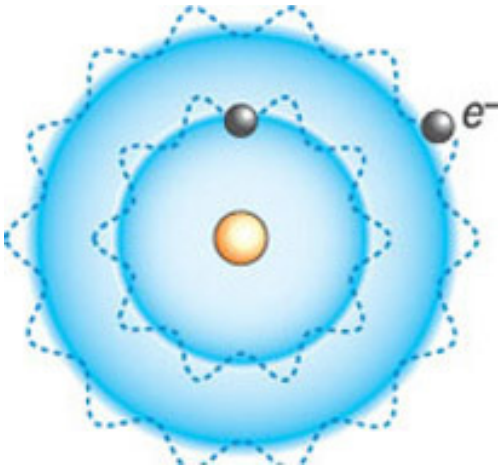
ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ ОЛИЙ ВА ЎРТА МАХСУС ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ

ЖИЗЗАХ ПОЛИТЕХНИКА ИСТИТУТИ



АТОМ ВА ЯДРО ФИЗИКАСИ

ЖИЗЗАХ – 2019

© Жиззах Политехника Институти, 2019.

© У. Ю. Юлдашев, Н.А. Тайланов, Б.И. Ҳамдамов**. Атом ва ядро физикаси.**

Олий ўқув юртлари талабалари учун ўқув қўлланма. – 2019 йил.

Ўзбекистон Республикаси Олий ва Ўрта махсус таълим вазирлиги томонидан 20-июл 2019-йилда тасдиқланган № 654 буйруғига биноан 5140200 бакалавр талабалари учун ўқув қўлланма сифатида рўхатдан ўтди.

Ушбу ўқув қўлланма Ўзбекистон Республикаси Вазирлар Маҳкамаси томонидан лицензия берилган нашриётларда нашр этиш учун рухсат берилди. Рўйхатга олиш рақами № 654-184.

Ушбу ўқув қўлланма Ўзбекистон Республикаси Вазирлар Маҳкамасининг “Узлуксиз таълим тизимини дарслик ва ўқув адабиётлари билан таъминлашни такомиллаштириш тўғрисида”ги 2009-йил 5-январ 4-сон қарорига мувофиқ Ўзбекистон Республикаси Олий ва ўрта махсус таълим вазирлиги томонидан 27-июл 2006-йилда тасдиқланган физик-бакалавр йўналишлари учун атом физикасидан дастур асосида тайёрланди. Ўқув қўлланма олий ўқув юртларининг физик-бакалавр мутахассислиги бўйича таълим олаётган талабаларга, умуман, физик мутахассисларга мўлжалланган. Ушбу ўқув қўлланмада атом физикаси фанининг тараққиёт босқичлари, ютуқлари, иссиқлик нурланиши, электромагнит нурланишнинг корпускуляр хусусиятлари, зарралар ва тўлқинлар, водород атомининг Бор назарияси, бир электронли ва кўп электронли атомлар, рентген спектрлари, атом ташқи кучлар майдонида, молекулалар хусусиятларига оид маълумотлар баён қилинган. Ўқув қўлланмадан олий ўқув юртлари физик-бакалаврлари, магистрантлар, тадқиқотчилар, ўқитувчилар ҳамда академик лицейлар, касб-ҳунар коллежлари талабалари, умуман, атом физикаси фанига қизиқувчилар фойдаланишлари мумкин.

Масъул муҳаррир: ЎзФА қошидаги Ядро физикаси Институти илмий ходими, физика-математика фанлари доктори, профессор С. Жуманов

Тақризчилар:
ЎзР ФА академиги, физика-математика фанлари доктори,
физика кафедраси профессори А. Мамадолимов,
Жиззах давлат Педагогика Институти физика кафедраси доценти, физика-математика фанлари номзоди, доцент Ш. Дониёров

© У. Ю. Юлдашев, Н.А. Тайланов, Б.И. Ҳамдамов**.** 2019

КИРИШ

Табиатдаги жамики тирик ва жонсиз мавжудотларнинг асосини атомлар ташкил қилади. Атом физикаси шу атрофимиздаги бизни ўраб турган оламнинг асоси бўлган атомлар тузилиши, хусусиятлари ва улар билан бўладиган жараёнларни ўрганади. Ҳозирги кунда инсон ўз тафаккури, фан ва техника ютуқлари ёрдамида узунликнинг энг кичик (10^{-18} м) (электрон ўлчами) масофадан бошлаб энг катта (10^{26} м) (Коинот чегараси ўлчами) гача ўлчай олади. Бундан келиб чиқадики, бир бутун олам учун умумий (универсал) қонуниятлар мавжуд эмас, лекин унинг хусусиятларига қараб узунликликни қуйидаги тўртта соҳага шартли равишда бўлиш мумкин бўлади: субмикроолам $0 \le P \le 10^{-18}$м; микроолам $10^{-18} \le P \le 10^{-7}$м; макроолам $10^{-7} \le P \le 10^{24}$м; мегаолам $10^{24} \le P \le \infty$ м.

Узлуксиз деб ҳисобланган модда алоҳида микрозаррачалардан – молекуларлардан, молекулалар эса атомлардан, атомлар ўз навбатида «элементар» деб номланган заррачалардан ташқил топган. «Элементар» деб аталган заррачаларнинг тури ҳозир 400 дан ортиқ. Модда хусусиятини ўрганишда уни узлуқсиз муҳит деб олган бўлсак, атом ва молекула хоссаларини текширишда уни ташкил этган заррачалар–электрон, ядро (протон ва нейтронлар) ни узлуксиз объект (қурилма) деб ҳисоблаш мумкин. Аслида элементар зарралар ҳам мураккаб дискрет структурага эга (масалан, адронлар кварклардан ташкил топган). Уларнинг тинч ҳолатдаги массалари ҳам турлича, 0 дан (фотон, нейтрино) то бир неча юз МэВ гача бўлади.

Ҳозирги замон атом физикаси фани, техникаси ва энергетикасининг катта ютуғи бу атом ва ядро физикасининг интенсив ривожланишидир. Ҳозирги замон атом ва ядро физикаси модда тузилиши тўғрисидаги билимнинг асоси деб айтилса муболаға бўлмайди. Бундан ташқари моддаларгина (газлар, суюқликлар, қаттиқ жисмлар) эмас, балки электр, ёруғлик ва материянинг бошқа қўринишлари атомистик табиатга эга. Худди шундай ва материя ҳаракати атомистик қонунлари билан аниқланади.

Ҳозирги замон атом ва ядро физикаси олимлар олдида зарурий философик муаммоларни олиб келди: материянинг воситали ва бевоситали муаммоси; заррачалар ва тўлқинларнинг дуализми, заррачаларнинг бир хил шаклдан бошқа шаклга ўзаро ўтиши шулар жумласидандир. Аниқроқ қилиб айтилганда бундай муаммоларга заррачаларнинг майдон билан, фазонинг материаллиги, электрон-позитрон вакуум муаммолари ва ҳ.қ. Атом тўғрисидаги билимлар қадим замонда туғилган эди. Грек файласуфлари Левклипп (500 йил бизнинг эрамизгача), Анаксагор (500-428 йил бизнинг эрамизгача), Эмпедокл (492-432 йиллар бизнинг эрамизгача), Демокрит (460-370 йил бизнинг эрамизгача), Эпикур (341-270 йил бизнинг эрамизгача) жисмларнинг атом тузилиши ҳақидаги билимлар ўсиб келди. Бу соҳада Демокритнинг хизматлари жуда катта, у олам бўш фазодан ва чексиз кўп бўлинмайдиган материя заррачалар-атомлардан иборат деб ҳисоблаган. Барча жисмлар ўзларининг шакли, ҳолати ва тақсимланиши билан фарқ қиладиган атомлардан тузилган. Атомларнинг қўшилиши ва ажралиши

йўли билан жисмлар пайдо бўлади ва йўқоладилар. Демокрит ғоясининг камчилиги шундаки, у бўш фазо мавжуд деб ҳисоблаган. Демокритнинг бу ғоясига Аристотел тескари қараб, материянинг узлуксизлиги асосида унингча бўш фазо бўлиши мумкин эмас деб қарайди, яна Аристотел атомларнинг бўлиниш ғоясига ҳам қарши чиқди.

Лекин шу даврнинг буюк олимлари Г.Галилей (1564-1642) ва Рене Декарт (1596-1650) атомистиканинг тарафдорлари бўлмадилар. Уларнинг ғоялари бўйича материя заррачалардан иборат деб қарадилар. П.Гассенди (1592-1655) Демокритнинг ғоясини ривожлантириб бўлинмас атомлар орасида бўш фазолар мавжуд деб қаради. Материянинг атомистик тузилиши ва ҳаракати йўналишида М.В.Ломоносовнинг (1711-1765) буюк ишлари мисол бўлди. XIX аср халқ хўжалигининг кескин ривожланиши, буғ двигателларнинг яратилиши, барча фан соҳаларнинг тараққиёти билан характерланди. 1811 йилда буюк италиялик физик-химик Авогадро (1776-1856), француз физик- кимёгари Гей-Люссак (1778-1850) ишларига таянган ҳолда бир хил ташқи ҳолатда, яъни бир хил ҳарорат ва бир хил ҳажмда барча газларнинг молекулалар сони бир хил бўлади деган ғояни илгари сурди. Шундан кейин атомистик билим гипотезасидан илмий назарияга ўтишга тўғри келди, бу эса моддаларнинг тузилиши тўғрисидаги билимларнинг бойишига асос бўлди.

Буюк рус кимёгари Д.И.Менделеевнинг (1834-1907) кимёвий элементларнинг даврий қонунини яратилганидан кейин атом тўғрисидаги билимлар яна бойиди. Бу қонун атом ва молекулалар тузилишининг мураккаб масалаларини ечишда йўл бошловчи бўлиб хизмат қилди. В.Крукс (1832-1919) ва Д.Д.Томсонларнинг (1856-1940) катод нурларини кашф қилганларида улар электронлар оқимини кашф этганларини пайқаб қолишди. Кейинчалик эса улар томонидан электрон заряди ва массаси аниқланди. 1911 йилда Д.Д.Томсон томонидан атом тузилиши модели яратилди. Томсон модели бўйича атом мусбат зарядланган шар шаклида бўлиб, унинг ичида манфий зарядланган электронлар мавжуд. Бундай модел нотўғри бўлса ҳам, лекин ўша замонда моддаларнинг электр, оптик ва бошқа хоссаларини тушунтириб беришга қодир эди.

1896 йилда француз физиги Анри Беккерел (1852-1908) радиоактивлик ҳодисасини яратди. Бундай ҳодисани Пер Кюри (1859-1909) ва Мария Склодовская-Кюри (1867-1937) ва инглиз физики Резерфордлар текшириб моддаларнинг асосий хоссаларини ва радиоактив ҳодисасининг сабабларини аниқладилар. Резерфорд тез α-заррачаларни турли элементларнинг атомлари билан тўқнаштирганда тажриба натижаларига қараб хулоса қиладики, атом барча массасини ўз ичига олган ва мусбат зарядга эга бўлган кичик ҳажмга эга бўлган, унинг диаметри эса тахминан 10^{-13}см га тенг бўлган ядрога эга. Атомнинг бу қисми (ядроси) атом ўлчамидан юз минг марта кичик бўлади.

Биринчи бўлиб атомнинг мусбат зарядланган қисмини Резерфорд ядро деб номлади. Бунга асосан атомнинг ядровий (ёки планетар) модели яратилди. Томсон моделини ўзгартирган атомнинг бундай ядровий модели

ҳозирги кунгача атом тузилиши тўғрисидаги тассаввурлар асоси бўлиб келмоқда. Ёруғлик нурланишининг квант табиатининг яратилиши ёруғлик табиатининг икки хил табиатга эга эканлигига олиб келди. Луи де-Бройлнинг тахминларига асосан ҳаракатланаётган ҳар бир заррачага тўлқин тарқалиши тўғри келади. Америкалик физиклар Деввисон ва Джермер 1927 йилда тажрибалар асосида электронларнинг дифракция ҳодисасини аниқлаб заррачаларнинг тўлқин табиатга эга эканлигини тасдиқладилар. Заррачалар корпускуляр ва тўлқин табиатга эга эканлиги атомнинг ички тузилиши тўғрисидаги тассаввурларни янада янги назариялар билан бойитди. Бу соҳада керакли усуллар ва тадқиқотлар совет физикларига тегишли: Я..И.Френкел, В.А.Фоқ, Д.Д.Иваненко, И.Е.Тамм, Л.Д.Ландау,А.А.Соколов, А.С. Давидов ва б.қ. α-заррачаларнинг азот ядроси билан тўқнашгандан кейин водород атоми ядроси ва протон юзага келишини 1919 йилда Резерфорд аниқлади, бундай ҳодиса сунъий равишда атомларнинг бир кўринишидан бошқасига ўтишининг бошланиши даври бўлиб қолди. 1919 йилдан бошлаб инглиз физиги Астон томонидан изотоплар кашф қилинди, инглиз физиги Чедвик нейтринони кашф қилишди, булар эса ядро физикасининг янада ривожланишига олиб келди.

Шундай қилиб атом физикаси XX асрнинг 20-йилларида фан сифатида шакллана борди. Бунинг сабаби эса ўша йиллари буюк илмий кашфиётларнинг очилгани бўлди.

I-БОБ
ЖИСМЛАРНИНГ НУРЛАНИШИ

1.1. Абсолют қора жисмнинг иссиқликдан нурланиши

Бизга маълумки, бирорта манба томонидан нурланган ёруғлик ўзи билан энергия олиб кетади. Нурланишларнинг табиати турли хилда намоён бўлиши мумкин. Масалан, оксидланаётган фосфорнинг нурланиши, газларда электр токи ўтиши жараёнида вужудга келадиган нурланиш, қаттиқ жисмларни электронлар билан бомбардимон қилиш жараёнида вужудга келадиган нурланиш, қиздирилган жисмларнинг иссиқлик нурланиши ва ҳоказо. Бу нурланишлар бир-бирларидан ўзларининг ҳосил бўлиш жараёни билан фарқ қилади. Лекин ҳар қандай нурланишда ҳам энергиянинг бирон тури нурланиш энергиясига айланади. Агарда жисмга энергия қиздириш йўли билан узатилса, жисм нурланиши *иссиқлик нурланиши* дейилади. Нурланишнинг бундай тури XIX асрнинг охирида бошқа люминесценция каби турига нисбатан бошқача қизиқиш ўйғотди. Иссиқлик нурланиши қиздирилган жисм билан термодинамик мувозанат ҳолатида бўлиши мумкин. Физиклар жисмларнинг иссиқлик нурланиш қонунларини ўрганиш билан термодинамика ва оптика ўртасида кўприк ўрнатишга ишонган эдилар. Агар ҳар хил температурали жисмларни кўзгусимон қайтарувчи деворлар билан ўралган ёпиқ идишга солиб кузатишса, вақт ўтиши билан термодинамик мувозанатга келиши, яъни барча жисмлар бир хил температурага эга бўлиши экспериментда аниқланди. Жисмлар чиқараётган ва ютаётган нур орқали энергия алмашиниши содир бўлар экан. Мувозанат ҳолатида ҳар бир жисмнинг энергия чиқариш ва ютиш жараёнлари бир-бирини ўртача компенсациялайди. Жисмлараро фазода энергия зичлиги аниқ бир қийматга эришади. Маълум бир температурали термодинамик мувозанатда бўлган бундай жисмларнинг нурланиши мувозанат ёки *қора нурланиш* деб аталади. Мувозанат нурланишнг энергия зичлиги ва унинг спектрал таркиби фақат жисм температурасига боғлиқ бўлади.

Агар термодинамик мувозанатда бўлган ёпиқ идиш ичига кичик туйнук орқали қаралса, унда кўз жисмлар тасвирини илғамайди ва фақат бутун ёпиқ идиш ички томонидан бир хил нурланишини кўради. Айтайлик, идишдаги жисмлардан бири унга тушадиган энергияни бутунлай ютиш хусусиятига эга бўлсин. Бошқача қилиб айтганда ўзига тушаётган барча тўлқин узунликдаги нурланишни батамом ютиб оладиган жисм *абсолют қора жисм* дейилади. Маълум бир температурада иссиқлик мувозанат холатида абсолют қора жисм нурланишининг спектрал таркиби, унинг атрофидаги жисм мувозанат нурланиши спектрал таркиби билан бир хил бўлади. Акс ҳолда абсолют қора жисм ва унинг атрофидаги жисм нурланиши ўртасида мувозанат бўлмаслиги мумкин, шунинг учун абсолют қора жисм нурланиши спектрал таркибини ўрганиш муаммоси туғилди. Мумтоз физика бу муаммони ҳал эта олмаслиги маълум бўлди. Бу нурланиш абсолют нолдан фарқли бўлган ҳамма температурада жисмларда кузатилади ва температуранинг қийматига боғлиқ ҳолда ўзгариб боради. Агар нурланиш оқими F бирор ясси параллел пластинкага тушаётган бўлса, бу оқим қисман қайтади F_q, қисман унда ютилади F_{yu} ва қисман ўтади F_u

$$F_q + F_{yu} + F_{ut} = F. \qquad (1.1)$$

Бу тенгликнинг иккала томонини F га тақсимласак қуйидаги тенгликни ҳосил қиламиз

$$\rho+a+D=1\ . \qquad (1.2)$$

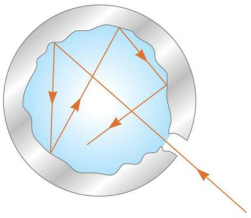
Бу ерда $F_q / F = \rho$ - жисмнинг нур қайтариш қобилияти; $F_{yu} / F = \eta$ - жисмнинг нур ютиш қобилияти; $F_{ut} / F = \chi$ – жисмнинг нур ўтказиш қобилияти. Нисбатан қалинроқ жисмда $\chi=0$ бўлади ва у ҳолда қуйидаги тенглик ўринли бўлади

$$\rho+\eta=1\,.$$

Шунинг учун Т температурали жисмнинг λ тўлқин узунликли нур қайтариш қобилияти $\rho_{\lambda T}$ ва нур ютиш қобилияти $a_{\lambda T}$ учун қуйидаги тенглик

$$\rho_\lambda+\eta_\lambda=1$$

ўринли бўлади. Умуман, $\rho_{\lambda T}$, $a_{\lambda T}$ лар 0 дан 1 гача бўлган оралиқда ўзгариши мумкин. Қуйидаги иккита хусусий ҳолни кўриб ўтайлик:



1.1-расм

1. $\rho_\lambda=1$; $\eta_\lambda=0$ бўлсин, яъни жисмга тушаётган нур тўла қайтсин. Бундай жисм *абсолют оқ жисм* дейилади.

2. $\rho_\lambda=0$; $\eta_\lambda=1$ яъни жисмга тушаётган нур тўла ютилсин, бундай жисм *абсолют қора жисм* дейилади. Жисмнинг нур ютиш ва қайтариш қобилиятидан ташқари яна бир хоссаси мавжуд, у Т температурадаги жисмнинг бирлик сиртидан бирлик вақтда нурланаётган электромагнит тўлқинларнинг энергиясини ифодалайди. Бу катталикни Т температурадаги жисмнинг *нур чиқариш* ρ_T қобилияти деб атаймиз. Бу ерда ρ, η – катталиклар ўлчамсиз бўлиб, ρ_T катталик эса Вт/м^2 ларда ўлчанади. Жисмлар билан улар солинган ёпиқ идиш ўртасида мувозанат бўлиши учун ҳар бир жисм қанча энергия чиқарган бўлса у шунча энергия ютиши керак бўлади. Бу иссиқлик нурланишининг энг муҳим қонуниятларидан биридир. Бундан кўринадики, маълум бир температурали абсолют қора жисм вақт бирлигида бирлик юзасидан чиқарган нур энергияси бошқа ҳар қандай жисм чиқарган нур энергиясидан кўп бўлади. Абсолют оқ жисм ҳам, абсолют қора жисм ҳам табиатда учрамайди. Ҳар қандай жисм нурланишнинг бир қисмини ютса, қолган қисмини қайтаради. Уларнинг фарқи шундаки, баъзи жисмлар нурланишнинг кўпроқ қисмини ютса, баъзилари эса камроқ қисмини ютади. Одатда, ўзининг хусусиятлари билан абсолют қора жисмдан кам фарқ қиладиган моделдан фойдаланилади.

Кичик тирқишли берк ғовак идиш бундай жисмнинг идеал модели бўлиб ҳисобланади (1.1-расм). Бундай ёпиқ ғовак идишнинг кичик тирқиши орқали тушган ёруғлик идиш ичида унинг деворларидан кўп марта қайтгандан сўнгина қайтиб чиқа олади. Ҳар бир қайтиш жараёнида нур энергиясининг бир қисми идиш томонидан ютилади. Натижада, нур энергиясининг маълум қисмигина ғовакдан қайтиб чиқади. Шунинг учун бундай моделнинг нур ютиш қобилияти 1 га жуда яқин бўлади. Бу ёпиқ ғовак идиш ташқаридан қараганда мутлақо қора бўлади. Аммо, маълум бир температурагача қиздирилган ёпиқ ғовак идиш иссиқлик мувозанатида бўлса, унинг кичик тирқиши орқали чиқарган нурланиши абсолют қора жисмнинг нурланиши каби дейиш мумкин. Айнан шундай иссиқлик нурланишини тадқиқ қилиш бўйича олиб борилган барча экспериментлар асосида абсолют қора жисм моделлаштириш ётади. Ёпиқ ғовак идиш ичида температуранинг ортиши билан унинг тирқиши орқали чиқараётган нурланишининг спектрал таркиби ҳам ўзгариб боради. Берилган температурада абсолют қора жисмнинг нурланиш энергиясининг тўлқин узунлиги бўйича тақсимоти *нур чиқариш қобилияти* коэффициенти $r(\lambda,T)$ билан характерланади. Нур чиқариш қобилияти бирлик жисм юзасидан бирлик тўлқин узунлиги интервалидаги нурланиш қувватига тенг бўлади. $r(\lambda,T)\Delta\lambda$ кўпайтма абсолют қора жисм юза бирлигидан тўлқин узунлик интервалида барча йўналиш бўйича нурланиш қувватига тенг. Шунингдек, энергия тақсимотини $r(\nu,T)$ частота бўйича ҳам келтириш мумкин. $r(\lambda,T)$ функцияни баъзида *спектрал нурланиш* ҳам деб аталади. Барча тўлқин узунликлари учун тўла нурланиш $R(T)$ қуйидагига тенг бўлади

$$R(T)=\int_0^\infty r(\lambda,T)d\lambda=\int_0^\infty r(\nu,T)d\nu \ . \qquad (1.3)$$

R жисмнинг *тўла нур чиқариш қобилияти* деб аталади.

Кирхгоф қонуни. Ҳар қандай жисмнинг муайян температурадаги тўла нур чиқариш ва нур ютиш қобилиятларининг нисбати ўзгармас катталик бўлиб, у айни температурадаги абсолют қора жисмнинг тўла нур чиқариш қобилиятига тенг

$$\frac{r_T}{a_T}=\frac{R_T}{1}=R_T \ . \qquad (1.4)$$

Бу *Кирхгофнинг интеграл қонунидир* - абсолют қора жисмнинг нур чиқариш қобилияти. Кирхгофнинг дифференциал қонунини қуйидагича ёзиш мумкин

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

Ихтиёрий жисмнинг нур чиқариш ва нур ютиш қобилиятларининг нисбати бу жисмнинг табиатига боғлиқ бўлмай, барча жисмлар учун тўлқин узунлиги ва температуранинг универсал функциясидир, у абсолют қора жисмнинг нур чиқариш қобилиятига тенгдир. Юқоридаги ифодалардан

$$r_T = a_T R_T, \qquad r_{\lambda,T} = a_{\lambda,T} R_{\lambda,T}. \tag{1.5}$$

Демак ихтиёрий жисмнинг нур чиқариш қобилияти шу жисмнинг нур ютиш қобилияти билан абсолют қора жисмнинг нур чиқариш қобилиятининг кўпайтмасига тенгдир. Оддий жисм учун $r_T < R_T$.

Стефан-Больцман қонуни. Иссиқлик нурланиш назариясининг энг асосий вазифаси абсолют қора жисм нур чиқариш қобилиятининг температура ва тўлқин узунлигига боғлиқлик характерини аниқлашдан иборат. 1879 йилда Ёзеф Стефан экспериментал маълумотлар таҳлили асосида абсолют қора жисмнинг тўла нур чиқариш қобилиятининг температуранинг тўртинчи даражасига пропорционал деган хулосага келди

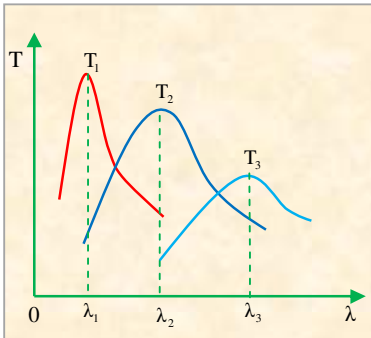
$$R(T) = \sigma T^4 . \tag{1.6}$$

1884 йилда эса Л. Больцман ушбу боғланишни термодинамик нуқтаи назардан назарий исботлади. Бу қонун *Стефан-Больцман қонуни* номини олди. Ушбу тенгликдаги доимийнинг сон қиймати ҳозирги замон ўлчашлари бўйича $\sigma = 5{,}671 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м·К^4) га тенг. R катталикнинг термодинамик температурага боғлиқлиги абсолют қора жисмнинг спектрал таркиби ҳақида аниқ тасаввур бера олмайди, аммо абсолют қора жисм спектридаги энергия тақсимотини аниқ ифодалай олади.

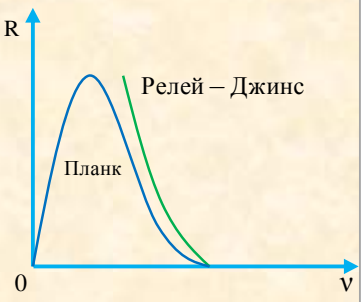
Вин қонуни. XIX асрнинг 90 йиллари охирига келиб абсолют қора жисм нурланишининг спектрал тақсимоти устида пухта экспериментал ўлчашлар бажарилди. Улар шуни кўрсатадики, температуранинг ҳар бир қиймати учун $R(\lambda, T)$ боғланиш аниқ максимумга эга (1.2-расм). Температуранинг ўзгариши билан максимум қиймат қисқа тўлқинлар соҳаси томон силжий боради. Бунда максимумга мос тушадиган тўлқин узунлиги λ_m билан T температуранинг кўпайтмаси доимий бўлиб қолади

$$\lambda_m T = b . \tag{1.7}$$

Ушбу муносабат Виннинг *силжиш қонуни* деб аталади. Бу қонунга кўра абсолют қора жисм нурланиш энергиясининг максимумига тўғри келувчи λ_m тўлқин узунлиги T температурага тескари



1.2- расм



1.3- расм

пропорционалдир. Бу қонундаги b Вин доимийси дейилади ва унинг қиймати $b=2.898\cdot10^{-3}\,m\cdot K$. Лаборатория шароитида эришилган температурада $R(\lambda,T)$ нурланиш қобилияти максимум қиймати инфрақизил соҳада ётади. Фақат $T\geq5\cdot10^{3}\,K$ да максимум спектрнинг кўринадиган чегарасига ўтади. Қуёшнинг нурланиш энергиясининг максимуми тахминан 470 нм (спектрнинг яшил соҳаси) га тўғри келади. Бу қуёшнинг юза қатламларига 6200 К ҳарорат тўғри келади (агар Қуёшни абсолют қора жисм деб қаралса).

Релей-Жинс формуласи

Инглиз олимлари Д. Жинс ва Д. Релейлар Кирхгофнинг универсал функцияси r_ν ни топиш учун статистика қонунларидан фойдаландилар. Унга биноан, эркинлик даражалари бўйлаб энергиянинг тенг тақсимланишини ҳисобга олиб иссиқлик нурланишида энергетик равшанликнинг спектрал зичлиги формуласини, абсолют қора жисм мисолида

$$r_\nu=\frac{2\pi\nu^2}{c^2};\ \bar{\varepsilon}=\frac{2\pi\nu^2}{c^2}kT \qquad (1.8)$$

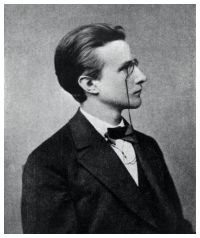
кўринишда ёзиш мумкин. Бу ерда, $\bar{\varepsilon}=kT$ хусусий частотаси ν бўлган осцилляторнинг ўртача энергияси. Тебранаётган осцилляторнинг ўртача кинетик ва потенциал энергияси бир хил бўлади (1.3-расм). Келтирилган ифода тажриба натижалари билан кичик частота ва юқори температуралардагина мос келади. Катта частоталарда эса бу ифода маънога эга бўлмайди, шунингдек Вин ва Стефан-Больцман қонунларидан анча фарқ қилади

$$R_E=\int_0^\infty r_\nu d\nu=\frac{2\pi kT}{c^2}\int_0^\infty \nu^2 d\nu=\infty.$$

Бу ифода тарихда *ултрабинафша «ҳалокати»* номи билан аталади.

М. Планк гипотезаси

Немис физик-назариётчиси Мах Планк 1900 йилда классик физиканинг энергия ҳамма вақт узлуксиз ўзгариши қонунидан воз кечиб, янги квант гипотезасини илгари суради. У атом энергияни узлуксиз чиқармасдан, маълум порцияларда - квантларда чиқаришини таъкидлади. Квантнинг энергияси, тўлқин частотасига пропорционал $E_0 = \hbar\nu = \hbar c/\lambda$, бу ерда $\hbar = 6.6 \cdot 10^{-34}$ Ж·с - Планк доимийси. Шуни эслатиб ўтамизки, бундан кейинги ифодаларда ħ катталикнинг ўрнига h доимийликдан фойдаланамиз, яъни уларни $\hbar = h/2\pi$ муносабатга асосан тақрибан тенглаштириб оламиз. Умумий нурланиш, элементар квант энергиясига қолдиқсиз бўлинади $E = h\nu$, ν – бутун сон. Атом - осциллятор энергияси эҳтимоли $e^{h\nu/kT}$ га пропорционаллигидан, осцилляторнинг ўртача энергияси $\varepsilon = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT}-1}$ ни ҳисобга олиб, энергетик равшанликнинг спектрал зичлигини абсолют қора жисм учун ёзсак



М. Планк
(1858-1947)

$$r_\nu = \frac{2\pi\nu^2}{c^2}\frac{h\nu}{e^T-1} = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2}\frac{1}{e^{h\nu/kT}-1}.$$

Кирхгофнинг универсал функцияси учун Планк формуласи

$$r_\nu = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2}\frac{1}{e^{h\nu/kT}-1} \qquad (1.9)$$

тажриба натижалари билан мос келади. Шундай қилиб, Планк абсолют қора жисм нурланиш энергиясининг тақсимланишининг температура ва частотага боғланиш формуласини келтириб чиқарди. Иссиқлик нурланиш қонунлари қизиган жисмларнинг ва ўзи нурланар жисмларнинг температурасини ўлчашда кенг қўлланилади. Модда температурасини энергетик равшанликнинг спектрал зичликка боғлиқ равишда қўлланиладиган усулларига *оптик пирометрия* дейилади. Жисм температурасини ўлчашда қайси иссиқлик нурланиш қонунидан фойдаланилганига боғлиқ равишда радиацион, ранг ва равшанлик температуралари фарқланади.

1. *Радиацион температура.* Бу температурада абсолют қора жисмнинг энергетик равшанлиги R_E, оддий жисмнинг энергетик равшанлиги R_t га тенг. Абсолют қора жисмникига кулранг жисмники тенглаштириб олинади. Бу вақтда оддий жисм температураси абсолют қора жисм учун ёзилган ифодадан топилади

$$T_R = \sqrt[4]{\frac{R_T}{\sigma}}, \quad R_T^s = A_T R_s = A_T \sigma T_r^4;$$
$$R_T^s = A_T \sigma T_r^4 .$$

дан фойдаланиб, $T_R = \sqrt[4]{A_T T}$ дек ёзиб олинади, бу ерда $A_T < 1, T_r < T$ бўлади, жисмнинг ҳақиқий температураси унинг радиацион температурасидан катта бўлади.

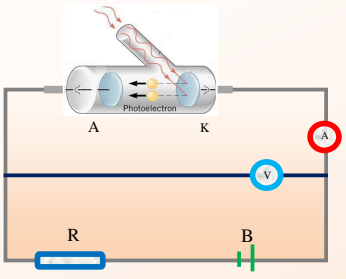
2**.** *Рангли температура.* Кулранг жисм учун энергетик равшанликнинг спектрал зичлиги $R_{\lambda T} = A_T r_{\lambda T}$ кўринишида. Бу ерда, $A_T = \text{const} < 1$ бўлади. Кулранг жисм учун Вин қонуни қўлланилади $T_{rang} = b/\lambda_{max}$ ва бу *рангли температура* дейилади. Кулранг жисм учун ранг температура ҳақиқий температура билан мос келади.

3. *Ёрқинлик температураси. Ёрқинлик температура* бу кулранг жисмнинг энергетик равшанлигининг спектрал зичлиги айрим тўлқин узунликлар учун абсолют қора жисмнинг энергетик равшанликнинг спектрал зичлиги билан мос келган температурадир: $r_{\lambda T} = R_{\lambda T}$, бу ерда, Т – жисмнинг ҳақиқий температураси. Кирхгоф бўйича кузатилаётган жисм учун λ – тўлқин узунлик учун бўлади, $R_{\lambda T} / A_{\lambda T}$ ёки $A_{\lambda T} = R_{\lambda T} / r_{\lambda T}$. Жисмнинг ёрқинлик температурасини аниқлашда асосан йўқолувчи ип усулидан кенг фойдаланилади.

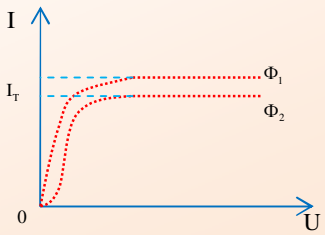
1.2. Фотоэффект ҳодисаси

Франк-Герц тажрибаси. Таниқли немис физиклари Д. Франк (1882-1964) ва Г. Герцлар (1887-1914) 1913 йилда тўхтатувчи потенциаллар усули ёрдамида газ атомлари ва электронлар тўқнашуви оқибатида атом энергиясининг узлукли - дискрет ҳолда ўзгаришини тажрибада кузатдилар. Ушбу тажриба фанда фотоэффект тушунчасининг пайдо бўлишига олиб келди. Ёруғлик таъсирида электронларнинг моддалардан ажралиб чиқиш ҳодисаси *ташқи фотоэффект* дейилади. Бу ҳодиса 1890 йилда рус физиги А. Столетов томонидан тажрибада қайтадан ўрганиб чиқилди. Агар ташқи фотоэффект асосан ўтказгичларда рўй бериши ва улардаги электронларнинг атом ва молекулаларга боғланиш энергияси жуда кичиклигини эътиборга олсак, электронлар атомлар ва молекулалардан ажралиб чиқишига ишонч ҳосил қиламиз. Агар атом ёки молекуладан ажратиб олинган электрон модданинг ичида эркин электронлар сифатида қолса, бундай ҳодисага *ички фотоэффект* дейилади. Ички фотоэффект асосан ярим ўтказгичларда кузатилиб, 1908-йилда рус физиги А. Иоффе (1880-1960) томонидан ўрганилган. Столетов томонидан ташқи

Г.Л. Герц
(1887–1975)



1.4-расм



1.5-расм

фотоэффектни ўрганиш тажрибасининг схемаси 1.4-расмда келтирилган. Вакуумли найда катод вазифасини бажарувчи текширилаётган К пластинка ва анод вазифасини бажарувчи А электрод жойлаштирилган. Катод ва анод R қаршилик орқали ток манбайига уланган. Электродлар орасида кучланиш (анод кучланиши) вольтметр V, занжирдаги ток эса гальванометр (кичик токларни ўлчайдиган асбоб) G ёрдамида ўлчанади. Катод ёритилмаган дастлабки пайтда занжирда ток бўлмайди. Чунки катод ва анод ўртасидаги бўшлиқда заряд ташувчи зарралар бўлмайди. Агар катод шиша кўзгу орқали ёритилса, гальванометр занжирида ток пайдо бўлганини кўрсатади (унга фототок дейилади). Бунга сабаб, катод пластинкасига тушган ёруғликнинг ундан электронларни (улар фотоэлектронлар дейилади) уриб чиқариши ва бу электронларнинг электр майдон таъсирида анод томон батартиб ҳаракатининг вужудга келишидир. Потенциометр ёрдамида анод кучланишининг қиймати ва ишорасини ўзгартириш мумкин. Бу пайтда гальванометр ток кучининг мос ўзгаришларини кўрсатади.

Расмда анод кучланиши ва фототок орасидаги боғланиш кўрсатилган. Бу боғланиш фотоэффектнинг *вольт-ампер характеристикаси* дейилади. Ундан кўриниб турибдики, катод ва анод орасидаги кучланиш ортиши билан фототокнинг қиймати ҳам ортиб боради. Бунга сабаб, ёруғлик таъсирида катоддан уриб чиқарилаётган электронларнинг барчаси анодга етиб бораётганлигидир. Бу токка *тўйиниш токи* ($I_т$) дейилади. Шуни таъкидлаш лозимки, тўйиниш токининг қиймати катодга тушаётган ёруғлик оқимига боғлиқ бўлиб, ёруғлик оқими кўпайиши билан тўйиниш токининг қиймати ҳам ортади. Фотоэффектнинг вольт-ампер характеристикасидан кўриниб турибдики, анод кучланиши нолга тенг бўлганда ҳам занжирда ток бўлаверар экан. Бунга сабаб, катоддан уриб чиқарилаётган электронларнинг ташқи таъсир бўлмаганда ҳам анодга етиб олишлари учун етарли бўлган кинетик энергияга эга бўлишларидир. Бу электронларни тўхтатиш учун тормозловчи куч бўлиши керак. Бундай кучни вужудга келтириш учун олдингисига тескари йўналишда кучланиш қўйилади ва ҳосил бўлган электр майдон электронларнинг анодга томон ҳаракатига тўсқинлик қилади. Натижада тормозловчи кучланишнинг маълум қийматидан бошлаб барча электронлар тўхтатиб қолинади ва занжирдаги ток нолга тенг бўлади. Кучланишнинг бу қиймати тутувчи кучланиш ($U_т$) дейилади. Тутувчи

кучланишнинг қийматига қараб чиқаётган электронларнинг тезлигини аниқлаш мумкин. Айтайлик, m массали электронлар υ тезлик билан чиқаётган бўлсин. Унда электроннинг кинетик энергияси $\frac{m\vartheta^2}{2}$ га тенг бўлади. Иккинчи томондан, e зарядли электрон $U_т$ потенциалли тутувчи майдондан ўтиши учун eU_T энергия сарфлаши керак. Агар электроннинг кинетик энергияси тутувчи майдон энергиясидан катта бўлса, яъни $\frac{m\vartheta^2}{2} \succ eU_T$, электрон анодга етиб боради. Акс ҳолда, яъни $\frac{m\vartheta^2}{2} \prec eU_T$ бўлганда, электрон анодга етолмайди

$$\frac{m\vartheta^2}{2} = eU_T .$$

Ушбу тенглик чегаравий ҳол ҳисобланади ва тутувчи потенциалнинг шу қийматидан бошлаб электрон тормозловчи майдонда тутиб қолинади. Демак, юқоридаги тенгликдан, электроннинг анодга етиб бора олишини таъминлай олмайдиган чегаравий тезлигини топиш мумкин

$$\vartheta = \sqrt{\frac{2eU_T}{m}} .$$

Столетов қонунлари. Ўтказган жуда кўп нозик тажрибалари асосида Столетов фотоэффектнинг қуйидаги қонунларини аниқлади.

1. Тўйиниш фототокининг кучи катодга тушаётган ёруғлик оқимига пропорционал:

$$I_T = k\Phi_E ,$$

яъни ёруғлик оқими қанча катта бўлса, фототок ҳам шунча катта бўлади. Бу ерда k – катод материалининг ёруғликни сезишини характерловчи коэффицент (1.5-расм).

2. Фотоэлектронларнинг кинетик энергияси тушаётган ёруғликнинг частотасига тўғри пропорционал ва ёруғлик оқимига боғлиқ эмас.

3. Тушаётган ёруғлик интенсивлиги қандай бўлишидан қатъий назар, фотоэффект маълум частотадан (тўлқин узунлигидан) бошлаб рўй бера бошлайди ва бу частота катоднинг қандай материалдан ясалганига боғлиқ.

Фотоэффект ҳодисасининг талқини. Фотоэффект ҳодисасини ёруғликнинг тўлқин хусусияти асосида тушунтириш мумкинми? Биринчи қонунни тушунтириш мумкин. Чунки катодга тушаётган ёруғлик метал сиртидаги электронларни тебранма ҳаракатга келтиради. Тебраниш амплитудаси эса тушаётган ёруғлик интенсивлигига боғлиқ. У қанча катта бўлса, электроннинг кинетик энергияси ҳам шунча катта бўлади ва мусбат ионларнинг тортиш кучларини енгиб, катодни тарк этади. Интенсивлик

ортиши билан катодни тарк этувчи электронлар сони ҳам ортади ва демак, тўйиниш токининг қиймати ҳам ортади. Шу тариқа мулоҳаза юритилганда ёруғлик оқимининг ортиши электрон кинетик энергиясининг ортишига ҳам олиб келиши керак. Столетов тажрибаси бу фикрни тасдиқлайди. Демак, иккинчи қонунни ёруғликнинг тўлқин назарияси асосида тушунтириб бўлмайди. Учинчи қонунни тушунтиришга уринишлар ҳам шундай хулосага келишни тақозо этади. У ҳолда фотоэффект ҳодисасини ёруғликнинг қандай табиати нуқтаи назаридан тушунтириш мумкин, деган савол туғилади. Столетов қонунлари ҳақидаги чуқур мулоҳаза юритган А. Эйнштейн фотоэффект ҳодисасини Планк гипотезаси асосида тушунтиришга қарор қилди. У Планк гипотезасини ривожлантириб, ёруғлик нафақат чиқарилганда, балки фазода тарқалганида ҳам, бошқа моддалар томонидан ютилганида ҳам ўзини фотонлар оқимидек тутади, деган фикрни билдирди. Эйнштейн фотоэффект ҳодисасини қуйидагича тушунтирди. Катодга тушаётан фотон ўзининг $h\nu$ энергиясини электронга беради. Агар бу энергия электроннинг чиқиш иши А дан катта бўлса, электрон катоддан ажралиб чиқади. Лекин анодга етиб бориши учун кинетик энергияга ҳам эга бўлиши керак. Акс ҳолда у яна қайтадан катод моддасида ютилиши мумкин. Шундай қилиб, фотоэффект ҳодисасининг рўй бериши учун фотоннинг энергияси электроннинг моддадан ажралиб чиқишига ва унга кинетик энергия беришга етарли бўлиши керак

$$h\nu = A + \frac{m\vartheta^2}{2}. \qquad (1.10)$$

Ушбу ифода ташқи фотоэффект учун *Эйнштейн тенгламаси* дейилади ва у фотоэффект ҳодисаси учун энергиянинг сақланиш ва айланиш қонунини ифодалайди. Эйнштейн ўз мулоҳазаларида электрон фақат биттагина фотондан энергия олади, деб ҳисоблаган.

Фотоэффектнинг қизил чегараси. Электроннинг металлдан чиқиш иши модданинг табиатига боғлиқ. У турли металлар учун турли қийматлар қабул қилади. Фотоннинг энергияси фақат электронни моддадан ажратиб чиқара олишга, яъни чиқиш ишини бажаришга етарли бўлган ҳолни қарайлик

$$h\nu_q = A .$$

Агар $\nu = \frac{c}{\lambda}$ эканлигини эътиборга олсак,

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

бўлади. Одатда, бу шарт фотоннинг энергияси кичик бўлганда рўй бергани учун унга фотоэффектнинг қизил чегараси дейилади. Бунга сабаб, кўзга кўринадиган нурлар орасида тўлқин узунлиги энг катта – частотаси энг

кичик ва демак, энг кам энергияли фотон қизил нурга тааллуқли эканлигидир. Айнан шу қизил чегарадан бошлаб фотоэффект ҳодисаси рўй бера бошлайди. Охирги иккита формулалардан қуйдаги ифодани ҳосил қиламиз

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

Тушаётган ёруғлик тўлқинини фотоэффект ҳодисаси бошланишни таъминлай оладиган чегаравий частотаси ν_q ёки тўлқин узунлиги λ_q фотоэффектнинг *қизил чегараси* дейилади.

Столетов қонунларининг талқини. Энди Эйнштейн тенгламаси ёрдамида Столетов қонунлари ҳақида мулоҳаза юритайлик.

1. Агар тушаётган ёруғлик оқими қанча катта бўлса, ундаги фотонлар сони ҳам шунча кўп бўлади. Кўп сондаги фотонлар кўпроқ электронларни уриб чиқаради ва демак, тўйиниш токининг қиймати ҳам катта бўлади.

2. Агар электрон биттагина фотондан энергия олар экан, демак, унинг кинетик энергияси катодга нечта фотон тушаётганига (ёруғлик оқимига) эмас, балки ҳар бир фотоннинг энергиясига боғлиқ бўлади. Шунинг учун фотоннинг энергияси, яъни частотаси ортиши билан электроннинг кинетик энергияси ҳам ортади. Бошқача қилиб айтганда фотоэлектронларнинг кинетик энергияси тушаётган ёруғлик частотасига тўғри пропорционал бўлади.

3. Фотоннинг энергияси чиқиш ишига тенг бўлганидан бошлаб фотоэффект ҳодисаси рўй бера бошлайди. Энергияси чиқиш ишида кичик бўлган фотон, ёруғлик интенсивлиги қандай бўлишидан қатъий назар электронни металлдан уриб чиқара олмайди ва шунинг учун фотоэффект рўй бермайди. Турли металлар учун чиқиш ишининг қиймати турлича бўлганлигидан, улар учун фотоэффект қизил чегараси ҳам турличадир. Юқоридаги мулоҳазалар – ёруғлик фотонлар (зарралар) оқимидан иборат, деб қарашини тақозо этади ва шунинг учун фотоэффект ҳодисаси ёруғликнинг корпускуляр назариясини тасдиқловчи жараён ҳисобланади.

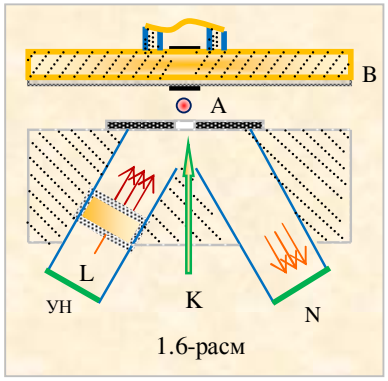
Ички фотоэффект. Ёруғлик таъсирида атом ёки молекуладан ажратиб олинган электрон модданинг ичида эркин электрон сифатида қолса, бундай ҳодиса ички фотоэффект дейилишини қайд этган эдик. Масалан, бу ҳодиса яримўтказгичда рўй берса, фотоэлектронлар эркин заряд ташувчи зарралар – эркин электронлар ва тешиклар сонининг ортишига олиб келади. Бошқача айтганда, фотон валент зонадаги электронни ўтказувчанлик зонасига ўтказади. Натижада ўтказувчанлик зонасидаги эркин электронлар ва тешиклар сони ортади, яъни ярим ўтказгичнинг ўтказувчанлиги яхшиланади. Шунинг учун ички фотоэффект *фотоўтказувчанлик* дейилади. Шуни таъкидлаш лозимки, фотоўтказувчанлик рўй бериши учун фотоннинг энергияси ман қилинган зонанинг энергиясидан катта бўлмоғи керак, акс ҳолда, фотоннинг энергиясини олган электрон ман қилинган зонадан сакраб ўтмайди ва демак, ички фотоэффект ҳодисаси рўй бермайди.

Фотоэлемент. Фотоэффект ҳодисасига асосланиб ишловчи қурилмалар-фотоэлементлар техникада жуда кенг қўлланилади. Улардан энг кўп тарқалгани – вакуумли ва газ тўлдирилган фотоэлементлар. Тасвирни симсиз узатиш (фототелеграфия) – фотоэлемент энг кўп қўлланиладиган соҳалардан биридир. Бунга телевидение яхши мисол бўла олади. Олдин қайд этилганидек, тасвирни электр сигналларига айлантириш кинескоп деб аталувчи қурулмада амалга оширилади. Кинескоп – сирти жуда кўп митти фото элементлардан иборат асбоб улар ўзларига тушаётган ёруғликка мос бўлган электромагнит тўлқинлари ҳосил қилади ва бу тўлқинлар узоқ масофаларга узатилади. Антенна ёрдамида қабул қилинган сигналлар эса кинескопда қайтадан ёруғлик сигналига, яъни тасвирга айлантирилади. Фотоэлемент ёрдамида ишловчи фоторелелар сановчи автоматик равишда турли механизмларни ишга туширувчи ва назорат қилувчи қурилмаларининг асосини ташкил қилади. Фоторелье – ёруғлик тушганда ёки ёруғлик тушиши тўхтаганда ишга тушиши мумкин. Фоторелье – замонавий роботларнинг сезиш қурилмаларидан (кўзидан) тортиб, метроларга киришни назорат қилувчи қурилмаларигача шахар кўчаларнинг ёритиш системаси, сув йўллари маёқларни ишга туширишдан тортиб, деталларнинг шакли ва рангига қараб ажратишгача бўлган вазифани бажарувчи қурилмаларнинг асосини ташкил қилади.

