демак, бундай реактор ядровий портлашга нисбатан хавфсиз бўлади. Бундай реакторда ёқилғининг эффектив (50—70 %) ёнишига эришиш мумкин. Занжир реакцияси тўхташи учун ρ концентрация ^{238}U нинг микдорига пропорционал бўлганлигидан $\rho < \rho_k$ бўлиши кифоя. Агар бошланғич шароитда $\rho/\rho_k = 2$ бўлган бўлса, у ҳолда ураннынг фақат ярми ёниб бўлади.

Эффектив ёниш ёқилғи етишмаслиги билан боғлиқ бўлган муаммони сусайтиради ва бошланғич пайтларда ёқилғини регенерация қилишдан воз кечишга имкон беради.

Критик ҳолатни автоматик равишда сақлаб туриш мумкинлиги ноёб, ҳатто афсонавий лойиҳалар тузишга шароит яратади. Уран оғир металл бўлганлиги учун Ер сиртидаги жинсларнинг солиштирма оғирлигидан катта солиштирма оғирликка эга бўлган реакторни тасаввур қилиш қийин эмас. Бунда ўз ҳолига қўйилган реактор муҳит жинсларининг эриш температурасидан катта температура бера олса, у ерга чўка бошлайди. Бундай реакторнинг ўлчами ва шаклини ўзгартириб, Ерга кўмилишининг қониқарли тезлигига эришиш мумкин (тахминан бир йилда бир километр). Бу ҳолда чўкиш жойи атрофида

қизиган тупрокнинг катта ҳажми ($\sim 0,1 \text{ км}^3$) ҳосил бўлади. Бу жойдан, худди геотермаль станциялардагидек иссиқлик олиш мумкин. Мухими шундаки, Ер жинслари реактор нейтронлари таъсирида суст активлашади. Ҳосил бўлган радиоактив изотоплар эса қисқа ярим парчаланиш даврига эга. Эҳтимол, бу йўлда атом энергетикасининг асосий муаммоларидан бири — радиоактив чиқиндиларни кўмиш муаммосини ечиш имкони топилар.

7.8- §. Бошқариладиган термоядро синтези (БТС)

Экзотермик реакцияларда энергиянинг кўп миқдорда ажралиб чиқиши бу реакциялардан кенг масштаби энергетикада фойдаланиш мумкин эмасмикан, деган фикр туғдиради. Ҳақиқатан ҳам, химиявий реакцияларда энергия ажралиб чиқиш бир неча электрон-вольтни ташкил қилса, ядро реакцияларида миллионлаб электрон-вольтни ташкил қилади. Лекин ядронинг бўлинишига асосланган энергетикада бундай реакциялардан амалда фойдаланиш анча мушкул эканлигини кўрдик.

Энергетикада экзотермик реакциялардан фойдаланиш учун реакцияга кирувчи материаллар етарли даражада кўп, олиниши эса унча қийин бўлмаслиги ва танланган реакция хили кенг кўламда осон кечиши зарур. Бу шартларни амалда бажариш анча мураккаб. Материал топилса ҳам реакциянинг осон ўтишига ядроларнинг кулон тўсиғи халакит беради. Шунинг учун бу мақсадларда энг енгил ядролардан фойдаланишга тўғри келади. Нейтрал зарралар эса табиатда эркин ҳолда учрамайди. Масалан, нейтронлар ядроларнинг таркибига кирганлигидан, уларни олган жойнинг ўзида ишлатиш керак.

Енгил ядроларнинг қўшилиб синтез реакциясини юзага келтириши учун маълум шароит яратиш керак. Маълумки, зарядлари мусбат бўлган икки атом ядросини бир-бирига яқинлаштириш учун улар орасидаги кулон итарилиш кучини енгил лозим. Зарядлари $+Z_1e$ ва $+Z_2e$ бўлган икки ядро орасидаги кулон тўсиғининг баландлиги

$$U_{\text{кул}} = \frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{R_{1,2}}$$
 га тенг бўлади ($R_{1,2}$ — ядролар орасидаги масофа).

Шундай қилиб, синтез реакцияларда етарлича катта кинетик энергияга эга бўлган ядроларгина иштирок этиши мумкин. Бундай ядроларни (реагентларни) жуда юқори

температурагача қиздириш ҳисобига олиш мумкин. Агар керакли температура синтез реакцияси жараёнида ҳосил бўладиган бўлса, у ҳолда реакция ўз-ўзини таъминлайдиган бўлади. Умуман олганда, кучли қиздириш ҳозирча маълум бўлган ягона услубдир. Шунинг учун бу усул билан ҳосил қилинадиган синтез реакцияларини одатда термоядро реакциялари деб аталади.

Эслайлик, $kT=1$ эВ иссиқлик энергияси $T \approx 10^4$ К температурага мос келади. Шунинг учун Кулон баръери $M_{\text{кул}}=0,1$ МэВ бўлганда термоядро реакцияси юз бериши учун $T \sim 10^9$ К температурагача қиздириш лозим. Бу эса Куёш ичкарисидаги температурадан тахминан 50 марта каттадир. Демак, синтез реакциясининг иссиқлик услубига йўл йўқ деб ўйлаш мумкин. Лекин бунда вазиятни бутунлай ўзгартирадиган иккита муҳим омилни ҳисобга оламдик. Биринчидан, зарраларнинг энергия бўйича тақсмоти Максвелл қонунига бўйсунади, яъни берилган температурада ядроларнинг маълум қисми ўртача энергиядан каттарок энергияга эга бўлади. Бундан ташқари, энергиялари $E < U_{\text{кул}}$ бўлган ядролар ҳам туннель эффекти ҳисобига Кулон баръеридан ўтиб реакцияга киришиши мумкин. Қўрсатилган сабабларга кўра табиатда термоядро реакциялари интенсив юз беради ва Куёш ҳамда бошқа юлдузларнинг энергия манбаи бўлади.

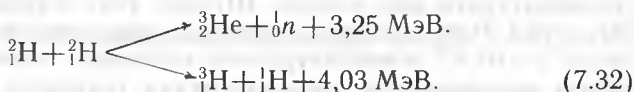
Синтез реакциясида қатнашадиган ядролар катта кинетик энергияга эга бўлиши керак. Демак, бу ерда енгил ядроларнинг интенсив дасталарини ҳосил қиладиган кучли токли тезлатгичлар ёрдам бериши мумкин деб ўйлаш мумкин. Аммо тезлатиш учун сарф бўлган энергия синтез натижасида ажралиб чиқадиган энергиядан катта. Бундан ташқари, синтез реакцияларининг кесими ионизация кесимидан 8—10 тартибга кичик. Шунинг учун тезлатилган енгил ядроларнинг энг кўп қисми, синтез реакциясини бажармасдан, нишон атомларини қўзғатиш ва ионлашга сарфлайди.

Демак, ҳозирча термоядро реакциясини олиш учун фақат реагентларни интенсив қиздиришга умид боғлаш мумкин. Бунинг учун ўн ва юз миллион градусли температура лозим. Бундан юкори температураларда модда фақат тула ионлашган плазма шаклида мавжуд бўлади. БТС муаммоси плазма физикаси муаммолари билан чамбарчас боғланган. Ҳозирги вақтда, БТС жуда мураккаблиги сабабли, ҳамма умид ягона реакция — дейтерий — тритий реакциясига боғланган:

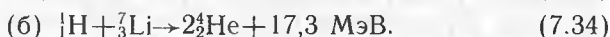


Буни нисбатан паст кулон барьерлари ва нисбатан паст энергияда катта кесим характерлайди. Бу реакциянинг энергия чиқариши $q = Q/A \approx 3,5$ МэВ одатдаги оғир ядроларнинг бўлинишидаги $q \sim 1$ МэВ дан анча катта.

Келажакда дейтерий — дейтерий реакцияси асосида БТС ни ўзлаштириш мўлжалланган:

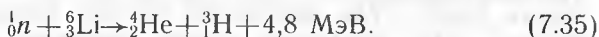


Уларнинг кўрсаткичлари дейтерий — тритий реакциясининг нисбатан анча ёмон, лекин устунлиги шундан иборатки, уларда фақат дейтронлар иштирок этади. Дейтерийнинг Ердаги запаси амалда туганмасдир, чунки у океан сувидаги ҳамма водороднинг 0,015 % ни ташкил қилади. Яқин келажакда, эҳтимол, термоядро бўлиниш реакцияларидан фойдаланилади.



Ёқилғи табиий, кенг тарқалган: α -зарралар анча оғир ва ўз энергияларини тез узатади, ҳеч қандай радиоактив чиқинди ва ўтувчи нурланиш (нейтронлар оқими кўринишида) ҳосил бўлмайди. Бундай реакцияларни амалга ошириш йўлидаги асосий тўсиқ — температура ва бошқа параметрларнинг ўта юқори қийматидир.

Қуйида (7.31) термоядро реакцияси ҳақида сўз юритилади. Унда иштирок этадиган қимматбаҳо тритийни регенирация қилиш мумкин. Бунинг учун литий бланкетни ишлатилади. Гап шундаки, синтез жараёнида энергияси $E_n \approx 14$ МэВ бўлган тез нейтронлар ҳосил бўлади. Уларни молибденда юз берадиган (n , $2n$) реакцияси орқали кўпайтириш мумкин. Агар бу нейтронлар сустлаштирилса, улар ${}^6_3\text{Li}$ изотопи томонидан ютилади. Натижада тритий ҳосил бўлиб, бир оз қўшимча энергия ҳам ажралиб чиқади:



Агар литий-6 ўрнига асоси ${}^7_3\text{Li}$ изотопи қўлланилса нейтронларни суслантирмаса ҳам бўлади. Бу изотоп ядроларида эндотермик реакция юз беради:

$${}_0^1n + {}_3^7\text{Li} \rightarrow {}_2^4\text{He} + {}_1^3\text{H} + {}_0^1n - 2,5 \text{ МэВ}. \quad (7.36)$$

Энергетик жиҳатдан бу реакция фойдали эмас, лекин унда тритий ҳосил бўлиши нейтронлар йўқотилмасдан юз беради.

7.9- §. Термоядро реакцияларини амалга ошириш

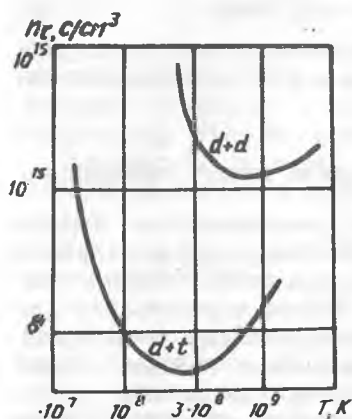
Шундай қилиб, термоядро реакцияларини амалга оширишнинг бирдан-бир йўли реакцияга кирувчи ядролар аралашмасини бир неча юз миллион *градус* температура-ларгача қиздиришдир. Бундан юқори ҳароратларда ҳар қандай модда ҳам тўла ионлашган плазма ҳолига ўтади. Бу юқори температурали плазма қанча узоқ яшаса, ундан термоядро энергиясини олиш шунча осонлашади.

Барқарор термоядро реакциялари мавжуд бўлиши учун плазманинг параметрлари қандай қийматларга эга бўлишини баҳолаб кўрайлик. Температураси T , концентрациялари бир хил $— \frac{n}{2}$ бўлган дейтерий ва тритий ара-

лашмасидан иборат плазма ишчи ҳажмда τ вақт ушлаб турилсин. Албатта, термоядро реакциялари рўй бераётганда ажралиб чиқадиган энергия миқдори ёнилғи аралашмасини қиздириш ва бошқа исрофгарчиликларга сарф бўлаётган энергия миқдоридан ортиқ бўлиши учун плазманинг зичлиги ҳам юқори бўлиши шарт. Юқори температура ва зичлик таъминланса, плазмани ишчи ҳажмда тутиб туриш вақти τ ҳам етарлича катта бўлиши талаб қилинади. Бу шартларни ҳисобга олганда барқарор плазманинг ҳосил бўлиши учун $n\tau$ ва T катталиклари орасида шундай муносабат борлиги аниқланди:

$$n \cdot \tau f(T). \quad (7.37)$$

Бу ерда $f(T)$ — плазмадаги иссиқлик алмашиш жараёнларининг интенсивлигига боғлиқ функция. Бу жараёнларнинг ўтиши ҳақида қилинган оптимал тахминлар асосида $n\tau$ ва $f(T)$ функция орасидаги боғланиш $d + \tau$ ва $d + d$ аралашмаларидан ҳосил қилинган плазма учун 7.10- расмдаги кўринишга эга эканлиги аниқланди. Ҳал қилувчи $n\tau$ кўпайтма *плазмани ушлаб туриш параметри* деб аталади. Барқарор термоядро реакциялари юқори температурали плазмада $n\tau \geq f(T)$ шарт бажарилгандагина рўй беради. Ушлаб туриш параметри $(n \cdot \tau)$ нинг эгри чизиклари температурага боғлиқ ҳолда нисбатан осонлик билан



7. 10- расм. Дейтерий — три-тий ва дейтерий — дейтерий термо-ядро реакциялари учун ушлаб туриш параметрининг температу-рага боғлиқлиги.

ўтказилиши мумкин бўлган барқарор термоядро реак-цияларини амалга ошириш шартларини аниқлашга им-кон беради. Масалан, $d + t$ реакцияси амалга ошиши учун 7.10- расмдан кўриниб турибдики, қуйидаги мини-мал шарт бажарилиши ке-рак:

$$\left. \begin{aligned} n\tau &= 10^{14} \text{ с/см}^3, \\ T &= 2 \cdot 10^8 \text{ К} (\approx 17 \text{ кэВ}). \end{aligned} \right\} \quad (7.38)$$

Бундай шартлар инглиз оли-ми Ж. Д. Лоусон номи билан юритилади. Дейтерий+дей-терий ва дейтерий+гелий-3 реакциялари учун Лоусон шартлари мос равишда қуйидагича:

$$d + d = \left\{ \begin{aligned} n \cdot \tau &= 10^{16} \text{ с} \cdot \text{см}^{-3}, \\ T &= 10^9 \text{ К} (\approx 100 \text{ кэВ}). \end{aligned} \right\} \quad (7.39)$$

$$d + {}^3\text{He} = \left\{ \begin{aligned} n \cdot \tau &= 10^{15} \cdot \text{с} \cdot \text{см}^{-3}, \\ T &= 10^9 \text{ К} (\approx 100 \text{ кэВ}). \end{aligned} \right\} \quad (7.40)$$

Келтирилган рақамлар $d + t$ реакциясини амалга ошириш осонроқ эканлигини тасдиқлайди.

Умуман, бошқариладиган термоядро жараёнида кўп микдорда энергия ажралиб чиқишининг (100 Вт/см^3) та-лаб қилиниши ҳамда зичлиги $10^{14} \div 10^{16}$ зарра/см³ бўлган плазмани юқори температурагача ($10^8 \div 10^9$ град) қизди-риш лозим бўлишидан ташқари, уни узоқ вақт давомида термоядро реактори камерасининг ички деворларидан етарлича масофада ушлаб туриш талаб қилинади (чунки бундай юқори температурага ҳеч қандай идиш деворлари бардош беролмайди). Плазмани идиш деворларидан узоқ масофада ушлаб туриш учун магнит майдондан фойдала-ниш мумкин. Маълумки, газ орқали электр токи ўтганда (разряд), бу ток атрофида ҳосил бўлган магнит майдон газни ингичка шнур кўринишини олишга ундайди (7.11- расм.). Зарядланган зарраларнинг шу зарядлар ҳосил этган бундай ингичка шнур шаклига тортилиши

пинч-эффект номини олди. Шнур марказидан r масофадаги магнит майдон кучланганлиги

$$H = \frac{I}{2\pi r} \quad (7.41)$$

формула билан ифодаланади. Бунда I — r радиусли шнур ичидаги ток кучидир. Шнур ўқига параллел равишда ҳаракатланаётган ионга бу майдон томонидан, шу майдон уринма бўлган айлана маркази томонга йўналган куч таъсир этади ва бу куч

$$F = \frac{\mu H^2}{2\pi r} = \frac{\mu I^2}{8\pi^3 r^2} \quad (7.42)$$

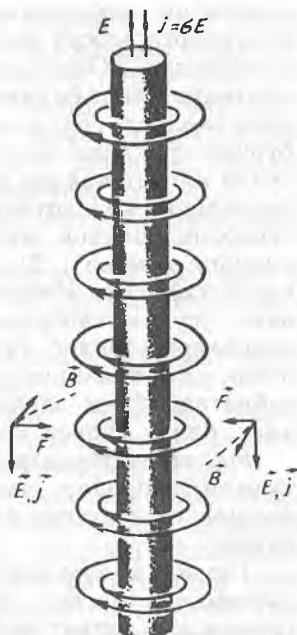
га тенг. Плазмани қисилишга ундайдиган F кучга $P = (n_{\text{ион}} + n_{\text{эл}})kT$ газокинетик босим кучи қаршилиқ қилади ва (бу ерда $n_{\text{ион}}$ — ионлар сони, $n_{\text{эл}}$ — электронлар сони).

Магнит майдоннинг маълум бир H_0 қийматида ва плазма шнур радиусининг r_0 қийматларида $F = P$ бўлади. Бундай мувозанат ҳолатда магнит майдон кучланганлиги ва ток кучи қуйидаги формулалар билан ифодаланади:

$$H_0 = \sqrt{\frac{1}{\mu} 2(n_{\text{ион}} + n_{\text{эл}})kT} = \sqrt{\frac{1}{\mu} 2P_0} \quad (7.43)$$

$$I_0 = 2\pi r_0 \sqrt{\frac{1}{\mu} 2(n_{\text{ион}} + n_{\text{эл}})kT}, \quad (7.44)$$

бунда μ — магнит сингдирувчанлик, k — Больцман доимийси, $P_0 = (n_{\text{ион}} + n_{\text{эл}})kT$ — ионлар ҳамда электронлар концентрацияси мос равишда $n_{\text{ион}}$ ва $n_{\text{эл}}$ бўлган T температурали плазманинг ички босими. Ток кучи бир неча амперга тенг бўлганда магнит майдоннинг босими шунчалик катта бўладики, разряд шу разряд ҳосил қилинган идиш деворларидан ажралади ва плазма идиш деворларидан изоляцияланади. Магнит майдон таъсирида плазма



7. 11- расм. Магнит майдон таъсирида плазмани шнурга айлангунча сиқиш.

адиабатик сиқилганда $T \cdot V^{2/3} = \text{const}$ ва $p \cdot V^{5/2} = \text{const}$ конунларга асосан унинг температураси ва босими янада кўтарилади. Юқорида юритилган мулоҳазаларга кўра плазмани фақат ён деворлардан изоляция қилиш масаласи очик қолади. Бу камчилик: 1) магнит тутгич — тўрт бурчак шаклида тайёрланган камеранинг икки четида кучли магнит майдон ҳосил қилиш (чунки бундай майдон зарраларни қайтарувчи «кўзгу» вазифасини ўтаб, уларни девордан узокрок масофада ҳаракат қилишга мажбур қилиши мумкин); 2) камерани ҳалқасимон (тороидал) қилиб тайёрлаш йўли билан бартараф этилиши мумкин. Бу икки усулда тайёрланган камералар ёрдамида айрим зарраларни ушлаб туриш мумкиндай бўлиб туюлса-да, лекин улар плазмани ушлаб тура олмайди. Чунки плазма табиатан айрим зарраларнинг оддий тўплами (газ) ни эмас, балки кўпроқ суюқликни эслатади.

Магнит тутгичдаги «кўзгуга» ҳар қандай бурчак остида тушган зарралар ҳам «кўзгудан» қайтавермайди ва шунинг учун тутгич плазмани узок вақт ушлаб туриши кийин.

Тороидал камеранинг ички ҳалқа марказига яқин томонидаги магнит майдони ташқи (марказдан узок) томонидаги магнит майдонидан катта бўлганлигидан, бу ҳол бутун плазмани ташқи девор томон сурилишга ва шу билан ташқи томондаги деворга урилиб «ҳалок» бўлишга олиб келади. Плазманинг бу «суриб чиқарилиш» эффектини бартараф қилиш учун Л. Спитцер камерани саккиз рақама кўринишида тайёрлашни таклиф этди (7.12- расм). Бундай камерада ярим айланишдан сўнг бирор томонга сурилиб қолган плазма иккинчи ярим айланишда бошқа томонга сурилади ва камера ичидаги девордан етарлича узокрок масофада бўлади. Бундай камера *стелларатор* номи билан юритилади.

Совуқ плазма ҳосил қилиб, уни юқорида санаб чиққан усуллар асосида камера деворларидан изоляция қилиш имкониятига эга бўлганимиздан сўнг, энди плазманинг температурасини тўхтамайдиган термоядро реакциясининг амалга ошиши учун керак бўладиган температурага қадар оширишимиз лозим бўлади. Плазмани қиздиришни:



7. 12- расм. Стелларатор. AA' ва BB' кесимларда майдон куч чизиклари қарама-қарши томонларга йўналган.

- 1) плазмадан электр токи ўтказиб (бирок бу усул билан плазма температурасини 1 кэВ гача ошириш мумкин);
- 2) ион циклотрон резонанси ёрдамида; 3) товуш — магнит резонанси ёрдамида; 4) кучайиб борувчи магнит майдондан фойдаланиб; 5) адиабатик сиқиш (майдон ўзгариши 25 кэ/мкс) билан бирга турбулент киздириш орқали; 6) лазердан фойдаланиб амалга ошириш мумкин.

Плазмани камера деворларидан изоляция қилишдан ташқари, унинг қуйидаги:

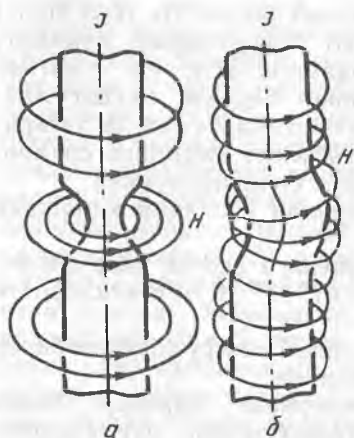
1) Стефан — Больцман қонунига асосан энергиянинг $u = \sigma T^4 = 5,65 \cdot 10^{-8} (2 \cdot 10^7)^4 = 9,07 \cdot 10^{21} \text{ Ж/м}^3\text{с}$ миқдордаги нурланишга исрофини;

2) ўта қизиган плазмадан оддий диффузий йўли билан иссиқлик миқдорининг йўқолишини;

3) плазмадаги электронларнинг ядролар билан тўқнашганда энергиянинг тормозланиш нурланишига бўлган исрофини мумкин қадар камайтириш керак.

Бошқариладиган термоядро муаммосида 1962 йилда Совет физиги Л. А. Арцимович бошчилигида қурилган токамак (ток, магнит ва катушка (ғалтак) сўзларидан қисқартириб олинган) қурилмаси яратилгандан сўнг сезиларли силжиш бошланди (температураси $4 \cdot 10^7$ градус, зичлиги 10^{10} зарра/см³ бўлган плазмани 0,06 секундгача ушлаб туриш мумкин бўлди). Бу муваффақият кейинчалик ривожлантирилди ва ҳозирги вақтда Лоусон шартини қаноатлаштирувчи плазмани ҳосил қилиш ва уни тадқиқ қилишга доир илмий ишлар кичик зичликка эга бўлган ва кам вақт давомида ушлаб туриладиган плазманинг хоссаларини ўрганишдан бошлаб олиб борилаётган. Кичик зичликларда юқори температурали плазма ҳосил қилишда, уни етарлича вақт (тахминан секундлар) давомида ушлаб туриш асосий қийинчилик ҳисобланади. Юқори температурали плазмани магнит майдон ёрдамида термоизоляция қилишда асосий қийинчилик — оддий геометрик қўринишдаги барча магнит майдонлардаги плазманинг беқарорлигидир. Мисол учун тўғри чизикли плазма шнури ўзи орқали оқаётган ток ёрдамида ушлаб турилади ва у 7.13- расмда келтирилган беқарорликка эга бўлади. Юзага келган бундай деформациялар экспоненциал равишда ортиб боради, микросекунд ичида плазма шнурини бузиб юборади ёки уни камеранинг девори томонга улоқтириб ташлайди.

Юқорида келтирилган беқарорликлар билан бир каторда плазмада яна кўп бузилишларни вужудга

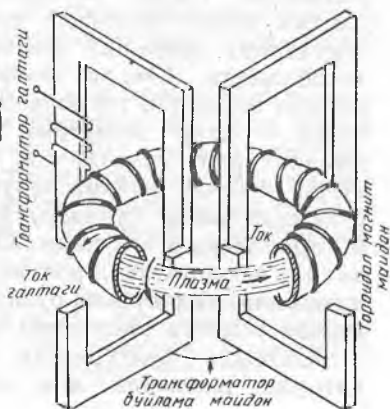


7. 13- расм. Плазма шнуридагидий «бўғиб қўйиш» (а) ва «эгилиш» (б) типидаги бека-
рорликлар. Шнур ўқи бўйича
стрелка ток йўналишини, айлана-
лардаги стрелка эса, токнинг
плазма ҳосил қилган магнит
майдонининг йўналишини кўрса-
тади.

келтирадиган механизмлар мавжуд. Бу муаммони ҳал этиш борасида турли хил конструкторлик ечимлар таклиф этилган. Буларга биз юқорида қайд қилиб ўтган стелларатор ва токамак усуллари ҳам киради. Кейинги вақтларда плазмани лазер ёрдамида қиздириш усуллари ҳам ривожлантирилмоқда. 7.14- расмда стелларатор типидаги қурилмаларнинг умумий схемаси келтирилган. 1967 йилгача АҚШ да плазмани интенсив равишда стелларатор қурилмалари ёрдамида тадқиқ этиб келинган эди. Собиқ СССР да эса бу масала ҳам стелларатор, ҳам токамак қурилмалари ёрдамида ўрганилади. 7.15- расмда токамакнинг схемаси келтирилган. Токамакда плазмани ушлаб



7. 14- расм. Плазмали тор ёки стелларатор типидаги қурилма.



7. 15- расм. Токамак типидagi қурилма.

туриш ва уни деворлардан термоизоляция қилиш куч чизиклари тороидал камеранинг деворларига параллел бўлган магнит майдон ёрдамида амалга оширилади. 1967 йилда И. В. Курчатов номидаги атом энергияси институтида 13- токамак қурилмасида қутилмаган юксак натижалар олинди — унда плазмадаги электронларнинг температурасини етти миллион градусгача етказишга муваффақ бўлинди. Бу воқеадан сўнг Америка олимлари плазмани тадқиқ этишни стеллараторларда эмас, балки токамак хилидаги қурилмалар ёрдамида олиб боришга киришдилар. 1976 йилда стеллараторларда нуксонлар бартараф этилгандан сўнг, собиқ СССР да ГФР ва Англиядаги токамакларга нисбатан плазмани сақлаб туриш вақти 2—3 марта катта бўлган янги стеллараторлар қурилди. Ҳозирги вақтда АҚШ да ҳам стеллараторга қайта ўтиш ишлари олиб борилмоқда.

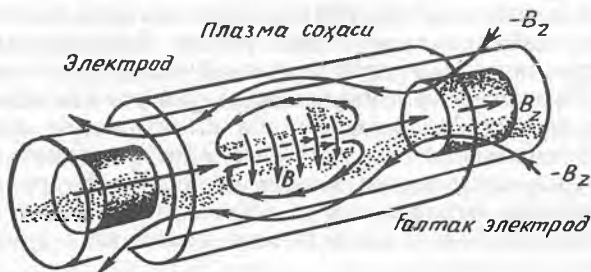
Ҳозирги вақтда 10 миллион градус температурага собиқ СССР да $T=10$ ва АҚШ да ПЛТ токамакларда эришилди. Бу ускуналарда плазманинг зичлиги

$$(3 \div 5) \cdot 10^{13} \frac{\text{зарра}}{\text{см}^3} \text{ ва уни сақлаб туриш вақти секунднинг}$$

юздан беш қисмигача етказилди.

Сўнгги пайтларда АҚШ нинг Мериленд университети олимлари янги хил — «парамагнит сферомак» деб номланган қурилма ёрдамида зичлиги 10^{15} см^{-3} , ионнинг температураси $\sim 10^7 \text{ К}$ ва сақлаб туриш вақти 0,03 с бўлган дейтерийли плазма олишга муваффақ бўлдилар. Тадқиқотларнинг кўрсатишича, бундай плазмада ҳар хил бекарорликлар нисбатан оз экан.

Сферомак қурилмаси (7.16- расм) четларида электродлари бўлган цилиндрик разряд камерасига ўхшайди. Камеранинг электродлари орасидаги қисми йўналишлари



7. 16- расм. Сферомакнинг схемаси. Сфероид шаклидаги плазма мувозанат ҳолатда.

ўзаро тескари бўлган икки қатламли ғалтак билан ўралган. Ғалтакнинг биринчи қатлами камеранинг ўқида ~ 4 кГс индукцияли бўйлама магнит майдони (B_z) ҳосил қилса, иккинчи қавати унга тескари йўналишда қиска вақтли, яъни 1,5 мкс да 10 кГс га етадиган импульс майдони ($-B_z$) ҳосил қилади. Электродлар орасидаги разряд токи 150 кА га етади.

Сферомак қурилмаси термоядро реакцияларини амалга оширишга мўлжалланган қурилмалардан ҳозирги вақтдаги энг муваффақиятлисидир.

Токамак-10 қурилмасида эришилган сўнгги муваффақиятни эслатиб ўтайлик. Плазманинг ион зичлиги $\sim 10^{14}$ м $^{-3}$, температураси $8 \cdot 10^6$ К, сақлаш вақти $\sim 0,06$ с. Демак, ҳар икки ҳолда ҳам кўзланган марра — бир неча юз миллион градус температура ва $n\tau \geq 10^{14}$ зарра/см ^{3} гача ҳали анча бор.

Плазмани унга нейтрал атомларни инъекция қилиш йўли билан қиздириш усули ҳам истикболга эга. Бундай атомлар плазмани ушлаб турган магнит майдонидан эркин ўтади ва қиздирилган плазмага кириб ионлашади. Бошқа методлардан интенсив лазер нурланиши ва тез электронларни инъекция қилишни қайд қилиб ўтиш мумкин. Лазер вақтида плазмани керакли температурагача ($2 \cdot 10^8$ К) қиздириш муаммоси етилган деб ҳисоблаш мумкин. Бу ерда иккита йўл мавжуд. Биринчиси — юқори температурали плазмани етарлича узок τ вақт ушлаб туриш, ядро зарралари n концентрацияси унча катта эмас, босим $p = nkT$ нисбатан катта эмас. Иккинчиси юқори концентрацияли (катта n) ядро ёқилғисини жуда тез қиздириш. Бунда ҳосил бўлган плазманинг табиий сочилиш вақти (кичик τ) ичида синтез реакцияси амалга ошишга улгуради, деб умид қилинади. Амалда бу икки йўналишда ҳам тадқиқот ишлари олиб борилмокда.

Ер шароитида синтез реакциялари ҳозирча термоядро портлаш шаклида амалга оширилади. Бошқариладиган термоядро синтезини олиш мураккаб илмий-техник вазифадир. Охирги уч йиллик давомида уни ечишга алоҳида эътибор берилди ва қатор умидбахш натижалар олинди. Синтез реакцияларини тўла эгаллаш инсоният учун битмас-туганмас энергия манбаини беради. Бу реакцияларни қўллаш атроф-муҳитни ифлослантирмайди. Чунки унда бўлиниш реакцияларидагидек радиоактив чиқиндилар ҳосил бўлмайди.

7.10- §. Қуёш ва юлдузларнинг энергия манбалари

Ҳозирги вақтда Қуёш ва юлдузлар юлдузлараро газнинг аста-секин гравитацион конденсацияланиши натижасида ҳосил бўлган (ва бўлаётир) деб ҳисобланади. Юлдузлараро газ асосан эскирок юлдузлардан чиқариб юборилган водород атомларининг баъзи бир бошқа элементлар билан аралашмасидан иборат бўлса керак. Массаси Қуёш массаси ($2 \cdot 10^{38}$ г) га яқин бўлган юлдузнинг тахминан 10^7 йилга яқин давом этадиган биринчи сиқилиш фазасида юлдуз температураси фақатгина гравитацион энергия ҳисобига кўтарилади.

Юлдузнинг ички қисмларининг температураси 10^7 К га етганда бу қисмлар иссиқ плазмага айланади.

Қуёш ва юлдузлар энергияларининг келиб чиқиш муаммоси олимларни кўндан буён қизиқтиради. Аммо уни ечиш асримизнинг 20- йиллари охиригача табиий сабабларга кўра тафаккурий характерга эга эди. 1929 йилда Аткинсон ва Хоутерманс (ўша вақтда Геттинген университетининг юқори курс студентлари) Қуёш энергиясининг манбаи енгил ядроларнинг қўшилишидир, бу жараён юлдузлар ичкарасида мавжуд юқори температураларда юз бериши мумкинлигини фараз қилишди. Бу ғоя Г. Бете, К. Критчорилд ва К. Вайцеккерларнинг 1938—1939 йй. бажаришган ишларида микдор жиҳатдан тасдиқланди ва ривожлантирилди.

Термоядро синтезининг асосий натижаси тўртта протоннинг гелий ядросига айланишидир. Бунда иккита позитрон, фотонлар ва нейтронлар чиқарилади. Кўрсатилган ишларда охириги натижа икки усул билан олиниши мумкинлиги аниқланган: углерод (углерод-азот) цикли ва водород цикли (протон-протон занжири).

Углерод цикли олтига реакциядан иборат. Улар 7.10- жадвалда келтирилган. Жадвалнинг охириги устунда реакцияларнинг ўртача вақтларининг қийматлари берилган. Циклнинг ўтиш вақти умуман шу вақтларнинг йиғиндисига тенг τ нинг қиймати Қуёш марказида температура $1,3 \cdot 10^7$ К, водороднинг зичлиги эса 10^5 кг/м³ дан иборат деган фаразга асосан ҳисобланган. Учинчи устунда Қуёш нейтронларининг максимал энергиялари берилган, бу уларни қайд қилиш нуқтаи-назаридан муҳимдир. Бу жадвалдан кўриниб турибдики, бу циклда углерод катализатор ролини ўйнайди.

Қуёшда бу элемент қаердан пайдо бўлган? деган

Реакция	Q, МэВ	E_{ν}^{max} , МэВ	τ
${}^1_1\text{H} + {}^{12}_6\text{C} \rightarrow {}^{13}_7\text{N} + \gamma$	1,95	—	$1,3 \cdot 10^7$ йил
${}^{13}_7\text{N} \rightarrow {}^{13}_6\text{C} + e^+ + \nu$	2,22	1,2	7 мин
${}^1_1\text{H} + {}^{13}_6\text{C} \rightarrow {}^{14}_7\text{N} + \gamma$	7,54	—	$2,7 \cdot 10^6$ йил
${}^1_1\text{H} + {}^{14}_7\text{N} \rightarrow {}^{15}_8\text{O} + \gamma$	7,35	—	$3,2 \cdot 10^8$ йил
${}^{15}_8\text{O} \rightarrow {}^{15}_7\text{N} + e^+ + \nu$	2,71	1,7	82 с.
${}^1_1\text{H} + {}^{15}_7\text{N} \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + {}^4_2\text{He}$	4,96	—	$1,1 \cdot 10^5$ йил
Жами:			
$4 {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + 2e^+ + 2\nu + 3\gamma$	26,73	1,7	$3,2 \cdot 10^8$ йил

табiiй савол туғилади. Бу саволга жавоб химиявий элементларнинг келиб чиқиш муаммосини ечиш билан боғлиқ.

Водород цикли учта элементар айланишдан иборат (хаммаси бўлиб 5 та реакция) ва улар 7.11-жадвалда кўрсатилган. Реакцияларнинг ўртача вақти углерод циклидаги каби ҳисобланган. Биринчи айланиш кучсиз ўзаро таъсир бўлганлиги учун бу реакциянинг кесими

Реакция	Цикл- даги реак- ция- лар сони	Q, МэВ	E_{ν}^{max} , МэВ	τ
${}^1_1\text{H} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^2_1\text{H} + e^+ + \nu$	2	2—0,421	0,4	$1,4 \cdot 10^{10}$ йил
${}^1_1\text{H} + {}^2_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + \gamma$	2	2—5,49	—	5,7 с.
${}^3_2\text{He} + {}^3_2\text{He} \rightarrow {}^4_2\text{He} + 2 {}^1_1\text{H}$	1	12,85	—	10 йил
Жами:				
$4 {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^4_2\text{He} + 2e^+ + 2\nu + 2\gamma$	5	24,67	0,4	$1,4 \cdot 10^{10}$ йил

жуда кичик, ўртача вақти эса каттадир. Ер шароитида бундай реакциялар кузатилмагани ажабланарли ҳол эмас.

Синтез реакцияларининг ва демак, циклларнинг ўтиш интенсивлиги кўп даражада температура билан белгиланади.

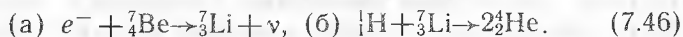
7.17-расмда солиштирма энергия чиқариш q , яъни 1 кг ядро ёкилғиси ёнишида ажралиб чиқадиган қувватнинг температурага боғлиқлик графиги келтирилган. Унда 1-эгри чизик углерод, 2-водородли циклга тааллуқли. Расмдан кўриниб турибдики, нисбатан паст температураларда водород цикли асосий ўринни эгаллайди. Лекин, температура ошган сари

углерод циклининг роли тез оша боради. Қуёш шароитида умумий энергия чиқаришда уларнинг ҳиссалари деярли бир хил. Хирарок юлдузларда водород, ёруғлик юлдузларида углерод цикли асосий ўринни эгаллайди. Гигант — юлдузлар учун гелий ва неон цикллари муҳимдир.

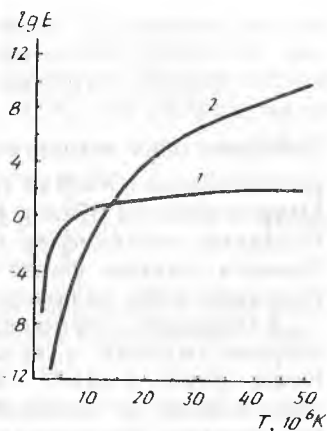
Қуёш нейтронларини қайд қилиш муаммолари нуқтаи-назаридан водород циклининг охириги стадияларида учта вариантга тақсимланиши муҳимдир. Уларнинг асосийси нисбатан паст температурада муҳим ўринни эгаллагани 7.11-жадвалда кўрсатилган. 10—15 млн. град. температурадан бошлаб, бошқа гелий-3 нинг ёниш жараёни асосий бўлиб қолади:



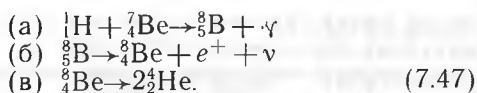
(гелий — 4 биринчи вариантда углерод циклидан ҳам ҳосил бўлади). Ўртача температурада водород цикли қуйидагича яқунланади:



Юқориок температураларда (7.45) реакция қуйидаги айланиш занжири каби давом этади:



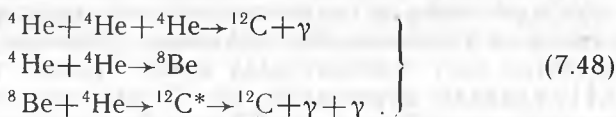
7. 17- расм. Водород (1-) ва углерод-азот (2) циклларида энергия чиқиш тезлиги.



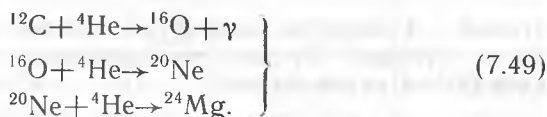
Нейтрино олиб кетадиган максимал энергия $E_{\nu}^{\max}$ (7.46 а) реакцияларда 0,86 МэВ га ва (7.47 б) да 14,1 МэВ га тенг. Охирги реакция бўйича Қуёшда жуда оз микдорда ҳосил бўладиган нейтринолар «Бор постулатлари» деб аталади. Ҳозирги вақтда фақат шулар хлоратаргон детектори ёрдамида қайд қилинади.

Юлдуздаги термоядро реакцияларида солиштирма энергия ажралиш q , ердаги ўлчамлар бўйича жуда кам. Қуёш учун $u \sim 10^{-4}$ Ж/кг·с га тенг, яъни модда алмашилиши натижасида тирик организмдаги солиштирма энергия ажралишдан 400000 марта кичик. Аммо, Қуёшнинг массаси жуда катта бўлганлиги учун ($2 \cdot 10^{30}$ кг) у нурлатадиган тўла қувват ҳам жуда каттадир — $u \sim 4 \cdot 10^{26}$ Вт ни ташкил қилади. Нурланиш ҳисобига Қуёш массаси ҳар секундда 4,3 млн га, яъни тахминан $2 \cdot 10^{-19}$ % га камаяди.

Водород захираларининг тугаши билан водород цикли ва углерод циклидаги реакциялар тўхтайди. Юлдуз гравитацион сиқилади, унинг температураси гелий циклидаги реакциялар амалга ошадиган шароит вужудга келгунча, яъни 10^8 К гача кўтарилади:

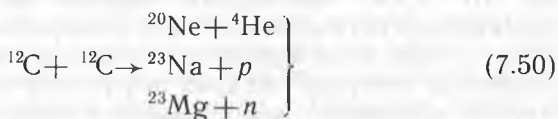


Температура кўтарилган сари гелий ядроларининг ҳосил бўлган ядроларга қўшилиш реакциялари вужудга келади:

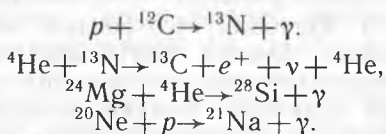


(7.48) ва (7.49) реакциялар натижасида гелийнинг микдори камаяди ва юлдузнинг марказий қисми углерод, кислород, неон ва магний билан тўлади. Гелий микдори камайган сари ядро реакцияларининг интенсивлиги пасайиб, бу эса юлдузнинг ички температураси пасайишига ва

юлдузнинг сиқилишига олиб келади. Бу сиқилиш углерод ядролари ўзаро кулон тўсиғини енгиб ўтиши ва янги типдаги реакциялар ҳосил бўлиши учун юлдузнинг етарли даражадаги температурага ($6 \cdot 10^8$ К) эга бўлиши қадар давом этади:



Ҳосил бўлган ${}^4\text{He}$ протонлар ва нейтронлар янги ядроларни вужудга келтирадиган бошқа реакцияларга киришади. Масалан,



Углерод ва кислород ёнганда юлдузнинг температураси аста-секин $2 \cdot 10^9$ К гача кўтарилади. Бу ҳолда фотонлар зичлиги ва энергияси шунчалик ортадики, уларнинг ядролар билан ўзаро тўқнашиши баъзи бир барқарорлиги камроқ ядроларни парчалайди. Натижада углерод ва кислород циклидаги реакция маҳсулотларига қўшилиб кетадиган ${}^4\text{He}$ ядролари, протонлар ва нейтронлар пайдо бўлади. Бу жараёнлар даврий системанинг оғирроқ элементлари, хусусан, темир гуруҳининг элементларини ҳосил қилади.

Юлдуз марказидаги ядро ёнилғиси камайиши ва ядроларнинг парчаланиши билан бирга содир бўладиган фотонларнинг ютилиши ортиши билан юлдузнинг марказий қисми совий бошлайди, ички босим пасаяди, бу эса гравитацион сиқилишнинг яна давом этишига сабабчи бўлади. Юлдузнинг бундан кейинги тараққиёти унинг массасига боғлиқ. Агар юлдуз массаси 1,2 Қуёш массасидан кичик бўлса, унинг сиқилиши электронлар ҳаракат қилувчи ҳажмининг кичрайиши натижасида электронларнинг кинетик энергияси гравитацион сиқилиш кучларини мувозанатлагунга қадар давом этади. Бу ҳолатда юлдузнинг марказий қисмидаги зичлик $10^4 \div 10^7$ г/см³ қийматларга эришади. Бундай юлдуз нисбатан кичик (10^7 м га яқин) ўлчамга эга бўлиб, оқ митти (митти-карлик) юлдуз деб аталади. Оқ миттилар секин (милли-

ардларча йил) совийди. Бу типдаги юлдузларнинг мавжудлиги астрономлар томонидан аниқ қайд қилинган. Масалан, Сириуснинг йўлдоши шу жумладандир.

Юлдуз массаси Куёш массасидан 1,2 мартадан катта, лекин икки мартадан кичикроқ бўлса, юлдузнинг сиқилиши 10^9 г/см³ зичликкача бориши мумкин. Бундай зичликларда бета-парчаланишга тескари жараёнлар бошланади, яъни атом ядролари электронларни тутиб олади, протонлар нейтрино чиқариб нейтронларга айланади. Бу жараён юлдузнинг нейтронланиши дейилади. Албатта, нейтронланиш юлдузнинг ички соҳаларидагина юз бериши мумкин, холос. Нейтронланиш натижасида электронлар ва протонлар (нейтрино чиқариб) нейтронларга айланади ва тахминан 10 км радиусли ва 10^{14} г/см³ зичликка эга бўлган юлдуз маркази бутунлай нейтрондан иборат бўлган моддага айланади. Бундай юлдуз *нейтрон юлдуз* деб аталади. Нейтрон юлдузнинг ташки қобиғи оддий ядро ва электронлардан тузилган. Бундай юлдузнинг ичидаги температура бир неча миллиард градусга етади. Нейтрон юлдуз ўз энергиясининг асосий қисмини майин рентген нурлар шаклида чиқаради. Радиусининг кичиклиги туфайли нейтрон юлдузнинг спектрнинг кўзга кўринадиган қисмидаги ёритиши куёш ёритишининг миллиондан бир улушига тенг. Сўнгги вақтларга қадар астрономлар нейтрон юлдузларнинг мавжудлигини тасдиқлайдиган етарли маълумотга эга эмас эдилар. Қуйида биз Галактикамизда нейтрон юлдузлар борлигини афтидан тасдиқлайдиган янги осмон жисмлари (пульсарлар) ҳақида ҳикоя қиламиз.

7.11-§. Коинотда янги энергия манбалари

Массаси Куёш массасидан икки баравардан ортиқроқ катта бўлган юлдуз ичидаги «ядро ёнилғиси» ёниб бўлгандан сўнг юзага келадиган сиқилиш натижасида ўз барқарорлигини йўқотади — ички босимнинг гравитацион сиқилишга кучи етмай қолади. Тортишиш кучлари ички босимдан анча катта бўлганда сиқилиш тезлашади. Бу эса температуранинг кескин кўтарилишига ва юлдузнинг нейтронга бой бўлган марказий қисмида портлаш юз беришига олиб келади. Марказий қисмдаги кучли даражада қизиган модданинг сочилиши юлдузнинг қисмларида температуранинг анча кўтаради. Бу ташки қисмлар юлдузнинг эволюцион тараққиётида ортда қолади ва температу-

раси портлаш моментига қадар нисбатан паст бўлганлигидан ҳали ядро ёнилғисига эга бўлади. Ташқи қисмларнинг тез қизиши натижасида (ички қисмларнинг портлашидан) ядро реакцияларининг тезлиги ортади. Бу реакцияларда ажралиб чиққан энергия марказий қисмларнинг портлаш эффектини янада кучайтиради. Кучли энергия ажралиши билан бир вақтда юлдузда марказий қисмлардан учиб чиқаётган тез нейтронларнинг тутилиши сабабли ядролар ҳам қайта тузилади. Нейтронлар тутилишида торий ва уранга қадар бўлган оғир элементлар ҳосил бўлади.

Марказий қисмининг портлаши натижасида қизиган юлдуз қобиғининг кенгайиши шунчалик тез юз берадики, гравитацион тортишиш бу жараёни тўхтата олмайди ва у фазога сочилади. Бунда чиқариб ташланган модданинг массаси юлдуз массасининг 10^{-5} — 10^{-4} қисмини ташкил қилади.

Қиска муддатли ёруғ шуълаланишлар астрономлар томонидан кўп марта кузатилади. 1950 йилгача бизнинг Галактикамизда юлдузларнинг 100 дан ортиқ шуълаланиши ҳисобга олинган. Бошқа галактикаларга тегишли бўлган юлдузларнинг ҳам шуълаланиши кузатилади. Бундан ташқари, баъзи бир юлдузларнинг бир неча ўн йиллик ораликдан кейин тақрибий шуълаланиши ҳам қайд қилинди.

Ёритиши тўсатдан юз миллион марта ортиб кетадиган ўта янги юлдузларнинг шуълаланиши анча сийракдир. Ўта янги юлдузларнинг шуълаланиши натижасида нурланиб турадиган туманликлар ҳосил бўлади ва уларнинг алоҳида қисмлари марказдан жуда катта тезлик билан узоқлашади. Бундай туманликлар қаторига, хусусан, Телец юлдуз туркумидаги қисқичбақасимон туманлик киради. У ҳозир тарихий ёзувларга караганда 1054 йилда ўта янги юлдузнинг шуълаланиши кузатилган жойда турибди. Бу туманликнинг ядроси нейтрон юлдуз бўлса керак. 1968 йилда америкалик астроном Томас Гольд томонидан янги астрономик объектлар — пульсарларнинг табиати ҳақидаги айтилган гипотеза бу тахминни тасдиқлайди.

Пульсарлар деб, қатъий даврий равишда пульсарланувчи радионурлар чиқариб турадиган космик манбаларга айтилади. Биринчи пульсарлар 1967 йилда Кембридждаги радиоастрономик лабораторияда доктор Хьюиш раҳбарлигидаги астрономлар томонидан кашф қилинди. Бу пульсар ҳар 1,3 секундда такрорланиб турадиган ва 0,3 секунд

давом этадиган радиоимпульслар чиқариб турар эди. Бу кашфиётдан кейин секундига 30 та сигнал юборувчи пульсарлардан тортиб, ҳар икки секундда битта сигнал юборувчи 100 дан ортиқ пульсарлар очилди. Импульслар 10^{-8} секундгача аниқлик билан такрорланади. Уларнинг амплитудаси тўхтовсиз ўзгариб туради. Одатда, пульсланувчи радионурланиш бир неча минут давомида кузатилиб, сўнгра йўқолади ва сўнгра яна пайдо бўлади. Импульслар амплитудасининг ўзгариш характери ҳар хил тўлқин узунликдаги (1—8 метр) радионурланишлар учун ҳар хилдир. Пульсарларнинг табиати ҳали аниқ ўрганилмаган.

Пульсарлар табиати ҳақидаги энг эҳтимолга яқин тушунча 1968 йилда Корнель университетининг профессори Томас Гольд томонидан берилди. Гольд гипотезасига мувофиқ пульсарлар айланадиган нейтрон юлдузлардан иборат, нейтрон юлдузлар оғир юлдуз ўзагининг тез сиқилиши натижасида ҳосил бўлади. Бурчак моментининг сақланиши натижасида юлдузнинг 10 км ўлчамларгача сиқилиши унинг бир секундга яқин давр билан айланишига олиб келади. Каттароқ ўлчамдаги объектлар (одатда, юлдузлар) бундай айланганда марказдан қочма кучлар натижасида парчаланиб кетган бўлар эди. Юлдуз кучли сиқилганда тўла магнит энергияси сақланади ва унинг бошланғич магнит майдони (1 Гс га яқин) нейтрон юлдуз сиртида 10^{12} Гс гача етади. Нейтрон юлдузнинг ниҳоятда катта массаси айланишнинг доимийлигини ва биюбарин, Ерда қабул қилинаётган импульсларнинг даврийлигини таъминлайди.

Пульсарлар нурланиш энергиясининг манбаи — унинг айланиш энергиясидир. Шунинг учун Гольднинг фикрича, вақт ўтиши билан айланишнинг ва пульсациялар частотасининг жуда кичик сусайиши кузатилиши керак. Ерда қабул қилинаётган импульслар частоталарининг бундай сусайиши қисқичбақасимон туманлигидаги пульсарларда ва яна учта пульсарларда қайд қилинди. Гольд гипотезасига мувофиқ пульсар қанча ёш бўлса, шунча тез айланади. Бу фараз ҳам тасдиқланди, қисқичбақасимон туманлигидаги пульсар энг ёш бўлиб, энг қиска пульсациялар даврига эга.

Ҳозирги замон назариясига мувофиқ, массаси Қуёш массасидан анча катта бўлган юлдузлар ўз эволюциясини жуда ўзига хос равишда тугатиш мумкин. Худди беқарор ҳолатга эришганда (ядро ёнилғиси ёкилиб бўлиши

натижасида) улар улкан гравитацион кучлар таъсирида эркин тушиш тезлигида сиқилади. Юлдуз радиуси *гравитацион радиус* деб аталадиган ва массаси 10 та Куёш массасига тенг бўлган юлдузлар учун 30 км радиусга ва 100 минг Куёш массасига тенг юлдузлар учун 30 минг км бўлган радиусга интилади. Юлдузнинг гравитацион радиусгача сиқилишини *гравитацион коллапс* деб аталади. Бундай юлдузнинг ичида ниҳоятда катта масса тўпланган бўлиб, юлдуз ичидаги тортишиш кучлари шунчалик катта қийматга эришадики, зарраларнинггина эмас, ҳатто ёруғлик квантларининг ҳам ташқарига чиқишига имкон бермайди. Демак, юлдуз бу ҳолатда энергия чиқармайди ва ўзини фақат гравитацион майдон орқали билдиради. «Коллапсланган» юлдуз яқинлашган ҳар қандай жисм тўхтовсиз равишда унга тортилади. Юлдуз «қора чуқурликка» айланади — унинг чангалидан ҳеч нарса ташқарига чиқолмайди. Ҳозирги вақтда оламда гравитацион коллапс ҳолатини кечирган юлдузлар мавжудлиги ҳақида тўғридан-тўғри кўрсатма йўқ. Балки «коллапсланган» юлдузлар бордир, лекин улар ҳали кашф қилинмаган. Юлдузлар ва галактикаларнинг келиб чиқиши ва эволюциясига боғлиқ бўлган кўп муаммолар ҳозирча аниқланган эмас.

Астроном Сайдендж 1963 йилда бизга яқин бўлган М-82 галактикаси таркибига кирувчи толасимон газ булутлари галактика марказидан секундига минг километрча тезлик билан узоқлашаётганини аниқлади. Уларнинг тезлик тақсимооти шуни кўрсатдики, улар галактика ядросидан бундан 1,5 миллион йилча олдин бир вақтнинг ўзида сочиб юборилган. Даҳшатли портлаш фазога Куёш массасидан 10 миллион мартадан ортиқроқ массани сочиб юборган. Ҳозирча, бунчалик катта энергия микдорининг ажралиши қандай жараёнлар ҳисобига юз бериши номаълум.

Оламнинг узоқ қисмлари ҳақида тажриба маълумотлари жуда кам. 1963 йилда астрономлар *квazarлар* ёки *квазиюлдузлар* деб ном олган янги сирли объектлар билан танишдилар. Афтидан, улар биздан жуда узоқда 10^9 ёруғлик йилига яқин масофаларда жойлашган. Бунчалик катта масофа биздан узоқлашаётган квazarлар чиқараётган спектрал чизиклар тўлкин узунликларининг қизил силжиши бўйича аниқланади. Квazarлар учун Допплер эффектига боғлиқ бўлган бу $\frac{|\Delta\lambda|}{\lambda}$ силжиш анча

катта — $0,2 \div 2$ кийматларга етади. Квазарларнинг қизил силжишини билган ҳолда уларнинг биздан узоқлашиш тезлигини аниқлаш мумкин. Кенгаётган Олам гипотезасига кўра, тезлик қанча катта бўлса, узоқлашаётган объектни биздан шунча катта масофа ажратиб туради.

Квазарлардан Ерга етиб келган радиотўлқин ва оптик диапазондаги нурлар шундан далолат берадики, уларнинг баъзилари бизнинг 10^{11} юлдузга эга бўлган бутун Галактикамиздан юзларча марта яқинроқдир. Тадқиқотларнинг кўрсатишича, бу юлдузлар тўплами бўлмай, балки илгари номаълум бўлган космик объектлардир. Жуда интенсив радионурланишни тушунтириш учун у гигант портлаш натижасида юз беради, деб фараз қилишимиз керак. Лекин $10^8 \div 10^9$ Қуёш массасига эга бўлган объектнинг портлашига сабаб нима? Ядро энергияси ёки гравитацион тортишиш квазарлар энергиясининг манбаи бўла оладими? Балки квазарларда бизга номаълум, янги энергия манбалари кўринаётгандир? Бу саволларга ҳали жавоб йўқ.

7.12- §. Хавфсизлик муаммолари

Тажриба термоядро реакторининг лойиҳаси устида ишлаш жараёнида соф техник муаммолардан ташқари одамлар ва атроф-муҳитнинг хавфсизлигига ҳам катта эътибор берилмоқда.

Термоядро реакторини, принцип жиҳатдан, атом реактори ва, ҳатто оддий электростанцияга қараганда одамлар ва атроф-муҳит учун янада хавфсизроқ қилиб яратиш мумкин. Аммо бу имкониятлардан тўлароқ фойдаланиш учун кўпгина нарсаларга эътибор қилиш керак.

Термоядро реакциясида катнашадиган ягона радиоактив модда — бу литийдир. Плазмани ўзида тритий жуда оз — граммларнинг улушида. Тритийнинг асосий массаси — бир неча килограмм бланкетда литий билан бирикма ҳолда бўлади. У ердаги тритий фақат кучли авария содир бўлгандагина атмосферага тарқалиши мумкин. Бунинг олдини олиш учун ёқилғи билан таъминлайдиган, совитадиган ва шунга ўхшаш системалар батафсил герметик қилиб тайёрланади. Шунингдек, реактор биносига ҳам катта эътибор қилинади. Шундай бўлса ҳам лойиҳаларда ҳеч қачон тритийни сизиб кетиш эҳтимоллиги нолга тенг деб олинмайди.

Реакторнинг химоясига бўлган талабни аниқлаш учун, хатто, энг ноёб вазиятларнинг бўлиши мумкинлигини ҳам эътиборга олинади.

Нейтронларни секинлаштириш учун оғир сувдан фойдаланиладиган атом реакторларини ишлаш ва улардан фойдаланиш тажрибаси шуни кўрсатдики, келгусидаги термоядро реакторида тритийни ташқарига кутилмаган ҳолда чиқиб кетиш миқдорини хавфли даражадан 20 мартагача камайтириш мумкин экан.

Аммо буларнинг ҳаммаси реакторнинг узлуксиз одатдаги иш жараёнида шундай бўлади. Авария ҳолида нима бўлади? деган савол туғилиши табиий. Шунинг учун лойиҳалаш вақтида жуда оғир ва ҳаттоки жуда камёб ҳолларни ҳам эътиборга олинади. Масалан, аварияга учраган самолёт реактор биносига келиб урилса нима бўлади? Ер қимирлаб бино бўзилса-чи? ва ҳоказо.

Маълум бўлишича, термоядро реактори учун ҳаттоки бундай офатлар ҳам унча катта зарар етказмас экан. Чунки тритийни радиоактивлиги унча катта эмас.

Хавфни кўпроқ нейтронлар билан нурланиш натижасида конструкцион элементларида ҳосил бўладиган сунъий радиоактивлик туғдиради. Ҳосил бўладиган сунъий радиоактивликни даражаси кўп жиҳатдан реакторни конструкцион қисмлари тайёрланган материалларнинг ички таркибига боғлиқ бўлади. Ҳозир турли синов ишлари олиб борилмокдаки, уларда атом реакторларида турли материалларни нейтронлар билан нурланиб термоядро реактори учун энг кам сунъий радиоактивлик берадиган материаллар танлаб олинмокда. Агар реактор қисмлари учун зангламайдиган ёки одатдаги пўлатдан фойдаланилса, у ҳолда реактор тўхтаганидан 10 соат ўтганидан сўнг қолган сунъий радиоактивлик термоядро реакторида одатдаги атом реакторидагига қараганда 25 марта кичик бўлади. Кейинчалик бу миқдор термоядро реактори фойдасига янада ошиб боради, чунки ундан стронций-90 ёки плутонийга ўхшаш узоқ яшовчи изотоплар йўқ. 100 йилдан сўнг термоядро реакторининг қисмларини радиоактивлиги одатдаги атом реакториникидан 300 мартагача кам бўлади.

Гибрид термоядро реакторининг радиоактивлиги, табиийки, одатдаги атом реакторидагига яқин бўлади. Шунинг учун бу ҳолда ҳозир ишлаб турган атом реакторларини бошқариш ва фойдаланиш борасида тўпланган тажрибадан бемалол фойдаланса бўлади.

БТС муаммоси устидаги тадқиқотлар якунловчи фазага кириб бормокда. Қандайдир 10—15 йил ўтгач, биз биринчи тажриба термоядро реакторининг ишга туширилганини гувоҳи бўлсак ажаб эмас.

Агар унинг синовлари муваффақиятли бўлса ва фақат термоядро синтез реакцияларини бошқара олиш мумкинлигини исбот қилинишигина эмас, балки уни иқтисодий жиҳатдан рақобатга чидаши ва одатдаги иссиқлик ва атом электростанцияларига қараганда экологик тозалиги ҳам исбот қилинса, термоядро энергиясини ривожланиш суръатлари янада ортади.

Албатта, арзон электр энергиясини мўл-кўллиги бизнинг ҳаётимизга, ҳўжалик соҳасидаги буюк режаларимизни амалга ошишига катта ёрдам бериши турган гап.

ЭЛЕМЕНТАР ЗАРРАЛАР ФИЗИКАСИ

8.1- §. Элементар зарралар дунёси ҳақида дастлабки тушунчалар

Қисқа тарихий обзор. XX аср боши физика фанидаги буюк инкилобий ўзгаришлар даври бўлди. Ушбу инкилобий ўзгаришлар янги назарияларга асос бўлувчи фундаментал тадқиқотларнинг пайдо бўлиши билангина характерланмасдан, балки яратилган назарияларнинг тан олиниш ва уларни олимларнинг иш қуролига айланиш даври бўлиб ҳам ҳисобланади. Фандаги буюк инкилобий ўзгаришлар физиклар эътиборини микродунё деб аталувчи янги соҳага қаратди. Ҳақиқатан ҳам, микродунё физикасида биринчи изланишлардан бошлаб кишини ниҳоятда ҳайратда қолдирувчи кашфиётлар юз бера бошлади. Микродунё физикасидаги илмий инкилобнинг биринчи босқичи, шартли равишда, 1927 йилларда квант механикасининг яратилиши билан тугалланса, кейинги босқичи элементар зарралар физикаси билан боғлиқ. Яқин вақтларгача элементар зарралар, ўз номига монанд равишда, Коинотни ташкил этган материянинг бўлинмас бошланғич элементлари, яъни дунё тузилишининг энг кичик элементар (бошланғич) «ғиштчалари» деб ҳисобланиб келган эди ва бу зарраларни яна бошқа нимадандир таркибий тузилиши ҳақидаги савол маъносиз деб қаралар эди. Аммо микродунё тузилишининг элементар зарралари устидаги ҳозирги замон тадқиқотлари уларнинг юқоридаги маънода элементар эмаслигини кўрсатди.

1930—1935 йилларда атом назарияси асосан тугалланган эди. Оддий ҳолатдаги модданинг деярли ҳамма хоссалари мусбат зарядли ядро атрофида ҳаракат қилувчи манфий зарядли электронлар ҳақидаги тушунчага асосланиб математик йўл билан келтириб чиқарилиши мумкин эди. Бу даврга келиб элементар зарралардан Ж. Ж. Томсон томонидан катод нурларини ўрганиш жараёнида электрон кашф қилинди. Рентгеннинг X -нурлари (1895 йилда кашф қилинган) табиат билан боғлиқлиги ва Эйнштейннинг таърифича, электромагнит майдон кванти — фотон, водород атоми ядроси — протон маълум эди. Булардан ташқари йигирманчи йилларнинг охирида буюк инглиз физиги П. Дирак электрон ҳаракати тенгламаси-

нинг симметриясига асосланиб, массаси электроннинг массасига тенг, лекин мусбат зарядли зарра — позитроннинг табиатда мавжудлигини назарий йўл билан исботлади. Бу зарра бўшлиқда (вакуумда) ҳар қанча узоқ яшай олса ҳам, табиий шароитда бирор электрон билан учрашгунча секунднинг ўн миллиарддан бир қисмича (10^{-10} с) яшай олади, холос. Позитроннинг электрон билан учрашуви натижасида улар ўзаро йўқ бўлиб, электромагнит нурланиш — фотонга айланадилар. Позитрон яшаш вақтининг қисқа бўлишига қарамасдан 1932 йилда америкалик физик К. Андерсон томонидан космик нурларни тадқиқ қилишда қайд қилиниб, табиатда мавжудлиги тасдиқланди.

1932 йилда инглиз физиги Ж. Чадвикнинг олиб борган тажрибаси натижасида массаси протон массасига тенг бўлган оғир нейтрал зарра — нейтрон кашф этилди. Ядрода протонлардан ташқари нейтронлар ҳам мавжудлиги аниқланди.

1935 йилда япон физиги Юкава нейтрон ва протонларни ядрога боғлаб турадиган куч ядродаги зарраларнинг бири бири билан ўзаро учинчи зарра — пионлар, яъни пи-мезонларни алмашиб туришлари натижасида мавжуд бўлади, деган назарияни ўртага ташлади. Бошқача қилиб айтганда, ядро зарралари ўзаро пи-мезонлар воситасида таъсирлашади. Орадан 11 йил ўтгандан кейин мусбат, манфий зарядли ва нейтрал пи-мезонларнинг мавжудлиги тажрибада тасдиқланди. Бу даврда ҳар бир янги топилган зарра физиклар томонидан катта тантанали ҳодиса сифатида қабул қилинади. Лекин ўтган давр ичида элементар зарраларнинг сони ўттиздан, резонанслар деб ном олган бир гуруҳ зарраларни ҳисобга олсак, зарраларнинг умумий сони бир неча юздан ошиб кетди.

Элементар зарралар баъзи муҳим гуруҳларининг хоссаларини баён қилишдан олдин уларнинг синфларга бўлиниши устида тўхталамиз. Унинг асосини зарраларнинг иккита синфга бўлиниши ташкил этади: лептонлар ва адронлар. Илгари ҳам айтиб ўтилганидек, парчаланишда пайдо бўлувчи, кучсиз ўзаро таъсир орқали аниқланувчи зарралар *лептонлар* деб аталади. Уларнинг қаторига электрон, позитрон, мюонлар, τ -лептонлар ва мос келувчи нейтринолар киради. Ҳамма лептонлар $1/2$ га тенг спинга эга. Зарядланган лептонлар ўзаро ва бошқа зарядланган зарралар билан электромагнит ўзаро таъсир орқали таъсирлашади.

Бир-бири билан кучли ўзаро таъсирни амалга оширувчи ҳамма зарралар *адронлар* қаторига киради (у грекча *hadros* сўзидан олинган бўлиб — катта, кучли демакдир).

Ўз навбатида адронлар ҳам икки гуруҳга бўлинади: барионлар — ярим бутун спинли зарралар ва мезонлар — бутун спинли зарралар. Барионлар қаторига нуклонлар ва антинуклонлар ҳамда анча оғир зарралар — гиперонлар ва резонанслар киради. Ярим бутун спинли зарралар Ферми — Дирак статистикасига бўйсунади ва шунинг учун фермионларга тааллуқли бўлади. Мезонларга пионлар, K - мезонлар ва бошқа анча оғир зарралар (пионлар ва каонлар системасидаги резонанслар, «жозибатор» зарралар ва ҳоказо) тааллуқлидир. Бу зарраларнинг бутун сонли спини уларнинг Бозе — Эйнштейн статистикасига мансублигини белгилайди, яъни улар бозонлардир.

Таъкидлаш мумкинки, адабиётларда дуч келувчи μ — мезон атамасини бирмунча эскириб қолган деб ҳисоблаш керак, чунки бу зарра лептонларга оид ва ҳамма лептонлар қатори фермионлар синфига тегишлидир. Замонавий адабиётларда мюон атамасидан фойдаланилмоқда.

8.2- §. Зарраларнинг массаси ва энергияси

Элементар зарраларнинг тинч ҳолатдаги массаси улар учун эталон бўлиб хизмат қилади. Бир турдаги зарралар бир-бирига шунчалик ўхшашки, уларни бир-биридан ажратиб бўлмайди. Бу ҳол айниқса уларнинг массаси ўзаро аниқ тенглигида кўринади. Зарраларнинг массаси одатда улар ҳаракатдалигида ўлчанади: ҳаракат натижасида нишон жисм тузилишини бузишига қараб унинг энергияси, магнит майдонда ҳаракат траекториясининг эгрилигига қараб унинг импульси аниқланади. Худди макродунёдагидек, микродунёда ҳам механик ҳаракат учун зарранинг массаси, тўла энергияси ва импульси орасида боғланиш мавжуд. Элементар зарранинг массаси аниқ микдорга тенг. Шунинг учун зарранинг энергиясини ва импульсини аниқ ўлчаш билан унинг массасини тўғри топамиз, сўнгра заррани ўзини аниқлаймиз.

Эйнштейннинг нисбийлик назариясига кўра, тезлик ортиши билан жисмнинг массаси ортади, яъни қўшимча ҳаракат массасига эга бўлади:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (8.1)$$

бунда c — ёруғлик тезлиги, m — v тезлик билан ҳаракатланаётган жисмнинг массаси, m_0 — шу жисмнинг тинчликдаги массаси. Жисмнинг массаси унинг тезлигини ўзгартиришга бўлган қаршилигининг миқдорий ифодасидир. Шунинг учун ҳам жисм тезлигини ёруғлик тезлигига яқин ёки тенг қийматга етказишга жисм массасининг чексиз қийматга интилиши йўл қўймайди (8.1).

Нисбийлик назариясида жисмнинг тўла энергияси (E_τ) ва импульси (p) унинг тезлиги орқали қуйидагича ифодаланган:

$$E_\tau = mc^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (8.2)$$

$$\vec{p} = m\vec{v} = \frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (8.3)$$

Жисмнинг тезлиги ёруғлик тезлигига яқин катта қийматга ўзгаришида унинг энергияси ва импульси (8.2) ва (8.3) га биноан чексизликка интилади. Бу чексиз энергия жисмга ташқаридан берилиши керак. Табиатда бундай энергия манбаи бўлмаслиги сабабли жисмнинг тезлиги ёруғлик тезлигига тенг бўлолмайди, ҳар доим ундан кичик бўлади. Жисмнинг тўла энергияси ва импульси (8.2) ва (8.3) формулаларга асосан ўзаро қуйидагича боғланган:

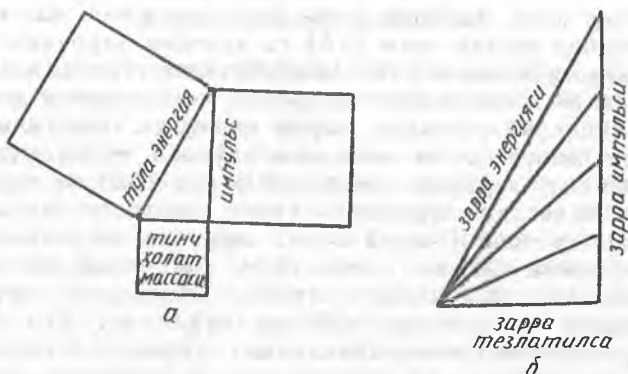
$$E_\tau = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4} = \sqrt{p^2 c^2 + E_0^2}, \quad (8.4)$$

бунда E_0 жисмнинг тинч ҳолатдаги массасига тўғри келадиган энергияси:

$$E_0 = m_0 c^2. \quad (8.5)$$

Бундан буён (8.5) формулага биноан элементар зарранинг тинч ҳолатдаги массаси m_0 ни энергия ўлчовида берамиз, чунки элементар зарралар физикасида массани энергия бирлигида ифодалаш қулай.

Зарранинг массаси, энергияси, импульси ўзгарувчан



8. 1-расм. Масса, тезлик, импульс ва тўла энергиянинг ўзаро боғлиқлик учбурчаклари: а) тинч ҳолатдаги масса, импульс ва тўла энергия; б) тезлик ортганда, тўла энергия гипотенуза, импульс эса катет каби ортиб боради.

катталиклардир. Табиийки, қуйидаги ўринли савол туғилади: зарра учун қандай ўзгармас характеристика унинг белгиси сифатида қўлланилиши мумкин. Бунинг учун юқоридаги (8.4) формулада c ни бирга тенг деб, уни қуйидагича ёзамиз:

$$E^2 - p^2 = m_0^2 \quad (8.6)$$

Ушбу формула Пифагор теоремасининг математик ифодасини эслатади (8.1-а расм). Агар тўғри бурчакли учбурчакнинг горизонтал катети зарранинг тинч ҳолат массаси m_0 — вертикал, катети эса, импульси деб қаралса, унинг гипотенузаси зарранинг тўла энергиясини беради. Агар зарра ҳаракатсиз бўлса, учбурчак узунлиги m_0 га тенг горизонтал чизиққа айланади. Зарранинг тезлатилиши билан учбурчакнинг вертикал катети — зарранинг импульси ва у билан бирга учбурчакнинг гипотенузаси, яъни зарранинг тўла энергияси ўса бошлайди (8.1-б расм).

Аввалига энергиянинг ўсиши оз, чунки паст учбурчаклар учун гипотенуза горизонтал катетга деярли тенг бўлади. Бу оддий Ньютон механикаси тавсифловчи кичик тезликдаги ҳаракатлар ҳолига мосдир. Тезликларнинг катта қийматларида ($v \rightarrow c$) учбурчак юқorigа жуда чўзилган ва гипотенузаси вертикал катетига деярли тенг. Демак, катта тезликлардаги ҳаракатлар учун импульс ва энергия (яъни зарранинг массаси) орасидаги фарқ чексиз

камаяр экан. Албатта, ушбу фарк ҳеч қачон нолга тенг бўлмайди ва ҳар доим (8.6) га мувофиқ зарранинг тинч ҳолатдаги массасига тенг экан. Шунинг учун m_0 ни зарра ҳаракати жараёнининг ўзгармаси — инварианти дейилади. Бошқача айтганда, зарра қанчалик тезлатилмасин, унинг импульси ва энергияси шундай ўзаро мувофиқ равишда ўзгарадики, уларнинг фарқи (8.6) га мувофиқ сон жиҳатдан зарранинг тинч ҳолатдаги массасини характерлайди. Шундай қилиб, зарранинг энергиясини ва импульсини билган ҳолда (8.6) дан унинг массасини аниқлашда фойдаланиш мумкин. Номатлум зарралар устидаги тажрибалар пайтида худди шу йўл билан зарранинг массасини аниқлаймиз, сўнгра 8.1- жадвалда келтириладиган маълумотлардан фойдаланиб, қандай зарра билан иш кўрганимизни аниқлаймиз.

Қатта тезлик билан ҳаракатланадиган зарралар релятивистик кинематика қонунларига бўйсунди. Релятивистик кинематикага асосан бир санок системасидан иккинчисига ўтиш учун Лоренц алмаштиришларидан фойдаланишимиз керак. Агар биз зарра устида олиб борилаётган тажрибани бирор тезлик билан ҳаракатланаётган бош санок системасига кўчирсак ва шу санок системасида унинг энергияси ва импульс квадратларининг айирмасини ҳисобласак, биз яна ушбу айирманинг зарранинг тинч ҳолат массасига тенг эканлигини кўрамиз. Шундай қилиб, зарранинг энергияси ва импульси квадратларининг айирмаси зарранинг тезланиш билан ҳаракатланишидагина инвариант бўлиб қолмасдан, ҳатто кузатувчининг ҳаракат ҳолати ўзгаришида, яъни энергияни ва импульсни ўлчовчи асбобларнинг ҳаракати ўзгаришида ҳам инвариантдир. Бошқача айтганда, ҳар хил тезликлар билан ҳаракатланаётган ҳар хил кузатувчилар берилган зарранинг энергиясини ва импульсини ўлчаб ҳар хил натижаларга эга бўлади. Лекин, ҳар бирдан ушбу зарра энергияси ва импульси квадратларининг айирмасини ҳисоблаш талаб қилинса, ҳаммасида бир хил натижа ҳосил бўлади. Бундан буён, элементар зарранинг массаси деганда унинг тинч ҳолатдаги массасини тушунамиз ва уни юқорида қайд этилган махсус энергия бирликларида (эВ) ўлчаймиз.

8.3- §. Зарралар ҳаракатининг квант табиати.

Ноаниқликлар муносабати

Ҳар қандай микрообъектда тўлқин ва зарра хусусиятлари мужассамланган. Ҳар қандай заррага де Бройль тўлкини деб аталувчи тўлқин мос келади. Тўлқинни характерловчи асосий физик катталиклар частота ν ва тўлқин узунлик λ дир. Зарраларни характерловчи асосий физик катталиклар эса биз юқорида кўрганимиздек энергия ва импульсдир. Зарра — корпускула хусусиятининг белгиси — (p) импульсига (ҳаракат микдориға) тўлқин хусусиятининг белгиси бўлган маълум тўлқин узунлиги (λ) мос қўйилади. Шунингдек, зарра энергияси частота орқали ифодаланади. Квант назариясига асосан бу катталиклар ўртасида қуйидагича боғланиш мавжуд:

$$E = h\nu. \quad (8.7)$$

$$p = \frac{h}{\lambda}. \quad (8.8)$$

(Планк доимийси $h \sim 10^{-27}$ эрг·с.)

Зарранинг корпускула сифатида намоён бўлиши тўлқин узунлиги билан чекланади. Табиатни ўрганишда бундай ҳолни (дуализмни) кишилиқ онги биринчи бор учратмокда. Дуализмга биноан « p импульсли зарра x нуктада жойлашган» деган гап маъносиз. Квант назариясига асосан « p импульсли зарра эҳтимоллик билан x нуктада қайд қилиниши мумкин» дейишимиз керак.

Бир вақтнинг ўзида, масалан, электронни ҳам зарра, ҳам тўлқин сифатида қандай тасаввур этилади деб китобхон эътироз билдириши мумкин. Ахир бу икки тушунча зид тушунча-ку. Тўғри, лекин заррани ҳам тўлқин, ҳам зарра деб ҳисоблаб, биз шу бир вақтда уни на тўлқин, на зарра эканлигини тан оламиз. Шундай бўлишига қарамасдан электронни ҳам тўлқин, ҳам зарра деяр эканмиз, биз тақрибий маънода айтишимизни кўзда тутамиз. Шунинг учун, электронни тақрибан зарра деб қараш унинг координатаси, импульси ва энергиясини тақрибан берилишини англатади. Микдор жиҳатдан ушбу айтилганлар Гейзенбергнинг ноаниқликлар муносабатлари орқали ифодаланади. Квант механикасида кичик масофалар координата импульс ноаниқликлари, катта энергиялар энергия-вақт ноаниқликлари муносабати билан боғланган.

Зарра вазиятини ўлчашдаги Δx ноаниқлик унинг

импульсини ўлчашдаги Δp ноаниқлик билан қуйидагича боғланади:

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar, \quad \hbar = h/2\pi. \quad (8.9)$$

Агар бир вақтнинг ўзида зарранинг вазиятини ҳамда импульсини билмоқчи бўлсак, (8.9) муносабат орқали чегараланган тақрибий қийматлари билан қаноатланишимиз керак.

Ноаниқлик принципининг таъсирига тушган иккинчи жуфт катталиқ энергия ва вақтдир. Система энергиясини ўлчаш маълум вақтни талаб қилади. Ўлчаш вақти қанча кичик бўлса, система энергиясига тажрибанинг таъсири шунча катта бўлади. Бошқача айтганда, система энергиясини ўлчаш учун кетган вақтни қанча аниқ билсак, энергия қийматини шунча ноаниқ биламиз. Бу ҳолда ҳам икки ноаниқликнинг кўпайтмаси ҳеч вақт $\hbar$ дан кичик бўла олмайди:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar \quad (8.10)$$

Квант механикасининг бу ноаниқлик принципи эришишимиз мумкин бўлган максимал аниқликни кўрсатади.

Мазкур ноаниқликлар муносабатларидан катта энергияларнинг кичик масофалар билан боғланиши кўриниб турибди: қанча кичик масофани ўрганмоқчи бўлсак, шунча катта энергияли зарралар керак бўлади. Микросконда ёруғлик тўлқин узунлигидан кичик бўлмаган масофалардаги буюмлар тузилишини кузатиш мумкин бўлганидек тезлатилган зарралар ёрдамида уларнинг де Бройль тўлқин узунлигига тенг ва ундан катта масофалардаги микродунё тузилишини текширишимиз мумкин. Зарранинг тезлиги қанча катта бўлса, (8.8) га биноан унинг де Бройль тўлқин узунлиги шунча кичик бўлади.

Элементар зарралар микродунёсини ўрганиш мураккаб масала. Бунинг учун материянинг 10^{-15} — 10^{-18} м келади-ган кичик масофалардаги хусусиятларини ўрганишга тўғри келади. Буюк италия физиги Э. Ферми шарафига «Ферми» деб аталган ва 10^{-15} м га тенг бўлган узунлик бирлиги элементар зарралар каби объектларнинг кўламларини ўлчаш учун характерли масштабдир.

Микрообъектларда фақат уларнинг характерли ўлчамларигина эмас, балки кичик масофаларда бўладиган у ёки бу жараёнларнинг ўтиш вақти ҳам кўрсаткич бўлиб хизмат қилади. Бу жараёнларнинг энг кичик ўтиш вақти элементар зарранинг ўртача ўлчами бир фермининг

ёруғлик тезлиги ($3 \cdot 10^8$ м/с) га нисбати билан аниқланади ва тақрибан 10^{-23} с га тенг. Ҳозир бу маълум бўлган энг тез жараёнларни характерловчи вақтдир. Жараёнларнинг ўтиш вақти элементар зарраларнинг ўзаро таъсирлашув кучининг спецификасига боғлиқ бўлади.

Микродунё зарраларининг ҳаракатини, ҳолатини тавсифловчи ва классик механика ҳаракат қонунларини умумлаштирувчи квант механикаси 20- йилларнинг ўртасига келиб яратилган бўлса, унинг ҳулосаларини тушуниш кўп йиллар давом этган тортишувларга сабаб бўлди. Квант механикаси тавсифловчи микродунё жараёнлари сезги органларимизгагина эмас, ҳатто тасаввуримизга ҳам сиғмайди. Микродунё жараёнларини макродунё образлари орқали тасаввур этиш тўлқин-зарра каби маъносизликка олиб келиши мумкин. Биз микродунё жараёнларини тасаввур этишдан маҳруммиз, чунки А. Франс айтганидек, бизнинг тасаввуримиз «янги образларни яратмасдан, фақат бизга маълум образлар комбинациясини туза олади».

Квант механикасининг энг ҳайратлантирувчи хусусияти унинг ўзгача эҳтимолий характеридир. Ҳатто ягона зарранинг ҳам ҳаракати унга қўйилган микроскопик шарт-шароитлар орқали аниқланмайди. Микродунёдаги ҳар қандай жараён эҳтимолий характерга эга. Масалан, атом реакторларида уран ядросининг емирилиши натижасида пайдо бўладиган нейтронлар учун ўртача яшаш вақти 960 с. Бу албатта, ҳамма нейтронлар 960 с яшаб, бараварига парчаланади деган маънони англатмайди, ваҳ-ҳоланки, баъзилари эса ҳатто 180 с гача яшаши мумкинлигини ҳам кўрсатади.

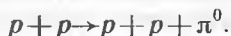
Умуман, физика тарихида эҳтимолий-статистик қонунлар янги эмас, балки илгаридан маълум. Масалан, Р. Клаузиус, Ж. Максвелл ва Л. Больцман томонидан яратилган газлар кинетик назариясининг статистик қонуниятлари XIX асрнинг иккинчи ярмида очилган. Классик статистик қонуниятлар кўп сондаги зарралар системасига тааллуқли эди. Квант механикасида эса эҳтимолий қонуниятларга яқка зарра ҳаракати ҳам бўйсунар экан. Квант статистик қонуниятлар системасининг қанчалик мураккаблиги ва катта сондаги зарралардан иборатлиги билан мутлақо боғлиқ эмас. Қисқача айтганда, қонунларни (жараёнларнинг) эҳтимолий характери ҳозирги замонда микродунёнинг фундаментал (асосий) хусусияти ҳисобланади.

8.4- §. Зарраларнинг ўзаро бир-бирига айланиши

Чор атрофимизда ва ўзимизда ҳам ҳар дақиқа муҳим ўзгариш — бир турдан иккинчисига айланишлар юз бериб туради. Масалан, гугурт чўпини ёндирдик дейлик. Бу ҳодиса ҳақиқий айланишга мисолдир. Албатта, бир турдан иккинчисига айланиш чўпини ёниб йўқ бўлишидагина эмас, углерод атомларининг ҳавонинг кислород молекулалари билан бирикиб, материянинг бошқа формаси — карбонат ангидрид газига айланишида ҳам эмас, балки асл айланиш ёруғлик нурининг пайдо бўлишида юз беради. Материянинг атомар таркибий тузилишига эга эмас, мутлақо янги формаси — фотон туғилди. Биз ажойиб табиий ҳодисанинг гувоҳи бўлдик. Бу каби ҳодиса — янги элементар зарраларнинг туғилиши — фақат ёруғлик нурланишидагина рўй бериб қолмасдан, балки микродунёда дам-бадам юз берувчи ҳодисадир. Ёруғлик нурланишидан ташқари, деярлик кўп ҳолларда материянинг бир турдан иккинчисига айланиш ҳодисасининг бевосита кузатилиши қийин бўлиб, материянинг энг ички ўзагида, яъни юқорида қайд қилинган жуда кичик масофалар билан характерланувчи соҳаларда ниқобланган.

Ушбу ультра киска масофаларда содир бўлаётган ҳодиса ва элементар зарраларнинг тузилишини ўрганиш учун элементар зарраларни катта энергияларгача тезлатиш керак. Ёруғлик тезлигига яқин тезлик билан ҳаракатланаётган зарраларнинг энергияси унинг импульсига пропорционалдир: $E = cp$. У ҳолда координата-импульс ноаниқлиги (8.9) муносабатидан бирор кичик масофага эришиш учун қанча энергия ($\Delta E \geq c/\Delta x = 2 \times 10^{-11}/\Delta x$ МэВ) кераклигини аниқлаймиз. Масалан, 10^{-17} м ва ундан ҳам кичик масофаларга кирмоқ учун 10^3 МэВ энергиядан катта энергиягача тезлатилган зарра керак. Бундай катта энергияли элементар зарраларнинг тўқнашувида табиатнинг ажойиб ҳодисаларидан бири, яъни зарраларнинг ўзаро бир-бирига айланиши содир бўлади. Бу эса элементар зарраларнинг асосий хусусиятларидан бири — уларнинг бошқа зарралар тўқнашувида пайдо бўла олиш (туғилиш) қобилиятидир. Бундай жараёнларнинг ўтиши учун зарур бўлган энергия (8.4) ва (8.5) формулалар орқали аниқланади. Янги зарраларнинг туғилиши мумкинлиги Эйнштейннинг (8.4) формуласидан келиб чиқувчи релятивистик эффектдир. Ҳақиқатан, бу формулага биноан энергия мувозанати (яъни тўқнашувдан олдинги тўла энергиянинг тўқнашувдан сўнгги

тўла энергияга тенглиги) тўқнашувчи зарраларнинг кинетик энергияси ва тинч ҳолатдаги массасига тўғри келадиган энергиясидан иборат бўлиб, зарралар тўқнашувида бу икки хил энергия бир-бирига ўтиши мумкин. Масалан, пи-мезоннинг тинч ҳолатдаги массаси 135 МэВ. Демак, унинг тугилиши учун худди шунча энергия сарф қилиниши керак. Шунинг учун ҳам 150 МэВ кинетик энергияли икки протоннинг ўзаро тўқнашувида нейтрал пи-мезон (π^0) туғилиши мумкин. Бу реакция қуйидагича ёзилади:



Тўқнашувдан аввалги протонларнинг 150 МэВ кинетик энергиясининг 135 МэВ қисми π^0 мезоннинг тинч ҳолат энергияси кўринишига ўтди; қолган қисми бу уч зарралар ўртасида уларнинг кинетик энергияси сифатида тақсимланди. Умуман икки зарранинг тўқнашувида улар етарли кинетик энергияга эга бўлса, массалари янада каттароқ зарралар ҳам ҳосил бўлиши мумкин. Тўқнашув жараёнида ҳосил бўлаётган иккиламчи зарраларни ҳеч қачон бирламчи зарраларнинг таркибий қисмлари сифатида қараш мумкин эмас.

Ҳозир маълум элементар зарралардан кўпчилиги маълум вақт ўтиши билан ўз-ўзидан парчаланиш хусусиятига эга. Бу ҳодиса парчаланувчи зарраларни таркибий тузилиши шу парчаланган зарралар деб ҳисоблашга асос бўлмайди. Масалан, нейтроннинг парчаланишини кўрайлик. У тахминан 16 мин вақтдан сўнг протон, электрон ва электрон антинейтриносига парчаланади. Олдиндан айтишимиз мумкинки, биз бу ҳолда нейтронни таркибий қисмларга парчаланишини эмас, балки янги зарраларнинг туғилишини кўриб чиқамиз. Ҳақиқатан, антинейтринонинг массаси тахминан нолга тенг ва у, фотон сингари, фақат ҳаракатдагина мавжуд бўлади. Агар уни нейтроннинг таркибий қисми десак, антинейтринони нейтрон кўламидаги қафасда ҳаракатсиз мавжуд бўлишини ҳам тан олишимиз керак. Ушбу ҳолда ҳам, худди гугурт чўпини ёндирганимизда туғилган ёруғлик нури — фотонларни гугурт чўпининг таркибий қисми деб қарамаслигимиздек антинейтринони нейтроннинг таркибий қисми дея олмаймиз.

Элементар зарралардаги реакцияларда бир гуруҳ зарраларнинг йўқ бўлиш ва бошқа бир гуруҳ зарра-

ларнинг тугилиш жараёнлари ўзаро бир-бирларига айланишдан иборатлиги, айниқса, зарра-антизарра тўқнашувларида аниқ намоён бўлади. Масалан, электрон ва унинг антизарраси позитроннинг ўзаро тўқнашувида бу иккала зарра йўқ бўлиб, иккита фотон туғилади.

Умуман, зарралар ўртасидаги бирлик ҳам, ўхшашлик ҳам уларнинг ўзаро бир-бирларига айланиш қобилятига эгалигида ўз ифодасини топган.

Микродунёнинг жуда қисқа вақт ичида юз берадиган жараёнлари вақт ўтишининг йўналишига нисбатан симметрияга эга. Бу қонунга асосан тўқнашувларда зарра туғилса, у ютилиши, яъни йўқолиши мумкин. Бундан ташқари, бир реакциянинг ўзида зарраларнинг ютилиш ва тугилиш жараёнлари бўлиши мумкин. Масалан, фотон билан протоннинг тўқнашувида улар йўқолиб, иккита янги зарра — мусбат зарядли пи-мезон ва нейтрон туғилиши мумкин:



яъни зарралар тўқнашувларида ўзаро бир-бирини йўқотиб, бошқа зарраларга айланиши мумкин.

Шундай қилиб, зарралар дунёсида ўзаро туғилиш ва йўқолиш имконининг мавжудлиги улар маълум тузилишга эгами, «бирламчи элементар» зарралардан иборатми ёки йўқми, деган саволларнинг маъносини йўқотади.

Ҳозирги маълум элементар зарраларнинг кўпчилиги элементар деган номни оқламайдилар. Яқин вақтларгача янги зарранинг кашф этилиши фанда ғоят катта тантана ҳисобланар эди. Энди эса ҳар бир навбатдаги тантана навбатдаги бесаранжомликни туғдирмоқда. Чунки, тантаналар шунчалик бирин-кетин кўп марта юз берадики, шу кунга келиб зарраларнинг нисбатан стабилларининг сони 35 тага, умумий сони эса бир неча юзга етди. Мавжуд зарраларнинг бу даражада кўплиги ва бир-бирига айланишлари уларнинг элементарлигига гумон туғдирмоқда.

Бундан ташқари, физиканинг ҳозирги замон ривожланиш босқичида фундаментал (бирламчи) асос қилиб элементар зарраларни қабул қилсак, табиатда уларнинг бунчалик сероблиги микродунёнинг (зарраларнинг) тузилиши ҳақида бирон соддароқ тушунчага эга бўлишимизга бўлган умидни мутлақо узади. «Элементар зарра» сўзининг ўзи «атом» (грекча «бўлинмас») сўзи каби анахронизм, яъни эскирган тушунча бўлиб қолмоқда.

Элементар зарраларни микродунё тузилишида бирламчи асос сифатида қабул қилмасак, нимани қабул қиламиз? Ахир физика тараққиётининг ҳар бир босқичида бундай саволга жавоб топилган эди. Кейинчалик кўрамизки, элементар зарраларнинг тузилиши динамик характерга эга бўлиб, ўзаро таъсирлашганларидагина намоён бўлади. Биз кўрамизки, зарранинг худди шу ўзаро таъсирлашуви-ни ўрганиш йўли билангина улар ичидан туб маънода элементар зарраларини ажратамиз.

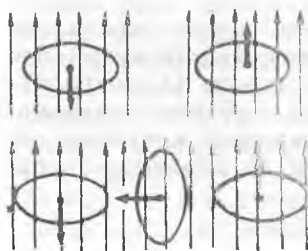
8.5- §. Элементар зарралар спини. Паули принципи ва зарраларнинг айнанлиги

Спин зарранинг ички хусусиятидир. Элементар зарра ўз спинига эга ҳолда вужудга келади ва унинг спинининг қийматини ўзгартириш мумкин эмас, яъни зарранинг хусусий айланиш моментини (айланишини) кучайтириб ҳам, сусайтириб ҳам бўлмайди. Элементар зарралар спинининг сон қиймати аниқ маълум. Спин ҳар доим Планк доимийси $\hbar$ нинг бирлигида бутун ёки ярим бутун сонга тенг.

Элементар зарранинг спини (1) вектор катталики бўлиб, бошқа вектор катталиклардан фарқи равишда, ҳар қандай йўналишга унинг проекцияси ҳар доим $(2I+1)$ та қиймат қабул қилади. Масалан, электроннинг спини яримга тенг, яъни $I=1/2$. Электрон спинининг бирор йўналишга, масалан, Z ўққа проекцияси

$I_z = -\frac{1}{2}$ ва $I_z = +\frac{1}{2}$ қийматлар қабул қилади. Проекция ишоралари кўрсатадики, электроннинг айланиши ҳар қандай йўналиш, жумладан, Z йўналиш билан ўнг, ё чап винт ҳосил қилади (8.2- расм).

Элементар зарранинг спини — унинг ўз ўқи атрофида айланишининг ҳаракат микдори моменти деган тушунча



8.2-расм. Юқорида спинлари ярим ва пастда спинлари бутун — $\hbar$ қийматларга эга бўлган зарраларнинг фазодаги мумкин бўлган йўналишлари.

аслида тақрибийдир. Масалан, электрон $I = \frac{1}{2}$ спинга эга

бўлиши учун катта бурчак тезлиги билан айланиши керак. Бунда электроннинг сиртки қатлами ёруғлик тезлигига нисбатан икки баравар катта тезлик билан айланиши лозим. Маълумки, табиатда ёруғлик тезлигидан катта тезликка эга бўлган жараён мавжуд эмас.

Бинобарин, электронлар системаси, тажрибанинг кўрсатишича, худди айнан зарралар системасига ўхшаш ўзгача ҳаракатланади. Бундай системалардаги зарралар 1925 йилда Паули кашф этган қонунга — Паули принципига бўйсунди. Паули принципига кўра иккита бир хил зарра, бир хил ҳолатда бир вақтда бўла олмайди, хоссалари билан ўхшаш зарралар ўхшаш ҳолатларга эга бўла олмайди. Масалан, атомда энергияси, импульс моменти, импульс моменти проекцияси ва спин проекцияси бир хил бўлган иккита ҳам электрон учратиб бўлмайди. Бошқа мисол кўрайлик. Икки электронни битта ёпик системага жойлаштирдик деб фараз қилайлик. Улар бири-бири билан шунчалик айнанки, биз уларни ажрата олмаймиз. Бу икки электрон ҳам ўз ўқи атрофида айланади, лекин улар жуда кичик бўлганлиги сабабли биз бу ҳаракатни сезмаймиз. Энди системани Z ўқ бўйлаб йўналган магнит майдонга жойлаштирайлик. У ҳолда бир электроннинг айланиш ўқи майдон йўналиши бўйлаб, иккинчисиники майдонга қарши йўналишда жойлашади. Уларнинг энергияси бир-биридан фаркли бўлиб, биз бир электронни иккинчисидан ажрата оламиз. Демак, электрон мумкин бўлган икки ҳолатнинг бирида бўлади ва ўзининг магнит хусусиятларига нисбатан дублетни (французча — иккиланган) ташкил қилади. Электроннинг спини $I = \frac{1}{2}$

бўлиб, Z ўққа нисбатан спиннинг ташкил этувчилари $\sim 1/2$ дан иборат, яъни мумкин бўлган икки ҳолатга тўғри келади (8.2- расмга қаранг).

Шундай қилиб, микродунёнинг квант қонунлари ҳақида юқорида баён этилганлардан қуйидаги муҳим беш тушунчани ўзлаштириб олишимиз керак: 1) микрообъектларга хос хусусият корпускула — тўлқин дуализми; 2) ноаникликлар принципи; 3) микродунё қонунлари ва жараёнларининг эҳтимолий табиати; 4) элементар зарралар спини; 5) Паули принципи.

8.6- §. Квант сонлари ва уларнинг сақланиши

Ҳар бир заррани квант сонлари деб аталувчи физик белгилар тўплами характерлайди. Умуман зарраларни характерловчи катталиклар кўп ва хилма-хилдир. Шундай бўлса ҳам, улардан бирортасини элементар зарраларнинг классификацияси учун асосий характеристика сифатида ажратиш қийин. Қуйида ҳар бир квант сони ва унинг физик маъноси устида алоҳида тўхталиб ўтамиз. Аввало, ҳар бир зарра тинч ҳолатдаги массаси билан характерланади. Зарраларнинг бу характеристикаси 8.1- жадвалнинг бешинчи устунида келтирилган.

Элементар зарраларнинг навбатдаги характеристикаси электр зарядидир. У электрон заряди бирлигида ўлчанади. 8.1- жадвалдан кўрииб турибдики, зарраларнинг электр заряди бутун сон бўлиб, 0 га ёки ± 1 га тенг.

Жадвалда келтирилмаган резонанслар деб аталувчи зарралар гуруҳида ҳаттоки ± 2 зарядли зарралар ҳам маълум.

Материянинг таркибий қисмларидан ҳисобланган ва $1/2$ спинга эга фундаментал фермионлар деб аталувчи кварклар эса $+\frac{2}{3}e$ ёки $-\frac{1}{2}e$ га тенг каср қийматли зарядга эгадир.

Элементар зарралар иштироки билан бўладиган жараёнларда энергиянинг сақланиш қонуни каби заряднинг сақланиш қонуни ҳам мавжуд. Заряднинг сақланиши баъзи зарраларнинг барқарорлигини таъминлайди.

Энди протоннинг нима сабабдан барқарор эканлигига жавоб беришга ҳаракат қилайлик. Биз биламизки, ҳар қандай квант системаси минимал (яъни, энг кам) энергияли ҳолатда бўлишга ҳаракат қилади. Эйнштейннинг (8.5) формуласига асосан минимал энергияли ҳолат энг кичик массали ҳолатни ифодалайди. Шунинг учун ҳам кўпгина оғир зарралар кичик зарраларга парчаланади. Нима учун электроннинг парчаланмаслигини биламиз, чунки уни ўзидан энгил фотон ёки нейтринога парчаланишга электр зарядининг сақланиш қонуни йўл қўймайди. Лекин нима учун протон энгил зарраларга — мюонлар, пионлар ёки позитронларга парчаланмайди? Энергия ва электр зарядининг сақланиш қонунига асосан протон позитрон ва фотонга айланиши мумкин. Лекин тажрибада бу нарсa кузатилгани йўқ. Шунинг учун протоннинг энгил зарраларга айланишини ман қилувчи яна бир сақланиш

конунининг мавжудлигини фараз қилиш зарур. Протоннинг бундай жараёнга нисбатан барқарорлиги унинг барион заряди (B) га эга эканлигидан келиб чиқади.

Жадвалдан кўриниб турибдики, протоннинг барион заряди $+1$ га тенг, позитрон ва фотон эса, барион зарядига эга эмас. Барион зарядининг сақланиш қонунига асосан протоннинг мазкур парчаланиши ман қилинади:

$$p \rightarrow e^+ + \gamma.$$

Протон ва ундан оғир ҳамма зарралар барионлар деб аталади ва уларнинг ҳар бири $+1$ барион зарядига эга. Антибарионлар эса -1 барион зарядига эга бўлади.

Юқоридаги жадвалнинг охириги устуниси зарраларнинг парчаланиш маҳсулотлари келтирилган. Диққат билан қарасак, ҳар қандай барион протон ва бошқа зарраларга парчаланишини кўрамиз. Масалан, кси-минус-гиперонни олайлик. У ламбда-гиперон ва пи-мезонга парчаланаяди; лекин Λ^0 ўз навбатида протонга ва пи-мезонга парчаланаяди. Протон барқарор бўлгани учун у битта оғир зарра (E) бўлганлиги ва унинг парчаланганлиги ҳақидаги информацияни ўзида сақлайди. Бундай жараёнларда зарранинг «оғирлик» хусусияти йўқолмасдан эстафета бўйича протонга ўтади. Агар протондан оғир 1000 та зарра бўлса, улар барибир 1000 та протонга ва бошқа зарралар тўпламига парчаланаяди. Барионларнинг барион зарядининг сақланиш қонуни улар парчаланганда «оғирлик» хусусиятининг сақланишини акс эттиради. Протоннинг барқарорлиги эса унинг бошқа барионлар олдидаги уларнинг «оғирлик» хусусиятини сақлашдан иборат.

Барион сонининг сақланиш қонуни билан боғланган, лекин ҳозиргача ечилмаган муаммо барион сони учун сақланиш қонунини қаноатлантиришидан бошқа бирор маълум хусусиятнинг йўқлигидир. Масалан, зарранинг электр зарядини унинг электромагнит майдондаги ҳаракатига асосан мустақил равишда аниқлаш ва ўлчаш мумкин. Барион зарядининг эса биз берган «сунъий» хусусиятидан бошқа хусусияти йўқ. Барион зарядининг электр заряди каби хусусиятга эга эмаслиги унинг пухта назарий асосини ишлаб чиқишни талаб қилади. Лекин шунга қарамасдан бу қонуннинг катта аниқликда бажарилиши билан қаноатланамиз.

Жадвалдаги энг енгил зарралар лептон зарядига эга. Электрон (e^-) ва электрон нейтриноси (ν_e) $+1$ электрон

Зарра- лар гу- руҳи	Тар- тиб №	Зарранинг номи	Бел- гиси	Масса- си (МэВ)	Ўртача яшаши даври (с)	Q	B	I _c	I _μ	S	T	J _p	Ёмирилиш йўли ва нис- бий эҳтимолиги (%)
Фотон	1	Фотон	γ	0	барқарор	0	—	—	—	—	—	1	—
	2	Электрон нейт- риноси	ν_e	0	—«—»	0	—	+1	0	—	—	1/2	—
	3	Электрон анти- нейтриноси	$\bar{\nu}_e$	0	—«—»	0	—	-1	0	—	—	1/2	—
	4	Мюон нейтри- носи	ν_μ	0	—«—»	0	—	0	+1	—	—	1/2	—
Лептон- лар	5	Мюон антиней- триноси	$\bar{\nu}_\mu$	0	—«—»	0	—	0	+1	—	—	1/2	—
	6	Электрон	e^-	0,511	—«—»	-1	—	+1	0	—	—	1/2 ⁺	—
	7	Позитрон	e^+	0,511	—«—»	+1	—	-1	0	—	—	1/2 ⁻	—
	8	Мюон (мю-ме- зон)	μ^-	106	2,2·10 ⁻⁶	-1	—	0	+1	—	—	1/2 ⁺	$e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ (100)
	9	Мусбат мюон	μ^+	106	2,2·10 ⁻⁶	+1	—	0	-1	—	—	1/2 ⁻	$e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$ (100)
	10	Мусбат пион	π^+	140	2,6·10 ⁻⁸	—	—	—	—	—	1	0—	$\mu^+ + \nu_\mu$ (100)
	11	Манфий пион	π^-	140	2,6·10 ⁻⁸	—	—	—	—	—	1	0—	$\bar{\mu}^- + \nu_\mu$ (100)
	12	Нейтрал пион	π^0	135	0,76·10 ⁻¹⁶	—	—	—	—	—	1	0—	$\gamma + \gamma$ (99) $\gamma + e^+ + e^-$ (1)
	13	Мусбат каон	K^+	494	1,2·10 ⁻⁸	+1	—	—	—	+1	1/2	0—	$\mu^+ + \nu_\mu$ (63),

Зарра- лар гу- руҳи	Тар- тиб №	Зарранинг номи	Бел- гиси	Масса- си (МэВ)	Ўртача яшаш даври (с)	Q	B	L_c	L_μ	S	T	J_p	Емирилиш йўли ва нис- бий эҳтимолиги (%)
Мезон- лар	14	Манфий каон	K^-	494	$1,2 \cdot 10^{-8}$	-1	-	-	-	-1	1/2	0-	$\pi^+ + \pi^0$ (21) ... $\mu^- + \bar{\nu}_\mu$ (63), $\pi^- + \pi^0$ (21)
	15	Нейтрал каон	K^0	498	$K_1^0 0,86 \cdot 10^{-10}$	0	-	-	-	+1	1/2	0-	$K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ (69) $\pi^0 + \pi^0$ (31)
	16	Нейтрал анти- каон	$\bar{K}^0$	498	$K_2^0 5,4 \cdot 10^{-8}$	0	-	-	-	-1	1/2	0-	$K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$ (61), $\pi^\pm e^\mp \nu_e$ (39),
	17	Эта-мезон	η^0	549	$2,4 \cdot 10^{-19}$	0	-	-	-	0	0	0-	$\pi^\pm + \mu^\mp + \nu_\mu$ (27). $\pi^+ + \pi^- + \pi^0$ (13), 2γ (37), 3π (23), $3 \pi^0$ (30) ...
	18	Протон	p	938,2	барқарор	+1	+1	-	-	0	1/2	1/2+	—
	19	Антипротон	$\bar{p}$	938,2	—	-1	-1	-	-	0	1/2	1/2-	—
	20	Нейтрон	n	939,6	$0,93 \cdot 10^3$	0	+1	-	-	9	1/2	1/2+	$p + e^- + \nu_e$ (100)
	21	Антинейтрон	$\bar{n}$	939,6	$2,5 \cdot 10^{-10}$	0	-1	-	-	0	1/2	1/2-	$\bar{p} + e^- + \bar{\nu}_e$ (100)
	22	Ламбда-гиперон	Λ^0	1116	$2,5 \cdot 10^{-10}$	0	+1	-	-	+1	0	1/2+	$p + \pi^-$ (65) $n + \pi^0$ (35)

	23	Анти-лабда- гиперон	$\bar{\Lambda}^0$	1116	$2,5 \cdot 10^{-10}$	0	-1	-	-	-1	0	1/2-	$\bar{p} + \pi^-$ (65) $\bar{n} + \pi^0$ (35)
	24	Сигма-плюс-ги- перон	Σ^+	1189	$0,8 \cdot 10^{-10}$	+1	+1	-	-	+1	1	1/2+	$p + \pi^0$ (52) $n + \pi^+$ (48)
	25	Анти-сигма плюс-гиперон	$\bar{\Sigma}^+$	1189	$0,8 \cdot 10^{-10}$	-1	-1	-	-	-1	1	1/2-	$\bar{p} + \pi^0$ (52) $\bar{n} + \pi^+$ (48)
	26	Сигма-ноль ги- перон	Σ^0	1192	$< 10^{-14}$	0	+1	-	-	+1	1	1/2+	$\Lambda^0 + \gamma$ (100)
	27	Анти-сигма ноль-гиперон	$\bar{\Sigma}^0$	1192	$< 10^{-14}$	0	-1	-	-	-1	1	1/2-	$\bar{\Lambda}^0 + \gamma$ (100)
	28	Сигма минус гиперон	Σ^-	1197	$1,5 \cdot 10^{-10}$	-1	+1	-	-	+1	1	1/2+	$n + \pi^-$
	29	Анти-сигма ми- нус-гиперон	$\bar{\Sigma}^-$	1197	$2,5 \cdot 10^{-10}$	-1	-1	-	-	-1	1	1/2-	$\bar{n} + \pi^-$
	30	Кси-ноль-гипе- рон	Ξ^0	1315	$3 \cdot 10^{-10}$	0	+1	-	-	-2	1/2	1/2+	$\Lambda^0 + \pi^0$
	31	Анти-кси-гипе- рон	$\bar{\Xi}^0$	1315	$3 \cdot 10^{-10}$	0	-1	-	-	+2	1/2	1/2-	$\bar{\Lambda}^0 + \pi^0$
	32	Кси-минус ги- перон	Ξ^-	1321	$1,7 \cdot 10^{-10}$	-1	+1	-	-	-2	1/2	1/2+	$\Lambda^0 + \pi^-$
	33	Анти-кси-минус гиперон	$\bar{\Xi}^-$	1321	$1,7 \cdot 10^{-10}$	+1	-1	-	-	-2	1/2	1/2-	$\bar{\Lambda}^0 + \pi^-$
	34	Омега минус- гиперон	Ω^-	1672	$1,3 \cdot 10^{-10}$	-1	+1	-	-	-3	0	3/2+	$\Xi + \pi$ (50) $\Lambda^0 + K^-$ (50)
	35	Анти-омега- минус-гиперон	$\bar{\Omega}^-$	1672	$1,3 \cdot 10^{-10}$	-1	-1	-	-	+3	0	3/2-	$\Xi + \pi$ (50) $\bar{\Lambda}^0 + K^-$ (50)

лептон зарядига (L_e), позитрон (e^+) ва электрон антинейтрино ($\bar{\nu}_e$) эса — 1 лептон зарядига эга ($L_e = -1$). Бошқа ҳамма зарралар учун $L_e = 0$. Мюмезон $\mu^- e$ ва мюон нейтриноси учун мюон лептон заряди $L_\mu = +1$, мусбат мю-мезон ва мюон антинейтриноси учун $L_\mu = -1$. Бошқа ҳамма зарраларнинг мюон лептон заряди нолга тенг: $L_\mu = 0$.

1951 йилда олимлар жуда ғалати физик хусусиятларга эга бўлган зарраларни кашф қилдилар. Олимлар ғалати зарраларни бошқа одатдаги зарралардан фарклаш учун S ғалатилик деган квант белгиси билан белгилади. Фақатгина шу ғалати зарралар учун ғалатилик нолдан фарқли бўлиб $S = \pm 1, \pm 2, \pm 3$ бўлади. Одатда, эквивалент катталиқ V - гиперзаряд ишлатилади. У ғалатилик ва барион заряди квант сонлари билан боғланган:

$$V = S + B.$$

Кучли ўзаро таъсир зарраларнинг ҳар бир заряд мультиплетига маълум изотопик спин (изоспин) қиймати таққос қўйилади. Агар заряд мультиплетини битта заррадан ташкил топган бўлса, ушбу зарранинг (заряд мультиплетининг) изотопик спини нолга тенг деб ҳисобланади. Масалан, эта-мезон. Икки заррадан ташкил топган заряд мультиплетининг изоспини (масалан, нуклонлар — протон ва нейтронлар дублети) яримга тенг. Умуман, агар заряд мультиплетини i та заррадан ташкил топган бўлса, унинг изотопик спини қуйидагича аниқланади:

$$T = (i - 1) / 2.$$

Маълумки, «изо» сўзи тенг деган маънони билдиради. «Топос» сўзи эса ўрин, жой маъносини англатади. «Изотопик» сўзи зарраларнинг маълум бир «ўрин» га — маълум мультиплетга тааллуқлилигини кўрсатади. Агар зарранинг спини яримга тенг бўлса, у спиннинг йўналишига нисбатан мумкин бўлган икки ҳолда бўлади. Худди шунингдек, изотопик спини яримга тенг нуклон заряд мультиплетини нуклоннинг икки: протон ва нейтрон ҳолатидан иборат бўлади. Кучли ўзаро таъсирда бир заряд мультиплетига кирувчи ва ўзларини битта зарра каби тутувчи зарралар электромагнит ўзаро таъсир остида массалари ва зарядлари билан фаркланувчи зарраларга айланади. (8.3- расмга қ.) Маълумки, учта пи-мезон — π^+ , π^0 ва π^- бир-биридан фақат зарядлари билан фарқ қилади. Пи — мезоннинг изоспини бирга тенг бўлиб,

изоспин проекциялари эса $T_z = +1,0 - 1$ га тенг. Ушбу учта заррарнинг заряд микдори T_z билан қуйидагича боғланган:

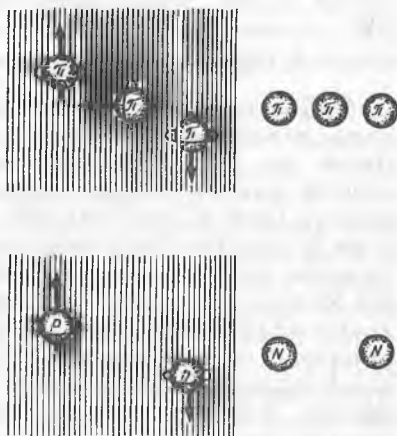
$$q = e \cdot T_z.$$

Бу муносабатдан электр зарядининг сақланиш қонуни туфайли T_z нинг сақланишлиги келиб чиқади.