Фотоқаршилик. Фотоқаршилик ички фотоэффектга асосан ишлайдиган асбоб ҳисобланади. Фотоқаршилик деб, қаршилиги унга тушаётган ёруғлик интенсивлигига боғлиқ бўлган яримўтказгичли қурилмага айтилади. Унинг иш принципини тушуниш учун ярим ўтказгичнинг иш принципини таҳлил қилайлик. Шуни таъкидлаш лозимки, ёритилмаган (ёруғликдан тўсилган) яримўтказгичда ҳам маълум миқдордаги эркин электронлар мавжуд бўлади ва улар яримўтказгичнинг хусусий ўтказувчанлигини ҳосил қилади. Агар яримўказгичга кучланиш қўйилса, унда электрон токи вужудга келади ва бу ток хусусий ток (I_X) дейилади. Агар яримўтказгич ёритилса қўшимча электронлар ва тешиклар вужудга келиб, унинг ўтказувчанлиги яхшиланади ва занжирдаги ток I_E ёруғлик токигача ортади. Ёруғлик токи ва хусусий токларнинг фарқи: $I=I_E-I_X$ – *фототок* дейилади. Фотоқаршилик товушли кинода, телевиденияда, телемеханикларда, автомеханикада сигнал берувчи (хабар берувчи) восита сифатида ишлатилади.

Фотоэлектр юрутувчи куч. Ички фотоэффект принципига асосан ишлайдиган қурилмаларнинг энг кўп тарқалгани фото - электр юритувчи куч (эюк) вужудга келадиган қурилмалардир. Баъзан уларга фотогалваник элементлар ҳам дейилади. Фото - эюкнинг вужудга келиши анча содда. Айтайлик, яримўтказгичнинг бир бўлаги ёритилаётган бўлсин. Тушаётган ёруғлик қўшимча заряд тушувчиларни (электронларни ва тешикларни) вужудга келтиради. Натижада яримўтказгичнинг ёритилган қисмида заряд ташувчиларнинг сони кўп, ёритилмаган қисмида кам бўлиб қолади. Бу эса яримўтказгичнинг ҳар иккала қисми орасида электр юрутувчи куч вужудга келишига сабаб бўлади. Бундай эюк диффузия фото – эюк дейилади.

Тўсиқли фотогалваник элементлар. Фото – эюк вужудга келувчи элементларда метал ва яримўтказгич ёки p ва n типидаги яримўтказгичлар орасида бир томонлама ўтказиш хусусиятига эга бўлган тўсувчи қатлам вужудга келтирилади. Бу жараённи тасаввур қилиш учун уни қуйидагича таҳлил қиламиз. Электрод вазифасини ўтовчи метал пластинка В га яримўтказгичнинг юпқа қатлами қопланган. Ўз навбатида, бу қатлам электрод вазифасини бажарувчи юпқа металл қатлами билан қопланган. Электродлар бир – бирларига гальванометр орқали уланган. Яримўтказгич электродларда вужудга келган разряд нурланиши орқали ёритилади. Унда А қатламда ички фотоэффект натижасида эркин электронлар вужудга келади. Бу электронлар бетартиб ҳаракат қилиб В қатламга ўтади. Металл – яримўтказгич чегарасида ҳосил бўлган тўсувчи қатлам эса тешикларнинг ўтишига тўсқинлик қилади. Натижада металл қатлами В да ортиқча электронлар, ярим ўтказгич қатлами А да эса ортиқча тешиклар ҳосил бўлади. Бошқача айтганда, тўсиқнинг мавжудлиги икки қатлам орасида фото-эюкнинг вужудга келишига олиб келади. Агар занжир ёпиқ бўлса, унда ток оқади ва буни гальванометр ёрдамида кўрамиз. Шундай қилиб, тўсиқли фотогалваник элемент – ёруғлик энергиясини бевосита электр энергиясига айлантириб бера оладиган қурилма ҳисобланади. Бу эса қуёш энергиясини электр энергиясига айлантириб бера оладиган қурилма ясашга имкон беради. Уларнинг ҳеч қандай ток манбаисиз ҳам ишлай олиши янада катта имкониятлар туғдиради. Айниқса, p-n типидаги тўсиқли галваник элементларнинг унумдорлиги анча юқори бўлиб, 10 % ни ташкил қилади. Ҳозирги пайтда бундай типдаги элементлар космик кемаларнинг қуёш батареяларида жуда кўп қўлланилади.



1.6-расм

1.3. Ёруғликнинг квант табиати

Иссиқлик нурланиш қонунлари ва фотоэлектрик эффект ёруғликнинг квант табиати ҳақида жуда кўп инкор қилиб мумкин бўлмайдиган маълумотлар берди. Қуйида биз фотонларнинг мавжудлигини кўрсатадиган тажрибалардан баъзиларини келтирамиз. А.Ф. Иоффе ва Н.И. Добронравов тажрибасида рентген нурлари ёрдамида вужудга келтирилган фотоэффект кузатилган (1.6-расм). Қалин эбонит пластинкасида бўшлиқ вужудга келтирилган, ундаги газ маълум трубка ёрдамида сўриб олинган. Бу бўшлиқ рентген трубкаси ролини ўйнайди. Бўшлиқдаги алюминий симга нур тушиб ундан электронларни уриб чиқарган, электронлар бўшлиқдан ташқаридаги пластинкага тушган. А пластинка билан алюминий сим орасидаги кучланиш 12000 вольт бўлган. У шундай суст ёруғлик билан ёритилганки, ҳар секундда 1000 та фотоэлектрон уриб чиқарилган, холос. Бу электронлар катта электр майдонида тезлашиб, В пластинкага урилиши натижасида рентген нури чиқаради, демак 1000 элек-трон 1000 та рентген нури чиқаради

(импулси). Тажрибада А ва В пластинкалар орасига висмут заррачалар киритилиб, у мувозанат ҳолатида ушлаб турилади. Битта рентген нури (импулси) тушиб битта электронни уриб чиқарган, натижада заррача енгиллашиб пастга туша бошлаган, уни ушлаш учун кучланиш оширилган ва ҳ.к. Ҳар 30 минутда битта электрон уриб чиқарилган. Демак, рентген нури оқимидан баъзи бирларигина электронни уриб чиқара олган, холос. Тажриба натижасига асосан:

1. Рентген нури оқимидан электрон фақат қатъий энергияга эга бўлганинигина ютади, демак ҳар қандай энергияни ютмайди.
2. Рентген нури энергияси бир неча минг электронни уриб чиқаришга етарли бўлсада, фақат битта электрон томонидан ютилади. Ҳисоблаш кўрсатадики, рентген фотони энергиясини эркин электрон ёки атом билан суст боғланган электрон ютиб атом таъсиридан бутунлай чиқиб кетади

$$\varepsilon = h\nu = hc/\lambda = 6{,}62\cdot10^{-27}\cdot3\cdot10^{10}/\ 10^{-8}\cdot1{,}6\cdot10^{-12} \approx 1.25\cdot10^{4}\ \text{эв}\ = 2\cdot10^{-15}\ \text{ж}.$$

Чунки, ҳаммаси бўлиб 1-10 эВ ва бу энергия электронни атом таъсиридан чиқишга етарли. Шундай қилиб, рентген нури маълум нисбатан катта энергияга эга бўлган фотонлардан иборатдир. Эйнштейн назариясига асосан ҳар қандай ҳаракатдаги жисм энергияси унинг тезлигига боғлиқдир

$$E = mc^2. \qquad (1.11)$$

Квант назариясига асосан ёруғлик фотони энергияси унинг тебраниш частотасига боғлиқдир

$$E = h\nu .$$

Фотоннинг импулси

$$p = \frac{h\nu}{c}. \qquad (1.12)$$

Ёруғлик фотони тўлқин узунлиги унинг тезлигига боғлиқ. Шунингдек, бу формуладан шундай хулоса келиб чиқадики, ҳар қандай маълум тезликда ҳаракат қилаётган заррача, шу тезликка боғлиқ бўлган тўлқин узунликда тебранма ҳаракат қилади, ёруғлик дуализми вужудга келади. Ёруғликнинг дифракцияси, интерференцияси ва қутбланиши унинг тўлқин хоссаси билан тушунтирилса, фотоэлектрик эффект ҳодисаси эса унинг квант хоссаси билан тушунтирилади. Ёруғликнинг тўлқин ва зарра хоссаси тушунчасини бошқа ҳаракатдаги зарраларга ҳам тадбиқ этсак, унда уларнинг тезлигига боғлиқ равишда тебраниш частотасини топиш мумкин. Фақат макроскопик жисмлар тезлиги ёруғлик тезлигига нисбатан жуда кичик бўлганлиги учун тебраниш частотаси ҳам кичик, яъни тўлқин узунлиги жуда каттадир. Нютоннинг корпускуляр назарияси ҳамда Гюгенснинг тўлқин назарияси ўша даврлардаёқ ёруғлик дуализмини кўрсатган эди.

«Чорак тўлқинли» слюда (икки оптик ўқли кристалл) ўзига тушган айлана бўйлаб қутбланган ёруғликни чизиқли қутбланган ёруғлик дастасига айлантиради. Шу пайт пластинка ёруғлик дастасидан маълум миқдорда ҳаракат миқдорини олиб қолади. Шу камайган ҳаракат миқдори моментини тажрибада аниқлаш учун «чорак тўлқинли пластинка»ни горизонтал ҳолатда оғирлик марказидан ўтувчи ўқ бўйлаб ипга шундай осиб қўйиладики, натижада у бемалол тебрана олади. Корпускуляр назарияга асосан ҳар бир фотон $h/2\pi$ га тенг ҳаракат миқдорига эга бўлади. Ўнгга айланма қутбланган ёруғлик дастаси, фақат шундай фотонлардан ташкил топган бўладики, уларнинг ҳаракат миқдори моменти вектори ёруғлик тарқалиш йўналишига параллел бўлади, чап айлана бўйлаб қутбланган ёруғлик дастасининг ҳаракат миқдори моментининг вектори эса ёруғликнинг тарқалиш йўналишига тескари параллел бўлади. Вакуумда ёруғлик тўлқинлари қатъий кўндалангдир. Шунинг учун ҳам фотоннинг ҳаракат миқдори моменти вектори, фотоннинг тарқалиш йўналишига перпендикуляр ташкил этувчига эга бўлади.

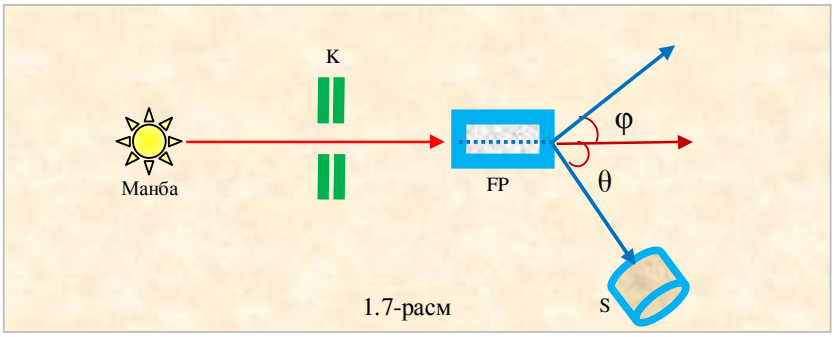
Чизиқли қутбланган ёруғлик дастасида, ёруғликнинг тарқалиш йўналишига параллел бўлган ҳаракат миқдори моменти векторига эга бўлган фотонлар сони шу йўналишга антипараллелларига тенг. Демак, ёруғликнинг тўлқин хоссасига асосан ҳар қандай чизиқли қутбланган ёруғлик дастаси чап ва ўнг айлана бўйича қутбланганлар бирикишидан иборат бўлади. Эллипс бўйича қутбланган нур дастаси эса, айлана ва чизиқли қутбланганлар оралиғида бўлади, бундай ҳолда фотонларнинг ҳаракат миқдори моменти вектори мумкин бўлган ҳолатларнинг устунроғи бўлади. Ёруғликнинг тўлқин хоссасида ёруғликнинг чизиқли қутбланишидан корпускуляр хоссасида эса айлана бўйлаб қутбланишидан келиб чиқади.

Айлана бўйлаб қутбланган ёруғлик жисмга берган ҳаракат миқдори моментини механикавий ўлчашлар натижаси кўрсатадики, биргина фотон учун қаралганда бир тартиб аниқлигида ўлчаш имконини беради. Юқорида келтирилган $h/2\pi=\hbar$ миқдор қимматли спектроскопик танлаш қоидасидан бошқача йўллар билан топилган. Ҳар бир энергетик сатҳлар схемасида ҳар бир сатҳ зиначаси S, P ва D ҳарфлар билан белгиланган ҳамда пастдан-ўнг томонида рақамли индекслар билан ҳам белгиланган. Бу сонлар электроннинг ички квант j – сонини кўрсатади. У электроннинг тўла квант сонини кўрсатади ва спин ҳамда орбитал квант сонларининг йиғиндисидан иборат. У $h/2\pi$ – элементар моментга нисбатан бутун миқдордир. Оптик электроннинг ҳар қандай икки энергетик сатҳлари орасидан ўтишларида нурланиш ёки ютилиш содир бўлади ва квант сони, қоида бўйича бир бирликка ўзгаради. Ҳаракат миқдорининг сақланиш қонунига асосан, ҳар бир ютилаётган ёки нурланаётган ёруғлик кванти, ўзи билан $h/2\pi=\hbar$ га тенг ҳаракат миқдори олиб келади ёки олиб кетади.

А.К. Комптон
(1892-1962)

Комптон тажрибаси 1922-23 йилларда А. Комптон рентген нурларининг бир қатор моддаларда сочилишини кузатди. Тажриба

қурилмаси 1.7-расмда тасвирланган. 20 кэВ энергияга эга бўлган рентген нурлари рентген трубкасининг молибдендан ясалган антикатодида ҳосил қилинади. Ҳосил қилинган рентген нури коллиматор ва тирқишлар ёрдамида сочувчи модда графитга йўналтирилади. Коллиматор бир хил тўлқин узунликдаги (λ_0) нурларни ажратади, тирқиш эса кераксиз нурларни нишонга ўтказмайди. Графитдан сочилган нурлар спектрометрда қайд қилинади. Спектрографнинг асосий элементлари тажриба вақтида тебранувчи К кристаллдан ва фотопластинка ФП дан иборат. Пластинкадаги қорайиш чизиқларининг ўрнига қараб силжиш бурчаги φ билан аниқланади. Сочилган нурларнинг тўлқин узунлиги λ Брегг Вулфнинг $d \cdot \sin\varphi = n\lambda$, n=1,2,3,... формуласи билан ҳисобланади, бунда d-кристалл доимийлиги, n-қайтган нурларнинг максимумларининг тартиби. Спектрометр тушувчи нурга нисбатан θ бурчак остида ўрнатилган. Уни ёки сочувчи моддани турли ҳолатда жойлаштириш билан сочилиш бурчаги ўзгартирилади.



1.7-расм

1.7-расмда графитда сочилган рентген нурларининг спектри φ бўйича тасвирланган (λ тўлқин узунлик φ га пропорционал ўзгаради). x ўқида φ бурчакнинг қийматлари жойлаштирилган. y ўқи эса сочилиш спектрининг интенсивлик қийматларига созланган. 1.8-расмда тасвирланган графиклардаги сочилиш спектрининг интенсивлиги иккита максимумдан иборат. Ордината ўқига яқин бўлган нур спектрининг максимуми силжимаган компонента дейилади, чунки барча силжиш бурчаклари учун у битта силжиш бурчаги, яъни битта тўлқин узунликка эга. Одатда бу компонентага бирламчи *нурланиш спектри* ҳам дейилади. Ўнгда жойлашган максимумдан иборат эгриликли сочилиш спектрининг *силжиган компонентаси* дейилади, чунки у сочилиш бурчакларига мос равишда катта тўлқин узунликлар ω тўғри келади.

1.7-расмдаги А график λ_0=0,71 $\overset{0}{\text{Å}}$ тенг бўлган бирламчи нурланишни характерлайди. B, C, D графикларда эса $\theta=45^0$, 90^0 ва 135^0 дан сочилиш бурчаклари учун сочилиш спектрини интенсивлиги келтирилган. Расмдаги

графикларни манзарасига қараб комптон тажрибасига қуйидаги натижалар бериш мумкин:

Сочилиш спектрида λ_0 тўлқин узунликка тенг бўлган бирламчи рентген нурлари ва λ-тўлқин узунликка тенг бўлган иккиламчи рентген нурлари мавжуд.

1. Бу тўлқин узунликлар бир-биридан фарқ қилади, лекин миқдорлари яқин.
2. λ-тўлқин узунлик доимо λ_0 тўлқин узунликдан катта, яъни $\lambda>\lambda_0$ аксинча $\omega<\omega_0$.
3. Сочилиш бурчаги θ ни ортиши билан силжимаган компонентанинг интенсивлиги камаяди, аксинча силжиган компонентанинг интенсивли эса ошади.
4. Силжиган нурнинг тўлқин узунлиги сочилиш бурчаги θ га боғлиқ, бироқ сочувчи модданинг табиатига боғлиқ эмас. Қизиғи шундаки литий элементида қилинган тажрибада сочилган нурланиш спектрида фақат силжимаган компонента кузатилади. Оғир элемент мисда эса силжиган компонентанинг интенсивлиги силжимаган компонентанинг интенсивлигидан унча катта эмас. $\Delta\lambda$ ёки иккиламчи нурнинг тўлқин узунлиги модданинг табиатига боғлиқ эмас. Бу тасдиқ рентген нурлари нишоннинг атомларида эмас балки унинг электронларида сочилишидан дарак беради. Енгил элементлар (графит, литий ва ҳ.к) нинг атомларида ташқи электронларнинг ядро билан боғланиш энергияси (ионлашиш энергияси) 10 эВ атрофида. Бу энергия унга тушаётган рентген нурининг энергияси (~20 кэВ) дан 10^3 тартибида кичкина. Электроннинг тинчликдаги энергияси m_0c^2=0.511 мэВ, бу эса ўз навбатида рентген нурининг энергиясидан ниҳоятда катта, бу ҳолда электронларнинг нишондаги ҳаракати норелективистик ҳаракат бўлади ва сочилишни ҳам норелятивистик деб қараш мумкин. Сочилиш спектридаги силжимаган компонентанинг табиати нишон атомларидаги ички электронларга боғлиқ. Ички электронларнинг ядро билан боғланиш энергияси ниҳоятта катта бўлгани учун, тушаётган нур уни тебратмайди, лекин электронлар эркин эмас. Шунинг учун сочилиш жараёни бутун нишон бўйлаб рўй беради. Сочилмаган компонента пайдо бўлишига сабаб, сочилишнинг барча атомларда бўлиши, яъни ички электронлар спектрда силжиш компонентасини бермайди. Тажрибалар $\Delta\lambda=\lambda'-\lambda$ фарқ тушувчи нурланишнинг тўлқин узунлиги λ, сочувчи жисмга боғлиқ бўлмай, фақат сочилиш бурчаги θ га боғлиқлигини кўрсатди

$$\Delta\lambda=\lambda'-\lambda=2\Lambda_c\sin^2\frac{\theta}{2},$$

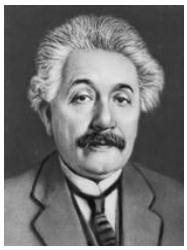
бу ердаги Λ_c комптон доимийси деб аталади ва Λ_c=2,41·10^{-12} м га тенг. Нурланиш йўналишда (θ=0) λ ўзгармайди, бошқа йўналишларда

$$\Delta\lambda \approx \sin^2\frac{\theta}{2}.$$

Шундай қилиб, *Комптон эффекти деб* нурланиш (рентген, γ - нурланиш) модданинг эркин электронларида сочилиши натижасида тўқин узунлигининг ортишига айтилади. Тўлқин назария нуқтаи назаридан бу ҳодисани тушинтириб бўлмайди. Электрон ёруғлик тўлқини таъсирида шу тўлқин частотасига тенг частота билан тебраниши ва шу частотага тенг тўлқин нурлантириши керак. Квант нуқтаи назарига кўра рентген фотонларининг кристалл электронлари билан таъсирлашганда юқоридаги ифода ҳосил бўлади, бунда $\Lambda_c=h/m_0c$. Ҳисоб-китоблар Λ_c учун юқоридаги сон қийматини беради.

1.4. Ёруғликнинг хусусиятлари

Осцилляторларни квантлаш ҳақидаги Планк ғояси абсолют қора жисмнинг нурланиш муаммосига узил-кесил нуқта қўйди ҳамда жисмларнинг нурланиш энергиясини ютиш ва чиқариш жараёни узлукли равишда юз беришини исботлади. Бу билан, классик физика тасаввуридаги ечиб бўлмайдиган муаммо ҳал қилинди, бу эса фан тарихида буюк бурилиш эди. Лекин Планк ўз ғоясини электромагнит нурланишга қўлламади. Нурланишнинг тарқалиш жараёнлари, ёруғликнинг табиати ҳақидаги муаммолар ҳали ҳам классик назария қонунияти асосида тушунтирилар эди. Узлукли катталиклар тушунчаси, яъни Планк ғояси электродинамика назариясига ҳали кириб келгани йўқ эди.



A.Eynshteyn(1879-1955)

1905 йилда Албert Эйнштейн Планк осцилляторининг квантланиш ғоясини янада ривожлантириб уни бевосита электромагнит нурланиш жараёнларига тадбиқ этди. Планк формуласи энергия бўйича ўртача тақсимот беради. Нурланиш энергияси зичлик флуктуацияни чуқур таҳлил қилган Эйнштейн квант хусусият умуман ёруғликка тегишли хусусият деган хулосага келди. Эйнштейннинг ёруғлик квантлари ҳақидаги янги гипотезасига кўра монохроматик ёруғлик дастаси $h\nu$ энергияга ва ёруғлик тезлигида ҳаракат қилувчи квантлардан корпускула–фотонлардан иборатдир. Эслатиб лозимки, ”фотон” атамаси 1926 йилда Д. Люис томонидан критилган ва шу сабабли 1927 йилда электронлар ва фотонлар мавзусига бағишланган Соловев конгрессида ёруғлик заррасига расмий равишда фотон номи берилади. Энштейн гипотезасига биноан Планк осциллятори ёруғлик квантини чиқариш ёки ютиш ҳисобига ўз энергиясини ўзгартиради. Фотон зарра бўлганлиги сабабли у E энергияга эга бўлиши билан бирга $p=\frac{E}{c}$ импулсга эга бўлиши зарурлигини Эйнштейн англади. $\vec{k}$ - тўлқин вектори тушунчасини киритайлик. Тўлқин векторнинг компонентлари $k_x=\frac{2\pi}{\lambda}\cos\alpha$, $k_y=\frac{2\pi}{\lambda}\cos\beta$, $k_z=\frac{2\pi}{\lambda}\cos\gamma$ га тенг, бунда λ-тўлқин узунлик,

$\cos\alpha$, $\cos\beta$, $\cos\gamma$ ёруғлик тўлқинига нормал бўлган йўналтирувчи косинуслар. Бу ҳолда ёруғлик импулсини вектор кўринишда ёзиш мумкин: $\vec{p}=h\vec{k}$. Шундай қилиб, Эйнштейннинг фотон назариясига кўра иккита формула ҳосил қиламиз

$$E=h\nu=h\omega, \tag{1.13}$$

$$\vec{p}=h\vec{k}. \tag{1.14}$$

(1.13) ва (1.14) формулалар ёруғлик квант назариясининг асосий тенгламалари дейилади. Бу тенгламалар ёруғлик кванти энергияси ва импулсини ясси монохроматик тўлқиннинг частотаси ва тўлқин узунлиги билан боғлайди. Шундай қилиб ёруғлик табиатига аниқлик киритилди. Электромагнит майдоннинг квантлари - бу фотонлардир. Фотоннинг тинчликдаги массаси нолга тенг. Фотоннинг тинчликдаги массаси деган тушунча маънога эга эмас, яъни фотон фақат ҳаракатда мавжуддир. Ёруғликнинг квант назариясига биноан ёруғлик (электромагнит нурланиш) ни $h\omega$ энергияга ва $h\vec{k}$ импулсга эга бўлган зарралардан (фотонлардан) ташкил топган газ сифатида тасаввур қилиш мумкин. Лекин ёруғлик квант назариясининг яна бир вазифаси, ёруғликнинг моддалар билан ўзаро таъсири жараёнини энергия ва импулс сақлаш қонунлари орқали ифодалашдир. Ёруғлик ва микросистемалар (электрон, атом, молекула ва ҳ.к) орасида бўладиган энергия ва импулс алмашинуви бир ёруғлик квантининг пайдо бўлиши иккинчисининг йўқолиши оқибатида содир бўлади. Бу гипотеза ёруғлик билан ўзаро таъсирда бўлган системалар учун энергия ва импулснинг сақланиш қонунлари формуласини ёзишга имконият беради. Натижада классик физикада жисмларнинг тўқнашиш жараёнлари учун ёзиладиган сақланиш қонунларига ўхшаган қонунларни фотон ва микросистемалар учун ҳам ёзиш мумкинлигини кўрсатди ва бу ўз навбатида микромасштабда физикавий катталикларни миқдорини ҳисоблаш имкониятини беради.

Фотон билан электроннинг тўқнашув жараёни учун энергия ва импулснинг сақланиш қонунини кўриб ўтайлик. Фотон ва электрондан ташкил топган системанинг тўқнашгунча бўлган энергияси ва импулсини E ва $\vec{p}$, тўқнашиш содир бўлгандан кейин системанинг энергияси ва импулсини E_1 ва $\vec{p}_1$ дейлик. $h\omega$ ва $h\vec{k}$ ёруғлик квантининг тўқнашгунча энергияси ва импулси, тўқнашиш рўй бергандан кейин ёруғлик квантининг энергияси ва импулси $h\omega_1$ ва $h\vec{k}_1$ бўлсин. Фотон ва электроннинг ўзаро таъсири натижасида частотаси ω ва $\vec{k}$ йўналишдаги электромагнит тўлқиннинг энергияси ва импулси мос равишда $h\omega$ ва $h\vec{k}$ га (ёруғлик кванти йўқолди) камайди, ω_1 частотага ва $\vec{k}_1$ йўналишдаги бошқа электромагнит тўлқинининг энергияси ва импулси $h\omega_1$ ва $h\vec{k}_1$ га ортди

(ёруғлик кванти пайдо бўлди). Бу ҳолни математика нуқтаи назаридан қуйидагича ёзиш мумкин:

$$h\omega+E=h\omega_1+E_1, \qquad (1.15)$$

$$h\vec{k}+\vec{p}=h\vec{k}_1+\vec{p}_1 , \qquad (1.16)$$

(1.15) ва (1.16) формулалар фотонлар билан микрозарраларнинг ўзаро таъсирини характерлайдиган сақланиш қонунларидир. Квант назарияда ушбу энергия ва импулснинг сақланиш қонунлари ёруғлик ва моддалар орасидаги бўладиган жараёнларни миқдорий ҳисоблашга имкон берадиган универсал тенгламалардир. (1.15) ва (1.16) кўринишдаги энергия ва импулснинг сақланиш қонунларини классик физика тасаввурида доирасида талқин қилиб бўлмайди. Бу тенгламалар математик кўриниши жиҳатидан классик физикадаги энергия ва импулснинг сақланиш қонунларга ўхшаган бўлса ҳам, уларнинг физик маъноси ёруғликнинг тўлқин тасаввурига ҳам, корпускуляр тасаввурига ҳам зиддир.

Механикада қўлланиладиган энергиянинг сақланиш қонунида кинетик энергия К нинг қиймати ν тезлик (ω эмас) билан аниқланади. Механик тўқнашишда, тўқнашгандан кейин зарраларнинг тезлиги ўзгаради, аммо бизнинг ҳолимизда тезлик ўзгармайди. Тўлқин назариясига биноан тўлқин майдонининг энергияси К тўлқиннинг ω частотаси билан эмас, балки шу майдонни ҳосил қилувчи тўлқин амплитудаси билан аниқланади. Лекин иккинчи томондан частота билан амплитудани бир-бирига боғлайдиган формулани биз билмаймиз. Кўриб турибсизки, юзаки мулоҳазалар ҳам (1.15) ва (1.16) қонуниятларнинг классик қонуниятларга зид эканлигини кўрсатади. (1.15) ва (1.16) сақланиш қонунлари ёруғликнинг икки ёқлама хусусияти - тўлқин ва корпускуляр хоссаларни инобатга олган тенгламалар бўлиб, унинг тасаввури классик физиканинг тасаввурига нисбатан бойроқдир. Ҳозирги замон электромагнит майдон квант назарияси ёруғликнинг шу икки томонини ҳисобга олади.

1.5. Фотонлар. Электрон-позитрон жуфтлиги ва аннигляцияси

Фотон релятивистик зарра бўлиб, у доимо ёруғлик тезлигида ҳаракат қилади. Шунинг учун фотоннинг массаси, импулси ва энергияси махсус нисбийлик назариясининг формулалари ёрдамида ҳисобланади. Махсус нисбийлик назариясига кўра исталган зарранинг массаси

$$m=\frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{\nu^2}{c^2}}} \qquad (1.17)$$

формула билан топилади. Агар фотон учун $\nu = c$ деб қабул қилсак, у ҳолда (1.17) формуланинг махражи нолга айланади. Бундан шундай хулоса келиб чиқадики, фотоннинг тинчликдаги массаси нолга тенг бўлиши ёки унинг

энергияси $E=m c^2$ чексизга тенг бўлиши керак. Лекин, фотон доим ҳаракатда, у ҳеч қачон тинч ҳолатда бўлмайди. $m_0=0$ да фотоннинг импулси

$$E^2 = p^2 c^2 + m_0^2 c^4 \tag{1.18}$$

формулага кўра

$$p=\frac{E}{c} \tag{1.19}$$

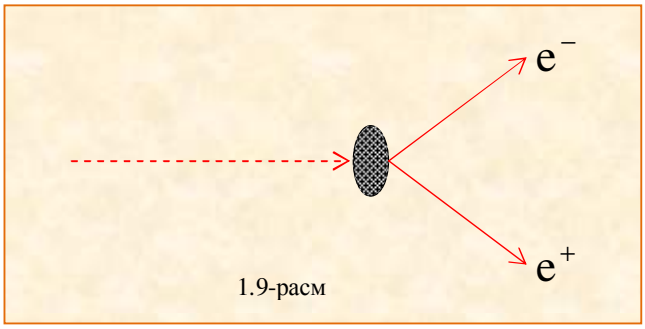
билан аниқланади. $E=h\nu$ бўлгани учун фотоннинг импулси тўлқин узунлик билан

$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \tag{1.20}$$

муносабат орқали боғланган. Фотон энергияга эга ва бу энергия маълум шароитларда массага айланиши мумкин. Бу ҳодиса позитрон ва электрон туғилиши жараёнида (1.9-расм) рўй беради. Позитрон 1932 йилда С. Андерсон томонидан кашф қилинган бўлиб, кейин у радиоактив ядроларнинг емирилиш пайтида юзага келиши тасдиқланган. Катта энергиядаги γ– нурлар моддадан ўтганда ҳам позитрон пайдо бўлади. Ядронинг электр майдонида γ–квантлар электрон-позитрон жуфтлигини ҳосил қилади. Аксинча позитрон электрон билан тўқнашганда, иккала зарра ҳам йўқолиб (аннигляцияланиб) уларнинг ўрнига тенг кучли энергияга эга бўлган фотонлар пайдо бўлади. Моддаларни позитрон билан нурлантирганда ҳам аннигляция ҳодисаси содир бўлади. Аннигляция жараёни учун

$$e^+ + e^- = n\gamma \tag{1.21}$$

реакцияни ёзиш мумкин; бунда γ - фотон, n - фотонлар сони. Аннигляция пайтида иккитадан ортиқ ($n \geq 2$) фотон ҳосил бўлади, чунки битта фотон учун энергия ва импулснинг сақланиш қонуни бажарилмайди. Электрон ва позитрон тўқнашиш моментида тенг турган бўлсалар, у ҳолда системанинг дастлабки ҳолатдаги импулси нолга тенг. Импулснинг сақланиш қонунига кўра системанинг тўқнашгандан кейинги ҳолатининг импулси ҳам нолга тенг бўлиши керак; ягона фотон учун импулснинг



1.9-расм

сақланиш қонуни бажарилмайди. Шунга кўра иккала фотон ҳам бир хил миқдордаги импулсга эга бўлиши, йўналиши эса қарама-қарши бўлиши керак. Бундан бу фотонларнинг энергиялари ҳам, частоталари ҳам тенглиги келиб чиқади. Фотоннинг частотасини ω десак, энергиянинг сақланиш қонунига кўра

$$2\,h\omega = 2\,mc^2 \quad \text{ёки} \quad \lambda = \frac{2\pi c}{\omega} = \frac{\lambda}{mc}. \qquad (1.22)$$

Фотоннинг тўлқин узунлиги $\frac{h}{mc} = 0{,}0243 A° = 0{,}0243 \times 10^{-10}$ м электрон-позитрон аннигляцияси жараёнида пайдо бўлган фотонларнинг тўлқин энергияси 0,0243 $\mathring{A}$ бўлиб, у комптон тўлқин узунлигига тенг. Фотоннинг бундай тўлқин узунлигига тўғри келган фотон энергияси $mc^2 = 0{,}511$ МэВ. Фотоннинг ушбу энергияси экспериментда тасдиқланган.

Назорат саволлари

1. Иссиқлик нурланишининг ҳосил бўлишини тушунтиринг.
3. Абсолют қора жисм деб қандай жисмга айтилади?
4. Абсолют қора жисмнинг амалдаги модели қандай?
5. Иссиқлик нурланишининг спектри қандай кўринишда ва ундаги эгри чизиқлар нимани ифодалайди?
6. Кирхгоф қонуни қайси катталиклар орасидаги боғланишни ифодалайди?
8. Вин қонуни қайси катталиклар орасидаги боғланишни ифодалайди?
9. Планк формуласининг моҳияти қандай?
10. Релей-Жинс формуласи иссиқлик нурланиши спектрининг қайси соҳасида тажриба натижалари билан мос келади?
11. Вин формуласи нурланиш спектрининг қайси соҳасини тушунтира олади?
13. Планк формуласи қандай ифодаланади, унинг моҳиятини тушунтиринг.
14. Фотоэффект ҳодисаси қандай ҳодиса ва у ким томонидан очилган?
15. Столетов қонунларини тушунтиринг.

16. Фотоэффектнинг қизил чегарасининг формуласи қандай ва унинг моҳияти нимадан иборат?
17. Эйнштейн формуласини ёзинг ва уни изоҳлаб беринг.
18. Фотоэффект ҳодисаси қандай электронларда ҳосил бўлади?
19. Фотоэффект ҳодисасидан амалда қандай фойдаланилади?

МАСАЛАЛАР ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

Абсолют қора жисм нурланиши

1-масала: Қора жисм нурланиш спектрида энергиянинг максимал қийматига тўғри келган тўлқин узунлиги λ_0=0,58 мкм. Жисм сиртининг R_e энергетик ёритувчанлигини аниқланг.

Берилган: λ_0=0.58мкм

$\underline{R_e \sim ?}$

Ечиш: Стефан-Болцман қонунига кўра абсолют қора жисмнинг энергетик ёритувчанлиги T термодинамик температуранинг тўртинчи даражасига пропорционал ва у қуйидагича ифодаланади

$$R_e = \sigma T^4, \qquad (1)$$

бунда σ - Стефан-Болцман доимийси, T – термодинамик температура. Виннинг силжиш қонуни ёрдамида температура T ни ҳисоблаш мумкин

$$\lambda_0 = \frac{\beta}{T}, \qquad (2)$$

бунда β – Вин доимийси. (2) ва (1) формуладан фойдаланиб

$$R_e = \sigma\left(\frac{\beta}{\lambda_0}\right)^4,$$

формулани ҳосил қиламиз. Ҳисоблаймиз:

$$R_e = 5,67\cdot 10^{-8}\left(\frac{2,90\cdot 10^{-3}}{5,8\cdot 10^{-7}}\right)^4 \text{ Вт/м}^2 = 3,54\cdot 10^7 \text{ Вт/м}^2 = 35\cdot 4 \text{ мВт/м}^2.$$

2-масала: Нур чиқариши сабабли Ер ўз сиртининг ҳар бир квадрат метр сиртидан 1с да ўртача 91 Ж энергия йўқотади. Ерни абсолют қора жисм деб қабул қилиб, сиртнинг ўртача температураси T ни ва нурланаётган энергия максимумига тўғри келган тўлқин узунлик $\lambda_м$ ни аниқланг.

Берилган: t=1c
W=91Ж
$\overline{T \sim ? \quad \lambda_m \sim ?}$

Ечиш: Стефан-Болцман қонуни асосан

$$E_T = \sigma T^4,$$

бунда $E_т$=91 Ж/(m^2.с) – Ернинг нур чиқариш қобилияти, σ - Стефан-Болцман доимийси. У вақтда

$$T=\sqrt[4]{\frac{E_T}{\sigma}}=\sqrt[4]{\frac{91}{5{,}67\times10^{-8}}}=200\text{K}=-73^0C\,.$$

Вин қонунига мувофиқ

$$\lambda_m T = \beta,$$

бунда β – Вин доимийси. Шунинг учун

$$\lambda_т=\frac{b}{T}=\frac{2{,}898\times10^{-3}}{200}=1{,}45\times10^{-5}\text{м}=14{,}5\,м\,.$$

Шундай қилиб, Ер нур чиқариш қобилиятининг максимуми спектрнинг узун тўлқин (инфрақизил) қисмига тўғри келади.

3-Масала. λ_1=0.9мкм дан λ_2=0,3мкм гача ўзгаришда қора жисм қувватининг ўзгаришини топинг.

Берилган: λ_1=0.9мкм ; λ_2=0,3мкм ; $\frac{N_1}{N_2}$=?.

Ечиш: абсолют қора жисм нурланишининг максимумига тўғри келадиган тўлқин узунлиги Вин формуласи орқали аниқланади

$$\lambda_{max}=\frac{b_1}{T}. \qquad (1)$$

Бу ерда T – нурланишнинг термодинамик температураси, $b_1 = 2.89\cdot10^{-3}\text{м}\cdot\text{К}$ - Вин доимийси. Зарурий тўлқин узунликларига мос келувчи температураларнинг қийматлари (1) ифодага асосан

$$T_1=\frac{b_1}{\lambda_1};\quad T_2=\frac{b_1}{\lambda_2}. \qquad (1)$$

У ҳолда нурланиш қуввати

$$N = R\cdot S,$$

Бу ерда R – жисмнинг энергетик ёритилганлиги; S – нурланувчи жисм сирти. Стефан-Больцман қонунига кўра

$$R = Q \cdot T^4,$$

(бу ерда $\sigma=5.67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м^{2}к^4) - Стефан-Больцман доимийси), λ_1 ва λ_2 учун

$$N_1=\sigma T_1^4 S, \quad N_2=\sigma T_2^4 S. \tag{3}$$

Охирги формулаларни ечиб, топамиз

$$\frac{N_2}{N_1}=\frac{\sigma \cdot S\left(\frac{b_1}{\lambda_2}\right)^4}{\sigma \cdot S\left(\frac{b_1}{\lambda_1}\right)}=\frac{\lambda_1^4}{\lambda_2^4}$$

$\frac{N_2}{N_1}=n$ нисбат жисм қувватининг қанчалик ошганлигини ифодалайди

$$n=\left(0.9\text{мкм}/0{,}30\text{мкм}\right)^4=3^4=81.$$

Жавоб: 81 марта.

Фотоэффект ҳодисаси

1-масала: Цезий тўлқин узунлиги λ=400 нм бўлган бинафша нур билан ёритилганда унинг сиртидан учиб чиққан электронларнинг кинетик энергияси $W_к$ ва тезлиги ν топилсин. Цезийдан электроннинг чиқиш иши $A=1{,}7 \cdot 10^{-19}$ Ж га, ёруғликнинг тарқалиш тезлиги $c=3 \cdot 10^8$ м/с га ва Планк доимийси $h=6{,}625 \cdot 10^{-34}$ Ж.с. га ва электроннинг массаси $м=9{,}1 \cdot 10^{-31}$ кг га тенг. Эслатиб ўтамиз, соддалик учун бундан кейинги амалларда $\hbar \sim h$ деб оламиз.

Берилган: $\lambda=400\,\text{нм}=4*10^{-7}$ м, $A=1{,}7*10^{-19}$ Ж

$$\frac{c=3\times10^8\text{м/с},\ h=6{,}625\times10^{-34}\text{Ж,с.}}{W_к \sim ? \quad J \sim ?}$$

Ечиш: Фотоэффект учун Эйнштейн формуласини ёзамиз:

$$h\nu=\frac{m\vartheta^2}{2}+A \quad \text{ёки} \quad \frac{m\vartheta^2}{2}=h\nu-A,$$

бунда $\nu=\frac{c}{\lambda}$ тенг, у ҳолда

$$W_к=\frac{hc}{\lambda}\text{-}A=\frac{6{,}625\times10^{-34}\ 3\times10^8}{4\times10^{-7}}\text{-}1{,}7\times10^{-19}=5\times10^{-9}\ \text{Ж}.$$

Фотоэлектроннинг W_K кинетик энергиясини билган ҳолда унинг v тезлигини ҳисоблаймиз:

$$v=\sqrt{\frac{2W_к}{m}}=\sqrt{\frac{2,5\times10^{-9}}{9,1\times10^{-31}}}=\sqrt{1,1\times10^{12}}=1,05\times10^{6}\ \text{м/с}.$$

2 Масала. Никел учун фотоэффектнинг қизил чегараси 0,257мкм. Агар фототок 1,5 В. Потенциаллар фарқи қийматидан тўхтатилса, никелга тушаётган ёруғлик тўлқин узунлиги топилсин

Берилган: $\lambda_{кр}=0,257$мкм ; $U=1.5$В : $\lambda=?$.

Ечиш: Ташқи фотоэффект учун Эйнштейн тенгламаси

$$\frac{hc}{\lambda}=A+E_к . \qquad (1)$$

Металдан электронларнинг чиқиш иши

$$A=\frac{hc}{\lambda_{кр}}. \qquad (2)$$

Фотоэлектронларнинг максимал кинетик энергияси

$$E_к=\frac{m\upsilon^2}{2}=eU . \qquad (3)$$

e - электрон заряди; U - потенциаллар фарқи. Ушбу катталиклардан фойдалани (1) формулани қайта ёзиб оламиз

$$\frac{hc}{\lambda}=\frac{hc}{\lambda_{кр}}+eU . \qquad (4)$$

Охирги тенгламадан кўринадики, ёруғликнинг тўлқин узунлиги

$$\lambda=\left(\frac{1}{\lambda_{кр}}+\frac{eU}{hc}\right)^{-1}$$

$$\lambda=\left(\frac{1,6\cdot10^{-19}\text{Кл}\cdot1,5\text{В}}{6,62\cdot10\text{Дж}\cdot\text{с}\cdot3\cdot10^{8}\text{м/с}}+\frac{1}{0,257\cdot10^{-6}}\right)^{-1}=1,96\cdot10^{-7}\text{м}.$$

Жавоб: $\lambda=0,196$мкм .

Комптон эффекти

1-Масала: Антикатод тўлқин узунлиги 0.024 Å бўлган фотонлар билан бомбардимон қилинганда сочилган фотонлар 60^0 бурчак остида кузатилган.

а) сочилган фотон узунлиги;

б) тепки электронининг сочилиш бурчаги ҳисоблансин.

Ечиш:

а) λ_0 =0.024 Å , ϕ =60^0 бўлганидан

$$\lambda = \lambda_0 + 2\lambda_c \sin^2\frac{\phi}{2} = \lambda_0 + \frac{\lambda_c}{2} = \left(0.024 + \frac{0.024}{2}\right) = 0.036\,\text{Å}.$$

б) Тепки электроннинг сочилиш бурчаги бўлган γ ни топиш учун импулслар сақланиш қонунинг x, y ларга проекцияларини ёзамиз:

$$P_0 - P_c\cos\phi = P_e\cos\gamma. \qquad (1)$$

$$P_c\sin\phi = P_e\sin\gamma. \qquad (2)$$

Бу ерда $P_0 = \frac{hc}{\lambda_0} = \frac{19.86\cdot10^{-26}}{0.024\cdot10^{-10}}\cdot\text{кг}\cdot\frac{\text{м}}{\text{с}} = 8.27\cdot10^{-14}\ \text{кг}\cdot\frac{\text{м}}{\text{с}}$ тушаётган фотон импулси,

$$P_c = \frac{hc}{\lambda} = \frac{19.86\cdot10^{-26}}{0.036\cdot10^{-10}}\text{кг}\cdot\frac{\text{м}}{\text{с}} = 5.51\cdot10^{-14}\text{кг}\cdot\frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

Сочилаётган фотон импулси, P_c - тепки электрон импулси, ϕ-фотоннинг эркин электрондан сочилиш бурчаги. (2) тенгликни (1) тенгликка чап томонни чап томонга, ўнг томонни ўнг томонга мос равишда бўламиз:

$$\text{tg}\gamma = \frac{P_s\sin\varphi}{P_0 - P_s\cos\varphi} = \frac{5{,}51\cdot10^{-14}\cdot\frac{\sqrt{3}}{2}}{(8{,}27 - 5{,}51\cdot\frac{1}{2})\cdot10^{-14}} = \frac{5{,}51\cdot0{,}865}{5{,}52} = 0{,}8634$$

$$\gamma=\text{arctg}0,\ \ 8634=40^0 50'.$$

2 Масала. Бирор сиртга тушаётган ёруғлик босими 9 мкПа ни ташкил этади. Сирт яқинидаги фотонлар концентрациясини аниқланг.

Берилган: $\lambda = 0{,}55\cdot10^{-6}$м ; $P = 9\cdot10^{-6}$Па ; ρ=1: n =?.

Ечиш: акс эттириш ρ коэффициентига эга бўлган ёруғлик босими

$$P=\frac{I}{c}(1+\rho)=\omega(1+\rho). \qquad (1)$$

Бу ерда I – нурланиш интенсивлиги, $\omega=\frac{I}{c}$ - нурланишнинг ҳажмий зичлиги.

Битта фотон энергияси

$$\varepsilon=\frac{hc}{\lambda}.$$

Нурланиш энергиясининг ҳажмий зичлиги

$$\omega=\frac{nhc}{\lambda}, \qquad (2)$$

n - фотонлар концентрацияси. (2) формулани (1) га қўйиб

$$P=\frac{nhc}{\lambda}(1+\rho). \qquad (3)$$

Бу ердан

$$n=\frac{\lambda P}{hc(1+\rho)};$$

$$n=\frac{0.55\cdot10^{-6}\text{м}\cdot9\cdot10^{-6}\text{Па}}{6,62\cdot10^{-34}\text{Дж}\cdot\text{с}\cdot3\cdot10^{8}\text{м/с}\cdot(1+1)}=2,49\cdot10^{13}\text{м}^{-3}.$$

Жавоб: $n=2,49\cdot10^{13}\text{м}^{-3}$

Бор атоми назарияси

1-Масала: Бор назариясидан фойдаланиб, водород атомининг биринчи ва иккинчи орбиталари учун электр майдони кучланганлигининг ва Кулон тортишув кучининг қийматлари ҳисоблансин.

Ечиш: Бор назариясига кўра n-нчи орбита радиуси

$$r_n=\frac{h^2}{me^2}n^2=r_1n^2$$

формула билан аниқланади, бу ерда $r_1=\frac{h^2}{me^2}=0,52\,\text{A}^0=0,52\cdot10^{-10}\text{m}$ - Борнинг биринчи радиуси. У ҳолда $n=2$ (иккинчи орбита) учун

$$r_2=r_1n^2=0,52\cdot10^{-10}\cdot4\text{м}=2,08\cdot10^{-10}\text{м}.$$

Кулон тортишув кучи водород атоми ядроси ва электрон ўртасидаги куч ҳисобланади ва унинг абсолют қиймати

$$\left|F_n\right| = \frac{e^2}{r^2{}_n} = \frac{F_1}{n^4}$$

формула билан аниқланади, бу ерда

$$F_1 = \frac{e^2}{r^2{}_1} = \frac{\left(1,6\cdot 10^{-19}\text{К}\right)^2}{\left(0,52\cdot 10^{-10}\text{м}\right)^2} = \frac{2,56\cdot 10^{-38}}{0,26\cdot 10^{-22}}\text{Н} = 82,3\cdot 10^{-9}\text{Н}$$

$$F_2 = \frac{F_1}{4^2} = \frac{82,3\cdot 10^{-9}\text{N}}{16} = 5,14\cdot 10^{-9}\text{N}$$

.