Агар дунёда электр заряди бўлмаганда эди (яъни электромагнит ўзаро таъсир), у ҳолда биз фақат бир хил π - зарраларгагина эга бўлар эдик, холос. Бу заррага пи-мезон деган ном бериб, бизнинг реал дунёга жойлаштирайлик. Энди пи-мезон ўзининг ҳолатларидан бирида: ё мусбат зарядли, ё зарядсиз, ёки манфий зарядли ҳолатда намоён бўлади. Зарядларининг мавжудлиги сабабли энди бу ҳолатларнинг электромагнит ўзаро таъсири ҳар хил бўлади ва натижада улар бир-биридан массаси билан ҳам фарқ қилади. Қучли ўзаро таъсирга нисбатан улар аввалгидек бир хилдир (8.3- расм).

Қучли ўзаро таъсирга нисбатан изоспин ва унинг проекцияси яхши квант сонлари — сақланувчи квант сонлари бўлса, электромагнит ўзаро таъсирга нисбатан эса фақат унинг проекцияси яхши квант сони бўлади, холос.

Элементар зарраларнинг асосий хусусияти — ҳаракат микдори, яъни импульсининг спин моменти ёки спини (1) билан боғланган. Спин билан яқин боғланишда бўлган квант сони P ички жуфтликни ифодалайди ва унинг сақланиш қонуни системада бирор физик ҳодиса рўй берганда унинг кўзгудаги тасвирида ҳам шу ҳодисанинг ўша йуналишда рўй беришини кўрсатади. Математика нуктаи назаридан айтганда P жуфтликнинг сақланиши физик қонунларнинг фазовий



8. 3- расм. Икки нуклон ва уч пион бир-бирларидан изотоп спинларнинг йуналишлари билан фарқланади. Электромагнит ўзаро таъсир бўлмаганда эса, уч пион ва икки нуклон бир-биридан фарқ қилмаган бўлар эди.

координаталар ишорасининг ўзгаришига боғлиқ эмаслигини ифодалайди. P жуфтлик фақат ± 1 қийматни қабул қилади. P операцияси ҳар қандай ҳақиқий, яъни поляр векторнинг ишорасини ўзгартиради. Аксиал векторлар, жумладан, ҳаракат микдорининг моменти, спини ёки уларнинг вектор йиғиндиси — ҳаракат микдорининг тўла моменти P таъсирида ишорасини ўзгартирмайди. Масалан, ҳаракат микдорининг моменти: $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$.

P операцияси таъсирида зарранинг радиус-вектори $\vec{r}$ ва импульси $\vec{p}$ ишорасини ўзгартиради.

Кучсиз ўзаро таъсирда P жуфтликнинг сақланиш қонуни бузилади. Аммо кучли ва электромагнит ўзаро таъсирда P жуфтлик сақланади ва бундай жараёнларда яхши квант сони бўлиб қолади. Жуфтлик P «эталон» зарралар — протон, нейтрон ва Λ^0 -гиперонларга нисбатан аниқланади. Протон, нейтрон ва гиперонларнинг ҳар бири учун $P = +1$ қабул қилинган.

Жараённинг тўла жуфтлиги ички жуфтлик (P) ва спин моменти (I) дан иборат бўлганлиги учун одатда бу икки катталиқ бирга ёзилади. Масалан, протон учун $I = \frac{1}{2}$,

$P = +1$. Шунинг учун $I^2 = \frac{1}{2}$ кўринишда ёзиш қулайдир.

8.7-§. Симметрия ва сақланиш қонунлари

Файласуф Гераклит айтганидек, ҳеч нарса доимий эмас, ҳамма нарса узлуксиз ҳаракатда ва ўзгаришда. Лекин шу нарсани эсдан чиқармаслик керакки, ўзгаришлар ҳақида гапирганимизда фақат бирор ўзгармас нарсага (фонга) нисбатан айта оламиз. Кишилиқ онги ҳар доим ўзгараётган хусусиятларнинг ташқи қиёфаси остида ўзгармас хусусиятларни (симметрияни) аниқлашга ҳаракат қилган. Физиканинг ривожланишида худди шу каби изланишлар ажойиб муваффақиятлар — ўзгармас хусусиятларнинг асоси бўлмиш қатор сақланиш қонунларининг кашф этилиши билан яқунланган. Сақланиш қонунларига биноан, бирор сақланувчи физик катталиқ, масалан, энергия ёки электр зарядининг қиймати вақт бўйича ўзгармайди. Албатта, сақланувчи катталикларгина заррани характерлайди. Юқорида шу каби катталиклар билан элементар зарранинг квант сонлари сифатида танишиб ўтилди.

Сақланиш қонунлари физиканинг ҳар қандай бўлими-

га караганда элементар зарралар физикасида катта роль ўйнайди. Бунинг сабабларидан бири шундан иборатки, ҳозир элементар зарралар учун бирор изчил назария йўқ. Иккинчи сабаби элементар зарралар сақланиш қонунларининг кўнлиги ва уларнинг яхши бажарилишидир. Элементар зарралар дунёсида қатор сақланиш қонунлари борки, улар макродунё ҳодисалари учун ҳеч қандай роль ўйнамайди. Ниҳоят, учинчи сабаби шундан иборатки, микродунё ҳодисаларида сақланиш қонунлари янада эффектли таъсир кўрсата бошлайди. Чунончи, агар макродунёда сақланиш қонунлари фақат тақикланса, микродунёда бундан ташқари тақик остига тушмаган ҳамма жараёнларни ўтишига йўл қўяди. Бошқача айтганда, микродунёда сақланиш қонунларининг тўла тўплами тақикламаган ҳар қандай жараён албатта юз бериши керак. Худди шу асосда янги элементар зарра — мюон нейтриноси (ν_μ) кашф қилинган.

Сақланиш қонунларининг физик маъносини тушуниш бундан бир неча ўн йил илгари бошланган. Даставвал, улар эмпирик қонунлар сифатида қабул қилинган эди. Бироқ, сақланиш қонунларининг универсаллиги ва аниқлиги уларнинг чуқур физик асосга эга эканлигидан дарак беради. Ҳозир ҳар бир сақланиш қонуни бизни ўраб турган объектив дунёнинг бирор симметрияси билан боғлиқ эканлиги аниқланган. Ҳар қандай симметриянинг унга тегишли сақланиш қонуни билан алоқаси квант назариясида бевосита келиб чиқади.

Элементар зарралар физикасида сақланиш қонунлари физик табиати бўйича уч гуруҳга бўлинади. Биринчи гуруҳ фазо-вақтнинг тўрт ўлчовли геометрияси билан боғлиқ бўлган энергия, импульс, импульс моменти, спин, CP — жуфтлик, T — жуфтликнинг сақланиш қонунлари киради. Иккинчи гуруҳга, одатда, электр, барион ва икки хил лептон зарядларининг сақланиш қонунлари киради. Ниҳоят, учинчи (турли жинсли) гуруҳга фақат баъзи ўзаро таъсирлардагина бажариладиган сақланиш қонунлари киради. Бу учинчи гуруҳ сақланиш қонунлари тақрибий ҳисобланади. Бундай тақрибий сақланиш қонунларини ўрганиш ҳар хил ўзаро таъсирлар турли хил даражадаги симметрияга эга бўлишлигини кўрсатди. Ўзаро таъсир қанчалик кучли бўлса, у шунчалик симметрикдир, яъни у учун шунчалик кўп сақланиш қонунлари бажарилади.

8.8- §. Зарраларнинг парчаланиши ва туғилиш реакциялари

Энергия ва импульснинг сақланиш қонуни микродунёда кучга эга сақланиш ёки тақиқлаш қонунлари ичида энг асосий ҳисобланади. Микродунёнинг ҳар қандай тўқнашув (ва парчаланиш) жараёнларида тўқнашаётган (парчала- нувчи) зарраларнинг бошланғич энергияси вужудга келган зарралар энергиясининг йиғиндисига аниқ тенг. Парчаланиш жараёнида ҳосил бўлган зарраларнинг тинч ҳолат массасининг йиғиндисидан парчаланган зарранинг тинч ҳолат массасидан ортиқ бўла олмайди. Импульс учун сақланиш қонуни қуйидагича таърифланади. Тўқнашув (парчаланиш) жараёнига зарралар импульсларининг вектор йиғиндисидан сўнг вужудга келган зарра- лар импульсларининг вектор йиғиндисига аниқ тенг. Бинобарин, парчаланувчи зарра тинч ҳолатда бўлса, парчаланиш жараёни юз берганда ҳосил бўладиган зарралар иккита бўлса, улар албатта қарама-қарши ҳаракатланадилар. Агар биз парчаланаётган зарра билан бирдай ҳаракатланаётган санок системасидан туриб парчаланиш жараёнини кузатсак, ушбу ҳол ўринли бўлади. Бунда янада қулай тақиқлаш қонидасига эга бўламиз. Агар санок системасига нисбатан парчаланувчи зарра тинч ҳолатда бўлса, унинг энергияси тинч ҳолатдаги массаси (m_0) га тенг ($c=1$) бўлади. Вужудга келган зарраларнинг шу системага нисбатан тинч ҳолатдаги массаларнинг йиғиндисидан ҳар доим m_0 дан кичик, яъни

$$m_1 + m_2 + m_3 + \dots < m_0.$$

Ушбу тақиқлаш қонидасидан енгил зарранинг оғирроқ зарраларга парчаланиши мумкин эмаслиги келиб чиқади.

Масалан, қандайдир аниқ бир каналда ўтувчи парчала- ниш:

$$a \rightarrow x_1 + \dots, x_n \quad (8.11)$$

каби умумий кўринишга эга. a —зарра учун тинч ҳолатдаги системада тўла энергиянинг сақланиш қонуни қуйидагича ёзилади:

$$E = m_a c^2 = \sum (m_\alpha c^2 + T_\alpha). \quad (8.12)$$

Бу ерда $T_\alpha = E_\alpha - m_\alpha c^2 - X_\alpha$ зарранинг кинетик энергияла- ри. Демак, парчаланишнинг зарур шarti:

$$m_0 \geq \sum_\alpha m_\alpha. \quad (8.13)$$

Шубҳасиз, бу парчаланиш учун етарли шарт эмас, чунки энергиянинг сақланиш қонунидан ташқари унинг бошқа сақланиш қонунларини ҳам тақиқлаш мумкин. Парчаланиш жараёнида ажралиб чикувчи энергия, яъни X_α зарраларнинг кинетик энергияларининг йиғиндиси парчаланиш энергияси Q деб аталади. (8.12) га кўра у бошланғич ва охириги зарраларнинг массалари фарқига тенг:

$$Q = \sum_{\alpha} T_{\alpha} = m_0 c^2 - \sum_{\alpha} m_{\alpha} c^2. \quad (8.14)$$

Ўз-ўзидан парчаланиш учун $Q \geq 0$, яъни биз яна зарур шартга келамиз (8.13).

Мисол. Нейтроннинг бета-парчаланиши. Протон, нейтрон ва электрон қуйидаги массаларга эга: $m_p \cong 938,26$ МэВ, $m_n \cong 939,55$ МэВ, $m_e \cong 0,51$ МэВ. Қўриниб турибдики, $m_n > m_p + m_e$, агар бу бошқа сақланиш қонунларига зид келмаса, эркин нейтроннинг β -парчаланиши асосан $n \rightarrow p + e^-$ схемаси бўйича ўтиши мумкин. Ҳақиқатда эса, бундай жараён ўтмайди, масалан, импульс моменти сақланмайди ва амалда нейтрон, протон, электрон ва антинейтринога парчаланади. $m_\nu = 0$ бўлганлигидан бу парчаланишнинг энергияси $Q \cong 0,78$ МэВ га тенг. Иккинчи томондан эса, эркин протоннинг нейтрон ва бошқа зарраларга парчаланиши мумкин эмас, чунки $m_p < m_n$.

Энди икки заррали парчаланишни кўриб чиқамиз:

$$a \rightarrow x_1 + x_2. \quad (8.15)$$

Барча массалари маълум ва a зарра тинч ҳолатда деб тахмин қилиб, ҳосил бўлувчи зарраларнинг энергиясини топамиз. Одатда, бу масалани энергия ва импульснинг сақланиш қонунини 3 ўлчовли ёзув қўринишида қўллаш йўли билан ечилади. Бундай турдаги ҳисобларда тез-тез қўлланилувчи бир усулнинг самарадорлигини кўрсатиш мақсадида бошқача йўл тутамиз. Импульснинг сақланиш қонунидан:

$$p_a = p_1 + p_2. \quad (8.16)$$

Тенгликнинг иккала томонини квадратга ошириб:

$$p_a^2 = p_1^2 + p_2^2 + 2(p_1 \cdot p_2). \quad (8.17)$$

p_2 ни (8.16) ёрдамида скаляр кўпайтмадан йўқотиб,

$$p_a^2 = p_1^2 + p_2^2 + 2(p \cdot p_a) - 2p_1^2 \quad (8.18)$$

ни оламиз. (p_1, p_a) скаляр кўпайтмани $p_a = 0$ ва $E_a = m_a$

(а зарра сокинликда) лигини эътиборга олсак, (8.18) қуйидаги кўринишга келади:

$$m_a^2 = -m_1^2 + m_2^2 + 2E_1 m_a. \quad (8.19)$$

Бундан бизни қизиқтираётган натижага келамиз:

$$E_1 = \frac{m_a^2 + m_1^2 - m_2^2}{2m_a}, \quad E_2 = \frac{m_a^2 + m_2^2 - m_1^2}{2m_a}. \quad (8.20)$$

(иккинчи формула биринчисидан 1 ва 2 индексларни ўзаро алмаштириш йўли билан топилади). (8.20) нинг ҳар иккала томонидан тегишли массаларни айлриб, X_1 ва X_2 зарраларнинг кинетик энергиясини топамиз:

$$T_1 = \frac{(m_a - m_1)^2 - m_2^2}{2m_a}, \quad T_2 = \frac{(m_a - m_2)^2 - m_1^2}{2m_a}. \quad (8.21)$$

Баъзида уларнинг парчаланиш энергияси орқали ифода-лаш фойдалироқ бўлади (8.14):

$$T_1 = Q \left(1 - \frac{m_1}{m_a} - \frac{Q}{2m_a} \right), \quad T_2 = Q \left(1 - \frac{m_2}{m_a} - \frac{Q}{2m_a} \right). \quad (8.22)$$

Агар энергия ажралиши унча катта бўлмаса ($Q \ll m_a$) ва бир зарра, айтилик X_1 енгил ($m_1 \ll m_a$) бўлса, у ҳолда бу зарра амалда барча кинетик энергияни олиб кетади:

$$T_1 \approx Q.$$

Агар унинг устига $m_1 \ll Q$ шарт бажарилса (масалан, $m_1 = 0$) ҳамда $m_2 \approx m_a - Q$ деб олиш мумкин бўлса, у ҳолда оғир зарра X_2 нинг тепки энергияси қуйидагича ҳисобланади:

$$T_2 \approx \frac{Q^2}{2m_a}$$

($m_1 = 0$ да бу тенглик аниқ бўлади). (8.20) ва (8.22) формулалардан муҳим хулоса келиб чиқади. Икки заррали парчаланишда пайдо бўлувчи зарраларнинг энергияси қатъий белгиланган, улар массалар билан аниқланади.

Энди қандайдир аниқ канал орқали ўтувчи икки заррали умумий кўринишдаги

$$a + b \rightarrow X_1 + \dots + X_n \quad (8.23)$$

тўқнашиш жараёнини кўриб чиқайлик. Унинг учун энергия сакланиш қонунини ёзамиз:

$$E_a + E_b = \sum_{\alpha} E_{\alpha}$$

Кинетик энергияларга ўтиб,

$$\sum_{\alpha} T_{\alpha} - (T_a + T_b) = (m_a + m_b) - \sum_{\alpha} m_{\alpha}$$

эканини топамиз. Чап томонда реакция энергияси деб аталувчи бошланғич ва охири ҳолатларнинг кинетик энергиялари фарқи турибди:

$$Q = T_{\text{охир}} - T_{\text{бошл}} = (m_a + m_b) - \sum_{\alpha} m_{\alpha} \quad (8.24)$$

Кимё фанидаги каби уни кўпинча реакция белгисининг ўзига, ўнг томонига Q кўшиб киритилади. Агар реакция кинетик энергия ажралиши билан ўтадиган, яъни агар $Q > 0$ бўлса, у ҳолда у **экзотермик** реакция деб аталади. Бундай реакцияларда бошланғич зарраларнинг массалари йиғиндиси охири зарралар массалари йиғиндисидан катта бўлади. Баъзида бу ҳолда «массанинг бирор қисми кинетик энергияга айланади» деб айтилади. Бу фикрни айнан (сўзма-сўз) тушуниш керак эмас. У энергиянинг бир тури иккинчисига, яъни дастлабки зарраларнинг сокинлик энергияси ҳосил бўлган зарраларнинг кинетик энергиясига ўтганлигини билдиради.

Агар реакция кинетик энергияни ютиш билан ўтадиган, яъни агар $Q < 0$ бўлса, у ҳолда у **эндотермик** реакция деб аталади. Бу ҳолда бошланғич зарралар массалари йиғиндиси охири зарраларнинг массалари йиғиндисидан кичик бўлади. Бунда «кинетик энергия массани келтириб чиқаради». Эластик сочилишда $Q = 0$ бўлади. (8.23) турдаги урилиш жараёнларини кўриб чиқишни лаборатория системасида, ҳозирча « b » зарра тинч ҳолатда, яъни $\vec{P}_b = 0$ деб ўтказамиз. Экзотермик реакциялар ва эластик сочилиш жараёнлари учиб келувчи « a » зарранинг кинетик энергияси исталганча кичик бўлганида ҳам ўтади. Учиб келувчи зарралар етарлича тез бўлган эндотермик реакция учун мутлақо бошқа вазият юз беради. Шу сабабли куйидаги муҳим кинематик тушунча киритилади. Тушувчи зарраларнинг минимал кичик энергияси берилган реакциянинг остона энергияси T_0 деб аталади. Бунда реакция энергия жиҳатдан мумкин бўлади: $T_0 = T_a^{\min}$. Физика адабиётларида остона энергияни тўғридан-тўғри остона деб номлашади. Агар $T_a < T_0$ бўлса, у ҳолда реакциянинг кўриლაётган канали $a - b$ урилиш жараёнида ёпик бўлади: $T_a = T_0$ ҳолида у очилади. $T_a \gg T_0$ бўлувчи ультрарелятивистик реакциялар учун остона T_0 « a » зарранинг тўла минимал энергияси $E_a^{\min}$ билан мос келади.

Уч ўлчовли импульснинг сақланиш қонуни ҳосил бўлган зарраларнинг тўла импульси нолдан фарқ қилишини талаб қилади. Бу ҳол учиб келувчи зарра энергиясининг ҳаммаси «массага айланмайди» унинг бир қисми кинетик энергия кўринишида қолишини билдиради. Бошқача айтганда, T_a кинетик энергия фақатгина янги массани юзага келтирибгина қолмай, балки уни таркатиб ҳам юбориши керак. Бундан аёнки, яъни остона энергияси ҳеч қачон ютилувчи энергия $|Q|$ дан кичик бўлмайди:

$$T_0 \geq |Q|.$$

Бу катталиклар фақат зарралар системасининг тўла импульси нолга тенг ҳолларда, яъни масала инерция маркази системасида кўриладиётганда ёки реакция тўқнашувчи дасталарда амалга оширилганда мос келади. (8.23) реакциянинг остонасини ҳисоблайлик. Бошланғич a ва b зарраларни ягона система деб, битта заррадек олайлик. Унинг массасининг квадрати учун қуйидаги тенгликлар занжирига эга бўламиз:

$$M^2 = E^2 - \vec{p}^2 = (E_a + E_b)^2 - (\vec{p}_a - \vec{p}_b)^2 = (E_a + m_b)^2 - (\vec{p}_a + \vec{0})^2 = E_a^2 + 2E_a m_b + m_b^2 - p_a^2 = m_a^2 + m_b^2 + 2E_a m_b.$$

Шундай қилиб, система массаси учун

$$M \sqrt{m_a^2 + m_b^2 + 2E_a m_b} \quad (8.25)$$

қийматни оламиз. Модомики, бошланғич системани ягона заррадек қарар эканмиз, у ҳолда урилиш жараёнини бу зарранинг $X_1, \dots, X_n$ зарраларга парчаланиши каби кўришимиз мумкин. (8.13) турдаги парчаланишнинг зарур шarti бизга қуйидагини беради:

$$\sqrt{m_a^2 + m_b^2 + 2E_a m_b} \geq \sum_{\alpha} m_{\alpha}.$$

Бу ердан a зарранинг минимал энергияси E_a^{max} учун

$$E_a^{min} = \frac{(\sum_{\alpha} m_{\alpha})^2 - m_a^2 - m_b^2}{2m_b}$$

га эга бўламиз. Ундан m_a массани айириб, (8.23) реакция остонасини топамиз:

$$T_0 = \frac{[\sum_{\alpha} m_{\alpha} - (m_a + m_b)][\sum_{\alpha} m_{\alpha} + (m_a + m_b)]}{2m_b}$$

Эндотермик реакциялар учун $I_0 > 0$, экзотермик реакциялар учун $T_0 < 0$, эластик сочилиш учун эса $T_0 = 0$.

Мисол. Антипротоннинг кашф қилиниши. Антипротон ҳосил бўлиши учун энергия жиҳатдан

$$p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p} \quad (8.26)$$

жараён фойдалироқ ҳисобланади. Антипротон массаси протон массаси 0,94 МэВ га тенг. Шунинг учун (9.9) га кўра

$$T_0 = 6m_p \cong 5,6 \text{ ГэВ}. \quad (8.27)$$

Шундай қилиб, антипротоннинг ҳосил бўлиш остонаси етарлича юкори ва шу сабабдан антипротонни узоқ вақт топа олмадилар: бундай энергиялар учун тезлаткичлар ҳали йўқ эди, космик нурлар интенсивлиги эса кам эди. Антипротон Беркли (АҚШ) да 6 ГэВ энергияли протон тезлаткич ишга туширилганидан сўнг дарҳол кашф қилинди (О. Чемберлен, Э. Серге ва бошқалар 1955 й.) (8.23) га мувофиқ (8.26) реакциянинг энергияси модул бўйича $2m_p$ га тенг, яъни у (8.27) остона энергиясидан 3 марта кичикдир.

Энди қуйидаги, маълум маънода аввалгисига тескари бўлган муаммони кўриб чиқамиз. Айтайлик m_a массали, E энергияга эга бўлган зарра худди шу хилдаги кўзгалмас заррага урилаётган бўлсин ($a=b$). Бундай урилиш жараёнида қандай максимал массали зарралар туғилиши мумкинлигини аниқлаш талаб қилинади. Бу ҳолда ҳам бошланғич зарраларни ягона системадек қараймиз. (8.25) да $m_a = m_b = m$ деб, унинг массаси учун

$$M = \sqrt{2m(m+E)}$$

ни оламиз. Иккинчи томондан «парчаланиш»нинг зарур шартидан

$$(\Sigma m_a)_{\max} = \sqrt{2m(m+E)} \quad (8.28)$$

экани маълум бўлади.

Мисол. Кваркларни излаш. Гипотетик кварклар

$$p + p \rightarrow p + p + q + \bar{q} \quad (8.29)$$

реакцияларда туғилиши мумкин, бу ерда $q \sim$ кварк, $\bar{q}$ — антикварк ҳамда $m_q = m_{\bar{q}}$. Бу жараён учун (8.28) формула

$$(2m_p + m_q)_{\max} = \sqrt{2m_p(m_p + E)} \quad (8.30)$$

кўринишни олади (E — учиб келувчи протон энергияси). $E=76$ ГэВ бўлгандан, яъни Серпухов тезлаткичидаги протонлар энергиясида (8.30) нинг ўнг томони тахминан 12 ГэВ га тенг. Демак, $m_q^{max}=5$ ГэВ. Бундай массали кварклар тажрибада қайд қилинмади. Шундан сўнг уларнинг массалари ҳеч бўлмаганда протон массасидан 5 марта ортик бўлса керак, деб хулоса қилинди. $E=450$ ГэВ энергияли протонлар тезлаткичида (Батавия, АҚШ) кварклар массасининг пастки чегараси $m_q > 13$ ГэВ деб олинди.

Импульснинг сақланишига бир мисол келтирамыз. Айтайлик, электрон мумкин ҳолда секин позитронга яқинлашди ва уларнинг аннигиляцияси юз берди. Аннигиляция натижасида иккита фотон вужудга келади ва улар ўзаро қарама-қарши томонга тарқалади. Нима сабабдан иккита фотон вужудга келди ва нега улар қарама-қарши ҳаракатланади. Ушбу саволга жавоб бериш учун электронни позитрон билан тўқнашишидаги ўзаро таъсирни, тўқнашув нуқтасидаги жараённинг ички табиатини билишимиз шарт эмас. Бу ички жараёнлар тўқнашувгача нолга тенг тўла импульсни ўзгартира олмайди. Агар жараён натижасида битта фотон вужудга келса, унинг импульси албатта нолдан фарқли бўлади: $p=cE$. Чунки ёруғлик зарраси тинч ҳолатда мавжуд бўлолмайди. Демак, энг камида ўзаро қарама-қарши томонларга ҳаракатланган иккита фотон пайдо бўлиши лозим.

8.9-§. Фазо-вақт узлуксиз симметрияларининг сақланиш қонунлари

Элементар зарралар физикасининг кейинги йилларда эришилган энг катта ютуқларидан бири юқори энергиядаги жараёнларнинг масштаб инвариантлиги симметриясига эга эканлигининг кашф қилинишидир. Масштаб инвариантлиги фазо ва вақтнинг чўзилишига нисбатан физик жараёнларнинг ўхшашлиги ёки бошқача айтганда физик катталикларнинг инвариантлигидан иборат бўлган тақрибий симметриядир.

Ўхшашлик тушунчаси ҳаммамизга кундалик ҳаётимиз тажрибаларидан (масалан, геометрик фигураларни таққослашдан) яхши маълум. Масалан, Пифагор теоремаси тўғри бурчакли кичик учбурчак учун ҳам, тўғри бурчакли катта учбурчак учун ҳам бирдай тўғридир. Ўхшашлик тушунчаси физикада, механикада ва техникада катта роль

уйнайди. Ходисаларнинг ўхшашлигини ва у билан боғлиқ моделлаштиришни ўрганмай туриб кема, самолёт ва ҳоказоларни қуришда замонавий техник тажрибаларни ўтказиш мумкин эмас.

Ўхшашликка биз юқорида кўрган квант механикасида зарраларнинг (масалан, электронларнинг) ўзаро айнанлик принципи ҳам киради. Албатта, электрон ёки атомларнинг айнанлиги деганимизда микродунё жисмларининг ўхшашлиги маъносида тушунмаймиз. Макродунёда ўхшашлик учун жисмларнинг шакли, ўлчамлари ва ҳоказолар асос бўлса, микродунёда зарраларнинг квант характеристикалари асосдир. Шунингдек ўхшашлик ходисалар ўртасида ҳам бўлиши мумкин.

Микродунёда юз бераётган жараёнлар ниҳоят даражада мураккабдир. Элементар зарраларнинг тўқнашувида бир тур зарранинг иккинчи тур заррага айланиши ва ўнлаб янги зарраларнинг пайдо бўлиши каби ходисалар рўй беради. Бундай юқори энергиядаги жараёнларда иккиламчи (янгидан пайдо бўлган) зарраларнинг тури ва характеристикаларидан катъий назар, улардан бирортасининг берилган импульсда туғилиш эҳтимоллиги ўлчанади.

Бир гуруҳ физикларнинг ўтказган тажрибасида тезлатилган протонларнинг алюминий нишон билан тўқнашуви кузатилган. Иккиламчи зарралардан манфий зарядли мезонлар, K -мезонлар ва антипротонлар кайд қилинган. Тажириба натижалари шуни кўрсатадики, K -мезонлар ва антипротонларнинг пайдо бўлиш эҳтимоллигининг π -мезонларнинг пайдо бўлиши эҳтимоллигига нисбати фақат иккиламчи зарра импульсининг протонлар бошланғич энергияси нисбатига боғлиқ. Жараённинг масштаб инвариантлигига биноан протонларнинг бошланғич энергияси ва иккиламчи зарра импульсини бир хил сонга кўпайтирганда (масштаб алмаштиришда), жараён эҳтимолликларининг мазкур нисбати ўзгармайди. Бу факт бошланғич энергия ва иккиламчи зарра импульсининг кўп қийматларида, хусусан, ҳозирги замон тезлатгичларида эришиб бўлмайдиган энергияларда юз берадиган ноэластик жараёнларнинг эҳтимолликларини ҳисоблашга имкон беради. Масалан, бошланғич энергиянинг 700 миллиард эВ қийматида 300 миллиард эВ энергияли K -мезоннинг туғилиш эҳтимоллиги бошланғич энергиянинг 70 миллиард эВ қийматида 30 миллиард эВ энергияли K -мезоннинг туғилиш эҳтимоллиги билан тўғри келади. Шундай қилиб, мавжуд тезлатгичларда эришиб бўлмайдиган энергия

диапозони учун юз бериши керак бўлган жараёнлар эҳтимолликларини аниклашга муяссар бўламиз. Албатта, зарраларни катта энергияларгача тезлатувчи йирик тезлатгичларни қуришда инсоннинг имконияти чегараланган. Шунинг учун юқори энергияларда мазкур симметрия йўқ бўлганда ҳеч вақт юқори энергияларда микродунё ҳақида бирор тўла-тўқис билимга эга бўла олмас эдик ва табиат инсон устидан аччиқ кулган бўларди.

Элементар зарраларнинг кучсиз ўзаро таъсир доимийси (G) — катталиқ узунлик квадрати бирлигидаги ўлчамга эга. Агар ўзаро таъсир доимийси ўлчамсиз бирликда бўлганида эди, ҳар қандай масштабдаги жараёнларда ҳам ўзаро таъсир кучсизлигича қолаверар эди. Ўлчовли бирликдаги доимийга эга ўзаро таъсир жараёнларида ўхшашлик йўқ. Шунинг учун $G=10^{-18}$ м дан катта соҳаларда кучсиз ўзаро таъсир кучсизлигича қолса ҳам 10^{-18} м соҳага яқинлашишимиз билан собик кучсиз ўзаро таъсир билан боғлиқ жараёнлар шиддатлироқ, кучлироқ юз бера бошлайди. Бундай кичик соҳаларда кучсиз ўзаро таъсир кучли рўй бера бошлайди. Шундай қилиб, кучсиз ўзаро таъсир билан ўтадиган жараёнларда 10^{-18} м соҳаларда масштаб инвариантлиги, яъни табиатнинг масштаб ўзгаришига бўлган ўхшашлиги бузилиши мумкин экан.

Уч ўлчовли фазо фақат бир жинслилигина бўлмасдан, изотроп ҳамдир, унинг ҳамма йўналишлари физик жараёнлар учун бир хилдир. Фазода айланишларга нисбатан табиат ҳодисаларининг инвариантлиги (ўзгармаслиги) ҳаракат миқдори моментининг сақланиш қонунига олиб келади. Биз биламизки, спин зарранинг ҳаракатсиз ҳолатидаги импульс моментидир. Демак, спиннинг сақланиши ҳам фазонинг шу хусусияти унинг изотроплиги билан боғлиқ. Нисбийлик назариясига асосан тўрт ўлчовли фазода ҳамма инерциал координата системалари тенг ҳуқуқлидир. Бу тенг ҳуқуқлилиқнинг симметрияси инерция (масса) марказининг сақланиш қонунига олиб келади.

Шундай қилиб, энергия ва импульснинг сақланиш қонуни каби ҳам макроскопик жисмлар, ҳам микроскопик зарралар учун импульс моментининг сақланиш қонуни кучга эга. Элементар зарраларда спин хусусий импульс моменти билан бирга орбитал ҳаракат миқдори моменти ҳам квантланган (узлукли) бўлади. Унинг қийматлари Планк доимийси $\hbar$ га нисбатан бутун қийматларга эга. Агар зарраларнинг ўзаро алмашинувида орбитал момент

ўзгармаса, системанинг тўла (йиғинди) спини доимий қолади. Тинч ҳолатдаги π^+ -мезоннинг парчаланиши худди шундай юз беради. π^+ -мезон тинч ҳолатда μ^+ -мезонга ва мюон нейтриносига парчаланиши мумкин. Маълумки, π^+ -мезоннинг спини нолга тенг. У тинч ҳолатда бўлганлиги сабабли унинг орбитал моменти ҳам нолга тенг. Шунинг учун парчаланишдан сўнг мюон ва нейтрино катъий қарама-қарши томонларга қараб шундай ҳаракат қилади-ларки, уларнинг нисбий ҳаракат орбитал моментлари йиғиндиси нолга тенг бўлади. Шу сабабдан ҳам мюон ва нейтриноларнинг спинлари йиғиндиси нолга тенг. Шунинг учун мюон ва нейтрино қарама-қарши айлантирилган бўлади.

Мураккаб ҳолларда парчаланиш жараёни учун орбитал момент нолга тенг бўлмаслиги мумкин. Бундай ҳолларда импульснинг тўла моменти, яъни орбитал ва спин моментларининг йиғиндиси сақланади.

8.10- §. Фазо-вақт дискрет симметрияларининг сақланиш қонунлари

Ҳозирча фазо-вақтнинг узлуксиз алмаштириш симметриясини кўрдик. Энди дискрет (узлукли) характерга эга бўлган алмаштиришлар симметриясини кўрамиз. Квант назариясида тўрт ўлчовли координата ўқларининг ҳар хил кўзгу аксига нисбатан фазо-вақт симметриясига мансуб иккита сақланиш қонуни қўшилади. Улар фазо инверсиясидан (кўзгу аксидан) ва вақт ўқининг инверсиясидан иборат алмаштиришлардир.

Классик физикада дискрет алмаштиришлар ҳеч қандай сақланиш қонунларига олиб келмайди. Микродунё физикасида эса фазовий инверсияга нисбатан инвариантлик — P -жуфтлик деб аталувчи дискрет катталиқнинг сақланишига, ўнг ва чап координата системасига нисбатан симметрияга (кучсиз ўзаро таъсирлардан ташқари) олиб келади.

Квант назариясида зарранинг ҳолати координата (x, y, z) ва вақт (t) га боғлиқ бўлган тўлқин функцияси билан тасвирланади. Агар координата ишорасини ўзгартирганимизда (инверсияда) зарра ҳолатини тасвирловчи тўлқин функцияси ўз ишорасини ўзгартирмаса, бу ҳолатни жуфт ҳолат деймиз, акс ҳолда, яъни тўлқин функциясининг ишораси ўзгарса, тоқ ҳолат деймиз. Бу операция математика тилида қуйидагича ёзилади:

$$\hat{P}\psi(x, y, z, t) = \psi(-x, -y, -z, t) = \pm 1 \cdot \psi(x, y, z, t). \quad (8.31)$$

P -координата ишорасини ўзгартирувчи оператор — координаталар инверсияси. (8.31) га мувофиқ $\hat{P}^2\psi = \hat{P}\hat{P}\psi = (\pm 1)^2\psi = \psi$, яъни кетма-кет икки марта бажарилган P — операция физик системани бошланғич ҳолатига қайтаради. Умуман, акс эттириш билан боғлиқ ҳар қандай операция кетма-кет икки марта бажарилса, физик системани бошланғич ҳолатига қайтаради.

P -жуфтликнинг тушунчасига асосан бу операция таъсирида зарранинг импульси ўз йўналишини тескарига ўзгартириши керак. Зарранинг кўзгудаги акси учун импульс йўналиши зарра импульсига карама-қарши йўналган. Лекин бу операция таъсирида импульс моменти, шунингдек, спин ўз йўналишини ўзгартирмади. Биз бундан буён P -кўзгу (кейинчалик кўриладиган T -, C -кўзгу) ёки умуман кўзгу акси деганимизда тегишли операция инверсиясини тушунамиз. Чунки кўзгу акси ва инверсия операциялари бир-бири билан боғланган. Масалан, фазо инверсияси координата бошидан ўтган бирор текисликка нисбатан кўзгу акси ва шу кўзгу аксини кўзгу текислигига нормал ўқ атрофида 180° га буришдан иборат операциялар натижасига тенг. Чунончи, кўзгу текислигига импульс йўналиши нормал бўлмаганда кўзгу акси инверсияни бермаган бўлади ва кўзгу орқали инверсияни ҳосил қилиш учун ҳозир айтгандек иш тутишимиз керак бўлади.

P -жуфтлик кўпол қилиб айтганда, зарранинг шаклини (формасини) характерлайди. P — жуфтлиги $+1$ бўлган зарраларнинг шакли шар каби кўзгудаги акси билан айнан бўлади. P -жуфтлиги -1 зарралар худди маълум изга эга винтга ўхшайди. Ўнг винтнинг кўзгудаги акси чап винтга, чап винтнинг акси эса ўнг винтга ўтади. Албатта, заррани винтга ўхшатганимизда уни P -жуфтликка нисбатан хуссиятини кўзда тутдик.

P -жуфтлик кучли ва электромагнит ўзаро таъсирлар билан ўтадиган жараёнларда сакланади. Лекин кучсиз ўзаро таъсир бўйича юз берадиган жараёнларда P -жуфтликнинг сакланиши бузилади, яъни кучсиз ўзаро таъсир кўзгу симметриясига эга эмас. Табиатнинг баъзи жараёнлари учун фазонинг чап-ўнг симметрияси йўқлиги дастлаб физиклар учун жуда кутилмаган ҳол бўлса, ҳозир P -жуфтликнинг бузилиши билан боғлиқ қатор жараёнларни биламиз. P -жуфтлик зарранинг ички табиати

билан боғлиқ. Буни ҳис этишимиз учун қуйидаги мисолни кўрамиз.

Хозирги вақтда лептонларнинг, чунончи, электроннинг, нейтринонинг ички тузилишга эга эмаслиги ҳақидаги фикр тўғри ҳисобланади. Ушбу зарралар нуқтавий кўринишда тасвирланади. Лекин улар спинга эга бўлганликлари учун тақрибан уларни ўз ўқи атрофида айланувчи шар (чап ёки ўнг винт) каби тасаввур этишга тўғри келади. Шуни қайд этиш керакки, нейтрино ўз ўқи атрофида фақат чапга айланади (чап винт). Ўнг нейтринолар йўқ. Худди шундай, чап антинейтрино табиатда мавжуд эмас. Шунинг учун ҳам нейтринонинг ўз ўқи атрофида айланиши уни антинейтринодан фарқ қилишда белги бўлиб хизмат қилади.

Заррани антизаррадан фарқ қилишда уларнинг заряди (электр ёки барион) белги бўлади. Нейтринода ушбу чап айланишдан бошқа белги йўқ. Унинг спинини қатъий йўналишга эга эканлиги массасини тақрибан нолга ва тезлигини ёруғлик тезлигига тенглигидан келиб чиқади.

Фараз қилайлик, биз зарранинг ҳаракатланишини у билан тенг ҳаракатланаётган системадан кузатиш имконига эгамиз. Масалан, электронни орқасидан кузатиб уни соат стрелкаси айланишига мос ўнг айланишини аниқладик, дейлик. Энди электрондан тезроқ ҳаракатланаётган системадан унинг олдидан кузатсак, у соат стрелкаси айланишига тескари чап айланишда эканлигини аниқлаймиз. Демак, электроннинг чап ёки ўнг айланиши кузатувчига боғлиқ бўлиши мумкин. Нейтрино учун эса унинг ёруғлик тезлиги билан ҳаракатланиши сабабли, биз электрон ҳолидагидек, икки томонлама кузатишни ўтказа олмаймиз. Биз нейтринони ҳар доим фақат бир томондан (орқасидан) кузатамиз, холос. Умуман, охириги айтилганлар шунчаки гап. Чунки нейтринони бундай йўл билан кузатиб бўлмайди. У ёруғлик сочмайди, уни кўриш мумкин эмас, унинг вужудга келганлигини ва вужудга келиш ва йўқ бўлганлигини қайд қиламиз, холос. Нейтрино пайдо бўлиши ва йўқ бўлиш оралиғида қандай мавжуд бўлишини биз билмаймиз.

Нейтрино хилма-хил жараёнларда, хилма-хил шароитда вужудга келади, лекин нейтрино фақат чап айланувчи ҳолда дунёга келади ва ўтади. Қисқаси, унинг чаплик хусусияти туғилиш жараёни билан боғлиқ эмас. Нега нейтрино «чапақай?» Бу саволга физиклар ҳали жавоб топганича йўқ. Шундай қилиб, нейтрино билан биз олами

фазовий симметриясини кучсиз ўзаро таъсирлар соҳасида йўқотдик.

Энди T -кўзгү ҳақида тўхталиб ўтамиз. Фазо-вакт симметриясига мансуб вакт ўқининг инверсиясига нисбатан асосий қонунларнинг инвариантлиги эскидан физиканинг фундаментал принципларидан ҳисобланган. Табиат қонунлари вакт ўтишининг йўналишига нисбатан симметрикдир. Улар учун ўтган замон билан келажак ўртасида фарқ йўқ. Қандай қилиб физик қонунларнинг тескари (ўтмишга йўналган) вақтга нисбатан ўзгармаслигига мисол тариқасида осмон механикасини кўрайлик. Чунончи, бутун олам тортишиш қонунини Куёш системасида фақат Ой тутилишини олдиндан аниқлаш учун қўлламасдан ўтган замонда қачон шундай тутилишлар юз берганлигини аниқлашда ҳам қўллашимиз мумкин. Ўтмишдаги Ой тутилишларини аниқлаш учун вақт инверсиясидан, яъни вақт ўтишини орқага ўзгартиришдан фойдаланамиз.

Иккинчи мисол тариқасида биллиард шарларининг ўзаро тўқнашувини кўрамиз. Фараз қилайлик, иккита шарнинг ўзаро тўқнашуви кинолентага туширилган бўлсин. Айтайлик, киномеханик кинолентанинг боши ва охирини адаштириб, уни охиридан бошлаб тескари йўналишда кўя бошласин. Шарларнинг ўзаро эластик тўқнашувининг вақт инверсиясига нисбатан инвариантлиги сабабли фильмнинг тўғри ва тескари намоиши бирдек физик маънога эга бўлади. Ҳақиқатан, тўғри намоишда ҳам, тескари намоишда ҳам шарларнинг ўзаро тўқнашуви юз беради. Биз кино залда ўтириб фильмнинг кўйилишига нисбатан уни қандай вақт йўналишида олинганлигини ажрата олмаймиз. Умуман, T -кўзгуга нисбатан бу каби симметриклик классик ҳамда квант физикасининг беистисно ҳамма (ҳозирча) қонунларига оиддир.

Лекин биз кундалик ҳаётимизда ҳодисаларнинг вақт инверсиясига нисбатан симметриклигини кузата олмаймиз, чунки ҳар доим мураккаб жараёнлар билан тўқнаш келамиз. Масалан, шарлар ҳақидаги юқоридаги мисолнинг мураккаб ҳолини кўрайлик. Иккита шар ўрнига бир неча шарларнинг тўқнашуви кинолентага туширилган бўлсин. Айтайлик, сокка шар уч бурчакли юзада бир хил зичликда жойлашган шарлар тўплами билан тўқнашсин. Бу тўқнашиш натижасида ҳамма шарлар ҳар томонга тарқалиб кетади. Энди агар киномеханик лентани тескари йўналишда кўйса, биз буни дарҳол сезамиз. Албатта, ҳар

томонда турган шарлар бирдан ҳаракат қилиб, учбурчак шаклидаги юзага жойлашса ва битта шар улардан ажралиб бир чеккада тўхтаса — бу ажабланарли манзара. Демак, мураккаб системадаги ҳодисалар асосан вақтнинг маълум (тўғри) йўналишида юз беради. Лекин мураккаб системадаги ҳодисаларнинг бу каби ажабланарли кетма-кетлиги, яъни вақт инверсияси бўйича ўтиши ҳам физика қонунларига хилоф келмайди. Фақат мураккаб системада вақтнинг тескари (ўтмишга) йўналиши бўйича жараённинг юз бериш эҳтимоллиги жуда ҳам кичикдир.

Т-қўзгуга, яъни вақт ўқининг инверсиясига нисбатан табиат ҳодисаларининг симметрияси бошқа симметриялардан ўзгача намоён бўлади, чунки вақт ишораси тескарига алмаштирилганда физик системанинг бошланғич ва охири ҳолатлари ўзаро алмашади. Вақт инверсиясига нисбатан физик жараёнларнинг бу каби симметриясидан детал мувозанат принципи келиб чиқади. Мазкур принципга мувофиқ, агар қандайдир микродунё жараёни мумкин бўлса, вақт инверсиясидан ҳосил бўлган унга тескари жараён ҳам мумкин. Вақт инверсиясининг бошқа характерли хусусияти у учун квант назариясида ҳам бирор сақланувчи катталиқнинг мавжуд эмаслигидир. Фазо инверсияси учун *P*-жуфтлик (қиймати ± 1) каби физик катталиқ тўғри келса, вақт инверсияси учун эса ҳеч қандай физик катталиқ тўғри келмайди. *T*-операциясининг зарра ҳолатига таъсири зарранинг импульси (3) ва импульс моменти ишораларини тескарисига ўзгартиришдан иборат.

Заряд симметрияси операцияси. Квант механикасининг биринчи йилларидаёқ зарядли зарра учун ёзилган нисбийлик назариясининг талабларини қаноатлантирувчи ҳар қандай тенглама заряднинг иккала хил ишораси учун ҳам зарра ҳаракатини бирдай тавсифловчи ечимга эга эканлиги маълум эди. Электрон учун ёзилган релятивистик квант тенглама позитронни ҳам тавсифлайди. Юқорида қайд қилганимиздек, позитроннинг кашф этилиши худди шундай бўлганди. Қарама-қарши зарядли зарраларнинг мавжудлиги ҳозир бизни ажаблантирмайди. Масалан, қарама-қарши электр зарядли мюонлар, пионлар ва ҳоказо. Шунингдек, қарама-қарши барион зарядли зарралар жуфтига протон-антипротон, нейтрон-антинейтронлар ва ҳоказо мисол бўлади. Ҳамма зарралар жуфт-жуфти билан ёки чин нейтрал ҳолда мавжуддир.

Шунингдек, ҳеч қандай жараёнда ҳеч қандай заряд

ишораси афзалликка эга эмас. π^+ ни μ^+ ва ν_μ га парчаланиши ҳамма жихатдан π^- ни μ^- ва $\bar{\nu}_\mu$ (мюон антинейтриноси) га парчаланишига ўхшаш. Агар биз электр заряди ишорасини аниқлай олмаганимизда бу икки жараёни бир-биридан фарқини сезмасдик. Худди шу симметрияни заряд симметрияси деб юритилади.

Элементар зарралар дунёсидаги жараёнларнинг заряд симметрияси квант назариясида тенгламаларнинг табиатга эга бўлмаган кўзгу акси операцияси (инверсия) га мансуб — S -операция, яъни қўшма заряд операцияси C га нисбатан симметриклигида акс этади. Ушбу C -кўзгу таъсирида зарраларнинг беистисно ҳамма зарядларининг (электр, барион, ғалатилик, лептон, мюон лептон) ишораси тескарига ўзгаради, яъни зарра ўзига қўшма антизаррага айланади. Физиклар, 1957 йилгача, ҳамма зарраларни антизарраларга айлантириш билан ҳамма нарса худди шу биз яшаётган дунёдагидек юз берадиган антидунёни ҳосил қиламиз, деб ишонганлар, яъни табиатни қўшма заряд операциясига нисбатан симметрик деб ҳисоблаганлар.

Лекин нейтринонинг хоссаларини эслайлик. C -операция таъсирида ҳамма нейтринолар антинейтринога (ва тескариси) ўтади. Нейтринонинг спини қатъий йўналишда бўлиши ва қўшма заряд операциясида спин йўналишининг ўзгармаслиги сабабли C -операция таъсирида ҳосил бўлган янги антинейтринонинг спини табиий антинейтрино спинига тескари (яъни спини ҳаракат йўналиши бўйича эмас, балки унга тескари) бўлиб қолади. Табиатда бундай спинли нейтрино мавжуд эмас. Демак, C -кўзгуга нисбатан нейтрино симметрияга эга эмас, C -кўзгуга нисбатан табиат жараёнларининг симметрияси билан заряд жуфтлиги деб аталадиган физик катталиқнинг сақланиш қонуни боғлиқ. Агар заряд жуфтлигининг сақланиш қонуни табиатнинг беистисно ҳамма жараёнлари учун бажарилганда зарралардан ташкил топган оламдан антизарралардан ташкил топган оламни абсолют ажрата олмаган бўлар эдик. Бошқача айтганда, борди-ю, бир кечада ҳамма зарраларнинг ҳамма заряди тескари ишорага ўзгарса, биз бу ҳолни сезмаган бўлар эдик. Лекин бахтимизга табиатнинг баъзи жараёнлари учун заряд жуфтлигининг сақланиш қонуни бузилади. Бу операцияга нисбатан ҳам (P -операция сингари) кучли ва элетромагнит ўзаро таъсирлар симметрик, яъни бу ўзаро таъсирда ўтадиган жараёнларда заряд жуфтлиги сақланади. Кучсиз ўзаро таъсирда заряд жуфтлигининг сақланиш қонуни бузилади, яъни кучсиз

ўзаро таъсир C -кўзгуга нисбатан маълум симметрияга эга эмас.

Заряд жуфтлигининг сақланиш қонуни жуда кичик соҳада бажарилади, чунки беистисно ҳамма зарядлари нолга тенг бўлган фақат чин нейтрал зарраларгина маълум муайян заряд жуфтлигига эга бўлиши мумкин.

Агар N орқали электр заряди (e), барион заряди (B), ғалатилик (S), лептон заряди (L_e) ва мюон лептон заряди (L_μ) каби аддитив квант сонларининг тўпламини белгиласак, C -операциясининг ҳолат тўлқин функциясига таъсирини қуйидагича ёза оламиз.

$$\hat{C} \cdot \psi(N) = \psi(-N).$$

$\hat{C}$ -операция импульс ва спиндан ташқари ҳамма квант сонларининг ишорасини ўзгартиради. $\hat{C}\psi(N) = \hat{C} \times \times \hat{C}\psi(-N) = \psi(N)$, яъни $C^2 = 1$.

Демак, C -операциясининг хусусий қиймати $+1$ ёки -1 га тенг. Лекин, C ҳар доим ҳам хусусий ҳолатга эга бўлавермайди. Чин нейтрал зарралар учун эса юқоридаги хусусий қиймат ва хусусий ҳолат тенгламаси қуйидагича ёзилади:

$$\hat{C}\psi(N=0) = C \cdot \psi(N=0) = \pm \psi(N=0)$$

Хусусий қиймат C заряд жуфтлиги ёки қўшма заряд квант сони деб аталади.

Демак, нолдан фарқли зарядга эга зарралар аниқ заряд жуфтлигига эга эмас. Шунинг учун амалда заряд жуфтлиги учун сақланиш қонунининг зарядланган системаларда бажарилишини кузатиш қийин. Чунончи, фотон чин нейтрал зарра сифатида — 1 га тенг муайян заряд жуфтлигига эга. Чин нейтрал зарралардан π^0 ва η^0 мезонлар электромагнит йўли билан иккита фотонга парчаланadi, яъни $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, $\eta^0 \rightarrow 2\gamma$.

Шунинг учун, π^0 ва η^0 мезонлар мусбат заряд жуфтлиги ($+1$) га эга, чунки 2γ системанинг заряд жуфтлиги ($+1$) га тенг. Шунини айтиш лозимки, P -жуфтлик ҳам, C -жуфтлик ҳам мультипликатив катталиклардир, яъни мураккаб системанинг умумий жуфтлиги унинг ташкил этувчилар жуфтликлари кўпайтмасига тенг. Демак, жуфт сонли фотонлар системасининг заряд жуфтлиги — жуфт ($+1$), тоқ сонли фотонлар системасининг заряд жуфтлиги эса тоқдир (-1). Шунинг учун электромагнит жараёнларда битта фотоннинг иккита фотонга айланиши ёки умуман, тоқ сонли фотонларнинг

жуфт сонли фотонларга ва, аксинча, айланиши мумкин эмас.

Агар заряд жуфтлиги фақат фотонларга ва π^0 , η^0 мезонларгагина тааллуқли бўлганда эди, уни аҳамияти бўлмасди. C -операцияси жуда кўп нейтрал «зарра — антизарра» системалар учун ҳам қўлланиши мумкин. Бундай системаларга $e^+ e^-$, $\pi^+ \pi^-$, $p\bar{p}$, $n\bar{n}$ ва ҳоказо мисол бўлади. Ушбу системалар учун заряд жуфтлигининг қиймати улар учун ҳаракат миқдори моменти ва спин қийматлари бўйича аниқланади.

8.11- §. Изотопик спин, ғалатилик, электр, барион, лептон зарядининг сақланиши

Сақланиш қонунларининг учинчи гуруҳига кирувчи изотопик спин сақланиш қонуни элементар зарраларнинг кучли ўзаро таъсирига оид маълум симметрияси билан боғлиқдир.

Изотоп спин ёки изоспин (T) ҳақидаги тушунча даставвал физикага протон билан протон ($p-p$), протон билан нейтрон ($p-n$) ва нейтрон билан нейтрон ($n-n$) бир хилда ядровий (кучли) ўзаро таъсирларда бўлишини тушунтириш учун киритилган эди. Маълумки, p ва n нинг электромагнит хусусиятлари бир-биридан катта фарк қилади: p мусбат электр зарядига эга, n -нейтрал зарра, протоннинг магнит моменти мусбат нейтронники манфий катталиқдан иборат. Шундай қилиб, электромагнит ўзаро таъсирда, протон ва нейтрон икки хил зарра сифатида, ядровий (кучли) ўзаро таъсирда эса икки хил (протон ва нейтрон) ҳолатдаги битта зарра-нуклон (N) сифатида катнашади.