Заряд бирлигидаги бундай кучлар электр майдон кучланганлиги берганлиги учун

$$E_1 = \frac{F_1}{e} = \frac{82,3\cdot 10^{-9}\text{Н}}{1,6\cdot 10^{-19}\text{К}} = 51,4\cdot 10^{10}\text{В/м},$$

$$E_2 = \frac{F_2}{e} = \frac{5,14\cdot 10^{-9}\text{Н}}{1,6\cdot 10^{-19}\text{К}} = 3,21\cdot 10^{10}\text{В/м}.$$

2-масала: Бор назариясидан фойдаланиб, водород атомидаги электроннинг n – Бор орбитасининг радиуси r_n ва бу орбитасидаги тезлиги ϑ_n топилсин. Масала n=3 ҳоли учун ечилсин. Планк доимийси $h=6,625\cdot 10^{-34}$ Ж·с ва электр доимийси $\varepsilon_0=8,85\cdot 10^{-12}$ Ф/м га, электроннинг массаси $m_e=9,1\cdot 10^{-31}$ кг га ва заряди $e=1,6\cdot 10^{-19}$ Кл га тенг.

Берилган:

$m_e = 9.1\cdot 10^{-31}$кг, $E = 1.6\cdot 10^{-19}$Кл, $\varepsilon_0 = 8.85\cdot 10^{-12}\,\frac{\text{Кл}^2}{\text{Н}\cdot\text{м}^2}$,

$h = 6.625\cdot 10^{-34}\,\text{Ж}\cdot\text{с},\ n = 3.$

$r_3 = ?,\ \ \upsilon_3 = ?.$

Ечиш: Водород атоми протони ва унинг атрофида айланаётган электроннинг ўзаро таъсир Кулон кучи: $F_x = \frac{1}{4\pi\ \varepsilon_0}\frac{e^2}{r_n^{\ 2}}$, марказга интилма куч $F_{m.i} = \frac{m_e\vartheta_n^{\ 2}}{r_n}$ дан иборат, яъни

$$\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\times\frac{e^2}{r_n^{\ 2}} = \frac{m_e\vartheta_n}{r_n}\ . \qquad (1)$$

Борнинг иккинчи постулотига асосан

$$m_e\vartheta_n r_n = n\frac{h}{2\pi}: \qquad (2)$$

бунда n=1,2,3,… орбитанинг тартиб рақамидир. Бундан ϑ_n – орбитадаги электроннинг тезлиги:

$$\vartheta_n = n\frac{h}{2\pi m_e r_n} \qquad (3)$$

га тенг бўлади. Буни ўрнига (1-3) дан фойдаланиб, орбитанинг радиуси r_n ни аниқлаймиз:

$$\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r_n^2} = \frac{m_e n^2 h^2}{r_n 4\pi^2 m_e^2 r_n^2} \quad \text{ёки} \quad \frac{e^2}{\varepsilon_0} = \frac{n^2 h^2}{\pi m_e r_n}.$$

Бундан изланаётган орбитанинг радиуси r_n қуйидагига тенг бўлади:

$$r_n = n^2 \frac{h^2 \varepsilon_0}{\pi m_e e^2}.$$

Буни юқоридаги ифодага қўйиб, орбитадаги электроннинг тезлиги $\vartheta_н$ ни топамиз:

$$\vartheta_n = \frac{nh}{2\pi m_e}\cdot\frac{1}{r_n} = \frac{nh}{2\pi m_e} - \frac{\pi m_e e^2}{n^2 h^2} = \frac{1}{n}\frac{e^2}{2h}.$$

Масала шартига кўра n=3 бўлган ҳолни ҳисоблаб чиқамиз:

$$r_3 = n^2 \frac{h^2 \varepsilon_0}{\pi m_e e^2} = 3^2 \frac{6,625^2 \cdot 10^{-68} 8,85 \cdot 10^{-12}}{3,14 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 1.6^2 \cdot 10^{-38}} = 4,78 \cdot 10^{-10}\,\text{m}$$

$$\vartheta_3 = \frac{1}{n}\frac{e^2}{2hE_0} = \frac{1}{3}\frac{1,6^2 \cdot 10^{-38}}{2 \cdot 6,625 \cdot 10^{-34} \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}} = 7,3 \cdot 10\ \text{m/c}.$$

II-БОБ
ЁРУҒЛИКНИНГ ТЎЛҚИН ХОССАЛАРИ

2.1. Де-Бройл тўлқинлари

Бизга маълумки, кўпгина оптика ҳодисаларини тўлқин назарияси асосида тушунтириш мумкин. Интерференция ва дифракция ҳодисалари айнан ушбу назария воситасида тушунтирилади. Бироқ, иссиқлик нурланиши, фотоэффект ва Комптон эффекти каби ҳодисаларнинг таҳлилидан кўрдикки, ёруғлик корпускуляр табиатига ҳам эга. Хулоса қилиш мумкинки, ёруғлик икки хил - бир бирига табиатан зид бўлган хусусиятларга эга экан, яъни ёруғликнинг тўлқин ва зарра хусусиятлари бир-бирига қарама-қарши бўлган тушунчалардир. Ёруғликнинг бу икки табиатини бир вақтда кузатиш мумкин эмас. Ёруғликнинг айнан шу икки хил хусусияти *тўлқин-зарра дуализми* деб аталади. Бундан келиб чиқадики ёруғликнинг тўлиқ назарияси тўлқин дуализмига асосланган бўлиши лозим.

Мах Планк ёруғлик зарралари (фотонлар)нинг энергиясини ёруғликнинг тўлқин хусусиятини ифода этувчи катталик - частота билан қуйидагича боғланишини исботлаб берди

$$E=h\nu . \qquad (2.1)$$

Ушбу энергетик формулани махсус нисбийлик назариясидаги

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

муносабатдан ҳам ҳосил қилиш мумкин. Фотоннинг тинчликдаги энергияси

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

бўлгани учун тўла энергия фақат фотонларнинг кинетик энергияси

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

га тенг бўлади. Бироқ классик физикада эса энергияни частота билан боғловчи бирорта ҳам формула йўқ. Бу ҳодиса классик физика олдида турган муҳим муаммолардан бири эди. Бу муаммони ҳал этиш учун Луи де Бройл ҳар бир фотон тўлқин жараёни билан узвий боғланган бўлиши керак деган гипотезани илгари суради. Унинг бу гипотезаси фотоннинг тўлқин табиатига мос бўлган интерференция ҳодисасини тушунтиришга имкон берди. Иккинчи томондан ёруғлик тўлқинларининг импулсга эга эканлигини А. Эйнштейн назарий жиҳатдан асослаб берди, кейинчалик А. Комптон бу ғояни тажрибада исботлади. Шундай қилиб (2.1) ва (2.3) муносабатлардан

$$h\nu = p\,c \tag{2.5}$$

ифодани ҳосил қилиш мумкин, буерда $p = m\,c$ - фотоннинг импулси бўлиб

$$p=\frac{h\nu}{c} \tag{2.6}$$

формула орқали ифодаланади. (2.6) формула фотоннинг корпускуляр табиатини характерловчи импулсни фотоннинг тўлқин табиатини ифодаловчи катталик-частотаси (ёки тўлқин узунлик) билан боғлайди. Демак (2.6) формулада фотоннинг бир-бирига зид бўлган икки ёқлама хусусияти бўлган корпускула-тўлқин табиати мужассамлангандир.

2.2. Микрозарралар дуализми. Де-Бройл ғояси

Ёруғликнинг тўлқин-зарра дуализмини чуқур таҳлил этган Луи де Бройл 1924 йил ўзининг «Квантларга доир изланишлар» деб номланган докторлик диссертация ҳимоясида қуйидаги ғояни илгари сурди: «агар ёруғлик нури кўп ҳолларда ўзининг корпускулярлик хусусиятини намоён этар экан, нима учун электрон ҳам тўлқин хусусиятига эга бўлмаслиги керак». Бу фикрни кейин янада ривожлантириб, ўзининг «Физикада инқилоб» номли асарида фотон каби, тинчликдаги массаси нолга тенг бўлмаган бошқа микрозарралар ҳам тўлқин табиатига эга бўлиши керак деган фикрни илгари сурди. Шундай қилиб, де Бройл микрозарралар дуализмининг назариясини ишлаб чиқди ва унга мос келувчи миқдорий муносабатларни топди. Де Бройл ғоясига биноан (2.6) формула ихтиёрий зарранинг ҳаракати учун ўринлидир. Электрон аниқ импулс

Луи де Бройл (1892-1986)

$$p=m\nu=\frac{h}{\lambda} \tag{2.7}$$

га эга бўлиши мумкин, бунда m-электроннинг релятивистик массаси, ϑ-электроннинг тезлиги (2.7) муносабатдан кўриниб турибдики электронга ν - частотага эга бўлган тўлқинга характеристика бердик. (2.7) тенгликдан электроннинг тўлқин узунлиги

$$\lambda=\frac{h}{m\nu}=\frac{h}{p} \tag{2.8}$$

га тенг. Шундай қилиб электрон тўлқин хоссага эга ва унинг тўлқин узунлиги (2.8) муносабат орқали ифодаланади. Квант механикасида ν - чизиқли частота ўрнига одатда бурчак частота $\omega=2\pi\nu$ қўлланилади. Шу

муносабатга мос ҳолда h -катталикнинг ўрнига Дирак томонидан киритилган доимийлик

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

киритилди. (2.9) тенгликни эътиборга олсак, у ҳолда (2.8) формулани

$$\lambda = \frac{2\pi h}{p} \tag{2.10}$$

кўринишда ёзиш мумкин бўлади. (2.9) ва (2.10) ифодалардаги λ-катталик *де Бройл тўлқин узунлиги* деб номланади. Ҳаракатдаги зарралар учун (2.10) муносабатдан бир қатор фойдали тенгламаларни келтириб чиқариш мумкин. Махсус нисбийлик назариясига кўра релятивистик импулснинг қиймати

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

формула билан аниқланади. (2.11) ифодани (2.8) га қўйсак

$$\lambda = \frac{h\,c}{\sqrt{E^2 - E_0}} = \frac{h\,c}{\sqrt{m^2\,c^4 - m_0^2\,c^4}} == \frac{h\sqrt{1 - \frac{\nu^2}{c^2}}}{m_0\,\nu}$$

формулани ёзиш мумкин. Хусусуй ҳол $\nu \ll c$ учун $\lambda = \frac{h}{m\nu}$ ни ҳосил қиламиз. Худди шунингдек уни зарранинг кинетик энергияси формуласи $K = E - mc^2$ билан боғласак, у ҳолда қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз

$$\lambda = \frac{2\pi h}{\sqrt{2\,m\,K}}. \tag{2.12}$$

Норелятивистик электронлар учун $\nu = \sqrt{2\frac{e}{m}U_{\text{тез}}}$ бўлгани учун тўлқин узунлиги учун

$$\lambda = \frac{h}{m\nu} = \frac{h}{\sqrt{2meU_{\text{òåç}}}}. \tag{2.14}$$

Ушбу муносабат жуда кўп тажрибаларда тасдиқланган. Бу ерда $U_{\text{тез}}$-электронларнинг тезлатувчи потенциалидир. Агар электронлар дастаси

тўлқин хусусиятига эга бўлса, у кристаллдан рентген нурлари каби қайтиши керак. Брегг-Вулф формуласи

$$2\,d\sin j=n\lambda,\quad n=1,2,3,... \tag{2.15}$$

га асосан тезлатувчи потенциал ушбу формула орқали ҳисобланади

$$\sqrt{U_{тез}}=\frac{n\,h}{\sqrt{2\,m_e\cdot 2\,d\sin\varphi}}=n\,D,\ n=1,2,3,... \tag{2.16}$$

Шундай қилиб, зарраларнинг тўлқин хоссаси ҳақидаги де-Бройл гипотезаси квант механикасининг негизини ташкил қилади. Заррачаларнинг корпускуляр-тўлқин дуализми универсал характерга эга бўлиб, у қарама-қаршиликлар бир бутунлиги ҳақидаги қонунни тўлиқ қониқтиради.

Де-Бройл формулалари

Де-Бройл гипотезасига таяниб ёзилган юқорида келтирилган формулалар

$$E=h\nu=h\omega, \tag{2.17}$$

$$\vec{p}=\frac{h}{\lambda}=h\vec{k} \tag{2.18}$$

де-Бройл формулалари деб номланади. Бу ердан де Бройл тўлқин узунлиги

$$\lambda=\frac{2\pi}{k}=\frac{2\pi h}{p} \tag{2.19}$$

кўринишга эга бўлар экан. Оптика бўлимидан бизга маълумки, тўлқинларнинг энг соддаси - бу югурувчи ясси монохроматик тўлқинлардир. Частотаси ω га тенг бўлган ясси монохроматик тўлқин

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

кўринишга эга бўлади. (2.20) ифодага (2.17) ва (2.18) ларни қўйсак, ҳаракатдаги зарралар учун

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

тенгликни ҳосил қиламиз. (2.21) функция де-Бройл тўлқинини характерловчи функциядир. Оптикада $\psi(r,t)$- функция исталган t вақт моментида фазонинг исталган нуқтасида тебранаётган ψ– катталикнинг оний қийматини ифода этади. Бу эрда $\vec{r}$ –радиус вектор, $\vec{k}$ –тўлқин вектор, ω –бурчак частота, А –тебраниш амплитудаси, $\vec{p}$ –импулс, Е–энергия.

Тўлқин вектор $k=\frac{2\pi}{\lambda}$ бўлиб, у 2π узунлик бирлигига қанча тўлқин узунликлар сони тўғри келишини характерлайди, йўналиши эса тўлқиннинг тарқалиш йўналишини белгилаб беради. Агар тўлқин z йўналишда ҳаракат қилаётган бўлса, у ҳолда қуйидаги муносабат ўринли бўлади

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

Тўлқин вектор, тўлқин узунлик билан бевосита боғланган, яъни тўлқин жараённинг фазовий даврийлиги билан боғланган. Циклик (бурчак) частота қуйидаги формула

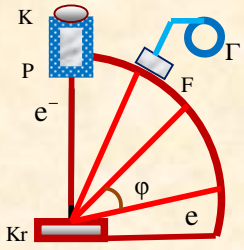
$$\omega=\frac{2\pi}{T}=2\pi\nu \qquad (2.23)$$

орқали аниқланади ва у тўлқин тарқалиш жараёнининг вақт бўйича даврийлигини характерлайди. Ушбу катталиклар де-Бройл катталиклари билан қандай боғланганлигини кўриб ўтамиз. Тўлқин векторнинг йўналиши ҳаракатда бўлган зарра билан боғланган тўлқиннинг йўналишини характерлагани учун зарра йўналиши сифатида зарра импулсининг йўналишини оламиз. Натижада $\vec{k}$ ва $\vec{p}$ ни боғловчи $\vec{p}=h\vec{k}$ ёки $\vec{k}=\frac{\vec{p}}{h}$ муносабатни ҳосил қиламиз. Де-Бройл тўлқинининг асосий характеристикаларидан бири бўлган тўлқин вектори зарра импулси билан боғланган. Тўлқин вектори $\vec{k}$ ва импулси $\vec{p}$ ни боғловчи катталик вазифасини h –Планк доймийси бажаради. Бу ердан шундай хулоса келиб чиқадики, (2.18) муносабат билан ифодаланувчи де-Бройл тўлқини квант табиатга эга экан. Квант физикасида тезлик эмас, балки импулс асосий роль ўйнайди. Де-Бройл тўлқинида частота билан энергия ҳам h-доймийлик орқали боғланган, яъни, $\omega=\frac{E}{h}$. Бу формула фотоннинг тўла энергиясининг частотага боғланишини характерлайди. Бу формулани ҳозирги замон физикасида универсал муносабат деб юритилади. Чунки де-Бройл ғоясидан сўнг бу муносабат фақат фотонлар учунгина хос бўлмай, балки ҳаракатдаги барча микрозарралар учун ҳам ўринлидир. Де-Бройл тўлқини амплитудасининг физик маъносини дастлабки пайтда де-Бройлнинг ўзи ҳам, квант механикаси соҳасидаги олимлар ҳам унчалик яхши тушунмаганлар. Унинг асл маъноси квант механиканинг ривожланиши билан ойдинлаша борди ва бу ҳодисани англаш борасидаги илк қадамни Макс Борн қўйди. Тўлқин функциясининг статистик изоҳидан сўнг, де Бройл тўлқини бу эҳтимолият тўлқини эканлиги маълум бўлди. Де-Бройл тўлқини амплитудасининг квадрати берилган вақтда ва фазонинг берилган нуқтасида заррани қайд қилиш эҳтимолини бериши мумкин.

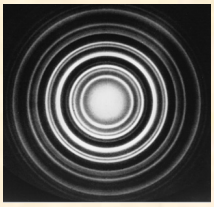
2.3. Тўлқинлар дифракцияси

К. Девиссон ва Л. Жермер тажрибалари

Ўтган асрнинг бошида америкалик физиклар К. Девиссон ва Л. Жермер иккиламчи электронлар чиқиш ҳодисасини тажрибада кузатишди. Аниқроғи, тажрибада никел кристалига тушаётган электронлар дастаси таъсири натижасида, иккиламчи электронларнинг чиқиш ҳодисаси ўрганилди. Маълум вақт давомида никел моддасининг оксидланиш жараёни бошланиб, уни йўқотиш учун никел пластинкаси янада юқори даражада қиздирилади. Аммо кейинчалик ушбу тажриба бутунлай бошқача натижа берди, яъни пластинка узоқ қиздирилиши туфайли майда кристаллар ўрнини йирик монокристаллар эгаллади. Иккиламчи электронларнинг чиқиши олдинги тажрибадагилар каби исталган бурчак орқали содир бўлди, бироқ айрим бурчакларда сиқилган электронларнинг сони кескин кўпайиб кетди. K=54 эВ энергияга эга бўлган электронларнинг $\phi = 50^0$ бурчакдаги сочилган иккиламчи электронларнинг интенсивлигининг тақсимоти графиги 2.1-расмда кўрсатилган.



2.1. расм



2.2.-расм

Девиссон ва Жермер электронларнинг тўлқин узунлигини аниқлаш учун рентген спектрометридан фойдаландилар. Рентген найчаси электрон тўпи билан алмаштирилди. К-катод никел кучланиши ёрдамида қиздирилди. Катоддан учиб чиққан электронлар дастаси ўз навбатида U_t потенциал ёрдамида тезлаштирилди. Тезлаштириш кучланишининг миқдори Р-потенциометр ёрдамида бажарилади. Потенциометр ёрдамида тўпдан чиққан электронларнинг тезлиги бошқарилади. Электронлар кристалл сиртига тушгандан сўнг, маълум бурчаклар бўйлаб оғадилар ёки қайтадилар. Қайтган нурлар электрон детектори (Фарадей цилиндри) билан қайд қилинади ва I ток миқдори галванометр ёрдамида ўлчанади. Электрон тўпи, кристалл ва Фарадей цилиндри вакуумга жойлаштирилади. Тажриба қуйидагича олиб борилди. Кристалл моддасига тушаётган электрон нурларининг тезлиги тезлантирувчи кучланиш ёрдамида ўзгартирилди ва унга мос равишда Фарадей цилиндридаги ток галванометр билан ўлчанди. Бу ҳолда кристалл сиртига тушаётган электронларнинг бурчаги ўзгармай қолади. Фарадей цилиндрида олинган натижа 2.2-расмда тасвирланган. 2.2-расмдан кўринадики эгрилик бир-биридан баравар узоқликда ётувчи

максимумларга эга. Қурилманинг электр схемаси диоднинг вольт-ампер характеристикасига ўхшаш монотон бўлиши керак эди. Бироқ ундай эмаслиги 2.2-расмдан кўриниб турибди. Шу сабабли Девиссон-Жермер тажрибасининг натижаларини тушунтириш учун де-Бройлга ўз ғоясини жалб қилиш керак бўлди. Тажрибаларнинг бирида электронлар дастасининг энергияси $K = 54$ эВ бўлганда сочилган (қайтган) электронларнинг интенсивлигининг максимал қиймати $\phi = 50^0$ да рўй берди. Электронларнинг импульси $p = \sqrt{2m_0 K}$ ни билган ҳолда эркин электроннинг де-Бройл тўлқин узунлигини қуйидаги формуладан топамиз

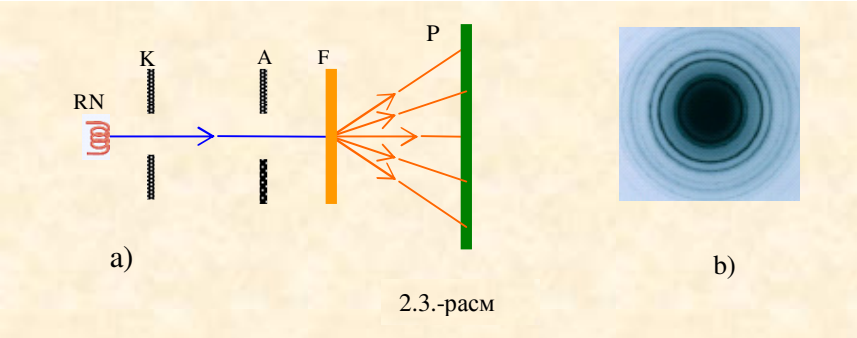
$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{6{,}62 \cdot 10^{-34}\ \text{ж} \cdot \text{с}}{\sqrt{2 \cdot 9{,}11 \cdot 10^{-34}\ \text{кг} \cdot 54 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}\ \text{ж}}} \cdot 10^{10}\ \frac{\overset{0}{\text{А}}}{\text{м}} = 1{,}67\ \overset{0}{\text{А}}.$$

Бу электрон билан боғланган тўлқиннинг де-Бройл тўлқин узунлигидир. Иккинчи томондан кристалл текислигида тўлқин дифракцияси ҳодисасига асосланган ҳолда Брегг методи ёрдамида даври $d = 0{,}91\overset{0}{\text{А}}$ га тенг бўлган никел кристалида содир бўлган электронлар дифракциясини биринчи тартибдаги максимуми (h=1) қуйидагича аниқланади

$$\lambda = 2\ d \sin\theta = 2 \times 0{,}91 \times \sin 65^0 = 1{,}65\ \overset{0}{\text{А}}.$$

Кўриниб турибдики, ҳар иккала натижа бир-бирига мос тушади. Бу эса ўз навбатида электронлар зарра хоссаси билан бир қаторда тўлқин хусусиятини ҳам намоён этар экан.

Томсон ва Тартаковский тажрибалари. Электронлар дифракциясини кузатиш учун олимлар Д. Томсон ва П.С. Тартаковскийлар Дебай-Шерер усулидан фойдаландилар. Бунда электронлар дастаси поликристал металл пластинкадан ўтказилганда сочилган электронлар фотопластинкада дифракцион халқаларни ҳосил қилиши керак. Томсон ва Тартаковский тажрибаларида ҳақиқатдан ҳам дифракцион халқалар тизими кузатилди. 1927-йилда Д.П. Томсон тажрибани ўтказишда энергияси (17,5-56,5) кэВ бўлган тез электронлардан фойдаланди. Томсон тажрибаси схемаси 2.3.-расмда келтирилган.



2.3.-расм

Энергияси 104 эВ бўлган электронларнинг параллел дастаси қалинлиги 10^{-5} см бўлган олтин фолгага йўналтирилди. Бунда Томсон экранда бир қатор дифракцион халқалар ҳосил бўлишини кузатади. Электронларнинг сочилиш бурчаклари q_1, q_2, q_3 ёруғлик нурлари дифракциясининг тенгламаси nl =d sinq (n=1,2,3,…), (3.31) орқали аниқланадиган бурчакларга тўғри келади. q – тушаётган электронлар дастаси билан дифракцияланган электронлар дастаси йўналишлари орасидаги бурчак. Томсон тажрибасида электронларнинг кузатилган дифракцияси, уларнинг тўлқин хоссасига эга эканлигини тасдиқлади. П.С.Тартаковский энергияси 1,7 кэВ гача бўлган секин электронлар билан тажриба ўтказди. Тартаковский тажрибасининг схемаси 2.3а-расмда тасвирланган. Электронлар дастаси К юпқа поликристал метал варағига F йўналтирилади. Дифракцияланган электронлар дасталари Р фотопластинкада ўз изларини қолдиради. Кейинчалик де-Бройл гипотезаси тўғрилиги кўп олимларнинг тажрибаларида ҳам исботланди. Масалан, рус олими П.С. Тартаковский катта тезликдаги электронларни юпқа (d=1 мкм) металл қатламдан ўтказиб, бу электронлар ҳосил қилган дифракция манзарасининг расмини фотоқоғозга туширди (2.3б-расм). 1948 йилда В. Фабрикант, Б. Биберман ва Н. Сушкинлар ниҳоятда заиф интенсивликдаги электронлар оқими билан тажриба ўтказиб, тўлқин хусусиятлар электронлар оқими учунгина эмас, балки айрим электронлар учун ҳам тегишлидир деган хулосани исбот қилишди. Хулоса қилиб айтганда, де-Бройл, гипотезаси бир қатор тажрибаларда тасдиқланди ва у тўлқин механикасининг яратилишида муҳим рол ўйнади. Қуйидаги зарраларнинг тўлқин табиатини тасдиқлаган тажрибаларнинг рўйхатини келтирамиз:

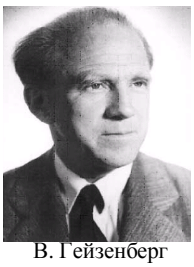
1. Немис физиги П. Рупп 1929 йилда содда дифракцион панжара ҳодисаси асосида жуда кичик сирпаниш бурчаклари учун электроннинг тўлқин узунлигини ўлчади.
2. 1931 йилда Ж. Жонсон водород молекуласининг кристалда сочилиш дифракциясини тажрибада кузатди.
3. 1938 йилда Эстермен, Фриш ва Штерн гелий атомлари дастасининг фторли литий кристалида сочилиш ҳодисасини тажрибада аниқлаб унинг тўлқин хусусиятига эга эканлигини тасдиқладилар.

Шундай қилиб, ушбу келтирилган тажриба натижалари зарраларнинг ҳақиқатан ҳам тўлқин табиатига эга эканлигини тўла тасдиқлади, лекин шу билан бирга бир қатор янги муаммолар ва жумбоқлар пайдо бўлди. Масалан, фотонлар ва электронлар ўзларининг тўлқин ва зарра табиатини намоён

қилар эканлар, у вақтда демак зарралар билан тўлқинлар орасида ҳеч қандай фарқ йўқдир. Бироқ фақатгина тўлқин назариясига асосланиб, фотоэффект, Комптон сочилиши каби тажриба натижаларини тушунтириб бўлмайди. Шу билан бирга зарраларни ёруғлик тезлигидаги тезлик билан ҳаракат қила олмаслиги ҳам муаммолигича қолади. Тўлқин дуализми муаммосини тушунтириш мақсадида Нилс Бор ўзининг тўлдириш принципини таклиф қилди. Битта тажрибанинг ўзида электроннинг бир вақтда ҳам тўлқин хоссаси, ҳам корпускуляр хоссаси ҳеч қачон намоён бўлмаслиги факт бўлиб, бу тўлдириш принципининг мағзини ташкил этади. Ҳар бир ҳолатда, у нима, нурланиш бўладими ёки электронлар дастаси бўладими барибир, ҳодисани тўла тавсифлаш учун тўлқин моделни ҳам корпускуляр моделни ҳам қўллаш зарур бўлади.

2.4. Гейзенбергнинг ноаниқлик муносабати.

Электроннинг тўлқин хоссасининг кашф этилиши унга оддий заррача сифатида эмас, балки тўлқин хоссасига эга бўлган мураккаб бир борлиқ сифатида қараш кераклигини кўрсатади. Унинг ўлчами, аниқ траекторияси ҳақида гапириш қийин. Электрон фотондан фарқли зарядга эга бўлиб, унинг фазодаги вазияти ва тақсимланиши бошқа заррачалар билан, масалан, атомда ядро билан ўзаро таъсирлашувига боғлиқ бўлади.


В. Гейзенберг
(1901-1976)

Классик механикада моддий нуқта бир вақтнинг ўзида аниқ координатага, импулс ва траекторияга эга бўлади. Микрозарра тўлқин хоссага эга бўлгани учун у классик механикадаги заррачадан фарқ қилади. Асосий фарқ шундаки, микрозаррачанинг траекторияси бўлмайди. Бундан ташқари уни аниқ координатаси ва импулси ҳақида ҳам гапириш мумкин эмас. Масалан, микрозаррачанинг импулсини тўлқин узунлиги орқали ифодалашимиз мумкин. Аммо микрозаррача тўлқин хоссага эга бўлгани учун у фазода анча катта оралиқни эгаллайди ва координатасининг ноаниқлиги катта бўлади. Демак, заррачанинг импулси аниқ бўлса, унинг координатаси ноаниқ қолади. Аксинча микрозарранинг координатасини аниқ ҳисобласак, унинг импулсининг ноаниқлиги Δp ортади, яъни $\Delta x \to 0$, бўлганда $\Delta p \to \infty$ бўлади.

1927 йилда немис олими Вернер Гейзенберг микрозаррачаларнинг тўлқин хоссасини ҳисобга олиб, уларнинг импулс ва координаталарини бир хил аниқлик билан ҳисоблаб бўлмайди деган хулосага келди ва ўзининг ноаниқликлар муносабатини яратди. Бирор ҳодисани тушунтиришда у ёки бу назариянинг қўлланиш меъёрини аниқлаш билан бевосита боғлиқ бўлган масалалардан бири физик катталикларни ўлчаш масаласидир. Физик учун бирор ҳодисани ўрганиш бу ҳодисани оддий кузатишдан иборат бўлиб қолмасдан, берилган ҳодисани характерловчи айрим катталикларни ўлчашдан ҳам иборат ҳисобланади. Текширилаётган объектнинг хусусиятлари тўғрисида олинадиган маълумотларнинг ҳаққонийлиги ўлчанадиган ана шу физик катталикларнинг аниқлигига боғлиқдир.

Гейзенберг фикрича квант механикасида зарра импулси ва координатасини бир вақтнинг ўзида аниқ ўлчаб бўлмайди. Буни исбот қилиш мақсадида Гейзенберг бир неча фикрий тажрибаларни таклиф этган. Электронлар параллел дастаси кенглиги Δx бўлган тирқиш орқали ўтиб экранга тушса, дифракция манзараси ҳосил бўлади. Корпускуляр нуқтаи назардан (классик физика нуқтаи назаридан) тирқишнинг кенглиги зарра координатасининг аниқмаслик ўлчами вазифасини ўтайди, чунки зарра тирқиш орқали ўтганида тирқишнинг қайси жойидан ўтганлиги бизга номаълум ҳисобланади. Экранда дифракция манзарасининг ҳосил бўлиши ҳар бир электрон тирқиш орқали ўтаётганида ўзининг бошланғич йўналишига тик бўлган йўналишда қўшимча Δp импулс олиниши кўрсатади. Шунинг учун электрон юқорига ёки пастга четланган бўлади. Олинган қўшимча импулснинг ўртача қиймати $\Delta p = p\sin\alpha$ га тенг бўлади. Бу ерда α электронларнинг дастлабки йўналишдан четланишининг ўртача бурчаги. Иккинчи томондан тўлқин механикасидан маълумки, тирқиш четларида «нурлар» йўлининг фарқи $d=\Delta x\sin\alpha$ дифракция ҳосил бўлиши учун $d \approx \lambda$ шартни қаноатлантириши керак. Бундан $\Delta x=\frac{\lambda}{\sin\alpha}$ эканлигини топамиз. У ҳолда $\Delta x\cdot\Delta p$ кўпайтмани ҳосил қилсак, у

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

тартибда бўлади ҳамда Де-Бройл формуласи $p=\frac{h}{\lambda}$ ни эътиборга олсак,

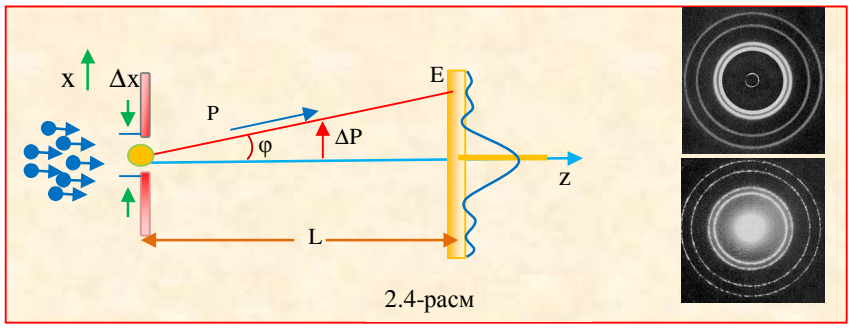
$$\Delta x \cdot \Delta p \sim h$$

кўринишидаги Гейзенбергнинг машҳур *ноаниқлик муносабатини* ҳосил қиламиз. Бу муносабат электроннинг координатаси ва импулсини бир вақтнинг ўзида фақатгина Δp ва Δx аниқлигида ўлчаш мумкинлигини кўрсатади. Ўлчашнинг бу аниқликлари бир-бири билан Гейзенбергнинг муносабати орқали чамбарчас боғланишда бўлади. Микрозарранинг импулс ва координатасини аниқ ўлчаб бўлмаслиги ўлчов асбоблари аниқлик даражасига боғлиқ бўлмасдан микрозарранинг тўлқин хоссасидан келиб чиқади. Агар микрозарранинг фазодаги координаталарини x, y, z ва импулсининг ўқлардаги проексиялари p_x, p_y, p_z десак, Гейзенберг ноаниқлик муносабатларига кўра координата ноаниқлигини импулс ноаниқлигига кўпайтмаси Планк доимийсидан кичик бўлмайди, яъни

$$\left.\begin{aligned} \Delta x \cdot \Delta p_X &\geq h \\ \Delta y \cdot \Delta p_Y &\geq h \\ \Delta z \cdot \Delta p_Z &\geq h \end{aligned}\right\}. \qquad (2.24)$$

Демак, координата ноаниқлиги импулс ноаниқлигига кўпайтмаси доимо h дан катта бўлади. Импулс ва координаталар жуда катта аниқликда ўлчанганда уларнинг кўпайтмаси h тенг бўлиши мумкин. (2.24) муносабатлардан кўринадики, координаталарни жуда катта аниқликда ўлчаб, унинг ноаниқлиги x нинг жуда кичик бўлишига ($\Delta x=0$) эришиш мумкин. Аммо бу вақтда микрозарра импулсининг ноаниқлиги p ортиб кетади ($p=\infty$). Доимо Δx ни Δp га кўпайтмаси Планк доимийси h дан катта бўлади. Бундан зарранинг импулси ва координатасини бир хил аниқликда ўлчаб бўлмаслиги келиб чиқади. Бундан ташқари микрозарранинг энергияси ва вақтини ўлчашдаги ноаниқликлар учун қуйидаги муносабат ҳам мавжуд

$$\Delta W \cdot \Delta t \geq h . \qquad (2.25)$$



2.4-расм

Бу ифодадан яшаш вақти Δt бўлган зарранинг энергияси аниқ бир W қийматга эга бўлмаслиги келиб чиқади. Зарранинг яшаш вақти камайиши билан унинг энергиясининг ноаниқлиги ортади. Шундай қилиб, ноаниқликлар муносабатлари инсон иродасига боғлиқ бўлмаган ўзаро боғланишларни ифодалайди. Шунинг учун ҳам бу муносабаталарни табиатнинг объектив қонуни деб қарамоқ лозим.

Шундай қилиб, қараб чиқилган «тажриба» юқорида қўйилган саволга маълум даражада жавоб беради, чунончи, квант механикасида ҳар қандай катталиклар исталган даражада бир вақтнинг ўзида аниқ ўлчана олинмас экан: бир катталикнинг бирор аниқликда ўлчаниши бошқа катталикнинг ўлчаниши аниқлигига албатта таъсир этар экан. Бирор катталикни қанчалик аниқ ўлчасак, иккинчи бир катталикни шунчалик аниқ ўлчай олмас эканмиз.

Тўлқинлар дифракцияси. Қуйидаги содда тажрибани кўриб чиқамиз. Эркин заррача x координатасининг қийматини уларнинг ҳаракат йўналишига перпендикуляр жойлашган Δx тирқишга нисбатан аниқлайлик (2.4-расм). Заррачанинг тўсиқдан ўтишидан олдинги импулси аниқ қийматга эга $p_x = 0$, аммо заррачанинг x координатаси ноаниқ $\Delta x = \infty$. Заррачанинг тўсиқдан ўтиш вақтида координатасининг ноаниқлиги тўсиқнинг кенглиги билан тенг, аммо импулснинг аниқлиги йўқолади

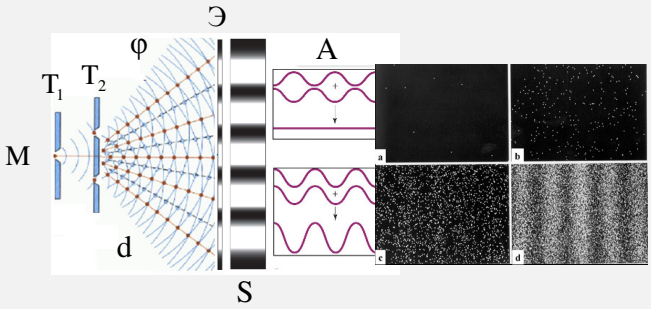
$$\frac{\Delta p_x}{p} = \sin\phi .$$

Дифракция туфайли, зарраларнинг 2φ бурчаги бўйлаб ҳаракатланиши эҳтимоли мавжуд, бу ерда φ биринчи диффракция минималига мос бурчак. Δx тўсиқ кенглигига мос келувчи биринчи диффракция минимумлик шарти қуйидагича аниқланади

$$\Delta x \sin\phi = \lambda .$$

Фараз қилайлик, электроннинг фазодаги ҳолатини микроскоп ёрдамида кузатаётган бўлайлик. Электронни бевосита кузатиш мумкин бўлмаганидан, биз унга ёруғлик йўналтириб, ундан сочилган ёруғлик орқали уни кузатишимиз мумкин. Сочилган ёруғлик йўналиши бўйича электроннинг фазодаги ҳолати тўғрисида фикр юритишимиз мумкин бўлади. Оптика курсидан маълумки, бундай пайтда объектнинг фазовий координатаси маълум бир хатолик билан ўлчанади: $\Delta x = \frac{\lambda}{\sin\phi}$. Бу ерда ϕ - микроскоп апертураси, яъни электрон ана шу бурчак ичидаги исталган нуқтада топилади. Бу формуладан кўринадики, электроннинг фазодаги ҳолатини аниқроқ ўлчаш учун янада қисқароқ тўлқин узунликдаги ёруғликдан фойдаланишга тўғри келади. Лекин ёруғлик квантлари бошқа микрозарралар каби $p=\frac{h}{\lambda}$ импулсга эга бўладилар ва электрондан сочилганда унга маълум миқдорда $\Delta p = p\sin\varphi = \frac{h}{\lambda}\sin\varphi$ импулс беради. Бу ерда φ квантнинг электрондан сочилиш бурчаги бўлиб, микроскоп апертураси чегарасида исталган қийматларни олиш мумкин. Демак, электрон импулси $\Delta p = \frac{h}{\lambda}\sin\phi$ чегарасидаги хатолик билан ўлчанган бўлади. Булардан биз Гейзенбергнинг $\Delta p \Delta x \approx \frac{h}{\lambda}\sin\phi \cdot \frac{\lambda}{\sin\phi} \approx h$ муносабатига келамиз. Келтирилган бу фикрий тажрибалардан кўринадики, ноаниқликнинг келиб чиқишига сабаб электронга бериладиган $\Delta p = \frac{h}{\lambda}\sin\phi$ импулс катталигини олдиндан айтиш мумкин эмаслигидир, яъни уни назорат қилиб бўлмаслигидир. Биринчи тажрибада назорат қилиб бўлмайдиган бу импулс $\Delta\eth$ тирқиш томонидан электронлар ҳолатининг ўзгаришига асосланган бўлса, иккинчи тажрибада эса электронларнинг уларга келиб тушаётган ёруғлик билан ўзаро таъсирига асослангандир. Бу айтилганлардан квант механикасида ўлчовли асбобнинг классик физикадагидан тамоман фарқ қилувчи муҳим роли мавжуд эканлиги яққол сезилади. Классик физикада системанинг асбоб билан ўзаро таъсири натижасида ҳолатнинг ўзгариши назорат қилиб бўладиган ҳодисадир.

Бундан ташқари бу ўзгаришни исталганча кичик қилиш мумкин ёки уни бир қийматли равишда эътиборга олиш мумкин. Шунинг учун ўлчанувчи катталиклар классик физика қонунларининг детерминаллашганлигини кўрсатади, яъни физик система ҳолатининг бошланғич шартларига кўра ҳаракат тенгламасини ечиш ёрдамида системанинг исталган вақтдаги ҳолатини бир қийматли равишда олдиндан айтиб бериш мумкин. Параллел монохроматик нурлар дастаси бир-биридан d масофада жойлашган иккита параллел тирқиши бўлган Э экранга перпендикуляр тушаётган бўлсин (2.5–расм).



2.5-расм

Бунда бу тирқишлар ёруғликнинг когерент манбалари бўлиб қолади. Агар Э экран орасида S йиғувчи линза қўйилган бўлса, у ҳолда линзанинг фокал текислигида жойлашган А экранда дифракция манзараси вужудга келади, бу дифракция манзараси икки жараённинг, яъни ёруғликнинг ҳар бир айрим тирқишдан интерференцияси натижасидир. Бироқ бу манзаранинг асосий хусусиятлари кўпроқ иккинчи жараён билан аниқланади. 2.5 – расмдаги икки параллел нурлар йўлларининг айирмаси $d \sin\varphi = \Delta l$. Агар бу айирма

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

шартни қаноатлантирса, экранда интерференцион максимум кузатилади. Агар

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

бўлса, интерференцион минимум кузатилади. Максимумларнинг мумкин бўлган сони, $\sin\varphi \le 1$ лигидан

$$n \le \frac{d}{2}$$

бўлади. Ёруғликнинг бир-бирига яқин жойлашган кўплаб параллел тирқишлар тўпламидан дифракцияланганида ҳам дифракция манзарасининг кўриниши икки тирқишдан дифракцияланишдаги кўринишда бўлади. Фақат максимумлар равшанроқ ва торроқ, уларни ажратиб турган минимумлар эса кенг ва амалда бутунлай қоронғи кўринади. Бундай қурилма *дифракцион панжара* дейилади. d масофа *панжаранинг даври* дейилади. Дифракцион панжаралар шиша пластинка ёки металл кўзгу сиртига штрихлар чизиш йўли билан тайёрланади. Қуйида дифракцион панжара билан ёруғлик тўлқин узунлигини аниқлашга ҳаракат қиламиз.

Гейзенберг ноаниқлик муносабатлари система ҳолатининг ўзгаришини ўлчовчи асбоб воситасида назорат қилиб бўлмаслиги натижасидир. Агар биз система координатаси ва импулсини ўлчаш пайтида унинг ҳолатини билмасак, умуман айтганда, система бир вақтнинг ўзида аниқ координата ва аниқ импулсга эга бўлади деган хато хулосага келамиз. Гейзенбергнинг қайд қилганидек, бу муносабатлар классик механикага нисбатан квант системанинг сифат жиҳатдан тамоман янги хусусиятини ифода этади: квант-механик системанинг координатаси ва импулсининг бир вақтнинг ўзида аниқ ўлчанмаслигига сабаб бу системанинг бир вақтнинг ўзида координата ва импулсга эга бўла олмаслигидадир, яъни координата ва импулс тушунчалари зарра учун классик тушунчалар бўлиб, квант-механик зарралар учун бу тушунчаларни ишлатиб бўлмас экан. Демак, квант механикасида системалар ҳаракатида траектория тушунчасидан воз кечишга тўғри келади.

2.5. Тўлқин функциянинг физик талқини

Де-Бройл гипотезасининг тажрибада тасдиқланиши, микрозарраларнинг импулс ва координаталарини аниқлашда ноаниқлик муносабатларининг бажарилиши ва бошқа қатор тажрибалар квант механикасининг яратилишига олиб келди. Квант механикасининг яратилиш даври 1900 йилда М. Планк томонидан ёруғлик кванти ҳақидаги гипотезани эълон қилинишидан бошлаб 1920 йилларнинг охиригача бўлган даврни ўз ичига олади. Квант механикасини яратишга австриялик физик Э. Шредингер, немис физиги В. Гейзенберг ва англиялик физик П. Дираклар катта ҳиссаларини қўшган. Бу механикада фақат микро-объектлардагина аниқ кузатиладиган квант тасаввурлар ўз аксини топганлиги учун уни *квант механикаси* деб аталади. Ёруғликнинг квант назариясига кўра дифракция манзарасининг интенсивлиги, ўша жойга тушаётган квантлар сони билан аниқланади. Шунингдек, дифракция манзарасининг маълум нуқтасига мос квантлар сони ёруғлик тўлқини амплитудасининг квадрати билан аниқланади. Битта квант учун тўлқин амплитудасининг квадрати уни фазонинг у ёки бу нуқтасига тушиш эҳтимоллигини билдиради. Микрозарраларда кузатиладиган дифракция манзараси ҳам маълум йўналишлар бўйича зарралар оқимини бир хилда тақсимланганлигига боғлиқ. Маълум йўналишга кўп сондаги зарралар тўғри келса, бошқа йўналишга кам сонли зарралар тўғри келади.

Тўлқин назариясига кўра дифракция максимумига де-Бройл тўлқинининг энг катта интенсивлиги мос келади. Фазонинг қайси нуқтасига кўп сонли зарралар тушаётган бўлса, ўша жойда де-Бройл тўлқинининг интенсивлиги ҳам катта бўлади. Бошқача айтганда микрозарралардан ҳосил бўладиган дифракция манзараси зарраларнинг фазонинг ўша нуқтасига тушиш эҳтимоллигига боғлиқ. Маълумки, исталган тўлқинли жараён тўлқин тенгламасининг ечими бўлган тўлқин функцияси билан ифодаланади. Энергияси E, импулси p бўлган эркин зарра учун де Бройл тўлқин функцияси

$$\psi(x,t)=C_p e^{\frac{i}{h}(p\,x-E\,t)} \qquad (2.26)$$

кўринишда берилади. Бу ерда $E=h\omega$. Бу ифода тўлқин функциянинг физик маъносини ойдинлаштиришга қўйилган биринчи қадам бўлиб, бу функция модулининг квадрати $|\psi|^2$ мода зичлиги билан боғлангандир. Бунга кўра $|\psi|^2$ қанча катта бўлса, мода зичлиги шунча катта бўлиши керак. Аммо тўлқин функциясининг бундай талқини қуйидаги сабабларга кўра қаноатланарли бўлмайди. Биринчидан, (2.26) формула орқали ифодаланувчи тўлқинлар гуруҳи амплитудаси вақтнинг функцияси бўлиб, бу амплитуданинг ҳаракат тезлиги гуруҳ тезлигини ифодалайди ва бу тезлик

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

тенгликдан аниқланади ҳамда

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

кўринишда ёзилади. Бу тезлик билан тўлқинлар пакети маркази ҳаракат тезлигини ҳам боғлаш мумкин

$$\upsilon_{\text{ãóð}}=\frac{d\omega}{dk}=\frac{d(\hbar\omega)}{d(\hbar k)}=\frac{dE}{dp}=\frac{d\sqrt{p^2c^2+m_0{}^2c^4}}{dp}=\frac{pc^2}{E}=\upsilon\,.$$

Демак, тўлқин пакетини ҳосил қилувчи ясси тўлқинлар ташкил этувчиларнинг вакуумда дисперсиянинг мавжуд бўлиши тўлқин пакетининг вақт бўйича ёйилиб кетишини кўрсатади. Ҳақиқатдан, фаза тезлиги тўлқин фазасининг доимийлик

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

шартидан

$$\upsilon_{\text{ôàç}} = \frac{x}{t} = \frac{\omega}{k}$$

тариқасида аниқланади. Бу эса тўлқин пакетининг ташкил этувчилари ҳар хил дисперсия ҳосил қилишини кўрсатади ва тўлқин пакети шаклининг вақт бўйича ўзгаришига олиб келади. Иккинчидан, тўлқин функциясини мода зичлиги билан боғлашнинг нотўғри эканлигини микрозарралар дифракцияси кўрсатиб беради. Маълумки, кристалл сиртига тушаётган тўлқинлар (микрозарралар оқими) кристаллнинг ҳар хил атом текисликларидан турли бурчак остида қайтиб, бир-бирини интерференцияловчи когерент тўлқинларга ажралади ва экранда дифракцион ҳалқалар ҳосил қилишади. Тажриба натижасини бу ҳолда тўлқин функциясининг «мода зичлиги» талқини нуқтаи назаридан таҳлил қиладиган бўлсак, тушаётган зарранинг бирор бурчак остида бир қисми, иккинчи бурчак остида бошқа қисми тарқалаяпти деб тушуниш керак бўлади. Ваҳоланки, берилган тажрибада зарра турғун бўлиб қолади. Демак, бу натижа тўлқин функциясининг юқорида айтилган талқинидан воз кечишга мажбур этади. Квант назариясининг ўзига хос хусусияти шундан иборатки, микрозарраларнинг хоссаларини ўрганишда эҳтимолликлар қонуниятларидан фойдаланилади. Де-Бройл тўлқинини эҳтимолликлар тўлқинидан иборат деб қараш, яъни зарранинг фазода топилиш эҳтимоллиги тўлқин қонуният билан ўзгаради дейиш хато бўлар эди. Чунки, бундай бўлганда зарранинг фазода топилиш эҳтимоллиги манфий қиймат ҳам олади. Эҳтимолликнинг манфий бўлиши маънога эга эмас. Тўлқин функциясининг тўғри талқини 1926 йилда М. Борн томонидан берилган. Бунга кўра фазонинг бирор қисмида қандайдир вақт моментида Де-Бройл тўлқинлар интенсивлиги фазонинг ўша қисмида зарранинг топилиш эҳтимолига пропорционал бўлади. Де-Бройл тўлқини Шредингер тенгламасини қаноатлантиргани учун квант механикасининг асосий тенгламасида иштирок этувчи ҳар қандай тўлқин учун бундай статистик талқин тўғри ҳисобланади. Агар биз тирқишдан ўтаётган зарраларнинг дифракцияланиш ҳодисасини эсласак, тўлқин функциясининг борнча талқинига кўра экраннинг равшан жойларида зарранинг топилиш эҳтимоли максимум бўлиб, қоронғу жойларида эса бу эҳтимолият минимал қийматга бўлади.

М.Борн
(1882-1970)

Тўлқин функциясининг бундай статистик талқини квант механикаси қонунларининг эҳтимолли характерга эга эканлигини кўрсатади. Бу ҳолат фақатгина зарралар тўпламига тегишли бўлмасдан, шунингдек, алоҳида олинган заррага ҳам тегишли бўлади ва шу маънода квант механика қонунлари классик статистика қонунларидан фарқ қилади. Квант механикасига оид айрим дарсликларда тўлқин функциясининг статистик

талқини баён этилганда, бу функция модулининг квадрати зарранинг фазонинг бирор қисмида топилиши эҳтимоли билан боғланган деб қайд қилинсада, бу функциянинг ўзи ҳеч қандай маънога эга эмас деган нотўғри хулосага келинади. Классик физикада тўлқин интенсивлиги унинг энергияси билан боғлиқ бўлса, квант механикасида тўлқин интенсивлиги зарранинг топилиши эҳтимоли билан боғлангандир. Шу сабабга кўра тўлқин функциясининг талқинини қуйидагича таърифлаш тўғрироқ бўлган бўлур эди: *тўлқин функцияси физик система ҳолатини тавсифлаб, унинг модулининг квадрати зарранинг фазонинг бирор қисмида топилиш эҳтимолини аниқлайди.* Эҳтимолликнинг амплитудаси фазонинг координаталари ва вақтга боғлиқ бўлган (*x, y, z, t*) тўлқин функция орқали ифодаланади. Эҳтимоллик амплитудаси мавҳум бўлиши мумкин. Шунинг учун эҳтимоллик унинг модулининг квадратига пропорционал

$$W=\left|\Psi(x,y,z)\right|^2. \qquad (2.27)$$

Демак, де-Бройл тўлқини амплитудасининг квадрати фазонинг айни нуқтасида микрозаррани қайд қилиш эҳтимоллигини характерлайди. Шундай қилиб, микрозарранинг ҳолатини тўлқин функция билан ифодалаш статистик ёки бошқача айтганда эҳтимоллик характерига эга. Тўлқин функция қийматининг квадрати зарранинг t вақт моментида фазонинг томонлари x, x+дx, y, y+dy, z ва z+dz соҳасида топилиш эҳтимоллигини кўрсатади. Квант механикасида зарранинг ҳолати бутунлай янгича, яъни зарранинг ҳам тўлқин, ҳам корпускуляр хусусиятини ўзида мужассамлаштирган тўлқин функцияси орқали ифодаланади. Зарранинг dV ҳажм бўлакчасида бўлиш эҳтимоллиги

$$dW=\left|\Psi\right|^2 dV \qquad (2.28)$$

кўринишда ифодаланади. Бунда ψ - функция қийматининг квадрати

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

эҳтимоллик зичлиги деб аталади. Агарда зарра ҳақиқатдан ҳам мавжуд бўлса, уни бутун V ҳажмда бўлиш эҳтимоллиги 1 га тенг бўлади. Бу ҳолда ψ - функция нормаллаштириш шарти

$$\int_{-\infty}^{+\infty}\left|\Psi\right|^2 dV=1 \qquad (2.29)$$

тенгликни қаноатлантиради. Бундан ташқари, тўлқин функциянинг физик маъносидан келиб чиқувчи қуйидаги шартлар ҳам бажарилиши керак

а) ψ-функция чекли бўлиши керак, чунки микрозаррани қайд қилиш эҳтимоллиги бирдан катта бўла олмайди;

б) ψ-функция бир қийматли бўлиши керак, чунки микрозаррани фазонинг бирор нуқтасида қайд қилиш эҳтимоллигининг қиймати бир нечта бўлиши мумкин эмас;

в) ψ-функция узлуксиз бўлиши керак, чунки микрозаррани қайд қилиш эҳтимоллиги сакрашсимон характерда ўзгармайди. Бу шарт тўлқин функциясининг талқини суперпозиция тамойилига олиб келади. Бу тамойилга кўра система ҳолатини тавсифловчи тўлқин функция ψ системанинг мумкин бўлган ҳолатларини тавсифловчи

$$\Psi_1, \Psi_2, ..., \Psi_n$$

функцияларнинг чизиқли комбинациясидан иборат бўлади

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

Бу тамойил ташқи кўринишидан классик механикадаги суперпозиция тамойилига ўхшасада, мазмунан ундан фарқ қилади. Биринчидан, (2.30) дан кўринадики, бирор тўлқин функциянинг нолга тенг бўлмаган исталган комплекс сон С га кўпайтириш натижасида ҳосил бўладиган янги тўлқин функция системанинг дастлабки ҳолатига мос келади. Классик физикада эса, масалан, иккита бир хил тебранишларни қўшиш натижасида бу тебранишларни характерловчи физикавий катталиклар қийматлари ўзларининг бошланғич қийматларидан фарқ қилади. Квант механикасида бир хил ҳолатларни қўшиш физикавий катталиклар қийматини ўзгартирмайди. Шунинг учун тўлқин функция квант механикасида бирор фазоли кўпайтувчи аниқлигида берилган бўлади. Ҳақиқатдан, $\psi(r,t)$ ва $e^{i\alpha}\psi(r,t)$ функциялари бир хил эҳтимол зичлигини беради.

Иккинчидан, квант механикасида бошланғич ҳар хил ҳолатларни қўшиш натижасида ҳосил бўладиган ҳолатда бирор физикавий катталик λ ни қандайдир эҳтимол билан ўлчаш вақтида биз ёки λ_1, ёки λ_2,..., ёки λ_n қийматларни оламиз. Классик физикада эса бундай ҳолда натижавий ўлчанадиган катталик $\lambda_1, \lambda_2, ..., \lambda_n$ ларнинг чизиқли комбинацияга тенг бўлади. Шундай қилиб, квант механикасида физикавий катталик λ ни ўлчаш натижаси λ_1, ёки λ_2, ёки λ_n дан фарқ қилмасдан, эҳтимоллар қонунига мос равишда шу қийматларнинг бирига тенг бўлади. Албатта, топиладиган қиймат аралаш ҳолат ψ да $\psi_1, \psi_2, ..., \psi_n$ ҳолатларнинг нисбий салмоғига боғлиқ бўлади. Квант механикасининг математик аппарати эса системанинг ψ тўлқин функцияси билан тавсифланувчи йиғинди ҳолатида физикавий катталик L нинг алоҳида-алоҳида ўлчашлар натижаси

эҳтимолини ҳисоблаш имконини беради. ψ - функцияни 1926 йилда Шредингер томонидан таклиф этилган ва унинг номи билан аталадиган тенгламани ечиш орқали топилади

$$-\frac{h^2}{2m}\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}\right)+U\psi=ih\frac{\partial\Psi}{\partial t}. \qquad (2.31)$$

Бу ерда *m*-микрозарранинг массаси, U-микрозарранинг потенциал энергияси, $i=\sqrt{-1}$ - мавҳум бирлик. (2.31) да ψ - функциядан вақт бўйича олинган ҳосилали ҳад қатнашаётгани учун уни вақтга *боғлиқ бўлган Шредингер тенгламаси* деб аталади. Бу тенгламада микрозаррага таъсир этувчи кучлар потенциал функция $U(x,y,z,t)$ орқали акс эттирилган, яъни микрозарра потенциал энергиясининг қиймати фазонинг турли нуқталаридагина эмас, балки фазонинг айни нуқтасида ҳам вақтнинг турли онларида турличадир.Лекин микрооламда содир бўладиган аксарият ҳодисаларда микрозарранинг потенциал энергияси вақтга ошкор боғлиқ бўлмайди (турғун ҳолатлар учун). Бу ҳолда ψ - функция иккита кўпайтувчига ажралиб, бири фақат координаталарга, иккинчиси фақат вақтга боғлиқ бўлади

$$\psi(x,y,z,t)=\Psi(x,y,z)\times\varphi(t). \qquad (2.32)$$

Натижада бир қатор математик амаллардан сўнг (2.32) тенгламани қуйидаги кўринишга келтириш мумкин:

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

Бу тенгламада W – микрозарранинг тўлиқ энергияси. (2.33) ифода вақт иштирок этмаган турғун ҳолат учун Шредингернинг стационар тенгламасидир. Квант механикасининг кўп масалаларини ечишда шу тенгламадан фойдаланамиз. Дифференциал тенгламалар назариясидан маълумки, Шредингер тенгламасига ўхшаш тенгламалар ҳар доим ҳам ечимга эга бўлавермайди. У фақат энергиянинг маълум бир аниқ қийматидагина хусусий ечимга эга бўлади. Топилган W энергиянинг қиймати узлуксиз ёки дискрет бўлиши мумкин. Биз ҳам айрим масалаларни ечишда шу тенгламанинг тадбиқларини кўриб чиқайлик.

Назорат саволлари

1. Зарралар дуализми ва де-Бройль ғоясининг мазмунини тушунтиринг.
2. Де-Бройль тўлқин узунлиги учун турли кўринишдаги формулаларини ёзинг.
3. Де-Бройль тўлқини функциясини ёзинг ва тушунтиринг.

4. Дэвиссон-Жермер қурилмасини чизинг ва тушунтиринг.
5. Вульф-Брэгг формуласини тушунтиринг.
6. Импулс ва координата учун ноаниқлик муносабати қайси формула билан ифодаланади?
7. Энергия учун ноаниқлик муносабатини ёзинг ва изоҳланг.
8. Тўлқин-пакет деганда нимани тушунасиз?
9. Фазовий тезликни тушунтиринг. Нима учун маъноси йўқ?
10. Шредингер тенгламасининг математик ифодасини ёзиб тушунтиринг.

МАСАЛАЛАР ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

Де Бройл гипотезаси. Зарраларнинг тўлқин хоссалари

1-Масала: Массаси 0,14 кг бўлган футбол тўпи зарб билан тепилганда 50 м/с тезликка эришса, бу тўп ҳаракати билан боғлиқ бўган де Бройл тўлқини узунлиги баҳолансин. Шунингдек υ =50 м/с тезлик билан ҳаракат қилаётган электрон учун ҳам шундай тўлқин узунлиги ҳисоблансин.

Ечиш: Зарра де Бройл тўлқин узунлиги

а) футбол тўпи учун

$$\lambda=\frac{h}{mV}=\frac{6{,}63*10^{-34}\text{Ж}*\text{с}}{0{,}14\text{кг}*50\ \text{м/с}}10^{10}\frac{\text{A}^0}{\text{м}}=0{,}9\cdot10^{-24}\,\text{A}^0.$$

b) электрон учун

$$\lambda=\frac{h}{mV}=\frac{6{,}63*10^{-34}\text{Ж}*\text{с}}{9{,}11*10^{-31}\text{кг}\times50\ \text{м/с}}10^{10}\frac{\text{A}^0}{\text{м}}=1{,}46\cdot10^{5}\,\text{A}^0.$$

Булардан кўрамизки, бир хил тезлик билан футбол тўпи ва электрон ҳаракат қилаяпти деб фараз этилганда, макрожисм ҳисобланган футболл тўпи учун λ шунчалик кичик катталик ҳисобланар эканки, уларнинг қийматини тажрибада ўлчаб бўлмаслик даражада бўлар экан. Электрон учун эса λ тажрибада осонликча ўлчаниши мумкин бўлган қийматга эга бўлар экан. Демак, бу тажриба тўлқин хоссасининг микрозарралага хос хусусият эканлигини кўрсатади.

2-масал:. Бошланғич тезлигини ҳисобга олмаслик мумкин бўлган электрон У тезлантирувчи потенциаллар фарқи орқали ўтади. Ушбу икки ҳол учун 1) U_1=51 В 2) U_2=510 кВ. Де-Бройл тўлқин узунлиги λ топилсин.

Берилган: $\dfrac{U_1=51\text{В},\ U_2=510\,\text{кВ}}{\lambda\sim?}$

Ечш: Зарра де-Бройл тўлқинининг узунлиги λ ,унинг импулси Р га боғлиқ ва

$$\lambda=\frac{2\pi h}{P} \qquad (1)$$

формула билан аниқланади.Агар зарранинг кинетик энергияси $W_к$ маълум бўлса, унинг импулси аниқланади. Норелятивистик ($W_к << W_o$ да) ва релятивистик ($W_к \approx W_o$ да) ҳоллар учун импулснинг кинетик энергия билан боғланиши мос равишда қуйидаги формулалар билан ифодаланади:

$$Ð = \sqrt{2m_0 W_ê} \ , \tag{2}$$

$$P = \frac{1}{c}\sqrt{(2W_0 + W_к)W_к} \ . \tag{3}$$

Норелятивистик ва релятивистик ҳоллар учун мос равишда (2) ва (3) муносабатларни ҳисобга олганда, (1) формула қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$\lambda = \frac{2\pi h}{\sqrt{2m_0 W_к}} \ , \tag{4}$$

$$\lambda = \frac{2\pi h}{\frac{1}{c}\sqrt{(2W_0 + W_к)W_к}} \ . \tag{5}$$

Маълумки, U тезлантирувчи потенциаллар фарқини ўтган электроннинг кинетик энергияси $W_к = |E|U$. Биринчи ҳолда $W_{к1} = |E|U_1 = 51$ эВ$=0{,}51\cdot 10^{-4}$ МэВ. Бу электроннинг тинчликдаги энергияси $W_0 = m_0c^2 = 0{,}51$ МэВ дан кўп марта кичик. Демак (4) формулани қўллаш мумкин. Ҳисоб-китобни қисқартириш учун $W_{к1} = 10^{-4}\, m_0c^2$ эканлигини назарга оламиз. Бу ифодани (4) формулага қўйиб, уни

$$\lambda_1 = \frac{2\pi h}{\sqrt{2m_0 \times 10^{-4} m_0c^2}} = \frac{10^2\ 2\pi h}{\sqrt{2}\ m_0c}$$

кўринишда ёзиб оламиз. $\left[\frac{2\pi h}{m_0c}\right]$ Комптон тўлқин узунлиги λ_c эканлигини ҳисобга олиб, қуйидагини оламиз

$$\lambda_1 = \frac{10^2}{\sqrt{2}}\lambda_s, \quad \lambda_1 = 2.43\times 10^{-12} \ \text{м}.$$

эканлигидан

$$\lambda_1 = \frac{10^2}{\sqrt{2}} 2{,}43\times 10^{-12}\text{м} = 172 \ \text{Нм}.$$

Иккинчи ҳолда кинетик энергия $w_{k2}=(E)U_2=510$ кэВ=0.51 МэВ, яъни электроннинг тинчликдаги энергиясига тенг. Демак, релятивистик формула (5) ни қўллаш керак. $W_{к2}=0{,}51$ МэВ=m_0c^2 эканлигини ҳисобга олиб (5) формулага биноан қуйидагини топамиз

$$\lambda_2=\frac{2\pi h}{\frac{1}{c}\sqrt{(2m_0c^2+m_0c^2)m_0c^2}}=\frac{2\pi h}{\sqrt{3}m_0c}\quad \text{ёки}\quad \lambda_2=\frac{\lambda_s}{\sqrt{3}}.$$

λ_c нинг қийматини охирги формулага қўйиб ва ҳисоблаб, натижани топамиз: λ_2=1,4 Нм.

3-Масала. Электрон $E_k=1{,}02$ МэВ кинетик энергияга эга. Агар унинг кинетик энергияси икки марта камайса, электроннинг де Бройл тўлқин узунлиги неча марта камаяди

Берилган: $E_{k1}=1{,}02$ МэВ $=1{,}63\cdot10^{-13}$ Дж; $E_{k2}=0{,}5E_{k1}=0{,}51$ МэВ $=8{,}16\cdot10^{-14}$ Дж; $m_0=9{,}11*10^{-31}$ кг; $c=3{,}00\cdot10^8$ м/с: $\lambda_2/\lambda_1=?$

Ечиш. Микрозарранинг де Бройля тўлқин узунлиги

$$\lambda=\frac{h}{p}.$$

Фараз қилайлик, p_1 – электроннинг дастлабки ҳолатдаги импулси а в начальном состоянии, p_2 – электроннинг кейинги ҳолатдаги импулси. У ҳолда

$$\lambda_1=\frac{h}{p_1},\ \lambda_2=\frac{h}{p_2},\text{ а }\frac{\lambda_2}{\lambda_1}=\frac{p_1}{p_2}.$$

Электроннинг тинч ҳолатдаги массасини топамиз

$$E_0=m_0c^2=9{,}11\cdot10^{-31}\cdot\left(3{,}00\cdot10^8\right)^2\text{ ж}\approx8{,}20\cdot10^{-14}\text{ж}.$$

Бу ерда m_0 – электроннинг тинч массаси. Электроннинг кинетик энергияси билан импулси ўртасидаги боғланиш

$$p=\frac{1}{c}\sqrt{E_k(E_k+2E_0)}.$$

Электроннинг дастлабки ва кейинги ҳолатдаги импулслари эса

$$p_1=\frac{1}{c}\sqrt{E_{k1}(E_{k1}+2E_0)}\quad\text{и}\quad p_2=\frac{1}{c}\sqrt{E_{k2}(E_{k2}+2E_0)}.$$

Ҳисоблан шуни кўрсатадики $E_0=E_{k2}=0{,}5E_{k1}$. Бу муносабатни ҳисобга олиб де Бройля тўлкинининг дастлабки ва охирги ҳолатлар учун нисбатини топамиз

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_1}=\frac{p_1}{p_2}=\frac{\sqrt{E_{k1}(E_{k1}+E_{k1})}}{\sqrt{E_{k2}(E_{k2}+2E_{k2})}}=\sqrt{\frac{2}{3}}*\frac{E_{k1}}{E_{k2}}.$$

Керакли сон қийматларни охирги ифодага қўйиб

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_1}=\sqrt{\frac{2}{3}}\cdot\frac{1{,}63\cdot10^{-13}}{8{,}16\cdot10^{-14}}\approx1{,}63.$$

эканлигини топамиз.

Жавоб: $\lambda_2/\lambda_1=1{,}63$.

4 Масала. $\upsilon=0{,}75c$ тезлик билан ҳаракатланаетган электроннинг де бройл тўлқин узунлиги топилсин.

Берилган: $\upsilon=0{,}75c$, $\lambda=?$

Ечиш: Заррачанинг де Бройл тўлқин узунлиги

$$\lambda=\frac{h}{p}. \qquad (1)$$

Заррача ёруғлик тезлигига яқин тезликда ҳаракатланганлиги учун унинг массаси тезликка боғлиқ бўлади. Шунинг учун қуйидаги формула ўринли

$$p=m\upsilon;\quad m=f(\upsilon), \qquad (2)$$

бу ерда m – зарранинг массаси. Масса билан тезлик орасидаги боғланиш

$$m=\frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}. \qquad (3)$$

Бу ерда m_0 – зарранинг тинч массаси. (1) ва (3) тенгламалардан

$$\lambda=\frac{h}{m_0\upsilon}\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}} \qquad (4)$$

ҳосил қиламиз. Заррача тезлиги 0,75с эканлигидан фойдаланиб

$$\lambda = \frac{h}{m_0 \cdot 0.75 \cdot c}\sqrt{1-\frac{0.75^2 c^2}{c^2}} = \frac{h}{cm_0}\cdot\frac{1}{0.75}\sqrt{1-0.75^2}\ .$$

Бу ерда $\Lambda = \frac{h}{m_0 c}$ - комптон тўлқин узунлиги. Демак

$$\lambda = 0.88 \cdot 2.42\text{нм} = 2,24\text{нм}\ .$$

Жавоб: λ=2,24нм .

Гейзенберг ноаниқлик муносабатлари

1-Масала: Тўғри чизиқли траектория бўйлаб ҳаракат қилувчи электрон координатасини ўлчашда йўл қўйилган аниқсизлик 10 A^0 бўлса, унинг а) импулсини, б) тезлигини, в) кинетик энергиясини ўлчашдаги аниқсизликлар ҳисоблансин.

Ечиш: Масала шартига кўра $\Delta x = 10A^0 = 10^{-9}$ м бўлгани учун

а) $\Delta p_x \approx \frac{h}{\Delta x} = \frac{1,05\cdot 10^{-34}\,Ж\cdot с}{10^{-9}\,м} = 1,05\cdot 10^{-25}\,кг\cdot м/с$

b) $\Delta V_x = \frac{\Delta p_x}{m} = \frac{1,05\cdot 10^{-25}\,кг\cdot м/с}{9,11\cdot 10^{-31}\,кг} = 1,15\cdot 10^{5}\,м/с$

в)

$$E_k = \frac{(\Delta P_x)^2}{2m} = \frac{(1,05\cdot 10^{-25})^2}{2\cdot 9,11\cdot 10^{-31}}\,Ж = 6,02\cdot 10^{-21}\,Ж = 6,02\cdot 6,25\cdot 10^{-3}\,эВ = 37,6\cdot 10^{-3}\,эВ$$

2-Масала: Уй температурасидаги тезликка эга бўлган ва массаси $m = 2\cdot 10^{-27}$ кГ бўлган молекуланинг ҳолатини аниқлашда хатолик 10^{-10} м атрофида бўлса, унинг импулсини аниқлашдаги хато, шунингдек нисбий хато ҳисоблансин.

Ечиш: Молекула импулсининг аниқлашдаги хато

$$\Delta P_x \approx \frac{h}{\Delta x} = \frac{1,05\cdot 10^{-34}}{10^{-10}}\,кг\cdot м/с = 1,05\cdot 10^{-21}\,кг\cdot м/с$$

Уй температураси (Т=290 К) га тўғри келувчи ўртача тезлик

$$v_x = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = \sqrt{\frac{3\cdot 1,38\cdot 10^{-23}\cdot 290}{2\cdot 10^{-27}}}\,м/с = 2500\ м/с$$

бўлгани учун молекула импулси

$$P_x = mv_x \cdot 2 \cdot 10^{-27} \cdot 2500 \text{ кг}\times\text{м/с} = 5 \cdot 10^{-24} \text{ кг}\times\text{м/с}$$

бўлади. Импулсни аниқлашдаги нисбий хато эса

$$\frac{\Delta P_x}{P_x} = \frac{5 \cdot 10^{-24}}{1{,}05 \cdot 10^{-24}} \cong 5 \text{ .}$$

Шундай қилиб, молекуланинг импулсини унинг дастлабки қийматидан 20% дан катта аниқликда ўлчаб бўлмайди.

3-Масала: Уйғонган ҳолатда атомнинг яшаш вақти 10^{-8} с. Атом нурланган вақтда нурланадиган фотон энергиясидаги четланиш (энергетик сатҳ кенглиги) ҳисоблансин. Агар нурланувчи фотон спектрнинг кўзга кўринадиган қисмига мансуб бўлса (λ=4000 A^0), спектрал чизиқ кенглиги қандай бўлади?

Ечиш: Гейзенбергнинг координата ва импулс аниқсизликлари учун муносабати атом энергиясига ва унинг уйғонган ҳолатда яшаш вақтига ҳам хос бўлади:

$$\Delta E \Delta t \geq h$$

$$\Delta E \geq \frac{h}{\Delta t} = \frac{1.05 \cdot 10^{-34} \text{Ж} \cdot \text{с}}{10^{-8} \text{с}} = 1{,}05 \cdot 10^{-26} \text{Ж} = 1{,}05 \cdot 6{,}25 \cdot 10^{-8} \text{ эВ} = 6{,}6 \cdot 10^{-8} \text{ эВ}$$

$$\Delta E = \frac{hc}{\lambda} = \frac{19{,}86 \cdot 10^{-26}}{4 \cdot 10^{-7}} \text{Ж} = 4{,}96 \cdot 10^{-19} \text{Ж} = 4{,}96 \cdot 25 \cdot 10^{-1} \text{эВ} = 3{,}1 \text{эВ}$$

*4 Масала***.** Ноаниқлик муносабатидан фойдаланиб кенглиги $l = 5\,\mathring{A}$ чексиз потенциал чуқурликда жойлашган электроннинг минимал энергияси E_{min} ни аниқланг.

Берилган: $l = 5\ \mathring{A} = 5 \cdot 10^{-10}$ м; h=1,05·10^{-34} ж·с; m_0=9,11·10^{-31} кг: E_{min} =?

Ечиш: Ноаниқлик муносабатини ёзиб оламиз

$$\Delta x \Delta p_x \geq h \text{ .} \qquad (1)$$

Бу ерда Δp_x- импульснинг ноаниқлиги; $\Delta x -$ координата ноаниқлиги. Электрон импульси ва кинетик энергияси ўртасидаги боғланиш

$$p = \sqrt{2m_0 E_k} = \sqrt{2m_0 E} \text{ ,}$$

ҳамда тўлиқ энергия ифодаларидан

$$E=\frac{p^2}{2m_0}.$$

Фойдаланиб қуйидаги муносабатни ҳосил қиламиз

$$E \geq \frac{\left(\Delta p_x\right)^2}{2m_0}.$$

Агар $\Delta x=l/2$ қийматини эътиборга олсак, у ҳолда

$$E \geq \frac{2h^2}{m_0 l^2}.$$

Бинобарин, электрон энергиясининг минимал қиймати

$$E_{min}=\frac{2h^2}{m_0 l^2}$$

формуладан топилади. Ўлчамларни текширамиз

$$\left[E\right]=\frac{\left[h\right]^2}{\left[m_0\right]\left[l\right]^2}=\frac{\text{ж}^2\cdot\text{с}^2}{\text{кг}\cdot\text{м}^2}=\frac{\text{ж}^2}{\text{Н}\cdot\text{м}}=\text{ж}.$$

Охирги муносабатга берилган зарур сон қийматларни қўйиб

$$E_{min}=\frac{2\cdot\left(1{,}05\cdot10^{-34}\right)^2}{9{,}11\cdot10^{-31}\cdot\left(5\cdot10^{-10}\right)^2}\approx10^{-19}\,\text{ж}.$$

Жавоб: $E_{min}=10^{-19}$ ж.

Тўлқин функция. Эҳтимолият тақсимоти

1. *Масала:* Эркин ҳаракат қилувчи электрон ҳолати

$$\Psi_p(r)=Ce^{\frac{i}{h}pr}$$

тўлқин функцияси билан ифодаланса, С коэффициент топилсин.

Ечиш: Биз 1-мисолда кўрдикки, берилган функция стандарт шартларни р нинг $[-\infty,\infty]$ қийматларида қаноатлантиради. Демак, бу функция учун нормаллик шарти

$$\int\left|\Psi_p(r)\right|^2 d\tau=1 \qquad (11)$$

ўринли бўлмайди. Шунинг учун нормаллик шарти Диракнинг δ- функцияси орқали бажарилади:

$$\int|\Psi(r)|^2\,d\tau=\delta(p'-p),$$

бу ерда

$$\delta(p'-p)=\int\Psi^*_p(r)\Psi_{p'}(r)d\tau=C^2\int e^{\frac{i}{h}(p'-p)r}d\tau=(2\pi h)^3\frac{C^2}{(2\pi)^3}\int e^{\frac{i}{h}(p'-p)r}\frac{d\tau}{h^3}=(2\pi h)^3C^2\delta(p'-p)\quad(12)$$

деб ёзамиз ва бундан $C=(2\pi h)^{-3/2}$ эканлигини топамиз. Агар Ψ - функция бир ўлчамли яъни

$$\Psi_p(x)=Ce^{\frac{i}{h}px}$$

бўлса,

$$C=(2\pi h)^{-1/2}$$

бўлади.

Физик катталикларнинг ўртача қийматлари ва уларнинг вақт бўйича ўзгариши

1-Масала: Асосий ҳолатда жойлашган водород атомидаги электрон учун а) $<r>$, б) $<r^2>$, с) $<r^{-1}>$, д) $<(\Delta r)^2>$ лар ҳисоблансин.

Ечиш: Водород атомининг асосий ҳолатини аниқловчи функция

$$\psi_0(r)=(\pi a^3)^{-1/2}e^{-r/a}$$

(бу ерда a -Бор бўйича водород атомининг биринчи орбита радиуси) кўринишида берилади. Ўртача қиймат формуласидаги ҳажм элементини қуйдагича ёзишга тўғри келади: $d\tau=4\pi r^2dr$, чунки $\psi_0(r)$ да бурчакларга боғланиш мавжуд эмас. У ҳолда шунга кўра ёза олмиз

$$\text{а) } <r>=\frac{4\pi}{\pi a^3}\int_0^\infty(e^{\frac{-r}{a}})^*re^{\frac{-r}{a}}r^2dr=\frac{4}{a^3}\int_0^\infty e^{\frac{-2r}{a}}r^3dr$$

$\frac{2r}{a}=x$ алмаштириш ўтказиб, $\int_0^\infty e^{-x}x^n dx=n!$ жадвал интегрлига кўра осонлик билан топамиз (қуйида б , с – ҳолатларда ҳам шу амалларни бажарамиз):

б) $< r >= \frac{4\pi}{a^3}(\frac{a}{2})^4 \int_0^\infty e^{-x} x^3 dx = \frac{a}{4} 3! = \frac{3}{2} a$;

с) $< r >= \frac{4}{a^3}(\frac{a}{5})^5 \int_0^\infty e^{-x} x^4 dx = \frac{a}{8} 4! = 3a^2$

III-БОБ
ВОДОРОД АТОМИ УЧУН ШРЕДИНГЕР ТЕНГЛАМАСИ

3.1. Водород атоми учун Шредингер тенгламаси. Бор назарияси янги квант қонуниятларни тушунишда катта қадам бўлди. У микродунё физикаси олдида пайдо бўлган атом нурланиши билан боғлиқ бўлган бутун бир катта масалани ечди ва шу билан бирга классик физика қонуниятларини атом ҳодисаларига қўллаш мумкин эмаслигини, атом ҳодисаларида квант қонунларнинг ролини кўрсатди. Лекин бошиданоқ Бор назарияси жиддий камчиликлардан ҳоли эмаслиги аён бўлди. У ярим классик, ярим квант назария эди.

Э.Шредингер
(1887-1961)

Бор назариясининг дастлабки ютуқларини эътиборга олган ҳолда, унинг бир қатор муаммоларни ҳал қила олмаганлигини айтиб ўтиш ҳам жоиздир. Бор назарияси қуйидаги муаммоларни ҳал қила олмади:

1. Нима учун ўтишлар фақат берилган энергетик сатҳлар орасида бажарилади-ю, ҳоҳлаганида эмас?
2. Нима учун электронлар электромагнит нурланиш чиқармайди ва спиралсимон ҳаракат қилиб ядрога қулаб тушмайди?
3. Мураккаб атомлар, хусусан гелий ва литий спектрининг табиати қандай?

Квант механикасида тўлқин функция тушунчаларидан фойдаланган Эрвин Шрёдингер атом тузилишининг тугал назариясини яратиш имконига эга бўлди. Шредингер назариясини тушуниш учун энг оддий структурага эга бўлган водород атомини кўриб ўтамиз. Квант механикасининг энг катта ютуқларидан бири бу оддий атомлар спектрини ва кимёвий элементларнинг даврийлигини тушунтириб беришида бўлди. Водород атомини тўла тавсифлаш учун иккала зарранинг - электрон ва протоннинг ҳаракатини эътиборга олиш зарур. Биз протонни электронга нисбатан жуда оғир зарра деб, унинг ҳаракатини ҳисобга олмаймиз ва протон атомнинг марказида турибди деб фараз қиламиз. Иккинчидан, электроннинг спинини инобатга олмаймиз. Бошқача айтганда, Шредингернинг норелятивистик тенгламаларидан фойдаланамиз. Юқорида айтилган тахминлар асосида атом фазосининг у ёки бу нуқтасида электроннинг қайд қилиниши (кузатилиши) амплитудаси ҳолат ва вақт функцияси сифатида қаралади. t-вақт моментида x, y, z нуқтада электронни қайд қилиниш амплитудасини $\psi(x, y, z, t)$ деб белгилайлик (3.1а-расм). Квант механикаси қонунларига биноан, бу амплитуданинг вақт бўйича ўзгариш тезлиги, шу функцияга таъсир этаётган Гамилтон операторини беради. Аввалдан биламизки,

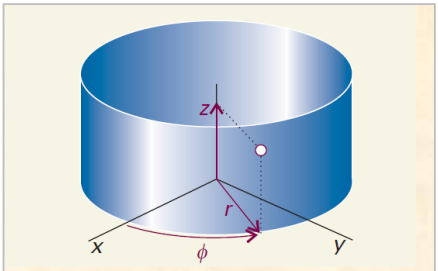
$$ih\frac{\partial\psi}{\partial t} = \hat{H}\psi \qquad (3.1)$$

бунда

$$\hat{H} = -\frac{h^2}{2m}\nabla^2 + U(\vec{r}) \qquad (3.2)$$

бу ерда m - электрон массаси, $U(\vec{r})$- протоннинг электростатик майдонидаги электроннинг потенциал энергияси. Кулон майдонидаги электроннинг потенциал энергияси

$$U(r) = -\frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{e^2}{r} \qquad (2.36)$$



3.1а- расм

Бунда e - электрон заряди ва $\varepsilon_0 = 8{,}85\times10^{-12}$ Ф×м$^{-1}$ - муҳитнинг электр сингдирувчанлиги доимийси. Квант механикаси нуқтаи назаридан электрон тўлқинлар йиғиндисидан ташкил топган система бўлиб, у Кулон майдонининг потенциал ўраси билан чегараланган. Бундай қараш, ўрада рухсат этилган тўлқинлар системасининг тўплами мавжудлиги ва улардан ҳар бири бўлган энергиянинг бирор мумкин бўлган қийматига мос келади деган фикрга олиб келади. Бу ҳолда тўлқин тенгламасини уч ўлчовли кўринишда ёзишга тўғри келади. Бундай қарашда Ψ тўлқин функция

$$ih\frac{\partial\psi}{\partial t} = -\frac{h^2}{2m}\nabla^2\psi - \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{e^2}{r} \qquad (3.3)$$

тенгликни қаноатлантириши керак. Биз аниқ энергияга эга бўлган ҳолатни излаганимиз учун ечимни

$$\psi(\hat{r},t) = \exp\left(-\frac{i}{h}Et\right)\psi(\vec{r}) \qquad (3.4)$$

кўринишда ёзамиз. У ҳолда $\psi(\hat{r})$ функция

$$-\frac{h^2}{2m}\nabla^2\psi=\left(E+\frac{e^2}{r}\right)\psi \qquad (3.5)$$

тенгламанинг ечими бўлиши керак. Водород атоми стационар ҳолатда бўлгани учун Шредингернинг вақтга боғлиқ бўлмаган тенгламасидан фойдаланиш маъқул. Тенгламадан кўриниб турибдики, Лаплас оператори ва Ψ функция *x, y, z* га боғлиқ, аммо потенциал энергия U(r) *x, y, z* нинг эмас, балки r масофанинг функциясидир. Потенциал энергия фақат r га боғлиқ бўлгани учун (3.5) тенгламани қутбий координаталар системасида ечамиз. Тўғри бурчакли координаталар системасида Лаплас оператори

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

Масала симметрияга эга бўлгани учун, энг қулай координаталар системаси сферик системадир. Бундай система 3.1-расмда тасвирланган. Сферик координаталар бўлиб $\vec{r}$ - радиус вектор, θ - қутбий бурчак ва φ -азимутал бурчак хизмат қилади. Сферик координаталар системасидан тўғри бурчакли координаталарга ўтиш формуласи

$$\begin{aligned} x &= r\ \sin\theta\ \cos\phi,\\ y &= r\ \sin\theta\ \sin\phi,\\ z &= r\ \cos\phi. \end{aligned}$$

бунда $r=\sqrt{x^2+y^2+z^2}$ координата бошидан P нуқтага ўтказилган радиус векторнинг узунлиги. $\theta=\arccos\frac{z}{\sqrt{x^2+y^2+z^2}}$ радиус-вектор билан z ўқ ташкил қилган (қутбий) бурчак. $\phi=\operatorname{arctg}\left(\frac{y}{x}\right)$ радиус-векторнинг (xy) текислигига проекциясининг x ўқи билан ташкил қилган (азимутал) бурчаги. Математик алмаштиришлар ёрдамида Лаплас операторини сферик координаталарда ифодаласак, оралиқ $f(\vec{r})=f(r,\theta,\phi)$ функция учун

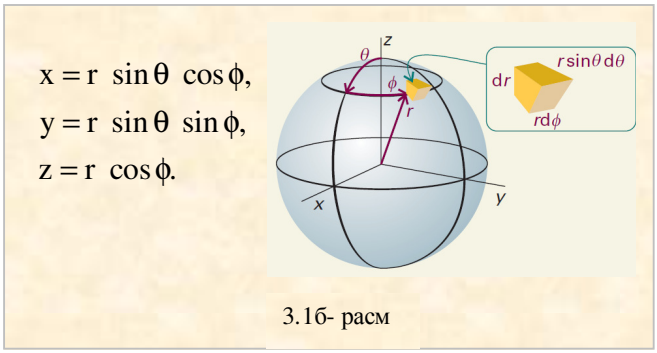
$$\nabla^2 f(r,\theta,\phi)=\frac{1}{r}\frac{\partial^2}{\partial r^2}(rf)+\frac{1}{r^2}\left\{\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial f}{\partial\theta}\right)+\frac{1}{\sin^2\theta}\frac{\partial^2 f}{\partial\phi^2}\right\}$$

тенгликни ёзиш мумкин. Шундай қилиб, сферик координаталар системасида $\psi(r,\theta,\phi)$ функцияни қаноатлантирувчи стационар Шрёдингер тенгламаси

$$-\frac{h^2}{2m}\left[\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial\psi}{\partial r}\right)+\frac{1}{r^2\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial\psi}{\partial\theta}\right)+\frac{1}{r^2\sin^2\theta}\frac{\partial^2\psi}{\partial\phi^2}\right]+\left(-\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}\psi\right)=E\psi$$

кўринишга эга. Шундай қилиб тўлқин функция энди r, θ ва φ га боғлиқ, яъни

$$\psi=\psi(r,\theta,\phi) \tag{3.6}$$



3.1б- расм

Умуман олганда, тўлқин функция r ва θ, φ бурчакларга боғлиқ, лекин тўлқин функция махсус ҳолларда бурчакка боғлиқ бўлмаслиги ҳам мумкин (3.1б-расм). Агар тўлқин функция бурчакка боғлиқ бўлмаса, бу ҳолат ҳаракат миқдори моментининг барча компоненталарининг нолга тенглигини билдиради. Натижада тўлқин функциянинг тўла ҳаракат миқдори моменти нолга тенг бўлиб, бу ҳолат S-ҳолат дейилади. Охирги тенгламанинг қулай томони уни учта тенглик орқали ёзиш мумкинлигидир. Бунинг учун охирги тенгламани учта функция кўпайтмаси тарзида ифодалаймиз

$$\psi(r,\theta,\varphi)=R(r)\Theta(\theta)\Phi(\varphi) \tag{3.7}$$

Бу ерда $R(r)-\theta$ ва φ нинг ўзгармас қийматида Ψ-функциянинг радиус вектори бўйича ўзгаришини характерлайди. $\Theta(\theta)-r$ ва φ нинг ўзгармас қийматида марказий майдон сфераси меридиани бўйлаб тўлқин функция Ψ нинг зенит бурчаги θ га боғлиқ ўзгаришини тасвирлайди. $\Phi(\varphi)-r$ ва θ нинг ўзгармас қийматида Ψ нинг мазкур сфера параллели бўйлаб ўзгарувчи азимут бурчаги φ га боғлиқ ўзгаришини характерлайди. (3.7) ифодани (3.6) тенгламага қўямиз ва қуйидагини оламиз

$$\theta\Phi\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{dR}{dr}\right)+\frac{R\theta}{\sin^2\theta}\frac{d^2\Phi}{d\phi^2}+\frac{\Phi R}{\sin\theta}\frac{d}{d\theta}\left(\sin\theta\frac{d\theta}{d\theta}\right)+\frac{2mr^2}{\hbar^2}\left(E+\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}\right)R\theta\Phi=0 \tag{3.8}$$

(3.8) ни Ψ=RθΦ га бўлиб r га боғлик ифодаларни θ ёки φ га боғлиқ бўлган ифодалардан алоҳида ёзиб олишга имкон беради. Натижада фақат r га

боғлиқ бўлган радиал қисм ва фақат θ ва φ га боғлиқ бўлган бурчак қисмларни ажратиш мумкин бўлади

$$R\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{dR}{dr}\right)+\frac{\Phi}{\sin^2\theta}\frac{d^2\Phi}{d\phi^2}+\frac{\theta}{\sin\theta}\frac{d}{d\theta}\left(\sin\theta\frac{d\theta}{d\theta}\right)+\frac{2mr^2}{h^2}\left(E+\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}\right)=0\,.$$

Охирги тенгликнинг ҳар бирини l(l+1) кўринишдаги доимийликка тенглайлик

$$\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{dR}{dr}\right)+\frac{2mr^2}{\hbar^2}\left(E+\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}\right)=l(l+1)\;R$$

ва

$$\frac{1}{\Phi\sin^2\theta}\frac{d^2\Phi}{d\phi^2}+\frac{1}{\theta\sin\theta}\frac{d}{d\theta}\left(\sin\theta\frac{d\theta}{d\theta}\right)=l(l+1) \qquad (3.9)$$

ларни ҳосил қиламиз. Шунингдек (3.9) ни иккита бир-бирига боғлиқ бўлмаган тенглама кўринишида ёзиш мумкин. Бунинг учун (3.9) ни $\sin^2\theta$ га кўпайтириб, гуруҳлаб тенглик кўринишига келтирамиз

$$\frac{1}{\Phi}\frac{d^2\Phi}{d\varphi^2}=l(l+1)\sin^2\theta-\frac{\sin\theta}{\theta}\frac{d}{d\theta}\left(\sin\theta\frac{d\theta}{d\theta}\right) \qquad (3.10)$$

ва ҳосил бўлган тенгликнинг икки томонини бир ўзгармасга m_l^2 га тенг бўлган ҳолдагина ўринлидир

$$\frac{m_l^2}{\sin^2\theta}-\frac{1}{\theta\sin\theta}\frac{d}{d\theta}\left(\sin\theta\frac{d\theta}{d\theta}\right)=l(l+1) \qquad (3.11)$$

$$\frac{d^2\Phi}{d\phi^2}+m_l^2\Phi=0\;. \qquad (3.12)$$

Шундай қилиб, Шредингер тенгламасини учта оддий дифференциал тенгламаларга ажратдик.

Радиал тенглама. Тўлқин функциянинг радиусга боғлиқлигини тавсифлаш учун

$$\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{dR}{dr}\right)+\frac{2mr^2}{h^2}\left(E+\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}\right)R=l(l+1)R \qquad (3.13)$$

радиал тенгламадан фойдаланамиз. Бу тенгламанинг ечими $L_{n,l}(r)$ – Лягерр полиномлари кўринишида изланади. Муфассал математик амалларни

бажариб ўтирмасдан, биз радиал хусусий функцияларни қуйидаги кўринишда ёзамиз

$$R_{n,l} = \exp(-nr) r^{l} L_{n,l}(r) \qquad (3.14)$$

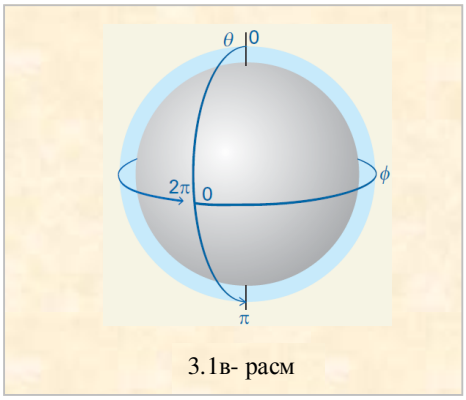
бунда n-бош квант сон нолдан фарқли исталган бутун сон; l орбитал квант сон бўлиб бошқа тенгламалардан олинади. Лагерр полиномлари хоссаларига асосан (1) нинг ечими $n \geq l+1$ ҳолатлар учун мавжуд. Бунда бош квант сон $n=1,2,3..$ қийматлар қабул қилади; орбитал квант сон $l=0, 1, 2\ldots, (n-1)$; магнит квант сон $m_l=0, \pm1, \pm2., \pm l$; қийматлар қабул қилади.

Азимутал тенглама ва унинг ечими. Юқорида ёзилган тенгламалар ичида энг соддаси бу азимутал тўлқин тенгламасидир. Бу тенглама системанинг z ўқи атрофида айлангандаги тўлқин функция ҳолатини тасвирлайди. Бу тенглама иккита хақиқий ва битта мавҳум ечимга эга. Иккинчи тартибли ҳосилали азимутал тўлқин тенглама

$$\frac{d^2\Phi}{d\phi^2} + m_l^2 \Phi = 0 \qquad (3.15)$$

қуйидаги ечимларга эга

$$\begin{aligned} \Phi &= A \sin m_l \phi, \\ \Phi &= A \cos m_l \phi, \\ \Phi &= A \exp(i m_l \phi). \end{aligned} \qquad (3.16)$$



3.1в- расм

Агар атом z ўқи атрофида тўла айланса, у ҳолда Ф нинг ечими унинг дастлабки қийматига тенг бўлади, чунки φ-бурчак ўзининг дастлабки ҳолатига ўтади. $m_l\varphi$ катталик 2π га каррали ўзгаради (3.1в-расм). (3.16) функция бу шартни қаноатлантиради. φ радианларда ўлчанганлиги учун m_l– катталик бутун сонлар қабул қилиши лозим. m_l ни нолга тенглиги ва

тескари томонга айланганлиги ҳам ҳисобга олсак m_l нинг қабул қилиши мумкин бўлган қийматлари қуйидагилардир

$$m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3\ldots; \qquad (3.17)$$

Квант механикасида аввал айтилган таърифларга кўра (3.17) даги m_l нинг квадрати хусусий қиймат бўлиб, (3.16) даги функциялар хусусий функциялар дейилади. m_l –доимийлик квант механикасида магнит квант сони деб аталади.

Қутбий тўлқин функция. Қутбий бурчак θ учун ёзилган

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

дифференциал тенглама мураккаб ечимга эга. Шу сабабли унинг ечими

$$\theta(\theta) \approx R_{l,ml}(\cos\theta)$$

кўринишда эканлигини кўрсатамиз. $R_{l,ml}(\cos\theta)$ - Лежандрнинг бирлашган полиноми дейилади. Бу полином $\cos\theta$ га l ва m_l каби иккита доимийликка боғлиқ. m_l квант сони фақат мусбат ва манфий бутун қийматларга, шунингдек нол қийматга эга бщлиши мумкин. Қутбий бурчакнинг θ билан π орасида ўзгаришини инобатга олиб, шунингдек Лежандр полиномининг хоссаларига асосан l катталик фақат бутун сонлар қабул қилиши мумкин. Натижада l учун қуйидаги шарт бажарилади

$$l=0,\ 1,\ 2\ldots \quad m_l = 0, \pm 1, \pm 2., \pm l,\ldots$$

l нинг қиймати m_l абсолют қийматига тенг ёки ундан катта бўлиши мумкин. Шунинг учун

агар l=0 бўлса, $m_l = 0$

агар l=1 бўлса, $m_l = 0$ ёки ± 1

агар l=2 бўлса, $m_l = 0$ ёки $\pm 1, \pm 2$ ва ҳоказо бўлиши мумкин.

Умуман олганда l нинг ҳар бир берилган қиймати учун 2l+1 та мумкин бўлган ечим мавжуд. Бу ҳолни шундай таърифлаш мумкин: l нинг берилган қийматига мос келувчи ҳолат m_l га нисбатан (2l+1) карра айниган l нинг берилган қийматига мос келган (2l+1), энергиянинг хусусий қийматлари ўзаро тенг бўлса, бундай ҳолат *айниган ҳолат* дейилади. Ташқи таъсир натижасида бу хусусий қиймат ўзгарса, у ҳолда айниш йўқолади ва ҳосил бўлган *ҳолат айнимаган* дейилади. Агар водород атомини магнит майдонига жойлаштирсак, m_l га нисбатан айнишни йўқотиш мумкин. Шу сабабга кўра m_l ни магнит *квант сони* деб айтилади.

3.2. Шредингер тенгламасининг эркин зарралар учун тадбиқи.