Квант сони (T) — изоспин тушунчасини киритилиши кучли ва электромагнит ўзаро таъсирга нисбатан элементар зарраларнинг қандай намоён бўлишини кўришга ёрдам беради. Кучли ўзаро таъсирнинг абстракт изотопик фазодаги симметриясидан элементар зарраларнинг кучли ўзаро таъсир жараёнида изотопик спиннинг сақланиш қонуни келиб чиқади. Бу қонунга асосан иккита (p , n) зарра ўрнига изоспини $T=1/2$ бўлган битта зарра-нуклон тўғрисида гапирамиз. Оддий спинга қиёс қилсак, абстракт изотопик фазода нуклон изоспини, яъни «изомоменти» проекцияси изотопик фазонинг Z ўқиға нисбатан фақат иккита қиймат: $T_z = \pm \frac{1}{2}$ қабул қилади. Нуклон

изоспини проекциясининг $T_z = +\frac{1}{2}$ киймати нуклоннинг протон ҳолати, $T = -\frac{1}{2}$ киймати эса нейтрон ҳолати билан боғланган. Изотопик спиннинг сақланиш қонуни изотопик фазодаги алмаштиришларга нисбатан кучли ўзаро таъсирнинг симметрияси (инвариантлиги) билан боғлиқ. Кучли ўзаро таъсирдан бошқа ҳамма ўзаро таъсирлар бу симметрияга эга эмас, яъни уларда изотопик спиннинг сақланиш қонуни бузилади. Демак, изотопик спин физик катталиқ сифатида фақат кучли ўзаро таъсир зарраларинигина характерлайди. Изотопик спиннинг изотопик Z ўқиға проекцияси электромагнит ўзаро таъсирда ҳам сақланади.

Мураккаб системанинг тўла изотопик спини шу системанинг таркибига кирувчи зарралар изотопик спинларининг вектор йиғиндисига тенг. Изотопик спиннинг вектор йиғиндисидан оддий спиннинг вектор йиғиндисидан каби ҳисобланади. Масалан, нуклон — пион системасининг изотопик спини $\frac{1}{2}$ га ва $\frac{3}{2}$ га тенг. Чунки нуклоннинг изотопик спини $\frac{1}{2}$ га, пионники эса 1 га тенг ва уларнинг вектор йиғиндисидан $\frac{1}{2}$ га ёки $\frac{3}{2}$ га тенг.

Фақат кучли ўзаро таъсирлашувчи элементар зарраларни характерловчи яна бир физик катталиқ — ғалатилик (S) квант сонидир. Ғалатиликнинг сақланиш қонуни кучли ва электромагнит ўзаро таъсирларда ўринли бўлиб, кучсиз ўзаро таъсирда бузилади. Ғалатилик аддитив катталиқ, яъни мураккаб системанинг ғалатилиги уни ташкил этувчилари ғалатиликларининг арифметик йиғиндисига тенг. Ғалатилик сақланиш қонунининг физик келиб чиқиш табиати ҳозиргача аниқланган эмас.

Элементар зарралар физикасида сақланувчи тўрт хил зарядлар: электр Q , барион B , электрон лептон L_e , мюон лептон L_μ зарядлари маълум. Бу катталиқлар аддитив бўлиб ҳам мусбат, ҳам манфий кийматлар қабул қилиши мумкин:

$$Q, B, L_e, L_\mu = \dots, -2, -1, 0, 1, 2, \dots$$

Заряд сақланиш қонунларининг келиб чиқиш табиати ва уларнинг фақат бутун кийматларга тенглигининг сабаби

хозирча номаълум. Зарядларнинг сақланиш конунларининг роли зарядлар қийматининг ўзгариши билан бўлади-ган жараёнларнинг ўтишини ман қилмоқдан иборат. Масалан, электр зарядининг сақланиш конунига кўра дейтроннинг (d) мусбат пионга ва γ -квантга парчаланиши мумкин бўлса, барион зарядининг сақланиш конунига кўра ман қилинади. Чунки дейтроннинг барион заряди 2 га, пион ва фотоннинг барион заряди эса нолга тенг.

Ҳамма зарядлари нолга тенг элементар зарра чин нейтрал зарра дейилади. Чин нейтрал заррага фотон ва η мезон мисол бўла олади. Чин нейтрал бўлмаган ҳар бир зарра учун унинг антизарраси мавжуд. Зарра ва антизарранинг масса ва яшаш вақтлари тенг, зарядлари эса карама-қарши. Шунинг учун зарра жуфтидан иборат система чин нейтрал ҳисобланади.

8.12- §. Элементар зарраларнинг фундаментал ўзаро таъсирлари ва гуруҳлари

Элементар зарраларнинг класслари. Элементар зарралар уч асосий классга бўлинади. Биринчи классга фақат битта зарра — фотон (ёруғлик кванти) киради.

Иккинчи классни лептонлар ташкил этади. Юқоридаги жадвалдан кўрамизки, лептонларга тўртта зарра электрон, электрон нейтриноси, мюон, мюон нейтриноси киради. Нейтрино лептонларнинг лептонидир. Нейтринолар электр зарядига эга эмас ва улар ўзаро кучсиз таъсирдагина бўлади. Нейтрино бошқа жисм зарралари билан шунчалик кучсиз ўзаро таъсирда бўладик, хатто ер курраси ҳам у учун худди ёруғлик учун шишадек тиникдир. Учинчи класс — адронлар (грекча — йирик) деб аталувчи зарралардан ташкил топган. Адронларга юқоридаги жадвалдан мезонлар ва барионлар гуруҳидаги зарралар киради. Улардан ташқари бир неча юз резонанслар деб аталувчи зарралар ҳам киради.

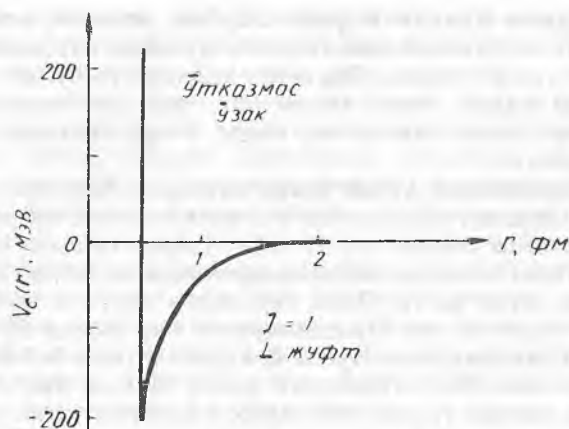
Зарраларнинг ушбу класслари уларнинг ўзаро таъсирларини характерлайди. Масалан, фотон фақат электромагнит ўзаро таъсирдагина бўлади. Лептонлар кучсиз ва гравитацион ўзаро таъсирда, адронлар эса гравитацион, кучсиз, электромагнит ва кучли (ядровий) ўзаро таъсирларда бўла олади.

Зарраларнинг ўзаро таъсирини ўрганишда бозонлар ва фермионлар орасидаги аниқ фарқни эслаш керак бўлади. Чунки бозонлар якка ҳолда вужудга келиши ёки

йўқ бўлиши мумкин. Фермионлар эса, аксинча, лептон ва барион сонларининг сақланишига мувофиқ ҳар доим жуфт бўлиб вужудга келади ёки жуфт ҳолида йўқ бўлиб кетади. Шундай қилиб, битта бозон чиқариш ёки ютиш билан ўтадиган ўзаро таъсир энг содда ўзаро таъсирга мисол бўла олади.

Зарраларнинг кучли ўзаро таъсири. Даставвал шуни айтиш керакки, ядро ва ядро реакцияларининг хусусиятларига асосан худди шу кучли ўзаро таъсир кучлари жавобгар. Протон ва нейтронларни ядрога боғлаб турувчи энергия жуда катта. Ядро таркибига кирувчи протонлар мусбат зарядга эга. Протонларнинг бир жойда бўлишига бир хил зарядларнинг Кулон қонунига асосан бир-биридан итарилишига йўл қўймаслиги керак. Демак, протонларни ядрога боғлаб туриш учун ядрога электростатик итариш кучларидан катта тортишиш кучлари мавжуд. Дарҳақиқат, икки протоннинг электростатик итаришини енгган ҳолда бир-бирига қараб 1 ферми масофагача яқинлаштирсак, улар ўртасидаги кулон итарилиш кучидан тахминан 100 марта катта бўлган тортишиш кучи вужудга келади. Худди ана шу куч мусбат зарядли протонларни ядрога тутиб туради. Ярим ферми масофада эса бу ўзаро таъсир кучи катта бўлган итарилиш кучига айланади.

Электромагнит кучларидан кўп марта кучли бўлган ўзаро таъсир фақат протонларгагина хос эмас. Нейтронлар ҳам ўзаро ва протонлар билан худди шу кучлар воситасида боғланади. Кейинчалик кўрамизки, бундай кучли ўзаро таъсир адронлар деб аталган гуруҳ зарраларининг ҳаммасига хос. Бундай ўзаро таъсирни графикда зарралар орасидаги масофанинг функцияси — потенциал энергия U кўринишида тасвирлаш мумкин. Зарралар орасидаги масофани абсцисса ўқи бўйлаб, потенциал энергияни эса ордината ўқи бўйлаб жойлаштирамиз. Агар икки зарра бир-биридан 1,5 ферми масофадан узокда бўлса, уларнинг ўзаро потенциал энергияси $U=0$, яъни улар ўртасида ўзаро боғловчи куч йўқ. Зарраларнинг бир-бирига яқинлашиши билан улар ўртасида тортишиш кучи орта бошлайди ва натижада ўзаро потенциал энергиянинг алгебраик қиймати камаяди, чунки потенциал энергиянинг ноль қиймати учун унинг катта масофадаги қийматини қабул қилган эдик. Юқорида айтганимиздек, 0,5 фермига яқин масофадан бошлаб зарралар ўртасида яна ўзаро итариш кучи вужудга келади ва уларни янада яқинлаштириш учун ўта кучли ташқи куч ($U>0$) керак бўлади.



8. 4- расм. Мусбат жуфтликли спин-триплет ҳолатларида таъсир қилувчи нуклон-нуклон кучларининг марказий симметрик ташкил этувчилари учун Ямада — Жонсон потенциалининг қўриниши.

Олимларнинг фикрича ўзаро таъсирлашаётган нуклонларнинг ҳамма ҳолатлари учун бир хил радиусли ўздан итарувчи ўзак бор бўлиб, потенциал (Ямада — Джонсон номли) итарма характерли ва r (ўтказмас ўзак) $= 0,48$ фм дан кичик масофаларда чексизликка айланади (8.4- расм). Бу хил Ямада — Джонсон потенциали ядро кучларининг муҳим хусусиятларини акс эттиради.

Биламизки, ядро протон ва нейтронлардан тузилган ва ядро зарралари (протон ёки нейтрон бўлишидан қатъи назар) бир-бири билан ўзаро кучли таъсирда бўлади. Бу ўзаро таъсир доирасининг кичик бўлганлиги сабабли ҳар бир ядро зарраси фақат қўшни зарралар билан ўзаро таъсирда бўлади. Натижада ҳамма химиявий элементларнинг ядролари учун протон ва нейтронларнинг зичлиги бир хил бўлади. Бу эса юқорида эслатиб ўтилган Юкава назариясини, яъни ядро зарраларини ўзаро боғловчи кучлар шу зарраларнинг пи-мезонлар воситасида хусусиятларини ўзаро алмашлаб туришлари натижасида мавжуд деган фикрни тасдиқлайди. Ўзаро алмашиниш механизми-ни қуйидагича тасаввур қилиш мумкин. Протон ёки нейтрондан ҳар доим зарядли ёки нейтрал пи-мезонлар чиқиб туради. Бу зарралар — пи-мезонлар жуда қисқа вақт, тахминан 10^{-25} с яшайди. Бу вақт ичида улар

1 ферми масофани ўтади ва орқага — нурлаб чиқарган заррага қайтиб, ютилади. Агар ядро кучларининг таъсир доирасида, яъни 1 ферми масофада бошқа протон ёки нейтрон жойлашган бўлса, у ўзига етиб келган пи-мезонни тез ютади ва қайта чиқаради. Натижада шу йўл билан иккита ўзаро яқин жойлашган зарралар бир-бирига пи-мезонлар иргитиб туришларидан улар орасида алоқа вужудга келади.

Элементар зарралар ўзларининг масса ва заряди билан характерланади. У ҳолда нейтроннинг ўзидан қисқа муддатга пи-мезон чиқариб ва ютиб туриш жараёнида энергиянинг сақланиш қонуни бузилгандек бўлади. Нейтрон даставвал аниқ энергияга (массага) эга. Сўнгра бу ёпиқ система (яъни нейтрон) ўзидан пи-мезон чиқариб энергиясини пи-мезон энергиясигача ортирди. Натижада ёпиқ система учун энергиянинг сақланиш қонуни бузилганидек бўлади. Бу зиддият квант назариясида осонгина тушунтирилади. Энергия — вақт ноаниқликлари муносабати (8.10) га асосан ўлчаш учун қанча кичик вақт ажратилган бўлса, зарра энергияси шунча катта ноаниқлик билан ўлчанади. Бу нарса микродунёнинг қонуни бўлиб, ўлчов асбобларининг хусусиятлари ёки ўлчовнинг ўзи билан мутлақо боғлиқ эмас. Бу қонунга асосан протон ёки нейтроннинг массасини 10^{-23} с ичида ўлчамокчи бўлсак, пи-мезоннинг массасича ноаниқлик билан ўлчаган бўлар эдик, яъни ўлчов асбобларимиз сезмайдиган жуда кичик вақтлар ичида протон ёки нейтроннинг массаси ўзининг доимий қийматидан анча ортиқ бўлади. Бунинг устига пи-мезонни қайд қилмокчи бўлсак, туғилиш momentiда унинг энергиясини ўлчашимиздаги ноаниқлик пи-мезоннинг тинч ҳолат массасидан ортиқ бўлади ва натижада пи-мезон туғилганлигини аниқлай олмаймиз.

Энди мазкур виртуал жараёнда энергиянинг сақланиш қонунини кўрайлик. Квант назариясига асосан физик қонунлар фақат кузатиловчи катталикларга тааллуқлидир. Юқоридаги виртуал жараёнда пи-мезонни кузата олмас эканмиз, энергиянинг сақланиши ҳақидаги гап ўз-ўзидан ортиқчадир. Лекин бу виртуал пи-мезонни реал пи-мезонга айлантиришимиз мумкин. Бунинг учун ташқаридан етарли миқдорда (масалан, нейтронни тезлатиш билан) энергия сарф қилишимиз керак, холос.

Элементар зарралар кучли ўзаро таъсирнинг ўлчамсиз доимийси пионнуклон таъсирлашувининг доимийси — g орқали қуйидагича характерланади:

$$\frac{g^2}{4\pi\hbar c} \approx 15.$$

(8.32)

Зарралар ўртасидаги кучли ўзаро таъсирнинг муҳим хусусиятларидан бири бу куч таъсир доирасининг жуда кичиклигида табиатда энг яқин таъсирлашувчи кучлигидир. Уларнинг роли 1 фермидан катта масофаларда йўқола бошлайди (шунинг учун ядролар характерли масофалари 100000 ферми бўлган атом ҳодисаларига умуман таъсир қилмайди). Уларнинг бошқа заиф томони универсал эмаслигидадир. Пи-мезондан энгил зарралар (фотон, электрон, позитрон ва ҳ. к.) ўзаро кучли таъсирда бўлмайди. Учинчи хусусияти шундан иборатки, кўпгина сақланиш қонунлари бошқа кучлар таъсирида бажарилмайди, яъни бундай кучлар таъсирида ўтадиган жараёнларда энг кўп сақланиш қонунлари бажарилади. Ҳар бир сақланиш қонуни маълум симметриянинг микдорий ифодасидир. Демак, кучли ўзаро таъсир энг кўп симметрияга эга.

Микродунёда электромагнит ўзаро таъсир кучлари.

Зарраларнинг электромагнит ўзаро таъсир кучлари тўларок ўрганилган. Зарраларнинг электромагнит ўзаро таъсир кучи кучли ўзаро таъсирга қараганда анча заиф, бошқа кучларга нисбатан эса ўта кучлидир. Электромагнит кучларининг таъсир доираси 10^{-14} м дан тортиб космик масофагача давом этади. Кўпчилик физик ҳодисалар: атом ва молекулалар тузилиши, кристаллар, химиявий реакциялар, жисмларнинг термик ва механик хусусиятлари, радиотўлқинлар, Қуёш ва юлдузларнинг нурланиши каби ҳодисалар электромагнит кучларининг таъсир доирасига киради.

Электромагнит ўзаро таъсир турли зарраларда ҳар хил шиддат билан намоён бўлади. Электр зарядига эга бўлган зарраларда катта электромагнит ўзаро таъсирлар вужудга келади. Масса ва спини нолга тенг бўлмаган зарядсиз зарралар ўзаро кучсиз электромагнит ўзаро таъсирда бўлади. Энг кучсиз электромагнит ўзаро таъсирда нейтрал, спинсиз зарралар, масалан, нейтрал пи-мезон бўлади. Зарралардан нейтрино электромагнит таъсирни сезмайди. Электромагнит кучларининг таъсир доирасида шундай сақланиш қонунлари борки, бу қонунлар кучсиз ўзаро таъсир доирасида бузилади.

Электромагнит ўзаро таъсирнинг муҳим хусусияти Қулон қонунига асосан итарилиш ва тортилиш кучларининг мавжудлигидадир.

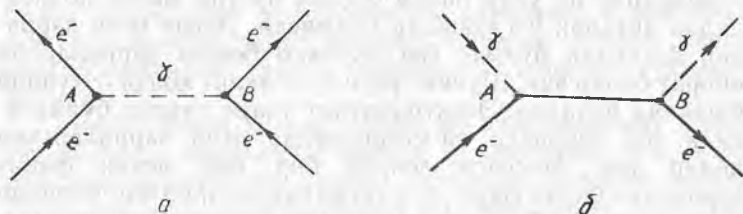
Элементар зарралар физикасининг марказий доимий-сидан ҳисобланувчи ўзаро электромагнит таъсирни характерловчи ўлчамсиз катталиқ, яъни нозик структура доимийси қуйидагича киритилади:

$$\alpha^2 = \frac{e^2}{4\pi\hbar c} = \frac{1}{137}, \quad (8.33)$$

e — электроннинг заряди. Квант объектларининг ўзига хос хусусиятларига кўра зарраларнинг ўзаро тўқнашувини назарий йўл билан тадқиқот қилиш оғир муаммодир ва асосан тақрибий олиб борилади. Агар ўзаро таъсирни характерловчи доимийнинг қиймати 1 дан кичик бўлса, ҳисоблаш аниқлиги юқори бўлади. Электромагнит кучлар учун $\alpha^2 = \frac{1}{137}$ эканлиги тугал квант электродинамикасининг яратилишига имкон берди.

Электромагнит ўзаро таъсир зарраларнинг ўзидан фотон чиқариб ва ютиб туриши жараёнида ҳосил бўлади деб тушунирилади. Бундай жараён виртуал, яъни кузатиб бўлмайдиган жараёндир. Ташқаридан етарли миқдорда энергия сарф қилсак, масалан, электронни тезлатсак, виртуал фотон реал фотонга айланади.

Квант назариясида ўзаро таъсир жараёнининг Фейнман диаграммаси (биринчи марта америкалик физик Фейнман қўллаган) орқали график равишда тасвирлаш мумкин. Масалан, 8.5- (а) расмда иккита электронларни электромагнит ўзаро таъсири (бир-бирида сочилиши) тасвирланган. Диаграмма A ва B тугунга эга. Диаграмманинг тугуни деб ўзаро таъсир юз берадиган нуктага айтамыз. Чунончи, диаграмманинг A тугунида бир электрон фотон чиқариб янги ҳолатга ўтади. B учуда эса шу фотон иккинчи электронда ютилиб унинг ҳолатини ҳам ўзгартиради, худди шундай, 8.5- (б) расмда фотонни электронда сочилиши — комптон-эффект тасвирланган.



8.5- расм. Фотоннинг электронда сочилишининг Фейнман диаграммаси.

Фейнман диаграммаларида берилган жараённинг ўтиш механизми тасвирланган бўлади. Биз келтирган диаграммалар фазонинг бир нуктасида бир моментда юз берадиган локал элементар жараённи тасвирлайди. А ва В тугунлар оралиғи эса кузатиб бўлмайдиган виртуал (мавжуд бўлиши мумкин) ҳолатларни тасвирлайди. Умумий ҳолда ушбу виртуал ҳолат мураккаб бўлса, у мураккаб механизмли чекли жараённи ифодалайди. У ҳолда мураккаб жараённи ҳар хил тартибдаги элементар механизмли локал жараёнлар орқали тасвирлаймиз. Ҳар бир тугун α га пропорционал бўлганлиги сабабли n -тартибли яқинлашув пропорционалдир. Демак, ўзаро таъсир доимийси бирдан кичик бўлса, мураккаб жараёнлар эҳтиمولлигини ҳисоблашлар чекли.

8.13- §. Элементар зарраларнинг кучсиз ва гравитацион ўзаро таъсирлашуви

Юкорида эслатганимиздек, микродунёда у ёки бу ходисанинг ўтиш вақти зарралар «хаётида» асосий кўрсаткичлардан бири бўлиб хизмат қилди. Зарраларда бўладиган характерли жараёнлар кучли ўзаро таъсир остида 10^{-22} — 10^{-23} с ичида юз берса, электромагнит ўзаро таъсир остида 10^{-16} — 10^{-17} с ичида юз беради.

Бундан ҳам секинроқ (тахминан 10^{-10} с дан ўнлаб минутгача) жараёнлар зарраларнинг кучсиз ўзаро таъсири остида ўтади. Кучсиз ўзаро таъсир кучли ўзаро таъсирга нисбатан 10^{14} марта заифроқдир. Лекин шунга қарамасдан охириги ўн йилликда физикадаги муҳим кашфиётлар худди ана шу ўзаро таъсир билан боғлиқ.

Кучсиз ўзаро таъсирини яққол кўз олдимизга келтириш учун кучли электромагнит ва кучсиз ўзаро таъсирларни бирма-бир табиатда йўқ, деб фараз қилайлик. Агар кучли ўзаро таъсир бўлмаганда эди, пи-мезонлардан енгилроқ зарраларда ва улар билан боғлиқ бўлган физик ҳодисаларда айтарли ўзгаришлар бўлмасди. Лекин оғир зарралар бутунлай бўлмас ёки мутлақо бошқа зарралардан иборат бўлар эди. Шунинг учун дунё яхлит ҳолда бутунлай бошқача бўларди. Электромагнит ўзаро таъсир бўлмаганда эса табиатда пи-мезонлардан оғир зарраларгина қолар эди. Массаси деярли бир хил, лекин фақат зарядлари билан фарқ қиладиган зарраларни бир-биридан энди ажратиб бўлмас эди (масалан, протонни нейтрондан, учала пи-мезонларни бир-биридан ва ҳоказо). Атом ва

ундан ҳам катта масштабларда (10^{-10} м) дунё ўзгариб кетарди. Атом ҳам, молекула ҳам, ёруғлик ҳам, жисм ҳам бўлмасди.

Бирок кучсиз ўзаро таъсир бўлмаса, зарралардан фақат нейтрино (ν) бўлмайти, холос. Қолганлари айтарли ўзгармайти. Ядролар, атомлар, молекулалар, кристаллар аввалгидек мавжуд бўлади. Барқарор зарраларнинг сони, бинобарин, атомлар даражасидан тортиб материянинг тузилиш шакллари анча кўп бўларди. Кучсиз ўзаро таъсирнинг йўқлиги атомлар, молекулалар, жисмлар тузилиши нуктаи назаридан айтарли ўзгаришга олиб келмас эди. Аксинча, дунё жуда турли-туман бўларди. Кучсиз ўзаро таъсирнинг мавжудлиги баъзи бир зарра ва жисмларнинг баъзи тузилиш формаларини беқарор қиладди. Шундай қилиб, кучсиз ўзаро таъсир кўпроқ зарраларнинг парчаланиши бўйича «мутахассис» дир. Масалан, мю-мезонлар зарядли пи-мезонлар, нейтрон ва бошқа бир гуруҳ оғир зарраларнинг парчаланиши фақат кучсиз ўзаро таъсир орқалигина рўй беради.

Кучсиз ўзаро таъсир жараёнларининг бунчалик хилма-хиллигига қарамадан уларнинг ҳаммаси учун кучсиз ўзаро таъсир доимийси битта

$$\left(\frac{G}{\hbar c}\right)^2 \left(\frac{\hbar}{mc}\right)^{-4} \approx 5 \cdot 10^{-14}, \quad (8.34)$$

$\frac{\hbar}{mc}$ — парчаланувчи зарранинг комптон тўлқин узунлиги,

G — нейтроннинг парчаланиш жараёни учун боғланиш доимийси ($\hbar = c = 1$ бўлган бирликлар системада G масса (яъни узунлик) квадратиға тесқари бирликка эға).

Кучсиз ўзаро таъсир доирасининг радиуси энг қисқа бўлиб, тақрибан 10^{-19} м га тенг. Кучсиз ўзаро таъсирнинг агенти (яъни ўзаро таъсирни ташувчи зарра) вектор мезонлар (W) дейилади. Кучсиз таъсир зарралар бир-бири билан ўзаро оғир W -мезонларни алмашиш натижасида вужудға келади деган назария мавжуд. Кучсиз ўзаро таъсир жараёни ҳақида кейинроқ батафсил тўхталиб ўтамит.

Кучсиз ўзаро таъсир кучли ва электромагнит ўзаро таъсирларға қарағанда камроқ симметрияға эға, яъни сақланиш қонунлари кўпроқ бузилади. Ҳозирча кучсиз ўзаро таъсирда микродунёдаги жараёнларнинг ўнгни чап билан, чапни ўнг билан, заррани антизарра билан,

антизаррани зарра билан алмаштиришга нисбатан бўлган симметрияси бузилди. Кучсиз ўзаро таъсир ўнгни чап, заррани антизарра билан алмаштиришдан иборат мураккаб симметрияга ҳам эга эмас.

Гравитацион ўзаро таъсир биз билган ўзаро таъсирлар ичида энг заифдир. Табиатда мавжуд тўртта ўзаро таъсир ичида зарраларнинг ўзаро гравитация таъсири учун характерловчи вақтнинг катталиги (10^{17} с) ва унга хос таъсир кучининг жуда кичиклиги (10^{-40}) сабабли деярли ҳозиргача элементар зарралар назариясида эътиборга олинмайди. Гравитацион ўзаро таъсирнинг заифлигини куйидаги оддий тажрибадан равшан билиш мумкин. Кичик металл жисм олиб уни кичик баландликдан тушириб юборамиз. У бутун Ер массасидан ҳосил бўлган гравитация майдони таъсирида ерга тушади. Энди кичик магнитни шу металл жисмга якин келтирсак, у ердан кўтарилиб магнитга тортилади. Бундан кўринадик, кичкина магнитнинг майдони бутун Ер массаси вужудга келтирган гравитация майдонидан кучлироқ экан. Электромагнит ва гравитация кучлари орасида худди шундай муносабат элементар зарралар учун ҳам характерлидир.

Гравитацион ўзаро таъсир ўзининг учта муҳим хусусиятига: чексиз катта таъсир доирасига эгаллиги, абсолют универсаллиги ва ҳар қандай икки масса ўртасидаги таъсир кучи ишорасининг бир хиллигига асосан бутун Қоинотда, астрономик масштабда катта роль ўйнайди. Учинчи хусусиятига асосан гравитацион ўзаро таъсир кучи шу таъсирдаги жисмларнинг массалари ортиши билан тез ортади. Шу сабабли элементар зарралар назариясининг охириги ютуқлари шуни кўрсатадики, гравитацион ўзаро таъсир катта энергияга эга бўлган зарралар «ҳаётида» муносиб ўринга эга бўлиши мумкин. Ҳақиқатан ҳам (8.2) формулага асосан катта энергияга тезлатилган зарраларнинг ҳаракат массаси ортиши билан гравитацион ўзаро таъсир сезиларли бўлиши мумкин.

Элементар зарранинг гравитация майдони билан ўзаро таъсири қандай йўл билан юз беради? Электромагнит майдонга қиёс қилиб гравитацион ўзаро таъсир гравитонлар деб аталувчи зарралар воситасида вужудга келади деб ҳисобланади. Ҳар қандай жисм, зарралар ўзидан гравитонлар чиқариб туради. Гравитоннинг массаси (тинч ҳолат массаси) 10^{-39} — 10^{-42} МэВ га, яъни деярли нолга тенг, ҳаракат тезлиги ёруғлик тезлигидан бир оз кам, спини

иккига тенг. Гравитоннинг тўлқин узунлиги 10^{26} м. Бу катталик Қоинотнинг радиусига тенг келади.

Гравитацион ўзаро таъсирни характерловчи вақт ва гравитонлар тўлқин узунлигининг чексиз катталикларидан гравитацион ўзаро таъсирнинг бутун олам бўйлаб деярли сўнмасдан тарқалиши келиб чиқади. Шундай қилиб, гравитация майдони билан ўзаро таъсирда бўладиган ҳар қандай зарра учун гравитонлар ҳар доим реалдир. Реал гравитонсиз ҳеч қандай ҳолатнинг бўлиши мумкин эмас. Шунинг учун ҳам гравитация вакуумининг мавжудлиги ҳақидаги масала мазмунга эга эмас. Бу фикр ҳар қандай ўзаро таъсирда ҳам иштирок қилувчи гравитация майдони универсал эканлигини кўрсатади.

8.14- §. Фотон. Бозонлар ва фермионлар

Биз юқорида элементар зарралар уч классни ташкил этишини кўрган эдик. Энди ҳар бир классга хос типик зарралар группаси билан танишамиз. Танишишни тинч ҳолатдаги массаси нолга тенг бўлган зарра — фотон билан бошлаймиз. Фотон нурланишнинг квант бирлиги электромагнит майдоннинг «қурилиш ғиштчаси» дир. Электромагнит майдон нимадан иборат, энг майда зарралар ёки фақат тўлқин жараёними? Қадимдан давом этган бу баҳсга Эйнштейн 1905 йилда аниқ жавоб берди. Электромагнит майдон ўзига хос махсус турдаги тўлқин жараёнидир. Электромагнит майдон узлукли, дискрет, квант характерга эга. У кичкина порциялар, квантлар, яъни фотонлар кўринишида нурланади, тарқалади ва ютилади. Фотон икки хил табиатга эга бўлиб, ҳам тўлқин, ҳам зарра сифатини касб этади. У бир томондан тебраниш частотаси билан характерланса, иккинчи томондан зарра каби энергия ($E = h\nu$) ва импульсга ($p_\gamma = \frac{h\nu}{c}$) эга.

Бундай дуализм элементар зарралар учун умумий бўлиб, элементар зарралар даражасида табиат тузилишининг бош, асосий хусусиятидир. Микродунёнинг классик механика қонунларига эмас, балки катта аниқлик билан квант ёки тўлқин механикаси қонунларига бўйсунилишнинг асосий сабаби ҳам шу дуализмдир.

Фотон барқарор зарра бўлиб, спини 1 га тенг. Фотон спинининг ўқиға проекциялари $I_z = \pm 1,0$. Фотоннинг спини ёруғлик нурининг қутбланиш хусусиятларини

характерлайди. Ёруғликнинг айланма кутбланиши учун фотон $+1$ спинга эга бўлади. Спиннинг ишораси ёруғликнинг ўнг ёки чап кутбланишини билдиради. Ёруғликнинг чизикли кутбланиши учун спин нолга тенг бўлади.

Зарралар ўз спинларига кўра тубдан бир-биридан фарқ қилувчи икки оилага: бозон ва фермионларга бўлинади. Бозонлар бутун спинлик зарралар $I=0, 1, 2 \dots$

кирса, фермионларга яримли бутун спинлик $I+\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$

зарралар киради. Бу номлар зарралар бўйсиниши лозим бўлган статистик қонунларнинг номларидир. Бозонлар Бозе — Эйнштейн статистикасига бўйсунди. Бу статистикага асосан ҳар қандай ёпиқ системада бир хил хусусиятларга эга бўлган ихтиёрий микдордаги зарралар жойлаша олади. Фермионлар эса Ферми — Дирак статистикасига бўйсунди. Бир ёпиқ системада бир хил хусусиятларга эга бўлган ҳатто иккита фермион ҳам жойлаша олмайди.

Электрон. Ипсоннинг микродунё соҳасидаги кашфиётлари 8.1-жадвалнинг 6-номерида келтирилган электрондан бошланади. Унинг электр заряди микродунё зарралари оиласига энг кичик қийматга эга бўлиб, электр кванти хизматини бажаради. Электроннинг заряди $e = (4,80294 \pm \pm 0,00008) \cdot 10^{-10}$. CGSE заряд бирлигига тенг ва бу қиймат бир заряд бирлиги қилиб қабул қилинган.

Электрон — барқарор зарра. Эркин ҳолатда чексиз узоқ вақт яшаши мумкин. Электроннинг спини яримга тенг. Демак, фермионлар оиласига киради.

Кишилиқ онгида биринчи марта модда ва антимодда симметрияси ҳақидаги тушунчанинг пайдо бўлиши позитрон билан боғлиқдир. Позитрон электрондан фақат зарядининг ишораси билан фарқ қилади. Нисбийлик назарияси ва квант механикасининг умумий принципларига асосланиб электрон учун ёзилган Дирак тенгламаси электроннинг ҳамма хусусиятларини тасвирлайди. Электроннинг спини, спин билан боғлиқ магнит моменти, водород атомидаги ҳолати Дирак тенгламасига электроннинг электр заряди ва массасини қўйганда муқаррар равишда математик йўл билан келиб чиқади. Заряд ва массага асосланиб биргина тенгламадан электрон ҳақида бунчалик кўп маълумот ола олишимиз Дирак тенгламасининг ажойиб ютуғи эди. Лекин тенглама электрон зарядининг иккала ишорасининг ҳам бўлишини талаб қилади. Тенглама фақат манфий зарядли электроннигина

эмас, балки зарядининг тескари ишорасидан бошқа барча хусусиятлари билан электронга айнан симметрик заррани — позитронни ҳам ифодалайди. Позитрон электроннинг анти зарраси ҳисобланади. Кейинчалик заряд ишораси заррани антизаррадан ажратувчи ёлғиз белги эмас эканлигини кўрамиз.

Протон, нейтрон, антипротон, антинейтрон, антимодда. Протон водород атомининг ядросини ташкил қилади. Унинг спини $I = \frac{1}{2}$, электр заряди $Q = +1$ изоспини

$T = \frac{1}{2}$, у барқарор заррадир. Унинг барион заряди $B = +1$.

Нейтрал зарра нейтрон зарядсизлигидан бошқа ҳамма квант характеристикалари билан протонга ўхшайди. Лекин нейтрон эркин ҳолатда тахминан 10^3 с яшайди, холос. Бу вақт ўтгандан сўнг нейтрон

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (8.35)$$

реакция бўйича парчаланади.

Ядро таркибида нейтрон чексиз узоқ вақт яшайди. Акс ҳолда ҳамма ядролар протондан иборат бўлиб, нейтронлар ядро тузилиши ва қолаверса, умуман модда тузилишида қатнашмаган бўларди. Нейтроннинг ядрога барқарор бўлишига сабаб унинг протон билан кучли ўзаро таъсирда бўлишидир. Протон ва нейтрон ядрога бир-бирига яқин турганлиги сабабли ўзаро пи-мезонлар билан алмашиб туради. Бу жараёнга асосан нейтрон 1 с вақт ичида 10^{23} марта протонга айланиб (протон эса, нейтронга айланиб) ва шунча марта ўзининг нейтрон ҳолига қайтади. Демак, ядрога худди эркин нейтрондек нейтрон бўлиши ҳақида гапириш мумкин эмас.

Юқорида эслатилган Дирак тенгламасини протон учун ҳам ёзиш мумкин. Бу ҳолда ҳам тенгламадан мусбат заряд ўрнига манфий зарядни, лекин бошқа ҳамма хусусиятлари билан протонга айнан антизарра-антипротоннинг мавжудлиги келиб чиқади. Антипротоннинг қисқача характеристикаси қуйидагича:

1) массаси протон массасига тенг;
2) заряди протон зарядига тенг, лекин ишораси тескари;

3) вакуумда чексиз узоқ вақт яшай олиши нуктаи назаридан барқарор;

4) протон ёки нейтрон билан учрашувда ўзаро йўқ бўлишиб, нурланиш энергияси ажралиб чиқади;

5) ҳеч қачон ёлғиз туғилмайди, фақат протон ёки нейтрон билан бирга вужудга келади;

6) тўртинчи ва бешинчи хусусиятларига асосан барион заряди $B \pm 1$;

7) протон спинига тенг ҳаракат микдорининг моменти-га — спинга эга. Протон сингари антипротон ҳам магнит моменти-га эга.

Шуниси борки, агар протон антипротон билан бир хил йўналишда айланса, антипротоннинг магнит моменти протоннинг магнит моменти-га микдор жиҳатдан тенг, ишораси эса тескари бўлади. Яъни магнит «қутблари» алмашган бўлади.

Нейтрон нейтрал зарра бўлганлиги сабабли антинейтрон ундан фақат магнит моментининг йўналиши билан фарқ қилади. Зарядланган элементар зарранинг айланишини тасаввур қилганимизда магнит моменти тушунчасига келамиз. Бу (классик) тушунчага биноан нейтрал зарра, хусусан нейтрон, магнит моменти-га эга бўлолмайди. Лекин юқорида бир неча бор эслатган тушунчамизга асосан нейтрон виртуал пи-мезонлар булутининг мавжудлиги нейтронда умумий ҳиссаси нолга тенг бўлган ички электр заряди тақсимотини вужудга келтиради. Заряднинг бундай тақсимо-ти натижасида нейтроннинг магнит моменти нолдан фаркли бўлиб, ядро магнетони бирлигида $-1,91314 \pm 0,00040$ қийматга тенг ва спин йўналишига антипараллел йўналган.

Ҳозирги пайтда элементар зарралар тезлатгичларида антипротон ва антинейтрон қатори бир группа бекарор антигиперонлар қайд қилинган. Чунончи, антигиперонлардан бири — антисигма-минус-гиперон — Дубнада бир группа физиклар томонидан синхрофазатронда қайд қилинган. Ҳамма антизарралар элементар зарралар оиласига киради.

Назарий тушунчаларга асосан элементар антизарралар қаторида антипротон ва антинейтронлардан ташкил топган антиядролар мавжуд бўлиши керак. Бундан ташқари, элементлар даврий жадвалининг ҳар бир химик элементининг атомига антиядро ва антиэлектронлардан (позитронлардан) ташкил топган антиэлементларнинг атомлари тўғри келиши керак.

Шундай қилиб, антипротон ва антинейтронларнинг борлиги «антидунё»нинг мавжудлиги ҳақидаги масалани ўртага қўяди. Одатдаги атомлардан тузилган ҳар қандай химиявий бирикма билан бир қаторда антиатомлардан

тузилган химиявий бирикмалар мавжуд бўлиши мумкин. Бошқача айтганда, ҳозирги замон назарияси коинотда антимоддалардан ташкил топган антидунёнинг мавжуд бўлишига йўл қўяди. Бу шундай дунёки, ундаги асосий зарралар беистисно ҳамма зарядлари бўйича бизнинг дунёмизнинг зарраларига қарама-қаршидир. Масалан, антиводород атомининг ядроси антипротондан иборат бўлиши ва ядро атрофида электрон ўрнида позитрон айланиши керак.

Зарранинг антизарра билан ўзаро таъсири ўзгача характерли хусусиятга эга. Бир-бири билан бўлган тўқнашувда улар йўқ бўлишади — катта энергия ажралиб чиққани ҳолда кичик массали зарраларга айланиши мумкин. Чунончи, позитрон электрон билан тўқнашганда электрон позитрон жуфти иккита ёки учта фотонга айланиши мумкин. Антипротоннинг протон билан тўқнашувида нуклон-антинуклон жуфти бир неча мезонларга айланиши мумкин (чунки нуклонлар мезон майдони орқали ўзаро таъсирда бўлади). Демак, модда ва антимодданинг тўқнашуви натижасида уларнинг бирортаси тамом бўлмагунча улар «ўзаро ёйишадилар». Бундай жараёнда ажралиб чиққан энергия ядро парчаланишидагига қараганда бир неча минг марта катта бўлади.

Элементар зарраларни ўнлаб миллиард электрон вольт (ГэВ) энергияга тезлатувчи йирик тезлатгичларнинг ишга туширилиши антимоддаларни тажрибада ўрганилиши учун кенг имконият туғдирди. Зарраларнинг тўқнашувида антизарраларнинг туғилиши учун нишонга йўналган зарраларнинг энергияси юқори бўлиши керак. Масалан, 6—10 миллиард эВ энергияли тезлатгичларнинг ишга туширилишидан кейин антипротонларнинг қайд қилиш имкони туғилди. 30 миллиард эВ энергиягача тезлатувчи тезлатгичларда антидейтерийни қайд қилиш мумкин бўлди. Даврий жадвалда водороддан кейинги элемент — гелий-3 антиядросини кузатиш имкони протонларни 70 миллиард эВ энергиягача тезлатувчи Серпухов тезлатгичининг ишга туширилишидан кейин туғилди. Антигелий — 3 ядроси иккита антипротон ва битта антинейтрондан иборат.

Антигелий ядросининг кашф қилиниши муҳим аҳамиятга эга, чунки у антимодда ҳақида энг юксак даражадаги зарра антизарра симметриясига асосланган назарий тахминни тасдиқлайди. Антимодданинг мавжудлиги коинотнинг эволюциясини ва унда юз бераётган ҳодисаларни

тушунишда муҳим роль ўйнаши мумкин. Қоинотда антимодданинг роли ҳақидаги саволга келажак тажрибалари жавоб бериши керак. Ҳозирча антимоддаларнинг тадқиқоти йўлида биринчи қадамлар қўйилди.

Пи-мезонлар. Кучли ўзаро таъсирнинг ҳақиқий воситачиси бўлгани учун пи-мезон модда ядролари томонидан тез ютилади. Шу сабабли қайд қилиниши жуда қийин. Шунинг учун ҳам мавжудлиги назарий йўл билан исботлаб берилгандан 11 йил ўтгандан кейин тажрибада топилди. Пи-мезонларнинг учаласи ҳам барқарор эмас, ўз-ўзидан энгил зарраларга парчаланади.

Зарядланган пионлар 1948 йилда Беркли (АҚШ) даги тезлаткичда нишон ядроларидаги нуклонларни протонлар билан бомбардимон қилиш натижасида олинган эди:

$$p + p \rightarrow p + n + \pi^+; \quad p + n \rightarrow p + p + \pi^- \quad (8.36)$$

Энергия ва импульснинг сақланиш қонунларидан маълумки, (8.36) реакция бўйича пионлар ҳосил бўлиши учун тушаётган протонлар энергияси 300 МэВ дан катта ёки унга тенг бўлиши керак. Бу энергияни ҳисоблаш учун релятивистик механика формуласидан фойдаланиш мумкин:

$$(E^2 - p^2 \cdot c^2)_1 = (E^2 - p^2 \cdot c^2)_2 \quad (8.37)$$

Бу ерда E_i , P_i — системанинг i — моментдаги тўла энергияси ва тўла импульси. Бу ҳолда (8.37) катталиги санок системасига боғлиқ эмас. Шунинг учун (8.36) реакцияда бошланғич ($i=1$) моментда протоннинг энергиясини ҳисоблаш учун координаталарнинг лаборатория системасидан фойдаланамиз. Тушаётган протоннинг кинетик энергияси $E_{кин}$:

$$E_{кин} = E - m_p c^2, \quad E^2 = m_p^2 \cdot c^4 + p^2 \cdot c^2.$$

Бу ерда E_p , p — протоннинг тўла энергияси ва импульси. Пионлар ҳосил бўлиши учун керак бўлган энг кичик энергия $(E_{кин})_{min}$ ни аниқлаш учун инерция маркази системасида (8.36) реакция маҳсулотлари импульслари нолга тенг деб фараз қиламиз. Яна протон ва нейтрон массалари тахминан тенг деб ҳисоблаймиз. У ҳолда (8.37) дан қуйидагиларни ёзиш мумкин:

$$\begin{aligned} [(E_p + m_p c^2)^2 - p^2 c^2]_1 &= 2E_{кин} m_p c^2 + 4m_p^2 \cdot c^4, \\ (E^2 - p^2 c^2)_{2(min)} &= (2m_p c^2 + m_\pi c^2)^2 = 4m_p^2 c^4 + \\ &\quad + 4m_p m_\pi c^4 + m_\pi^2 c^4, \\ (E_{кин})_{min} &= 2m_\pi c^2 (1 + m_\pi / 4m_p). \end{aligned}$$

Нейтраль пионлар (π^0) 1950 йилда уларнинг парчаланишида ҳосил бўладиган гамма — квантлар орқали аниқланган эди, чунки нейтраль пионларнинг парчаланиши электромагнит ўзаро таъсир орқали амалга ошади: $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$.

π^0 — мезонлар (8.36) реакцияга ўхшаш $p + p \rightarrow p + p + \pi^0$ реакцияда ёки қаттиқ гамма — нурлар таъсирида $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ ҳосил бўлиши мумкин.

Пионларнинг массалари ва яшаш вақтлари дастлаб уларнинг фотоэмульсиядаги изларини тадқиқ қилиш натижасида 40- йилларнинг охирида аниқланган эди. Тезлаткичларда олинган пионлар дастаси бу катталикларни аниқроқ топишга имкон берди:

$$\tau_{\pi^\pm} = 2,6 \cdot 10^{-8} \text{ с}, \quad \tau_\pi = 0,83 \cdot 10^{-16} \text{ с}.$$

$$m_{\pi^\pm} = 273 m_e = 137 \text{ МэВ}, \quad m_\pi = 264 m_e \simeq 132 \text{ МэВ}.$$

Тезлаткичларда ўтказилган тажрибалар π^+ ва π^- мезонларнинг массалари ва яшаш вақтлари тенг эканлигини аниқлашга имкон берди. Демак, улар зарра ва антизарра экан. $\pi^\pm$ ва π^0 мезонларнинг яшаш вақтларидаги фарқнинг сабаби шуки, зарядланган мезонлар кучсиз ўзаро таъсир, нейтрал мезонлар эса электромагнит ўзаро таъсир натижасида парчаланadi.

Зарядланган ва нейтрал пионларнинг массаларининг яқинлиги уларни ягона зарра — пионнинг турли изотопик ҳолатларидан иборат, деган хулосага олиб келади, изотопик спини $T=1$, яъни заряд мультиплетининг уч компонентига эга:

$$T_z = -1 (\pi^-), \quad T_z = 0 (\pi^0), \quad T_z = +1 (\pi^+).$$

Пионнинг аниқ $T=1$ изотопини мавжудлиги ҳақидаги гипотеза тажрибада текширилган эди. Агар пионларнинг изотопи бирга тенг бўлса, изоспин бўйича танлаш коидаларига кўра

$$d + d \rightarrow \alpha + \pi^0$$

реакция тақиқланган бўлади.

Ҳақиқатан ҳам, бошланғич ҳолат изотопи нолга тенг, чунки дейтрон изоспини нолга тенгдир. Шу билан бирга охирги ҳолат изоспини π^0 мезон изоспинига тенг, яъни бирга, чунки α -зарранинг изоспини нолга тенгдир. Бу реакция кўндаланг кесимининг тажрибавий қиймати жуда кичик, 10^{-34} см^2 дан кам. Солиштириш учун нуклонларнинг пионлар билан изоспин бўйича тақиқланмаган ўзаро

таъсир жараёнлари кесими $\geq 10^{-26}$ см² эканлигини эсла-
тиш мумкин.

Мю-мезонлар. Мю-мезонларнинг кашф қилиниши тари-
хи ядро физикаси назариясининг серташвиш йўллари
билан боғлиқдир. Мю-мезон Юкава назариясидан бир йил
кейин, шу назария тахмин қилган пи-мезонларни космик
нурларда қидириш жараёнида топилди. У дарҳол Юкава
тахмин қилган зарра пи-мезон сифатида қабул қилинди.
Аммо кейинчалик маълум бўлдики, мюонлар космик
нурлар таркибида кўп, ядролар билан жуда сустр таъсирда
бўлади (атмосфера қатлаmidан осон ўтади), узоқ яшайди
ва яшаш вақти давомида 10 000 см йўл ўтиши мумкин,
яъни Юкава заррасининг хусусиятларига мутлақо тескари
хусусиятларга эга. Ҳақиқатан, кучли ўзаро таъсирга
жавобгар зарра қисқа вақт яшаши, ҳар қандай модданинг
ядроси билан ўзаро тез таъсирлашиши, атмосфера
қатлаmidан ўта олмаслиги керак эди. Бундан ташқари,
агар мюонни кучли ўзаро таъсирнинг воситачи зарраси деб
қарасак, кучли ўзаро таъсир доираси ядро кучларининг
таъсир доирасидан бениҳоя бўлар эди. Ҳозир эса
мюоннинг кучли ўзаро таъсирга мутлақо алоқаси йўқлиги-
ни биламиз. У пи-мезонларнинг парчаланишидан ҳосил
бўлади. Мю-мезон наслида пи-мезондек «ота-бобога» эга
бўлмаганида ҳаддан ташқари нодир зарра бўлар эди.

Мюон массасидан ташқари ҳамма хусусиятлари билан
ажабланарли даражада электроннинг ўзгинасидир. Мус-
бат (e^+) ва манфий (e^-) электронлар каби мусбат ва
манфий мюонлар мавжуд. Табиатда нейтрал мюон ва
электронлар учрамайди. Мюонлар электронлар каби
ташқи дунё билан электромагнит ва кучсиз ўзаро таъсирда
бўлади. Иккала зарра ҳам кучли ўзаро таъсирга мутлақо
мойил эмас. Иккаласининг ҳам спини яримга тенг.
Электромагнит ўзаро таъсир иккала зарра учун ҳам та-
момила, ҳатто магнит моментининг қўшимчасигача бир
хил. Кучсиз ўзаро таъсирга нисбатан ҳам электрон ва
мюон бир хилда бўлади. Ҳар бири учун ўзларига тегишли
нейтринолари мавжуд. Мюоннинг кучсиз ўзаро таъсирида
электронга парчаланиши ва электроннинг мюонга парча-
ланмаслигининг сабаби мюоннинг электрондан 207 марта
оғирлигидадир, холос. Электрон ва мюон лептонлар
тоифасига киради, нейтрино билан биргаликда лептонлар
сонининг сақланиш қонунига бўйсунди.

1962 йилгача мю-мезон билан мушкул ҳол боғлиқ эди,
чунки мавжуд сақланиш қонунларининг тўплами мюонни

электрон ва фотонга парчаланишга йўл қўярди. Шу сабабдан мюон электрон ва фотонга парчаланиш мумкин деган тахмин мавжуд эди. Аммо жуда кўп уринишларга қарамасдан, мю-мезоннинг бу хил парчаланишини қайд қилиб бўлмайди. 1962 йилда Колумбия университетининг бир гуруҳ физиклари томонидан Брукхейвен тезлатгичида муваффақиятли ўтказилган тажрибадан сўнг мю-мезоннинг нима сабабдан электрон ва фотонга парчаланмаслигига жавоб топилди. Тажриба парчаланиш жараёнларида электрон билан бирга пайдо бўладиган нейтринонинг мюон билан бирга пайдо бўладиган нейтринодан (мюон нейтриносидан) фарқ қилинишини кўрсатди. Маълум бўлдики, мюон ўзининг мюон нейтриноси ν_μ билан биргаликда бир оилани ташкил қилиб, ўзларининг тўла сонининг (мюон лептон зарядининг) сақланиш қонунига бўйсунди. Худди шу сабабдан мюон электрон ва фотонга парчалана олмайди.

Лекин мюон ва электрон хусусиятларининг ҳар жиҳатдан бир-бирига жуда ўхшашлиги элементар зарралар физикасидаги энг сирли муаммодир.

Нима сабабдан табиатда массалари бир-биридан катта фарқ қиладиган, бошқа ҳамма жиҳатдан айнан ўхшаш иккита зарра мавжуд? Агар мюон ўзаро таъсирларда электронларга ўхшаш бўлса, нима сабабдан у электрондан 207 марта оғир бўлиши керак? Бизга маълумки, зарранинг массаси унинг ўзаро таъсири билан боғлиқ. Иккала зарра (электрон ва мюон) ўзаро таъсирларда бир хилда намоён бўлиб турган вақтда массаларининг фарқини тушунтириш учун ҳеч қандай механизми ёрдамга чақириш мумкин эмас. Бу элементар зарралар физикасида ушбу икки зарра массаларининг фарқини уларнинг бир хил ўзаро таъсирларда қатнашишларига асосланиб тушунтириб бўлмаган бирдан-бир ҳолдир. Шундай қилиб, элементар зарралар физикасида мюон сирли сандикча бўлиб қолмоқда.

Нейтрино. Нейтрино ҳақидаги дастлабки тушунча бета-радиоактив ядроларда деярли эркин нейтронларнинг ўз-ўзидан протон ва электронга парчаланиши билан боғлиқ. Агар жадвалга назар ташласак, нейтроннинг массаси протон ва электрон массаларининг йиғиндисидан 0,89 МэВ фарқ қилишини кўрамиз. Бу ортиқча энергия энергиянинг сақланиш қонунига асосан протон ва электронларнинг ҳаракат энергияси (кинетик энергияси) шаклига ўтиши керак эди. Лекин нейтроннинг парчаланишини диққат билан кузатиш шуни кўрсатадики, протон ва

электрон ҳар доим бу энергиянинг жуда кичкина қисмини-гина олиб кетади. Бундан ташқари бу кинетик энергиянинг протон ва электронга тегишли қисми ўзгариб туради. Бу эса энергиянинг, шунингдек, импульснинг сақланиш қонунига зиддир. Бу мушкул аҳволдан қутулмоқ учун В. Паули ортикча энергияни ва спинни олиб кетаётган, лекин нима учундир қайд қилинаётган учинчи зарра борлигини таклиф қилди. Э. Ферми бу номаълум зарранинг хусусиятларини ўрганиб, унга нейтрино деб ном берди. Унинг хусусиятларини нейтроннинг бета парчаланиши (8.35) дан осонгина аниқлаш мумкин (III бобга қ.).

8.15- §. Гиперзаряд квант сонлари

1950- йилнинг бошида ғалати хусусиятларга эга бўлган зарраларнинг бир гуруҳи қайд қилинди. Уларнинг хусусиятларини ўша вақтда мавжуд бўлган элементар зарралар назарияси асосида тушунтириш мумкин бўлмади. Шу вақтга қадар ҳар бир кашф қилинган зарра катта воқеа сифатида қабул қилинса, бу ғалати зарралар мавжудлигининг узил-кесил тан олинимиши ўн йиллаб давом этди.

Космик нурларни қайд қилувчи асбобда бу зарраларнинг V ҳарфи кўринишида парчаланиш изи ҳақидаги биринчи маълумотни Рочестер ва Батлер 1947 йилда берган эдилар. Парчаланиш изининг V ҳарфи кўриниши қандайдир номаълум нейтрал заррани зарядга эга бўлган иккита заррага парчаланаётганлигидан дарак беради.

Парчаланишда V ҳарфи кўринишида из қолдирувчи зарралар устида олиб борилган илмий тадқиқотлар қуйидагиларни кўрсатди: 1) бундай зарралар табиатда етарли даражада кўп учрайди; 2) улар нейтрал ёки электр зарядига эга бўлган зарралар бўлиб, массалари жихатдан икки гурӯҳга: мезонлар билан нуклонлар ўртасида жойлашган К- мезонлар ва нуклонлардан кейин жойлашган гиперонлар гурӯҳисига бўлинади. Гиперонлар парчаланиш турига қараб спини тахминан $1/2$ га тенг фермионлар деб ҳисобланади. Бу зарралар барион зарядининг сақланиш қонунига бўйсунди. Чунки улар кучли ўзаро таъсир жараёнида пайдо бўлади ва парчаланишида албатта нуклон ҳосил бўлади. К- мезонлар бозонлар турига қиради. Чунки улар бозонларга, масалан, икки пи-мезонга парчаланади.

Бу зарраларнинг ғалати хоссалари уларнинг пайдо бўлиш ва парчаланишида намоён бўлади. Биринчидан, бу

зарралар адронлар бўлиб, нуклон-нуклон ва пион-нуклон тўқнашишларида туғилади. Аммо улар фақат жуфт ёки учлик ҳолда пайдо бўлиб, бирор марта ҳам якка ҳолда кузатилмаган. Иккинчидан, бу зарралардан айримлари нуклонлар ва пионларга парчаланиши аниқланди. Демак, уларнинг пайдо бўлиши каби, парчаланиши ҳам кучли ўзаро таъсир натижасида деб, яъни яшаш вақтларининг тартиби $10^{-23} - 10^{-22}$ с бўлиши лозим эди. Лекин яшаш вақтлари бир неча тартибга катта экан: $10^{-10} - 10^{-8}$ с. Бу эса кучли ўзаро таъсирга ҳеч ҳам мос келмайди. Учинчидан, ўзларининг одатдан ташқари хусусиятлари билан ғалати бозонлар K - мезонлар ёки каонлар, мусбат, манфий ва нейтрал зарралар ажралиб туради. Уларнинг массалари деярли тенг, K^+ ва K^- - мезонларнинг бошқа адронлар билан ўзаро таъсирида ғалати ассиметрия кузатилди. K - мезонларнинг уч ва икки пионли парчаланишларини аниқлаш кучсиз ўзаро таъсирда жуфтликнинг сақланмаслигини кашф қилишга олиб келди.