Агар зарра эркин бўлиб, унга ҳеч қандай ташқи кучлар таъсир этмаётган бўлса, унинг потенциал энергияси нолга (U=0) тенг бўлиб, тўлиқ энергияси унинг кинетик энергиясидангина иборат бўлади. Масалани соддалаштириш учун зарра x ўққа параллел ҳолда ҳаракатланмоқда деб оламиз. Унинг координаталаридан олинган хусусий ҳосилалар нолга тенг бўлиб, Лаплас операторида битта ҳад қолади

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

Бу ҳолда Шредингер тенгламаси соддалашиб, қуйидаги кўринишни олади

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{h^2} W\psi = 0 \qquad (3.18)$$

(3.18) кўринишдаги дифференциал тенгламанинг хусусий ечими ясси тўлқин тенглама кўринишида бўлади

$$\psi(x,t) = A\sin(\omega t - kx) \qquad (3.19)$$

Бунга ишонч ҳосил қилиш учун (3.19) ифодани икки марта дифференциаллаб (3.18) га қўйиб кўрамиз

$$-k^2 A\sin(\omega t - k\tilde{o}) + \frac{2m}{\hbar^2} W\sin(\omega t - k\tilde{o}) = 0$$

бундан

$$k = \frac{1}{h}\sqrt{2mW} \qquad (3.20)$$

эканлигини топамиз, $\sqrt{2mW} = P$ бўлгани учун

$$k = \frac{p}{h} \qquad (3.21)$$

келиб чиқади. Кўриниб турибдики, ҳосил қилинган бу ифода де-Бройл формуласининг ўзгинасидир. Бу Шредингер тенгламасидан де-Бройл формуласи келиб чиқишини билдирмайди. Аслида бунинг тескариси бўлиб, Шредингер, ўзида де-Бройл тўлқинини мужассамлаштирган тенгламани ҳосил қилган. (3.20) тенгликни бошқача кўринишда ҳам ёзиш мумкин

$$W = \frac{h^2k^2}{(2m)} = \frac{P_x^2}{(2m)} \qquad (3.22)$$

(3.22) дан кўринадики, эркин зарранинг энергияси ҳар қандай қийматни қабул қила олиши мумкин. Яъни, унинг энергиясининг спектри узлуксиздир. Бу тўлқин сони k нинг ва зарранинг импулси p_x нинг узлуксиз ҳолда ўзгаришидан келиб чиқади. Шундай қилиб, эркин зарра квант механикасида ясси монохроматик де-Бройл тўлқини (3.21) билан ифодаланади. Бундай заррани фазонинг ҳар қандай нуқтасида топилиш эҳтимоллиги бир хил ва вақтга боғлиқ бўлмай, амплитуданинг квадратига пропорционалдир

$$|\psi|^2 = \psi \cdot \psi^* = \text{À}^2$$

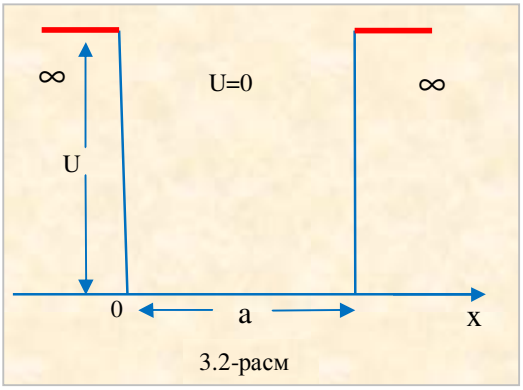
Шредингер тенгламаси эркин зарранинг энергиясига ҳеч қандай чегара қўймайди. Яъни, унинг энергияси квантланмайди, у ҳар қандай қийматни қабул қилиши мумкин. Агар зарра боғланган бўлса, унинг энергияси квантланиши мумкин. Масалан, атомдаги электрон ядрога боғланган бўлгани учун унинг энергияси узлукли қийматларни қабул қилади, яъни квантланади.

Чексиз чуқур потенциал ўрадаги зарра. Зарра кенглиги *a* бўлган чексиз чуқур потенциал ўрада ҳаракатланаётган бўлсин. Ўранинг деворлари чексиз баланд бўлгани учун заррача ундан ташқарига чиқа олмайди. Унинг координатаси $0 \le x \le a$ қийматларни қабул қилиши мумкин. Зарра ўранинг деворларига урилиб, ундан қайтиши натижасида деворлар орасида тўғри чизиқли траектория бўйлаб ҳаракат қилиши мумкин. Зарранинг бу ўрадаги потенциал энергияси манфий ва чексиздир (U=∞). Агар электрон ўрадан чиққан тақдирда ҳам, унинг потенциал энергияси нол бўлиб, у эркин заррага айланади. Шундай қилиб, *a* кенгликдаги чексиз чуқур потенциал ўрадаги зарранинг потенциал энергияси учун

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

шартни ёзиш мумкин. Бундай потенциал ўранинг графиги 3.2-расмда кўрсатилган. Бу ўрада ҳаракатланаётган *m* – массали микрозарра учун Шредингер тенгламаси қуйидаги кўринишда ёзилади

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial \text{x}^2} + \frac{2\text{m}}{\text{h}^2}(\text{W} - \text{U})\Psi = 0$$



3.2-расм

Ўранинг деворлари чексиз баланд бўлгани учун зарра ўрадан ташқарига чиқа олмайди. Шунинг учун заррани ўрадан ташқарида бўлиш эҳтимоллиги нолга тенг. Ўранинг четларида x=0 ва x=a бўлганда тўлқин функция ҳам нолга айланади. Яъни, чегаравий шарт $\psi(x)=\psi(a)=0$ бўлади. Ўранинг ичидаги зарра учун Шредингер тенгламаси

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+k^2\Psi=0 \qquad (3.23)$$

кўринишда бўлади. Бу ерда

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

(3.23) кўринишдаги дифференциал тенгламанинг умумий ечими

$$\psi(x)=A\sin kx+B\cos kx$$

тенгликдан иборат бўлади. Агар юқоридаги чегаравий шартдан $\psi(0)=0$ бўлиши учун B=0 эканлигини ҳисобга олсак, (3.23) тенгламанинг ечими

$$\psi(x)=A\sin kx \qquad (3.24)$$

бўлади, x=a эканлигини эътиборга олсак, (2.52) ифода

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

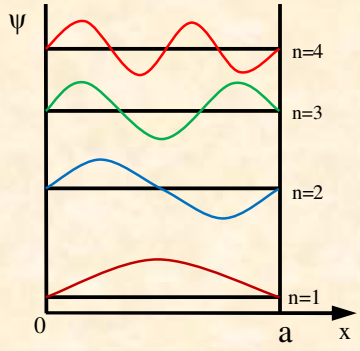
кўринишни олади. Юқоридаги чегаравий шарт, яъни $\psi(a)=A\sin ka=0$ бўлиши фақат $ka=n\pi$ (n=1,2,3,…) бўлганда бажарилади. Демак,

$$k = \frac{n\pi}{a} \qquad (3.24)$$

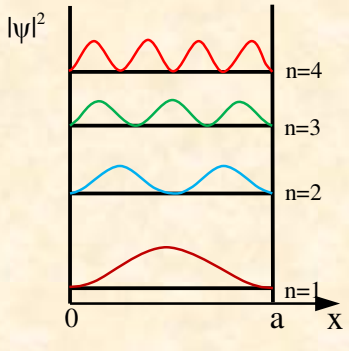
(3.24) ни (3.23) га қўйиб, зарранинг энергияси учун

$$W = \frac{n^2 h^2 \pi^2}{2ma^2}, \quad (n=1,2,3,\ldots) \qquad (3.25)$$

ифодани топамиз. Бу ифодадан қуйидаги хулоса келиб чиқади: потенциал ўрадаги микрозарранинг энергияси ихтиёрий қийматларга эмас, балки қатор дискрет қийматларга эга бўлиши мумкин (3.3-расм). W нинг квантлашган бу



3.3-расм



3.4-расм

қийматларини *энергетик сатҳлар* деб, микрозарранинг энергетик сатҳини аниқловчи *n* сон эса *квант сон* деб аталади. Шундай қилиб, W нинг фақат (3.25) ифода билан аниқланувчи қийматларгина Шредингер тенгламасинг ечимлари бўлиши мумкин экан. Энергиянинг бу қийматларини W нинг *хусусий қийматлари деб*, тенгламанинг уларга мос келган ечимларини эса *масаланинг хусусий функциялари* деб аталади. Энди (3.25) дан фойдаланиб, қўшни $W_н$ ва W_{n+1} энергетик сатҳларнинг бир-биридан узоқлигини топайлик

$$\Delta W = W_{n+1} - W_n = \frac{\pi^2 h^2}{2ma^2}(2n+1). \qquad (3.26)$$

Бу ифодадан фойдаланасак, кенглиги атом ўлчамига мос келувчи ($a \sim 10^{-10}$ m) потенциал ўрадаги электрон ($m_e \sim 10^{-30}$ кг) энергиясининг хусусий қийматлари учун

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

эканлигини топамиз. Бу ҳолда энергетик сатҳларнинг дискретлиги жуда аниқ намоён бўлади. Бирор а $=10^{-2}$ м бўлган потенциал ўра учун, молекула массаси $\sim 10^{-26}$ кг деб ҳисобласак, у ҳолда $\Delta W=0{,}34\cdot 10^{-18}(2n+1)$ эВ ни ҳосил қиламиз. Бу ҳолда энергетик сатҳлар шунчалик зич жойлашган бўладики, уларни узлуксизга яқин деб ҳисобласа ҳам бўлади. Аслида, энергетик спектр фақат $a\to\infty$ дагина (W=0) узлуксиз қийматга эга бўлади. Энергетик сатҳларнинг жойлашуви ҳақида мулоҳаза қилиш учун (3.26) ни (3.25) га нисбатини олиб,

$$\frac{\Delta W}{W_{\text{ï}}}=\frac{2n+1}{n^2}$$

муносабатни ҳосил қиламиз. n нинг анча катта қийматларида каср суратидаги 1 ни ҳисобга олмаса ҳам бўлади, натижада $\Delta W/W_{\text{н}}\approx 2/n$ ҳосил бўлади. Демак, n катталашган сари ΔW нинг қиймати W_n га нисбатан кичиклашиб боради. Натижада энергетик сатҳлар бир-бири билан туташадиган даражада яқинлашиб кетади. Бошқача қилиб айтганда, квант сонининг катта қийматларида квант механикасининг хулосалари классик физикада олинган натижаларга мос келиши керак. Бу қоида Бор томонидан аниқланган бўлиб, уни *мослик принципи* деб аталади. Классик физика ўонунларига биноан, ўрадаги зарранинг барча ҳолатлари бир хил эҳтимолликда бўлади. Квант механикасида бу ҳодиса қуйидагича таҳлил қилинади. Шредингер тенгламасининг ечими, яъни н квант сонининг бизни қизиқтирувчи қийматлари учун тўлқин функцияларни топиб, $|\Psi|^2$ нинг графигини чизиш керак. 3.4-расмда $|\Psi|^2$ нинг х га боғлиқлик графиги *n* нинг турли қийматлари учун тасвирланган.

Расмдан кўринадики, n=1 ҳолатда заррани қайд қилиш эҳтимоллиги ўранинг ўртасида максимумга эришади. n=2 ҳолатда эса заррани ўра деворларига яқин нуқталарда ва ўранинг ўртасида топиб бўлмайди, чунки бу нуқталарда $|\Psi|^2=0$. Бу ҳолатда зарранинг қайд қилиш эҳтимоллиги ўранинг икки нуқтасида максимумга эришади. n=3 ҳолатда эса заррани қайд қилиш эҳтимоллиги учта максимумга эришади. n нинг анча катта қийматларида эҳтимоллик максимумларини характерловчи дўнгликлар ҳам ортиб боради, аммо бу дўнгликларнинг ҳаммаси $\Delta x=a$ кенгликда жойлашиши керак. n каттароқ бўлгани сари дўнгликлар бир-бири билан туташадиган даражада яқин жойлашади, яъни заррани қайд қилиш эҳтимолликлари бир хил бўлган нуқталар сони ортиб боради.

Гармоник осциллятор.

Классик ва квант назариясининг кўп масалаларини ечишда эластик кучга ўхшаш куч таъсирида тебранма ҳаракат қилувчи система модел сифатида фойдаланилади ва уни *чизиқли гармоник осциллятор деб аталади.*

Пружинали, физик ва математик маятниклар гармоник осцилляторларга мисол бўла олади. Гармоник осцилляторнинг потенциал энергияси

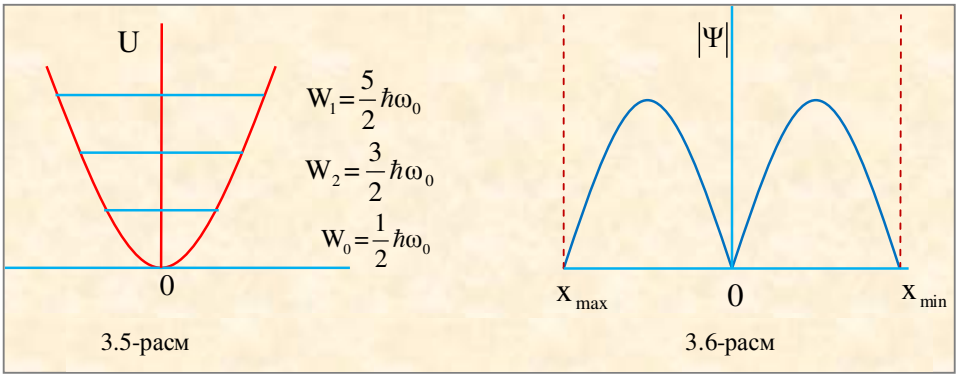
$$U = \frac{m\omega_0^2 x^2}{2} \qquad (3.27)$$

формула билан аниқланиши бизга маълум. Бу ерда ω_0 – осцилляторнинг хусусий частотаси, m – осцилляторнинг массаси. (3.27) боғланиш графиги параболадан ёки бошқача айтганда парабола шаклидаги «потенциал» ўрадан иборат бўлади. Осцилляторнинг тўлиқ энергияси уни потенциал ва кинетик энергияларининг йиғиндисига тенг ва у вақт ўтиши билан ўзгармайди

$$W = W_K + U = \frac{m\omega_0^2 A^2}{2}. \qquad (3.28)$$

Бу ифода энергиянинг сақланиш қонунини ифодалайди. Энергиянинг сақланиш қонунига кўра тўлиқ энергия осцилляторга берилган дастлабки энергияга тенг бўлади. Осцилляторнинг тўлиқ энергияси уни тебраниши давомида потенциал ва кинетик энергия орасида турлича тақсимланади. Агар 3.5-расмда кўрсатилган графикда тўлиқ энергияга мос жойдан горизонтал чизиқ ўтказсак, бу чизиқ координаталари x=±A бўлади, бу ерда A-осцилляторнинг тебраниш амплитудаси. Осциллятор –A, +A ораликдан чиқа олмайди. Агар у бу ораликдан чиқади десак, унинг потенциал энергияси тўлиқ энергиядан ҳам катта бўлиб, энергиянинг сақланиш қонуни бузилади. Демак, классик осциллятор чегараланган фазо соҳасида тебранади.

Квант механикасида *чизиқли гармоник осциллятор-квант осциллятор деб аталади. Квант осцилляторга мисол қилиб*, кристалл панжара тугунида тебранма ҳаракат қилаётган атомни,



3.5-расм

3.6-расм

молекулани ва умуман олганда тебранма ҳаракат қилаётган ҳар қандай микрозаррани олиш мумкин. Квант осциллятори учун Шредингер тенгламаси қуйидагича ёзилади

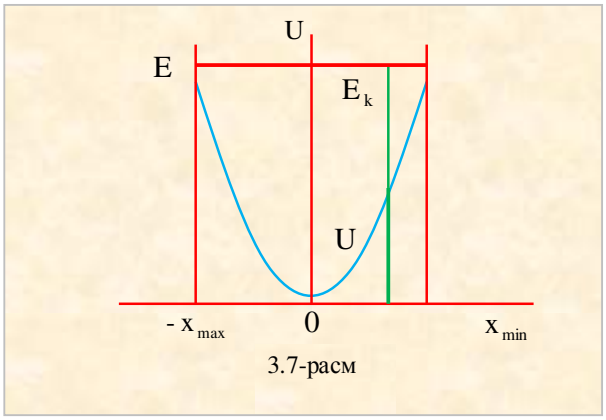
$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{2m}{h^2}(W-\frac{m\omega_0^2x^2}{2})\psi=0. \qquad (3.29)$$

Бу ерда $U=\frac{m\omega_0^2x^2}{2}$ осцилляторнинг потенциал энергияси, W– осцилляторнинг тўлиқ энергияси. Дифференциал тенгламалар назариясидан маълумки, (3.27) кўринишдаги тенглама энергиянинг

$$W_n=\left(n+\frac{1}{2}\right)h\omega_0\ , \quad (n=0,1,2,\ldots) \qquad (3.30)$$

бўладиган хусусий қийматларида ечимга эга. (3.30) формуладан кўринадики, квант осциллятор энергияси дискрет қийматларни қабул қила олади, яъни уни энергияси квантланади. Квант осцилляторнинг ҳам энг кичик энергияси вертикал деворли потенциал ўра ичидаги зарранинг энергиясига ўхшаб, нолдан катта бўлади. Осцилляторнинг бу энг кичик энергияси (3.30) дан n=0 бўлганда $W_0=\frac{h\omega_0}{2}$ бўлади. Квант осциллятор ҳақидаги масаланинг ечимидан классик физикага хос бўлмаган янги натижа келиб чиқади. Квант осциллятори сифатида қаралаётган зарра классик физика нуқтаи назаридан мумкин бўлмаган соҳада ҳам бўлиши мумкин. Классик нуқтаи назардан қараганда зарра (-A ва +A) оралиғидан чиқа олмаслиги керак. Аммо квант осциллятори парабола шаклидаги потенциал ўрадан ҳам ташқарига чиқиши мумкин. Квант осцилляторнинг координаталари x дан x+dx гача бўлган соҳада бўлиш эҳтимоллиги

$$W_{кв}(x)dx=|\psi_n(x)|^2\,dx$$



3.7-расм

ифода билан аниқланади. 3.6-расмда n=1 квант ҳолати учун квант механикасидаги эҳтимоллик зичликлари солиштирилган. Графикдан кўриниб турибдики, квант осциллятори классик физикага рухсат этилмаган соҳада ҳам бўлиши мумкин. Бу зарранинг тўлқин хусусиятидан, бевосита Шредингер тенгламасининг ечимидан келиб чиқади.

Назорат саволлари

1. Тўлқин функцияси Шредингер тенгламасининг ечими бўлиши учун қандай шартларни қаноатлантириш керак?
2. Тўлқин функцияси амплитудаси квадратининг моҳияти нима?
3. Стационар ҳолатлар учун Шредингер тенгламасини ёзинг ва изоҳланг.
4. Ностационар ҳолатлар учун Шредингер тенгламасини ёзинг ва тушунтиринг.
5. Шредингер тенгламасида зарранинг қайси хусусияти ҳисобга олинган?
6. Зарра қачон эркин ҳаракат қилади ва бундай ҳаракат учун Шредингер тенгламаси қандай кўринишда ёзилади?
7. Чизиқли гармоник осцилляторни қандай тушунасиз?

МАСАЛАЛАР ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

1-Масал. Потенциал энергияси $U=\frac{1}{2}\left(k_1x^2+k_2y^2+k_3z^2\right)$ бўлган уч ўлчамли гармоник осцилятор энергетик сатҳлари топилсин.

Ечиш: Уч ўлчамли осцилятор учун Шредингер тенгламаси

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi+\frac{1}{2}\left(k_1x^2+k_2ó^2+k_3z^2\right)\psi=E\psi \qquad (1)$$

кўринишда ёзилади. Бу тенгламада

$$\psi=\psi(x,y,z)=\psi_1(x)\,\psi_2(y)\,(\psi_3(z) \qquad (2)$$

ўзгарувчиларга ажратиш мумкин бўлади. Бу функцияни (1) га қўйиб,олинган тенгламанинг ҳар иккала тарафини (2) га бўламиз:

$$\left(-\frac{h^2}{2m}\frac{\psi_1''}{\psi_1}+\frac{m\omega_1^2}{2}x^2\right)+\left(-\frac{h^2}{2m}\frac{\psi_2''}{\psi_2}+\frac{m\omega_2^2}{2}y^2\right)+\left(-\frac{h^2}{2m}\frac{\psi_3''}{\psi_3}+\frac{m\omega_3^2}{2}z^2\right)=E. \qquad (3)$$

Бу ерда $\omega_i=\sqrt{\frac{k_i}{m}}$. Тенгламада иштирок этаётган x,y,z ўзгарувчилар ўзаро боғлиқ бўлмаганлари учун ҳар бир қавс ичида жойлашган ифода мос

равишда E_1, E_2, E_3 ларга тенг бўлади ва ечими ахтарилаётган уч ўлчамли масала бир ўлчамли масалага келади:

$$-\frac{h^2}{2m}\frac{\psi_1''}{\psi_1}+\frac{m\omega^2{}_1}{2}x^2=E_1.$$

Қолган ўзгарувчилар учун ҳам тенглама худди шунга ўхшаш бўлади ва $E=E_1+E_2+E_3$-уч ўлчамли осцилятор энергияси бир ўлчамли осцилятор энергиялари йиғиндисидан иборат бўлади. Ўлчамсиз ўзгарувчилар

$$\xi_1=\sqrt{\frac{m\omega_1}{h}}x,\ \xi_2=\sqrt{\frac{m\omega_2}{h}}y,\ \xi_3=\sqrt{\frac{m\omega_3}{h}}z$$

киритамиз ва масалани стандарт масалага айлантирамиз ҳамда бир ўлчамли осцилятор учун топилган ечимлардан фойдаланамиз

$$E_1=E_{n_1}=\left(n_1+\frac{1}{2}\right)h\omega_1.$$

У ҳолда умумий энергия

$$E(n_1,n_2,n_3)=E_{n_1}+E_{n_2}+E_{n_3}=h\left[\left(n_1+1/2\right)\omega_1+\left(n_2+1/2\right)\omega_2+\left(n_3+1/2\right)\omega_3\right].$$

Тенглама ечими эса

$$\psi(\xi_1,\xi_2,\xi_3)=C\exp\left(-\frac{\xi_1{}^2+\xi_2{}^2+\xi_3{}^2}{2}\right)H_{n_1}(\xi_1)H_{n_2}(\xi_2)H_{n_3}(\xi_3)$$

кўринишга эга бўлади.

2-Масала: Кучланганлиги $\vec{E}$ бўлган доимий электр майдонига киритилган бир ўлчамли гармоник осцилятор энергетик сатҳи ва тўлқин функцияси топилсин.

Ечиш: Берилган ҳолда гармоник осцилятор потенциал энергияси

$$U(x)=\frac{m\omega^2}{2}x^2-e\left|\vec{E}\right|x$$

кўринишда бўлади.Қуйидагича алмаштиришлар

$$x_1=x-\frac{e\left|\vec{E}\right|}{m\omega^2},\ E_1=E+\frac{e^2\left|E\right|^2}{2m\omega^2}$$

ёрдамида потенциал энергияни тўлиқ квадратга келтирамиз:

$$U(x_1)=\frac{m\omega^2}{2}x_1^{\,2}.$$

Агар $\xi=\sqrt{\frac{h}{m\omega^2}}x_1$ ўзгарувчи киритсак, Шредингер тенгламаси стандарт кўринишга келади

$$-\frac{h^2}{2m}\frac{d^2\psi}{dx_1^2}+\frac{m\omega^2}{2}x_1^2\psi=E_1\psi.$$

Бу тенгламанинг ечими эса бизга осцилляторга бағишланган мавзуда батафсил берилган

$$E_n=(n+1/2)h\omega-\frac{e^2\left|\vec{E}\right|^2}{2m\omega^2},$$

$$\psi_n(\xi)=Ce^{-\frac{\xi^2}{2}}H_n(\xi),\ H_n(\xi)=(-1)^n e^{\xi^2}\frac{d^n e^{-\xi^2}}{d\xi^n}.$$

IV-БОБ
АТОМ ТУЗИЛИШИ

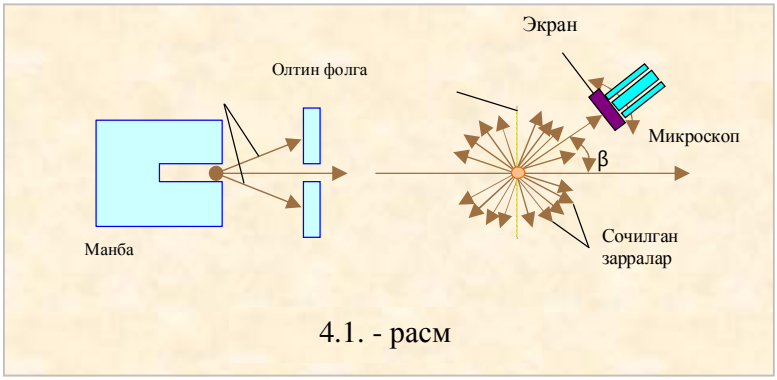
4.1. Атом моделлари

Томсон модели. Атомнинг биринчи модели Ж.Ж. Томсон (1856-1940) томонидан 1903 йилда таклиф этилган. Ушбу моделга асосан атомнинг тузилиши шар шаклида бўлиб, унинг бутун ҳажми бўйлаб мусбат зарядланган заррачалар бир текис тақсимланган. Шуни таъкидлаш лозимки, ушбу мусбат зарядланган заррачалар орасида электронлар ҳам жойлашган бўлиб, уларнинг сони мусбат зарядланган заррачалар сонига тенг бўлганлиги учун атом нейтрал ҳисобланади. Электрон мувозанат вазиятидан силжиганда уни мувозанат вазиятига қайтарувчи эластиклик кучга ўхшаш куч ҳосил бўлади. Шу куч таъсирида электрон гармоник тебранма ҳаракат қилади. Максвеллнинг электромагнит тўлқин назариясига асосан электрон атомда тебранма ҳаракатда бўлганлиги учун атом монохроматик электромагнит тўлқин чиқаради. Бу электромагнит тўлқиннинг частотаси электроннинг тебраниш частотасига мос келади. Ж. Томсон ушбу атом модели орқали атомнинг нурланиш спектри чизиқли бўлишини тушунтириб берди. Г.Н. Лоренц, Томсоннинг бу атом модели асосида ёруғлик дисперсиясининг электрон назариясини яратди. Бу назария нормал ва аномал дисперсияларини тушунтириб берди. Атомнинг Томсон модели физикада муҳим рол ўйнади.

Жозеф Томсон
(1856-1940)

Резрфорд модели. Инглиз олими Э. Резерфорд радиоактив моддалардан чиқувчи α (алфа) - заррачаларни юпқа металл қатламидан ўтганда сочилишини ўрганиб, 1911 йилда атом тузилишининг янги моделини яратди. α-заррачалар билан таъсирлашаётган модданинг атом тузилишини билиш учун олдин алфа - заррачанинг ўзини табиатини билиш керак эди. Шунинг учун Резерфорд алфа -заррачанинг зарядини, массасини ва тезлигини аниқлади. Резерфорд ва Гейгер радиоактив моддадан чиқаётган α - заррачаларни Фарадей цилиндрига тўплаб, электрометр ёрдамида унинг заряди мусбат бўлиб, икки электрон зарядига ($q=2e$) тенг эканлигини аниқладилар. α - заррачаларнинг магнит майдонида оғишига қараб, уни массаси, 4 та водород атоми массасига, яъни гелий атомининг массасига эквивалент эканлиги аниқланди. Радиоактив моддадан учиб чиқаётган α - заррачаларнинг тезлиги 10^7 m/c атрофида бўлиб, улар анча катта кинетик энергияга эга. Резерфорд α - заррачалар йўлига кичкина юмалоқ тирқишли тўсиқ қўйиб, тирқишдан чиқаётган α - заррачалар дастасини қалинлиги 1 мкм бўлган олтин қатлам (фолга) томон йўналтирди.

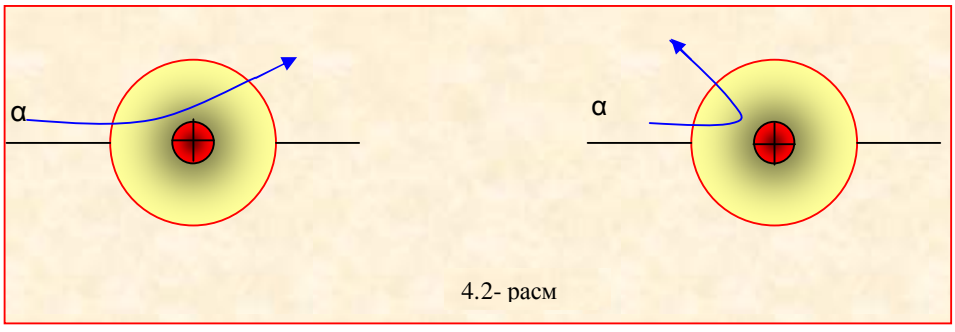
Эрнест Резерфорд
(1871-1937).



4.1. - расм

Резерфорд тажрибасининг схемаси 4.1-расмда кўрсатилган. Олтин қатламидан ўтган α-заррачалар нурланувчи (люминесценцияланувчи) экран орқали ёки фотоқоғоз ёрдамида қайд қилинади. Тажрибадан шу нарса маълум бўлдики, α-заррачаларнинг жуда кўп қисми олтин қатламидан ҳеч қандай тўсиққа учрамай ўтиб экранга бориб тушаверар экан. Лекин айрим α - заррачаларнинг олтин қатламдан ўтишда 10^0, 15^0, 20^0 бурчакларга оғиши кузатилади. Яна ҳам оз сондаги α-заррачалар (тахминан 8000 дан биттаси) 90^0 дан катта бўлган бурчакка ҳам оғар экан. Ҳатто (тахминан 20000 дан биттасини) олтин қатламдан орқага қайтгани ҳам қайд қилинди. 4.1-расмда ядро кичкина шарча шаклида тасвирланган. Алфа заррачанинг йўналиш траекторияси стрелка билан кўрсатилган. Расмдан кўриниб турибдики алфа заррачанинг бурилиш бурчаги у билан атом ядроси орасидаги масофага боғлиқ. Резерфорд бу масофани *нишон масофаси* деб атади. Бу тажриба натижаларидан Резерфорд қуйидаги учта хулосани чиқарди.

1. алфа - заррачаларнинг айримларининг олтин қатламидан ўтишда бурилишига олтин атомлари таркибидаги мусбат зарядлар билан ўзаро таъсири асосий сабабчи бўлади.
2. алфа - заррачаларнинг кўп қисмини ҳеч қандай тўсқинликка учрамай олтин қатламидан ўтиб кетиши атом таркибидаги мусбат зарядлар атом марказидаги жуда ҳам кичик ҳажмли ядрога тўпланганлигини кўрсатади.
3. алфа - заррачаларнинг олтин варағидан орқага қайтиши мусбат зарядли атом ядросининг массаси α-заррачаларнинг массасидан бир неча марта катта эканлигини ва атом массасини асосан шу кичик ҳажмли ядро ташкил



4.2- расм

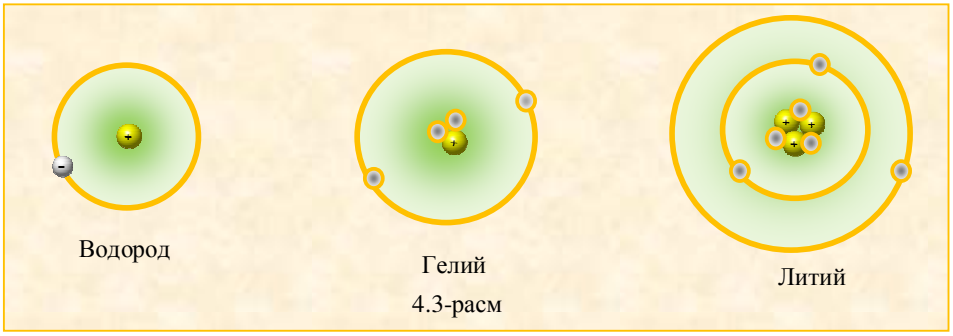
қилишини кўрсатади. Резерфорд юқоридаги хулосалари асосида атомнинг ядро моделини яратди. Бу моделга биноан атом марказида мусбат зарядли ядро жойлашган. Ядро билан электронлар ўзаро таъсирлаши натижасида электронлар ядро атрофида айлана шаклидаги орбиталар бўйлаб айланадилар. Ядро кучлари майдони марказга интилма куч вазифасини бажаради. Ядро атрофида айланаётган электрон учун Нютоннинг 2-қонуни қуйидаги кўринишда ёзилади

$$\frac{ze*e}{4\pi\varepsilon_0 r^2}=\frac{m\upsilon^2}{r}.$$

Бу ерда υ - электроннинг орбитадаги тезлиги, r - орбита радиуси. Электронларнинг умумий заряди, ядродаги мусбат зарядларнинг умумий зарядига тенг бўлгани учун атом электр зарядига эга эмас. 4.3-расмда Резерфорд атом ядро модели бўйича водород, гелий ва литий атомларининг тузилиши тасвирланган. Резерфорд тажрибага ва атом ядро моделига асосланиб атом зарядини ва ўлчамини аниқлашга мувоффақ бўлди. Ядронинг заряди электрон зарядига каррали бўлиб, q=+Ze эканлиги аниқланди. Бу ерда Z - элементнинг Менделеев даврий системасидаги тартиб рақами. Резерфорд яна шу нарсага аниқлик киритадки, элементнинг даврий системадаги ўрни Менделеев кўрсатганидек, унинг атом массаси билан эмас, балки ядро заряди билан аниқланар экан. Резерфорд айрим элементларнинг даврий системадаги ўрнига тузатишлар киритди, яъни уларнинг тартиб рақамларини ўзгартирди. Резерфорд атом ядросининг ўлчамини қандай аниқлаганини кўриб ўтайлик. Масалан α -заррача бирор элемент атом ядросига марказий урилсин. Аслида α - заррачанинг ядро билан тўқнашиши содир бўлмайди. Чунки, α - заррача ядрога қандайдир масофага яқинлашиб бориб, сўнгра орқага қайтади. α -заррачанинг кинетик энергияси қанча катта бўлса, у ядрога шунча кўпроқ яқин боради. Энергиянинг сақланиш қонунига биноан α - заррачанинг кинетик энергиясини ядро билан ўзаро таъсир потенциал энергиясига тенглаймиз

$$\frac{m_\alpha \upsilon^2}{2}=q_\alpha\frac{ze}{4\pi\varepsilon_0 r_0}. \qquad (4.1)$$

α - заррачанинг тезлиги $\upsilon=10^7$ m/c, массаси m =4.1,67.10^{-27} кг, заряди q =2.1, 6.10^{-19} Кл ва олтин атомининг даврий системадаги тартиб рақами Z=79 эканлигини ҳисобга олиб, (4.1) тенгликдан r_0 ни ҳисоблаймиз.



4.3-расм

$$R_0 = \frac{q_\alpha Ze}{4\pi\varepsilon_0 m_\alpha \upsilon^2} \approx 3\cdot 10^{-14}\,\text{m}.$$

Топилган r_0 нинг бу қиймати олтин ва α - заррачаларнинг ядро радиусларининг йиғиндисига тенг. Ядронинг бу ўлчами шартли бўлиб, у α -заррачанинг тезлигига боғлиқ. Ҳозирги замон усуллари билан ядронинг ўлчами 10^{-15} м атрофида эканлиги аниқланган. Ядро физикасида 10^{-15} м узунлик 1 Ферми деб юритилади. Электроннинг радиуси ҳам 1 Ферми атрофида эканлигини ҳисоблаб топишимиз мумкин. Электростатикадан маълумки, зарядланган ўтказгич энергияси

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

формула билан ҳисобланади. Бу формулада e - электроннинг заряди, φ - ўтказгич потенциали. Электронни r_0 радиусли шарча деб олсак, унинг энергияси учун

$$E_0 = \frac{1}{2} e \frac{e}{4\pi\varepsilon_0 r_0} \qquad (4.2)$$

формулани ёзишимиз мумкин. Эйнштейнинг махсус нисбийлик назариясига биноан тинч турган электроннинг энергияси

$$E_0 = m_{0e} c^2. \qquad (4.3)$$

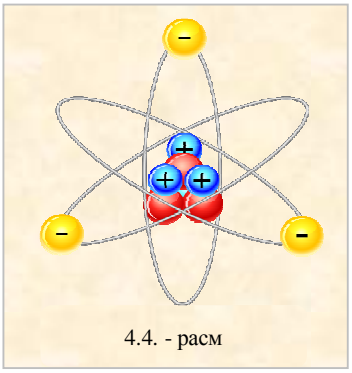
Бу ерда m_{0e} - электроннинг тинчликдаги массаси, E_0 нинг юқоридаги ифодаларини бир-бирига тенглаб, катталикларнинг сон қийматларини қўйиб, электроннинг радиусини ҳисоблаймиз

$$r_0 \approx 2\cdot 10^{-15}\text{m}.$$

Юқоридаги натижадан кўриниб турибдики, электроннинг радиуси ҳам ядро радиусига яқин экан. Ядронинг ўлчами ва массасини билган ҳолда биз ядро моддасининг зичлигини ҳисоблашимиз мумкин. Ядронинг массаси ўрнига атом массасини олса ҳам бўлади, чунки электроннинг массаси энг кичик атом -водород массасидан ҳам 1836 марта кичик. Маълумки, $m_н$ = $1.67.10^{-27}$кг бўлгани учун ядро зичлиги учун

$$\rho=\frac{m_.}{V}=\frac{m_.}{\frac{4}{3}\pi r_0^3}=0,6*10^{18}\frac{kg}{m^3}\approx 10^9 \quad т/см^3$$

натижани оламиз. Бундай зичлик ҳозиргача фанда маълум бўлган энг катта зичликдир. Резерфорднинг биз юқорида кўриб ўтган атом ядро моделини кўпинча атомининг *планетар модели* деб ҳам аталади (4.4-расм). Лекин бу жуда қўпол қиёслашдир. Чунки, қуёш ва планеталар механик система бўлса, атом ядроси ва электронлар электродинамик системадир. Қуёш ва планеталар ўзаро гравитацион майдон орқали тортишиб турса, электронлар ядрога Кулон қонуни билан аниқланувчи электр майдони кучлари орқали тортишиб туради. Ядрога яқин жойлашган электронлар ядронинг тортишиш кучини ташқи электронларга нисбатан камайтирса, қуёшга яқин планеталар қуёшнинг тортишиш кучини ташқи планеталарга нисбатан кучайтиради. Бундан ташқари, атомдаги электронлар бир-бирига мутлақо ўхшаш бўлиб, улар орасида ўзаро итариш кучлари мавжуд.


4.4. - расм

Резерфорднинг атом назарияси айрим элемент атомлари ядро зарядини ва массасини аниқлаб, уларнинг даврий системадаги ўрнига аниқлик киритгани билан атомнинг кўп хоссаларини тушунтириб бера олмади. Масалан, атом ташқи таъсир туфайли ионлашиши, яъни у четки электронини йўқотиб мусбат ионга айланиши ва яна нейтрал атом ҳолига қайтиши мумкин. Бу жараённи Резерфорд модели тушунтириб бера олмади. Бу модел ядро атрофида айланаётган электроннинг орбитаси нима сабабдан турғун эканига ҳам жавоб топиб бера олмади. Электрон ядро атрофида айланар экан, маълум тезланишга эга бўлади, шунинг учун атомдан электромагнит нурланиш чиқиб туриши керак. Натижада электрон орбитасининг радиуси қисқара бориб, у спиралсимон траектория бўйлаб айланиши керак. Спиралнинг радиуси қисқариб борган сари электроннинг айланиши частотаси ортиши натижасида атом сочаётган ёруғликнинг тўлқин узунлиги узлуксиз қисқариб боради. Ҳисоблашлар шуни кўрсатадики, электрон қисқа вақт ичида ($\sim 10^{-8}$ с) ядро устига тушиб қолиши натижасида атом "бузилиши" керак эди. Маълумки, бундай ҳол кузатилмайди, атом турғунлигича қолади. Атомдан сочилаётган ёруғлик спектри ҳам узлуксиз бўлмай, балки чизиқлидир. Масалан, газ атомлари спектри ҳам чизиқлидир. Бундай

чизиқли спектрга мисол қилиб водород атоми спектрини олиш мумкин. Атомлар спектри нима сабабдан чизиқли бўлишини ҳам Резерфорд модели тушунтириб бера олмади. Демак, классик механика ва электродинамикага асосланиб яратилган Резерфорд назарияси атом ичида содир бўладиган жараёнларни тушунтиришга қодир эмас экан. Шундан кейин даниялик назариётчи физик Нилс Бор, М. Планкнинг энергия кванти ҳақидаги назариясини ва тажрибада кузатилган водород атоми спектрал серияларини ўрганиб, атом тузилишининг янги назариясини яратди.

4.2. Атомнинг спектрал сериялари

XIX-асрнинг ўрталарига келиб атомнинг спектрал хоссаларини ўрганиш жараёнлари бошланди. 1885 йилда швейцариялик физик олим Бальмер кўзга кўринадиган соҳада водород атомининг спектрал чизиқларининг жойлашиш вазиятида маълум қонуният борлигини аниқлади. Бальмернинг аниқлашича тўлқин узунлигининг камайиб бориши билан спектрлар орасидаги масофа камайиб борар экан. Жуда кўп изланишлар давомида тўлқин узунликлари аниқ бўлган бу тўртта спектрал чизиқларни битта умумий формула орқали ифодалаш мумкинлиги аниқланди

$$\lambda_n = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2-4}. \qquad (4.4)$$

Бу формулада $\lambda_0 = 3646\,\text{Å}^0$, формуладаги n га 3,4,5 ва 6 қийматлар бериб, водород атомининг кўзга кўринадиган соҳадаги тўртта спектрал чизиқларнинг тўлқин узунликларини аниқлаш имконияти туғилади. (4.4) формуладаги λ_0 катталик Бальмер сериясидаги энг кичик тўлқин узунлик эканлиги маълум бўлди, яъни

$$\lim_{n\to\infty} \lambda_n = \lambda_0 = 3646\ \text{Å}^0.$$

Спектрдаги қонуниятни тўлқин узунлиги орқали эмас, балки тўлқин частотаси билан ифодалаш қулайроқдир. Частота билан тўлқин узунлик орасидаги боғланишни ҳисобга олиб, Бальмер формуласини ёруғлик частотаси учун ёзамиз

$$\nu = c\frac{4}{\lambda}\left(\frac{1}{2^2}-\frac{1}{n^2}\right) = cR_H\left(\frac{1}{2^2}-\frac{1}{n^2}\right) = R\left(\frac{1}{2^2}-\frac{1}{n^2}\right) \qquad (4.5)$$

(4.5) формуладаги R_H катталик водород спектридаги барча чизиқлар учун тегишли бўлиб, *Ридберг доимийси* деб юритилади ва унинг қиймати $R_H = 3{,}29\cdot 10^{15}\ c^{-1}$ эканлиги аниқланди. Кейинчалик водород атоми спектрида кўзга кўринадиган ултрабинафша ва инфрақизил соҳаларда ҳам спектрал чизиқлар топилди. Спектрал чизиқлар тўпламига *спектрал сериялар*

дейилади. Бу топилган чизиқлар ҳам Бальмер формуласи орқали ифодаланади. Фақат чегаравий тўлқин узунлиги ва (4.5) ифоданинг қавси ичидаги касрлари билан фарқланади. Бальмер формуласи умумий ҳолда

$$\nu = cR_{H}\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right) \qquad (4.6)$$

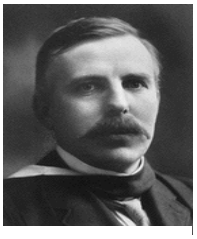
кўринишда ифодаланади. (4.6) формуладаги m ва n нинг қийматига қараб, водород атомидаги турли спектрал серияларини ҳосил қилиш мумкин

$$m=1;n=2,3,4,\ldots,\ \nu=cR_{н}\left(\frac{1}{1^2}-\frac{1}{n^2}\right)\ \textit{Лайман сериями,}$$

$$m=2;n=3,4,5,\ldots,\ \nu=cR_{н}\left(\frac{1}{2^2}-\frac{1}{n^2}\right)\ \textit{Пашен сериями,}$$

$$m=3;n=4,5,6,\ldots,\ \nu=cR_{н}\left(\frac{1}{3^2}-\frac{1}{n^2}\right).\textit{Балмер сериями.}$$

Лайман сериями спектрал чизиқлари спектрнинг ултрабинафша соҳасида жойлашган. Бальмер сериясидаги чизиқлар спектрнинг кўзга кўринадиган соҳасида жойлашганини биламиз. Қолган спектрал сериялар ҳаммаси спектрнинг инфрақизил соҳасидан ўрин олган.



Нильс Бор
(1886-1962)

Борнинг атом назарияси. Н. Бор тажрибада кузатилган водород атоми спектри ва нурланиш кванти тушунчаларини умумлаштириб, 1913 йилда атомнинг янги назариясини яратди. Н. Бор бу назарияни яратишда абсолют қора жисмнинг нурланиш ҳодисасини ифодаловчи Планкнинг энергия квантлари ҳақидаги гипотезасини атомдаги электронлар ҳаракатига тадбиқ этиб, электронлар ихтиёрий орбиталарда айланмасдан фақат рухсат этилган орбиталар бўйлаб ҳаракатланадилар деган хулосага келди. Ушбу тарзда Н. Бор атом спектрининг чизиқли бўлиш сабабини тушунтириб беришга муваффақ бўлди. Бундан ташқари Н. Бор электроннинг рухсат этилган орбиталар радиусларини аниқлаш учун ҳаракат қилди. Бунда у ўзининг атом назариясига исботсиз қабул қилинувчи уч постулатни асос қилиб олди. Бу постулатлар қуйидагича таърифланади:

1-постулат: Атом узоқ вақт турғун ҳолатларда бўлиши мумкин. Атомнинг турғун ҳолатига электроннинг турғун орбиталарда айланиши мос келади. Электронлар турғун орбиталарда айланганда атом ёруғлик сочмайди ва ютмайди. Атомнинг ҳар бир турғун ҳолатига E_1, E_2, E_3,... энергия қийматлари мос келади.

2-постулат: Атомдаги электрон ихтиёрий орбиталар бўйлаб айланмасдан импульс моменти Планк доимийсига каррали бўлган орбиталар бўйлаб айланадилар

$$mv_n r_n = nh . \quad (4.7)$$

Бу ерда n=1,2,3,..., қийматлар қабул қилади. Бу катталик электроннинг орбиталари тартиб рақамини кўрсатади ва *бош квант сон* деб аталади.

3-постулат: электрон бир турғун орбитадан бошқа турғун орбитага ўтганда атом ёруғлик кванти сочади ёки ютади. Сочилган ёки ютилган квант энергияси электроннинг орбитадаги энергиялари фарқига тенг

$$h\nu = E_n - E_m . \quad (4.8)$$

Бу ифодада *n* ва *m* лар орбита тартиб рақамлари. Кўпинча 1 ва 2-постулатларни бирлаштириб Борнинг иккита постулати бор деб кўрсатилади. Борнинг 2-постулатини яратилишида Планк домийси ўлчов бирлигини импульс моменти ўлчов бирлигига мос келиши асосий туртки бўлди. Квант механикаси қоидаларига мос равишда 2-постулатдаги *n* сони орбита узунлиги бўйлаб жойлашадиган де-Бройл тўлқинларининг сонига каррали

$$\lambda_B = \frac{h}{mv}$$

бўлган учун

$$m\,v\,r = n\,\frac{h}{m\pi} = nh$$

бўлиб, Борнинг 2-постулатининг математик ифодаси келиб чиқади. Электрон юқори орбитадан қуйи орбитага тушса, атом ёруғлик кванти сочади ва аксинча, қуйи орбитадан юқори орбитага чиқиши учун эса ташқаридан ёруғлик кванти ютади. Масалан, электрон энергияси катта бўлган 2-ҳолатдан, энергияси кичик бўлган 1-ҳолатга тушганда атомдан сочилган ёруғлик кванти энергияси электроннинг ҳолатлардаги энергиялрининг айримасига тенг

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

4.3. Водород атомининг нурланиш спектрлари.