Ғалати зарралар туғилиши, кинематикаси, массалари ва уларнинг парчаланишини тадқиқ қилиш ғалати барионлар (гиперон)ни қуйидаги хилларини аниқлашга имкон берди:

$$\text{Лямбда } (\Lambda): Q=0, T=0, I^a=\frac{1^+}{2}, m \approx 1100 \text{ МэВ};$$

$$\text{Сигма } (\Sigma^+, \Sigma^-, \Sigma^0): Q=\pm 1,0, T=1, I^a=\frac{1^+}{2}, m \approx 1200 \text{ МэВ};$$

$$\text{Кси } (\Xi^-\Xi^0): Q=-1,0, T=\frac{1}{2}, I^a=\frac{1^+}{2}, m \approx 1300 \text{ МэВ};$$

$$\text{Омега } (\Omega^-): Q=-1, T=0, I^a=\frac{3^+}{2}, m \approx 1700 \text{ МэВ}.$$

Тилга олинган барча гиперонларнинг антизарралари, ғалати мезон (каон)лар

$$K^0, K^+: Q=0, +1, T=\frac{1}{2}, I^a=0, m \approx 500 \text{ МэВ};$$

$$K^-, K^0: Q=-1,0, T=\frac{1}{2}, I^a=0, m \approx 500 \text{ МэВ}$$

борлиги аниқланди.

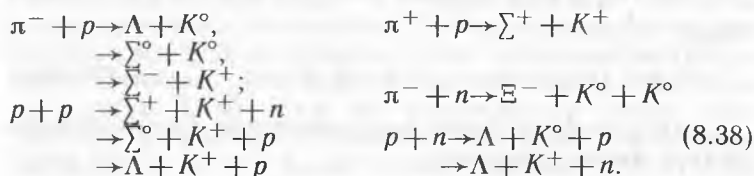
Ғалати зарралар изоспинларининг қийматларига алоҳида диққат билан қарайлик (8.2- жадвал). Нуклонлар ва

Зарра	T	T_Z	Q	B	S
Λ	0	0	0	1	-1
Σ^-	1	-1	-1	1	-1
Σ^0	1	0	0	1	-1
Σ^+	1	+1	+1	1	-1
Ξ^-	1/2	-1/2	-1	1	-2
Ξ^0	1/2	+1/2	0	1	-2
Ω	0	-1	-1	1	-3
K^0	1/2	-1/2	0	0	+1
K^+	1/2	+1/2	+1	0	+1
K^-	1/2	-1/2	-1	0	-1
$\bar{K}^0$	1/2	+1/2	0	0	-1

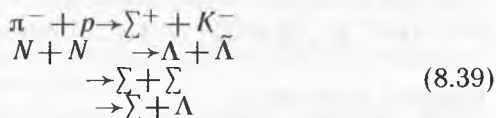
пионлардан фаркли ўларок ғалати барионларда T нинг қиймати бутун сондан иборат бўлиши мумкин, каонларда эса, $T = \frac{1}{2}$. Бундан ташқари, агар гиперонлар учун $B = 1$,

каонлар учун эса, $B = 0$ десак, гиперонлар ва каонларнинг бирортаси учун ҳам зарядни (8.40) формула орқали ифодалаш мумкин эмас экан.

Ғалати зарраларнинг биргаликда туғилишлари мумкинлигини кўрсатувчи бир нечта реакцияларни келтириб ўтамиз:

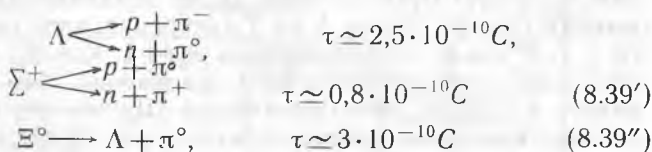


Ҳеч қачон кузатилмаган ва ўтиш эҳтимоллиги амалда нолга тенг бўлган баъзи бир реакцияларни келтирамиз:



Бу ерда N исталган нуклонлардан бирини ифодалайди.

(8.38) ва (8.39) хилдаги реакциялар эҳтимолликларини жуда ҳар хиллигининг сабабини билиш, шунингдек, ғалати зарраларнинг адронларга парчаланиш вақтининг етарлича катталиги:



ни тушунтириш зарурияти 1953 йилда М. Гелл-Манн (АҚШ) ва Т. Накано ҳамда К. Нишиджима (Япония) ларга янги квант сони ғалатилик (S) ни киритишга ва бу сон кучли ва электромагнит ўзаро таъсирларда қатъиян сақланади, кучсиз таъсирда эса, ўзгариши мумкин деб тахмин қилишга мажбур қилди. Бу сон барион заряд тушунчасини тўлдиради. Кейинчалик аниқланишича, мазкур квант сони адронлар масаласида ҳал қилувчи аҳамиятга эга экан.

Ғалатиликни аниқлаш учун нуклонлар ва пионларга тегишли $Q = T_z + B/2$ формуланинг М. Гелл-Манн ва Т. Накано, К. Нишиджималар умумлаштирган.

$$Q = T_z + Y/2 \quad (8.40)$$

кўринишидан фойдаланиш мумкин. Бу ерда Y — катталиқ гиперзаряд деб ном олди. Y барион сони B ва ғалатилик сони S нинг йиғиндисига тенг:

$$Y = B + S. \quad (8.41)$$

Шундай қилиб, мезонлар учун $Y = S$ ($B = 0$), барионлар учун $Y = S + 1$ ($B = 1$) ва антибарионлар учун $Y = S - 1$ ($B = -1$). (8.40) умумлаштиришга кўра гиперзарядни турли T_z ли, лекин T изоспинли адронлар мультиплетининг иккиланган ўртача заряди ҳолида аниқлаш мумкин. (8.40), (8.41) формулаларга кўра, пионлар нуклонлар ва уларга тегишли резонанслар учун $S = 0$, яъни қутилганидек, бу зарралар ғалати зарралар эмас. (8.41) ва гиперонлар ҳамда каонлар заряди асосида 8.2-жадвалда келтирилган тегишли ғалатиликлар қийматлари белгилашни мумкин. Жадвалда гиперонлар ва каонлар учун изоспин қиймати, изоспиннинг учинчи проекцияси, барион сонлари ва ғалатилик берилган.

Энди, агар кучли ўзаро таъсирларда ғалатилик

сакланади деб қабул қилсак, (8.38) хил реакция рухсат этилган, (8.39) — хили эса ман этилганлигини тушуниш қийин эмас. Бу икки хил реакцияларда ҳам бошланғич ҳолатларда ғалатилик нолга тенг, шунинг учун охирида ҳам нолга тенг бўлиши керак. (8.38) реакцияларда худди шундай бўлади. Чунки Λ ва Σ гиперонларнинг ғалатилиги — 1, K^0 -ва K^+ - мезонларники эса +1. Кси Ξ^- гиперон ($S = -2$) туғилаётган (8.38) реакцияда бир вақтда иккита K^0 - мезон ($S = 1$) туғилади. Шунинг учун охириги ҳолатда ғалатилик йиғиндиси нолга тенг. (8.39) реакцияларда эса, охириги ҳолат ғалатилиги — 2, яъни улар таққиланган.

(8.39') — (8.39'') реакциялардан ғалатиликнинг ўзгаришини кўриш мумкин: $\Delta S = 1$, яъни бу реакцияларда кучли ўзаро таъсир қатнашмайди, булар кучсиз ўзаро таъсир натижасида юз беради.

8.16- §. К-мезонлар.

К- мезонлар ва гиперонларнинг изотопик мультиплетлари келтирилган. 8.6- расмга назар ташлайлик. Мезонлар группаси учун заряд маркази пи-мезонларнинг заряд марказидан ҳисобланади. У ҳолда кўрамизки, К- мезонлар дублетининг заряд маркази ўнгга $+\frac{1}{2}$

қийматга силжиган. Худди шу силжиш зарранинг асосий физик характеристикаси бўлган ғалатилик квант сонининг ярмига тенг. Ғалатилик квант сонининг бу таърифига асосан пионлар учун $S = 0$, чунки уларнинг заряд маркази ҳисоб боши бўлиб хизмат қилмоқда. Анти К- мезонлар (K^0 , K^-), дублетнинг заряд маркази эса $-\frac{1}{2}$ га силжиган ва шунинг учун $S = -1$.

Мезонлар группаси учун пионлар қандай роль ўйнаса, барионлар учун нуклонлар худди шундай роль ўйнайди. Нуклонларнинг заряд маркази барионлар заряд марказини ҳисоблашда ҳисоб боши бўлиб хизмат қилади. Антибарионлар учун антинуклонларнинг заряд маркази $\bar{Q} = -\frac{1}{2}$ ҳисоб боши бўлиб хизмат қилади. Мультиплетлар бўйича бу классификация антинуклонлар нуклон дублетининг нолинчи заряд чизиғига нисбатан симметрик аксидан иборат дублетни ташкил қилади. Демак, ҳар

зарра	спин	Ғала- тилик	электр заряди				
			-1	$-\frac{1}{2}$	0	$+\frac{1}{2}$	+1
Барионлар							
нуклон	$\frac{1}{2}$	0	антинуклоннинг заряд маркази				
антинуклон	$\frac{1}{2}$	0	нуклоннинг заряд маркази				
ламбда- гиперон	0	-1	Λ^0				
анти-ламбда гиперон	0	+1	$\bar{\Lambda}^0$				
сигма гиперон	1	-1	Σ^- Σ^0 Σ^+				
анти-сигма гиперон	1	+1	$\bar{\Sigma}^-$ $\bar{\Sigma}^0$ $\bar{\Sigma}^+$				
кси-гиперон	$\frac{1}{2}$	-2	Ξ^- Ξ^0				
анти-кси- гиперон	$\frac{1}{2}$	+2	$\bar{\Xi}^-$ $\bar{\Xi}^0$				
омега- гиперон	0	-3	Ω^-				
анти-омега гиперон	0	+3	$\bar{\Omega}^+$				
Мезонлар							
пион	1	0	π^- π^0 π^+				
каон	$\frac{1}{2}$	+1	K^0 K^+				
антикаон	$\frac{1}{2}$	-1	$\bar{K}^-$ $\bar{K}^0$				

8. 6- расм. Зарралар электр зарядининг маркази.

қандай барион учун тегишли мультиплетда ўзининг антибарион бўлиши керак. Шундай қилиб, гиперон ва антигиперонларнинг алоҳида мультиплетлар ташкил қилиши билан гиперонлар нуклонларга ўхшашдир. Аммо гиперонлар учун нуклонлар каби дублетлардан иборат бўлиши шарти бажарилмайди ва заряд маркази силжиса бўлади. Ҳақиқатан ҳам, 8.6- расмдан кўриниб турибдики, ламбда (Λ^0) ва антиламбда ($\bar{\Lambda}^0$) зарралар гиперонларнинг изотопик синглетларини, сигма ва антисигма эса —

изотопик триплетларини ташкил қилади. Фақат кси ва антикси гиперонлар изотопик дублетлардан иборат. Гиперон ва антигиперонлар изотопик мультиплетларининг заряд маркази нуклон ва антинуклон дублетларининг заряд марказига нисбатан силжигандир. Бу силжишнинг иккилангани гиперонларнинг ғалатилик квант сонига тенг. Заряд марказларининг юқоридаги сингари силжишини биринчи бор М. Гелл-Манн ва Қ. Нишиджима эътироф қилганлар.

Ҳар бир изотопик мультиплетни батафсил тасвирлаш учун мультиплет заряд марказининг иккиланган қиймати-га тенг бўлган яна бир квант сони — гиперзаряд (Y):

$$Y=2Q.$$

Нуклон ва пионлар учун электр заряди изотопик спиннинг Z компонентаси (T_z) орқали ифодаланади:

$$Q_N = T_z + \frac{1}{2},$$

$$Q_\pi = T_z.$$

Бу боғланишни ҳамма барион ва мезонлар учун қуйидагича умумлаштириш мумкин:

$$Q = T_z + \frac{1}{2}(B + S) = T_z + \frac{1}{2}Y = T_z + \bar{Q} \quad \text{— барионлар учун}$$

$$Q = T_z + \frac{1}{2}S = T_z + \bar{Q} \quad \text{— мезонлар учун}$$

Демак, ғалатилик квант сони тушунчаси каонлар ва гиперонларнинг электр ва барион зарядлари билан яқиндан боғланган. Шунинг учун ғалатилик квант сони катталигини кучли ва электромагнит ўзаро таъсирларда сақланиши лозим деб фараз қилмоқ табиийдир. Ўз навбатида ғалатилик квант сони катталигининг сақланиши қонунидан K -мезон ва гиперонларнинг биргаликда пайдо бўлиши тушунтирилади. Ҳақиқатан, бу зарралар нуклон ва пионларнинг ўзаро тўқнашувида вужудга келади. Нуклон ва пионлар учун ғалатилик квант сони нолга тенг. 8.6-расмдан кўрамизки, антигиперон ва каонлар мусбат $+1$, гиперон ва антикаонлар эса -1 ғалатиликка эга. Демак, реакция натижасида мусбат ва манфий ғалатиликка эга бўлган зарралар биргаликда вужудга келади. Сақланиш қонунига асосан ғалати зарралар кучли ёки электромагнит ўзаро таъсир бўйича парчаланади ва шу сабабдан узоқ вақт яшайди.

K^- -мезонлар табиатини ўрганиш элементар зарралар физикасининг революцион саҳифасини очди. Каонлар пионлардан ўзининг изотопик хусусияти билан кескин фарқ қилади. Асосий фарқ нейтрал каоннинг нейтрал антикаон билан айнан бир хил эмаслигидадир.

Нейтрал каонлар (K^0 , $\bar{K}^0$ жуфти ғалати хусусиятларга) эга. K^0 ва $\bar{K}^0$ мезонлар ўзига хос «товланувчи» зарралардир. K^0 ва $\bar{K}^0$ кучли ўзаро таъсирга мансуб турли жараёнларда вужудга келади. Ҳеч қандай ташқи таъсирсиз маълум вақт ўтиши билан K^0 -мезоннинг бир қисми, K_1^0 -иккинчи қисми K_2^0 -мезонларга айланиб, табиатини ўзгартиради. Худди шундай $\bar{K}^0$ -мезон ҳам K_1^0 ва $\bar{K}_2^0$ -мезонларга айланади. K_1^0 -мезон асосан икки пи-мезонга, K_2^0 -мезон эса, учта пи-мезонга парчаланади. Бунинг устига K_2^0 -мезон K_1^0 -мезонга қарағанда 600 марта узок вақт яшайди.

Натижада нейтрал каонлар учун бир томондан K^0 ва $\bar{K}^0$, иккинчи томондан K_1^0 ва K_2^0 — мезонлар сифатида фарқ қилинадиган чалкаш ҳолат вужудга келди. Табиат нейтрал K^- -мезонларни уларнинг вужудга келиш жараёнига асосан бир тарзда фарқ қилса, уларнинг парчаланиш жараёнига асосан иккинчи тарзда фарқ қилади. Кучли ўзаро таъсирга нисбатан нейтрал каонлар ҳамма вақт фақат K^0 ва $\bar{K}^0$ кўринишга эга.

K^- -мезонлар K^+ , K^0 зарраларининг изотопик дублетидан ва антизарраларининг (K^- , $\bar{K}^0$) изотопик дублетидан иборат бўлади. Нейтрал каонни (K^0) унинг антизарраси — нейтрал антикаондан ($\bar{K}^0$) фарқ этувчи бирдан-бир квант сони бу гиперзаряд (ғалатилик) квант сонидир. Мезонлар учун $Y = S \cdot K^0$ -зарра учун ғалатилик квант сони $S = +1$, $\bar{K}^0$ учун $S = -1$. Шу сабабдан пионнинг нуклон билан кучли ўзаро таъсир реакциясида фақат $K^0 +$ гиперон жуфти вужудга келиши мумкин ($\bar{K}^0 +$ гиперон жуфтнинг вужудга келишига ғалатилик квант сонининг сақланиши йўл қўймаса, $\bar{K}^0 +$ антигиперон жуфтнинг вужудга келишига эса барион зарядининг сақланиш қонуни йўл қўймайди):



Демак, кучли ўзаро таъсир нейтрал каонни антикаондан осон фарқ қилади. Агар кучсиз ўзаро таъсир бўлмаса эди, бу икки зарра антизарранинг одатдаги жуфтини ташкил қилган бўларди. Лекин кучсиз ўзаро таъсирда ғалатиликнинг сақланиш қонуни бузилади. K^0 - $\bar{K}^0$ -мезонларни энди бир-биридан фарқ қилиш учун ҳеч

қандай квант сони ва сақланувчи заряди йўқ. Кучсиз ўзаро таъсир жараёнларида нейтрал каон ва нейтрал антикаон айнан бир хил зарралар сифатида намоён бўлар экан, уларнинг кучсиз ўзаро таъсир жараёни орқали парчаланишлари ҳам бирдай ўтиш керак деган фикр туғилади. Лекин нейтрал каонларнинг парчаланиши анча чигал масала бўлиб чикди. Чунки, уларнинг айнан бир заррага айланиши билан улар учун янги бошқача имконият бўлади. Улар энди кучсиз ўзаро таъсир ҳисобига бир-бирига виртуал ҳолатдагина эмас, балки реал ҳолатда ҳам ўтиб туришлари мумкин, чунки энергия ва импульснинг сақланиш қонуни бунга йўл қўяди:

$$K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- \rightarrow \bar{K}^0,$$

K^0 - ва $\bar{K}^0$ - мезонларнинг ўзаро бир-бирига юқоридаги сингари ўтиши улар ўртасида ўзаро таъсирнинг мавжудлигини билдиради.

Бундай ўзаро таъсир қандай оқибатга олиб келишини кўрайлик. Агар бирор физик катталиқ сақланмаса, у вақт бўйича ўзгаради. Аввал бошда ғалатилиги аниқ $+1$ га тенг соф K^0 - мезон бирмунча вақтдан сўнг ўз ҳолатини қисман ўзгартиради, у қисман K^0 - мезонга ўтади. (Бу жараён хусусий частотаси бир хил ва бир-бири билан кучсиз боғланган икки маятникнинг тебранишига ўхшайди). Агар маятниклардан бирини (K^0) тебратсак, бир оз вақтдан сўнг биринчи маятникдан энергия олиш ҳисобига иккинчи маятник (K^0) ҳам тебрана бошлайди, K , K^0 ўзаро бир-бирига ўтиши сабабли қисман K_1^0 дан ва қисман K_2^0 дан иборат янги иккита мустақил ҳолат вужудга келади:

$$K_1^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \bar{K}^0),$$

$$K_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 + \bar{K}^0).$$

K_1^0 ва K_2^0 зарраларнинг асосий фарқи уларнинг ҳар хил парчаланиш каналларига эгаллигидадир:

$$\begin{aligned} K_1^0 &\rightarrow \{\pi^+ + \pi^-, 2\pi^0\} && \text{яшаш вақти тахминан } 10^{-10} \text{ с.} \\ K_2^0 &\rightarrow \{3\pi^0, \pi^+ + \pi^- + \pi^0, \dots\} && \gg \gg \gg 0,6 \cdot 10^{-7} \text{ с.} \end{aligned}$$

Кучсиз ўзаро таъсирда P - жуфтликнинг сақланмаслигини биламиз. Ҳақиқатан ҳам, $K_1^0 \rightarrow 2\pi^0$ да P - жуфтлик -1 қийматдан $+1$ қийматга ўзгаради. (P - операцияга нисбатан импульснинг нолга тенг қийматида K^0 ва $\bar{K}^0$ зарраларнинг тўлқин функциялари тоқ ва нисбий

орбитал моментнинг нолга тенг қийматида 2π системанинг тўлқин функцияси жуфт, 3π ники тоқдир). Заррани антизаррага, масалан, K^0 ни $\bar{K}^0$ га ўтказадиган операцияни (C ни) P - операция билан биргаликда қарайлик. Энди бу янги CP - операциянинг хусусий қиймати $K_1^0 \rightarrow 2\pi^0$ жараёнда сақланади, чунки K_1^0 зарра $2\pi^0$ система ҳам CP - операцияга нисбатан бир хил қийматга — жуфт қийматга эга. Лекин K_2^0 - мезоннинг баъзи хил парчаланишида CP - жуфтлик ҳам сақланмайди. Масалан, 1964 йилнинг ёзида K_2^0 - мезоннинг икки пи- мезонга парчаланиши маълум бўлди. K_2^0 учун юқоридагига қўшимча яна иккита парчаланиш канали бўлиши мумкин:

$$K_2^0 \rightarrow \{\pi^+ + \pi^-, 2\pi^0\}.$$

Бу жараёнда CP - жуфтлик сақланмайди, чунки парчаланишдан олдин K_2^0 системанинг CP - тоқ ҳолати парчаланишдан сўнг CP - жуфт ҳолатга ўзгаради.

Бундан ташқари маълум бўлдики,

$$K_2^0 \rightarrow \{\pi^- + e^+ + \nu_e\}$$

дан иборат парчаланиш жараёни

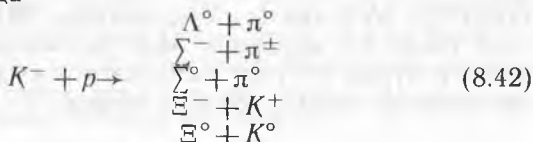
$$K_2^0 \rightarrow \{\pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e\}$$

парчаланиш жараёнига нисбатан бир оз шиддатлироқ бўлади. Агар CP жуфтлик сақланса, иккала парчаланиш жараёнлари бир хил шиддат билан ўтар эди. Чунки CP - операцияга нисбатан $\pi^- + e^+ - \nu_e$ билан $\pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e$ дан иборат система жуфтдир. CP - операция таъсирида биринчи система иккинчи системага ўтади.

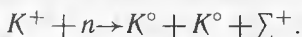
Шундай қилиб, нейтрал каонлар билан ўтказилган тажрибаларда кутилмаган, лекин энг фундаментал кашфиётлардан бири CP - жуфтликнинг сақланиш қонунининг бузилиши очилди. Агар P - жуфтликнинг сақланмаслиги микродунёнинг кўзгу симметриясига эга эмаслигини билдирса, CP - жуфтликнинг сақланмаслиги зарра ва антизарра ўртасидаги симметриянинг ҳам йўқлигини билдиради. Модомики, CP - жуфтлик сақланмас экан, фазо кўзгу симметрияга эга эмас деб ҳисоблашга тўғри келади (нейтрино ҳақидаги маълумотга қаранг). Қандай ўзаро таъсир ҳисобига CP - жуфтлик бузилади деган савол ҳозирча очик қолмоқда.

8.17- §. Резонанслар

Ғалатилик квант сонини киритиш ва K^+ мезон учун $S = +1$, K^- мезон учун $S = -1$ эканлигини аниклаш бу мезонларнинг бошқа адронлар билан ўзаро таъсиридаги асимметрияни табиий ҳолда тушунтиришга имкон берди. Масалан, ўз вақтида турли энергияли K^- мезонларнинг $K^- + p$ системада



каби жуда кучли реакциялари кузатилиши жуда ажойиб туюлган эди. Паст энергияларда K^+ , p - системада эластик сочилиш жараёни, энергия остона қийматидан катта бўлган ҳолида пионлар пайдо бўлиши кузатилади. Аммо ҳеч қачон гиперонлар ҳосил бўлмайди. Ҳамма гиперонлар ва K^- мезоннинг манфий ғалатиликка эга эканлиги ҳисобга олинса, бу ҳолни осонгина тушуниш мумкин. Шу сабабли (8.42) реакцияларда K^- мезоннинг манфий ғалатилиги Λ ва Σ - гиперонларнинг манфий ғалатилигига ўтади. K^+ мезоннинг ғалатилиги мусбат, шунинг учун у кичик энергияда бирор-бир гиперонга «берилиш» мумкин эмас. Фақат етарлича катта энергияда манфий ғалатиликли гиперон пайдо бўлиши мумкин, масалан

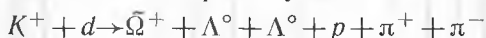


K^- ва K^+ мезонлар жуфтлиги тажрибада аниқланган ғалатилиги нолга тенг бўлмаган биринчи зарра — антизарра жуфтлигидир. Бу жуфтлик мисолидан кўриниб турибдики, заррадан — антизаррага ўтиш ғалатилик ишорасининг ўзгариши орқали юз беради. Бу қонуният антигиперонлар топилганда тасдиқланди. Улар асосан протон — антипротон ўзаро тўқнашувларида кашф қилинган эди:



Антигиперонлар ҳосил бўладиган айрим реакцияларда улар ғалатилигининг «абсолют» қийматини аниклаш

имкони бўлди. Мисол тариқасида антиомега — гиперон очилган реакцияни келтириш мумкин:

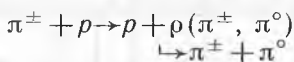


$S(K^+) = +1$, $S(\Lambda^0) = -1$ дейтон, протон ва пионларнинг ғалатилиги нолга тенг бўлганлиги учун ғалатиликнинг сақланиш қонуни асосида

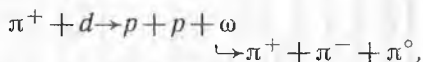
$$S(\bar{\Omega}^+) = 3 \text{ ва } S(\Omega^-) = -3 \text{ бўлади.}$$

Юқорида нуклонлар ва пионлар системасидаги резонансларни кўрган эдик. Шунга ўхшаш резонанслар пионлар ва гиперонлар ҳамда каонлар ва пионлар системаларида ҳам аниқланган. Ҳозирги вақтда Λ^- , Σ^- , Ξ^- гиперонларга мос резонанслар оиласи аниқланган. Улар изоспин ва ғалатиликларининг қиймати бир хил ва турлича спин ҳамда жуфтликка эга. K^- мезон — резонанслар системаси оиласининг бир нечта аъзолари ҳам маълум. 8.3-жадвалда шу резонанслардан ўз оилаларида минимал массага эга бўлган айримлари келтирилган. Бу резонансларни ҳисобга олиш адронлар гуруҳланиши принципларини тушунишга ёрдам беради.

Резонанслар бозон ва барионлар гуруҳига бўлинади. Бозон резонансларга, хусусан, иккита пиондан иборат система киради. Масалан, $\pi^\pm + p \rightarrow p + \pi^0 + \pi^\pm$ реакцияни эффектив кесимининг резонанс чўққисини таҳлил қилишда аниқланган ρ -мезон шулар жумласидандир. Эффектив чўққи $M_{\text{эф}}(\pi^\pm, \pi^0) = 750$ МэВ га тўғри келди, чўққининг кенглиги $\Gamma = 100$ МэВ. Чўққининг борлиги



реакциянинг икки поғонали бўлишини кўрсатади. Олдин боғланган ρ -бирикма вужудга келиб, сўнг у тез вақтда иккита пионга парчаланади. Бозон резонансларга, масалан, бу реакция:



ни ўрганиш пайтида кашф этилган ω -мезон $\omega(\pi^+, \pi^-, \pi')$ каби учта пиондан иборат резонанс системалар ҳам киради.

Барион резонанслар одатда барион ва мезонларга парчаланувчи бирикмалардан иборат. Ферми томонидан очилган нуклон — резонанс деб аталмиш резонанснинг

Зарралар	Антизарралар	Масса- си, МэВ	Спин, $\hbar$	Изото- пик спин	Гипер заряд n_0+S	Сатҳ кенгли- ги, МэВ	Парчаланиш схемаси
Бозон резонанслар							
$\rho^+ \rho^0 \rho^-$		765	1			106	$\rho \rightarrow 2\pi$
$A_1^+ A_1^0 A_1^-$		1070	1			125	$A_1 \rightarrow \rho + \pi$
$B^+ B^0 B^-$		1235	1	1	0	122	$B \rightarrow \omega + \pi$
$A_2^+ A_2^0 A_2^-$		1310	2			80	$A_2 \rightarrow \rho + \pi$
$K^{*+} K^{*0}$	$K^{*-} K^{*0}$	892	1	1/2	1	50	$K^* \rightarrow K + \pi$
ω		784	1			12	$\omega \rightarrow 3\pi$
$(\eta 2\pi)$		958	0	0	0	<4	$(\eta 2\pi) \rightarrow \eta + 2\pi$
φ		1019	1			4,0	$\varphi \rightarrow 2K$
f		1264	2			150	$f \rightarrow 2\pi$
Барион резонанслар							
$N_1^+ N_1^0$	$\bar{N}_1 + \bar{N}_1^0$	1518	3/2			125	
$N_2^+ N_2^0$	$\bar{N}_2 + \bar{N}_2^0$	1668	5/2	1/2	1	140	$N_{1,2,3} \rightarrow N + \pi$
$N_3^+ N_3^0$	$\bar{N}_3 + \bar{N}_3^0$	2190	7/2			300	

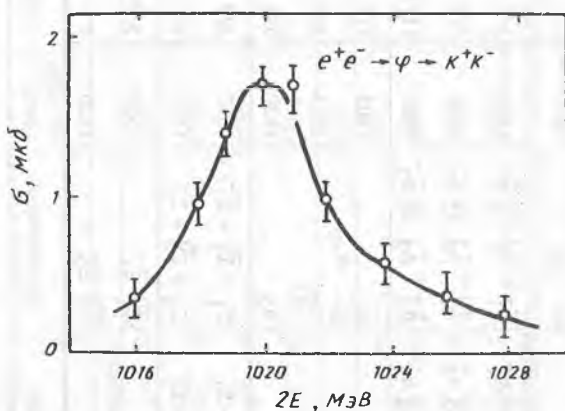
Давоми

Зарралар	Антизарралар	Масса- си, МэВ	Спин, $\hbar$	Изото- пик спин	Гипер заряд n_0+S	Сатҳ кенгли- ги, МэВ	Парчаланиш схемаси
$\Delta_1^{++} \Delta_1^+ \Delta_1^0 \Delta_1^-$	$\bar{\Delta}_1^{++} \bar{\Delta}_1^+ \bar{\Delta}_1^0 \bar{\Delta}_1^-$	1236	3/2	3/2		140	
$\Delta_2^{++} \Delta_2^+ \Delta_2^0 \Delta_2^-$	$\bar{\Delta}_2^{++} \bar{\Delta}_2^+ \bar{\Delta}_2^0 \bar{\Delta}_2^-$	1950	7/2		1	170	$\Delta \rightarrow N + \pi$
$\Delta_3^{++} \Delta_3^+ \Delta_3^0 \Delta_3^-$	$\bar{\Delta}_3^{++} \bar{\Delta}_3^+ \bar{\Delta}_3^0 \bar{\Delta}_3^-$	2420	11/2			300	
Λ_1	$\bar{\Lambda}_1$	1405	1/2			40	$\Lambda_1 \rightarrow \Sigma + \pi$
Λ_2	$\bar{\Lambda}_2$	1518	3/2	0	0	16	$\Lambda_2 \rightarrow \Sigma + \pi; \hat{K} + \pi$
Λ_3	$\bar{\Lambda}_3$	1820	5/2			70	$\Lambda_3 \rightarrow \hat{K} + N$
$\Sigma_1^+ + \Sigma_1^0 + \Sigma_1^-$	$\bar{\Sigma}_1 + \bar{\Sigma}_1^0 + \bar{\Sigma}_1^-$	1382	3/2			36	
$\Sigma_2^+ + \Sigma_2^0 + \Sigma_2^-$	$\bar{\Sigma}_2 + \bar{\Sigma}_2^0 + \bar{\Sigma}_2^-$	1670	3/2	1	0	50	$\Sigma_{1,2} \rightarrow \Lambda + \pi$
$\Xi_1^0 \Xi_1^-$	$\bar{\Xi}_1^0 \bar{\Xi}_1^-$	1529	3/2			7,5	
$\Xi_2^0 \Xi_2^-$	$\bar{\Xi}_2^0 \bar{\Xi}_2^-$	1820	?	1/2	-1	70	$\Xi_{1,2} \rightarrow \Xi + \pi$

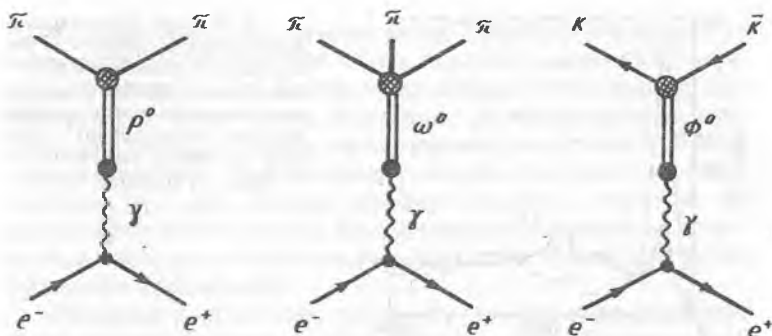
массаси 1238 МэВ. Баъзан бундай резонанслар нуклон-изобарлар деб ҳам аталади. Нуклон-изобарларни ўрганишда катта спинли зарралар ҳам кашф этилди, жумладан, 1920 m_e массали N_3^+ барион резонансининг спини $7/2 \hbar$ га тенг. Резонанслар кучли таъсирлашувдан вужудга келади ва шу кучлар натижасида парчаланади. 8.3-жадвалда келтирилган ҳамма резонанслар $\approx 10^{-23}$ с. га тенг яшаш вақтига эга, яъни уларнинг парчаланиши кучли таъсир орқали ўтади.

Ўқнашиш энергияларининг микдорига қараб ҳар бир виртуал фотон $e^+e^- \rightarrow$ адронлар реакцияда нейтрал ρ , ω ва ϕ мезонлар характеристикаларига эга бўлган резонансларни вужудга келтиради. Булардаги умумийликни билиш учун 8.3-жадвалга диққат билан қараш кифоя. Учаласининг ҳам спини 1, жуфтлиги манфий, гиперзаряди ноль ва ҳоказо. Учала мезон ҳам вектор мезон дейилади, чунки уларнинг спини 1.

8.7-расмда қарама-қарши йўналган ўта катта энергияли электрон ва позитрон дасталарининг ўқнашиш $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow K^+K^-$ жараёни эффектив кесимининг ўла 2E-энергияга боғлиқлиги келтирилган. Бунда кенглиги 4 МэВ ли 1020 МэВ энергияга тўғри келувчи ўткир чўққи кўриниб турибди. Бу резонанс нейтрал ϕ -мезонга тўғри келади. $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ реакцияни кузатганда эса чўққи 780 МэВ га тўғри келади. Кенглиги эса 12 МэВ. Бу нейтрал ω -мезондир. Тажриба давом эттирилса, 770 МэВ ли



8.7-расм. Ўта катта энергия (2E) ли электрон ва позитрон ўқнашиши натижасидаги $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ жараёнининг эффектив кесими.

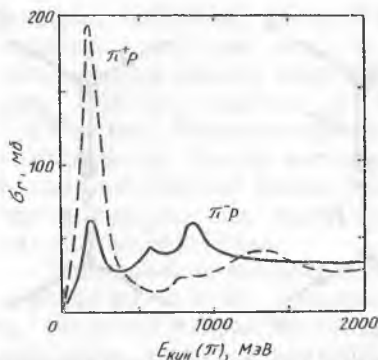


8. 8- расм. Виртуал фотоннинг (e^+e^-) вектор мезонларга айланиши парчаланиши қарама-қарши йўналтирилган электрон ва позитрон дасталаридаги тажрибаларда кузатилувчи резонанслар ҳосил бўлишига олиб келади. Бу диаграммалар ρ^0 , ω^0 , ϕ^0 вектор мезонларнинг (e^+e^-) дасталарида туғилишини кўрсатади.

кенглиги 106 МэВ бўлган чўққига тўғри келамиз, бу ρ -мезондир. Нейтрал ρ -мезонни изоспини 1 ва у изовектор, қолган иккитаси изоскалярдир. Фотон электромагнит кучларни ташувчи зарра сифатида вектор мезонларга ўхшаган изоспин хусусиятларига эга бўлиши керак. 8.8-расмда айtilган учта вектор мезонларнинг туғилишини кўрсатувчи диаграмма келтирилган.

8.1-жадвалда келтирилган ҳамма зарра ва антизарранинг энг асосий хусусиятларини имкони борича батафсил кўриб чиқдик. Биз кўрган зарралардан фақат фотон, нейтрино, электрон ва протонларгина абсолют барқарордир. Бошқа ҳамма зарралар 8.1-жадвалнинг 14-устунида кўрсатилгандек қисқа вақт ичида парчаланиб кетади. Аммо бу зарралар ё электромагнит ўзаро таъсир ёки кучсиз ўзаро таъсир йўли билан парчаланиши сабабли кучли ўзаро таъсирни характерловчи 10^{-22} — 10^{-23} с вақтга нисбатан 100 миллиардларча марта узоқ вақт яшайди. Шу сабабли бундай йўл билан парчаланувчи зарраларни одатда метастабил (яъни барқарордан кейинги) зарралар деб юритилади. Энди зарраларнинг резонанслар деб аталувчи янги группаси билан танишамиз.

1952 йилда машҳур итальян физиги Э. Ферми пи-мезонларнинг протонларда сочилишини текшириш жараёнида хусусиятлари мутлақо бошқача бўлган янги зарра — резонансларни кашф қилди. Олим турли энергиялар билан протонларга йўналтирилган пи-мезонлар протондан етарли даражада узоқ масофадан ўтса, ўз йўналишини



8. 9- расм. Пионларнинг протонларда сочилиш тўла кесимининг кинетик энергияга боғлиқлиги. Мусбат пионларнинг сочилиш кесими манфий зарядли пионларнинг сочилиш кесимига нисбатан деярли уч баробар катта.

Ўзгартирмаслигини, тўқнаш келган тақдирда эса худди тошга урилган сочма ўқдай ҳар томонга сочилишини аниқлади. Бундай тажрибада, маълум бошланғич шартларга кўра, сочилишнинг характери бўйича нуклон ҳамда ядронинг диаметрини, яъни кучли ўзаро таъсир хусусиятларининг характери ўлчамини аниқлаш мумкин.

Лекин пи-мезонларнинг энергияси 200 МэВ га яқинлашса, сочилаётган пи-мезонларнинг сони тўсатдан ортиб кетади. Энергиянинг яна ҳам ортилишида пи-мезонлар яна худди аввалгидек сочила бошлайди. Агар сочилаётган пи-мезонлар сонининг пи-мезонларнинг энергиясига боғланишини ифодалайдиган эгри чизикка қарасак, (8.9- расм), унда 200 МэВ энергияга тўғри келадиган кескин максимумни сезиш мумкин. Бу ҳол маятникнинг мажбурий тебранишида юз берадиган резонанс ҳодисасига ўхшайди. Маятникнинг мажбурий тебранишида ҳам тебраниш частотасининг маълум қийматларидагина кучли тебраниш — тебраниш резонансини кузатиш мумкин. Мажбурий тебраниш частотасининг бошқа қийматларида маятникнинг тебраниши сўна бошлайди. Пи-мезонлар сочилишининг эгри чизиги резонанс тебранишининг эгри чизиги билан ўхшашдир. Шунинг учун пи-мезонларнинг протонларда сочилишидаги мазкур максимум ҳолатларда вужудга келган зарраларга резонанслар деб ном берилган.

Сочилаётган пи-мезонлар сонининг 200 МэВга яқин энергияда кескин ўсиши худди протонлар ўлчамининг бирдан 1000 марта катталашганида сочилиш сонининг юз бериши керак бўлган ўсишига ўхшайди. Ҳақиқатан ҳам, протонлар ўлчами бирдан катталашса, улар билан кўпроқ пи-мезонлар тўқнашади, кўпроқ ўз йўналишини ўзгарти-

ради, яъни сочилади. Лекин нима сабабдан пи-мезонлар энергияси 200 МэВ га тенг бўлганда протонлар катталашиши керак экан? Бу ҳолни тушунтириш учун бошқа йўл кидиришга тўғри келди. Масалан, пи-мезонларнинг протонларда сочилишида пи-мезонларнинг энергияси 200 МэВ га яқин бўлса, қисқа вақт яшовчи зарралар — резонанслар вужудга келади ва ҳар томонга сочилган пи-мезонларга парчаланади. Худди мана шу янгидан вужудга келган пионлар сочилиш эгри чизигидан чўққининг ҳосил бўлишига сабабчидир.

Резонанс зарра нима: янги заррами ёки икки ядронинг (пион ва нуклоннинг) бизга номаълум янги кўринишидаги ўзаро таъсирнинг махсулими? Биринчидан, резонансларни стабил (баркарор) ва метастабил зарраларни характерловчи квант сонлар билан тасвирлаш мумкин. Шунинг учун резонансларни зарра деб ҳисоблаш мумкин.

Агар резонанслар зарра сифатида мавжуд бўлса, уларнинг яшаш вақтини аниқлаш мумкин. Ҳақиқатан резонанс чўққининг кенглиги (баландлигининг ярмида) тақрибан $0,1 \cdot 10^3$ МэВ, яъни резонанс энергиясини $0,1 \cdot 10^3$ МэВ ноаниклик билан ўлчаймиз. У ҳолда ноаникликлар муносабатига (8.10) асосан резонанс зарранинг яшаш вақти $\Delta t = \frac{h}{E} \cdot 5 \cdot 10^{-23}$ с га тенг. Албатта, бундай қисқа

вақт яшовчи зарранинг мавжудлигини аниқлашнинг ўзи қийин масала, чунки заррани 10^{-23} с ичида бевосита қайд қилиш мумкин эмас.

Умуман резонансларнинг яшаш вақти $10^{-22} - 10^{-23}$ с бўлиб, улар бунча қисқа вақт ичида ёруғлик тезлиги билан ҳаракат қилган ҳолда ҳам кучли ўзаро таъсир доирасидан узоқ масофага бора олмайди. Агар резонанс ядро ичида пайдо бўлса, ўзининг яшаш вақти ичида у қанча тез ҳаракат қилмасин, ҳатто ядродан ташқарига ҳам чиқиб улгурмайди. Шунинг учун, иккинчи томондан, пионларнинг протонларда сочилишида вужудга келган резонансларни қисқа вақт яшовчи пион ва нуклоннинг боғланган ҳолати деб қараш мумкин, яъни пион билан нуклон бир-бири билан «ёпишган» ҳолатда ҳаракат қилади. Сўнгра бу «ёпишма» зарра нуклон ва пионга парчаланади. Резонансларнинг юқоридагидек таркибий тузилиши ҳақидаги масала муҳим муаммо, чунки ҳозир резонанс зарраларнинг умумий сони икки юздан ортиб кетди ва яна ортмоқда.

Резонанслар билвосита йўл билан, яъни улар парчаланганда ҳосил бўладиган зарраларни ўрганиш йўли

билан қайд қилинади. Реакция маҳсулоти зарраларининг импульсларини ўлчаб қайси зарралар бир нуқтадан (резонансдан) сочилганлиги, қайси зарралар биргаликда маълум йўл босиб сўнг сочилганлиги релятивистик ҳол учун умумлаштирилган механиканинг ҳаракат миқдорининг сақланиши қонунига асосан аниқланади.

Резонансларнинг спини унинг ташкил этган зарра спинлари ва нисбий орбитал моментларнинг йиғиндисидан иборат бўлади. Нисбий орбитал момент бирдан катта бўлганлиги учун баъзи резонанслар бирдан катта спинга эга бўлади.

Стабил (барқарор) ва метастабил зарралар каби резонансларни ҳам изотопик спинлар билан характерлаш мумкин. Резонанслар учун бу квант сони аҳамиятлидир. Бошқа нуқтаи назардан бир хилда юз бериши керак бўлган реакцияларнинг эҳтимоллиги изотопик спинга қатъий боғлиқ бўлади. Жумладан, назария айтадики, (πp) резонансида мусбат пионларнинг протонда сочилиш кесими манфий пионларнинг протонда сочилиш кесимиغا нисбатан уч баробар катта бўлади.

Резонансларнинг у ёки бу характеристикалари Далитц диаграммаси бўйича аниқланади. Агар бошланғич икки ядронинг кучли ўзаро таъсири натижасида уч заррали ҳолат вужудга келса (чунки вужудга келган зарралар сони орта бошлагандагина резонанслар ҳақидаги мулоҳаза ўринли бўлади), резонанс ҳосил бўлгани ёки бўлмаганини Далитц диаграммасини тузиш йўли билан аниқлаш мумкин. Уч заррали ҳолатнинг 9 та ўзгарувчи катталиклари энергия — импульс ва орбитал моментларнинг сақланиш қонунига асосан иккитагина эркин ўзгарувчи катталик қолади ва улар Далитц диаграммасида абсцисса ва ордината ўқларининг хизматиини ўтайди. Бу катталиклар сифатида уч зарранинг масса маркази системасида бирор икки зарранинг тўла энергиясини ёки кинетик энергиясини олиш мумкин. Бу ўзгарувчиларда Далитц диаграммасидаги нуқта билан уч зарранинг тажрибада ўлчанган ҳар бир ҳолати тасвирланади. Агар нуқталар бир хил зичлик билан жойлашса, уч заррали ҳолат ҳеч қандай резонанснинг парчаланишидан вужудга келган эмас. Далитц диаграммасининг бирор соҳасида нуқталарнинг зичлашуви резонансларнинг мавжудлик белгисидир.

Резонансларнинг икки катта классы маълум: ғалатилиги нолга тенг ҳамда ғалатилиги нолдан фарқли мезон ва барион резонанслари классы. Мезон резонанслари ($\pi\pi$),

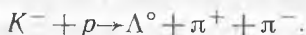
($K\Omega$), (KK) нинг ўзаро кучли таъсирларида кузатилади. Барион резонанслари эса (πN), (KN), (NN) ҳамда гиперон-пион, гиперон-нуклон ва гиперон-гиперонларнинг кучли ўзаро таъсирларида қайд қилинади.

Барион резонансларига биз юқорида кўрган (πp) жараён резонанслари киради. Ушбу жараён куйидаги кўринишда ўтади: аввал икки электр зарядига тенг резонанс зарра ҳосил бўлади, сўнгра у парчаланеди.

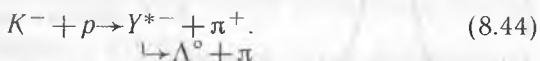


Умуман (πp) жараёнларда яна учта резонанс: N^{*-} , N^{*0} , N^{*+} (ушбу резонанслар, мос равишда Δ^{++} , Δ^- , Δ^0 , Δ^+ орқали белгиланади) ҳосил бўлади.

Барион резонансларига иккинчи мисол тарикасида 1960 йил Калифорния университетининг (АҚШ) бир группа физиклари томонидан тез K -мезонларни суюқ водород протонлари билан тўқнашувда аниқланган резонансни кўрамиз (8.10- расм).

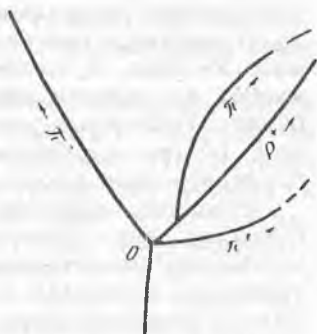


Агар ушбу (Kp) тўқнашувда учта зарра (Λ^0 , π^+ , π^-) барабарига вужудга келса, K^- -мезон ва протоннинг бошланғич энергияси улар орасида ҳар хил йўл билан тақсимланиши керак. Тажриба кўрсатадики, ҳосил бўлаётган пионларнинг сони бошланғич кинетик энергиянинг маълум қийматида (300 МэВ) кескин равишда ошади. Кўпчилик пионлар деярли аниқ энергияда туғилади. Бу ҳолни тушунтириш учун жараённи куйидагича ўтади деб қараш лозим:



Ушбу ҳолдагина ҳар бир ҳосил бўлган зарранинг энергиясини энергия ва импульснинг сақланиш қонуни орқали тўғри аниқлаш мумкин бўлади.

Резонанс зарранинг парчаланиши шу даражада тез юз берадики, изларнинг фотосуратида учала зарранинг (π^+ , π^- , Λ^0) ҳам бир нуқтадан тарқалишини кўрамиз. Суратда Λ^0 нинг изи узлукли чизиқ билан кўрсатилган. Λ^0 маълум вақтдан сўнг p^+ ва π^- парчаланеди. Лекин энергия ва



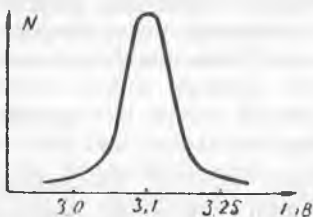
8. 10- расм. K^- — мезоннинг протонда сочилишидан резонанс зарра вужудга келади.

импульснинг сақланишига асосан Y^{+-} резонанснинг тинч ҳолат энергияси (массаси) 1832 МэВ эканлигини аниқлаймиз. Умуман, K -мезонларни протонларда сочилишида мусбат ва нейтрон резонанслар ($Y^{*-} Y^{*0}$) ҳам ҳосил бўлади. Ушбу учала резонанс зарралар изотоп спини бирга тенг бўлган изотриплетни ҳосил қиладилар ва бир-бирларига яқин массага эгалар.

Резонанс зарралар табиатда жуда кўп. Уларнинг бунчалик кўп бўлиши, бир томондан кучли ўзаро таъсирнинг симметриясини кўришга ёрдам берса, иккинчи томондан, элементар зарралар тузилиши ҳақидаги муаммони оғирлаштиради.

Оғир резонанслар, мафтунлик, ғўзаллик, ҳақиқийлик квант сонлари. Элементар зарралар физикасида 1974 йилда буюк аҳамиятга эга воқеа юз берди. Ушбу йилнинг ноябрь ойида янги оғир резонанс зарра — (J/ψ - (жей-пси) мезон кашф этилди. Элементар зарралар физикасида бу каби ўзида муҳим аҳамият касб этган кашфиёт кўпдан бери юз бермаган эди. J/ψ -зарранинг мавжудлиги назарий башариёт қилинмаган ва унинг хусусиятлари кўп жihatдан кутилмаганда ажойиб эди. J/ψ -зарра бараварига икки гурпуада: Брукхейвенда С. Тинг ва унинг ходимлари ҳамда Стенфордда Б. Рихтер ва ходимлари томонидан қайд этилган. Ушбу кашфиёт учун Тинг ва Рихтерга 1976 йилда физика соҳасида Нобель мукофоти тақдим этилди.

Тинг гурпуаси бериллий нишонни бир неча ўн (30) ГэВ энергияли протонлар билан бомбардимон қилишларида аниқ қийматга эга электрон-позитрон жуфтини пайқайди. Реакция натижасида ҳосил бўлган электрон-позитрон жуфтнинг энергиясини аниқ бир қийматга эга бўлишини



8. 11- расм. Нишондан e^+e^- жуфтнинг чиқиш эҳти-моллигининг бомбардимон қилувчи протошларнинг энер-гиясига боғлиқлиги.

тушунтириш учун уни массаси 3,1 ГэВ тенг қандайдир зарра-нинг парчаланишидан ҳосил бўлади деб ҳисоблаш керак эди. 8.11- расмда электрон-позитрон жуфти сонининг энергияга боғлиқлиги тасвирланган. Резо-нанс чизиғининг кенглиги 5 МэВ дан ошмайди. Бундай ингичка максимумни аниқлаш ва кузатиш ҳаддан ташқари қийин эди.

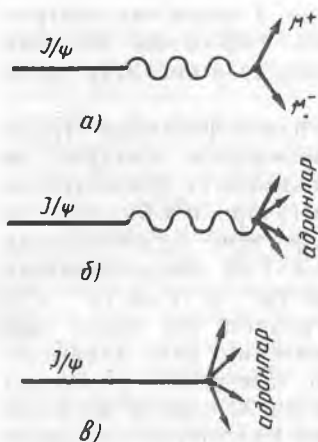
Янги кашф этилган заррага

Тинг J (Жей)-мезон деб ном берди. J -мезон чин нейтрал зарра бўлиб спини бирга, массаси 3,1 ГэВ га тенг. Фазовий инверсия ва қўшма заряд операцияларга нисбатан унинг жуфтлиги манфий.

Стенфордда Рихтер бошчилигидаги физиклар гуруҳи эса айти вақтда юқори энергиялардаги электрон ва позитронларнинг қарама-қарши оқимининг тўқнашувида электрон-позитрон аннигиляцияси (ўзаро йўқ бўлиши) ни кузатиш устида иш олиб борар эди. Кузатишларда электрон-позитрон жуфтининг 3,1 ГэВ энергиялардаги аннигиляциясида адронларнинг ёки (μ^+ , μ^-) ва (e^+ , e^-) лептонлар жуфтининг вужудга келиши юз берар эди. Эксперимент натижаларини тушунтириш учун аннигиляция жараёнида янги зарранинг (резонанс равишда) вужудга келишини ва у адронлар ёки лептонлар жуфтига парчаланишини тан олиш керак эди. Рихтер ушбу резонанс заррани ψ (пси) мезон деб атади. ψ -мезон ва J -мезонлар айнан бир зарра бўлганлиги сабабли янги заррага J/ψ -мезон деб қўшалок ном берилди.

Стенфорд гуруҳи J/ψ -мезоннинг яшаш вақтини ниҳоят аниқ ўлчай олди. Унинг яшаш вақти 10^{-20} с га тенг ва бошқа ҳамма резонансларнинг яшаш давридан минг марталарча катта. Орадан кўп вақт ўтмай ушбу гуруҳ томонидан массаси 3,75 ГэВ га тенг янги ψ -мезон кашф этилди. ψ -мезоннинг яшаш вақти J/ψ -мезонникига қараганда тахминан уч марта кичик бўлиб чиқди. Кейинчалик эса J/ψ га ўхшаш бошқа зарралар ҳам кашф қилинди. Шундай қилиб, элементар зарралар ҳам кашф қилинди. Шундай қилиб, элементар зарралар қаторида ўта оғир вазнли мезонлар пайдо бўлди. Энг ажабланирлиги ушбу мезонларнинг бошқа резонансларга нисбатан жуда узок яшашлиги эди. Яшаш вақтининг бунчалик катталиги J/ψ -мезон учун тез парчаланиш (10^{-23} с) жараёнининг ҳозирча бизга номаълум қандайдир қонун томонидан тақиқланишини кўрсатади. Шунинг учун физиклар ўртасида ушбу қонунни ва у билан боғлиқ квант сонни аниқлашга бўлган ҳаракат кучайди.

Янги квант сонининг адронларнинг тугал назариясини яратиш йўлида зарурлиги ўн йиллардан бери физиклар томонидан муҳокама қилиниб келинар эди. Ушбу квант сонини физиклар мафтунлик (инглизчадан «charm» мафтун қилиш, маҳлиё этиш маънони билдиради) деб атадилар. Лекин J/ψ -мезон учун мафтунлик квант сони (мафтунлик заряди) ҳам ғалатилиги каби нолга тенг



8.12- расм. J/ψ — зарранинг виртуал фотон чиқиш йўли билан лептонлар (e^+e^- ёки $\mu^+\mu^-$) жуфтига (а), ёки адронлар (асосан пионлар) га парчаланиши (б), (в) — расмда эса, J/ψ — зарра оркали фотонсиз, тўғридан-тўғри адронларга парчаланеди.

бирга тенг бўлган мафтун — ғалати мезонлар қайд қилинди. Буларнинг квант сонлари ҳайратда қолар даражада назарий ҳисоб натижалари билан мос, массалари, мос равишда, 1,863; 1,869; 2,01 ГэВ га, яшаш вақтлари эса 10^{-13} га тенг. Ушбу оғир мезонларнинг кашф қилиниши элементар зарралар физикасининг охириги йилларда эришган энг катта ютуғи бўлди.