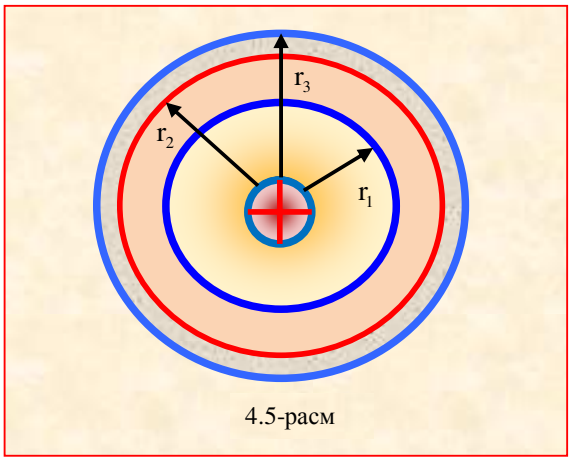
Бор атом назарияси водород ва водородсимон атомлар учун мос келади. Водородсимон атомлар деганда битта электронини йўқотган гелий, иккита электронини йўқотган литий тушунилади. Чунки, бу атомлар ядроси атрофида водородга ўхшаб биттадан электрон айланади. Бор назарияси бундай атомларнинг нурланиш спектрларини, электронларнинг орбита радиусларини ва энергияларини аниқлаш имконини беради. Борнинг 2-постулати ёрдамида электроннинг турғун орбита радиусини ҳисоблаб топишимиз мумкин. Аммо (4.7) тенгликнинг ўзидан электрон орбита

радиусини ҳисоблаб бўлмайди. Электрон билан ядро орасидаги Кулон кучи электронга марказга интилма тезланиш беради, яъни

$$F=ma_n$$

ёки

$$\frac{mv^2}{r}=\frac{eZ_e}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\ . \qquad (4.9)$$



4.5-расм

Бу формула классик физикага тегишли бўлгани учун Бор постулатларига зиддир. Аммо бу формуладан фойдаланмай туриб, электроннинг орбита радиуси ва тезлигини топиб бўлмайди. (4.9) формуладаги Z - элементининг даврий системадаги тартиб номери. (4.8) ва (4.9) тенгламаларни система қилиб ечиб v ва r ларни топамиз. Водород учун Z=1 деб оламиз.

$$\begin{cases} m\ v^2 r_n = \dfrac{e^2}{4\pi\ \varepsilon_0}\ . \\ m\ v\ r_n = n\ h \end{cases}$$

Кейинги системанинг биринчи тенгламасининг ўнг ва чап томонларини иккинчи тенгламага ҳадма-ҳад бўлиб, электроннинг мумкин бўлган тезлигини топамиз

$$v=\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 nh};\quad n=1, 2, 3, \ldots . \qquad (4.10)$$

Бу формуладан электроннинг n=1 бўлган орбитадаги тезлиги учун $v=10^6$ м/с қийматни оламиз. Кўриниб турибдики, электроннинг бу тезлиги ёруғлик тезлигидан анча кичик, шунинг учун ундан атом физикасида ҳам, Нютон механикасида фойдаланиш мумкин. Тезликнинг (4.10) ифодасини

системанинг биринчи тенгламасига қўйиб, турғун орбиталар радиуслари учун қуйидаги формулани ҳосил қиламиз

$$r_n = n^2 \frac{h^2 4\pi\varepsilon_0}{me^2}; \quad n=1, 2, 3, \ldots . \tag{4.11}$$

Бу формуладан кўриниб турибдики, n ортиши билан электроннинг орбита радиуси 1:4:9:16 ва ҳ. з. нисбатда ортиб боради. Электроннинг биринчи турғун орбита радиусини ҳисоблайлик,

$$r_1 = a_0 = \frac{h^2 4\pi\varepsilon_0}{me^2} = 0,528 \cdot 10^{-10} \text{ м} = 0,528 \overset{0}{\text{A}} .$$

Водород атомидаги электроннинг бу ҳисобланган орбита радиуси биринчи *Бор радиуси* деб ҳам аталади (4.5-расм). Водород атомидаги электрон радиуси r_1 = 0,588 дан кичик бўлган орбитада ҳеч қачон айланмайди. (4.11) формуладан кўриниб турибдики, n ортган сари орбита радиуси ҳам n нинг квадратига мос ҳолда ортиб боради. Электрон фақат (4.11) формула билан аниқланувчи орбиталар бўйлаб ҳаракатланади. 2-постулатнинг яна бир хусусияти шундан иборатки, ундан атом энергиясининг квантланиши келиб чиқади. (4.11) формуладан фойдаланиб, атомнинг тўлиқ энергиясини топамиз. Бу энергия электроннинг кинетик энергияси билан ядронинг ўзаро таъсир потенциал энергиялари йиғиндисига тенг

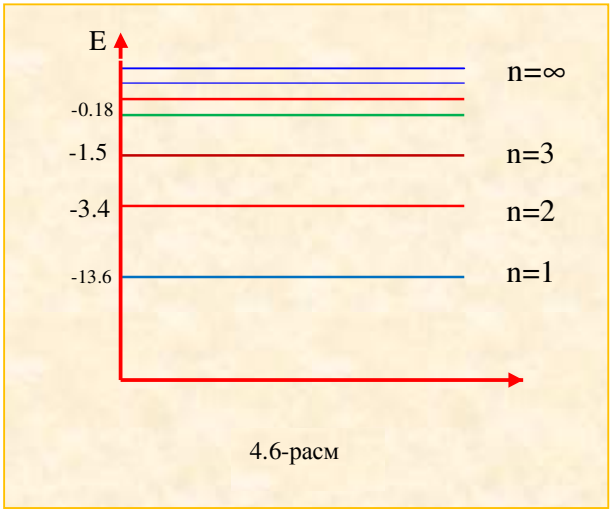
$$E = E_k + E_p = \frac{m_e v^2}{2} + (-e)\frac{Ze}{4\pi\varepsilon_0 r} .$$

Юқоридаги (4.10) ифодадан электроннинг кинетик энергияси потенциал энергиянинг ярмига тенглигини топамиз

$$\frac{m_e v^2}{2} = \frac{E_p}{2} = \frac{Ze}{8\pi\varepsilon_0 r} \tag{4.12}$$

(4.12) ифодага кинетик энергиянинг бу ифодасини қўйиб, атомнинг тўлиқ энергиясини аниқлаймиз

$$E = E_k + E_p = \frac{Ze^2}{8\pi\varepsilon_0 r} + (-e)\frac{Ze}{4\pi\varepsilon_0 r} = -\frac{Ze^2}{8\pi\varepsilon_0 r} . \tag{4.13}$$



4.6-расм

Тўлиқ энергиянинг манфий бўлиши атомдаги электроннинг ядрога боғланганлигини ёки бошқача айтганда электрон ядронинг электростатик майдони ҳосил қилган потенциал ўртасида жойлашганини билдиради. (4.13) формуладаги r катталикнинг ўрнига унинг (4.12) ифодасини қўйиб, атом энергияси фақат маълум бир қийматлар қабул қила олишини ифодаловчи формулани ҳосил қиламиз

$$E_n = -\frac{1}{n^2} z^2 \frac{m_e e^4}{8h^2\varepsilon_0^2}. \qquad (4.14)$$

(4.14) формуладаги *n* бош квант сони электроннинг энергетик сатҳи ёки орбита тартиб рақамини белгилайди. (4.14) формуладан кўриниб турибдики, n ортган сари, бошқача айтганда электроннинг орбита радиуси ортган сари атом энергияси ҳам ортиб боради. Аммо, энергиянинг абсолют қиймати эса камайиб боради. Атомнинг максимал энергияси нолга тенг: бу n=∞ бўлган ҳолга ёки электроннинг атом орбитасидан чиқиб кетиши ҳолатига - атомнинг ионлашишуви жараёнига мос келади. Атомнинг потенциал энергияси электрон ва ядронинг ўзаро таъсир жараёни билан аниқланади. Водород атомидаги электроннинг биринчи, иккинчи ва учинчи Бор орбиталардаги тўлиқ энергияси E ни (4.14) формула билан ҳисоблайлик

$$E_1 = -\frac{1}{n^2} Z^2 \frac{m_e e^4}{8h^2\varepsilon_0^2} = -\frac{1 \cdot 1^2 \cdot 9{,}11 \cdot 10^{-31}\text{кг} \left(1{,}6 \cdot 10^{-19}\text{Кл}\right)^4}{1^2 \cdot 8 \cdot \left(1{,}05 \cdot 10^{-34}\text{эВ}\right)^2 \left(8{,}85 \cdot 10^{-12}\text{Ф/м}\right)^2} = -2{,}18 \cdot 10^{-18}\ \text{Ж}$$

Энергиянинг Жоул бирлигини электрон - Волт (эВ) бирликка ўтказамиз 1Ж=6,25 . 1018 эВ. Худди шунингдек, n=2 ва n=3 бўлган ҳолатлар учун E_2 ва E_3 энергиялар қийматларини ҳисоблаб қуйидаги натижани оламиз: E_2=-3,4 эВ; E_3=-1,5 эВ (4.6.расм). Электрон ядродан узоқлашган сари, унинг тўлиқ энергияси камайиб боради. Электрон ядрони ташлаб чиқиб

эркин заррачага айлангандагина унинг ядро билан ўзаро тасирлашув энергияси нолга тенг бўлади. Эркин электроннинг тўлиқ энергияси фақат унинг кинетик энергиясидан иборат бўлади. 4.6-расмда водород атомидаги электроннинг турли орбиталардаги тўлиқ энергияси кўрсатилган. Бу расмдаги диаграммада ҳисоб боши сифатида электроннинг ядродан чексиз узоқликдаги энергияси нол деб олинган. Шунинг учун электрон ядрога яқинлашган сари унинг энергияси манфий ишора билан ортиб боради. Водород атомида ҳосил бўлувчи спектрал серияларни тушунтириш учун ҳисоб боши сифатида биринчи Бор орбитасини оламиз. Электроннинг бу орбитадаги энергиясини нол деб ҳисоблаймиз. Буни олиш учун электроннинг ҳар қайси орбиталардаги тўлиқ энергиясига +13,6 эВни қўшиб чиқамиз, натижада 4.7-расмдагидек диаграмма ҳосил бўлади. Электрон юқори орбитадан қуйи орбитага тушганда атом ёруғлик кванти сочади. Атомнинг турғун ҳолатига электроннинг 1-Бор орбитасида айланиши мос келади. Электроннинг бошқа орбиталарда айланиши атомнинг қўзғолган ҳолатига тўғри келади. Масалан, электрон 2,3,4-орбиталардан 1-орбитага тушганда УБ соҳада жойлашган Лайман сериясидаги ёруғлик квантлари сочилади. Кўзга кўринувчи Бальмер сериясидаги ёруғлик квантлари эса электрон n=3,4,5,..., орбиталардан 2-орбитага ўтганда сочилади. Худди шунга ўхшаш спектрининг ИҚ соҳасидаги Брекет, Пашен ва бошқа серияларини ҳам тушунтириш мумкин. 4.7-расмда Бор атом назариясига биноан водород атоми спектрал серияларининг ҳосил бўлиш схемаси тасвирланган. (4.14) формулани атомнинг икки хил энергетик ҳолати учун ёзиб, сўнг энергия фарқларини топамиз. Бор постулатига кўра

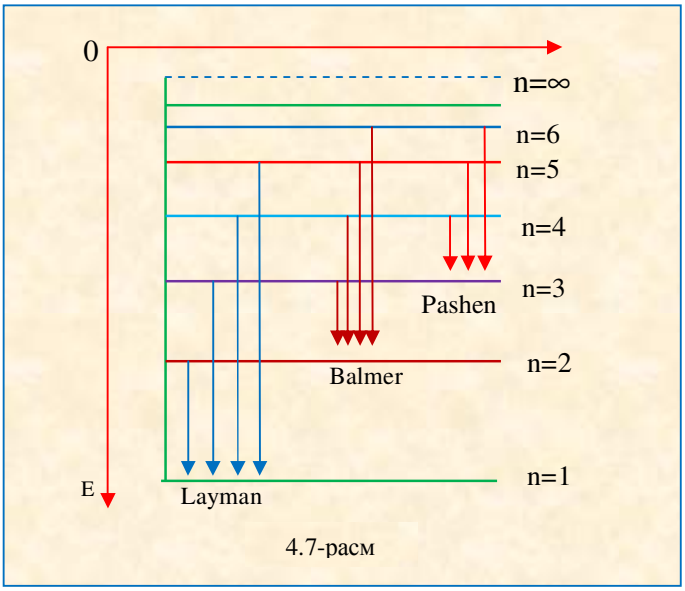
$$h\nu = E_n - E_m = \frac{m_e e^4}{8h^2\varepsilon_0^2}\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right)$$

бўлади. Сочилган ёруғлик частотаси

$$\nu = \frac{m_e e^4}{8h^3\varepsilon_0^2}\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right) = R\left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right] \qquad (4.15)$$

формула билан аниқланади. (4.15) формулада

$$R = \frac{m_e e^4}{8h^3\varepsilon_0^2} \qquad (4.16)$$



4.7-расм

бўлиб, у Ридберг домийсининг назарий ҳисоблаб чиқарилган ифодасидир. (4.16) формула билан ҳисобланган Ридберг доимийси тажрибадан топилган доимийлик билан мос тушди. Бу эса спектрал серияларни ифодаловчи Бор формуласининг ва умуман Бор атом назариясининг нақадар тўғрилигини исботлайди. Водород атомининг ютилиш спектри ҳам Бор назарияси билан тушунтирилади. Водороднинг ютилиш чизиқлари Лайман сериясига аниқланувчи УБ соҳада жойлашган бўлади. Чунки эркин водород атомида электрон 1-турғун орбитада жойлашган бўлади. Бор назарияси фақат водород атоми учун қўлланилмасдан, у водородга ўхшаб биттадан электрони бўлган ионларга (He^+, Li^{++}, Be^{+++},...) ҳам мос келади. Бу системаларнинг водород атомидан фарқи шуки, электрон заряди +Ze бўлган ядро атрофида айланади. Z - атом тартиб рақами бўлиб, у He учун иккига, Li учун учга тенг. Водород атоми учун юқорида келтирилган формулалар водородсимон атомлар учун ҳам ўринли, фақат e^2 ни ўрнига Ze^2 олиш керак. Водородсимон ионларда электрон орбита радиуси Z марта камайса, электрон энергияси E_n ҳар бир n учун Z^2 марта ортади. Бундай бўлишини тажриба натижалари ҳам тасдиқлайди. Гелий He+ ионининг спектри водород спектрига жуда ўхшаш, бунда фақат нурланиш частотаси 22 марта катта, тўлқин узунлиги эса 4 марта қисқа бўлади. Электроннинг E=0 энергияси унинг ядродан чексизликгача узоқлашган ҳолатига тўғри келади. Атом ва ион учун энергиянинг қуйидаги фарқи 0-E =-E_1 (E_1<0) *ионизация потенциали* деб аталади. Электрон энергияси E>0 бўлганда унинг орбитасини очиқ гиперболадан иборат дейиш мумкин. Водороднинг ионлашиш потенциали 13,6 эВ га, бир зарядли гелий ионики -4.13,6 = 54,4 эВ. Асосий ҳолатдаги водород атомининг Бор радиуси r_0=0,53 $\overset{0}{A}$ бўлса, He^+ ионининг Бор радиуси икки марта қисқа. Агар атом ютаётган фотоннинг энергияси, ионлашиш потенциалидан кичик бўлса, атом қўзғолган ҳолатга ўтади. Агар атомга ионлашиш потенциалидан катта энергияли фотон тушса,

у атомни ионлаштиради, яъни атомдан электронни учириб чиқаради ва фотоэффект ҳодисаси юз беради. Атомнинг ионлашиши ёки қўзғолиши фақат фотонлар таъсирида эмас, балки унга электронларнинг ёки атомларнинг урилиши натижасида ҳам бўлиши мумкин. Қўзғолган атом нурланиши натижасида унинг электрони яна асосий ҳолатга қайтади. Газ разрядлари вақтида ёруғлик сочилиши ҳам қўзғолган ҳолатдаги атомларнинг асосий ҳолатга қайтиши туфайли юз беради. Агар атом электронларнинг урилиши натижасида қўзғолган ҳолатга ўтаётган бўлса, электронлар атомнинг энергетик сатҳларининг фарқига мос келувчи энергиясини йўқотади. Франк-Герц тажрибасида шундай бўлиши кузатилган. Биз буни юқорида кўриб ўтдик. Борнинг атом назариясини 1915-1916 йилларда немс олими Арнолд Зомеерфелд такомиллаштирди. У квантланиш қоидасини эркинлик даражаси кўп бўлган мураккаб системаларга қўллади. Электрон массасининг тезликка боғлиқлигидан унинг орбитасини прецессияланувчи эллипсдан иборат бўлишини кўрсатиб, физикага орбитал ва магнит квант сонлари тушунчасини киритди.

Лекин такомиллашган Бор-Зоммерфелд атом моделлари ҳам атомда турғун орбиталар мавжудлиги, электронларнинг бир орбитадан бошқа орбитага ўтиш тартиби, атом нурланиш чизиқлари интенсивлигининг турлича бўлиш сабаби ҳам тушунтирилмади. Бу назарияни мураккаб атомларнинг спектри, тузилиши ва хоссаларини тушунтиришда қўллаб бўлмади. Чунки, уларнинг назарияси классик механика билан квант механикасини сунъий ҳолда қўшиш натижасида яратилган эди. Бор атом назарияси атом физикасининг ва хусусан квант механикасининг ривожланишида муҳим аҳамиятига эга бўлди. Аммо Бор атом назарияси тугал назария эмас эди. У кўп электронли атомларнинг ва ҳатто водороддан кейинги элемент - гелийнинг нурланиш спектрини ҳам тушунтириб бера олмади. Атом бир ҳолатдан бошқа ҳолатга ўтиши учун атом аниқ энергияли ёруғлик фотонини ютиши ёки чиқариши керак. Атом қандай қилиб керакли энергияли фотонни танлайди? Бундай саволларга ўша вақтда (1913) Борнинг ўзи ҳам жавоб топа олмаган. Бундай саволларга 1916-1920 йилларда Эйнштейн жавоб топди. Франк ва Герцларнинг тажрибаси атомлар энергияси узлуксиз ҳолда эмас, балки дискерт ҳолда ўзгаришини кўрсатиб, Бор атом назариясининг тўғрилигини тасдиқлади.

Назорат саволлари

1. Атомнниг қандай классик моделларини биласиз?
2. Атомнинг барқарорлиги деганда нимани тушунасиз?
3. Атомнинг Томсон моделига кўра чизиқли спектрни тушунтирса бўладими?
4. Атом учун Резерфорд моделини тушунтиринг?
5. Резерфорд моделидан келиб чиқиб водород атоми учун тўла энергия, кинетик энергия. Потенциал энергия, орбита радиуси формулаларини ёзинг.
6. Планетар моделни камчиликлари ҳақида гапириб беринг.
7. Бор постулатларини айтиб беринг.
8. Чиқариш ва ютилиш спектри учун Бор постулатини тушунтиринг.

МАСАЛАЛАР ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

Электрон конфигурациялари. Атом асосий ҳолат терми. Гунд қоидалари.

Масала: Углерод (z=6), алюминий (z=13), аргон (z=18), калий (z=19), марганец (z=25), кадмий (z=48), атомлар электрон конфигурациялари ва уларда электронлар тақсимоти ёзилсин.

Ечиш: Электрон конфигурацияси орқали ёзишни биламиз. Бу ерда n- нинг оладиган қийматига қараб l- нинг қийматлари ёзилади:

$$n=1 \quad ,l=0 \qquad \text{конфигурация} \quad 1s;$$
$$n=2, \qquad l=0,1 \qquad \text{конфигурация} \quad 2s2p;$$
$$n=3, \ l=0,1,2 \qquad \text{конфигурация} \quad 3s3p3d$$

ва ҳ. з.. Ҳар бир конфигурацияда мумкин бўлган электронлар сони $k=2(2l+1)$ та бўлгани учун $n=1, \ l=0$ да $1s^2$; $n=2, \ l=0,1$ да $2s^2 2p^6$; n=3, l=0,1,2 да эса $3s^2 3p^6 3d^{10}$ каби электронлар тақсимланади.

Бизнинг мисолимизда: z=6 бўлганда электрон конфигурация $1s^2 2s^2 2p^2$, $z=13$ да $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^1$, $z=18$ да $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$ бўлади. Калий (z=19) элементига келиб, 19-электрон 3-қобиқнинг 3d конфигурациясига тушмасдан 4-қобиқнинг 4s конфигурациясига тушади, яъни z=19 нинг конфигурацияси $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^1$ бўлади. Бунга сабаб, $4s$ -қобиқчанинг 3d қобиқчага нисбатан энергиясининг камлиги ҳисобланади. Кадмийдан кейин келадиган элементларда 4s -қобиқча тўлгач, кейин 3d-қобиқча тўла боради. Масалан, марганес (z=25) да конфигурация $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^5$ кўринишда бўлади. z=48 кадмий элементининг электрон конфигурацияси $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^{10} 4p^6 5s^2 4d^4 5p^6$ кўринишда ёзилади. Бу ерда 3d-қобиқча $4s^2$ дан кейин, 3d- тўлгач , 4p- қобиқча тўлади, кейин 5s, 5p, 5d ва ҳ.к. қобиқчалар тўла боради.

2-Масала: Электрон қобиқлари мумкин бўлган электронлар билан тўлган атомларда барча механик моментлар (спин, орбитал, тўлқин) квант сонларнинг нолга тенг бўлишлиги асослансин.

Ечиш:. Атомдаги электрон сони $k=2(2l+1)$ билан аниқланганда берилган атом электрон қобиқлари бу қобиқларда мумкин бўлган электронлар билан тўлган бўлади. Бу ҳолда m_l – нинг $(2l+1)$ та барча қийматларида $m_s=\pm 1/2$ спинлик электронлар мавжуд бўлади, яъни бу электронлар учун орбитал момент квант сони

$$L=\sum_l m_l=-l+(-l+1)+\ldots+l=0,$$

спин квант сони $S = \sum m_s = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} = 0$ қийматга эга бўлади. Тўлиқ момент квант сони $J = L \pm S$ орқали топилгани учун J=0 бўлади. Масалан: 3d-қобиқча мумкин бўлган электронлар билан тўлган бўлсин $3d^{10}$ у ҳолда $l = 2$

$$m_l = -2, \quad -1, \quad 0, \quad 1, \quad 2$$
$$m_s = \pm 1/2, \quad \pm 1/2, \quad \pm 1/2, \quad \pm 1/2, \quad \pm 1/2,$$

Берилган 10 та электрон учун

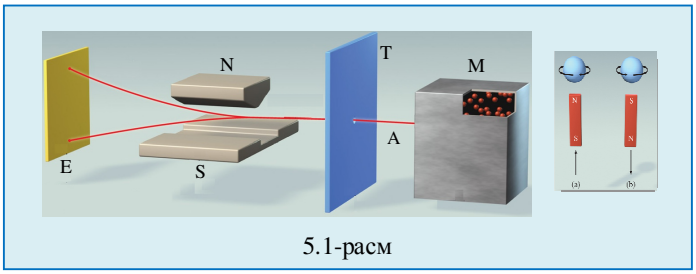
$$L = -2 - 1 + 0 + 1 + 2 = 0$$
$$S = 5\frac{1}{2} + 5(-\frac{1}{2}) = \frac{5}{2} - \frac{5}{2} = 0,$$

демак, $J = 0$ бўлади.

V-БОБ
АТОМЛАРНИНГ ХУСУСИЯТЛАРИ

5.1. Атомларнинг хусусиятлари

Штерн ва Герлах тажрибаси. О. Штерн ва В. Герлахлар тажрибада ташқи магнит майдони таъсирида атом магнит моментлари фазода ихтиёрий йўналишларда эмас, балки рухсат этилган, тайинли йўналишлардагина жойлашишини исботладилар. Улар атомлар дастаси ниҳоят даражада бир жинсли бўлмаган магнит майдонидан ўтганда магнит моментининг фазодаги йўналишига қараб экраннинг турли жойларига тушишларини кузатдилар. Уларнинг тажриба схемаси 5.1-расмда кўрсатилган. Кучли бир жинсли бўлмаган магнит майдони электромагнит ўзагининг қутбларига махсус шакл бериш билан ҳосил қилинади. Қиздирилган камерадан буғланиб чиққан атомлар Т тўсиқдаги тирқишдан чиққач, ингичка даста шаклига келади.



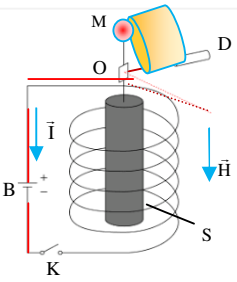
5.1-расм

Сўнгра бу атомлар дастаси электромагнит ўзаги қутблари орасидаги бир жинсли бўлмаган магнит майдонидан ўтиб, Е экранга боради. Қурилма ҳавоси сўриб олинган махсус камерага жойлаштирилган бўлади. Классик физика нуқтаи назаридан қараганда атомлар дастаси экраннинг бир нуқтасига тушиши керак, чунки атомларнинг магнит моментлари ҳар қандай қийматни қабул қилиши мумкин. Квант назариясига кўра атомлар дастаси умуман бўлакларга ажрамаслиги ёки камида учта бўлакка ажралиши керак. Водород атоми дастаси эса магнит моменти нол бўлгани учун умуман бўлакларга ажралмаслиги керак эди. Лекин водород атомлари дастаси бир жинсли бўлмаган магнит майдонидан ўтишда иккига ажралиб, экраннинг а ва б нуқталарида қайд қилинди. Бир валентли Na, K, Ar ва бошқа атомлар дастасини ҳам водородга ўхшаб икки бўлакка ажралиши кузатилди. Умуман Штерн ва Герлах тажрибаси атом магнит моментларининг фазовий квантланишини исботлади. Агар бир жинсли бўлмаган магнит майдондан P - ҳолатдаги (ℓ = 1) атомлар дастаси ўтказилса, улар уч бўлакка ($2\ell+1=3$) бўлиниши қайд қилинди. Бунинг сабаби кейинчалик маълум бўлди.

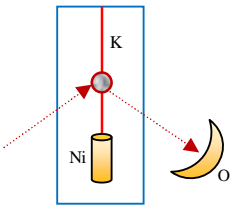
А. Эйнштейн ва де Гааз тажрибаси

Бу вақтда гиромагнит нисбатни аниқлаш бўйича А. Эйнштейн ва де Гаазлар ўтказган тажриба натижасини тушунтириш ҳам муаммо бўлиб турган эди, чунки тажрибада гиромагнит нисбат учун назария

кўрсатганидан икки марта катта қиймат олинган эди. Бу нисбатни тажрибада аниқлаш учун А. Эйнштейн ва де Гаазлар пўлат стерженни ўрамли ғалтак ичига киритиб, икки учини ип билан маҳкамлашган (5.2-расм). Ғалтакдан ток ўтказилганда стержен магнитланиши натижасида электронларнинг орбитал магнит моментлари ташқи магнит майдони йўналишида тартибли жойлашади, натижавий механик момент эса нолдан фарқли бўлиб қолади. Бинобарин, маълумки, системанинг натижавий механик моменти нолга айланиши лозим эди. Шунинг учун стержен магнитланиш вақтида тескари йўналишда моментга эга бўлиб бурилади. Магнит майдони йўналиши ўзгарса, стержен ҳам тескари томонга бурилади. Стержен осилган ипнинг бурилиши жуда кичик бўлгани учун унга маҳкамланган кичкина кўзгудан қайтган ёруғлик нурининг бурилишига қараб, стерженнинг бурилганлигини кузатиш мумкин.



5.2 -расм



5.3 -расм

А.Ф. Иоффе ва П.Л. Капица тажрибаси. А. Эйнштейн ва де Гааз тажрибаларини 1920 йилда рус физиклари А.Ф. Иоффе ва П.Л. Капица бошқача кўринишда такрорладилар. Улар ипга осилган никел стерженни Кюри нуқтасидан катта температурагача иситганларида магнитсизланиш вақтида стерженнинг бурилишини аниқладилар. А. Эйнштейн ва де Гааз тажрибасида пўлат стержен магнитланиш натижасида бурилса, А.Ф. Иоффе ва П.Л. Капица тажрибасида никел стержен магнитсизланиши вақтида электронларнинг импулс моментларининг вазияти ўзгариши туфайли бурилади. Импулс моментининг сақланиш қонунига кўра система импулс моменти ўзгармасдан қолиши керак эди. Шунинг учун электронларнинг импулс моментининг ўзгаришини тўлдириш учун система, яъни никел стержен вертикал ўқ атрофида бурилади (5.3-расм). Никел стержен осилган ипга махкамланган кўзгудан қайтган нурнинг бурилиш бурчагини ўлчаб ва ипнинг эластиклик коэффицентини аниқлаб, стержен олган механик моментни ва стерженни ташкил қилган атомларининг йиғинди магнит моментларини ҳам ўлчаш мумкин. Лекин гиромагнит нисбат битта электрон учун ҳисобланади.

А.Ф. Иоффе ва П.Л. Капица тажрибасида А. Эйнштейн ва де - Гааз тажрибасидагидек натижа олинди, яъни гиромагнит нисбат назарий натижадан икки марта катта бўлиб чиқди. Булардан ташқари кўплаб мураккаб атомларнинг спектрини тушунтиришда ҳам муаммога дуч

келинди. Атомларнинг спектрал чизиқларини синчиклаб текшириш натижасида айрим чизиқлар ёнма-ён жойлашган иккита чизиқдан иборат эканлиги аён бўлди. Бунга мисол қилиб натрийнинг сариқ чизиғини олиш мумкин. Оддий спектрал асбобда ҳам бу сариқ чизиқ бир-бирига яқин жойлашган, тўлқин узунликлари λ_1=5896 A° ва λ_2=5890 A° бўлган иккита чизиқдан иборат эканини кўриш мумкин. Бу муаммони Бор атом назарияси ҳам, ўша вақтдаги квант механикаси ҳам тушунтириб беролмади. 1925 йили америкалик физиклар Жорж Уленбек (1900) ва Семюэл Гаудшмит (1902-1979) агар электрон хусусий механик ва магнит моментларга эга деб фараз қилинса, Штерн ва Герлах, А. Эйнштейн ва де Гааз тажрибаларини ҳам, атомларнинг спектрал чизиқларининг бўлинишини ҳам тушунтириш мумкинлигини исботладилар. Классик физика нуқтаи назаридан қараганда электрон ўз ўқи атрофида айлангандагина хусусий импулс ва магнит моментига эга бўлади. Электрон зарядга эга бўлиши натижасида магнит моменти вужудга келади. Электроннинг хусусий импулс моментини *спин*, хусусий магнит моментини *спин магнит моменти* деб аталади.

"Spin" инглизча сўз бўлиб "айланмоқ" деган маънони англатади. Бу терминнинг ишлатилишига сабаб ўша вақтда электрон ўз ўқи атрофида айланувчи зарядли шарча сифатида тасаввур қилинган. Лекин бундай тасаввур нотўғри эканлиги кейинчалик маълум бўлди. Чунки, электрон учун одатдаги импулс ва магнит момент қийматини олиш учун у ёруғлик тезлигидан юз марта катта чизиқли тезликда айланиши керак экан. Бу эса Эйнштейн нисбийлик назариясига зид келади. Бундай бўлишини ҳисоблаб кўриш мумкин. Электроннинг механик импулс моменти

$$L = I\omega = \frac{2}{5}mr_2, \qquad \omega = \frac{2}{5}m\vartheta_0 r.$$

формула билан аниқланади. Бу формулада ϑ_0 электроннинг "экваторидаги" чизиқли тезлиги. Агар электроннинг спин моменти $L_s = \frac{1}{2h}$ эканлигини ҳисобга олсак ϑ_0 учун

$$\vartheta_0 = \frac{5}{2}\frac{h}{mr} = 600 \cdot 10^8 \frac{m}{c} = 200\,c$$

қиймат келиб чиқади. Ҳозирги вақтда электрон спини, унинг айланишини билдирмайди, спин ҳудди заряд ва масса каби электроннинг импулс моментини билдирувчи катталик ҳисобланади. Электроннинг спини унинг айланиши билан боғлаш нотўғри эканини зарядсиз заррача - нейтрон ҳам механик моментдан ташқари спин магнит моментига эга бўлишида кўришимиз мумкин. Электроннинг спин механик моменти ҳам орбитал механик моментга ўхшаб квантланади, яъни

$$L_z = h\sqrt{S(S+1)}\sqrt{3}\frac{h}{2}..$$

Бу формулада S=1/2 га тенг бўлиб, *спин квант сони* деб аталади. Спин магнит моментининг қиймати

$$P_{ms} = \frac{e}{c}L_s = \sqrt{3}\frac{e}{c}\frac{h}{2} = \sqrt{3}\mu_B$$

ифода билан аниқланади. Электроннинг спин механик моментида ҳам фазовий квантланиш мавжуд, яъни у фазодаги ихтиёрий z йўналишда иккита проекцияга

$$L_{sz} = m_s h = \pm\frac{h}{2}.$$

эга. Бу ифодада $m_s = \pm$ га тенг бўлиб, *магнит спин квант сони* деб аталади. Бундан кўринадики, электрон Планк доимийси бирлигида яримта спинга эга экан. Одатда m_s=+ ни "спин-тепага (↑); m_s=-1/2 ни "спин-пастга (↓) кўринишида белгиланади. Спин магнит моментининг ҳам ташқи магнит майдон йўналишидаги проекцияси фақат иккита қийматга эга бўла олади

$$P_{msz} = \frac{e}{c}L_{sz} = \frac{e}{m}m_s h = \pm\frac{eh}{2m} = \pm\mu.$$

Кўриниб турибдики, спин магнит моментининг фазодаги ташкил этувчисининг қиймати Бор магнетони $\mu_Б$ га тенг экан. Электроннинг спин квант сонини ҳисобга олсак, унинг атомдаги ҳолати, тўртта квант сон орқали аниқланади.

Электрон қобиқларда электронлар доимо қарама-қарши спин билан жуфт-жуфт бўлиб жойлашади. Шунинг учун тўлган қобиқнинг натижали спин моменти нолга тенг бўлади. Бир валентли кимёвий элементларда ташқи қобиқ s ҳолатда фақат биттадан электрон бўлгани учун юқорида айтганимиздек, бу электроннинг орбитал магнит моменти нолга тенг, лекин спин магнит моменти нолга тенг бўлмасдан у атомнинг магнит моментини белгилайди. Бундай атомлар магнит майдонидан ўтишда спинлари m_s = + га тенг бўлганлари бир томонга, m_s = - га тенг бўлганлари эса бошқа томонга оғадилар. Натижада ташқи қобиқ s - ҳолатда биттадан электрони бўлган барча атомлар Штерн-Герлах тажрибасидаги каби экранда бир-биридан ажралган аниқ чизиқлар ҳосил қилади.

Бунинг сабабини спин орқали, хусусан спин-орбитал ўзаро таъсир орқали тушунтириш мумкин. Электроннинг спин магнит моменти орбитал магнит моментига параллел ёки антипараллел бўлиши мумкин. Электрон спинининг электрон орбитасига нисбатан бундай икки хил вазияти

энергетик сатҳнинг бўлинишига, яъни ёнма-ён қўш чизиқ ҳосил бўлишига олиб келади. Натрий спектридаги қўш сариқ чизиқ ҳам спин-орбитал ўзаро таъсир туфайли ҳосил бўлади. Электрон спини ҳақидаги фараз Эйнштейн – де - Гааз тажрибаси натижасига ҳам ойдинлик киритди. Яъни, ферромагнитларнинг магнит хоссалари электронларнинг орбитал магнит моментлари орқали эмас, спин магнит моментлар орқали белгиланиши аниқланди. Натижада гиромагнит нисбатнинг нима сабабдан тажрибада икки марта катта чиққанлиги аниқ бўлди.

Шундай қилиб, кўриб ўтилган тажриба натижалари спин ҳақидаги тушунча киритилиши билан тушунтирилди. Лекин бу тушунча ўша вақтдаги квант назариясидан келиб чиқмаган эди. Шунинг учун олимлар электрон спинини ҳам ўз ичига олган назария яратишга ҳаракат қилдилар. Бундай назарияни 1928 йилда инглиз физик-назариётчиси Пол Дирак яратди. У яратган тенглама электроннинг нафақат тўлқин хоссасини, балки Эйнштейн нисбийлик назарияси талабларини ҳам хисобга олди. Нисбийлик назариясига мос келадиган квант механикасини, *релятивистик квант механикаси* деб атаймиз. Релятивистик квант механикаси асосчиси П. Дирак яратган тўлқин тенглама, ёруғлик тезлигига яқин тезликда ҳаракатланаётган заррачаларнинг тўлқин хоссаларини ҳисобга олган тенгламадир. Биз релятивистик квант механикасига, хусусан Дирак тенгламасига тўхталмаймиз, у махсус курсларда кўриб ўтилади. П. Дирак тенгламасидан электроннинг хусусий магнит моментига, яъни спин магнит моментига эга бўлиши ва массаси электрон массасига, заряди электрон зарядига тенг, лекин ишораси мусбат бўлган заррача - антиэлектроннинг мавжуд бўлиши келиб чиқди.

1932 йилда бундай антизаррача америкалик физик К. Андерсон томонидан Вилсон камерасида космик нурлар таркибида қайд қилинди ва унга *позитрон* деб ном берилди. Позитрон топилгандан кейин бошқа элементар заррачаларнинг ҳам антизаррачалари кашф қилина бошланди. Агар битта заррачанинг ҳаракатини текширишдан (масалан бир электронни) кўп электронли системага ўтсак, уларнинг классик физикада ўхшаши йўқ хусусияти намоён бўлади. Айтайлик, квант механикасида текширилаётган система бир хил заррачалардан, масалан электронлардан иборат бўлсин. Ҳамма электронлар бир хил масса, заряд, спин ва квант сонига эга бўлгани учун уларни *айнан ўхшаш заррачалар* дейилади. Бир хил ўхшаш заррачалардан ташкил топган системанинг ўзига хос хусусияти шундаки, тажриба ёрдамида ҳам уларни бир-биридан фарқлаб бўлмайди. Буни квант механикасида ўхшаш заррачаларнинг *фарқланмаслик принципи* деб аталади.

Классик физикада эса ўхшаш заррачаларни фазодаги ўрни ва импулсига қараб фарқлаш мумкин. Масалан, бирор система таркибига кирган заррачаларни бошланғич моментда "худди номерлагандек" белгилаб олайлик. У ҳолда заррачаларнинг маълум траектория бўйича ҳаракатини кузатиш натижасида вақтнинг турли онларида у ёки бу заррачанинг вазияти тўғрисида маъумотга эга бўламиз. Квант механикасида заррачанинг фазонинг у ёки бу соҳасида қайд қилиш эҳтимоллиги аниқланади. Бундай

ҳолда бир хил заррачаларни "номери бўйича" ажратиш имконияти бўлмайди. Заррачаларни бир-биридан фарқ қилиб бўлмагани учун ҳам уларнинг ўрни алмашиб қолгани билан эҳтимоллик ўзгармайди. Шундай қилиб, квант механикасида ўхшаш заррачалар ўзининг индивидуаллигини (яъни алоҳидалигини) йўқотиб, бир-биридан фарқланмасдан қолади.

Квант механикасида заррачаларнинг фарқланмаслик приципи уларнинг тўлқин функциялари симметриясининг алоҳида бир хусусиятга эга бўлишига олиб келади. Агар заррачаларнинг ўрни алмашса тўлқин функция ишорасини ўзгартирмаса, у *симметрик*, ишорасини ўзгартирса, *антисимметрик тўлқин функция* деб аталади. Тўлқин функцияни симметрияси вақт ўтиши билан ўзгармайди.

5.2. Паули принципи

Швейцариялик назариётчи физик Волфранг Паули (1900-1958) 1940 йилда спини $\hbar$ бирлигида нол ёки бутун сонга эга бўлган барча заррачалар Бозе-Ейнштейн статистикасига, яримта спинга эга бўлган заррачалар эса Ферми-Дирак статистикасига бўйсинишини кўрсатиб берди. Бутун сонли спинга эга бўлган заррачаларга π-мезонлар ва фотонлар киради, улар *бозонлар* деб аталади ва симметрик тўлқин функция билан ифодаланади. Яримта спинли заррачаларга электрон, протон ва нейтрон киради ва уларга *фермионлар* деб ном берилган. Фермионларнинг тўлқин функцияси антисимметрик ҳисобланади.

В. Паули (1900-1958).

Атомларнинг чизиқли спектрини ўрганиш, атом ичига "назар солишга" имкон беради дейиш мумкин. Паули ҳам атом спектрларини ўрганиб, атомда маълум бир ҳолатда n, ℓ, m_ℓ, m_s тўрттала квант сонлари бир хил бўлган биттадан ортиқ электроннинг бўлиши мумкин эмас деган хулосага келди. Бу физикада Паулининг *тақиқлаш принципи* деб юритилади. Паули принципига яна бошқача таъриф бериш мумкин: *бир хил фермионлардан иккитаси бир вақтнинг ўзида айни бир ҳолатда бўлиши мумкин эмас.*

Табиатда ҳолати фақат антисимметрик тўлқин функция билан ифодаланувчи фермионлар жуфтини учратиш мумкин. Бундан, агар тўрттала квант сонларидан ҳеч бўлмаганда биттаси билан, масалан, спин квант сонлари билан фарқ қилса, айни бир ҳолатда n, ℓ, m_ℓ квант сонлари бир хил бўлган иккита электрон бўлиши мумкин деган хулоса келиб чиқади. Лекин бозонлар учун Паули принципи бажарилмайди. Айни бир ҳолатда бир хил бозонлардан истаганча сондагиси бўлиши мумкин. Атомдаги электронларнинг энергетик сатҳлар (ҳолатлар) бўйича тақсимланиши ҳам Паули принципига амал қилади. Паули принципини атомдаги электронларга тадбиқ қилиб, уни қуйидагича таърифлаш мумкин. Атомда n, ℓ, m_ℓ, m_s квант сонлар тўплами билан ифодаланувчи ихтиёрий энергетик сатҳда биттадан ортиқ электроннинг жойлашуви мумкин эмас. Атомда бир энергетик

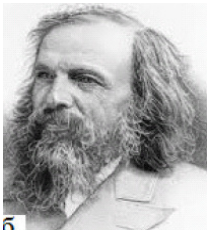
сатҳда иккита электрон бўлса, улар қарама-қарши спинга эга бўлиши керак. Атомда айни бир n бош квант сони учун бўлиши мумкин бўлган энергетик сатҳларининг умумий сонини хисоблайлик. Агар n ва ℓ ларнинг қийматлари ўзгармасдан m_ℓ ва m_s лари билан фарқланувчи сатҳлар сонини топиш керак бўлса, ҳар бир n ва m_ℓ нинг $2\ell + 1$ рухсат этилган қиймати бор. Демак, n ва m_s ларнинг айнан тўплами $(2\ell + 1)$ сатҳдан иборат. Ниҳоят, айни n учун ℓ, m_ℓ ва m_s лари билан фарқланувчи сатҳлар сонини топайлик. Айни n учун ℓ нинг қийматлари 0 дан n-1 гача бўлган бутун сонларни олиши мумкин. Шунинг учун асосий квант сони n нинг айни бир қиймати билан ифодаланувчи сатҳлар сони (арифметик прогрессия ҳадларининг йиғиндиси формуласига асосан) қуйидагича аниқланади

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

Сатҳлар сони ҳам электронлар сонига тенг бўлади. 3.2-жадвалда n=1; n=2 ва n=3 бўлган ҳол учун энергетик сатҳлар кўрсатилган. n=1 бўлган сатҳлар сони 2 та, n=2 бўлгандаги сатҳлар сони 8 та, n=3 бўлса, сатҳлар сони 18 га тенг. Масалан; водород атомида n=1 бўлган иккала сатҳ бир хил энергияга эга ёки n=2 бўлган саккизта сатҳнинг ҳаммаси айнан бир хил энергияга эга бўлади. Лекин кўп электронли атомларда ўзаро таъсир туфайли атомдаги энергетик сатҳларнинг энергиялари бошқа квант сонларига ҳам боғлиқ бўлиб қолади. Кўп электронли атомларда айни бир бош квант сони n га тўғри келган электронлар тўплами электрон қобиқни ҳосил қилади. Ҳар бир қобиқ ℓ квант сонига мос ҳолда қобиқчаларга бўлинади.

5.3. Д.И. Менделеев элементлар даврий системаси.

Маълумки, кимёвий элментлар дунёси хилма-хил. Шунинг учун олимлар уларни маълум бир тартибга солишга ҳаракат қилдилар. 1869 йилда рус олими Д.И. Менделеев элементларни атом массалари бўйича маълум бир системага солиб, кимёвий элементлар даврий системасини яратди. Агар элементларни массаларининг ортиб бориши тартибида жойлаштирилса, маълум бир тартиб рақами оралиғида (бу оралиқ давр деб аталади), уларнинг кўпгина кимёвий ва физик хоссаларини такрорланиши маълум бўлди. Масалан, литий бир валентли ишқорий метал бўлиб, тартиб рақами Z=3 га тенг. Яна 8 та тартиб рақамидан кейин келган натрий (Z=11) ҳам, ундан яна 8 та рақам кейин жойлашган калий (Z=19) ҳам литийга ўхшаб ишқорий металл ҳисобланади. Бундай ишқорий металл хоссаси 18 тартиб рақамидан кейин рубидий (Z=37) ва цезийда (Z=55) ҳам такрорланади. Даврий система яратилган вақтда 63 та



D. I. Mendeleev
(1834 -1907)

кимёвий элемент борлиги маълум эди. Д.И. Менделеев томонидан катакчаларга даврий системадаги элементлар бирин-кетин қўйиб чиқилгандан кейин айрим катакчалар бўш қолдирилди. Менделеев бу бўш катакчаларни тўлдириши мумкин бўлган, ҳали топилмаган кимёвий элементларнинг хоссаларини олдиндан айтиб берди. Масалан, шундай йўл билан Францияда даврий системада рухдан кейин жойлашган галлий элементи кашф этилди. Ундан кейин бошқа кимёвий элементлар ҳам кашф этилиб, даврий системадаги бўш катаклар тўлиб борди. Даврий система яратилгандан кейин кўп саволларга жавоб топишга тўғри келди. Ўша вақтда бундай саволларга жавоб топишнинг имкони бўлмади. Кейинчалик маълум бўлдики, кимёвий элементнинг даврий системадаги тартиб рақами атом ядроси заряд сонини ёки ядро атрофидаги электронлар сонини билдирар экан. Элементнинг даврий системадаги тартиб рақами ортган сари уни массаси ҳам, ядро заряди ҳам ортиб боради. Биринчи саволга жавоб топилгандек бўлди, лекин яна бошқа саволлар пайдо бўлди. Масалан, ядро атрофида айланувчи электронлар энг кичик энергияли ҳолатни олишга интилиши натижасида ҳаммаси биринчи Бор орбитасида айланиши керак эди. Агар бирорта электрон қўшилганда ҳам элементларнинг хоссаларини унчалик ўзгартирмаслиги керак. Аммо бизга маълумки, битта электрон билан фарқ қилувчи аргон (Z=18) инерт газ, калий (Z=19) ишқорий металл. Шундай ҳолни криптон (Z=36) ва рубидий, ксенон (Z=54) ва цезий (Z=56), радон (Z=86) ва франций (Z=87) жуфтларида ҳам кузатишимиз мумкин. Бу элементлар битта электрони билан фарқ қилгани ҳолда, биринчилари инерт газ, иккинчилари эса ишқорий металлардир. Бунинг сабабини ҳам тушунтириб бериш керак эди. Атомнинг тартиб рақами ортган сари унинг ўлчами узулуксиз кичиклашиб бориши керак, чунки электронлар сони ортган сайин Кулон тортишиш кучлари ҳам ортиб боради. Лекин амалда эса атомларнинг ўлчами бир давр элеменларидан бошқа давр элеменларига ўтганда узлуксиз ҳолда эмас, аниқ бир қийматни олган ҳолда кескин ортиб кетади**.** Масалан, бунга мисол қилиб иккинчи давр охиридаги фтор билан учинчи давр бошидаги натрийни олишимиз мумкин. Атом ўлчамини бир даврдан бошқа даврга ўтганда кескин ўзгариб кетишини нима билан изоҳлашни Паули томонидан тақиқлаш принципи яратилгунча билишмади. Ҳозирги вақтда даврий системадаги барча элементларнинг электронлари Паули принципига бўйсинган ҳолда энергетик сатҳлар бўйича қандай тақсимланиши маълум. Биз биринчи элемент водороддан бошлайлик. Унинг биттагина электрони бор. Бу электрон Паули ва минимал энергия принципига асосан n=1, ℓ=0, m=0, s=-1/2 квант сонлар билан ифодаланувчи 1s энергетик сатҳни эгаллайди. Гелий атомида иккита электрон 1s ҳолатда спинлари антипаралелл бўлган ҳолда жойлашади, ва $1s^2$ кўринишида (1s ҳолатда 2 та электрон) ёзилади. Гелийда К-қобиқ 2 та электрон билан тўлади, натижада даврий системадаги I давр тугайди. Литийдаги (Z=3) учинчи электрон Паули принципига кўра тўлган К-қобиқда жойлашиши мумкин эмас, у n=2 бўлган L-қобиқдаги энг кичик 2s энергетик сатҳни эгаллайди. Литийда электронларнинг қобиқлар бўйича тақсимланиши $1s^2 2s$

кўринишда белгиланади. Тўртинчи элемент Be-бериллийда (Z=4) иккинчи қобиқдаги 2s қобиқча тўлади. Бериллийдан кейинги B(Z=5) дан бошлаб Ne (Z=10) гача бўлган олтита элементда 2p қобиқчанинг тўлиши тугалланади. Системани II даври инерт газ неон билан тугайди. Неонда L- қобиқ тўлган бўлади.

Натрийдаги (Z=11) ўн биринчи электрон M-қобиқдаги энг қуйи сатҳ 3s да жойлашади. Унда электронни қобиқларда тақсимланиши $1s^2\ 2s^2\ 2p^6\ 3s$ кўринишида белгиланади. Натрийдаги 3s ва литийдаги 2s-сатҳларда биттадан электрон бўлгани учун уларнинг кимёвий ва физик хоссалари ўхшаш бўлиб, ишқорий металлар гуруҳига киради. Углероддан (Z=12) бошлаб M-қобиқнинг тўлиши бошланади ва аргонда (Z=18) тугайди. Аргон ҳам He, Ne га ўхшаб инерт газдир. III-давр аргон билан тугайди. Калийнинг (Z=19) оптик ва кимиёвий хоссалари худди Li ва Na атомларига ўхшайди. Бу шундан далолат берадики, электронларнинг ўзаро таъсири туфайли n=4, ℓ=0 ҳолат n=3, ℓ=2 ҳолатга қараганда кичик энергияга эга бўлиб қолар экан.