Шунинг учун ҳам J/ψ -мезонни мафтунлиги $+1$ га ва -1 га тенг таркибий қисмдан иборат деб қарашга тўғри келади. Ушбу мафтунлиги нолдан фарқли таркибий қисмлар (биз кейин кўрамизки улар с ва $\bar{s}$ мафтун кварклар дейилади) боғланган ҳолат ҳосил қилиб, бу ҳолар J/ψ -мезондир. Ҳар қандай боғланган ҳолатнинг уйғотилган ҳолатлари ҳам бўлиши мумкин. J/ψ -мезоннинг ҳолатларини биз юқорида қайд қилинган ψ^1 ва унга ўхшаш мезонлар ҳосил қилади. 8.12- расмда J/ψ -зарранинг парчаланиши Фейнман диаграммалари келтирилган.

Ҳозирги пайтга келиб элементар зарралар устидаги тажрибаларда олтига: D^0 , $\bar{D}^0$, D^+ , D^- , F^+ , F^- дан иборат мафтунлик ва ғалатилик квант сони

8.18- §. Ўзаро таъсирлар ягона майдонини яратиш йўлида

Фундаментал ўзаро таъсирлар. Уларнинг ўзаро ўхшашлиги ва фарқи. Элементар зарраларнинг ўзаро таъсирлари ҳақидаги тушунча микродунё физикасидаги энг марказий тушунчалардан бири ҳисобланади. Элементар зарралар ҳар доим ўзаро таъсир жараёнида вужудга келади, бир-бирлари билан тўқнашувда бўлади ва йўқ бўлиб бошқа зарраларга айланади. Элементар зарраларни ўзидан енгил зарраларга парчаланиши ҳам махсус ўзаро таъсир жараёни орқали юз беради. Биз юқорида кўрган ғалати зарраларнинг кучсиз ўзаро таъсир

остида парчаланишини бунга мисол тариқасида кўрсатиш мумкин.

Одатда табиатдаги мавжуд ўзаро таъсирлар ҳақида гапирганимизда улар ичидан фундаментал ўзаро таъсирлар (кучлар) ни алоҳида фарқ этамиз. Фундаментал ўзаро таъсирлар деганимизда бошқа тур ўзаро таъсирлардан келтириб чиқарилмайдиган ва бирламчи деб қараладиган ўзаро таъсирларни кўзда тутамиз. Фундаментал ўзаро таъсирларнинг ушбу таърифи етарли даражада шартли бўлиб, у ўзаро таъсир жараёнлари ҳақидаги билимимизнинг қанчалик тўла ва чуқурлигини акс эттиради. Масалан, бизга жуда яхши ишқаланиш, эластиклик, ковушоклик ва Ван-дер Ваальс ёки ферромагнитлардаги алмашиш кучлари атомлар электромагнит ўзаро таъсирининг намоён бўлишидир, холос. Шунингдек якин вақтларгача ядродаги протон ва нейтронларнинг ўзаро кучли таъсирлашуви фундаментал ҳисобланган эди. Ҳозир кучли ўзаро таъсир зарралари-адронларнинг кварк таркибий тузилиши аниқлангандан сўнг эса, адронларнинг кучли ўзаро таъсири уларни ташкил этувчи кваркларнинг кучли ўзаро таъсирининг натижаси эканлиги аниқланди.

Шундай қилиб, мисоллардан кўрамизки, фундаментал ўзаро таъсирлар табиатда мавжуд энг элементар, энг бирламчи «ғиштча» лари даражасида намоён бўлиши керак. Ҳозирги кунда лептонлар ва кваркларгина соф элементлар ҳисобланади. Шунинг учун қўп вақтлардан бери ҳамма жисмларни (умуман оламнинг биз кўриб турган қисми) тўртта элементар зарралардан: протон (p), нейтрон (n) ва электрон (e), нейтрино (ν) дан иборат таркибий тузилиши ҳақидаги ўринли ғоя мавжуд эди. Ҳақиқатан ҳам, кузатиш мумкин бўлган ҳар қандай материал объект ана шу зарралардан тузилган. Айни ҳолда, ушбу тўртта зарраларнинг ўзаро таъсирлари тўрт (асосий) хилда бўлади. Биз юқорида қараб чиққан элементар зарраларнинг кучли, электромагнит, кучсиз ва гравитацион ўзаро таъсирлари шулар жумласидандир.

Фундаментал ўзаро таъсирларнинг ушбу тўрт хили ўзининг хоссалари билан бир-бирига ажабланарли даражада ўхшамайди ва таъсир соҳаси ва таъсир қиймати билан кескин фарқ қилади.

8.19- §. Локал калибровик симметрия

Физикада бинобарин, элементар зарралар физикасида симметрия ва у билан инвариантлик (сақланиш) тушунчаларининг муҳим роль ўйнашининг исботи сифатида яна бир янги симметрияни ўрганамиз. Умуман, физикага симметрия муҳим тушунча сифатида 1905 йилда Эйнштейннинг фазо-вақт инвариантлиги гуруҳлари билан кириб келди. Чунончи, табиат қонунларининг бир инерциал координата системасидан иккинчисига ўтишга нисбатан инвариант бўлиш талаби нисбийликнинг махсус назариясига олиб келган эди. 30- йилларда реал фазо-вақтга ҳеч қандай алоқаси бўлмаган изотопик спиннинг сақланиши каби ички симметрияларнинг мавжудлиги маълум бўлди. Бу симметриялар кучли ўзаро таъсир билан боғлиқ эди. 50- йилларда кучсиз ўзаро таъсирда бузиладиган яна бир ички симметрия-галатиликнинг сақланиши маълум бўлди. Кейинроқ 67- йилларда ҳатто кучли ўзаро таъсирда ҳам бузилувчи унитар симметрия (кейинроқ яна ушбу тушунчага қайтамиз) тан олинди. Буларнинг ҳаммаси глобал симметриялар, яъни симметрия алмаштиришлари фазо-вақтга боғлиқ бўлмаган симметриялардир (фазонинг ҳамма жойида бир хил).

20- йилларда квант механикасининг яратилиши билан бошқа турдаги ички симметрияларнинг ҳам мавжудлиги аниқланди. Чунончи, микрозарра ҳолатини тасвирловчи комплекс тўлқин функцияси Ψ ихтиёрий доимий фазавий кўпайтувчи ($e^{i\alpha}$) га кўпайтириш билан зарра ҳолатини тавсифловчи квант механикаси тенгламалари ўз кўринишини ўзгартирмайди. Бошқача айтганда, квант механикаси тенгламалари глобал фазавий алмаштиришларга нисбатан симметрияга эга. Айни вақтда квант электродинамикаси бошқа анчагина қудратли симметрия — тўлқин функциясини фазо-вақт координатларга боғлиқ фазавий кўпайтувчи ($e^{ia(\vec{r})}$) га кўпайтиришга нисбатан локал симметрияга эга эканлиги ҳам аниқланган эди. Фазавий кўпайтувчиси ўзгармас бўлган глобал фазавий алмаштиришлардан фарқли равишда локал фазавий алмаштиришларда квант механикаси тенгламалари ўз кўринишини ўзгартиради: тенгламаларда фазавий кўпайтувчини $\vec{r}$ ва t бўйича дифференциаллашдан қўшимча ҳадлар пайдо бўлади.

Локал фазавий алмаштиришларга нисбатан симметрияга эришиш учун тўлқин тенгламага ўрганилаётган

зарранинг электромагнит майдон билан ўзаро таъсирини тавсифловчи ҳад қўшиш лозим. Ўшанда, фазавий кўпайтувчини дифференциаллашдан пайдо бўлувчи қўшимча ҳадларни электромагнит майдон потенциалининг градиент ёки калибровик деб аталувчи, электр ва магнит майдон кучланганликларини ўзгартирмайдиган алмаштиришлари билан йўқотиш мумкин. Шунинг учун ҳам, тўлқин функциясининг локал фазавий алмаштиришга (электромагнит майдон потенциалининг ҳам бир вақтда алмаштиришга) нисбатан квант электродинамикаси тенгламаларининг симметриясини калибровкали ёки градиентли инвариантлик дейилади (Калибровик — калибрлаштирилган, мувофиқлаштирилган маънода).

1954 йилда Ч. Янг ва Р. Миллс ўзларининг машҳур мақоласида кучли ўзаро таъсирнинг локал изотопик алмаштиришларига нисбатан инвариант, яъни $SU(2)$ калибровик назария қандай яратилиши мумкинлигини кўрсатдилар. Бунинг учун улар, ҳозиргина биз кўрган, тўлқин функциянинг локал фазавий (бир вақтда электромагнит потенциалнинг ҳам градиент ёки калибровик) алмаштиришга нисбатан квант электродинамикаси тенгламаларининг инвариантлиги масаласини бошқача талқин этишдан бошладилар. Улар электромагнит ўзаро таъсир мавжудлигининг ўзи локал фазавий инвариантлик талаби билан боғлиқ деб қарадилар. Бошқача айтганда, уларнинг ғояси бўйича электромагнит майдон ва унинг кванти — фотон квант механикаси тенгламаларини калибровик симметрияга эга бўлиши учун табиатда мавжуддир. Ушбу ғояни умумлаштириб, улар умуман локал инвариантлик талаби ҳар доим аниқ хоссали бирор ўзаро таъсирнинг мавжуд бўлиш заруриятига олиб келишини пайқадилар.

Янг ва Миллс, ушбу умумлаштирувчи мулоҳазалардан сўнг, кучли ўзаро таъсир локал изотопик алмаштиришларга нисбатан инвариант бўла олмасмикан деган саволни қўядилар. У ҳолда ҳаракат дифференциал тенгламаларида ушбу локал изотопик алмаштириш параметрларининг дифференциалланишидан қўшимча ҳадлар пайдо бўлади. Аммо, булардан юқорида локал фазавий алмаштиришда кўрганимиздек, янги учта (изотопик фазодаги алмаштиришларнинг уч ҳақиқий эркин параметри сонига мос) «калибровик» майдон орқали протон ва нейтронлар ўзаро таъсирини киритиш ва бир вақтда ушбу майдонларни нуклонлар изотопик алмаштиришлари билан кераклича ўзгартириш йўли билан кутулиш мумкин.

Ўшанда кучли ўзаро таъсир назарияси локал-изотопик (қисқача-калибровик) алмаштириш бўйича инвариант бўлади. Янг ва Миллслар киритган майдонлар, локал алмаштиришларда пайдо бўладиган ҳадларни йўқотишни таъкидлаш мақсадида, компенсацияловчи ёки оддийгина Янг — Миллс майдонлари деб ҳам аталади. Улар электромагнит майдонга ўхшаш: уларнинг калибровик бозонлар деб аталувчи квантлари, фотонга ўхшаб, спини бирга тенг массасиз заррадир.

Адронларнинг реал кучли ўзаро таъсирлари калибровик изотопик инвариантликка эга эмаслиги ва шунинг учун табиат Янг — Миллс майдонларининг йўқлиги сабабли мазкур фикр анча вақтгача унутилиб юборилган эди. Кейинчалик маълум бўлдики, компенсацияловчи майдонлар ғояси, аслида, Янг ва Миллс ишларидан 40 йилларча илгари Эйнштейнга маълум бўлган экан. Биламизки, нисбийликнинг махсус принципига асосан бир текис ҳаракатланаётган ҳамма инерциал системалар бир-бирига эквивалентдир, яъни Лоренц алмаштиришларига нисбатан ҳар қандай назария инвариантдир. Ушбу ҳолда параметрлари ўзгармас бўлганлиги сабабли Лоренц алмаштиришлари глобал алмаштиришларга киради. Агар шу параметрларни координата ва вақтнинг функцияси деб қарасак, масалан, системанинг ҳаракат тезлигини вақтга боғлиқ, яъни система тезланиш билан ҳаракат қилади десак, релятивистик тенгламалар (жумладан ҳар қандай назария) инвариантликка эга бўлмайди. Тезланиш билан ҳаракатланаётган координаталар системасида ҳаракат тенгламаларида инерция кучлари вужудга келади. Агар, назарияга гравитацион ўзаро таъсирни ҳам қўшиб (яъни ҳаракатдаги жисмнинг гравитацион майдон билан ўзаро таъсирини ҳисобга олиб) қарасак, пайдо бўлган инерция кучларини гравитацион майдоннинг ўзгариши деб талқин этишимиз мумкин бўлади. Бошқача айтганда, локал Лоренц алмаштиришлари учун гравитацион майдон алмаштириши (ўзгариши) компенсацияловчидир. Шундай қилиб, назария яна инвариант назарияга айланади. Гравитацион майдон ҳам электромагнит майдон каби калибровик симметрияга эга экан. Бир қарашда, шундай бўлиши керак ҳам. Чунки, тўрт фундаментал ўзаро таъсирлар ичида электромагнит ва гравитацион кучлар кўп жиҳатдан ўхшаш: иккаласи учун ҳам таъсир доираси чексиз, ўзаро таъсирни ташувчи воситачи зарралар массаси нолга тенг.

8.20- §. Симметриянинг спонтан бузилиши

1961 йилда Ж. Голдстоун ниҳоят муҳим ғояни илгари сурди. Физик назария, жумладан квант назарияси аниқ симметрияга эга бўлиши мумкин, лекин физик ҳолатлар ушбу симметриянинг тасвирига жавоб бермаслиги мумкин. Чунончи, назариянинг симметрияси вакуум симметрияси бўлмаслиги мумкин. Бу ғоя асосида Голдстоун муҳим теоремани исботлади. Теорема қуйидаги мазмунга эга. Айниган вакуум симметриясининг спонтан бузилиш системада массасиз бозонларнинг вужудга келиши билан бирга юз беради. Теоремага асосан ғалатилик ёки изоспин каби узлуксиз симметриянинг спонтан бузилишида ҳам спини нолга тенг массасиз зарранинг вужудга келиши мумкин. Бу теорема ва унинг ҳулосаларига кейинроқ яна қайтамиз, ҳозир эса спонтан бузилиш тушунчаси билан танишиб чиқамиз.

Қаттиқ жисмлар физикасида симметриянинг спонтан бузилиши бизга яхши таниш. Масалан, суюқликнинг совишидан қаттиқ кристалл жисмларнинг ҳосил бўлиш жараёни ҳар доим симметриянинг спонтан бузилиши билан юз беради. Кристаллни ташкил этган атомлар ҳаракатини тавсифловчи квант механикаси қонунлари фазовий силжиш ва айланишларда ўзгармайди (инвариантдир). Фазонинг ҳеч бир йўналиши ажратилмаган. Лекин кристаллнинг ҳосил бўлишида фазонинг ушбу симметрияси бузилади. Кристалл—анизотроп жисм бўлиб, унинг хусусиятлари ҳар хил йўналишларда ҳар хилдир. Кристалл ўқи — ажратилган йўналиш ҳосил бўлади. Бунинг сабаби системанинг минимал энергияли асосий ҳолатига атомларнинг тартибли (суюқликдагидек тартибсиз эмас) жойлашиши тўғри келади. Голдстоун теоремасига асосан симметриянинг бу каби спонтан бузилишида массасиз бозон вужудга келиши керак. Ҳақиқатан ҳам, кристалл панжаранинг вужудга келиши билан унинг тебраниш зарралари — фононлар ҳам пайдо бўлади. Фононлар кичик энергияли $E = mc^2$ (яъни кристалл панжаранинг кичик тебранишига мос ҳолда) бўлиб массасиз бозонларга киради. Фононлар кристалл панжарани бузиб атомлар системасини эски ҳолатга — суюқликка қайтаришга ҳаркат қилади, лекин энергияси етарли эмас. Иккинчи мисол тарикасида ферромагнетикларни келтириш мумкин. Ферромагнетизмни (Кюри температурасидан пастда) вужудга келтирувчи атомларнинг алмашинув ўзаро таъсири фазо

алмаштиришига нисбатан инвариант, яъни фазонинг бирор йўналишини афзал йўналиш сифатида ажратмайди. Лекин, ферромагнетикнинг ўртача нолдан фарқли магнитланганлик вектори бирор йўналишда бўлиб, ферромагнетик ичида изотропияни бузади, натижада ферромагнетиканинг магнит ва диэлектрик сингдирувчанлиги энди ўлчаш йўналишига боғлиқ бўлади. Шундай қилиб, ферромагнетикнинг минимал энергияли асосий ҳолати унинг ўзаро таъсирига бўлган симметрияга (ушбу ҳолда изотропияга) ҳам эга эмас экан. Бинобарин, магнитланганликнинг маълум йўналишининг танланиши (ажратилиши) спонтан равишда юз беради, шу сабабдан ҳам симметриянинг спонтан (сиртки таъсир остида эмас, балки ички сабаб натижасида беихтиёр вужудга келувчи) бузилиши деймиз. Албатта, симметриянинг спонтан бузилиши учун ҳар бир асосий ҳолат бўла оладиган камида иккита бир хил энергияли ҳолат мавжуд бўлиши зарур. Мазкур ҳолда булар магнитланганлик йўналишлари билан фарқланувчи ҳолатлардир. Ферромагнетикларда Кюри температурасидан паст температураларда симметриянинг ушбу спонтан бузилишининг оқибати сифатида пайдо бўлувчи бозонларни магنونлар деб атайдилар. Магنونлар атомлар магнит моментларининг умумий ориентациядан четланишининг кристалл панжара бўйлаб тарқалаётган тўлқинларидир. Магنونлар, фононлар ва умуман Голдстоун бозонлари ҳар доим йўқолган симметрияни тиклашга интилади, лекин бунинг учун уларнинг энергиялари камлик қилади.

Худди шундай вазиятни калибровик симметрия ҳолида ҳам учратиш мумкин. 1963 йилларда Хиггс, Киббл ва бошқалар шуни исботладиларки, агар бузилган симметрия худди калибровик инвариант электродинамикадагидек локал калибровик симметрия бўлса, реал мавжуд Голдстоун бозонларини калибровик алмаштиришлар билан йўқотиш мумкин. Йўқотилган Голдстоун бозонлари энди ҳаракат йўналишига спинининг проекцияси нолга тенг массали вектор зарраларнинг ҳолатлари сифатида намоён бўлади. Шундай қилиб, Голдстоуннинг массасиз бозонлари массали вектор бозонларга айланади.

8.21- §. Кучсиз ва электромагнит ўзаро таъсирларнинг ягона назарияси

Симметриялар ҳақида биз кўп марта гапирдик ва назарий физикада симметрия принциплари қанчалик муҳим роль ўйнашлигини кўрдик. Бунга электромагнетизм назариясида симметриянинг роли яққол мисол бўла олади. Биргина локал калибровик симметрия талабидан электромагнит майдон тенгламаларининг ҳаммасини, ҳатто фотоннинг мавжудлигини ҳам келтириб чиқариш мумкин. Албатта, фотон калибровик инвариантлик ёрдамида «перо» учиди кашф қилинмаган. Аксинча, биз юқорида баён қилганимиздек калибровик алмаштириш, инвариантлик максвелл тенгламалари ва квант механикаси тенгламалари хоссаларини ўрганишда топилган эди. Кейинчалик, квант электродинамикасининг яратилишида эса калибровик симметриянинг янада муҳим роли — зарралар электромагнит ўзаро таъсири ҳодисаларини ҳар қандай аниқлик билан ҳисоблашни таъминлаши маълум бўлди. Шунинг учун чексизликлардан ҳолис электродинамика назариясини қайта нормалланувчи назария деб айтадилар.

Бунинг акси, кучсиз ўзаро таъсир назариясининг дастлабки феноменологик модели тажриба натижаларини жуда яхши тавсифласа ҳам электродинамикадан фарқли ҳолда, қайта нормалланувчи эмасди. Назария ўзаро таъсирни эркин зарра ҳолатларининг кичик ғалаёнланишига тўғри келадиган биринчи тартибли яқинлашувдагина эксперимент билан мос келувчи натижалар берар эди. Ўзаро таъсирни аниқроқ ҳисобга олишга қаратилган ҳар қандай уриниш маъносиз натижаларга олиб келар эди.

Кичик энергияларда кучсиз ўзаро таъсир ҳақиқатан ҳам кучсиздир ва шунинг учун кузатиловчи фактларни тушунтириш учун биринчи тартибли яқинлашиш кифоя. Аммо юқори энергияларда кучсиз ўзаро таъсирни ҳамма тартибда тўла ҳисобга олиш керак. Шунинг учун ҳозирча кучсиз ўзаро таъсирларнинг изчил назарияси йўқ ва электромагнит ўзаро таъсир назариясига ўхшаш қайта нормалланувчи назария яратиш масаласи актуалдир. Бу борада муҳим ютукка 1967 йилда эришилди.

Кучсиз ўзаро таъсир назариясининг ривожланишида янги жуда муҳим қадам ушбу ўзаро таъсирни электромагнит ўзаро таъсир билан бирлаштириш йўлида америкалик С. Вайнберг ва покистонлик А. Салам томонидан

қўйилди. Кучсиз ўзаро таъсирнинг бу янги назарияси локал калибровик симметрия принципи ва унинг спонтан бузилиши ҳолати асосида яратилди. Ушбу назария учун С. Вайнберг, Ш. Глэшо ва А. Салам 1979 йилда Нобель мукофотида сазовор бўлдilar.

Вайнберг ва Салам гипотезаси асосида, илгари улар томонидан бир неча бор айтилган, зарралар ўртасида кучсиз ўзаро таъсирлар оғир вазнли оралик вектор бозонлар — W -мезонлар алмашилиш йўли билан юз беради, деган тахмин ётади. Шундай қилиб, биринчи бор, кучсиз ўзаро таъсир воситачи зарра асосида юз беради деган фикр назария даражасига кўтарилди. Ушбу фикр бу икки ўзаро таъсирларнинг бир-бирларига ўхшашлигини яқинлаштирди. Иккаласи ҳам тенг ҳуқуқли равишда, спини бирга тенг бўлган бозон зарралар воситасида амалга оширилади.

Янги гипотезанинг асл маъноси қуйидагидан иборат: кучсиз ва электромагнит ўзаро таъсир табиатан бир хил ва энг бирламчи (пастки элементар) сатҳда уларнинг ҳақиқий кучи бирдай; фотонлар зарядланган зарралар билан қандай ўзаро таъсирда бўлишса, оралик вектор бозонлар ҳам лептонлар ва адронлар билан кичик масофаларда худди шундай ўзаро таъсирда бўлади. Кучсиз ва электромагнит ўзаро таъсирлар учун энди ҳар хил зарядлар (ёки ўзаро таъсир доимийлари) кириши шарт эмас. Бу икки ҳолда ҳам ўзаро таъсир интенсивлиги электр заряди билан белгиланади.

Жуда кичик масофаларда кучсиз ўзаро таъсир электромагнит ўзаро таъсирдек куч билан намоён бўлиши керак. Кучсиз ўзаро таъсирнинг секин ва кучсиз ўтишининг сабаби унинг таъсир доирасининг кичиклигида. Таъсир доирасининг кичиклиги оралик вектор бозонларнинг — ушбу ўзаро таъсир воситачиларининг массаларини нолдан фарқлилигини ва бир неча ўн протон массаларига тенглигини билдиради. Қисқача айтганда, зарраларнинг «фотонли» ўзаро таъсири исталганча масофаларгача етса, кучсиз ўзаро таъсирни ташувчи воситачи зарраларнинг «макони» жуда кичик. Худди мана шу соҳада кучсиз ўзаро таъсир электромагнит ўзаро таъсир билан баробар бўлади, лекин зарралар ўртасида ўта кичик (10^{-18} м) масофалар жуда кам ҳосил бўлади. Зарралар бир-бирларининг ёнидан кучсиз ўзаро таъсир соҳаси радиуси ($R_k = \hbar/(m_k c)$) дан катта масофаларда ўтиши эҳтимоли каттарок. Фақат юқори энергиялардагина уларнинг бир-бирига яқин келиши

эхтимоллиги ошади ва кучсиз ўзаро таъсир интенсивлиги кучаяди. Шундай қилиб, кучсиз ўзаро таъсирнинг таъсир радиусининг кичиклиги унинг ҳақиқий кучини ниқоблайди. Бу назарияда ўзаро таъсир эффектив константа (доимий) сини оралик вектор бозонлар массасининг квадратиға тескари пропорционаллигида акс этади.

Фотон ва оралик вектор бозонлар массаларидаги тафовут симметриянинг спонтан бузилиши натижасида пайдо бўлади. Калибровик симметриянинг спонтан бузилиши оралик вектор бозонларнинг массасини пайдо қилади ва шу билан электромагнит ва кучсиз ўзаро таъсирларнинг ҳар хил ташқи намоён бўлишиға олиб келади. Фотонлар голдстоун бозонларига, оралик вектор бозонлар (W -мезонлар) эса хиггс зарраларига киради.

Ўқувчида нотўғри тасаввур туғилмаслиги учун шу нарсани такрорлаймизки, биз калибровик симметриянинг спонтан бузилишини гапирганимизда электродинамиканинг калибровик симметриясидан юқори калибровик симметриянинг спонтан равишда электродинамика калибровик симметриясигача бузилишини кўзда тутамиз.

1971 йил голландиялик назариётчи физик олим Т. Хуфт исботладики, агар ўзаро таъсир воситачи зарраларнинг массаси симметриянинг спонтан бузилишидан вужудға келган бўлса, назария қайта нормаллашувчи назарияға айланар экан. Бошқача айтганда, назарияға масса энг бошдан (бирламчи элементар даражадан) киритилмаган бўлса, назария ўзининг қайта формалланувчанлик хусусиятини сақлайди. Худди шу айтилганлар кучсиз ўзаро таъсир учун ўринли. Вайнберг — Салам ғоясига асосан кучсиз ўзаро таъсир ва электромагнит ўзаро таъсир дастлаб юқори локал калибровик симметрияға эға бўлган. Сўнгра эса спонтан бузилиши юз бериб учта массали, битта массасиз бозонлар пайдо бўлган. Лекин бозонлар массали бўлса ҳам, кучсиз ўзаро таъсир назарияси қайта нормалланувчанлигиға қолади.

8.22- §. Нейтрал кучсиз токларнинг кашф этилиши

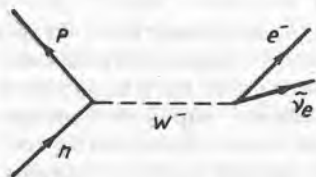
Шундай қилиб, кучсиз ва электромагнит ўзаро таъсирларни ягона назария остиға бирлаштиришимиз мумкин экан. Вайнберг — Саламнинг ушбу янги назарияси мавжуд экспериментал маълумотларни чиройли тавсифлабгина қолмасдан, ҳар қандай янги назарияға хос, табиатнинг янги муҳим хусусиятларини намоён қилади.

Масалан, Максвеллнинг электр ва магнит майдонларининг бирлашган электромагнит майдони назарияси фундаментал факт — электромагнит тўлқинларнинг мавжудлигини башорат эта олди. Вайнберг — Саламнинг бирлашган майдон назарияси (баъзан Вайнберг — Салам модели, баъзан стандарт модель, баъзан эса электрокучсиз кучлар назарияси, баъзан хатто, астеник кучлар назарияси деб атайдилар), табиатда нейтрал токларнинг мавжудлигини исботлайди. Ушбу назариядан мусбат, манфий, нейтрал зарядланган уч хил оралик вектор бозонларнинг мавжудлиги келиб чиқади. Заряднинг токлар билан ўтадиган жараёнлари зарядланган оралик бозонларни алмашиниш йўли билан юз беради. Худди шу сабабли бундай жараёнларда адронларнинг ва лептонларнинг зарядлари ўзгаради. Масалан, (8.35) да ифодаланган ва 8.13- расмда тасвирланган жараёнга қаранг.

Бунинг аксича, кучсиз ўзаро таъсирнинг дастлабки назарияси инкор этувчи ва Вайнберг — Салам назариясидан келиб чиқувчи нейтрал токлар орқали ўтадиган кучсиз ўзаро таъсирлардаги жараёнларда на адронларнинг, на лептонларнинг электр зарядлари ўзгаради. Бундай жараёнлар зарядсиз оралик вектор бозоннинг алмашиниши билан ўтиши керак.

1973 йил элементар зарралар физикасида муҳим ҳодиса юз берди. Кучсиз ва электромагнит ўзаро таъсирларнинг ягона майдон назарияси кўрсатган нейтрал токларнинг табиатда мавжудлиги экспериментда қайд қилинди.

Нейтрал токларни кузатиш учун на кучли ва на электромагнит ўзаро таъсирга мойил бўлган соф нейтрал жараёнларни қайд қилиш керак. Бу эксперимент ўтказиш нуқтаи назардан қийин масала. Чунки, кучсиз ўзаро таъсир жараёнларининг эҳтимоллиги кучли ва электромагнит ўзаро таъсир жараёнлар эҳтимоллигига қараганда бир неча тартибга паст ва шу сабабдан соф нейтрал токлар таъсиридаги жараённи кучсиз ўзаро таъсирнинг зарядланган токлари вужудга келтирадиган жараёндан ажратиб



8. 13- расм. Оралик бозон иштирокидаги нейтрон парчаланишининг Фейнман диаграммаси.

кузатиш оғир. Ушбу қийинликдан қутулишнинг йўли нейтринолар устидаги тажрибаларни ўтказишда. Нейтрино соф кучсиз ўзаро таъсир жараёнда бўлади ва шунинг учун юқорида қайд қилинган қийинчилик ўз-ўзидан бартараф бўлади. Юқори энергияли нейтриноларни эса элементар зарралар тезлатгичларида ҳосил қилиш мумкин.

Энди масала зарядланган тоқлар вужудга келтирган нейтрино реакциялардан нейтрал тоқлар вужудга келтириладиган реакцияларни ажрата олишдадир. Бунинг учун нейтринони адронлар (протон ёки нейтронлар) билан (ёки электронлар билан ҳам) ўзаро таъсирини кузатиш лозим. Масалан, мюон нейтриносининг протон билан ўзаро таъсири зарядланган ток орқали ҳам, нейтрал ток орқали ҳам юз бериши мумкин. Биринчи ҳолда, адронларнинг ҳам, лептонларнинг ҳам умумий тўпламининг электр зарядлари ўзгаради. Масалан,

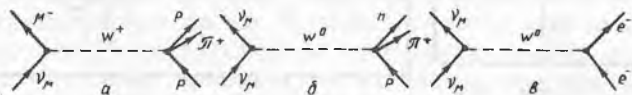
$$\nu_{\mu} + p \rightarrow \mu^{-} + p + \pi^{+} \quad (8.45)$$

реакция албатта зарядланган W^{+} -бозон алмашинуви орқали ўтади. Ушбу жараённинг Фейнман диаграммаси 8.14-а расмда тасвирланган. Бундай жараёнда албатта мюон (ν_{μ} нинг ўрнига мюон лептон зарядининг сақланишига биноан) вужудга келади.

Агар худди шу жараённи нейтрал W^{0} -бозон орқали юз беради десак, мюоннинг вужудга келиши лептонларнинг электр зарядининг ўзгармаслиги сабабли тақиқланади (нейтрал мюон табиатда мавжуд эмас) ва реакция натижасида мюон нейтриноси қолади (8.14-б расмга қаранг).

$$\nu_{\mu} + p \rightarrow \nu_{\mu} + n + \pi^{+}.$$

Шундай қилиб, масала ушбу икки реакцияни бири-биридан ажратишдан иборат. Албатта, нейтринонинг хоссаларини билганимиз ҳолда бу масалани оғирлигини тан оламиз. Шунга қарамасдан, нейтрал кучсиз тоқлар-



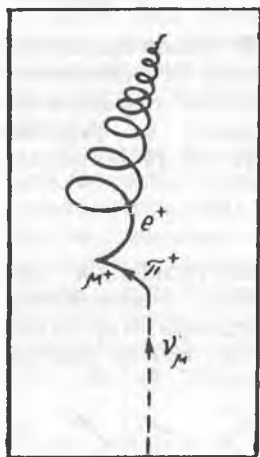
8. 14- расм. Мюон нейтриносининг: а) протон билан W^{+} бозон иштирокидаги, б) протон билан W^{0} — бозон иштирокида ўзаро таъсирларнинг ҳамда, в) электронда сочилишнинг феинман диаграммаси.

нинг мавжудлиги 1973 йилдан бошлаб, аввал ЦЕРН (Женевадаги ядро тадқиқотчиларининг Европа ташкилоти), сўнгра АКШда ва собик СССР да қайд қилинди. Жумладан, ЦЕРН да $(\nu_\mu p)$ жараёнларнинг 300000 та фотосурати қараб чиқилди ва уларнинг ичидан биринчи реакцияни акс эттирувчи 428 та, иккинчисини акс эттирувчи 102 та фотосурат аниқланди. 8.15-расмда нейтрал кучсиз тоқлар орқали ўтган реакцияни кўрамиз:

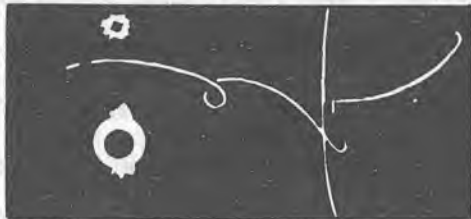
$$\nu_\mu + p \rightarrow \nu_\mu + n + \pi^+ \quad (8.46)$$

Нейтрино ва нейтрон, маълумки, из қолдирмайди, π^+ -мезон эса тугилибқ мюон ва нейтринога парчаланadi. Сўнг μ^+ -электрон ва нейтринога айланади. Бу физик ходисаларни суратга олган камера кучли магнит майдонга жойлаштирилганлигидан электрон спиралсимон айланади.

Айниқса, нейтрал тоқларнинг мавжудлигини соф лептонлардаги, яъни адронлар қатнашмайдиган реакцияларда кузатиш катта аҳамиятга эга. Жумладан, мюон нейтриносининг электронлар билан ўзаро сочилиш жараёни фақат нейтрал тоқлар ҳисобига ўтиши мумкин, чунки мюон лептон зарядининг (L_μ) сақланиш қонуни мюон



8. 15- расм. Кучсиз нейтрал тоқ иштирокида вужудга келадиган мюон нейтриноси билан протоннинг реакцияси.



8. 16- расм. Мюон нейтриносининг электронда сочилиш реакцияси:

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$$

нейтринонинг W^+ бозон чиқариб электронга айланишини тақиқлайди. 8.14-е расмда нейтрал ток ҳисобига ўтадиган жуда кам эҳтимолли жараён мюон нейтриноси электронда сочилишининг Фейнман диаграммаси тасвирланган.

Ушбу жараёнга бағишланган биринчи муваффақиятли эксперимент ЦЕРН да ўтказилган эди. Бунда 1,3 миллион фотосуратдан (!) фақат учтасидагина (!) мюон нейтринонинг электронда сочилиши қайд қилинди. 8.16-расмда шу суратлардан бири келтирилган.

Шундай қилиб, элементар зарралар назарий физикасида ва умуман инсоният ягона майдон яратиш йўлида яна бир катта зафарли ғалабага эришди. Юқоридаги биз баён қилган экспериментларда нейтрал кучсиз тоқларнинг мавжудлиги катъий исботланган эди. Лекин ҳозиргача тажрибаларда оралик вектор бозонлари қайд қилинганича йўқ. Эҳтимол оралик вектор бозонларнинг мавжудлиги экспериментда яқин йиллар ичида исботланса керак.

8.23-§. Зарраларнинг унитар симметрияси

Зарралар системасида симметрия тушунчасининг роли. Симметрия нима ва у ҳақдаги билим қандай имкониятлар туғдириши мумкин? Қундалик ҳаётимизда ҳар биримиз бунга тўғри жавоб бера оламиз. Масалан, сиз П ҳарфи шаклида қурилган бинонинг ўнг канотида яшайсиз, дейлик. Архитектор ғоясига биноан бинонинг иккала каноти бир хил — симметрик. Энди сиз ўзингиз яшаб турган хонани яхши ўрганган ҳолда бинонинг чап канотида жойлашган рўпара-акс хона ҳақида тула тасаввурга эга бўлишингиз учун бинонинг иккала канотининг ҳам симметрик эканлигини билишингиз кифоя, холос.

Элементар зарраларни системалаштириш учун ҳам уларнинг характерли хусусиятларини ўрганишга ёрдам берадиган симметрияларни топиш мумкин ва уларнинг муҳим аҳамиятга эга эканлигига биз юқорида бир неча бор гувоҳ бўлдик. Ҳозир шундай симметриялар аниқланганки, физиклар уларнинг ёрдамида ҳамда бир зарранинг хусусиятларини билгани ҳолда ўнлаб зарра ва антизарраларни кашф қилганлар. Масала элементар зарраларни ва уларнинг ўзаро таъсирлашувини битта умумий қонуниятга — «ғояга» боғловчи симметрияни топишдадир. Бу фикр умуман утопия эмас. Масалан, совет физиги В. А. Фок микродунё вакили — водород атомининг ҳамма ҳолатлари ягона симметрияга бўйсуниларини

аниқлаган. Квант механикасига асосан бу система бир неча ҳолатларда мавжуд бўлиши мумкин. Ҳар бир ҳолат учун эса электроннинг атом ядроси — протон билан хусусий боғланиш энергияси характерли. Водород атоми учун унинг ҳамма ҳолатларини тасвирловчи ҳаракат тенгламаси маълум. Шунинг учун ҳам бу системанинг ҳолатларини ҳисоблашда симметриядан фойдаланишимиз зарур эмас. Элементар зарралар учун эса уларнинг хусусиятларини тасвирловчи тенглама, афсуски, йўқ. Шунинг учун элементар зарралар физикасида симметрия тушунчаси асосий ўрин тутати.

Аммо, биз кўрдикки, элементар зарраларнинг хусусиятлари шу қадар хилма-хилки ва бу хусусиятларнинг асосида ётувчи қонунлар шунчалик ҳар хилки, зарралар дунёси хаосдан иборат деган таассурот туғилиши мумкин. Зарраларнинг яшаш вақти ихтиёрий равишда 10^{-23} с дан ∞ гача ўзгаради. Уларнинг у ёки бу квант сонига эга бўлишларини тушунтириб бўлмайди. Бундай вазиятда элементар зарраларни системалаштириш муаммосини ечишга қаратилган ҳар қандай ҳаракат муваффақиятсизликка учраши мумкин.

Назариётчи физикларнинг асосий ҳаракати тажрибаларда тасдиқланган табиатнинг фундаментал қонунлари ҳақидаги ҳозирча эришилган билимларимизга асосланиб зарраларни системалаштириш муаммосини ечишга қаратилган.

Табиатнинг хилма-хил механик ҳодисалари энергия, импульс ва импульс моментининг сақланиш қонунларига бўйсунди. Бу қонунларни ўрганиш, биринчидан, уларнинг ҳаммаси фақат фазо ва вақт хусусиятларининг акс этиши эканлигини кўрсатган бўлса, иккинчидан, ҳозирги замон механикасининг асосини энг оз аксиомалар билан ифодалашга имкон берди. Худди шундай зарраларнинг хусусиятлари ва уларнинг ўзаро таъсирлари бўйсунадиган сақланиш қонуларини ўрганиш бизга материя назариясининг асосига қўйиладиган умумий принцип ва аксиомаларни кўрсатиши керак.

Фазо-вақт симметриялари фазо-вақтнинг бир жинсли ва фазонинг изотроплик хусусиятларини акс эттиради. Бошқача айтганда, ҳар қандай физик қонун фазонинг ҳар қандай нуқтасида ва ҳар қандай йўналишида ҳар доим бир хил бўлади. Бу симметриялар шунинг учун ҳам муҳимки, улар асосий сақланиш қонунлари билан боғлиқдир.

Хусусан, сақланувчи (ўзгармас) катталикларгина зарраларни характерлай олиши мумкин.

Элементар зарралар фазо ва вақтнинг хусусиятларига боғлиқ бўлмаган квант сонлари билан ҳам характерланишини юқорида кўрган эдик. Бу квант сонлари элементар зарраларнинг ички структурасини аниқловчи ички симметриялари билан боғланган. Ички симметрия ўзининг ғалатилик, барион заряди, электр заряди, изотопик спиндан иборат сақланувчи катталикларга эга. Кучли ўзаро таъсир учун бундай ички симметрия ядро кучларининг зарра зарядига боғлиқ эмаслик хусусияти билан боғланган. Масалан, кучли ўзаро таъсирга нисбатан протон ва нейтронни бир зарранинг (нуклоннинг) икки ҳолати сифатида қараш мумкин, яъни кучли ўзаро таъсир учун бу икки ҳолат (протон, нейтрон) симметрикдир. Кучли ўзаро таъсирга нисбатан бир хил ўзаро таъсирда бўладиган зарраларни изотопик мультиплет (оила) ларга бирлаштириш мумкин. Кучли ўзаро таъсирнинг бу симметрияси адронларнинг ҳаммасини изотопик мультиплетларга системалаштиришга имкон беради. Биз қуйида зарраларни аввал изотопик, сўнгга эса унитар мультиплетларга группалаштиришни кўрамиз. Бундай системалаштириш фақат адронларга тегишлидир.

Адронларнинг изотопик мультиплетлари. Юқорида изотопик спин, изотопик мультиплет ва изотопик фазо ҳақида тушунчалар берилди. Ҳозир шулар устида батафсил тўхталиб ўтамиз. Аввало, изотопик фазога ва изотопик спинга таъриф беришдан бошлаймиз. Биз яшаб турган фазога ҳеч қандай алоқаси бўлмаган ва изотопик деб аталувчи уч ўлчовли фазо мавжуд деб фараз қилайлик. Бу фазода ҳам декарт координаталари x , y , z аниқланган. Яна фараз қиламизки, ҳар бир зарра (адрон) бир вақтнинг ўзида ҳам оддий фазода, ҳам изотопик фазода жойлашган. Шу билан бирга, изотопик фазода ҳамма зарралар ҳар доим координата бошида жойлашган бўлади. Зарралар изотопик фазода фақат айланишлари мумкин, илгарилама ҳаракат қила олмайди. Шунингдек, изотопик фазода зарралар импульс ва орбитал моментга эга бўлмайди, лекин спин моменти сингари ҳаракат миқдорига эга бўлади. Бу момент, албатта, одатдаги момент билан ҳеч қандай боғлиқ бўлмасдан изотопик спин (T) деб юритилади.

Изотопик спин вектори изотопик фазода ўзининг проекциялари билан аниқланади. Зарраларнинг изотопик

спини худди унинг ўз моменти (спини) каби квантланади, чунончи, изотопик векторнинг узунлиги (T) бутун ва ярим бутун сонларга тенг. Z ўқиға проекцияси T эса $+T$ дан $-T$ гача $2T-1$ қийматлар қабул қилади:

$$T=0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, 2, \dots$$

$$T_z = T, T-1, T-2, \dots -T.$$

Изотопик спини T га тенг зарра изотопик фазода $2T+1$ ҳолатларга эга бўлади. Ҳамма $2T+1$ ҳолатлар тўплами изотопик мультиплетларни ташкил қилади. Проекциялар сони мультиплет ўлчамига, яъни $2T+1$ га тенг. Бирор мультиплетни ташкил қилган адронларнинг ҳар хил зарядли ҳолатлари изотопик фазонинг Z ўқиға нисбатан изотопик спиннинг ҳар хил проекциялари билан тасвирланади. Лекин бир қанча зарралардан ташкил топган мультиплет изотопик фазога нисбатан $2T+1$ ҳолатга эга бўлган битта зарра сифатида қаралади. Масалан, протон ва нейтрон нуклон деб аталувчи битта зарранинг икки ҳолатидир. Нуклоннинг изотопик спини яримга тенг: $T = +\frac{1}{2}$ ҳолат протонни; $T = -\frac{1}{2}$ ҳолат

эса, нейтронни белгилайди. Шунингдек, π^+ , π^0 , π^- — мезонлар изотопик фазода изотопик спини бирга тенг учта ҳолатга эга бўлган битта пион сифатида кўрилади.

Уч ўлчовли фазода аниқ сонли проекцияларга эга бўлган катталиклар (векторлар) махсус номларга эга. Изотопик синглет (изосинглет) битта проекцияга эга бўлиб, изотопик фазодаги айланишларда худди скаляр катталикдек ўзгаради. Изоскаляр адронларга Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ ва бир қанча резонанслар мисол бўлади.

Изотопик дублетлар (изодублетлар) изотопик фазода иккита проекцияга эга бўлиб, спинорлар каби ўзгаради. Масалан, бунга нуклон, K -мезон, кси-зарралар мисол бўла олади.

Изотриплетлар изотопик фазода учта проекцияга эга бўлган изотопик векторлардир. Бунга мисол: пи — мезонлар, Σ ва $\bar{\Sigma}$ — барионлар.

Изотопик спиннинг математик формализми Ли группаларининг назариясидир, яъни уч ўлчовли изотопик фазода айланиш группаси деб қараладиган $SU(2)$ группа алгебрасидир. Ҳар бир изотопик мультиплет $SU(2)$ груп-

панинг келтирилмайдиган мунтазам тасвирларидан бири бўйича алмашади (ўзгаради).

Ядро кучларининг электр зарядига боғлиқ эмаслиги кучли ўзаро таъсирда изотопик фазонинг ҳамма йўналишларининг тенг ҳуқуқлилиги (изотропияси) сифатида изотопик спин формализмидан бевосита келиб чиқади.

Электромагнит ўзаро таъсир изотопик фазонинг изотропиясини бузади. Бу ҳолда фазода изоспиннинг тегишли компоненти ўрнашган якка танланган йўналиш пайдо бўлади. Электромагнит майдонда изотопик мультиплетни ташкил этувчиларнинг массалари бир-биридан фарқ қилади. Модомики, реал шароитда електромагнит майдон ҳар доим мавжуд экан, изотопик мультиплетни ташкил этувчи зарраларнинг массалари бир-биридан фарқ қилиш керак. Масалан, нуклон дублетининг ташкил этувчилари протон ва нейтроннинг экспериментда кузатиладиган массалари бир-биридан 1 МэВ га фарқли ($\Delta m \sim 1 \text{ МэВ}$), мезонлар триплети учун $\Delta m \approx 5 \text{ МэВ}$ бўлади ва ҳоказо.

Агар изотопик мультиплет учун квант сонлари: B, Y, T, I, P тўплами берилса, у тўла аниқланган бўлади. Биринчи учтаси — B, Y, T мультиплетларни аниқлашнинг асосини ташкил қилади.

Шундай қилиб, бир изотопик мультиплетга кирувчи адронлар деярли тенг массаларга, спинларнинг қиймати эса ҳаммаси учун бир хил ва ниҳоят бир-бирларидан ± 1 қийматлар билан фарқланувчи электр зарядларига эга. Изотопик мультиплетларнинг вужудга келиш табиати кучли ўзаро таъсирнинг электр зарядига боғлиқ эмаслигини англатади. Бир мультиплет зарралари массаларининг бир-биридан оз қийматга фарқланиши уларнинг массаларига електромагнит ўзаро таъсирнинг кичик ҳисса қўшиши билан боғлиқ. Бир изотопик мультиплетга кирувчи адронлар билан ўтадиган жараёнлар кўп ҳолларда бир-бири билан айнан ўхшаш бўлади.

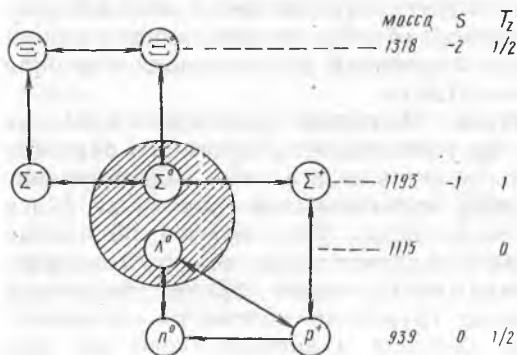
Унитар симметрия. Изотопик симметрия соҳасида адронларнинг ҳар хил изотопик мультиплетлари бир-бири билан ҳеч қандай боғланишга эга эмас. Адронларнинг умумий сонидан ушбу мультиплетлар сони кичик бўлса ҳам, барибир бу сон каттадир. Шунинг учун, 60-йиллар бошида кучли ўзаро таъсирнинг янада юқори симметриясини топиш йўлида катта юриш бўлди. Элементар зарралар назариясида группалар математик назариясининг қўлланилиши изотопик мультиплетларни яна ҳам

йирикрок оилаларга бирлаштириш имконини берди. Бу борада унитар группа $SU(3)$ муваффақиятли бўлиб чиқди. Квант сони изотопик спин T $SU(2)$ изотопик группанинг келтирилмайдиган тасвирининг изотопик мультиплетларини характерлайди. Изотопик симметриянинг табиий умумлашуви бўлган $SU(3)$ симметрия назариясида ҳар бир унитар мультиплет заряди, изотопик спини, гиперзаряди ҳар хил бўлган зарралардан иборат бўлади. $SU(3)$ группада $SU(2)$ группа жойлашгандир.

Симметрия назарияси бўйича унитар $SU(3)$ симметрия элементар зарралар табиати учун тўғри бўлса, зарралар 1, 8, 10, 27 ва ҳоказо зарралардан иборат оилаларга бирлашиши керак. $SU(3)$ симметрия назариясида барионлар 8 ҳолатдан иборат унитар мультиплетнинг изотопик тузилиши битта изосинглет ($T=0$), иккита изодублет ($T=\frac{1}{2}$) ва битта изотриплетдан ($T=1$) иборат бўлади.

Шунингдек, гиперзаряд киймати изосинглет учун нолга ($Y=0$), биринчи изодублет учун бирга ($Y=1$), иккинчи изодублет учун манфий бирга ($Y=-1$) ва изотриплет учун нолга ($Y=0$) тенг бўлиши керак. Энди 8.1-жадвалда квант сони $J^P = \frac{1}{2}^+$ бўлган барионларга назар ташлайлик.

Уларнинг сони роса саккизта (октет) бўлиб, бир-биридан изотопик спини ва гиперзарядининг (ғалатилик) киймати билан фарқ қилади. Бу октетга N -дублети, Λ^0 -синглети, Σ -триплети, Ξ -дублети киради (8.17-расм). Октетдаги нуклонлар барионлар синфининг асосий зарралари, гиперонлар эса нуклонларнинг қўзғалган ҳолатлари экан, деган фикрга қелиш мумкин. Бунда ғалатилик қўзғалиш



8. 17- расм.
Нуклон ва гиперонлардан иборат супермультиплетбарион октети (саккизлиги). Бу октетга N — дублети, Λ^0 — синглети, Ξ — дублети ва Σ — триплети киради.

даражасини кўрсатади. Асосий ҳолат (p, n) учун $S=0$, биринчи кўзғалган ҳолат $(\Sigma^+, \Sigma^-, \Sigma^0, \Lambda^0)$ учун $S=1$, иккинчи кўзғалган ҳолат (Ξ^0, Ξ^-) учун эса $S=-2$. Ғалатиликнинг сакланиш қонуни бажарилишини ҳисобга олинганда ўзаро айланишлар бир хил кўзғалган ҳолатдаги зарралар орасида бўлади. Бу кучли ўзаро таъсирга мансуб жараёндир. Агар $\Delta S=1$ бўлса, ўзаро ўтишлар қўшни сатҳлар орасида бўлиб, унинг эҳтимоллиги 10 тартибдан кўпроққа камаяди. Ғалатилик иккига ўзгаргандаги ($\Delta S=2$) узок ҳолатлар орасидаги ўтишлар эҳтимоллиги нолга яқин.

Ω^- -гиперон барион резонанслари билан биргаликда $I^p = \frac{3}{2}$ бўлган ўнта компонентдан иборат $SU(3)$ мультиплет — декуплетни ташкил қилади.

Шуниси эътиборга сазоворки, Гелл-Манн Ω^- нинг характеристикалари ($S=-3$, $Q=-1$, $T_z=0$) ни $SU(3)$ схемага асосан айтди ва унинг парчаланиш йўли

$$\begin{aligned}\Omega^- &\rightarrow \Xi^- + \pi^0 \\ S &= -3 \neq -2 + 0; \Delta S = 1,\end{aligned}$$

ёки

$$\begin{aligned}\Omega^- &\rightarrow \Xi^0 + \pi^- \\ S &= -3 \neq -2 + 0; \Delta S = 1\end{aligned}$$

бўлишлигини тахмин қилган эди.

Декуплетда массалар сатҳи гиперзарядга чизикли боғланган. Декуплетдаги гиперзаряд кетма-кет $-2, -1, 0, +1$ қийматларга эга бўлганлигидан ундаги массалар ҳам бир хил интервалда ортиб бориши зарур. Ҳақиқатда ҳам декуплетдаги зарралар Ω^- , Ξ , Σ , Λ массалари орасидаги фарк омега-минус-гипероннинг массасини олдиндан айтиб беришга имкон берибди.

Назарий башар қилинган ушбу Ω^- тез орада (1964 й.) экспериментда қайд қилинди. Бу $SU(3)$ симметрияни, назарий физиканинг жуда катта зафарли ғалабаси эди. Омега-минус-гиперон деб ном берилган ушбу зарранинг кашф қилиниши элементар зарралар физикаси $SU(3)$ симметриясининг ва у билан боғлиқ систематиканинг шарофли саҳифасини очди.

Энди жадвалдаги барион квант сони $B=0$ бўлган мезонларнинг изотопик мультиплетларига назар ташлайлик. Ҳаммаси учун $I^p=0^-$; фақат ғалатилик ва изотопик

спинларининг қиймати билан фарк қилади. Бу мезонлар, яъни изотопик синглет η , триплет π , дублет K ва $\bar{K}(SU(3))$ октетини ташкил қилади.

Адронларни катта мультиплетларга классификациялашда унитар симметрия назариясини татбиқ қилиш учун юкоридагидан ташқари қўшимча далилга ҳам эга бўлиш керак. Бундай далил мавжуд. Унитар симметрияни фақат «ўта кучли» ўзаро таъсир учун тўғри деймиз, яъни фақат биргина «ўта кучли» ўзаро таъсир мавжуд бўлган $N =$ дублети, Λ^0 -синглети, Σ -триплети, Ξ -деблети бўлмасдан массаси шу келтирилган изотопик мультиплетларнинг ўртача массасига тенг битта адронгина мавжуд бўлади. Кучли ўзаро таъсир унитар симметрияни бузади ва адрон юкоридаги изотопик мультиплетларнинг бирига айланади.

Унитар симметрия назарияси бўйича $J^P = \frac{1}{2}^+$ бўлган адрон массаси юкоридаги изомultiплетларнинг массаларига яқин массаларга бўлинар экан:

$$m = m_0 + \alpha Y + b \left[T(T+1) - \frac{Y^2}{4} \right].$$

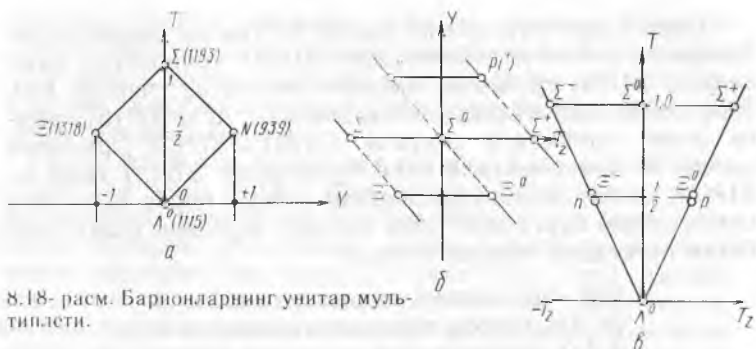
Бундан

$$\frac{1}{2} (m_N + m_{\Xi}) = \frac{1}{4} (3m_{\Lambda} + m_{\Xi}).$$

Демак, унитар симметрия бўйича изомultiплет массалари ўртасида маълум муносабат мавжуд. Шу нарсани алоҳида таъкидлаймизки, $SU(2)$ изотопик симметриянинг ёки $SU(3)$ унитар симметриянинг бузилиши ушбу назарияларнинг нотўғрилигини билдирмайди, балки кузатиловчи массалари бўйича зарраларни ажрим қилиб, кўпгина ходисаларни ҳисоблашга имкон бериб ва муваффақиятли назарий кашфиётлари билан у унитар симметрияни ҳаётбахш этади.

Унитар симметрия назариясига асосан Ω — гипероннинг назарий кашф қилиниши ва кейинчалик экспериментда мавжудлигининг аниқланиши ҳам элементар зарралар дунёсининг $SU(3)$ симметрияга бўйсунилишининг яна бир яққол далилидир.