Шунинг учун калийнинг 19-электрони M-қобиқининг 3d қобиқчасида жойлашмасдан N қобиқнинг 4s қобиқчасида жойлашар экан. Натижада калий ҳам ишқорий металл бўлиб қолади. Калцийнинг (Z=20) спектроскопик ва кимёвий хоссалари ҳам уни 20-электроннинг 4s сатҳда жойлашганини кўрсатади. Кейинги 21-элемент Sc-скандийдан бошлаб M-қобиқнинг 3d қобиқчаси ҳам тўла бошлайди ва унинг тўлиши Zn-рухда (Z=30) тугайди. Кейинги N -қобиқнинг тўлиши Kr-криптонда (Z=36) тугайди. Ne ва Ar га ўхшаб, криптонни ҳам ташқи S ва R қобиқчалари тўлган бўлади. IV давр шу криптон-инерт гази билан тугайди. Шундай мулоҳазалар Менделеев жадвалидаги бошқа элементларга ҳам тегишли. Яна шу нарсани айтиб ўтиш керакки, элементларнинг кейинги даврлари ҳам ишқорий металлардан бошланиб, инерт газларда тугайди. Кейинги инерт газларнинг ҳам охирги ташқи S ва R-қобиқчалари тўлган бўлади. Даврий системадаги лантанидлар деб аталувчи бир гуруҳ элементларни лантандан (Z=57) бошлаб лютецийгача (Z=71) хоссалари бир хил бўлгани учун бир катакка, яна актинидлар номини олган бир гуруҳ элементларни (актинийдан (Z=89) бошлаб лоуренцийгача (Z=103) яна бир бошқа катакка жойлашга тўғри келди. Чунки, актинидларнинг ҳам хоссалари бир-бирига жуда ўхшаш.

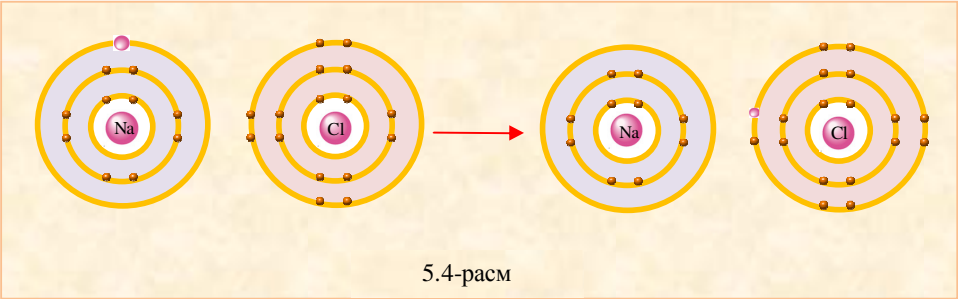
Лантанидларнинг хоссалари ўхшаш бўлишига ташқи R ва Q қобиқларда бир хил, яъни 6s ва 7s сатҳларда иккитадан электрон бўлиши сабаб бўлади. Шундай қилиб даврий системадаги элементларнинг хоссаларининг бир-бирига яқин бўлишига уларнинг ташқи электрон қобиқларининг ўхшашлиги сабаб бўлар экан. Масалан, инерт газларнинг ҳаммасининг ташқи қобиғида 8 тадан электрон бўлади. Яъни, доимо S ва R-қобиқча электрон билан тўлган бўлади. Ишқорий металларнинг (Li, Na, K, Pb, Sc, Fr) S-қобиқчасида доимо 1 тадан электрон, ишқорий-ер металларида (Be, Mg, Ca, Sr, Ba, Ra) s- сатҳда 2 тадан электрон, галогенларининг (F, Cl, Br, J, At) ташқи қобиқини тўлишига биттадан электрон етишмайди.

5.4. Водород молекуласи

*Молекулаларда кимёвий боғланишлар***.** Молекула деб, бир ёки ҳар турли элемент атомларининг кимёвий бирикишидан ташкил топган ва маълум бир модданинг кимёвий ва физик хусусиятларини ўзида мужассамлаштирган энг кичик заррачага айтилади. Масалан, водород (H_2), кислород (O_2), азот (H_2) бир хил атомлардан тузилган молекулалардир. Ош тузи (NaCl) молекуласи эса ҳар хил атомлардан ташкил топган молекулага мисол бўла олади. Молекуладаги атомлар тинимсиз тебранма ҳаракат қиладилар, газ ҳолатдаги модда молекулалари эса айланма, тебранма ва илгариланма ҳаракатда ҳам бўлишлари мумкин. Молекуладаги атомларнинг кимёвий боғланиши уларнинг ташқи валент электронлари орқали амалга ошади. Молекула асосий ҳолатда электр жиҳатдан нейтрал ва кўп заррачали мураккаб квант система ҳисобланади. Квант физикаси Шредингер тенгламаси ёрдамида молекулалардаги дискрет энергетик сатҳларни аниқлаш, электронлар булути зичлигининг фазовий тақсимотини топиш ва молекуладаги атомларнинг жойлашиш симметриясини ўрганиш билан шуғулланади. Атомларда турғун молекула ҳосил бўлиши энергетик нуқтаи назардан молекула ички энергияси уни ҳосил қилган атомларнинг энергиялари йиғиндисидан кичик бўлиши билан тушунтирилади. Бу икки энергиялар фарқи молекуланинг боғланиш энергиясини ташкил қилади.

Атомларни турғун молекула сифатида боғлаб турувчи кучлар асосан электр табиатга эга. Ҳар қандай икки нейтрал атом ёки атомлар группаси ўртасида тортишиш ва итариш кучлари мавжуд бўлишига 1873 йилдаёқ голланд физиги И.Д. Ван-дер-Ваальс эътибор берган. Атомлар орасида Ван-дер-Ваальс кучларининг ҳосил бўлишини сифат жиҳатидан тушунтирайлик. Айтайлик, дастлаб асосий ҳолатда электр дипол моменти нолга тенг икки нейтрал атом бир-биридан мустақил ва чексиз узоқ масофада турган бўлсин. Агар бу икки атом ташқи қобиқларидаги электронлар булути бир-бири билан сезиларли даражада туташиб кетгунча яқинлашса, у ҳолда бу электронлар ҳаракатидаги мустақиллик йўқолиб, ўзаро боғланиш вужудга келади. Электронлар булути ядроларни туташтирувчи тўғри чизиқ бўйича қутбланганда бу икки атом системасининг энергияси минимум бўлади.

Шундай қилиб, ташқи электронларнинг ҳаракат ҳолатлари ўзаро боғланиб қолиши натижасида оний электр диполларга айланган икки атом ўртасида тортишиш кучлари вужудга келади. Бундай кучлар қутбсиз молекулалар орасида ҳам ҳосил бўлади. Бироқ, Ван-дер-Ваальс кучлари иссиқлик ҳаракати туфайли атомларни молекула ҳолида тутиб тура олмайди. Бу молекуляр кучлар ҳосил қиладиган боғланиш энергияси ҳар бир атомга нисбатан ~0,1 эВ тартибида бўлади. Ван-дер-Ваальс кучлари якка ҳолда молекула ҳосил қилишга етарли бўлмасада, лекин реал газлар, суюқликлар ва баъзи кристалларнинг хоссаларида муҳим рол ўйнайди. Молекула ҳосил бўлишига олиб келадиган химиявий боғланиш кучлари ион (гетерополяр) ва ковалент (гомеполяр) боғланиш кучларига бўлинади. Гетеро - грекча турли хил, гомео - бир хил деган сўзларни англатади. Кўпинча молекулаларда ковалент ва ионли боғланиш учрайди.

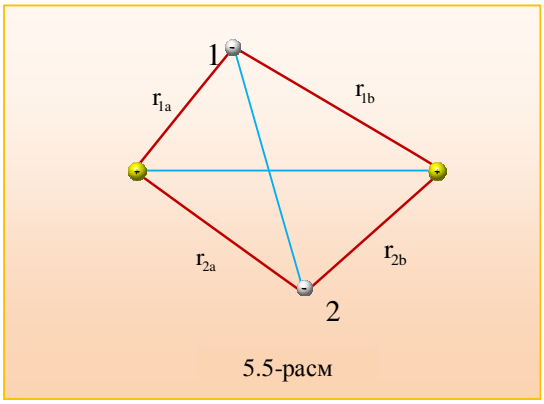


5.4-расм

Ионли (гетерополяр) боғланишнинг ҳосил бўлиши билан танишайлик. Ишқорий металлардаги валент электрон ядро билан заиф боғланган. Галоген атомлари ташқи электрон қобиқни тўлдиришга битта электрон етишмайди. Шунинг учун ишқорий металл атоми билан галоген атоми яқинлашганда ишқорий металлнинг битта электрони галоген атомига ўтади. Натижада ишқорий металл мусбат, галоген атом эса манфий ионга айланади. Бу мусбат ва манфий ионлар ўзаро электростатик Кулон кучи билан ўзаро тортиши натижасида бирикиб, молекулани ҳосил қилади. Ош тузи NaCl молекуласининг ҳосил бўлиш жараёнини сифат жиҳатдан таҳлил қилайлик (5.4-расм). Ишқорий металл Na ва галогенлар гуруҳига кирувчи Cl атомларининг электрон қобиқлар бўйича тақсимланиши мос ҳолда $1s^2\ 2s^2\ 2p^6\ 3s^1$ ва $1s^2\ 2s^2\ 2p^6\ 3s^2\ 3p^5$ кўринишда бўлиб, улар ташқи электрон қобиқларининг тузилиши билан фарқланади. Уларда ички К ва L электрон қобиқлар электронлар билан тўлган. Натрий атомининг М қобиғида ядро билан кучсиз боғланган ягона электрон бор. Бу 3s қобиқчада электроннинг боғланиш энергияси 5,1 эВ. Хлор атомининг М қобиғи батамом тўлиши учун эса 3r қобиқчада битта электрон етишмайди. Агар электрон бўлганда эди, хлор атоми уни нисбатан катта (3,7 эВ) энергия билан тутиб турар эди. Демак, бир-биридан етарлича узоқ масофада бўлган натрий атомидан электронни хлор атомига олиб бериш учун 5,1-3,7=1,4 эВ энергия сарфлаш керак. Ҳосил бўлган ионлар бир-бирига тортилади ва бирикиш жараёнида 1,4 эВ дан катта энергия ажралиб чиқса улар молекула бўлиб бирикадилар. Тажриба ва ҳисоблашларнинг кўрсатишича натрий ва хлор атомлари NaCl молекуласига бирикаётганда 4,1 эВ энергия ажралиб чиқади. Демак, Na^+ ва Cl^- ионларининг турғун молекуладаги электростатик тортишиш энергияси 1,4+4,1=5,5 эВ ни ташкил этади. Агар бу энергиядан фойдаланиб, молекуланинг чизиқли ўлчамини ҳисобласак, $R=2.5\ 10^{-8}$ ñì бўлган хақиқатга яқин натижа келиб чиқади.

Ковалент боғланиш кучлари қўшни атомларнинг валент электронларини электрон жуфтлар ҳосил қилиш йўли билан умумлаштириши (алмашиб туриши) натижасида юзага келади. Бу кучлар соф квант характердаги алмашув кучлари бўлиб, молекулалардаги атом ва электронларни махсус Кулон ўзаро таъсирида вужудга келади. Ковалент

боғланишли молекулаларга N_2, N_2, CO, NO, CN_4 каби молекулалар мисол бўла олади. Айни бир хил атомлардан турғун молекула ҳосил бўлишини ион боғланиш ёки Ван-дер-Ваальс кучлари билан тушунтириб бўлмайди. Водород молекуласи учун ковалент боғланишнинг биринчи квант назарияси В. Гайтлер ва Ф. Лондонлар томонидан 1927 йилда яратилди. Ковалент боғланишнинг табиатини водород молекуласининг ҳосил бўлиш мисолида сифат жиҳатдан тушунтиришга ҳаракат қилайлик.



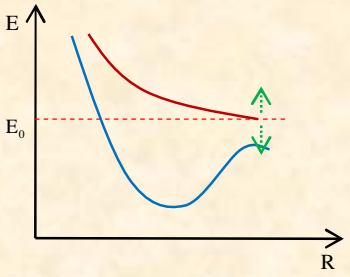
5.5-расм

Иккита водород атомини фикран электрон қобиқлари ўзаро киришиб кетгунча бир-бирига яқинлаштирамиз. Асосий ҳолатда ҳар бир водород атомининг 1s электроннининг боғланиш энергияси 13,6 эВ га тенг. Маълумки, унинг 1s қобиғида биттадан электрони бор. Иккита водород атоми ўз электронини умумлаштириш йўли билан К қобиқларни тўлдириб тўйинган валентликка эга бўлган системага яъни, водород молекуласига айланади. Бу молекуладаги бир атомни 1s қобиғи бошқа атомни электронини вақтинча олиш ҳисобига тўлади ва гелий атомига ўхшаб қолади. Ҳосил бўлган H_2 молекуласининг квантлашган энергетик сатҳларини аниқлаш учун икки протон майдонида жойлашган икки электрон (5.5-расм) учун Шредингернинг стационар тенгламасини ечиш талаб этилади. Бундай система учун Шредингер тенгламаси қуйидаги кўринишда бўлади:

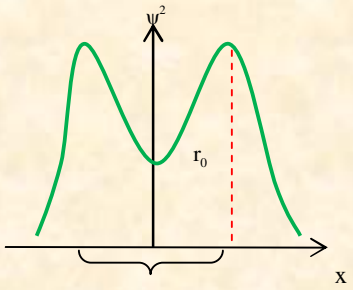
$$\Delta_1^2\psi+\Delta_2^2\psi+\frac{2m}{h^2}\left[E-e^2\left|\frac{1}{r_{12}}+\frac{1}{R}+\frac{1}{r_{1a}}-\frac{1}{r_{2a}}-\frac{1}{r_{1b}}-\frac{1}{r_{2b}}\right|\right]\psi=0 \qquad (5.1)$$

бу тенгламада

$$U=e^2\left|\frac{1}{r_{12}}+\frac{1}{R}+\frac{1}{r_{1a}}-\frac{1}{r_{2a}}-\frac{1}{r_{1b}}-\frac{1}{r_{2b}}\right|. \qquad (5.2)$$



5.6-расм



5.7-расм

ифода водород молекуласида икки протон ва икки электроннинг ўзаро таъсир потенциал энергиясидир. Тенгламадаги белгилар молекуладаги биринчи ва иккинчи электронларининг координатаси қатнашган Лаплас операторини билдиради. Бу тенгламадан олинган энергиянинг хусусий қийматлари ядролар орасидаги масофа R га боғлиқ. Бу боғланиш спинлари параллел ва антипараллел электронлар учун турлича кўринишга эга (5.6-расм). Водород молекуласининг турланмаган асосий ҳолати атомларнинг 1s ҳолатларидан ташкил топганлиги сабабли фақатгина спинлари қарама-қарши йўналган икки электронни жойлаштириши мумкин.

Водород молекуласида электрон ҳаракатланадиган соҳа атомдагига қараганда кенгроқ бўлганлигидан ноаниқликлар муносабатларига мувофиқ икки атомли системанинг минимал энергияси ёлғиз атомникидан кичикроқ бўлади. Тажриба натижаларига кўра N_2 молекуласи ҳосил бўлишда 4,5 эВ, яъни NaCl молекуласидагига қараганда ҳам кўпроқ энергия ажралиб чиқади. Аммо бундай сифатли мулоҳазалар юритиш натижасида қуйидаги муаммога дуч келамиз. Тажриба ва қатъий назарий хисоблашлар шуни кўрсатадики, спинлари бир томонга йўналган электронга эга бўлган иккита водород атомидан молекула ҳосил бўла олмайди. Шундай қилиб, ковалент боғланиш соф квант характерга эга бўлиб, қўшни атом валент электронларининг йиғинди спини нолга тенг жуфтларга бирикишидан юзага келади. Бундай электрон жуфтлар молекула атомларидан ҳеч бирига тегишли бўлмайди, яхлит молекула бўйлаб умумлашгандир. Масалан, N_2 молекуласида қўшни атомларнинг учтадан 2R валент электронлари умумлашиб, 3 жуфт ковалент боғланишлар ҳосил қилишда қатнашадилар. Метан CN_4 молекуласида эса углерод атомининг L қобиғидаги тўрта $2s^2 2p^2$ электронлари жуфт-жуфт ҳолда тўртта водород атомларининг электронлари билан боғланадилар. Олмос, кремний, германий каби кристаллар ҳам ковалент боғланишга эга.

Турли химиявий боғланишдан ҳосил бўлган молекулаларнинг боғланиш энергияларини ўрганиш шуни кўрсатадики, ковалент боғланиш кучлари ион боғланиш кучларидан кучлироқ экан. Буни биз водород молекуласининг ўта турғунлигида, олмос кристаллининг жуда қаттиқлигида кўришимиз мумкин. Айрим кристалларда ковалент ва ион боғланишлар

биргаликда ҳам учрайди. Водород молекуласида биринчи атом электронини иккинчи атом ядроси атрофида, иккинчи атом электронини биринчи атом ядроси атрофида қайд қилиш эҳтимоллиги нолдан фарқли бўлади ва бунда биринчи атомнинг электрони ёки иккинчи атомнинг электрони деган сўз маъносини йўқотади (5.7-расм). Бунда квант механикасидаги бир хил заррачаларнинг фарқ қилмаслик принципи ўринли бўлади.

Икки атомли молекулаларининг ҳаракати энергияси. Молекула мураккаб квант система бўлиб, у молекуладаги электронларнинг ҳаракатини, атомларининг тебранма ва молекуланинг айланма ҳаракатини ҳисобга олувчи Шредингер тенгламаси билан ифодаланади. Бу тенгламанинг ечими жуда мураккаб бўлгани учун одатда уни электрон ва ядролар учун алоҳада ечилади. Молекула энергиясининг ўзгариши асосан унинг ташқи қобиқидаги электронлар ҳолатининг ўзгариши билан боғлиқдир. Лекин молекуладаги электронларнинг маълум бир турғун ҳолатида ҳам молекула ядролари умумий инерция маркази атрофида тебранма ва айланма ҳаракат қилиши мумкин. Молекуланинг энергияси асосан уч ҳаракатга мос энергияларнинг йиғиндисига тенг

$$E \sim E_{el} + E_{teb} + E_{ayl}, \qquad (5.3)$$

бунда E_{el} - электронларининг ядрога нисбатан ҳаракат энергияси; E_{teb} - ядронинг тебранма ҳаракат энергияси; E_{ayl} - ядронинг айланма ҳаракат энергияси бўлиб, у молекуланинг фазодаги вазиятини даврий равишда ўзгаришига боғлиқ бўлган энергия. Тажрибада аниқланишича

$$E_{el} = 1:10 \text{ eV}, \quad E_{el} = 10^{-2}:10^{-1} \text{ eV}, \quad E_{el} = 10^{-5}:10^{-3} \text{ eV}$$

га тенг. Яъни $E_{el} >> E_{teb} >> E_{ayl}$ тенгсизлик ўринли булади. Бу энергиялар ўзаро қуйидаги нисбатда тақсимланган

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

бу ерда m - электрон массаси, М-молекуладаги ядро массаси, $\frac{m}{M} = 10^{-5}:10^{-3}$. Молекуланинг чизиқли ўлчами валент электронларнинг ҳаракат амплитудаси тартибидаги катталик бўлиб, одатда $a \approx 10^{-8}$ см. Бундан электронлар ҳаракати билан боғлиқ бўлган молекуланинг электрон энергияси ҳам атом энергияси тартибидаги катталик эканлиги келиб чиқади. Масалан, водород атомининг асосий ҳолати учун

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

бўлишини ва унда

$$a_0=\frac{h}{m_0 e_0^2}=0.529\ \text{Å}$$

Бор радиусига тенг эканлигини юқорида кўриб ўтганмиз. Молекула учун абсолют қиймат бўйича

$$E_{el} \approx \frac{h^2}{m_o a^2} \tag{5.4}$$

тартибда бўлади. (5.4) дан кўриниб турибдики, молекуланинг энергияси ҳар бир атомдаги электрон энергияларининг йиғиндисига тенг. Икки атомли молекуланинг ядроларининг айланма ҳаракат энергияларини баҳолаш учун уни қўпол ҳолда инерция моменти mr^2 бўлган ротаторга ўхшатиш мумкин. Ротатор деб, ўзаро боғланган ва бири иккинчиси атофида айланма ҳаракат қилувчи заррачалар системасига айтилади. Молекуланинг айланма ҳаракат энергияси

$$E_{ayl}=\frac{L^2}{2I_o} \tag{5.5}$$

формула билан ифодаланади. Бунда $I_0 = mr^2$ бўлиб молекуланинг инерция марказидан ўтган ўққа нисбатан инерция моменти, L - молекуланинг импулс моменти бўлиб, квантланган қийматларни олади

$$L=\sqrt{\ell(\ell+1)}h \tag{5.6}$$

бу формулада ℓ - орбитал квант сони, у $\ell=0,1,2,3,.....$ қийматларни олади. (5.5) ни хисобга олсак, (5.6) қуйидаги кўринишни олади

$$E_{ayl}=\frac{h^2\ell(\ell+1)}{2I_0}. \tag{5.7}$$

(5.7) формулада $\vartheta=\frac{h^2}{2I_0}$ белгилашни киритсак, у анча содда кўринишни олади.

$$\left(E_{ayl}\right)_1=B\,\ell(\ell+1), \tag{5.8}$$

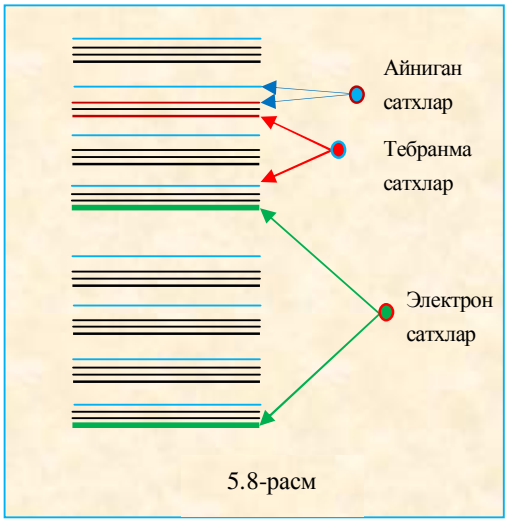
ϑ - молекуланинг айланиш доимийси. Квант механикасидаги танлаш қоидасига кўра қўшни айланма сатҳлар орасида фақат $\Delta\ell = \pm 1$ бўлган ўтишларигина бўлиши мумкин. $\Delta\ell = +1$ шарт ёруғлик ютилишига, $\Delta\ell = -1$ шарт ёруғлик сочилишига мос келади. Икки атомли молекуланинг ядролари мувозанат вазияти атрофида тебранма ҳаракат қиладилар. Молекуладаги ядро тебранишларига гармоник тебранишлар деб қараб, уни m массали чизиқли гармоник осцилляторнинг тебранишларига ўхшатиш мумкин. Гармоник осцилляторнинг энергияси

$$E_{teb} = \left(n + \frac{1}{2}\right)h\omega_0 \qquad (5.9)$$

ифода билан аниқланади. Тебранма квант сони н учун ҳам танлаш қоидаси бажарилади: $\Delta n = \pm 1$. Шундай қилиб, юқоридаги (5.6) ва (5.7) ифодаларни ҳисобга олсак, молекуланинг тўлиқ энергияси (5.3) га асосан

$$E = E_{el} + \left(n + \frac{1}{2}\right)h\omega_0 + B\ell(\ell+1) + V\ell(\ell+1) \qquad (5.10)$$

кўринишни олади. Агар молекулага бирор ёруғлик кванти тушса, унинг энергиясининг бир қисми оптик электронларни қўзғатишга, қолган қисми эса атомларнинг тебранма ва айланма ҳаракатларини оширишга сарф бўлади. (5.10) формуладан кўринадики, n ва ℓ квант сонларининг турли қийматлари билан аниқланадиган молекулалар энергия спектри тебранма ва айланма энергетик сатҳларнинг системасидан иборат. Водород молекуласи учун $h\omega_0 = 0.547$ эВ, $V = 0.07$ эВ, яъни молекуланинг тебранма энергияси, айланма энергиясидан каттадир. Бундай ҳол барча икки атомли молекулалар учун ҳосдир. Демак, тебранма сатҳлар бир-биридан бир хил ва нисбатан катта ораликда ётса, айланма сатҳлар эса жуда зич жойлашган ва у ℓ ортиши билан сийраклашиб боради. Молекуладаги атомлар (ядролар) ҳаракатининг квантланиши молекуланинг нурланиш (ютилиш) спектрида яққол намоён бўлади. (5.8) ифодага кирувчи ҳар бир энергия квантлангани учун улар энергетик сатҳлар тўпламидан иборат. Тажриба ва назариядан айланма ҳаракатга мос келувчи энергетик сатҳлар орасидаги оралиқ, тебранма ҳаракатга мос келувчи энергетик сатҳлар орасидаги масофадан кичик. Ўз навбатида тебранма ҳаракатга мос келувчи сатҳлар орасидаги масофа бош квант сони билан аниқланувчи электрон сатҳлар



5.8-расм

орасидаги масофадан кичик. Бу ҳол 5.8-расмда йўғон, ўртача йўғонликдаги ва ингичка чизиқлар билан иккита электрон сатҳ учун тасвирланган. Молекулаларнинг тузилиши ва уларнинг энергия сатхларининг хусусиятлари квант ўтишларда сочилган нурланиш (ютилиш) спектрида, яъни молекула спектрида намоён бўлади. Молекуланинг нурланиш спектри квант механикасидаги танлаш қоидасига мос ҳолда (масалан, айланма ёки тебранма ҳаракатга мос квант сонининг ўзгариши - ± 1 га тенг бўлиши керак) энергетик сатҳлар таркиби билан аниқланади. Шундай қилиб, сатҳлар орасидаги турли хил ўтишлардан турли хил спектрлар ҳосил бўлади. Молекуланинг спектрал чизиғи частотаси бир электрон сатҳдан бошқасига ўтишга мос келувчи (электрон спектрларга) ёки бирор тебранма ҳаракатга мос келган энергетик сатҳдан иккинчисига ўтишига мос келиши мумкин. Молекулалар спектри ҳам чизиқли бўлиб, улар спектрнинг УБ, ИҚ ва кўзга кўринувчи соҳасида жойлашиши мумкин. Айланма сатҳлар бир-бирига жуда яқин жойлашгани учун уларга мос келувчи спектрал чизиқлар ҳам бир-бирига жуда яқин бўлиб, улар хатто туташиб кетади. Шунинг учун ажрата олиш қобилияти ўртача бўлган спектрал оптик асбобларда бу чизиқлар туташиб кетгандек, йўл-йўл бўлиб кўринади. Лекин ажрата олиш қобилияти катта бўлган оптик асбобларда уларнинг бир-бирига жуда яқин жойлашган, алоҳида чизиқлардан иборат эканини кўриш мумкин ва бу йўлларнинг кичик частоталар томонидаги чегараси кескин, частотанинг катта қийматлари томонидаги чегараси эса хира эканлигини кўриш мумкин. Молекуладаги атомлар сони ортиши билан молекула спектри мураккаблашиб, фақат кенг йўллар кўрина бошлайди. Молекулаларнинг айланма сатҳларини микротўлқинли радиоспектроскопия усули билан ўрганилади. Бу усулда текширилувчи газ жойлашган металл найдан (волновод) частотаси ~10^{10} Гц бўлган электромагнит тўлқин ўтказилади. Агар электромагнит тўлқиннинг частотаси газ молекулаларининг айланма

ҳаракат частотасига мос келса, қабул қилувчи қурилма электромагнит тўлқин интенсивлигининг кескин камайганини қайд қилади.

Молекуланинг тебранма спектри ИҚ ($1/\lambda \cong 10^3$ $см^{-1}$) соҳада жойлашган ва уни инфрақизил спектрофотометрлар ёрдамида ўрганилади. Молекуланинг тебранма ҳаракатида сочилган ёки ютилган фотоннинг энергияси $h\nu \approx 0{,}04$ эВ, унга мос келган тўлқин узунлиги $\lambda = c/\nu = 3 \cdot 10^{-3}$см = 30 мкм. Молекулаларнинг айланма ва тебранма энергетик сатҳларини модда фақат газ ҳолатда бўлганда ўрганиш мумкин. Модданинг суюқ ва қаттиқ ҳолатида молекулаларнинг ўзаро таосири туфайли уларнинг тебранма ва айланма энергетик сатҳларини ўрганиш қийинлашади.

Молекуляр спектроскопияда молекуланинг жуфт орбитал квант сонли ℓ га мос келган энергетик сатҳлар жуфт термлар ва тоқ ℓ ли сатҳлар тоқ термлар деб номланади. H_2 молекуласи учун молекуляр термларнинг жуфтлиги протонлар спинларининг ориентацияси билан узвий боғлиқ бўлган қуйидаги квант ҳолатларни вужудга келтиради:

а) ортоводород - ядроларининг спинлари параллел бўлган H_2 молекуласи. Бу ҳолда спин функцияси симметрик ва координат функцияси антисимметрик. Шунинг учун ортоводородда орбитал квант сони ℓ тоқ бўлган термларда мавжуд бўла олади ҳолос. Унинг энг қуйи энергетик ҳолатига $\ell=1$ мос келади;

б) параводород - ядроларининг спинлари антипараллел H_2 бўлган молекула. Бу молекула ℓ жуфт бўлган ҳолатлардагина учрайди. Параводороднинг энг қуйи энергетик ҳолатида $\ell = 0$ ядроларнинг орбитал ҳаракати “музлаб қолади”.

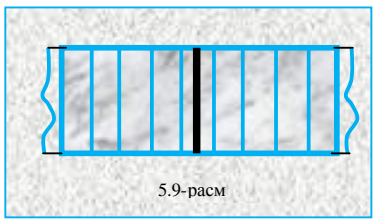
Ёруғликнинг комбинацион сочилиши. Молекулалар спектрини ўрганишда 1929 йилда рус олимлари Т.С. Ландсберг (1890-1957) ва Л.И. Манделштам ва улар билан бир вақтда ҳинд олимлари Ч. Раман (1888-1970) ва К. Кришнан (1911 йилда туғилган) кашф этган ёруғликнинг комбинацион сочилиш ҳодисаси муҳим аҳамиятга эга.

Бу эффект шундан иборатки, бирор моддага (газ, суюқлик, шаффоф кристалл) ν_0 частотали монохроматик ёруғлик тушса, бу моддада сочилган ёруғлик спектрида ν_0 частотали чизиқдан ташқари унинг икки ёнида симметрик жойлашган қўшимча спектрал чизиқлар ҳам ҳосил бўлади (5.9-расм). Бу қўшимча спектрал чизиқларга мос келган частота тушаётган монохроматик ёруғлик частотаси билан ёруғликни сочаётган молекулаларнинг тебранма ёки айланма ўтишларида ҳосил бўладиган нурланишлар частоталарининг айирмасига ёки йиғиндисига тенг бўлади

$$\nu_{è} = \nu_0 \pm \nu'_{è} \quad . \qquad (5.11)$$

Комбинацион сочилиш спектридаги частотаси моддага тушаётган ёруғликнинг частотасидан кичик бўлган чизиқлар қизил йўлдош спектрлар, частотаси ν_0 дан катталари эса бинафша йўлдош спектрлар деб аталади. Ҳосил бўлган бу йўлдош спектр частотаси, жойлашиши ва сони тушаётган ёруғлик частотасига боғлиқ бўлмай, фақат ёруғлик сочилаётган модда табиатига боғлиқ бўлиб, унинг таркибини ва тузилишини ифодалайди.

Ёруғликнинг комбинацион сочилишидаги қонуниятларни квант назария билан тушунтириш мумкин. Бу назарияга кўра ёруғликнинг сочилиш жараёни молекула томонидан фотонни ютиб яна қайта чиқаришдан иборат. Агар бу фотонларнинг энергиялари бир хил бўлса, сочилган ёруғлик спектрида тушаётган ёруғлик частотаси ν_0 билан бир хил бўлган асосий чизиқ ҳосил бўлади. Лекин сочилиш жараёнида ютилган ва чиқарилган фотонларнинг энергияси тенг бўлмаслиги мумкин. Фотонлар энергиясининг ҳар хил бўлиши молекулани турғун ҳолатдан уйғонган ҳолатга ёки уйғонган ҳолатдан турғун ҳолатга ўтишига боғлиқ. Агар молекула турғун ҳолатдан уйғонган ҳолатга ўтса, қизил йўлдош чизиқ, аксинча уйғонган ҳолатдан турғун ҳолатга ўтса, бинафша йўлдош чизиқ ҳосил бўлади. Агар уйғонган молекулаларнинг сони, уйғонмаган молекулалар сонидан анча кам бўлса, бинафша йўлдош чизиқларнинг интенсивлиги, қизил йўлдош чизиқларникидан кичик бўлади. Температура ортиши билан уйғонган молекулаларнинг сони ортади, натижада бинафша йўлдош чизиқлар интенсивлиги ҳам кучаяди.



5.9-расм

Комбинацион сочилиш ҳодисаси кўп атомли мураккаб молекулалардаги тебранма ва айланма энергетик сатҳларни, молекулаларнинг тузилишини ўрганишда кенг қўлланилади. Масалан, нефт маҳсулотларининг (бензин, ёғлар) таркиби ана шундай аниқланади.

Назорат саволлари

1. Штерн - Герлах тажрибасининг моҳияти қандай?
2. Водород атоми спектрида қандай қонуниятлар аниқланган?
3. Водород атоми спектрида қандай сериялар аниқланган?
4. Квант сонларининг маъносини тушунтиринг .
5. Менделеев жадвалидаги элементлар атомларидаги электронларнинг тақсимланиши квант сонларига қандай боғланган?
6. Паули принципини изоҳлаб беринг.

МАСАЛАЛАР ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

1-масала. Водород атомидаги электрон тўртинчи энергетик сатҳдан иккинчисига ўтди. Нурланган фотоннинг энергияси аниқлансин.

Берилган: $\dfrac{n_1 = 2, n_2 = 4}{\text{Å} \sim ?}$

Ечиш: Фотон энергиясини аниқлаш учун водородсимон ионларни сериал формулаларидан фойдаланамиз

$$\frac{1}{\lambda} = RZ^2\left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right), \qquad (1)$$

бу ерда λ – фотоннинг тўлқин узунлиги: P – Ридберг доимийси: Z – ядро зарядининг нисбий бирлиги (Z=1да формула водород сериясига мос келувчи формулага айланади), n_1 – электрон ўтган орбита номери: n_2 – электроннинг бошланғич ҳолатдаги орбита номери (n_1 ва n_2 асосий квант сонлар). Фотон энергияси E қуйидагича аниқланади

$$Å = \frac{hc}{\lambda}.$$

(1) формулани чап ва ўнг томонини «hc»га кўпайтириб фотон энергиясини аниқлаш формуласини топамиз

$$E = Rhcz^2\left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right).$$

Ионизациялаш энергияси $Å_1 = R\,h\,c$ эканлигини ҳисобга олиб

$$E = E_i z^2\left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2}\right)$$

ҳисоблашни бажарамиз. E_i=13,6 эВ (жадвалда берилади); z=1; n_1=2; n_2=4;

$$E = 13,6\cdot 1^2\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{4^2}\right) эВ = 13,6\frac{3}{16} eV = 2,55\ эВ.$$

2-Масала. Водород атоми иккинчи энергетик (n=2) сатҳининг электрон спин-орбитал ўзаро таъсирида ажралиши – нозик структураси ҳисоблансин.

Ечиш. Бош квант сон n=2 бўлгани учун орбитал квант сон l=0,1 қийматларга эга бўлади, *l* нинг бу қийматларида j квант сони эса l=0 бўлганда j=1/2, l=1 бўлганда эса $j = 1 \pm 1/2 = \frac{3}{2}, \frac{1}{2}$ бўлади. Спин-орбитал ўзаро таъсир ҳисобга олинмаганда n=2 учун энергия (Z=1) $E_2 = Z^2E_2(H) \cong -\frac{13,69}{4} эВ = -3,4\ эВ$ бўлади ва $2S_{1/2}$, $2P_{1/2}$, $2P_{3/2}$ термлар барчаси - 3,4 эВ энергияга эга бўлади. Ўзаро таъсир ҳисобга олинганда

$$(j=1/2):\qquad E_{2,1/2}=E_2\left[1+\frac{\alpha^2}{4}\left(2-\frac{3}{4}\right)\right]=E_2\left(1+\frac{5\alpha^2}{16}\right)$$

$$(j=3/2):\qquad E_{2,3/2}=E_2\left[1+\frac{\alpha^2}{4}\left(1-\frac{3}{4}\right)\right]=E_2\left(1+\frac{\alpha^2}{16}\right)$$

бўлади ва ажралиш кенглиги

$$\Delta E=E_{2,1/2}-E_{2,3/2}=\alpha^2\left|E_2\right|\left(\frac{5}{16}-\frac{1}{16}\right)=\frac{\alpha^2\left|E_2\right|}{4}\Rightarrow$$

$$\left(\alpha^2=\frac{1}{137^2}=\frac{1}{18769}=5,3\cdot10^{-5}\right)\Rightarrow\frac{5,3}{4}\left|3,4\text{эВ}\right|\cdot10^{-5}=4,5\cdot10^{-5}\text{эВ}$$

$$\Delta E=4,5\cdot10^{-5}\text{эВ}.$$

Частоталар бирлигида бу кенглик $\Delta E=h\Delta v$ бундан

$$\Delta v=\frac{\Delta E}{h}=\frac{4,5\cdot10^{-5}}{6,62\cdot10^{-34}\cdot6,25\cdot10^{18}\text{c}}=\frac{4,5}{4,2}\cdot10^{10}\text{Гц}=1,10\cdot10^{4}\text{МГц}.$$

Бу натижа тажриба натижасига тўласинча мос келади. Лекин шуни айтиш керакки, Диракнинг нозик структура формуласи $2^2S_{1/2},2^2P_{1/2}$ термларнинг ҳам ўз навбатида ажралишини тушунтира олмайди. Лемб-Резерфорд тажрибаси эса бу термларнинг нозик структураси мавжуд эканлигини ва унинг кийматининг 1058 Мгц га тенг бўлишини курсатади.

Мустақил ишлаш учун масалалар

1.Икки электронли система асосий ҳолатда жойлашган бўлса, унинг мумкин бўлган термлари ёзилсин.

2.Агар L=3, S=3/2 га тенг бўлса, термлар сони нечта бўлади?

3. $S_{1/2}$ термнинг мултиплетлиги нечага тенг?

4.Гунд қоидаларидан фойдаланиб, p^3,p^7,d^2,d^8 конфигурацияли атом асосий ҳолат терми ёзилсин.

VI - БОБ
КВАНТ СТАТИСТИКАСИ ЭЛЕМЕНТЛАРИ.

6.1. Квант тизимининг статистик тавсифи

Моддалар тартибсиз, иссиқлик ҳаракат қилувчи атом ва молекулалардан ташкил топган. *Моддаларнинг атом ва молекулалари ҳақидаги маълумотларга асосланиб, уларнинг макроскопик тизим хоссаларини ўрганувчи физиканинг бўлимига статистик физика дейилади.* Статистик усуллар эҳтимоллар назарияси ва статистик математика қонунларига асосланади. Статистик қонунларни ўрганиш натижасида макро тизим хоссаларини текшириш мумкин. Бу текширишлар тизим таркибига кирган заррачаларнинг ички хоссаларига, уларнинг ҳаракатига, ўзаро ва ташқи муҳит (жисм) билан таъсирлашишларига боғлиқ бўлади. Нютон механикасига бўйсинувчи кўп сонли зарралардан ташкил топган макроскопик тизимларнинг хоссаларини классик статистик физика ўрганади. Квант механикаси қонунларига бўйсинувчи кўп сонли микро заррачалардан ташкил топган тизимларнинг хоссаларини эса квант статистик физикаси ўрганади.

Статистик қонуниятларни миқдорий жиҳатдан тавсифлаш учун кўп ўлчовли чексиз фазодан фойдаланамиз. Чексиз фазони статистикада *фазовий фазо* деб юритилади. Зарранинг *фазовий фазоси* деганда олти ўлчовли фазо тушунилади, унда уч ўқ ёрдамида зарра координаталари ва қолган уч ўқ ёрдамида импулрс компонентлари ифодаланади. Берилган тизим N заррадан ташкил топган бўлса, фазовий фазо 6N ўлчовли бўлади. Ўқлардан 3N таси тизимдаги барча зарралар координаталарининг проекциясига, қолган 3N ўқлар эса, мос равишда импулрснинг проекцияларига тегишли. Тизим битта эркинлик даражаси билан характерланса, фазовий фазо икки ўлчовли, эркинлик даражаси n бўлса – 2n ўлчовли бўлади. Агар зарралар координаталарини q_i(i=1,2,……,3N), импулғсларининг проекцияларини P_i(i=1,2,…..,3N) билан белгиласак, 6N ўлчамли фазовий фазодаги ҳажм элементи барча 6N координаталар дифференциалларининг кўпайтмаси кўринишида қуйидагича ифодаланади:

$$dv = dq_i \cdot dq_2 \cdots dq_{3N} \cdot dp_1 \cdot dp_2 \cdots dp_{3N} = dq \cdot dp. \qquad (6.1)$$

Бу ҳажм қанча катта бўлса, тизим ҳолатини ифодаловчи фазовий нуқтани шу ҳажм ичида бўлиш эҳтимоллиги ҳам шунча катта бўлади, яъни :

$$dW(q,p) = f(q,p)dq\,dp. \qquad (6.2)$$

Бу ифодадаги f(q,p) – тақсимот функцияси, у тизим ҳолатининг эҳтимоллик зичлиги вазифасини бажаради. Шунинг учун тизимнинг амалга ошиши мумкин бўлган барча ҳолатлар эҳтимолликларининг йиғиндиси 1 га тенг бўлиши керак

$$\int dW(q,p) = \int f(q,p)dq\,dp = 1 \qquad (6.3)$$

(6.3) ифодани эҳтимолликни *нормалаш шарти* деб аталади. Унинг маъноси шундан иборатки, агар зарра мавжуд бўлса, фазовий фазонинг қайсидир бир нуқтасида топилиши муқаррар ҳодисадир. Тақсимот функцияси маълум бўлган ҳолда тизимнинг бирор хоссасини ифодоловчи x катталикнинг ўртача қийматини қуйидагича аниқлаш мумкин

$$\langle x \rangle = \int x(q,p)dW(q,p) = \int x(q,p)f(q,p)dq \cdot dp \qquad (6.4)$$

Тақсимот функциясини топишга эришиш муҳим аҳамиятга эга, чунки у макро тизим хоссаси x нинг ҳисобланган ва тажрибада аниқланган қийматлари бир хил бўлишини таъминлашга хизмат қилади. Энди эса биз квант ва классик статистикалари орасидаги умумийликни ва фарқни ойдинлаштириб олайлик. Юқорида баён этилган фикрлар ҳам классик, ҳам квант механикаси қонунларига бўйсинувчи кўп сонли зарралардан ташкил топган тизимларнинг хоссаларини ўрганиш учун умумийдир. Улар орасидаги фарқ эса классик ва квант зарралар ҳолатларининг хоссалари билан белгиланади:

а) Квант зарраларнинг ҳолатлари дискрет ўзгаради, классик зарраларники эса узлуксиз ўзгаради;

б) берилган ҳолатдаги бир хил квант зарралари (масалан, электрон, протонлар) мутлақо бир-бирларидан фарқ қилмайдилар (ўхшаш зарраларнинг ўзаро фарқланмаслик принципи), классик статистикада бир-биридан фарқланади (ўхшаш зарраларнинг ўзаро фарқланиш принципи) деб ҳисобланади;

в) квант зарралари ўзининг хусусий механик моментига, яъни спинига эга;

г) квант зарралари корпускуляр – тўлқин хусусиятга эга бўлганликлари туфайли, ноаниқлик принципига биноан, фазовий фазодаги ҳажм элементи $dqdp \geq h^3$ дан кичик бўла олмайди. Бинобарин, олти ўлчамли фазовий фазо элементар бўлакчаси ҳажмининг қиймати қуйидаги ифода билан аниқланади

$$(\Delta X \cdot \Delta У \cdot \Delta Z \cdot \Delta P_X \cdot \Delta P_У \cdot \Delta Z_Z)_{мин} = h^3 \qquad (6.5)$$

д) классик статистикага асосан бир вақтда битта ҳолатда ихтиёрий сонли зарралар бўлиши мумкин. Квант статистикаси эса мазкур саволга қуйидагича жавоб беради: спинлари 0 ва $\pm\frac{h}{2}$ га жуфт сон марта каррали бўлган зарралар, яъни бозонлар учун тақсимот функцияси қуйидаги кўринишга эга ва уни W_i энергияли ҳолатдаги зарраларнинг ўртача сони Бозе-Эйнштейн тақсимоти деб аталадиган

$$\langle N_i \rangle = \frac{1}{e^{(w_i-\mu)/KT}-1} \qquad (6.6)$$

ифода ёрдамида аниқланади. Бу ифодадаги μ - кимёвий потенциал бўлиб, унинг қиймати барча $<N_i>$ лар йиғиндиси тизимдаги зарралар сони N га тенг (яъни $\sum_i \langle N_i \rangle = N$) бўлиши шартидан аниқланади. Спинлари $\pm\frac{h}{2}$ га тоқ сон марта каррали бўлган зарралар, яъни фермионлар учун эса тақсимот функциясини *Ферми – Дирак тақсимоти* дейилади. Фермионларнинг энергиялар бўйича тақсимоти

$$\langle N_i \rangle = \frac{1}{e^{(w_i-\mu)/KT}+1} \qquad (6.7)$$

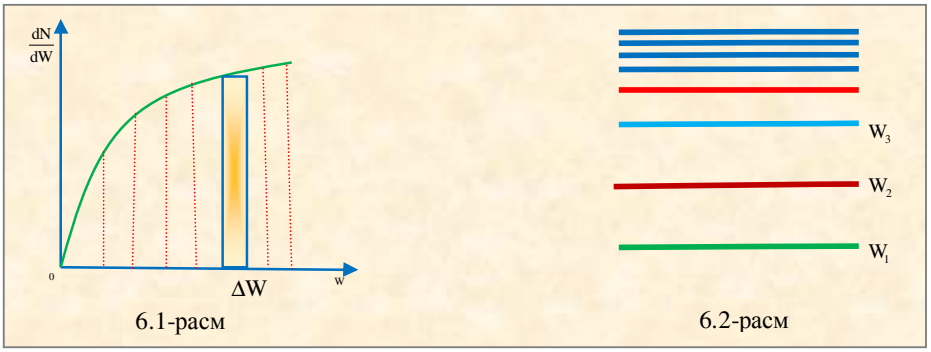
муносабат билан ифодаланади. *Фермионлар* (Ферми-Дирак тақсимоти ўринли бўлган зарралар) учун Паули принципи ўринли бўлади, яъни бир вақтнинг ўзида айнан бир квант ҳолатда биттадан ортиқ фермион бўлиши мумкин эмас. *Бозонлар* (Бозе-Эйнштейн тақсимоти ўринли бўлган зарралар) учун эса Паули принципи бажарилмайди, яъни бир вақтнинг ўзида айнан бир квант ҳолатда битта эмас, балки ихтиёрий сондаги бозонлар бўлиши мумкин. Фермионлардан ташкил топган тизим (ферми гази) ва бозонлардан ташкил топган тизим (бозе гази) хоссалари классик статистикага бўйсинувчи тизим (идеал газ) хоссаларидан кескин фарқланади.

6.2. Металлардаги электронларнинг квант статистикаси

Металлардаги электронларни икки хилга ажратиб ўрганамиз:

1) боғланган электронлар кристалл панжар тугунларидаги ион таркибига киради;

2) эркин электронлар металдаги барча ионларга тааллуқли. Эркин электронлар металл парчасининг сирти билан чегараланган ҳажмда ҳаракатланади.