8.18-расмда саккиз компонентли $SU(3)$ группанинг тасвирини ташкил қилган, $J^P = \frac{1}{2}^+$ бўлган адрон ҳолатларининг Y , T , T_z координата ўқларига нисбатан графиги



8.18- расм. Барционларнинг унитар мультплетлери.

келтирилган. Биз фақат TU , UT_z ва TT_z ўқларидаги (расмда, мос ҳолда, а, б, в) графигини келтирдик. Бундай графикларни бошқа унитар мультплетлар учун ҳам келтириш мумкин.

Адронлар унитар симметриясининг тўғрилигини қабул қилиб биз юздан ортиқ зарра ва антизарраларга эмас, атиги бир неча унитар мультплетларга келдик. Унитар мультплетлар бир-биридан учта квант сонлари (спин, P -жуфтлик массалари) билан фарқ қилади. Бир $SU(3)$ мультплетга спинларни қиймати бир хил бўлган, лекин ҳар хил зарядли (бу ҳол изотопик мультплетларда ҳам ўринли эди) ва гипер-зарядли адронлар киради. Энди биринчи марта изотопик мультплетларга, иккинчи марта унитар мультплетларга олиб келган мулоҳазани яна бир марта умумлаштиришга ҳаракат қиламиз. Агар квант сонларининг (спин, жуфтлик ёки масса) бирини муҳимроқ деб қарасак, у ҳолда бу «қурбон» қилинган квант сони ва T билан аниқланувчи олий симметрияни ҳосил қилиш мумкин. Бу йўл билан бир неча унитар мультплетларни бир олий мультплетга бирлаштириш мумкин.

Бу ғояни қандай амалга ошириш мумкин? Биз бунинг учун ё спинни, ё жуфтликни, ё массани танлашимиз ва ўта кучли ўзаро таъсирда бу катталик сақланади деб олишимиз керак. Бу олий симметриянинг бузилиши (мазкур танланган катталикнинг сақланмаслиги) адронларнинг унитар симметриясини сақловчи ўта кучли ўзаро таъсирда рўй беради. Албатта, бу ўзаро таъсир изотопик мультплетни зарядли ҳолатларга ажратадиган электромагнит ўзаро таъсирдан ҳам, унитар мультплетни изомультплетга ажратадиган кучли ўзаро таъсирдан ҳам кучлидир.

Олий ўзаро таъсирнинг оддий ва унитар спинларнинг ўзгаришига боғлиқ бўлмаслиги $SU(6)$ группасига олиб келади. $SU(6)$ группада, масалан, мезонлар учун 35, 189, 280, .. каби олий мультиплетлар мавжуд. Агар $SU(6)$ ўрнига унинг таркибига кирувчи $SU(2) \times SU(3)$ группани олсак, 35 компонентали олий мультиплет $SU(2)$ спин ва $SU(3)$ унитар мультиплетлардан (спини бирга тенг учта октет, спини бирга тенг учта синглет ва спини нолга тенг битта октетдан) иборат бўлади.

$\{35\} \rightarrow 3 \times \text{вектор мезонлари октети} +$
 $+ 3 \times \text{вектор мезонлари синглети} +$
 $+ 1 \times \text{псевдоскаляр мезонлар октети}.$
 $SU(6) \rightarrow SU(2) \times SU(3)$ схематик кўринишда ёзсак;

$$\{35\} \rightarrow \{3\} \times \{8\} + \{3\} \times \{1\} + \{1\} \times \{8\}.$$

Демак, $SU(6)$ группада умуман жуфтлиги манфий мезонларнинг ҳаммаси бир олий мультиплетга бирлашади.

Бариионлар ҳамда резонанслар $SU(6)$ группада қуйидаги олий мультиплетларга бирлашиши мумкин: 20, 56, 70, $SU(6)$ симметриянинг энг муҳим ютуғи протон ва нейтрон магнит моменти нисбатининг экспериментда аниқланган қиймати $\left(\frac{2}{3}\right)$ биринчи бор бу назарияга асосан келтириб чиқаришидир.

8.24- §. Редже траекториялари

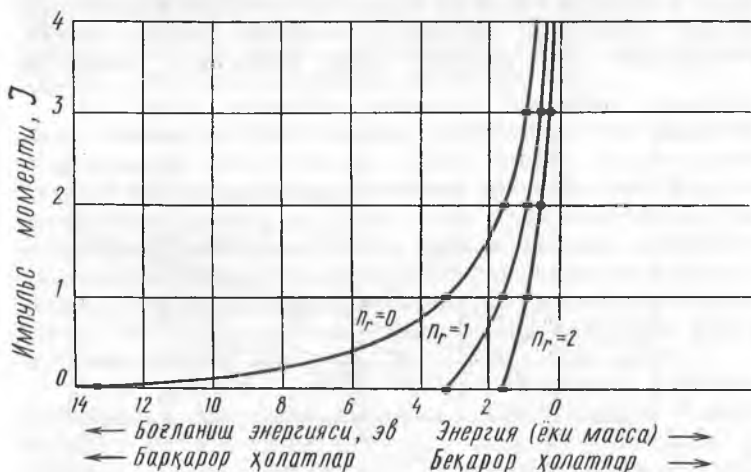
Биз юқорида қай тарзда симметрия тушунчаси спини ва жуфтлиги (I^p) бир хил, лекин массаси, гиперзаряди, изотопик спини ҳар хил қийматларга эга бўлган зарраларни бир оиллага ($SU(3)$ мультиплетга) бирлаштиришга имкон беришини кўрдик. Энди спини ва жуфтлигининг қиймати ҳар хил, лекин бошқа квант сонлари бир хил зарраларни бирлаштиришини кўрамиз. Зарраларни бу хилда бирлаштириш итальян физиги Т. Редже томонидан 1969 йилда таклиф қилинган ғоя асосида ривожланди. Редже қўпгина ҳоллар учун спинининг қиймати I билан унинг массасини боғловчи математик муносабат мавжудлигини кўрсатди.

Зарранинг характеристикаларидан бири бўлган массасини импульс моменти қийматининг (J) узлуксиз ўзгаришининг математик функцияси сифатида қараш мумкин. Квант механикасига асосан I фақат бутун ва яримли бутун

кийматлар қабул қилиши сабабли мазкур функция аргументининг худди шу кийматлардагина физик маънога эга бўлади. Спиннинг ҳар хил кийматларига мос келувчи физик масса кийматларининг текис эгри чизигига «Редже траекторияси» дейилади.

Гарчи физиклар бу ғоядан кейинги йилларда фойдаланмасалар ҳам Редже траекторияси тушунчаси атом физикасининг аллақачон маълум бўлган масалаларига қўллаш мумкин. Маълумки, водород атомида ташкил этувчи электрон ва ядроси-протон ҳар хил юқори уйғотилган ҳолатларда мавжуд бўлиши, шунингдек, электрон протон атрофида ҳар хил орбиталарни эгаллаши мумкин. Квант механикасига асосан электрон орбиталари квантланган, яъни маълум бир жойланишга эга бўлади. Ҳаракат энергиясини характерловчи радиал квант сонининг ҳар бир киймати учун водород атомининг ҳар хил ҳолатларидаги боғланиш энергиясининг (боғланиш энергияси — водород атомининг тегишли ҳолатида электронни протондан ажратиш учун сарф қилинадиган энергия) кийматлари импульс моментининг ўсиши билан камаяди. Агар момент кийматлари оркали текис эгри чизик ўтказсак, Редже траекторияси ҳосил бўлади (8.19- расм).

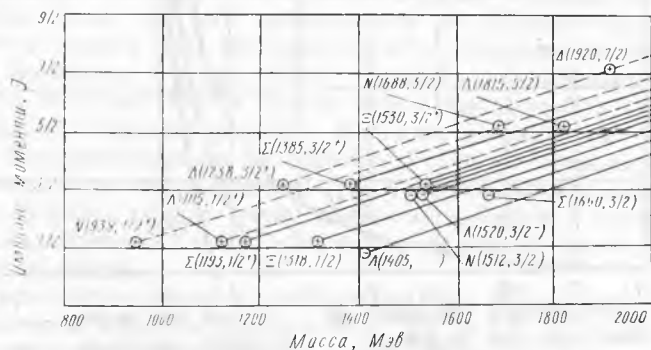
Квант назарияси йўл қўйган J нинг кийматлари (0, 1, 2...) билан Редже траекториясининг кесишган нукталари водород атомида боғланиш энергияларининг кийматларига мос келади. Эксперимент нуктаи назарида боғланган



8. 19- расм. Водород атоми учун Редже траекториялари.

ҳолатнинг пайдо бўлиши ҳар хил массали ҳар хил «зарралар»га тўғри келади. Боғланган ҳолатни пайдо бўлиши ҳар доим электронни протондан ажратадиган энергияда (узлуксиз спектрда) тугайди. Энергиянинг бу чегараси барқарор ҳолатларни бекарор ҳолатлардан ажратади.

Водород атоми учун Редже траекторияси қандай қурилса, худди шундай траекторияни адронлар учун ҳам қуриш мумкин. Бу ҳолда траекториялар барқарор ва бекарор ҳолатларни ажратувчи чегарада тугамасдан J нинг қийматлари билан кесишган ҳолда узлуксиз давом этади. Кучли ўзаро таъсирдагина зарралар учун бир Редже траекториясида ё фақат жуфт қийматли J ҳолатлар ёки фақат тоқ қиймати J ҳолатлар ётади. Бундай траекторияларнинг мавжудлигига ишонч ҳосил қилиш учун водород атомига қиёс қилган ҳолда моментидан бошқа ҳамма квант сонлари бир хил бўлган зарраларнинг моментини бир ўқ бўйича, массасини иккинчи ўқ бўйича жойлаштириш лозим. Ўшанда кўтарилаётган эгри чизиқда — Редже траекториясида ётувчи зарраларнинг бирлашишини кўриш мумкин (8.20-расм). Икки зарранинг нозластик жараёнларини ўрганишда Редже назариясига асосан муҳим натижалар олиш мумкин. Буларга мезон-мезон ва нуклон-нуклон ўзаро таъсирларида мезон ва барион резонансларининг пайдо бўлиш, орқага (180° га) эластик сочилиш ҳамда K -мезонларнинг нуклонларида заряд алмашуви билан юз берадиган сочилиш жараёнлари қиради. Сакланиш қонунлари (изоспин, электр заряди, P -жуфтлик) шу нарсага олиб келадики, нозластик



8. 20- расм. Барионларнинг Редже траекториялари.

жараёнлар амплитудасининг асимптотикасига ҳамма Редже траекторияларидан фақат бир ёки икки хилдаги траекторияларгина ҳисса қўшади.

8.25- §. Зарралар тузилишининг дастлабки моделлари

Ядро тузилиши ҳақидаги билим атом физикаси тушунтира олмаган элементларнинг Менделеев даврий системасини тушунтиради ва ҳатто янги элементларни синтез қилиш билан Менделеев даврий системасининг тузилишини давом эттиришга асос солди. Шунингдек, элементар зарралар ҳақидаги билим элементлар системасини антиатом, антиядро соҳасигача кенгайтиришга имкон беради. Шубҳасиз элементар зарраларнинг тузилишини ўрганиш уларни системалаштиришда тўғри йўл кўрсатиб берувчи бирдан-бир омил бўлиб, у элементар зарраларнинг табиати, уларнинг квант сонларининг моҳияти, элементар зарраларнинг ўзаро бир-бирларига айлана олишларини тушунтиришга имкон беради.

Элементар зарраларнинг тузилиши ҳақидаги муаммони ечиш учун кўп ҳаракат қилинган. Лекин элементар зарралар дунёсида ҳодисалар шунчалик хилма-хилки бу ҳаракатларнинг бирортаси ҳам мазкур муаммони ҳатто қисман бўлса ҳам ҳал қила олмади.

Ҳозирги кунда уч юзга яқин (резонансларни ҳисобга олганда) зарралар маълум. Бу зарраларнинг ҳаммаси ҳам тенг ҳуқуқли эмас. Улар ўртасида асосийлари бор ва афтидан бошқа ҳамма зарраларнинг тузилишида қатнашади. Дастлаб ҳамма зарраларни енгил зарралардан қурмоқ учун беҳуда ҳаракат қилинган эди.

Бу борада, элементар зарралар таркибий тузилишининг Ферми ва Янг модели (1949 йил) энг биринчи моделлардан ҳисобланади. Ўша даврда адронлардан нуклон ва пионларгина маълум эди. Мазкур моделга асосан пион нуклон ва антинуклон жуфтидан иборат деб қаралади. Лекин ғалатилиги нолдан фарқли гиперон ва каонларнинг табиатда мавжудлигининг қайд қилиниши бу ғояни пучга чиқарди, чунки янги зарраларнинг ғалатилиги нолга тенг бўлган нуклон — антинуклон жуфтидан қуриш мутлақо мумкин эмас эди.

Япон физиги Саката нуклон жуфтига қўшимча сифатида Λ -гиперонни қарашни таклиф қилади. Саката модели псевдоскляр (P -жуфтлиги манфий) каонларни, эта мезонни, вектор мезонлари октетининг мавжудлигини

назарий қайд қилиб, мезон адронлари учун мавжуд қонуниятларни тўғри акс эттиради. Аммо Саката модели барион адронларни тасвирлашда бутунлай ожизлик қилди.

Зарралар тузилишини тушунтириш учун уларни «аристократ табақа»га — фундаментал зарраларга ажратишдан иборат бўлган у ёки бу моделнинг «ютуклари» ҳамда элементар зарраларнинг баъзи қонуниятлари ҳамма адронларнинг тенг ҳуқуқли эканлигини кўрсатади. Модомики, элементар зарралар дунёсида «аристократия»га йўл йўқ бўлса, улар ўртасида «демократия»ни тиклайлик. Бу борада унитар симметрияси назарияси бир қадар ютукка эга. Бу назарияга биноан беистисно ҳамма адронлар тенг ҳуқуқли, лекин улар табиатнинг кварклардан тузилган иккиламчи зарраларидир.

8.26- §. Кварклар

Зарраларнинг унитар симметрияси назариясида $SU(3)$ группасининг 1—, 8—, 10 — плетдан иборат компоненти мунтазам тасвирлари катнашади. Лекин $SU(3)$ группаси 3 компоненти фундаментал тасвирга ҳам эга. Агар адронлар унитар синглетга, унитар вектор-октетга, декуплетга жойлашса нима учун ҳеч бири унитар спинор-триплетга жойлашмайди, уч компоненти келтирилмайди, тасвирга бирлашмайди? Чунки бу фундаментал уч ўлчовли тасвирини ташкил қиладиган уч зарра ниҳоятда ғайри табиий хусусиятларга эга бўлиши керак. Масалан, шу вақтга қадар биз электр зарядининг энг кичик улуши сифатида электрон зарядини ҳисоблаб келган эдик. Лекин мазкур фундаментал уч зарра электрон заряди бирлигида $+\frac{2}{3}$, $-\frac{1}{3}$ ва $-\frac{1}{3}$ зарядга эга бўлиши керак.

Ҳар бири учун барион заряди ҳам каср сон $+\frac{1}{3}$ дан иборат. Навбатдаги сақланувчи катталиқ — спин улар учун ҳам одатдаги зарралар каби $\frac{1}{2}$ га тенг. Элементар зарраларнинг қурилиш материали субэлементар (бошланғич) зарра ролини ўташ учун уларнинг иккитаси нолга, учинчиси минус бирга тенг ғалатилик квант сонига эга бўлади. Бу зарраларга М. Гелл-Манн томонидан кварклар деб ном берилган. Субэлементар зарраларга ушбу номни берилиши уларнинг шубҳали мавжудлигини таъкидлайди.

Ҳозирги замон назариясида нуклонлар бошланғич зарралар вазифасини ўтамай қўйди. Бундай вазифа кваркларга топширилди. Шунинг учун кучсиз таъсирлашув доирасида элементар жараён деб, W^- ва Z -бозонларни нуклонлар билан эмас, балки кварклар билан таъсирлашувини ҳисоблаш лозим бўлади (8.4-жадвал).

8.4-жадвал

Кваркларнинг квант сонлари

Кварк	B	I	T	T_z	S	Y	q
u	1/3	1/2	1/2	+1/2	0	1/3	2/3
d	1/3	1/2	1/2	-1/2	0	1/3	-1/3
s	1/3	1/2	1/2	0	-1	-2/3	-1/2

Ҳозир олти хил навли кварклар бор деб ҳисоблашади. Бизни ўраб турган олам учун энг муҳими — протон ва нейтронлар ташкил топган кварклардир; булар u (ир — юқорига) ва d (down — пастга) кварклардир. Протон — учта uud кваркдан тузилган системадир (зарядларнинг йиғиндиси $-\frac{2}{3} + \frac{2}{3} - \frac{1}{3} = +1$). Нейтронга udd учлик жавоб беради (зарядлар йиғиндиси $-\frac{2}{3} - \frac{1}{3} - \frac{1}{3} = 0$).

d -кварк («нуклон ичида») u -кваркка айланган вақтда нуклоннинг заряди $\left(+\frac{2}{3}\right) - \left(+\frac{1}{3}\right) = 1$ га ортади. Кузатувчи нейтрон емирилишини қайд қилади. Кваркнинг заряди каср сонли бўлиши аҳамиятга эга эмас, муҳими зарядни бирга ўзгаришидир. Шундай қилиб, юқорида гапириб ўтилган зарядланган ток дегани u - ва d -кварклар орасидаги ўтиш токидир. Бу кваркларнинг up ва $down$ деган номлари қандай пайдо бўлганлигини тушуниш мумкин. Қалит квант механикасидаги ҳаракат миқдори моменти (бурчак моменти) билан солиштиришда. Квант механикасида бурчак моменти бир-биридан бутун сонга ($\hbar$ бирликларда) фарқ қиладиган проекцияларга эга бўлиши мумкин. Зарядни вектор проекцияси (қандайдир абстракт фазода) сифатида кўриш мумкин. Кварклар учун ҳам шундай ғоядан фойдаланилса, кваркларнинг заряд вектори иккита проекцияга эга бўлишини кўрамиз: $+\frac{2}{3}$ ва $-\frac{1}{3}$. Табиийки, агар вектор мусбат проекцияга эга бўлса,

у юкорига ва агар манфий проекцияга эга бўлса, у пастга йўналган бўлади. Номлар шундан келиб чиққан ва чуқур илмий маънога эга бўлмаса-да, улардан ҳозиргача фойдаланиб келинади.

u - ва d -кваркларга кўп вақтгача яна битта, s -кварк (заряди $-\frac{1}{3}$) қўшилиб келди. Бу кваркни ғалати кварк деб аташди. Аммо кейинчалик унинг шериги s -кварк (заряди $+\frac{2}{3}$) топилди; унинг номи инглизча charm (мафтун) сўзидан олинган. Уларнинг заряди биринчи икки бозоннинг заряди каби бўлиб, уларга ҳам ўша W -бозонларни бириктириш мумкин. Ниҳоят, бешинчи b -кварк пайдо бўлди. Унга қандай ном қўйиш масаласида олимларнинг фикрлари иккига бўлинди: мумкин у beauty чиройли, ёки у bottom — пастки, қуйи, худди down каби. b -кваркнинг заряди $-\frac{1}{3}$ ва ҳисоб-китобларнинг кўрсатишича унинг шериги, t -кварк (top — юкори ёки мумкин, truth — ҳаққоний) бўлиши керак. Бир неча маротаба t -кваркни очилди деб эълон қилишда, аммо унинг мавжудлигини тасдиқлайдиган ҳақиқий далил йўқ. Айтиб ўтиш лозимки, физиклар ўзлари қилган башоратларини рўёбга чиқишига шунчалик ўрганиб қолишдики, ҳеч ким t -кваркни мавжудлигига шубҳа қилмайди.

Шундай қилиб, олтига $u \longleftrightarrow d$, $c \longleftrightarrow s$, $t \longleftrightarrow b$ кварклар бор. Ўнг томонга ўтиш оралик W^+ бозоннинг нурланиши билан, чап томонга ўтиш W^- бозоннинг нурланиши билан амалга ошади. Z^0 нурланиш кваркни ўзгартмай қолдиради. Масалан, $c \rightarrow s + w^+$, $s \rightarrow c + w^-$, $s \rightarrow s + w^0$ ва ҳоказо. Табиийки, шундай савол туғилади: уч жуфт кварк мавжуд дейиш чуқур маънога эгами? Улар жуда аниқ ажралган.

Тўғри, $s \rightarrow u + w$ ўтиш (заряд баланси $-\frac{1}{3} = \frac{2}{3} - 1$) ҳам кузатилади, аммо унинг эҳтимоллиги «оддий» $s \rightarrow c + w^-$ парчаланишдан анча кичик.

Ғалати зарраларнинг парчаланишида, баъзан, ғалати s -кваркни u -кваркка айланиши кузатилади. Масалан, K^- -ни (ярим лептон) парчаланиши $k^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \frac{1}{2} \nu^0$ кварклар тилида қуйидагича ёзилади:

$$su \rightarrow uu + \mu^- + \bar{\nu}_\mu \rightarrow (u\bar{u} - d\bar{d}) + \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad (\pi^0 = u\bar{u} - d\bar{d}). \quad (8.47)$$

Бошқа яримлептон парчаланишлар ҳам шундай ёзилиши мумкин. Яна бир мисол тариқасида Λ -барионни протон ва π мезонга парчаланишини кўрайлик. Бунда s -кварк ($\Lambda = uds$) u -кваркка айланиб тузилмаси uud ни

беради. Ундан ташкари $d\bar{u}=\pi^-$ жуфтликнинг туғилиши кузатилади.

Энди кваркларнинг электр зарядларини кўриб ўтайлик. Ω — гиперон ($Q=-1$, $T=0$) учта S кваркдан иборат. Шунга кўра, S кварк заряди $-1/3$ га тенг. Ξ ва Ξ^* гиперонлар ($T=1/2$ ва $S=-2$) икки хил — $Q=-1$ ва $Q=0$ бўлган заряд ҳолатларда бўлади. Бу гиперонлар иккита S — кваркдан иборат, яъни зарядлари $-1/3$. Демак, Ξ^0 ва Ξ^{*0} нейтрал зарраларнинг зарядлари ва изоспинини тушунтириш учун иккита S -кварк ёнига $t=1/2$ ва заряди $+2/3$ бўлган учинчи u -кваркни ($t_z=+1/2$) киритиш керак. Ξ^- ва Ξ^{*-} зарраларнинг манфий заряди учинчи $-1/3$ зарядли кваркни қўшиш йўли билан тушунтирилади. Бу d кваркдир ($t_z=-1/2$). Барионлар зарядларини билган ҳолда уларнинг кварк таркибини билиш мумкин (8.5-жадвал).

8.5-жадвал

Мультиплет	Барионлар	T	Кварк таркиби (кварклар заряди)
Октет $ T=1/2^+$	p, n	1/2	$u \quad u \quad d \quad u \quad d \quad d$ $+2/3 \quad +2/3 \quad -1/3 \quad +2/3 \quad -1/3 \quad -1/3$
		0	$u \quad d \quad s$ $+2/3 \quad -1/3 \quad -1/3$
		1	$d \quad d \quad s \quad u \quad d \quad s$ $-1/3 \quad -1/3 \quad -1/3 \quad +2/3 \quad -1/3 \quad -1/3$ $u \quad u \quad s$ $+2/3 \quad +2/3 \quad -1/3$
		1/2	$d \quad s \quad s \quad u \quad s \quad s$ $-1/3 \quad -1/3 \quad -1/3 \quad +2/3 \quad -1/3 \quad -1/3$
Декуплет $ T=3/2^+$	$\Lambda^-, \Lambda^0, \Lambda^+, \Lambda^{++}$ $\Sigma^{*-}, \Sigma^{*0}, \Sigma^{*+}$ $\Xi^{*-} \quad \Xi^{*0}$ Ω^{*-}	3/2	$d \quad d \quad d \quad u \quad d \quad s$ $-1/3 \quad -1/3 \quad -1/3 \quad +2/3 \quad -1/3 \quad -1/3$
		1	$u \quad u \quad d \quad u \quad u \quad u$ $+2/3 \quad +2/3 \quad -1/3 \quad +2/3 \quad +2/3 \quad +2/3$
		1/2	$d \quad d \quad s \quad u \quad d \quad s$ $-1/3 \quad -1/3 \quad -1/3 \quad +2/3 \quad -1/3 \quad -1/3$ $u \quad u \quad s$ $+2/3 \quad +2/3 \quad -1/3$
		0	$d \quad s \quad s \quad u \quad s$ $-1/3 \quad -1/3 \quad -1/3 \quad +2/3 \quad -1/3$ $s \quad s \quad s \quad s$ $-1/3 \quad -1/3 \quad -1/3 \quad -1/3$

u , d , s кваркларнинг номлари (кейинчалик c , b , t кварклар ҳам киритилди) энди бир атама — хушбўйлик (инглиз тилидаги flavour) сўзи орқали айтилади.

Эркин ҳолатда кварклар кузатилмаганлигидан уларнинг массалари фақат назарий баҳолаш орқали олинади. «Яланғоч» u - ва d -кварклар анча енгил деб тахмин қилинади: u -кварк массаси тахминан 5 МэВ га тенг. d -кваркники эса, 7 МэВ га яқин. Бу фарқ протон ва нейтронлар массалари орасидаги фарққа алоқадор. Протон нейтрондан u -кваркни d -кваркка алмаштириш билан фарқ қилганлигидан u -кварк d -кваркдан енгил бўлиши керак. Лекин кварклар вакуумни кучли кутблантиради ва виртуал зарралар булути билан ўралган бўлади. Натижада уларнинг массаси тахминан 300 МэВ га ортади. Нуклонлар массасини Λ -гиперон массаси таққослаш йўли билан s кварк u - ва d -кварклардан огирроқ бўлишини аниқлаш мумкин. Чунки Λ -гиперонда нуклонлар u - ёки d -кварки s кваркка алмаштирилган. Таққослашдаги массалар фарқи 150 МэВ га яқинлиги маълум бўлди.

Кварклар спин ва жуфтлиги $1/2^+$ бўлган фермионлар бўлиши керак. Чунки фақат шундай бўлгандагина учта кваркнинг спинини қўшганда барионларнинг мусбат ички жуфтликли яримга тенг спини ҳосил бўлиши мумкин.

Назарияга c -кваркнинг киритилиши билан мафтунлик квант сони нолдан фарқли мафтун барионларнинг мавжудлигини ҳам эътироф этишга тўғри келади. Кварклар назариясига асосан барионлар учта мезонлар, иккита кварклардан тузилган. Мисол тариқасида, 1975 йилда Брукхейвен миллий лабораториясида (АҚШ) қайд қилинган тўртта мафтун барионлар: Λ_c^+ , $\bar{\Lambda}_c^-$, Σ_c^{++} , Σ_c^0 ни келтиришимиз мумкин. Эксперимент натижалари Σ_c^{++} -нинг

массаси $2,43 \pm 0,012$ ГэВ га, заряди икки электрон зарядига, Λ_c^+ нинг массаси $2,26 \pm 0,01$ ГэВ га, электр заряди $+1$ га, $\bar{\Lambda}_c^-$ нинг массаси ҳам 2,6 ГэВ га, заряди -1 га, Σ_c^0 нинг массаси 2,5 ГэВ га, заряди нолга тенглигини кўрсатади. Ушбу барионларнинг кварк таркиби қуйидаги-

ча: $\Sigma_c^{++}(cuu)\Sigma_c^0(\bar{c}\bar{d}\bar{d})$, $\Lambda_c^+(cud)$ ва $\bar{\Lambda}_c^-(\bar{c}, \bar{u}, \bar{d})$. Кварклар назариясига кўра мафтун барионларнинг умумий сонини ҳам аниқлашимиз мумкин. Бинобарин, спини $3/2$ га тенг мафтун барионларнинг умумий сонини кварк тузилиш ёрдамида аниқлаш мумкин. Аниқки, мафтунлиги учга тенг барион битта (ccc) бўлади, холос. Мафтунлиги иккига тенг

барионлар: (ccu), (ccd), (ccs) учта. Нихоят, худди шу йўл билан аниқлаймизки, мафтунлиги бирга тенг бўлган барионларнинг умумий сони, спин $3/2$ ҳолида олтигагина-дир.

1977 йилнинг май-июнида элементар зарралар физикасида яна бир янги саҳифа очган машҳур воқеа юз берди. Батавияда (АҚШ) Ферми номидаги лабораториянинг протон тезлаткичида эксперимент ўтказаетган физикларнинг Л. Ледерман раҳбарлигидаги бир гуруҳи массаси 9,4 ГэВ ва 10,0 ГэВ га тенг янги зарра кашф этилганлигини хабар қилди. Янги кашф қилинган заррага ϵ (ипсилон)-мезон деб ном берилди. Мафтун зарралар оиласида J/Ψ - ва Ψ' -мезонлар қандай роль ўйнаса, ипсилон-мезонлар ҳам массаси ғоят катта ва янги квант сони билан характерланувчи зарралар оиласини очди. Ушбу квант сонини гўзаллик деб атадилар. ϵ -мезон яширин гўзалликка эга заррадир, яъни унинг таркибий қисмини ташкил этувчи кварк-антикварк система учун гўзаллик нолга тенг. Бу кварк кваркларнинг бешинчиси бўлиб, $+1$ гўзаллик квант сони билан характерланади. Кучсиз ўзаро таъсирда мазкур квант сонлари (мафтунлик, гўзаллик) сақланмайди. Шунинг учун ҳам, оғир мезонларнинг мафтунлик ва гўзаллик квант сонига эга бўлмаган енгилроқ зарраларга парчаланиши таъқиқланмаган. Шундай қилиб, 12 лептон ва кварклар, яна уларнинг ўшанча антизарралари мавжуд. Уларни одатда учта асосий фермион гуруҳ — «авлод»: (ν_e, e, u, d) $\cdot$ (ν_μ, μ, c, s) ва (ν_τ, τ, t, b) ларга ажратишади. Ҳар бир авлод тўртта заррадан иборат бўлиб, энг енгиллари биринчи авлодни, қолганлари эса кейинги оғирроқ зарралардан иборат авлодларни ташкил этади. Турли авлодлар ўртасида ўтишлар ман қилинган, аммо бундай ман қилиш махсус характерга эга. Кварк ва лептонларни янада оғирроқ янги авлодлари мавжудлиги ҳақида физиклар аниқ фикрга эга эмаслар.

Унитар триплетни адронлар — кучли ўзаро таъсир элементар зарралари даражасида эмас, балки кварклар деб аталувчи янада бошланғич субзарралар даражасида мавжуд деб фараз қиламиз. Адронлар, худди ядролар протон ва нейтронлардан ташкил топганидек, кварклардан тузилган. Шунинг учун элементар зарралар сингари кваркларнинг ҳам энг муҳим характеристикаси уларнинг массасидир. Агар зарра таркибий тузилишга эга бўлса, уни ташкил этган фундаментал зарра массаси жихатдан

оғирроқ бўлиши керак (биз кўрган Ферми-Янг моделида пионлар нуклон — антинуклондан иборат таркибий тузилишга эга. Нуклон ва антинуклонларнинг тинч ҳолатдаги массалари йиғиндисининг пионнинг тинч ҳолатдаги массасидан ортикча қисми пионни ҳосил қилишда нуклон-антинуклоннинг боғланиш энергияси кўринишига ўтади). Юқорида кўрганимиздек, зарраларнинг катта энергияда тўкнашишида оғир зарралар туғилиши мумкин, лекин катта энергияли адронларнинг протонларда тўкнашишида ҳозирга қадар кварклар қайд қилинмади. Бу факт, агар назариянинг кўрсатилишича, кварклар ҳақиқатан ҳам мавжуд бўлса, катта массага эга бўлишини талаб қилади. Барийон ва мезон массаларининг нисбатан кичиклиги эса уларнинг катта боғланиш энергиясига эга эканлигидан далолат беради. Ҳисоблашлар кваркларнинг массасини бир неча ўн ГэВ дан ҳам катта эканлигини кўрсатади (10 та нуклон массасидан ортик).

Ҳозирги замонда кварклар назарияси ривожланиш даврини бошидан кечирмокда. Барийонларнинг кварк тузилиши назариясининг энг асосий ютуқлари қуйидагилардан иборат:

1) адрон мезонлари, айникса, барийонларнинг унитар мультиплетларини жуда яхши тасвирлайди;

2) ҳар бир унитар мультиплетдаги изотопик мультиплетлар массаларини ва булар ташкил этган зарраларнинг элетромагнит масса фарқлари ўртасидаги муносабатларини боғловчи назарий формула эксперимент маълумотларига тўғри келади;

3) адронларнинг қатор элетромагнит хусусиятлари, жумладан, нуклонларнинг магнит моментлари нисбати экспериментга мос келади;

4) кварк моделида адронларнинг кучсиз ўзаро таъсир бўйича парчаланиши уларнинг таркибига кирувчи кварклардан бирининг парчаланиши натижасида юз беради. Шу асосда адронларнинг кучсиз ўзаро таъсир бўйича парчаланиши учун қатор характеристикалари ҳисобланган ғалатилик ва изотопик спин квант сонларининг ўзгариши ($\Delta S=1$, $\Delta T=\frac{1}{2}$, $\Delta Q=\Delta S$) тушунтирилган.

Биз кварк назариясининг энг асосий ютуқларини санаб ўтдик. Бу ютуқларнинг деярли ҳаммаси фақат кварк моделига хосдир. Лекин кварк модели қатор муҳим қийинчиликларга ҳам эга:

1) кварклар эркин ҳолатда мавжуд бўла оладиган

заррами, ёки улар факат система (зарра) таркибидагина гўё зарра сифатида намоён бўлувчи математик тушунчами, деган савол ҳануз жавобсиздир. Кваркларни излашда қилинган жуда кўп ҳаракатлар беҳуда кетмоқда. Кварклар ҳануз қайд қилингани йўқ;

2) агар кварк фермионларга оид бўлса (спинини $\frac{1}{2}$ га тенг десак) $SU(6)$ группанинг 56 ўлчовли тасвирини ташкил этган барионларнинг асосий ҳолатини тасвирлашда қуйидаги кийинчиликка учралади. Бу барионларнинг асосий ҳолати тўлқин функциясининг $SU(2)$, $SU(3)$ спин ва унитар қисми антисимметрик бўлиши керак. Чунки фермионларнинг тўла тўлқин функцияси антисимметрикдир. Натижада учта кварк барионларнинг асосий ҳолатини тасвирлашлари учун табиатда мавжуд ўзаро таъсирларнинг хусусиятларига мутлақо ўхшаш бўлмаган ўзаро таъсирда бўлиши керак. Демак, кварк муаммоси уларнинг ўзаро таъсири ҳақидаги муаммони туғдиради;

3) агар кварк адронларнинг таркибий қисми бўлган фундаментал (бошланғич) зарралар бўлса, нима учун бу фундаментал адрон каср зарядли, лептонлар эса факат бутун зарядли?

4) адронларни катта массали кварклардан ташкил топган десак, уларнинг бунчалик катта боғланиш энергиясига эгаллигини ва шу бир вақтни ўзида эса мезон «булут»и билан қопланган бўлишини (яъни қўпол қилиб айтганда, бир вақтнинг ўзида ҳам ута мустаҳкам, ҳам тўзғиган кўринишда бўлишини) қандай тушунтириш мумкин?

Ушбу муаммоларни ечиш борасида кварклар назарияси гоёт катта ютуқларга эришдики, у табиат ҳақидаги билинимизни яна бир поғона юқорига кўтарди. Қуйида биз ушбу ҳақида батафсил тўхталамиз.

8.27-§. Кваркларнинг рангли табиати. Адронлар

Паули принципи билан боғлиқ кийинчиликни батафсил кўриб чиқайлик. Квант назариясининг фундаментал принципи — Паули принципига асосан ярим бутун спинли бир хил (айнан) зарралар бир квант ҳолатда мавжуд бўла олмайди. Спини $I = \frac{3}{2}$ барионлар декуплети, айна пайтда эса спини $I = \frac{1}{2}$ барионлар октетининг мавжудлиги ҳам, худди шу Паули принципига зид келади. Чунки декуплетга кирувчи барионлар кваркларнинг қуйидагича

қўшилишидан пайдо бўлади: $\Delta^{++} = uuu$, $\Delta^{-} = ddd$ ва $\Omega^{-} = sss$. Кваркларнинг бу хил қўшилишидан пайдо бўладиган Δ^{++} , Δ^{-} , Ω^{-} ва шунингдек, декуплетнинг қолган зарраларининг спини $3/2$ га тенг. Бу эса ушбу зарраларда учала кваркнинг ҳам спини бир хил йўналганлигини кўрсатади. Паули принципи билан зидлик яққолдир.

Мазкур карама-қаршилиқдан қутулиш учун барион таркибига кирувчи уч кваркнинг ўзаро ўхшаш (айнан) эмаслигини, бошқача айтганда кварклар учун уч хил қиймат қабул қилувчи янги квант сонини киритиш лозим. Ушбу квант сонига ранглилик деб ном берилди. Унинг мумкин бўлган уч қийматлари сифатида уч хил ранг: қизил, яшил, кўк тус қабул қилинган. Антикварклар эса қўшимча рангларга: «антиқизил» — ҳаво ранг, «антияшил» — тўқ қизил; «антикўк» — сариқ тусланган деб ҳисобланади. Мезонлар ва барионлар эса кварк-антикваркларнинг шундай қўшилишидан пайдо бўладиган, кварк-антикварк (мезон) ва уч кварк (барион), уч антикварк (антибарион) ҳолатлар рангсиздир, яъни оқ рангда бўлади. Бу рангсизлик принципи деб юритилади.

Рангсизлик принципи кварклардан барионлар ва мезонлар тузишнинг аниқ қондасига олиб келади ва икки кваркли ёки тўрт кваркли комбинацияларни автоматик равишда йўқ қилади. Рангсизлик принципини киритилишида адронларнинг кварклардан тузиш қондаси ўзгармаса ҳам, маълум далилга эга бўлади. Лекин, рангсизлик принципи қатъий назарий исботга эга эмас. Шунга қарамадан, рангли кварклар ғоясининг билвосита амалий (экспериментал) тасдиғига эгамиз. Ушбу тасдиқлардан бири электрон-позитрон жуфтининг адронларга ва баъзан мюонларга жуфтга аннигиляцияси жараёнларини бир-бири билан таққослашга асосланган. Иккала жараён ҳам электрон-позитрон жуфтини аввал «виртуал» фотонга айланиши ва сўнгра ушбу фотонни мюон жуфтга ёки кварк-антикварк — uu , dd , ss — жуфтларига айланиш йўли билан ўтади. Кварк-антикварк жуфтлари пировардида албатта бирор адронлар тўпламига айланади, аммо бу ҳол кварк-антикварк жуфтининг ўзининг пайдо бўлиш эҳтимоли билан характерланувчи жараён эҳтимоллигига таъсир кўрсатмаслиги керак. Электрон-позитрон жуфтининг юқоригидек икки хил аннигиляцияси жараёнлари ўртасидаги фарқ вужудга келаётган зарралар электр зарядлари қийматига боғлиқ. Кварк-

антикварк жуфтига олиб келувчи жараённинг мюон жуфтига олиб келадиган жараёнга нисбати, электрон заряди бирлигида, кварклар заряди квадратининг йиғиндиси билан характерланади. Агар кварклар рангсиз бўлса, ушбу йиғинди $e_u^2 + e_d^2 + e_s^2 = 2/3$ га тенг бўлар эди. Кваркларнинг ҳар бирини уч хил рангга эга бўлиши сабабли эса ушбу йиғинди уч мартага ортади, яъни 2 га тенг бўлади. Тажрибанинг $E = (1,5-3)$ ГэВ энергияларидаги натижаси мазкур йиғиндини 2 га яқинлигини кўрсатади (E — электрон-позитрон жуфтининг массалар маркази системасидаги тўла энергияси). Энергиянинг янада юқори қийматларида йиғиндининг экспериментдан аниқланган қиймати 2 дан катталаша бошлайди. Бу ҳам адронларнинг кварк табиати ҳақидаги ғояни янада қатъий тасдиқлайди. Ҳақиқатан ҳам бу каби юқори энергиялардаги жараёнларда янги кваркларнинг таъсири намоён бўлади.

Мафтун, гўзал, ҳақиқий — яна учта кварклар

Дастлаб тўрттинчи кварк ҳақидаги ғояга физиклар бир оз ҳадиксираб қарадилар, чунки биринчи учта кваркнинг мавжудлигини ўзи, экспериментларда ҳалигача қайд қилинмаганлиги сабабли, кўпроқ назарий фаразга ўхшар эди. Лекин, тўрттинчи кваркка бўлган муносабат J/ψ -мезоннинг қайд қилиниши билан бутунлай ўзгарди. Маълум бўлишича, ушбу янги очилган мезон c — кварк ва унинг $\bar{c}$ — антикваркнинг боғланган ҳолати экан J/ψ — мезоннинг очилишидан сўнг 20 ой ичида адронларнинг массаси 1,8 ГэВ дан тортиб 4,5 ГэВ гача бўлган ўнлаб мутлақо янги ҳолатларни кашф этилди. Булар битта мафтун кварк ёки мафтун антикварк ва иккинчи кварк сифатида u ёки d ёки s ёки уларнинг антикваркларидан тузилган адронлар эди. (Жумладан, $cu, \bar{c}d, \bar{c}s, uc, \bar{d}s, \bar{s}c$, мезон ҳолатлар.) Худди шу вақтларда udc туридаги мафтун барионлар ҳам очилганлигини биз юқорида баён этгандик. Шу йўл билан тўрттинчи мафтун кваркнинг ҳам мавжудлиги абсолют ишончли равишда тан олинди.

Ўзининг биринчи бор физикага киритилиши вақтидан то J/ψ эпопеягача $SU(3)$ симметрия ғоядан ишчан гипотезагача, ишчан гипотезадан модель даражасигача, моделдан танилган назария даражасигача шонли йўлни ўтди. Лекин $SU(3)$ назария ушбу шиддатли ўсишида тўрттинчи кварк вужудга келтирган жиддий ларзага ҳам учради. Маълум бўлдики, $SU(3)$ назариянинг қўлланилиш соҳаси (ҳатто симметриянинг бузилишини эътиборга олганда ҳам) етарлича кичик экан. Агар, энди ушбу тўртта

кваркнинг ҳам массаларини бир-бирига тахминан яқин деб ҳисобласак, математика бизни катъий равишда $SU(4)$ симметрияга олиб келади.

$SU(4)$ симметрияни тан олишимиз билан биз зарраларнинг умумий сонини бир неча марта кўпайишини ҳам тан олишимиз керак. Агар зарраларнинг $SU(3)$ симметриядаги оилаларини 8.15-расмдагидек те-кисликда учбурчак, олтибурчак каби тасвирласак, $SU(4)$ симметрияда зарралар оиласи эса асослари ана шу учбурчак, олтибурчакдан иборат фазовий фигураларни ҳосил қилади. Чунончи, ўнта заррани бирлаштирувчи барионлар декуплетини тасвирловчи учбурчак ўрнига $SU(4)$ да, энди, 64 та зарралаи бирлаштирувчи фазовий фигура — учбурчакли пирамида тетраэдрга келамиз. $SU(3)$ — назариянинг ўнлик мультиплетини, энди ушбу пирамиданинг асосини ҳосил қилади, пирамиданинг юқори (қисми) да эса мафтун зарралар жойлашади.

Кварклар назариясининг кўрсатишича тўртинчи кваркнинг ҳам электр заряди, и-кваркники каби, электрон заряди бирлигида $2/3$ га, ғалатилиги нолга тенг. Мафтунлик квант сони c -кварк учун $+1$ га, s -кварк учун -1 га (бизга эскидан таниш u, d, s ва уларнинг антикварклари мафтунликка эга эмас, яъни мафтунлиги нолга) тенг деб қабул қилинади. Мафтун C — кварк спини яримга тенг фермионларга мансуб бўлгани учун уч хил: қизил, яшил, кўк тусли рангда мавжуд бўлади. S — кварк каби, C — кваркнинг ўзари ҳам кучли ўзаро таъсирнинг эмас, балки кучсиз ўзаро таъсирнинг хоссалари билан боғлиқ ва $u-, d$ -кварклар массасидан катта (тахминан 1,5 ГэВ).

Мафтун кваркнинг тажрибада тасдиқланиши — J/ψ — мезоннинг очилишидан бошлаб элементар зарраларда бирин-кетин муҳим кашфиётлар юз бермоқда. Бинобарин, массаси $1,9 \pm 0,1$ ГэВ га тенг зарядланган оғир вазнли t -лептоннинг мавжудлиги (номи грекча «учинчи» сўзининг бош ҳарфидан олинган) экспериментда қайд қилинди. t -лептоннинг массаси ниҳоятда катта, қиёс учун электроннинг массасини 0,5 МэВ га тенг (тахминан тўрт минг марта кичик), мюоннинг массасини эса 105 МэВ га тенг (тахминан йигирма марта кичик) эканлигини эслайлик. Оғир лептоннинг мавжудлиги биринчи бор 1975 йилда америкалик физик-экспериментчилар томонидан маълум этилганди. Оғир лептоннинг яшаш вақти бошқа лептонларга қараганда ниҳоятда кичик — 10^{-13} с дан ошмайди.

Шундай килиб, кварклар назарияси ҳозирча олти хил: u, d, s, c, b, t кваркларнинг, уларнинг олтига антикваркларнинг ва уларнинг ҳар бирининг уч хил рангга: қизил, яшил, кўк тусланиши мавжудлигини эътироф этади. Қисқаси 18 та кварк, 18 та антикваркларга келдик.

Адронлар таркибий тузилишининг элементлари сифатида биз кваркларга катта умид боғлаган эдик. Лекин уларнинг сонини секин-аста ошиб бораётганини зарралар тузилишининг кварклардан ҳам янада фундаментал элементлари мавжудлиги тўғрисида фикр туғдиради. Элементар зарраларнинг ички тузилишини биз юқори энергиялар (ёки унга мос кичик масофалар) соҳасига аста-секин кириб бориш билан ўргандик. Натижада, элементар зарраларнинг ўзаро таъсирлашув жараёнларидагина уларнинг ички фундаментал тузилишлари намоён бўлишини кўрдик. Шунинг учун қуйида, зарралар ўзаро таъсирлашуви нуқтаи назардан, адронларнинг динамик табиатини секин-аста кичик масофаларга яқинлашиб боришимиз билан қандай ўзгариб боришини батафсилроқ қараб чиқамиз.

8.28- §. Партонлар

Нуклоннинг электромагнит тузилиши бўйича биринчи тажриба 1955 йилда Хофштадтер томонидан ўтказилди. Бу тажрибада протон зарядининг ва магнит моментининг фазовий таксимотини характерловчи протоннинг электр ва магнит формфакторлари аниқланди.

Формфактор фақат электроннинг протон билан тўқнашишидан олдинги ва кейинги импульслари фарқининг (q) функциясидир. q нинг катта қийматида формфактор нуклоннинг электромагнит хусусиятини чуқур тасвирлайди.

Нейтрон спинга эга бўлганлиги сабабли у магнит моментига ҳам эга. Бу эса электронларнинг магнит формфактори томонидан тасвирланадиган сочилишга олиб келади.

Мазкур Хофштадтер экспериментини яна ҳам юқори энергияларда, Стенфорд чизикли тезлатгичида қайтарилиши нуклон формфакторларини бундай энергияларда жуда тез (q^{-4}) нолга интилишини кўрсатди. Бу ҳолни нуклонлар ҳақидаги ҳозирча биз билган юқоридаги тушунчага, яъни нуклонларнинг мезон булути ҳақидаги тушунчага асосланиб тушунтириш мумкин бўлмади. Бу экспериментда

электронларнинг протонларда қуйидагича нозластик сочилиши ҳам қўрилган:

$$e + p \rightarrow e + p + \{\text{резонанс ҳолатлар}\}. \quad (8.54)$$

Нуклон ҳақидаги тушунчага асосланиб, назарий ҳисоблашлар бўйича бу жараёнда электроннинг нозластик сочилиш кесими (формфакторга боғлиқ катталиқ) ҳам эластик сочилиш

$$\bar{e} + p \rightarrow \bar{e} + p \quad (8.55)$$

жараёндаги каби ёки унга яқин қўринишда нолга интилиши керак. Лекин экспериментда электронларнинг нозластик сочилишининг кесими назарий ҳисобга нисбатан 40 марта катта бўлиб чиқди. Дастлабки ҳулоса қуйидагича бўлиши мумкин. Бундай сочилиш юз бераётган нуклон тузилишининг ички элементи нуклоннинг ҳар қандай ҳолатидаги ўлчамидан ҳам анча кичик ўлчамга эга. Эксперимент натижасида электроннинг нуклонда сочилиши нуклон ички тузилишида худди нуктавий элементлардан иборат мураккаб қўринишга эга бўлганида юз берадиган сочилишга ўхшайди.

Мазкур эксперимент натижаларини тушунтириш учун Р. Фейнман нуклон партонлардан иборат бўлган таркибий қисмга эга, деган нуклоннинг партон (партон — инглизча сўз бўлиб, бўлак, қисм деган маънони англатади) назарий моделини таклиф қилди. Унинг назариясига биноан партон бирон-бир тузилишга эга бўлмаган нуктавий заррадир. Албатта ақлга биринчи келадиган фикр нуклонни қоплаган булутни ҳосил қилувчи мезонлар худди шу партонлардир деб қарашдан иборат бўлиши мумкин. Аммо қатъий экспериментал далилга асосан партонлар, агар улар умуман мавжуд бўлса, мезонларнинг маълум хусусиятларига эга эмас. Ҳақиқатан, агар партонлар тушунчасини мезонлар булути тушунчаси билан боғлаш мумкин бўлса, нуклонларни мезон булути билан қопланганлиги ҳақидаги тушунчага асосланиб мазкур экспериментнинг натижаларини тушунтира олган бўлар эди.

Партонларни биз юқорида танишган кварклар каби ҳисоблаш йўли билан мазкур экспериментда намоён бўлаётган нуклон хусусиятларини келтириб чиқариш мумкин.

Партонларни адрон таркибидаги кварклар деб ҳисобласак, биринчидан кваркларни, билвосита йўл билан бўлса ҳам, қайд қилган бўламиз, иккинчидан, кваркларни

массаси бир нуктада тўпланган ва таркибий тузилишсиз нуктавий зарра сифатида эътироф этамиз. Бу эса ўз навбатида адронларнинг массаларини унинг бутун соҳасида эмас, балки иккита ёки учта нуктага тақсимланганлигини англатади. Шунинг учун икки адроннинг ўзаро жараёнини унинг таркибий қисмлари — кваркларини ўзаро таъсири билан ўтади деб ҳисоблай оламиз. Ҳақиқатан ҳам, адронларнинг ушбу таркибий тузилишини ҳисобга олиб пионни нуклон билан ўзаро тўқнашув жараёнининг юз бериши эҳтимоллигини нуклонни нуклон билан ўзаро тўқнашув жараёнининг юз бериш эҳтимоллигига нисбатини ҳисобласак, тажрибада кузатиладиган $2/3$ нисбатга келамиз.

Ҳозирги пайтда партон-кваркларнинг икки тури маълум эканлиги исботланган. Биринчидан, валент кварклар. Бу хил кварклар барионларда учта, мезонларда иккитадан иборат бўлиб, улар шундай бирикма ҳосил қиладики, натижада адронлар тўғри электр зарядга ва барион сонига эга бўлади. Иккинчидан, адронда кварк-антикварк жуфтларининг бутун бир «океан-денгизи» мавжуд.

8.29- §. Глюонлар

Адронларнинг кварк-протон таркибий тузилишини эътироф этишимиз билан биз улар ўртасида ўзаро таъсир ҳақидаги тушунчага келамиз. Биз юқорида кўрган юқори энергияли электронларнинг протонларда чуқур нозластик сочилиш жараёнлари бошланғич протонларни сокин, тинч ҳолатда эмас, балки катта тезлик билан ҳаракатланади, деб қарасак, ниҳоят қизиқарли натижаларга олиб келади. Жумладан, бундай ҳаракатланаётган санок системасига нисбатан сочилиш жараёнининг кесими (юз бериш эҳтимоли) партоннинг электр зарядигагина боғлиқ бўлиб қолмасдан, ушбу партон бошланғич протоннинг энергияси ёки импульсининг қандай қисмга эга бўлишига ҳам боғлиқ. Маълум бўлишича, бошланғич протоннинг ҳамма энергиясининг 35% ини протондаги учта валент партон-кварклар олиб кетар, 15% и эса кварк-антикварк «денгизи» ҳиссасига тўғри келар экан. Қолган 50% и (энергиянинг ярми) қандайдир янги объектларга қолишини эътироф этишга тўғри келади. Бу объектлар электр зарядига ҳам, барион сонига ҳам эга эмас. Худди шу объектлар кваркларни адронларда бир-бирига жипслаштириб боғловчи деб фараз қилинди. Шунинг учун, бу

объектларни глюонлар (инглизчадан елим, елимламок маъносини англатади) деб аташ қабул қилинган.

Кварклар каби, глюонлар ҳам эркин ҳолда қайд қилинмаган. Глюонлар ҳам, кварклар каби рангга бўялган ва рангли объектлар каби эркин ҳолда мавжуд бўла олмайди. Глюонлар кварклар ўртасида ўзаро таъсирни амалга ошириб, уларни бир-бирига қандай елимлаб жипсласа, худди шундай, глюонлар билан алмашиш ранг билан алмашишга олиб келади. Кваркларнинг глюонлар алмашинувида кваркларнинг ранги ўзгаради, тури эса ўзгармайди, яъни масалан, u -кварк глюон бериб, ёки глюон олиб, u -кваркнинг бошқа рангида намоён бўлади. Шундай қилиб, глюонлар билан алмашинув, адронларда кварклар ўз рангининг узлуксиз ўзгартириб туришига олиб келади. Адронлар таркибидаги кваркларнинг рангини бу хил ўзгариб туриши адронларнинг ҳар доим рангсиз мавжуд бўлишига зид келмаган ҳолда юз беради.

Квант хромодинамикасида кваркларнинг ўзаро таъсирини тушунтириш учун саккизта рангли заряд ташувчи киритилиши зарур экан. Чунки кваркларни ўзаро таъсири ранглар алмашуви билан ўтади. Биламизки, электродинамикада зарядлар орасидаги ўзаро таъсирни биттагина фотон амалга оширар эди. Кварк ва антикварклардан ташкил этилган мезонларга ўхшатиб глюонларни ҳам ранг ва антирангдан:

$$R\bar{Y}, R\bar{B}, Y\bar{R}, Y\bar{B}, B\bar{R}, B\bar{Y}, \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)(R\bar{R} - Y\bar{Y}), \\ \left(\frac{1}{6}\right)(R\bar{R} + Y\bar{Y} + 2B\bar{B})$$

тузиш мумкин. Бу ерда рангсиз $(R\bar{R} + Y\bar{Y} + B\bar{B})$ бирикма глюон сифатида кўрилмайди, R — кизил, Y — сарик, B — хаворангнинг белгиларидир.

Рангли зарядлар кучли ўзаро таъсир манбаидир. Глюонлар мураккаб рангли зарядланган бўлганлиги учун фотонлардан фарқли равишда улар орасида ўзаро таъсир юз бериши ва битта глюон иккинчисидан сочилиши, иккита бошқасига парчаланиши мумкин.

Якка заряднинг электромагнит майдон билан ўзаро таъсирида у фотонлар булути билан чулганган бўлади ва ўз навбатида фотонлар электрон-позитрон жуфтларни пайдо қилади. Бу жуфтлар дастлабки зарядни экранлайди. Бунда жараён вакуум кутбланиши деб аталади, чунки у қисман диэлектрикда заряд жойлаштирилгандаги кутб-

ланишини эслатади. Заряддан узоқ масофада унинг катталиги кузатилганига тенг, лекин зарядга яқинлашган сари унинг киймати орта боради.

Айрим моделлар бўйича ҳисобларнинг кўрсатишича, қандайдир бирор мезонни парчалашга, яъни кваркни антикваркдан узоқлаштиришга уринишда улар орасидаги глюон куч майдони фазода шундай мужассамлашадики, худди кварклар орасидаги тор (струна) га ўхшаб қолади. Масофа янада узоқлаштирилганда, бу торнинг узилиши юз беради. Узилиш жойида кварк-антикварк жуфти ҳосил бўлади. Шундай қилиб, мезонни кварк ва антикваркка бўлиш, магнитнинг шимолий ва жанубий қутбларини ажратишга уринишга ўхшаб қолади. Эҳтимол, масофага боғлиқ ҳолда ўзаро таъсирнинг ортиши кваркларнинг эркин ҳолда кузатиш мумкин эмаслигининг сабабидир.

Кварклар орасидаги кучли ўзаро таъсир адронларнинг кварк тузилиши тасвирини мураккаблаштиради. Улар структурасини тушуниш учун турли ранг ва хушбўйликка эга бўлган глюон ва кварк-антикварк жуфтларининг пайдо бўлиш ҳоллари катта аҳамиятга эга. Натижада ҳар бир адрон анча мураккаб объект бўлиб, у валентли кварклари деб аталувчи иккита мезон ёки учта бариондан иборат. Валент кварклари чексиз кўп ёки глюон ва кварк ва антикварк жуфтлари «денгизи» билан ўралган.

Партон модели ўз талқинининг квант хромодинамикаси асосида олди. Бундан хулоса шуки, нейтрал партонлар — глюонлар, зарядланганлари эса кварклардир. Партонларнинг сони кўплигини, юқорида кўрсатилганидек ҳар қандай адронда глюон — кварк «денгизи» мавжудлиги билан тушунтирилади.

Квант хромодинамикасининг яна бир башорати — кичик масофаларда кучли ўзаро таъсирнинг анча камайишидир, яъни асимптотик эркинлик ўз тасдиғини электрон-протон ҳамда протон-протон сочилишига доир тажрибалар натижалари протонларни амалда мустақил деб ҳисобланганда тушунтирилиши мумкинлигида топади.

Нуклонлар структураси ҳақида кўп маълумотлар лептон (электронлар, мюонлар ва нейтрино) ларнинг сочилиши ва реакциялари бўйича ўтказилган тажрибалардан олинди. Масалан, мюон нейтриносининг электрон нейтриносидан фарқини исботлайдиган тажрибаларнинг давоми сифатида $\nu_\mu + p \rightarrow \mu +$ адронлар реакцияси кесимининг энергияга боғлиқлиги ўрганилди. Аниқланишича, нейтрино (ёки антинейтрино) энергияси ~ 3 дан 100 ГэВ

гача бўлган ораликда кесим энергияга чизикли боғлиқликка эга экан. Агар жараён бошланган даврда иккита структурасиз (масалан, нейтрино ва кварк) зарраларнинг эластик сочилиш жараёни бўлса, у ҳолда кесим энергияга пропорционал бўлиши керак. Шундай қилиб, реакция иккита нуктавий зарраларнинг сочилиши сифатида бошланадиган жараённинг натижасидир. Сўнгра нуктавий ташкил этувчилар маълум даражада парчаланиб кузатиладиган адронларни беради, яъни нуклонлар ҳақиқатан ҳам ўз таркибларида нукта сифат объектларга эга.

Электрон ва мюонларнинг сочилиши бўйича ўтказилган тажрибаларда зарядланган ушбу нуктавий объектларнинг спини $1/2$ га тенглиги аниқланди. Бунинг учун лептонларнинг орқа томонга сочилиши ўрганилди. Бундай сочилиш магнит моментларининг ўзаро таъсири билан белгиланади. Моментлар эса ўз навбатида спин катталиги билан аниқланади.

Нейтрино ва электронлар билан бир нуктавий объектлар массасининг нуклонлар массасига нисбатини ўлчаш бўйича ўтказилган тажрибаларни таққослашдан аниқланишича, бу катталик зарядланган зарра билан ўтказилган тажрибада нейтрино билан ўтказилгандагидан $18/5$ марта кичик эканлиги аниқланди. Бу фарқни зарядланган зарралар ўзаро таъсири электромагнит кучлари орқали юз беришини, шу сабабли улар билан ўтказилган тажрибада фақат кварк массасининг нуклон массасига нисбати ўлчанмасдан, бу нисбат кварк зарядлари квадратига кўпайтирилиши билан тушунтириш мумкин. U -кварк заряди, $2/3$, d -кваркнинг $1/3$ га тенг, демак, зарядлар квадратининг ўртача қиймати $5/18$ га тенг. Шундай қилиб, бу соннинг тасодифан пайдо бўлганини тасаввур қилиш қийин, яъни бу тажрибаларнинг натижалари кварк зарядлари касрли эканлигини тасдиқлайди деб қараш мумкин.

Шу тажрибалар яна битта ажойиб натижа берди: аниқланишича, нейтрино сочилган зарра (кварк)ларнинг якуний массаси нуклонлар массасининг фақат ярмини ташкил қилади. Етишмайдиган массани кварклар ўзаро таъсир жараёни алмашадиган глюонлар билан боғлаш мумкин.

Юқори энергияли электрон — позитрон дасталарининг тўқнашуви бўйича ўтказилган тажрибалар нуклонларда кваркларнинг ўзаро таъсирига доир муҳим маълумотларни берди. Кўпинча иккита жараён кузатилади:

$$e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-, \quad (8.56)$$

$$e^+ + e^- \rightarrow \text{адронлар}. \quad (8.57)$$

Биринчи ҳолда учиб чиқадиган мюонларнинг бурчак таксимоти $(1 + \cos^2 \theta)$ кўринишга эга, бу эса квант электродинамикаси натижасига мос келади (θ — мюонлар учиб кетадиган чизиқ билан электрон ва позитрон бошланғич ҳаракат чизиғи орасидаги бурчак). Иккинчи жараёнда иккиламчи мезонлар қарама-қарши томонларга ҳаракат қилувчи окимлар кўринишида пайдо бўлади. Бу окимларнинг натижавий векторлари шундай йўналтирилганки, бурчак таксимоти яна $(1 + \cos^2 \theta)$ кўринишга эга бўлади ва $(e^+ e^-)$ аннигиляцияда $(\mu^+ \mu^-)$ никига ўхшаш) спини $1/2$ бўлган иккита зарра ҳосил бўлишини кўрсатади, яъни олдин кварк-антикварк ҳосил бўлади ва уларнинг глюонлар окими билан биргаликда рўй берадиган учиб кетишидан бошқа адронлар ҳосил бўлади. Бунда спини $1/2$ га тенг $(\mu^+ \mu^-)$ ёки $(q\bar{q})$ иккита элементар зарралар ҳосил бўладиган икки электромагнит жараёнлар кесими бир хил равишда энергияга боғлиқ ва зарралар заряди квадратига пропорционал бўлиши керак. Тўқнашиш энергияси ≤ 4 ГэВ бўлганда, яъни $(u\bar{u})$, $(d\bar{d})$, $(s\bar{s})$ жуфтлари пайдо бўлиши мумкин бўлганда (8.56) ва (8.57) жараёнлар кесимининг нисбати тахминан 2 га тенг. Бу ҳолда бу нисбат кварклар зарядлари квадратининг йиғиндисининг (рангли ҳолатлар сони) 3 га кўпайтмасига тенг:

$$[(2/3)^2 + (1/3)^2 + (1/3)^2] \times 3 = 2. \quad (8.58)$$

Энергия 10 ГэВ га оширилганда $(c\bar{c})$ ва $(b\bar{b})$ жуфтлари пайдо бўладиган ҳолда (8.56) реакцияси кесимининг (8.57) иккига нисбати ранг ҳисобга олинмаганда $11/9$ га, ранг ҳисобга олинганда эса $11/3$ га тенг. Тажриба яна иккинчи миқдорни тасдиқлайди. Шундай қилиб, бу тажрибалар рангли кварк ҳолатлар мавжудлигини тасдиқлайди. $(e^+ e^-)$ аннигиляция жараёнлари орасидаги айрим ҳолларда уч окимли воқеалар кузатилади. Уларни глюонлар мавжудлигини исботлаши мумкин бўлган воқеалардан бири деб қаралади. $(q\bar{q})$ жуфти ҳосил бўлгандан сўнг кваркларнинг бири тасодифан катта бурчак остида юқори энергияли глюон чиқаради деб фараз қилинади. Сўнгра бу глюон, ўз навбатида $(q\bar{q})$ жуфтига парчаланади, яъни учинчи окимни беради: биринчи иккита оким бошланғич жуфт томонидан ҳосил қилинган.

Ҳозирги вақтгача аниқланган фундаментал кучли ва электрокучсиз ўзаро таъсирлар хоссаларини таққослашдан улар қандайдир умумий белгиларга эгаллиги кўринади. Бу ўзаро таъсирлар учун бошланғич объектлар фермионлар — лептонлар ва кварклар, улар орасидаги алоқа векторли бозонлар W , Z , γ , глюонлар орқали амалга оширилади. Асимптотик эркинлик ва кваркларнинг ушлаб турилиши ҳақидаги олдин келтирилган фикрлардан хулоса шуки, жуда кичик ($\sim 10^{-28}$ см) масофаларда ёки тўқнашаётган зарраларнинг жуда катта энергия ($\sim 10^{-14}$ ГэВ) га эга ҳолида электр заряди ортади, рангли заряд эса камаяди. Натижада бу ўзаро таъсирлар кучи тенглашади. Бу хулоса жиддий ҳисоблар ёрдамида тасдиқланди. Эҳтимол, бундай кичик масофалар ва жуда катта энергиялар коинот тараққиётининг зарраларни жуда катта зичлиги ва катта температура ($> 10^{27}$ К°) билан тавсифланадиган дастлабки даврида мавжуд бўлгандир.

Шундай қилиб, зарралар орасидаги масофа жуда кичик бўлган кварклар ва лептонлар орасидаги фарқнинг аҳамияти бўлмай қолади ҳамда бу зарралар ягона фундаментал фермионнинг кўриниши сифатида амал қилади. Бу фермионлар орасидаги ўзаро таъсир векторли бозонлар олдин маълум бўлган ёки айрим янгилари билан бевосита алмашлаш йўли билан амалга оширилади. Янги гипотетик бозонларни чиқариш ёки ютишда кварклар лептонларга айланади, ва аксинча.

Кучсиз ва кучли ўзаро таъсир бир асосда қараладиган турли назарий моделлар катта бирлаштириш моделлари номини олди. Умумий схемага гравитацион ўзаро таъсирни киритадиган моделларни Улуғ бирлаштириш моделлари ёки супергравитация деб аталади. Бу умумий схемада фундаментал зарра тушунчаси анча кенгайтирилади. Энди унинг ҳолатлари мажмуаси — супермультиплетли орасида ҳар хил спинли компонентлар: яъни фермионлар ва бозонлар учрайди. Бу зарранинг ички характеристикаси бўлмиш тўла спинининг икки қарра $1/2$ га ўзгартиришда, фазо-вақт силжиши мумкинлигини эътироф этиш учун қилинган. Бу йўлда спинлари нолдан иккигача, яъни гравитацион майдон кванти — гравитон спинигача $1/2$ орқали ўзгарадиган кўп гипотетик бозонлар ва фермионларни киритишга тўғри келади.

8.30- §. Кабибо ва Вайнберг бурчаклари

Элементар зарралар шундай тузилганки, d - ва s - кварклар ҳам бир-бирлари билан аралашиб, янги ҳолатга ўтишлари мумкин. Бу ҳолатни таҳлили анализаторнинг вазиятига боғлиқ.

d - ва s - кваркларни фарқ қилишнинг иккита усули бор: кучли ва кучсиз таъсирлашишлар. Нейтрон (udd) Λ -гиперондан (usd) $d \rightarrow s$ алмашиш бўйича фарқ қилади. Бу Λ -гиперон барча реакцияларда ғалати зарра сифатида қатнашади деган сўздир. Ғалати зарра кучли таъсирлашувларда сакланиб қолади.

Бета-парчаланиш жараёнида, кучсиз таъсирлашув жараёнида «кучли» кутбланиш ҳам, тоза d -кварк ҳам, масалан, нейтронда S -кваркнинг ҳеч қандай киритмаси йўқ ва тоза S -кварк ҳам, масалан, Ω^- -гиперонда (таркиби: учта S -кварк ва заряди $3x \left(-\frac{1}{3}\right) = -1$) парчаланмайди. Тажрибанинг кўрсатишича, кваркларнинг чизикли комбинацияси (бурилган анализатордаги каби) парчаланар экан:

$$\begin{aligned} d' &= d \cos \theta + s \cdot \sin \theta, \\ s' &= -d \sin \theta + s \cdot \cos \theta. \end{aligned} \quad (8.59)$$

Нейтроннинг бета-парчаланиши жараёнида d' ҳолат иштирок этади, ўзига хос анализатор шу услубда бурилади. Бошқача айтганда, W^- билан $d' \rightarrow u$ ўтишга жавоб берадиган зарядланган ток боғланган. Биринчи қарашдан эса $d \rightarrow u$ ўтишга жавоб берадиган ток билан боғлангандек бўлиб кўринади.

Кабибо бурчаги — θ кутбланишга ўхшаш бутунлай формал равишда киритилган. Агар ҳолатни умумий кўринишда қуйидагича ёзсак,

$$\begin{aligned} d' &= Ad + BS, \\ s' &= cd + DS, \end{aligned}$$

у ҳолда A, B, C, D коэффициентларга ушбу $d'^2 + s'^2 = d^2 + s^2$ (нормировка шарт) шартни қўйиш керак бўлади, унинг маъноси биргина зарра билан иш кўриниши мизни билдиришдан иборат.

d' ва s' учун ёзилган ифодаalarda ўрин алмаштиришлар ўтказилганидан сўнг, юқоридаги шартни қўллаш учта тенгламага олиб келади:

$$A^2 + C^2 = 1; \quad B^2 + D^2 = 1. \quad \text{ва} \quad AB + CD = 0.$$

Тенгламаларнинг ечими $(-1,1)$ интервалда ётади ва формал равишда θ — бурчакни киритиб, уни содда кўринишда ёзиш мумкин. Коэффициентларни бурчак кўринишда ёзиш стандарт операция бўлиб қолди.

Шундай қилиб Λ -гипероннинг бета-парчаланиши α -кваркнинг айланиши билан эмас, балки d' -кваркни айланиши, $d' \rightarrow u$ билан боғланган. Бу жараёнда Λ -гипероннинг «хаммаси» эмас, балки $\sin\theta$ катталиқ билан аниқланадиган бир қисми иштирок этади. Квант механикасининг умумий қоидаларига амал қилсак, синусни квадратга оширишимиз керак бўлади; d' -кварк таркибида s -кваркни учратиш эҳтимоллиги коэффициентнинг квадрати билан аниқланади. Тенгламаларимизни d ва s га нисбатан ечсак, s -кваркнинг таркибини кўриш мумкин:

$$\begin{aligned} d &= d' \cos \theta - S \sin \theta, \\ s &= d' \sin \theta + s' \cos \theta. \end{aligned} \quad (8.60)$$

Тенгламаларнинг ечими $\theta \rightarrow -\theta$ алмаштириш (тескари томонга бурилиш) билан эквивалентдир. Шундай ёзилишда парчаланишни тушунтириш аниқроқ бўлади. Иккинчи сатрнинг кўрсатишича, S -ғалати кварк таркибида $\sin^2\theta$ эҳтимолликда d -кваркни (u -кваркка айланадиган) ва $\cos^2\theta$ эҳтимолликда s' -кваркни (s -кваркка айланадиган) учратиш мумкин.

Θ бурчакка буриш Λ -гиперонни бета-парчаланиши нима учун нейтрон парчаланишидан камроқ эҳтимолликка эга бўлганлигини тушунтириб беради: сабаб $\sin^2\theta$ коэффициентда бўлиб, унинг миқдори Λ -гипероннинг яшаш вақтидан топилади:

$$\sin^2\theta = 0,226(4); \theta = 13^\circ. \quad (8.61)$$

Кавс ичидаги сон охирги сондаги мумкин бўлган хатоликни билдиради.

Ғалати кваркнинг қолган « $s'\cos\theta$ » ли бўлаги ғалатилик сақланиб қоладиган бета-парчаланишни белгилайди, аммо у ман қилинган, чунки унга мос келувчи гиперон (ucd) Λ -гиперонга нисбатан катта массага эга бўлади.

Бундай таркибдаги гиперонни Λ_c -билан белгиланади. Унинг массаси 2281 (3) ГэВ. Кваркмодель ниҳоятда ҳаққоний бўлиб кўринади: учала кваркнинг мумкин бўлган барча комбинацияси — гипотетик гиперонлар секин-аста топилмоқда. Шунга ўхшаш кварк ва антикварклардан тузилган зарралар — мезонларнинг оиласи ҳам кенгайиб бормоқда.

Назарияда нейтрал оралик бозон — W^0 пайдо бўлганидан сўнг, уни фотонга муносабатини тушуниш керак бўлади. Электродинамикада фотон иккита нейтрал ток ўртасида таъсирлашувни олиб ўтувчи вазифасини бажариб, электродинамикада уларни содда қилиб тоқлар деб аталади. Худди шундай функцияни W^0 - бозон ҳам бажаради.

Ўзаро таъсирлашаётган иккита электрон ўзаро фотонлар ва, шунингдек, W^0 - бозонлар билан алмашади. d - ва s - кварклар аралашиб кетгани каби фотон ва W^0 - бозон ҳам аралашиб кетадими ёки йўқми, шуни текшириб кўриш лозим.

Иккита нейтрино ўзаро таъсирлашиб, W^0 - бозон билан айирбошлашлари керак эди, чунки улар ўртасида электромагнит таъсирлашиш йўқ. Аммо d - ва s - кваркларни қўшилиб кетиш мисоли биз фотон деб атаётган нарса «аралашма» бўлиб, унга W^0 - бозон ҳам киради деган фикрни пайдо бўлишига туртки бўлди, нейтринонинг таъсирлашувида эса, на фақат W^0 қатнашади. Биз биламизки, ҳақиқатда ҳам шундай бўлиб чикди. Кашф қилинган Z^0 - бозон W^+ ва W^- га ўхшамайди, у катта массага эга. Буларнинг ҳаммаси фотонга янада синчковлик билан қарашни тақозо қилади.

Ҳақиқатан ҳам, агар фотонга изотопик симметрия нуктаи назаридан қаралса, унда катта камчилик борлиги маълум бўлади. У протон билан таъсирлашади — протоннинг эса e электр заряди мавжуд, аммо фотон нейтрон билан таъсирлашмайди — нейтроннинг заряди йўқ.

Фотоннинг «хулқ-атвор»ини W^0 - бозоннинг изотопик симметриядан келиб чиқадиган «хулқ-атвори» билан таққослайлик. W^0 - бозон ҳар икки нуклон — протон ва нейтрон (изотопик дублетнинг икки аъзоси) билан тахминан бир хил таъсирлашади; ўзаро таъсирлашиш фақат ишораси билан фарқ қилади. Агар W^0 - бозон ва протоннинг таъсирлашув доимийсини $+g/2$ билан белгиланса, W^0 ва нейтроннинг таъсирлашув доимийси — $g/2$ га тенг бўлади.

Ана шу далилларга асосланган ҳолда шундай гипотеза илгари сурилдики, унга асосан W^0 - бозондан ташқари яна B - бозон ҳам мавжуд бўлиб, у W^0 - бозондан фарқли ўлароқ триплет таркибига кирмайди, балки у якка ҳолда мавжуд бўлади. Бундай бозон *синглет*, *яккаҳол бозон* деб аталади. Назариянинг коидаларига мувофиқ синглет ҳар

иккала протон (доимийси g') ва лептонлар (доимийси $-g'$) билан бир хил таъсирлашади.

B^0 - бозон фотоннинг хатти-ҳаракатини тушунишга имкон беради. Бунинг учун фотонни W^0 - ва B^0 - бозонлар аралашмасидан иборат деб ҳисоблаш керак. Айни пайтда бу бозонларнинг ҳиссалари шундай бўладики, нейтрон учун улар ўзаро бир-бирларини нейтраллайди ва протон учун уларнинг кучлари қўшилади. Шунга ўхшаш Z_0 - бозон ҳам аралашма бўлиб, нейтрино ва нейтрон шу бозон билан алмашинади. Унга бошланғич, янги туғилган ва B - бозонларнинг «қолган қисми» сарф қилинади.

Шу ҳолда назарияда иккита кучсиз майдон ва шунга муносиб иккита g' ҳамда g кучсиз заряд вужудга келади.

Иккита доимий ўрнига битта доимий — e электрон зарядини ҳаракатда қолдириб, Вайнберг бурчагини кири-тиш қабул қилинган:

$$g'/g = \tan \theta_w. \quad (8.62)$$

Вайнберг бурчаги — θ_w Кабибо бурчаги каби бизнинг фазомиздаги бурчак бўлмай, у фақат белгилашнинг қулай усулидир. Заряд e ни кучсиз зарядлар билан боғланиши протон билан таъсирлашишидан аниқланади. Баъзи бир таъсирлашувларни қуйидаги 8.6-жадвалда келтириш мумкин.

8.6- ж а д в а л

	Протон	Нейтрон	Нейтрино	Электрон
Фотон	e	0	0	$-e$
Z^0	$e/\tan 2\theta_w$	$e/\sin 2\theta_w$	$e/\sin 2\theta_w$	$-e/\tan 2\theta_w$

Майдонлар қандай аралашини қараб чиқайлик. W^0 - майдон билан таъсирлашув (яъни энергия зичлиги) $gT_z W^0$ ифодага пропорционалдир. T_z коэффициент иккита қиймат қабул қилади: протон (ва нейтрино) учун $1/2$ ва нейтрон (ва электрон) учун $-1/2$. Иккита қийматнинг фарқи бирга тенг бўлиши ва $+1/2$ катта зарядга тўғри келиши учун яримта қийматлар ёзилган.

Нуклонларни B майдон билан таъсирлашувини ҳам шу қўринишда ёзиш мумкин: $1/2 \cdot g' B$.

T_z — катталики изотопик спиннинг учинчи компонентаси деб аталади. Биринчи икки компоненталар T_1 ва T_2 ёки аниқроғи уларнинг комбинациялари $T_1 \pm T_2$ айланишни таъмин қилади.

Энди W^0 ва B майдонларни аралаштирамиз, бурамиз

(d - кваркни s - кварк биан аралаштиришдаги каби). Янги майдонларни A (электромагнит майдоннинг «ҳозирги» вектор-потенциали) билан ва нейтрал оралик бозонни Z^0 (бу бозон тажрибада кузатилади) билан белгилаймиз:

$$A = B \cos \theta_w + W^0 \sin \theta_w. \quad (8.63)$$

$$Z = -B \sin \theta_w + W^0 \cos \theta_w. \quad (8.64)$$

Бу формулалар майдонларни ёки зарраларни аралаштириш нимани билдиришини аниқлайди. Бу ерда Вайнберг бурчаги биринчи марта пайдо бўлаётир.

Юқоридаги ифодаларни нуклонлар билан таъсирлашувларнинг йиғиндисига қўямиз:

$$1/2 g' B + g T_z W^0$$

ва A ва Z^0 ли ҳадларни тўплаймиз:

$$A \left(\frac{1}{2} g' \cos \theta_w + g T_z \sin \theta_w \right),$$

$$Z^0 \left(-\frac{1}{2} g' \sin \theta_w + g T_z \cos \theta_w \right).$$

Нейтроннинг нейтраллиги шартидан A ни олдидаги қавс нолга айланади ($T_z = -1/2$ да) ($g' = g \tan \theta_w$ бўлгандagina шундай бўлади).

Шундан сўнг A олдидаги коэффициент (қавс) куйидаги кўринишга келади:

$$g \sin \theta_w (1/2 + T_z) = \begin{cases} 0, & T_z = -1/2 \text{ да} \\ g \cos \theta_w, & T_z = +1/2 \text{ да} \end{cases}$$

Аммо бу коэффициент ($T_z = 1/2$ да) протон заряди e га тенг бўлиши керак. Бундан ажойиб бир формулани ҳосил қиламиз:

$$g \sin \theta_w = e \quad (8.65)$$

ва у электромагнит ҳамда кучсиз таъсирлашувларни боғлайди.

Z билан таъсирлашув энди йиғинди билан ифодаланади.

$$Z^0 \frac{e}{\sin \theta_w \cos \theta_w} \left(-\frac{1}{2} \sin^2 \theta_w + T_z \cos^2 \theta_w \right). \quad (8.66)$$

Лептонлар учун g' нинг ишорасини тескарига ўзгартиш керак бўлади.

Айтилганларнинг маъноси шундаки, кучсиз таъсирлашув охири бориб иккита параметр: электрон заряди e ва Вайнберг бурчаги Q_w билан аниқланар экан.

Амалга оширилган кучсиз ва электромагнит таъсирлашувларни бирлашуви маълум маънода ноқайтувчандир. Вайнберг бурчагини исталганча танлаб олиш билан бир таъсирлашувни иккинчисидан ажратиб ва кучсиз таъсирлашувдан қутулиб бўлмайди.

Бурчак $Q_w=0$ деб олайлик, у ҳолда формулалар бўйича e заряд нолга айланади, электромагнит таъсирлашув йўқолади. Агар $Q_w=\pi/2$ бўлса ҳам заряд e нолга айланади ($e=0$). $Q_w=\pi/4$ да заряд $e=\frac{1-}{\sqrt{2}} g, g=g', W^\circ$

ва B майдонлар билан таъсирлашувлар тенглашади. Шундай қилиб, назария жуда мустаҳкаб бўлиб чиқди. Изотопик инвариантлик принципи ишга тушиб, у электр зарядини кучсиз таъсирлашув билан бузилмас қилиб боғлади.

Қўшимча қилиб шуни айтиш лозимки, тажриба Вайнберг бурчаги учун $\sin^2\theta_w=0,226$ (4) қийматни берди.

Физиклар учун қуйидаги масалалар жумбоқлигича қолди: бу сон қаердан пайдо бўлди, у назариянинг натижасими, агар шундай бўлса, қайси назариянинг? Кабибо бурчаги каби унинг келиб чиқиши жумбоқдир.

8.31- §. Оралик бозонларнинг массаси

$W^\pm, Z$ - бозонларнинг асосий хоссаларини тўлиқ билиш учун уларнинг массаси учун ёзиладиган формулаларни билиш талаб қилинади. Майдон назариясида ҳар доим бўлганидек, масса муаммоси қийин масала бўлиб, деярли ҳеч қачон масса учун назарий формулалар бўлмайди. Бу муаммони ечишнинг одатдаги усули скаляр зарраларнинг майдонлари бўлиши мумкин деган гипотезага асосланган. Скаляр зарралар Хиггс зарралари ёки оддий қилиб хиггслар деб номланган ва бу ном уни ўйлаб топган физик номига қўйилган. Бу майдонлар билан таъсирлашув зарраларда, худди эритмадаги ионда қўшимча масса пайдо бўлгани каби, масса пайдо бўлишига олиб келади. Хиггсларни янги авлод тезлатгичларида қидириб топиш — энг фундаментал масалалардан биридир.

Назариядан Z° ва $W^\pm$ нинг массалари мустақил эканлиги ва улар ўзаро Вайнберг бурчаги орқали боғланганлиги келиб чиқади:

$$m_w = m_z \cos \theta_w. \quad (8.67)$$

Бу ифодани θ_w бурчакни аниқлаш формуласи десак бўлади. Бу формуладан заряд e ва Вайнберг бурчаги оркали масса квадрати учун қуйидаги ифодани олиш мумкин:

$$m_w^2 = \frac{1}{\sin^2 \theta_w} \cdot \frac{e^2}{4\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{G_F}, \quad (8.68)$$

$$m_z^2 = \frac{1}{\sin^2 \theta_w \cdot \cos^2 \theta_w} \cdot \frac{e^2}{4\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{G_F}. \quad (8.69)$$

Булардан массаларнинг ўзлари учун микдорий формулалар оламиз:

$$m_w = \frac{37,3}{\sin \theta_w} \text{ ГэВ}, \quad (8.70)$$

$$m_z = \frac{37,3}{\sin \theta_w \cdot \cos \theta_w} \text{ ГэВ}. \quad (8.71)$$

Бу ифодаларни келтириб чиқариш учун бизга маълум бўлган иккита муносабатдан фойдаландик:

$$g^2 = \frac{e^2}{\sin^2 \theta_w}. \quad (8.72)$$

$$\frac{g^2}{m_w^2} = 8 \frac{G_F}{\sqrt{2}}. \quad (8.73)$$

Бу муносабатлардан m_w ва m_z ларни ҳисоблаш мумкин:

$$m_w = 81,4(6) \text{ ГэВ}, \quad (8.74)$$

$$m_z = 92,5(5) \text{ ГэВ}. \quad (8.75)$$

Тажрибаларда аниқланган масса қийматлари назарияни ишончли равишда тасдиқлади.

Вайнберг бурчаги, шундай қилиб, ҳам нейтринонинг сочилиш ифодасида, ҳам массалар нисбатида қатнашар экан. Фақат назариягина бундай чуқур маънодаги боғланишни аниқлай олди. W ва Z вектор бозонлар 1983 йилда Ядро тадқиқотлари Европа маркази (ЦЕРН) да тўқнашувчи протон — антипротон оқим дастасида кашф этилди. Бунда ҳар бир дастада энергия 270 ГэВ эди. Протон — антипротон тўқнашувида протон ва антипротоннинг кваркларидан бири W ёки Z бозонга айланади. Протон ва

антипротоннинг бошқа ташкил этувчилари ўзаро таъсирлашганда турли адронлар ҳосил бўлади. Улар икки зарра кўринишида дастлабки зарралар йўлидан йўналади. Энг катта эҳтимоллик билан ва деярли бир онда W^- ёки Z^- бозонлар кварк ва антикваркка парчаланади. Шундан сўнг, пайдо бўлувчи қўшимча адрон шарчаларини амалда протон — антипротон тўқнашувининг биринчи босқичида пайдо бўлганларидан ажратиш мумкин эмас.

Шунинг учун W^- ва Z^- бозонларни қайд қилиш учун уларнинг лептонларга парчаланишларининг кам учрайдиган

$$W^+ \rightarrow e^+ + \nu_e; W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e; z \rightarrow e^+ + e^- \quad (8.76)$$

ҳолларидан фойдаланилади. Лекин бундай парчаланиш эҳтимоллиги жуда кичик. W^- ва Z^- бозонларни қайд қилишда зарядланган лептонлар диққатга сазовордир. Булар дастлабки протон ва антипротон ҳаракати йўналиши билан мос тушувчи қурилма ўқиға деярли тик томонга учиб чикувчи электронлардир. Уларнинг энергиялари тахминан парчаланувчи бозон массасининг ярмига тенг. Шундай қилиб, керакли йўналишли мос катталиқдаги импульсга эга бўлган шу энергиядаги электронларнинг қайд қилинганлиги бозонлар туғилганидан дарак беради. Электроннинг импульси билан бир вақтда қурилма ўқиға тик бўлган йўналишдаги барча зарраларнинг импульслари ҳам ўлчаниши лозим. Шу йўналишдаги импульслар йиғиндиси W^- бозоннинг парчаланишида электрон билан бир вақтда пайдо бўладиган антинейтрино импульсига тенг. Юқори энергияли қўллаб зарраларнинг қайд қилиш зарурияти қурилманинг катта оғирликда (бир неча минг тонна) бўлишини ва мураккаб электрон асбоб-ускуналарни ишлатишни тақозо этди. Протон — антипротон оқим дастасининг сифатига ҳам катта талаблар қўйилади.

1984 йилда К. Руббиа ва С. Ван дер Меерларга W^- ва Z^- бозонларни кашф этганликлари учун халқаро Нобель мукофоти берилди.

8.32-§. Яқун ўрнида

Атом физикаси физиклар томонидан шу кунга келиб жуда яхши тушунилди. Атом тузилиши асосан тўғри тасвирланган оддий Резерфорд моделига кўра оғир ядро марказий майдон ҳосил қилади ва электронлар асосан ана шу майдон таъсирида ҳаракатланади. Атомдаги барча

кучлар бизга маълум. Ундаги электронлар динамикасини Шредингер тенгламаси, релятивистик тузатмалар ҳисобга олинган ҳолда эса, Дирак тенгламаси тавсифлайди. Атомларнинг мазкур назарияси кўпгина турли ихтиролар ва тадқиқотдаги илмий ютуқларнинг бирикиши натижасида юзага келди. Кимёвий элементлар жадвали, водород атомининг спектридаги Бальмер серияси, Кулон қонуни, электролиз, қора жисмнинг нурланиши, катод нурлари, альфа-зарраларнинг сочилиши ва Бор модели буларнинг ҳаммаси атом физикасининг ривожланишидаги муҳим қадамлардир.

Ҳозирги кунда элементар зарралар физикаси ва ядро физикасида аҳвол қандай? Агар субатом дунёсини аниқ тасвирлаш учун мавжуд маълумотлар етарлими? — деган савол туғилса, унга рад жавобини берамиз. Умуман олганда, ядроларни назарий тавсифлаш қониқарли ҳолатда: қатор ядро моделлари мавжуд бўлиб, ядро тузилиши ва ундаги нуклонларнинг ўзаро таъсирига алоқадор бўлган кўпгина ҳоллар етарлича тушунтирилади. Лекин бу моделларнинг кўплари, уларда барча маълум бўлган ядро кучларининг хоссалари ҳисобга олинса-да, ядродаги нуклонлар ҳаракатининг фақат энг оддий турларини ўрганади. Шунинг учун атом ядросининг назарияси атом физикасидек тугалланган ва ихтиёрий тахминлардан ҳоли бўлиши учун кўп ишлаш керак. Элементар зарралар соҳасидаги вазиятни ҳам унчалик қониқарли деб бўлмайди. У атом назариясининг Бор, Шредингер ва Гейзенберглар давридаги эмас, балки ундан анча илгариги ҳолатини эслатади. Шундай бўлса-да, маълум тавсифларга эга бўлган субзарра (кварк) лар тушунчаси киритилса, у ҳолда маълум бўлган элементар зарраларнинг баъзи бир хоссаларини назарий жиҳатдан етарли даражада тушунтириш мумкин.

Ҳозирги вақтда бир неча катта бирлаштириш ва супергравитация моделлари таклиф қилинган. Улар ҳали мукамалликдан узоқ, лекин уларнинг айрим башоратларини тажрибада текшириш мумкин. Масалан, ҳамма моделлар протон ва ядро ичида боғланган нейтроннинг ҳам ностабиллигини башорат қилади. Моделлар фарқи протоннинг яшаш вақтини (τ_p) баҳолашда кўринади. Лекин бу вақт учун ҳамма моделлар $\tau_p > 10^{30}$ йил қийматни беради.

Протоннинг парчаланишини топишга доир тажрибалар мураккаб техник вазифадир, чунки $\tau_p > 10^{30}$ йил бўлганда

1 йилда 100 та парчаланишни кузатиш учун детектор массаси $\sim 10^3$ т бўлиши керак. Назария бўйича протон парчаланиши лептон ва битта ёки бир нечта мезонларни чиқариш орқали ($p \rightarrow e^+ + \pi^0$, $\bar{\nu} + k^+$ ва ҳоказо) юз беради. Бундай охирги маҳсулотлар космик зарраларнинг Ердаги моддалар ядролари билан ўзаро таъсирида ҳам ҳосил бўлиши мумкин. Шу сабабли тажрибаларни чуқур ер ёки сув остида ўтказишга тўғри келади.

1986 йилгача ўтказилган тажрибаларда протоннинг парчаланиши деб ягона талкин қилинадиган воқеалар кузатилмади. Турли мамлакатларда тадқиқотчилар томонидан турлича қурилмаларда олинган маълумотларга кўра τ_p учун пастки чегара $\sim 10^{32}$ йилга тенг. Бу натижа таклиф қилинган моделларнинг айримларига чек қўяди ва янги назария ҳамда янги тажрибаларни лойиҳалашни рағбатлантиради. Бу йўлда учрайдиган қийинчиликлар ҳали жуда кўп. Шунинг учун эҳтимол XX аср физиклари бу муҳим ва якуний ягона фундаментал таъсирлашувнинг аниқлаш муаммосини XXI аср физикасига мерос қилиб беришлари ҳам мумкин.

Замонамиз физик назарияси ажойиб хусусиятга эга. Унда фақат биттагина йўл мақсадга етказди. Нотўғри назариялар йўқолиб боради. Бунга сабаб уларнинг тажрибага мос келмаганликларигина эмас, балки улар ўзларида тузатиб бўлмайдиган нуқсонларга эгаллигидандир. XX аср физик кашфиётларнинг тарихи бундай мисолларга тўла.

Қучсиз ва электромагнит таъсирлашувларнинг бирлашуви — соғлом организмнинг яшаб кетиши учун яққол мисолдир.

Албатта, физик доимийлар ҳозирда ҳам тажрибадан олинмокда ва назария уларни ҳозирча тушунтириб бера олмайди. Масалан, ҳеч ким электрон зарядининг квадрати e^2 ва $\hbar$ Планк доимийси ўзаро 137 сони билан боғланганлигини, яъни нима учун $\hbar c / e^2 = 137$ эканлигини тушунтириб бера олмайди. Бу сон бошқача бўлганида бизнинг оламимиз бўлардими ёки йўқми бу ҳозирча тушунарсиз. Бундай саволларга, афтидан, янги янада умумийроқ назария жавоб берса керак. XXI аср бошлари физикага XX аср бошларидаги каби катта ютуқлар олиб келади деб кутиш мумкин. XX аср бошларида пайдо бўлган квант назарияси тушунтириб бўлмайдигандек туюлган кўп нарсаларни тушунтириб берди. XIX аср бошлари эса,

ёруғликнинг тўлқин назариясининг вужудга келиши билан характерлидир.

Назариянинг ривожланиши билан тажрибанинг роли, унинг аҳамияти доимо ортиб боради. Назариянинг ривожланиб бориши билан унинг ривожланиш йўлининг тўғрилигини кўрсатиб турадиган кўрсаткич тажрибадир. Фақат ривожланган назариядагина уни қарама-қаршиликлардан ҳоли эканлигини тажрибада кўриш мумкин.

Биз элементар зарраларнинг кварк моделларини ва атом ядролари структурасининг ҳозирги замон назариялари ҳақида анча маълумот бердик. Асосан адронлар муаммоларини муҳокама қилдик. Лекин лептонлар ҳақида умуман гапирилмади деса ҳам бўлади. Бу зарралар элементар зарралар дунёсининг энг ғалати, энг сирли вакиллари дир. Уларнинг мавжудлиги умуман тушунилмайдиган даражада ажабланарли.

МУАЛЛИФ ҲАКИДА

Қўлингиздаги ва бошқа қўллаб китобларнинг муаллифи — Раҳим Бекжонович Бекжонов — физика-математика фанлари доктори, профессор. ЎзФА нинг академиги, республикамизда ядро физикасининг асосчиларидан бири.

У киши — Америка Қўшма Штатлари Нью-Йорк фанлар академиясининг ҳам академиги, Ўзбекистонда хизмат кўрсатган фан арбоби, Беруний номли Давлат мукофоти ва С. И. Вавилов номли нишон совриндори, Ўзбекистон ҳамда собиқ Иттифок маориф аълочиси ва ихтирочиси.

Олим ўзининг етук илмий ишлари билан Ўзбекистонда атом ядроси физикасининг ривожланиши ва умуман унинг шаклланишига бевосита кўп жихатдан ҳисса қўшган йирик ва жуда кўп қирралик физик олимдир.

Раҳим Бекжонов атом ядросининг энергиявий ҳолатларини гамма-нурлар ёрдамида кўзғатиб ҳолатлар хусусиятларини ўрганишда гамма-чизикларнинг доплерча силжиш ва кенгайишининг янги усулларини таклиф этиб, ядро ҳолатлари орасидаги электромагнит ўтишлар эҳтимолликларини комплекс оригинал ускуналарда тадқиқ қилган, дунёда, биринчи бўлиб ўтиш соҳасидаги ядроларнинг тавсифларини умумийлаштирган ва системалаштирган, кўпгина ҳозирги замон ядро тузилиши назарияларини муҳокама қилиб, янгиликларини тузиб ва уларнинг ютуқларини кўрсатиб, татбиқ чегараларини аниқлаган, ядро физикасининг замонавий муаммоларини ёритувчи биринчи монография ва маълумотномаларни яратган, ядро физикаси соҳасида ўз ўрнига эга, жаҳонга танилган олим.

Ҳалоллик, ниятларининг софлиги, ўзига бўлган талабчанлик ва улуғвор камтарлик — бу олим характерининг энг ажойиб хусусиятларидир. У киши — меҳнатсевар, адолатли ва бегараз инсон.

Раҳим Бекжонов 200 дан ортиқ илмий ишлар, 40 та монография, дарслик, ўқув ва услубий қўлланмалар ҳамда

илмий-оммабоп китоблар муаллифидир. Ўзбек тилида биринчи бор нашр қилинган ўрта мактаб ўқувчилари учун «Эйнштейн ва нисбийлик назарияси», «Атом», ядро ва зарралар», абитуриентлар учун «Физика», олий ўқув юртлари талабалари учун «Атом физикаси», «Ядро физикаси элементар курси», «Физикадан русча-ўзбекча атамалар луғати» (уч хил), «Атом ядроси ва зарралар физикаси», «Атомдан коинотгача», «Ўзбекистон ядро физикаси тарихи» номли китоблар шулар жумласидандир. Рус тилида чоп этилган «Современные модели атомного ядра», «Ядерная физика в задачах и примерах», «Справочник по ядерной физике», «Структура переходных атомных ядер», «Гамма — спектроскопия атомных ядер», «Справочник по ядерной спектроскопии» ва «Развитие ядерной спектроскопии в Узбекистане» каби китоблар ҳам у кишининг қаламига мансуб. Ўнлаб илмий мақолалари хорижда эълон қилинган.

Олим ёзган китобларда фикрлар изчил бўлиб, ажойиб баён этилган. Диққат билан ўқиган ҳар қандай киши унинг китобларида мустақил фикрлаш ва ҳулосалар чиқариш учун кўплаб қизиқ материаллар топади.

Раҳим Бекжоновнинг ядро физикасини ривожлантириш, юқори малакали физик-мутахассис ва услубчи — педагоглари тайёрлаш, ўқитиш жараёнларини такомиллаштириш, фан ютуқларини фаол оммалаштиришдаги хизматлари, физикадан атамашуносликнинг шаклланиши ва тараққиётидаги йирик ҳиссалари ҳамда олий билимгоҳлар учун биринчи ёзган ўқув қўлланмалари, ўрта мактаб ўқувчиларига аталган замонавий дарсликлари, ядро физикасининг эришган муваффақиятлари ва долзарб муаммоларини таҳлил этувчи оригинал монография ҳамда маълумотномалари аллақачон тан олинган, кўплаб таҳсинларга сазовор.

Олим фан ютуқларини кенг ўқувчилар оммасига мураккаб математик ифодалар ёрдамисиз, тушунарли тилда ҳаммага ўрناк бўладиган даражада маҳорат билан етказа билади. Буюк олимлар ҳаёти ва ижодига оид мавзу унинг энг яхши кўрган мавзуларидан биридир. Бу соҳада Раҳим Бекжоновичнинг хизматлари жуда катта ва принципиал характерга эга.

Ҳарқалай ўзининг ҳаммага маълум монографиялари ва дарсликлари туфайли ҳам олим ядро физикаси ва унинг ривожланишига қимматли ҳисса қўшди.

Бундай самарадорлик алломанинг оригинал, ўзига хос

иш услуби борлиги, тиниб-тинчимаслиги, куч-ғайрати ва ниҳоят, истеъдодидандир. Фанга ишқибозлик, ҳамма вақт тинмай илҳом билан ишлаш, изланиш бу кишининг ҳаёт мазмуни бўлиб қолган.

Устоз учун яхлит бир бутун деб кўриладиган физика фани ўзининг тажриба ва назарияларининг мукамаллиги билан ҳар доим инсоният даҳосига қўйиладиган энг яхши ҳайкалдир.

Раҳим Бекжоновнинг ядро физикаси — ядро спектроскопияси йўналиши бўйича яратган илмий мактаби олимлар диққатини ўзига тортувчи илмий ишлари билан машҳур. Унинг шогирдларидан 60 га яқини физика-математика фанлари номзодлари ҳамда докторлари илмий даражаларига, 10 таси эса, профессор унвонларига муяссар бўлган.

Ўз соҳасида Раҳим Бекжонов кўпгина халқаро ва собиқ Иттифок илмий кенгашлари, анжуманлари ва кўплаб ўтказилган собиқ Бутун Иттифок ядро физикаси эришган муваффақиятларидан хабардор қиладиган илмий мактабларнинг ташкилотчиси, ташкилий қўмиталари раиси, аъзоси ва фаол қатнашчисидир.

Академик Раҳим Бекжонов жаҳон ядро физикаси фанига ҳисса қўшган атоқли ўзбек олимидир.

Нашириёт муҳаррири

МУНДАРИЖА

Кириш	3

I б о б

Атом ядроси

1.1- §. Дастлабки маълумотлар	6
1.2- §. Ядро физикасидаги атамалар ва катталиклар ўлчами . . .	10
1.3- §. Ядро заряди ва атом номери	13
1.4- §. Ядро тавсифлари	14
1.5- §. Ядронинг таркибий қисмлари	16
1.6- §. Нуклид, изотоп, изобар, изотрон, изомер ва «кўзгу» ядролар	18
1.7- §. Ядроларнинг ўлчами ва зичлиги	22
1.8- §. Электрон, нуклон ва ядроларнинг спинлари, магнит ва электр моментлари	28
1.9- §. Боғланиш энергияси	39
1.10- §. Ядроларнинг барқарорлиги	47
1.11- §. Кимёвий элементлар чегараси	50
1.12- §. Ядронинг энергия сатҳлари	54
1.13- §. Нуклонларнинг заряд ҳолатлари. Изотопик спин	60
1.14- §. Ядронинг кулон ва ядро потенциалли	67
1.15- §. Жуфт-тоқлик	71
1.16- §. Ядро кучларининг табиати	75
1.17- §. Нуклонларнинг тузилиши	81

II б о б

Ядроларнинг радиоактив айланишлари

2.1- §. Радиоактивликнинг умумий тавсифи	84
2.2- §. Радиоактив онлалар	86
2.3- §. Радиоактив парчаланиш қонунлари	92
2.4- §. Кетма-кет парчаланиш	93
2.5- §. Трансуран элементлар	98
2.6- §. Альфа-парчаланишнинг асосий хоссалари	101
2.7- §. Альфа-парчаланиш назарияси	104
2.8- §. Тажиба натижалари	111
2.9- §. Умумий мулоҳазалар	113
2.10- §. Радиация физикасидаги ўлчов бирликлари	116
2.11- §. Табиий радиоактивликнинг янги турлари	119

III б о б

Ядроларнинг бета-парчаланиши

3.1- §. Бета-парчаланишнинг тавсифи	128
3.2- §. Бета-спектр ва нейтрино	133
3.3- §. Бета-парчаланишнинг Ферми назарияси	138

3.4-§.	Бета-таъсир операторлари ва ядро матрица элементлари	140
3.5-§.	Рухсат этилган β -ўтишлар	145
3.6-§.	Тақиқланган β -ўтишлар	148
3.7-§.	Ферми ва Кюри графиклари	153
3.8-§.	Электрон камраш	156
3.9-§.	Бета-парчаланишда таъсир хиллари	160
3.10-§.	Антинейтринининг кашф этилиши	161
3.11-§.	Куёш ва нейтрино оқими	165
3.12-§.	Нейтринининг янги квант сонлари	166
3.13-§.	Нейтринининг массаси	169
3.14-§.	Нейтринининг турлари	172
3.15-§.	Куёш бета-парчаланиш	177
3.16-§.	Бета-парчаланишда жуфтликнинг сақланмаслиги	180
3.17-§.	Симметрия ва сақланиш қонунлари	182
3.18-§.	Ферми бета-парчаланиш назариясининг камчиликлари	190
3.19-§.	Зарядли тоқлар	195
3.20-§.	Нейтрал тоқлар	197
3.21-§.	Изотопик симметрия	198

IV б о б

Ядроларнинг гамма-нурланиш

4.1-§.	Гамма-ўтишлар тавсифи	202
4.2-§.	Танлаш коидалари	209
4.3-§.	Гамма-нурларнинг бурчак корреляцияси	212
4.4-§.	Гамма-нурларнинг кутбланишини ўлчаш	218
4.5-§.	Интеграл ва дифференциал бурчак корреляциялари	221
4.6-§.	Гамма-квантларнинг резонанс сочилиши	224
4.7-§.	Мёссбауэр эффекти	231
4.8-§.	Ички конверсия электронлари	236
4.9-§.	Изомер ядролар	240
4.10-§.	Монополь ўтишлар	246

V б о б

Ядро реакциялари

5.1-§.	Ядро реакциясининг таърифи	252
5.2-§.	Ядро реакциялари кинематикаси	256
5.3-§.	Ядро реакцияларидаги сақланиш қонунлари	257
5.4-§.	Ядро реакцияларининг кесимлари	264
5.5-§.	Ядро реакцияларининг чиқиши	267
5.6-§.	Ядро реакцияларининг компаунд ядро механизми	270
5.7-§.	Компаунд ядронинг парча бўлиши	274
5.8-§.	Бевосита ўзаро таъсирли ядро реакциялари	280
5.9-§.	Фотоядро реакциялари	285
5.10-§.	Нейтронлар иштирокидаги ядро реакциялари	290

V б о б

Ядро моддалари. Назариялар

6.1-§.	Ядро структураси назариясига кириш	293
6.2-§.	Томчи модели	298
6.3-§.	Ферми-газ модели	303
6.4-§.	Кобик модели	308
6.5-§.	Назарий ҳисобларни тажриба натижаси билан таққослаш	317

6.6-§.	Ядронинг қобик модели ва бета-парчаланиш	327
6.7-§.	Ядронинг коллектив модели	329
6.8-§.	Ядронинг сикилувчанлиги	338
6.9-§.	Умумлашган модель	341
6.10-§.	Ядронинг альфа-зарра модели	346
6.11-§.	Ядронинг ўта ўтказувчанлик модели	347
6.12-§.	Ядро реакцияларини таърифлайдиган моделлар	351
6.13-§.	Ҳар хил электромагнит ўтишлар эҳтимоллиги	356
6.14-§.	Ядронинг инерция моменти	362

VII б о б

Ядро энергетикаси

7.1-§.	Ядролар бўлинишининг асосий хусусиятлари	367
7.2-§.	Спонтан бўлиниш	375
7.3-§.	Бўлиниш маҳсулотлари ва уларнинг энергия ҳамда масса бўйича тақсимоли	381
7.4-§.	Занжир реакция. Назария	384
7.5-§.	Занжир реакцияни амалга ошириш. Ядро реактори	393
7.6-§.	Ядро энергетикаси	401
7.7-§.	Хавфсиз реактор	406
7.8-§.	Бошқариладиган термоядро синтези (БТС)	410
7.9-§.	Термоядро реакцияларини амалга ошириш	413
7.10-§.	Қуёш ва юлдузларнинг энергия манбалари	421
7.11-§.	Космосда янги энергия манбалари	426
7.12-§.	Хавфсизлик муаммолари	430

VIII б о б

Элементар зарралар физикаси

8.1-§.	Элементар зарралар дунёси ҳақида дастлабки тушунчалар	433
8.2-§.	Зарраларнинг массаси ва энергияси	435
8.3-§.	Зарралар ҳаракатининг квант табиати. Ноаникликлар муносабати	439
8.4-§.	Зарраларнинг ўзаро бир-бирига айланиши	442
8.5-§.	Элементар зарралар спini. Паули принципи ва зарраларнинг айланлиги	445
8.6-§.	Квант сонлари ва уларнинг сақланиши	447
8.7-§.	Симметрия ва сақланиш қонунлари	454
8.8-§.	Зарраларнинг парчаланиши ва тўғилиш реакциялари	456
8.9-§.	Фазо-вақт узлуксиз симметрияларининг сақланиш қонунлари	462
8.10-§.	Фазо-вақт дискрет симметрияларининг сақланиш қонунлари	465
8.11-§.	Изотопик спин, галатилик, электр, барион, лептон зарядларининг сақланиши	472
8.12-§.	Элементар зарраларнинг фундаментал ўзаро таъсирлари ва гуруҳлари	474
8.13-§.	Элементар зарраларнинг кучсиз ва гравитацион ўзаро таъсирлари	480
8.14-§.	Фотон. Бозонлар ва фермионлар	483
8.15-§.	Гиперзаряд квант сонлари	492
8.16-§.	К-мезонлар	496
8.17-§.	Резонанслар	502
8.18-§.	Ўзаро таъсирлар ягона майдонини яратиш йўлида	514

8.19- §.	Локал калибровик симметрия	
8.20- §.	Симметриянинг спонтан бузилиши	
8.21- §.	Кучсиз ва электромагнит ўзаро таъсирларининг ягона на- зарияси	
8.22- §.	Нейтрал кучсиз тоқларнинг кашф этилиши	
8.23- §.	Зарраларнинг унитар симметрияси	
8.24- §.	Редже траекториялари	
8.25- §.	Зарралар тузилишининг дастлабки моделлари	
8.26- §.	Кварклар	
8.27- §.	Кваркларнинг рангли табиати. Адронлар	
8.28- §.	Партонлар	
8.29- §.	Глюонлар	
8.30- §.	Кабибо ва Вайнберг бурчаклари	
8.31- §.	Оралиқ бозонларнинг массаси	
8.32- §.	Якун ўрнида	
	Муаллиф ҳақида	

РАХИМ БЕКЖОНОВИЧ БЕКЖОНОВ

АТОМ ЯДРОСИ ВА ЗАРРАЛАР ФИЗИКАСИ

Тошкент «Ўқитувчи» 1995

Мухаррир Х. Пулатхўжаев
Расмлар муҳаррири Т. Қаноатов
Техник муҳаррир Т. Золотилова
Мусаххих Ш. Тўлаганов

ИБ № 6425

Теришга берилди 17.11.93. Босишга рухсат этилди 25.12.93. Формати 84×108/32. Тип. қоғ. Кегли 10 шпонсиз. Офсет босма усулида босилди. Шартли а.л. 30,24. Шартли кр.-отт. 30,39. На- л. 25,55. Нусхаси 7000. Буюртма 2657.

«Ўқитувчи» нашриёти. 700129. Тошкент, Чкалов кўчаси, 30. Шартнома 09—184—93.

Ўзбекистон Давлат матбуот қўмитасининг Тошкент полиграфия комбинати. Тошкент, Наво- кўчаси, 30. 1995.

8.19-§. Локал калибровик симметрия	5
8.20-§. Симметриянинг спонтан бузилиши	5
8.21-§. Кучсиз ва электромагнит ўзаро таъсирларининг ягона на- зарияси	5
8.22-§. Нейтрал кучсиз тоқларнинг кашф этилиши	5
8.23-§. Зарраларнинг унитар симметрияси	5
8.24-§. Редже траекториялари	5
8.25-§. Зарралар тузилишининг дастлабки моделлари	5
8.26-§. Кварклар	5
8.27-§. Кваркларнинг рангли табиати. Адронлар	5
8.28-§. Партонлар	5
8.29-§. Глюонлар	5
8.30-§. Кабибо ва Вайнберг бурчаклари	5
8.31-§. Оралиқ бозонларнинг массаси	5
8.32-§. Якун ўрнида	5
Муаллиф ҳақида	5

РАХИМ БЕКЖОНОВИЧ БЕКЖОНОВ

АТОМ ЯДРОСИ ВА ЗАРРАЛАР ФИЗИКАСИ

Тошкент «Ўқитувчи» 1995

Мухаррир Х. Пўлатхўжаев
Расмлар муҳаррири Т. Қаноатов
Техник муҳаррир Т. Золотилова
Мусаххих Ш. Тўлаганов

ИБ № 6425

Теришга берилди 17.11.93. Босишга руҳсат этилди 05.12.94. Формати 84×108/32. Тип. қоғози Кегли 10 шпонсиз. Офсет босма усулида босилди. Шарҳи и.л. 30,24. Шартли кр.-отт. 30,39. Нашр л. 25,55. Нусхаси 7000. Буюртма 2657.

«Ўқитувчи» нашриёти. 700129. Тошкент, Чиланчи кўчаси, 30. Шартнома 09—184—93.

Ўзбекистон Давлат матбуот қўмитасининг Тошкент полиграфия комбинати. Тошкент, Навоий кўчаси, 30. 1995.

•УЧИТУВЧІ•