6.1-расм

6.2-расм

Металларнинг кўпчилик хоссалари, асосан эркин электронлар ҳолати билан аниқланади. Металлдаги эркин электронлар газини идеал газ деб тасаввур этиш мумкин. 6.1 – расмда электрон гази учун квант ҳолатлари зичлиги $\frac{\Delta N}{\Delta W}$ ни энергия W га боғлиқлик графиги тасвирланган. Штрихланган юза энергиялари W дан W+ΔW соҳагача бўлган квант ҳолатлари сонини ифодалайди. Расмдан кўринадики, W ортиши билан бирдай ΔW соҳага мос келувчи квант ҳолатлари сони ҳам ортиб боради. Бошқача айтганда, квант ҳолатларга мос келувчи энергетик сатҳлар W каттароқ бўлганда зичроқ жойлашади. (6.2 – расм). Электрон спини $\pm\frac{h}{2}$ га тенг бўлгани учун уларнинг энергетик сатҳлар бўйича тақсимланиши Ферми-Дирак тақсимоти (6.7) га бўйсунади. Агар электрон газнинг T=0K температурадаги кимёвий потенциалини μ_0 билан белгиласак, W энергияли квант ҳолатдаги электронларнинг ўртача сони

$$\langle N(W)\rangle = \frac{1}{e^{(W-\mu_0)/KT}+1} \qquad (6.8)$$

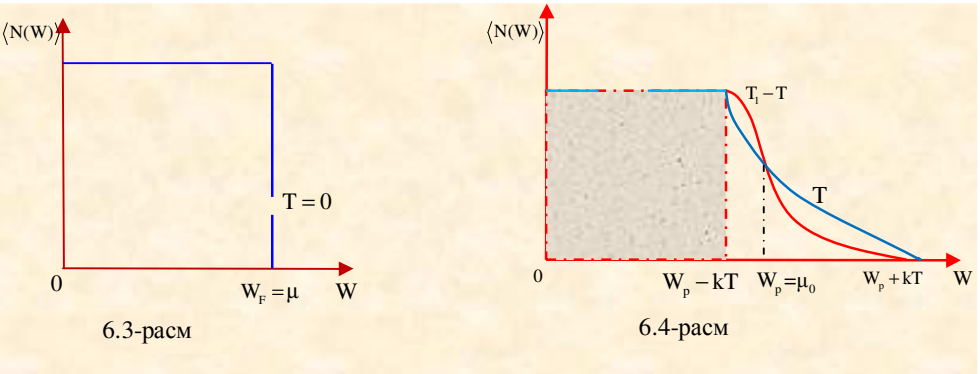
муносабат билан аниқланади. 6.3 – расмда бу функциянинг T=0K температурадаги графиги тасвирланган: энергияси 0 дан μ_0 гача бўлган ҳолатлар учун <N(W)>=1, энергияси μ_0 дан катта бўлган ҳолатлар учун <N(W)>=0. Бошқача айтганда, 0K температурада μ_0 дан пастроқ энергияли барча рухсат этилган ҳолатларни электронлар ишғол этган (бу ҳолатларнинг ҳар бирида биттадан электрон бор), μ_0 дан юқори энергияли ҳолатлар эса батамом бўш бўлади. Демак, μ_0 – абсолют нолр температурадаги металлда эркин электронлар эга бўлиши мумкин бўлган максимал энергиядир. Энергиянинг бу қийматини *Ферми энергияси* деб аталади ва W_F билан белгиланади. Шунинг учун Ферми-Дирак тақсимоти қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$\langle N(W)\rangle = \frac{1}{e^{(W-W_F)/KT}+1} \qquad (6.9)$$

W_ϕ энергияли сатҳни *Ферми сатҳи деб аталади*. Металлнинг температураси ортиши билан электронлар юқорироқ энергетик сатҳларга ўта бошлайди, натижада уларнинг ҳолатлар бўйича тақсимланиши ҳам ўзгаради. (6.9) га асосан, T≠0K температуралар учун

$W=W_F$ бўлганда <N(w)> яримга тенг,

$W>W_F$ бўлганда <N(w)> яримдан кичик,



$W<W_F$ бўлганда <N(w)> яримдан катта.

6.4 – расмда <N(w)> нинг W га боғлиқлик графиги тасвирланган. 0К дан фарқли температураларда бу график W нинг кичик соҳаси (~КТ) да 1 дан 0 гача ўзгаради. Металлнинг температураси оширилганда металлдаги эркин электронларнинг фақат бир қисмигина Ферми сатҳидан узоғи билан КТ қадар пастки энергетик сатҳларда жойлашган бўлиши керак. Сўнгра бу электронлар кристалл панжаранинг иссиқлик тебранишларидан қўшимча энергия олиб юқорироқ энергетик сатҳларга кўтарилиши мумкин. Агар

$$КТ \geq W_F \qquad (6.10)$$

шарт бажарилса, ихтиёрий эркин электрон кристалл панжара билан энергия алмашиниш имкониятига эга бўлади.

6.3 . Металлар электр ўтказувчанлигининг квант назарияси

Зоммерфелрд Ферми – Дирак статистикасига асосланган металлар электр ўтказувчанлиги (σ) га оид назарий ҳисоблашларни амалга ошириб қуйидаги муносабатни ҳосил қилди:

$$\sigma=\frac{e^2 n l_ф}{m\upsilon_ф} \quad ёки \quad \sigma=\frac{e^2 n\tau}{m} \quad (\tau=l_F/\upsilon_F) \qquad (6.11)$$

Бу ифодадаги e – электроннинг заряди, n – эркин электронлар концентрацияси, l_F – Ферми энергиясига эга бўлган электроннинг эркин югуриш ўртача масофаси, υ_F – ферми энергетик сатҳидаги электроннинг иссиқлик ҳаракат ўратача тезлиги, τ - *релаксация вақти* дейилади, бу мувозанат вужудга келган вақтни ифодалайди. Зоммерфелрд формуласидаги υ_F – температурага боғлиқ эмас, чунки W_F нинг қийматига температура ўзгаришлари таъсир этмайди.

Классик ва квант назарияларида эркин югуриш масофаси (l_F) турлича талқин қилинади. Маълумки, классик назарияда эркин электронлар тўпламини электрон газ деб ҳисобланар эди. Бу газнинг зарралари –

электронлар ўз йўлида учратган кристалл панжара тугунидаги ионларга урилиб туради. Металларнинг электр қаршилиги ана шу тўқнашишлар туфайли пайдо бўлади. Квант механикаси нуқтаи назаридан олганимизда идеал кристалл панжарадаги электронлар ҳеч қандай тўсиққа учрамасдан ҳаракат қилади, бунинг натижасида металлардаги электр ўтказувчанлик чексиз катта бўлиши мумкин, лекин кристалл панжара ҳеч вақт идеал соф бўлмайди, чунки панжарада доимо маълум даражада нуқсонлар (аралашма ва вакансия) бўлади. Бу нуқсонлар электронларнинг сочилишига олиб келади, яъни уларнинг тартибли ҳаракатига тўсқинлик кўрсатади. Бундан ташқари панжаранинг атомлари ҳам доимо мувозанат вазияти атрофида тебраниб (иссиқлик тебраниши ҳосил қилиб) туради ва эркин электронлар билан тўқнашади. Бу сабаблар металларда электр қаршилигини вужудга келтиради.

Агар металл қанча тоза ва температураси қанча паст бўлса, электр қаршилик шунча кам бўлади. Металларнинг солиштирма электр қаршилиги икки ҳад йиғиндиси тарзида ифодаланади:

$$\rho=\rho_т+\rho_a, \qquad (6.12)$$

бундаги $\rho_т$ – панжаранинг иссиқлик тебранишлари туфайли вужудга келадиган қаршилик, ρ_a – аралашма атомларида электрон тўлқинларнинг сочилиши туфайли вужудга келадиган қаршилик.

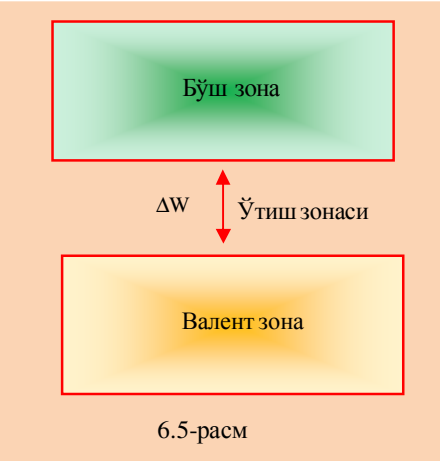
Температура ортган сари электрон тўлқинларнинг панжара иссиқлик тебранишларида сочилиши ортади, яъни электронларнинг эркин югуриш ўртача масофаси l_F камаяди, ўтказувчанлик ҳам камаяди, $\rho_т$ ортади. Температура $T\to0$ да $\rho_т\to0$ бўлади, аммо $\rho\to\rho_a$. Одатда, ρ_a ни қолдиқ қаршилик деб ҳам юритилади, чунки у деярли температурага боғлиқ бўлмагани учун 0К да ҳам унинг қиймати ўзгармай қолади.

6.4. Ярим ўтказгичлар физикаси

1.Кристалл жисмлар зонавий назариясининг элементлари.

Электрон назариянинг ривожланиши натижасида қаттиқ жисмларнинг зоналар назарияси ишлаб чиқилди. Бу назарияда қаттиқ жисм кристалл хоссага эга деб қаралиб, шу кристалл панжаралар орасида харакатланувчи электронларнинг ҳолатлари ўрганилади. Кристалл панжарадаги электрон ҳам эркин электронлар каби панжарада даврий потенциал майдонда ҳаракат қилади. Паули принципига асосан кристаллардаги электронлар маълум энергетик ҳолатларда тура олади. Бу энергетик ҳолатлар энергетик зоналарга бирикади. Энергетик зоналар эса бир-бирларидан таъқиқланган зоналар билан ажралган бўлади. 1 $см^3$ ҳажмли кристаллда ~10^{22} атом мавжуд бўлиб, энергетик зона кенглиги 1 эВ эканлигини эътиборга олсак, зонадаги қўшни сатҳлар орасидаги масофа ~10^{-22} эВ бўлади. Бу масофа шунчалик кичикки, зонадаги сатҳлар узлуксиз энергетик қийматларга эгадек туюлади. Лекин зонадаги энергетик сатҳлар сони чекли эканлигини унутмаслик керак.

Шундай қилиб, изоляцияланган атомдаги рухсат этилган энергетик сатҳ ўрнига кристаллда рухсат этилган энергетик зона вужудга келади. Ўтказувчанлик зона валент зонадан таъқиқланган (ман этилган) зона билан ажратилади (6.5–расм).



6.5-расм

Кристаллдаги зоналарнинг энергетик сатҳларида Паули принцига асосан, иккитадан ортиқ электрон жойлашиши мумкин эмас. Энергетик зоналар амалда узлуксиз спектрни беради. Бу эса, ўз навбатида электронни битта зона билан чегараланган энергетик сатҳларда ҳаракат қила олишини кўрсатади, яъни берилган зонадаги электронлар бир атомдан иккинчи атомга ўта олиб, ҳамма атомлар учун умумий бўлиб қолади. *Энергетик зонадаги ҳамма сатҳлар электронлар билан тўлган бўлса, бундай зонани тўлдирилган (валент) зона деб аталади.* Шундай қилиб, кристалларда электронлар энергетик зоналар бўйлаб тақсимланган бўлади. Электронлар кристаллда паст энергетик зонадан бошлаб юқори зоналарга қараб тўлиб боради. Зоналардаги электронларнинг тақсимланиши ва ман қилинган зонанинг кенглигига қараб қаттиқ жисмлар ўтказгич, ярим ўтказгич ва диэлектрик хоссаларига эга бўладилар (6.5-расм). *Валент зонасидаги сатҳлар электронлар билан қисман тўлдирилган ёки валент ва бўш (ўтказувчанлик) зоналари устма-уст тушган қаттиқ жисмлар ўтказгичлар (металлар) деб аталади.*

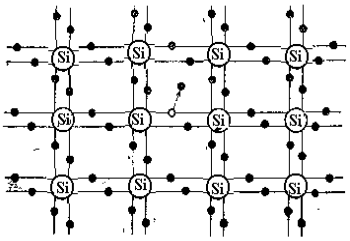
Металл бўлмаган аксарият қаттиқ жисмларда валент зонадаги барча энергетик сатҳларни электронлар банд этган бўлади. Шунинг учун электрон юқорироқ энергетик сатҳга кўтарилиши лозим бўлса, фақат ўтказувчанлик зонадаги энергетик сатҳга кўтарилиши керак. Бунинг учун электр майдон таъсирида электрон эришаётган қўшимча энергия тақиқланган зонанинг энергетик кенглиги ΔW дан катта бўлиши керак. Демак, бу ҳолда қаттиқ жисмнинг электр ва оптик хоссалари таъқиқланган зонанинг энергетик кенглиги билан аниқланади. Агар ΔW етарлича катта бўлса ва электр майдон таъсирида ёки иссиқлик ҳаракат энергияси туфайли электронлар валент зонадан ўтказувчанлик зонага ўта олмаса, яъни электронлар валент зонадаги

«ўз ўринларидан» қўзғолмаса, бундай жисмларни *диэлектриклар* деб аталади ($\Delta W>4$ эВ). Агар ΔW унчалик катта бўлмаса, қаттиқ жисмнинг температураси етарлича юқори бўлганда (0 К дан юқори, хона температураси атрофида ~300К) иссиқлик ҳаракат энергияси туфайли валент зонадаги электронларнинг бир қисми ўтказувчанлик зонадаги энергетик сатҳларга кўтарилишга қодир бўлади, натижада электр майдон таъсирида электронлар ўтказувчанлик зонанинг юқорироқ, тешиклар эса валент зонанинг қуйироқ энергетик сатҳларига кўтарилиши мумкин ва умуман, электронлар ва тешиклар мос зоналарда майдон йўналиши таъсирида эркин электронлардек ҳаракат қилишлари мумкин. Бундай жисмлар *ярим ўтказгичлар деб аталади* ($\Delta W>3$эВ).

6.5. Ярим ўтказгичларда электр ўтказувчанлик.

Ярим ўтказгичлар электр ўтказувчанлиги бўйича металлар билан диэлектриклар орасидаги жисмлар группасига киради ва уларда валент зона тўлиғича электронлар билан тўлдирилган бўлади. Ярим ўтказгичлар хусусий ва аралашмали ярим ўтказгичларга бўлинади.

а) ярим ўтказгичларда хусусий электр ўтказувчанлик Т=0К да хусусий ярим ўтказгичларнинг валент зонаси электронлар билан бутунлай тўлган бўлади, бу ҳолда ярим ўтказгич соф диэлектрик бўлади. Агар температура Т≠0 бўлса, валент зонанинг юқори сатҳларидаги бир қисм электронлар ўтказувчанлик зонасининг пастки сатҳларига ўтади (6.6-расм). Бу ҳолда электр майдони таъсирида ўтказувчанлик зонасидаги электронлар ва валент зонада ҳосил бўлган бўш жойлар (тешиклар) ҳаракатга келадилар. Натижада ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлиги нолдан фарқли бўлади, яъни соф ярим ўтказгичда эркин электрон ва тешик вужудга келади. Электр майдон таъсирида бутун кристалл бўйлаб электронлар майдонга тескари йўналишда, тешиклар эса майдон йўналишида ҳаракатга келади. *Бундай электр ўтказувчанлик фақат соф ярим ўтказгичлар учун хос бўлиб, уни хусусий электр ўтказувчанлик дейилади*. Аслида, соф ярим ўтказгичларнинг бирор жойида ковалент боғланишнинг бузилиши натижасида электрон ва тешик вужудга келади. 6.6-расмда IV группа элементи кремний (S_i) атомининг ковалент боғланиш схемаси тасвирланган. Масалан, кристаллни қиздирилганда ёки уни ёритилганда ярим ўтказгич атомининг ковалент боғланишдаги электронлари иссиқлик ҳаракат энергияси соф ярим ўтказгичдаги ковалент боғланишни бузишга етарли бўлиб қолганда, бу электрон ўз ўрнини ташлаб кристалл бўйлаб ҳаракат қила бошлайди. Одатда энергиянинг бу қийматини *активлаш энергияси* деб аталади. Электрон бўшатган жой атрофида электронейтраллик бузилади. Бу ерда манфий заряд етишмагани учун бўш жой (тешик)нинг зарядини *мусбат* деб қабул қилинади. Агар электрон



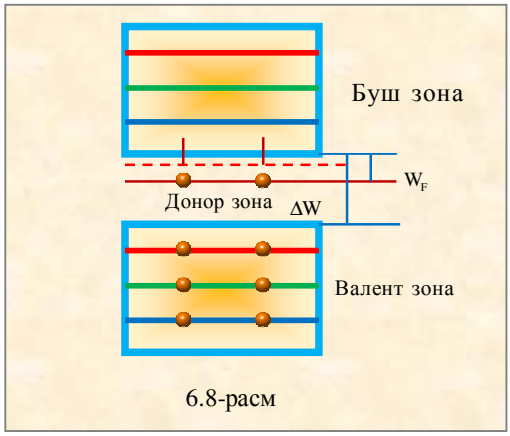
6.7-расм

тешик билан учрашса (бу жараён *рекомбинация* дейилади), у тешик атрофидаги мусбат зарядни нейтраллайди. Демак, соф ярим ўтказгичда электрон ва тешиклар биргаликда, яъни жуфт бўлиб пайдо бўлади ёки йўқолади.

б) ярим ўтказгичларда аралашмали электр ўтказувчанлик.

Табиатда соф ярим ўтказгич кристалли учрамайди, яъни оз миқдорда бўлса ҳам бегона элемент атомлари аралашган бўлади.

Бу аралашма ярим ўтказгичларда жуда кўп ўзгариш-ларни вужудга келтириши мумкин. Тўрт валентли кремний (Si) дан ёки германий (Ge) дан тузилган кристалл панжаранинг баъзи тугунларида беш валентли атомлар, масалан, фосфор(P) ёки мишояк (As) жойлашсин (6.7-расм). Бу вақтда аралашма атомларидан тўртта электрон (Si) ёки (Ge) атомлари билан ковелент боғланишда бўлади, бешинчи электрон эса атом билан жуда заиф боғланади. Шунинг учун иссиқлик ҳаракат энергияси ҳам бу электронни атомдан ажратиб озод электрон бўлишига етарлидир. Бу электронлар ток ташувчилик вазифани бажаради. Бундай ярим ўтказгич *электронли* ярим ўтказгич дейилади. Киритилган P ва As атомларни донорлар ёки *n - тип* аралашма дейилади. Аралашма атомлари туфайли кристалл панжаранинг майдони идеал соф ярим ўтказгич панжарасининг майдонидан фарқли бўлади. Бу эса тақиқланган зонада донор сатҳларнинг вужудга келишига сабаб бўлади (6.8-расм). Масалан, кремнийга мишояк аралаштирилган бўлса, ΔW_d~0,05 эВ бўлади.



6.8-расм

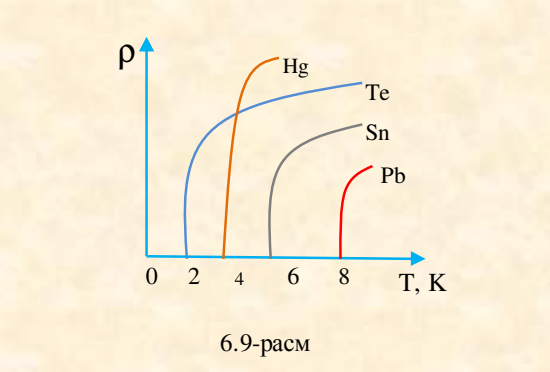
Тўрт валентли элемент атомларидан иборат бўлган кристалл панжаранинг баъзи тугунларида уч валентли элемент атомлари жойлашган бўлсин (6.8-расм). Масалан, соф кремнийга алюминий (Al) қўшилган бўлса, алюминийнинг учта валент электрони учта қўшни кремний атомлари билан ковалент боғланишда бўлади. Тўртинчи кремний атоми билан ковалент боғланиш тўлдирилмаган бўлади, яъни битта электрон учун бўш жой мавжуд бўлади. Қўшни кремний атомларининг бирорта электрони ўз атомидан ажралиб бу жойни тўлдиради. Натижада аралашма атоми

атрофидаги боғланиш тўлади, лекин электронни йўқотган кремний атоми атрофида тешик вужудга келади. Бу тешик иккинчи кремний атомидан ажралиб чиққан электрон билан тўлдирилиши мумкин. Шу тариқа тешик кристалл бўйлаб хаотик равишда кўчиб юриши мумкин. Агар бу ярим ўтказгичда электр майдон ҳосил қилинса, тешик электр майдон кучланганлик вектори йўналишида кўчиб, ярим ўтказгичда *тешикли электр ўтказувчанлик* мавжуд бўлади. Бундай электр ўтказувчанлик *р – тип ўтказувчанлик* деб аталади. р – тип аралашма туфайли тақиқланган зонада *акцептор сатҳ* вужудга келади, бу сатҳга электрон ўтиши учун лозим бўлган энергия ΔW билан ифодаланади (6.8-расм). Ҳар иккала ҳолда W_F – Ферми сатҳи ҳисобланади.

Паст температураларда ярим ўтказгичнинг электр ўтказувчанлиги асосан аралашмали ўтказувчанлик-дан иборат бўлади. Юқори температураларда эса иссиқ-лик ҳаракат энергияси валент зонадан электронларнинг ўт-казувчанлик зонасига кўчиришга етарли бўлиб қолади, бу ҳол ўз навбатида хусусий ўтказувчанликни, яъни электрон ва тешик жуфтини вужудга келтиради. Шундай қилиб, юқорироқ температураларда аралашмали ва хусусий ўтказувчанликларни ҳисобга олиш керак бўлади. Жуда юқори температураларда эса, фақат, хусусий ўтказувчанлик асосий ўтказувчанликни ташкил қилади, чунки аралашмали ўтказувчанликнинг улуши жуда кам бўлганлиги учун уни ҳисобга олмаса ҳам бўлади.

6.6. Ўта ўтказувчанлик ҳодисаси

Паст температураларда баози металлар электр қаршилиги бирданига ($\rho=0$) нолга тенг бўлиб қолади. Бу ҳолни *ўта ўтказувчанлик ҳодисаси деб юритилади*. Бу ҳодисани биринчи бўлиб 1911 йилда голланд физиги Камерлинг – Оннес томонидан кашф қилинган. У тоза симобнинг электр қаршилигини жуда паст температураларда ўлчаш чоғида 4.2К температурада симоб қаршилиги бирданига нолгача камайиб кетганлигини аниқлади. Кейинчалик, баози бошқа металларда ҳам ўта ўтказувчанлик ҳодисаси кузатилди (6.9-расм). Агар ўта ўтказувчан ҳолатда бўлган металл ҳалқада ток ҳосил бўлса, кейин манба узиб қўйилса, исталганча узоқ вақт давомида бу токнинг кучи ўзгармай қолади. Ҳақиқатдан ҳам Комерлинг – Оннес 7 К температурадаги қўрғошин (Рв) да ЭЮК таъсири тўхтатилгандан кейин 4-сутка давомида



6.9-расм

электр токи ўтиб турганлигини кузатган. 1933 йилда Мейсснер ўта ўтказувчанликнинг яна бир хоссасини кашф этди. Ўта ўтказувчанлик хусусиятига эга бўлган металлни магнит майдонига жойлаштирайлик ва температурани пасайтириб борайлик. T>Tк температураларда металл ичида магнит майдон нолдан фарқли, T<Tк эса металлдаги магнит майдон индукцияси нолга тенг (B=0) бўлади. 1957 йилда Бардин, Купер ва Шрифферлар томонидан ўта ўтказувчанлик назарияси ишлаб чиқилди. Оддий температурада ўтказгич ҳисобланган (кумуш, мис ва олтин) жисмлар ўта ўтказувчанлик хоссасига эга эмас, чунки ўта ўтказувчан моддалар учун электрон-фонон (электронларни кристалл панжара тебранишлари билан) ўзаро таъсири асосий рол ўйнайди. Айниқса, электронларни ўзаро тортишида фононлар катта рол ўйнайди, яъни электрон маълум импулосга эга бўлган ҳолатда фонон билан ва у орқали навбатдаги бошқа электрон билан боғланган. Агар мана шу электронлар орасидаги фононлар орқали тортишиш улар орасидаги Кулон итаришишдан катта бўлса, ўта ўтказувчанлик вужудга келади. Шундай қилиб, ўта ўтказувчанликнинг ўлчови бўлиб кучли *электрон фонон ўзаро таъсири* ҳисобланади. Ўта ўтказувчанлик ҳолатини боғланган электронлар жуфти (қарама-қарши йўналган спинли) ҳосил қилади, демак бу электрон жуфтининг («Купер жуфти» нинг) спини нолга тенг бўлиб улар бозонни ҳосил қилади. Бозонлар эса асосий ҳолатда тўпланишади ва уларни қўзғолган ҳолатга ўтказиш жуда қийин. Бу электрон жуфтининг мувофиқлашган ҳаракати узоқ вақт сақланади ва у электрон жуфтининг мувофиқлашган ҳаракати ўтказувчанлик токидир. Электронлар жуфтининг ҳосил бўлиши металлнинг энергетик спектирни ўзгаришига олиб келади.

1986 –87 йилларда юқори температурали ўта ўтказувчан моддалар кашф этилди. Баҳзи металлоксид керамик бирикмаларда, ҳаттоки, 100 К температурада ҳам ўта ўтказувчанлик хусусияти қайд қилинди. *Бу ҳодиса юқори температурали ўта ўтказувчанлик деб ном олди.*

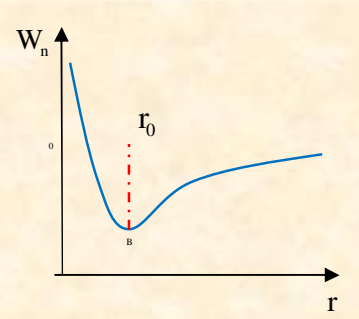
6.7. Кристалларнинг тузилиши

Қаттиқ жисмларда зарралар (молекулалар, атомлар, ионлар) геометрик жиҳатдан қатоий тартибда, *кристалл панжаралар* ҳосил қилиб жойлашган бўлади. Зарралар ўзларининг мувозанат вазияти яқинида тебранма ҳаракат

қиладилар. Зарралар қаттиқ жисмда бир жойидан иккинчи жойга ўтиши мумкин, лекин бундай ҳол жуда кам учрайди. Шунинг учун қаттиқ жисмларда ҳам диффузия бўлади, лекин бу дуффузия газ ва суюқликлардагига қараганда жуда секин ўтади.

Моддаларнинг қаттиқ, суюқ ва газсимон ҳолатлари орасидаги фарқнинг физик моҳиятини молекулаларнинг ўзаро таъсир потенциал эгри чизиғи ёрдамида яна ҳам аниқроқ тушунтириш мумкин. Молекулаларнинг ҳосил бўлиш механизмлари муҳокама этилганда, боғланиш табиатидан қатоий назар, молекула ҳосил қилаётган атомларга иккита куч таъсир этиши қайд этилган эди: катта масофалардаёқ сезиларли бўлган тортишиш кучлари ва кичик масофаларда пайдо бўладиган ва масофанинг камайиши билан кескин ортиб кетадиган итаришиш кучлари 6.10 – расмда ординаталар ўқи бўйлаб молекулалар ўзаро таъсир потенциал энергияси W_n абсцисса ўқи бўйлаб молекулалар орасидаги масофа r қўйилган. Молекулалар иссиқлик ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси $W_к$ қийматларини солиштириш қулайроқ бўлиши учун В потенциал чуқурнинг туби сатҳидан бошлаб қўямиз. Агар молекулалар иссиқлик ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси потенциал ўранинг чуқурлигидан анча кам ($W_к$ « W_n (r_0)) бўлса, у ҳолда молекулалар потенциал ўранинг пастки қисмида қолгани ҳолда кичик тебранишлар қила олади холос. Бу ҳол модданинг қаттиқ ҳолатига тўғри келади. Агар молекулалар иссиқлик ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси потенциал ўранинг чуқурлигидан бир оз кам бўлса ($W_к$ << W_n (r_0)), у ҳолда молекулалар анча катта тебранма ҳаракатда бўлади, бироқ бари бир потенциал ўрада қолади. Бу ҳол модданинг суюқ ҳолатига туғри келади.

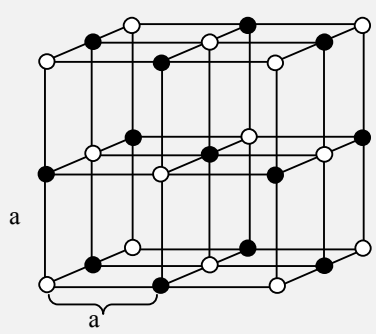
Агар молекулалар иссиқлик ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси потенциал ўра чуқурлигидан анча катта бўлса ($W_к$ >>W_n (r_0)), у ҳолда молекулалар бу ўрадан чиқиб кетади, ўзаро боғланишни йўқотиб, эркин ҳаракатланади. Бу ҳол модданинг газсимон ҳолатига тўғри келади (6.10-расм) . Қаттиқ жисм молекулалари суюқлик молеклаларига қараганда ўзаро мустаҳкамроқ боғлангани учун қаттиқ жисм суюқликдан фарқ қилиб, ўзининг ҳажминигина эмас, балки шаклини ҳам сақлайди. Энди қаттиқ жисм кристалл тузилишини батафсилроқ кўрайлик.



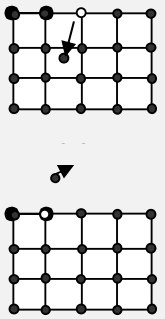
6.10-расм

Атомлар орасидаги масофа r_0 бўлганда тортишиш ва итаришиш кучлари тенглашади, яони уларнинг тенг таъсир этувчиси нолга, системанинг потенциал энергияси минимал қийматга эга бўлади, натижада система мустаҳкам мувозонат ҳолатга эришади. Бу хулосани кўп сонли атомлар системасига ҳам умулаштирсак, ундаги атомлар бир-биридан бир хил масофада жойлашиб мустаҳкам тузулишга эга бўлган кристалл жисмни ҳосил қилади. Кристаллнинг кўзга ташланадиган ташқи белгиси унинг тўғри геометрик шаклда бўлишидир. Масалан, ош тузининг энг кичик кристалли куб шаклда, музннинг кристалли 6 ёқли призма шаклида, олмос кристали

октаэдр (саккиз қиррали) ва ҳоказо шаклда бўлади. Ҳар бир кристалл моддани чегараловчи сиртлари (ёқлари) орасидаги бурчак қатъий аниқ қийматга эга бўлади (ош тузида 90°, музда 120° ва ҳоказо). Кристаллар пайванд текисликлари деб аталган маълум текисликлар бўйлаб осон парчаланиб кетади. Бунда худди бошланғич шаклдаги, аммо кичик ўлчамли кристаллчалар ҳосил бўлади. Масалан, ош тузини ва наввот қандини майдалаганда кичик кубчалар ва тўғри бурчакли параллелепипедлар ҳосил бўлади. Бу деган сўз, кристалл жисмларда зарралар (молекулалар, атомлар ёки ионлар) бир-бирига нисбатан *фазовий ёки кристалл панжара* ҳосил қилган ҳолда қатоий симметрик жойлашган демакдир; зарралар жойлашган ўринлар *панжаранинг тугунлари* дейилади.



6.11-расм



6.12-расм

Энг содда фазовий панжара ош тузи (NaCl) нинг кристалл панжараси бўла олади (6.11-расм). Унинг а қиррали элементар ячейкаси (расмда у қора чизиқлар билан ажратилган) натрийнинг мусбат ионлари ва хлорнинг манфий ионларлардан ҳосил бўлган, бу ионлар кубнинг учларида жойлашган. Фазовий панжараларнинг шакли турли-туман бўлиши мумкин; панжарани ҳосил қилган элементар ячейкалар бир-бирига зич, ҳеч қандай оралиқсиз жойлашиши керак. 1890 йилда Е.С. Фёдоров кристалл панжаранинг барча шаклларини назарий ҳисоблаб чиқди ва табиатда фақат 230 хил кристалл панжаралар бўлиши мумкин эканлигини аниқлади, бу кристалл панжаралар 32 хил симметрик синфни ҳосил қилар экан. Кристалларни рентген нурлари ёрдамида текширилиши кристаллар симметрик жойлашиб кристалл панжаралар ҳосил қилган зарралар (атомлар, молекулалар ёки ионлар)дан иборат эканлиги тасдиқланди. Шунингдек рентген структура анализи ёрдамида табиатдаги кристалл панжараларининг ҳақиқатдан ҳам 230 турдаги кўриниши бор эканлиги аниқланди.

Анизатропия кристаллнинг ажойиб хусусиятидир; турли йўналишларда кристаллнинг физик хоссалари турлича бўлади. Масалан, ҳамма кристалларга мустаҳкамлик анизатропияси хосдир; кристалларнинг кўпчилиги иссиқлик ўтказувчанлик, электр ўтказувчанлик, ёруғлик нурини

синдириш ва бошқа жиҳатдан анизатропдир. Фазовий панжараларда узунликлари бир хил, лекин йўналишлари турлича бўлган кесмаларда зарралар сонининг турлича бўлиши кристаллар анизатропиясининг асосий сабабчисидир. Кристалл панжара зарраларининг турли йўналишларда турлича зичликда бўлиши кристаллнинг бу йўналишлар бўйлаб бошқа кўп хоссаларининг ҳам турлича бўлишига сабаб бўлади.

Кристаллар икки группага: *монокристалл* жисмлар ва *поликристалл* жисмларга бўлинади. Барча зарралар бир умумий фазовий панжарага жойлашадиган жисм моно-кристаллдир. Монокристалл анизатроп бўлади. Кўпчилик минераллар монокристалл бўлади. Поликристалл бир-бирига нисбатан тартибсиз жойлашган кўплаб майда монокристаллчалардан тузилган жисмдир. Шунинг учун поликристаллар изотроп, яони барча йўналишлар бўйича бир хил физик хоссаларга эга бўлади. Кўпчилик металлар поликристалл жисмларга мисол бўла олади, бироқ металлни монокристалл кўринишда ҳам ҳосил қилиш мумкин. Кристалл панжаранинг қандай зарралардан тузилганлигига қараб панжаралар тўртта асосий группага бўлинган: *ион, атом, молекуляр ва металл панжарали кристаллар*.

1). Ион панжарали кристаллар турли ишорали зарядланган ионлардан тузилган бўлиб, панжарада ионларни электр кучлари тутиб туради. Кўпчилик кристаллар ион панжаралидир (масалан, Na Cl).

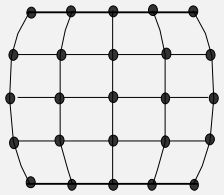
2). Атом панжарали кристаллар панжара тугунчаларида кимёвий (ковалент) боғланишлар билан тутиб туриладиган нейтрал атомлардан тузилган: қўшни атомларда ташқи (валент) электронлар умумий бўлади. Масалан, графит, олмос кристаллари атом панжаралидир.

3).Молекуляр панжарали кристаллар – қутбий (диполр) молекулалардан тузилган бўлиб, бу молекулалар ҳам тугунларда электр кучлари билан тутиб турилади. Бироқ қутбий молекулаларга бу кучлар ионларга таъсир қилгандан камроқ куч билан таъсир қилади. Шунинг учун молекуляр панжарали моддалар осон деформацияланади. Кўпчилик органик бирикмалар (целлюлоза, резина, парафин ва бошқалар) молекуляр кристалл панжарадан тузилган бўлади.

4). Металл панжарали кристаллар – эркин электронлар билан ўралган металлнинг мусбат ионларидан тузилган. Металл панжаранинг ионларини ана шу электронлар боғлаб туради. Ҳозирги замон физикаси кристалл қаттиқ жисмлардан ташқари *аморф жисмларни* ҳам ўрганади. Аморф жисмлар поликристалларга ўхшаб *изотропдир.* Аморф жисмларга мисол қилиб, қора мўм, шиша, смола, канифолр ва шунга ўхшашларни олиш мумкин. Кейинги вақтларда техникада *органик аморф* моддалар, яони *полимерлар* кенг тарқалди. Полимерларнинг типик вакили пластмассалардир. Юксак эластиклик ва мустаҳкамлик полимерларнинг жуда муҳим хоссаси ҳисобланади.

6.8. Кристаллардаги нуқсонлар

Агар кристалл панжарада атомлар барча кристалл йўналишларида бехато даврий равишда жойлашган бўлса, бундай кристаллни *идеал кристалл* дейилади. Реал кристалларда турли сабабларга кўра нуқсонлар учраб туриши юқорида қайд этилган усуллар билан исботланган. Кристалл панжаранинг нуқсонлари уларнинг механик, иссиқлик, электр ва бошқа физик – кимёвий хоссаларига катта таҳсир кўрсатади. Шунинг учун нуқсонларнинг асосий турлари ва ҳосил бўлиш сир-асрорлари билан қисқача танишиб ўтайлик. Кристалл ичидаги тўпланиш жойига қараб нуқсонлар: нуқтавий, чизиқли ва ҳажмий нуқсонларга бўлинади. Иссиқлик ҳаракати туфайли кристалл панжара тугунларидаги атомлар ўз жойиларини тарк этиб (6.13-расм) тугунлар орасига ўтиб олса, бундай нуқсонни нуқтавий ёки Френкелр нуқсонлари дейилади. Атоми кетиб қолган жойни «вакант» жой деб аталади. «Вакант», яъни бўш жойлар қўшни тугундаги атомлар томонидан эгалланиши ва натижада атомларнинг (тугунларнинг) кристалл бўйлаб эстафетали ҳаракати содир бўлиши мумкин. Нуқтавий нуқсонлар сирт қатламлардаги атомларнинг бирортасини бутунлай буғланиб кетиши ёки буғланган атом кристалл сиртида янги қатлам тугунини ҳосил қилиши туфайли ҳам содир бўлиши мумкин. *Бундай нуқсонларни Шоттки нуқсонлари дейилади.*Ўз жойини йўқотган атомлар «вакант» жойларга яқинлашганда уларда ушланиб қолиши натижасида «Вакант» жойни тўлдириши мумкин. Бу ҳодисани нуқсонларнинг *рекомбинацияси* дейилади. Нуқсонларнинг ҳосил бўлишидан рекомбинацияланишгача ўтган вақтни нуқсонларнинг *яшаш вақти* дейилади. Нуқтавий нуқсонлар кристалл панжарага бегона элемент атомлари кириб қолганда ҳам ҳосил бўлади. Бунда бегона атом тугунларининг бирига ёки уларнинг оралиғига жойлашиши мумкин. Натижада кристаллнинг шу жойи деформацияланади (6.13-расм). *Чегаравий ёки винтли деб аталган дислокацияларни чизиқли нуқсонлар* дейилади. Улар кристалларда ташқи кучлар таъсирида ноэластик силжиш деформацияси содир бўлганда кузатилади. Ташқи муҳит билан таъсирлашиш натижасида кристалл сиртга бегона элемент атомларининг ўтириб қолиши ҳамда шу туфайли сиртда оксид қатламларини ҳосил бўлиши сирт нуқсонларига киради. Шунингдек, кристалл панжаранинг айрим жойларида фазовий йўналишларнинг ўзгариб қолиши туфайли ички нуқсонлар пайдо бўлади. Кристалл ичида тўпланиб қолган нуқтавий нуқсонлар, дарз кетган жойлар, бўшлиқлар, стехиометриянинг бузилиши (қаттиқ эритмаларда) ҳажмий нуқсонларни ташкил этади.



6.13-расм

6.9. Фононлар. Кристалларнинг иссиқлик сиғими

Зарраларнинг кристалл панжара тугунларида жойлашиши уларнинг ўзаро потенциал энергиясининг минимум бўлишига мос келади. Зарралар мувозанат вазиятидан ҳар қандай йўналишида силжиганда заррани бошланғич вазиятига қайтаришга интилувчи куч пайдо бўлади, бунинг натижасида зарра тебранма ҳаракатга келади. Ихтиёрий йўналишда содир бўлаётган тебранишни учта координата ўқлари йўналишида бўлаётган тебранишларнинг қўшилиши деб тасаввур қилиш мумкин. Шундай қилиб, кристаллдаги ҳар бир заррaнинг учта тебранма эркинлик даражаси бор, деб ҳисоблаш мумкин. Дюлонг ва Пти қонунининг таокидлашича, кристалл ҳолатдаги барча оддий кимёвий жисмларнинг панжаравий моляр иссиқлик сиғими 3R га тенг. Амалда бу қонун етарлича юқори температуралар учун бажарилади. Паст температураларда эса кристалларнинг иссиқлик сиғими камаяди, температура 0К га яқинлашганда иссиқлик сиғими ҳам нолга яқинлашади. Иссиликлик сиғимининг квант назарияси Эйнштейн томонидан яратилди. Дебай эса уни такомиллаштирди. Эйнштейн N та атомдан ташкил топган кристалл панжарани бир-бири билан боғлиқ бўлмаган 3N гармоник осцилляторга ўхшатди. Бу осцилляторларнинг барчаси бирдай ω частота билан тебраниши ва энергияси квантланган қийматларга эгалигини эотиборга олиб Эйнштейн кристалл панжаранинг иссиқлик сиғими учун қуйидаги формулани ҳосил қилди

$$C=\frac{3N\,h\omega}{\left(e^{h\omega/kT}-1\right)^2}e^{h\omega/KT}\frac{h\omega}{kT^2}\ . \qquad (6.1)$$

Бу ифодани юқори ва паст температуралар учун муҳокама қилайлик. Юқори температураларда (яъни $kT>>\hbar\omega$ бўлганда) (6.1) ифоданинг махражидаги $e^{h\omega/kT}\approx 1+\frac{h\omega}{kT}$ ва суратдаги $e^{h\omega/kT}\approx 1$ деб ҳисобласак, иссиқлик сиғими формуласи қуйидаги кўринишга келади:

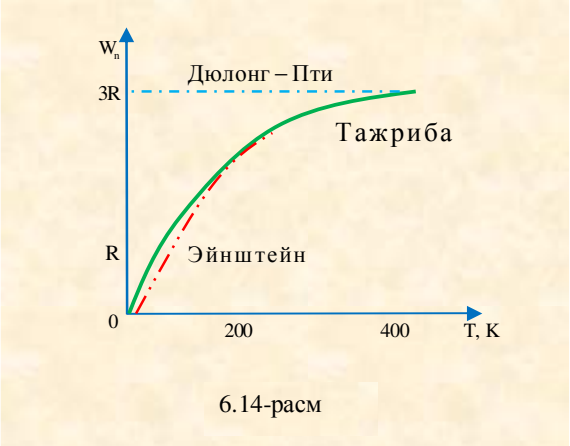
$$C=3kN. \qquad (6.2)$$

Бу муносабат Дюлонг ва Пти қонунининг ўзгинасидир. Паст температураларда (яони $kT<<\hbar\omega$ бўлганда) (6.1) ифода махражидаги 1 ни эотиборга олмасак:

$$C=\frac{3N\,h\omega}{KT^2}e^{-h\omega/KT} \qquad (6.3)$$

ифодани ҳосил қиламиз. 6.14 – расмда алюминий учун иссиқлик сиғимининг тажрибадан олинган ва назарий қийматлари асосида чизилган графиклари

тасвирланган. Графикдан кўринадики, Эйнштейн назарияси паст температураларда иссиқлик сиғимининг ўзгаришини сифат жиҳатдан тушунтиради. Юқорида кўрдикки, кристалл жимларнинг атомлари ўзаро мустахкам боғланган ҳолда фазовий аниқ қонуниятлар бўйича жойлашиб кристалл панжарани ҳосил қилади. Ундаги бирон атом мувозанат ҳолатдан чиқарилса, унинг таъсири қолган барча атомларга ҳам узатилади, яони панжарадаги бирон атомнинг тебраниши барча йўналишлар бўйича тарқалади. Шунинг учун кристаллнинг алоҳида атомининг ҳаракатини кузатиш ўрнига уларнинг биргаликдаги коллектив ҳаракатини кузатиш қулай. Атомларнинг биргаликда тебранма ҳаракати кристалл бўйлаб тарқалаётган эластик тўлқинларни ҳосил қилади. Бу тўлқинларнинг кристалл чегарасидан қайтиши ва интерференцияланиши эса турғун тўлқинларни ҳосил қилади. Уларнинг сони кристаллнинг эркин даражаси 3N га тенг. Бу тўлқинлар кристаллда тарқала оладиган товуш тўлқинларидан иборатдир. Кристалл панжарадаги атомлар – квант осцилляторлардан бирортасини ω_l частота билан тебраниши туфайли кристалл бўйлаб тарқалаётган товуш тўлқинларини $\hbar\omega_l$ энергияли «зарра»лар оқимининг вужудга келишидир, деб тавсиф этиш мумкин. «Зарра» сўзини қўштирноқ ичида ёзиш ўрнига *квазизарра* деган сўздан фойдаланилади. Бу сўз заррачага ўхшаш деган маонони англатади. Товуш тўлқинига мос келувчи квазизаррага алоҳида *фонон* деган ном берилган.



6.14-расм

Демак, квант механикаси нуқтаи назаридан фонон $E=\hbar\omega$ энергияга ва $\vec{P}=\hbar\vec{\kappa}$ импулсга эга бўлади. Фононнинг кўп хоссалари заррага ўхшайди, лекин оддий зарралар (электрон, протон, фотон,…)дан фарқ қилиб, фонон вакуумда вужудга келмайди. Фононнинг фотонга ўхшашлик хусусиятлари мавжуд. Масалан, электромагнит нурланишни жуда кичик тешикка эга бўлган берк ковак идиш (абсолют қора жисм тимсолидаги ковак идиш) тўлдирилган фотон газ деб тасаввур қилинган эди. Кристтал панжара тебранишларини эса кристалл бўлагининг сиртлари билан чегараланган ҳажмни тўлдирган фонон гази тарзида тасаввур этиш мумкин. Фотонлар ва

фононлар учун (6.6) даги μ=0. Шунинг учун Бозе-Эйнштейн тақсимоти қуйидаги кўринишга келади:

$$<Ni>=\frac{1}{e^{h\omega/kT}-1} \qquad (6.4)$$

Бозе-Эйнштейн статистикасини фонон газига қўллаш туфайли Дебай кристалл панжаранининг иссиқлик сиғимини паст температуралар соҳасида тажрибага миқдорий мос ҳолда тушунтиришга эришди.

Назорат саволлари

1.Квант тизимлари нима
2.Металлардаги электронлар хусусиятини айтиб беринг.
3. Ферми Дирак тақсимотини таърифланг.
4. Ферми сатҳи деганда нимани тушунасиз.
5. Релаксация вақти нима.
6. Зоналар назарияси ҳақида нималарни биласиз.

МАСАЛАЛАР ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

1-Масала. Агар литий n_1 ва цезий n_2 металларнинг Ферми сатҳлари E_{F_1}=4,72 эВ и E_{F_2}= 1,53 эВ. маълум бўлса, у ҳолда Т = 0 К да улардаги эркин электронлар концентрациясининг нисбатини аниқланг

Берилган: $E_{F_1} = 4{,}72 \text{ эВ} = 7{,}55\cdot10^{-19} \text{ ж}$; $E_{F_2} = 1{,}53 \text{ эВ} = 2{,}45\cdot10^{-19} \text{ ж}$.

n_1/n_2=?

Абсолют ноль температурада Ферми энергияси

$$E_{F_0}=\frac{h^2}{2m_0}\left(3\pi^2 n\right)^{2/3}.$$

Бу ерда m_0 – электрон тинч массаси; n – металлдаги бирлик ҳажмдаги электронлар сони. Охирги формуладан фойдаланиб, литий ва цезийдаги эркин электронлар сонини топамиз

$$n_1=\left(\frac{2E_{F_1}m_0}{h^2}\right)^{3/2}\cdot\frac{1}{3\pi^2};\quad n_2=\left(\frac{2E_{F_2}m_0}{h^2}\right)^{3/2}\cdot\frac{1}{3\pi^2}.$$

Ўлчамларни текшириб кўрамиз

$$[n]=\frac{[E_F]^{3/2}[m_0]^{3/2}}{[h]^3}=\frac{\text{ж}^{3/2}\cdot\text{кг}}{\text{ж}^3\cdot\text{с}^3}=\frac{\text{кг}^{3/2}}{\text{ж}^{3/2}\cdot\text{с}^3}=\frac{\text{кг}^{3/2}}{\text{Н}^{3/2}\cdot\text{м}^{3/2}\cdot\text{с}^3}=$$

$$=\frac{\text{кг}^{3/2}}{\text{кг}^{3/2}\cdot\text{м}^{3/2}\cdot\text{с}^{-3}\cdot\text{м}^{3/2}\cdot\text{с}^3}=\text{м}^{-3}.$$

Энди концентрациялар нисбатини топамиз

$$\frac{n_1}{n_2}=\left(\frac{E_{F_1}}{E_{F_2}}\right)^{3/2}.$$

Формулага зарур катталикларнинг сон қийматини қўйиб топамиз

$$\frac{n_1}{n_2}=\left(\frac{7{,}55\cdot10^{-19}}{2{,}45\cdot10^{-19}}\right)^{3/2}\approx 5{,}41.$$

Жавоб: $n_1/n_2=5{,}41$.

2-Масала. Кинетик энергияси Ферми сатҳи энергиясидан η = 2,0% ша фарқланувчи металлдаги эркин электронлар нисбий $\Delta N/N$ миқдори аниқлансин. Металнинг температураси T = 0 К деб ҳисоблансин.
Берилган: T = 0 К; η = 0,02 (2,0%), $\Delta N/N$=?
Ечиш. T = 0 К температурада металдаги эркин электронлар тақсимоти

$$dn_E=\frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2m_0}{h^2}\right)^{3/2}E^{1/2}dE,$$

бу ерда dn_E – E ва E + dE ораликдаги эркин электронлар концентрацияси; m_0 – электроннининг тинч массаси. Металдаги эркин электронлар концентрацияси қуйидаги интеграл орқали ҳисобланади

$$n=\int_0^{E_{F_0}}AE^{1/2}dE,$$

бу ерда E_{F_0} - T = 0 К даги Ферми энергияси; $A=\frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2m_0}{h^2}\right)^{3/2}$. Демак, металнинг V ҳажмидаги эркин электронлар сони

$$N=nV=AV\int_0^{E_F}E^{1/2}dE.$$

Бинобарин, кинетик энергияси Ферми сатҳи энергиясидан η = 2,0% ша фарқланувчи металлдаги эркин электронлар нисбий $\Delta N/N$ концентрацияси

$$\Delta n=\int_{0{,}98E_{F_0}}^{E_{F_0}}AE^{1/2}dE.$$

V ҳажмдаги эркин электронлар нисбий $\Delta N/N$ концентрацияси эса

$$\Delta N=\Delta nV=AV\int_{0,98E_{F_0}}^{E_{F_0}} E^{1/2}dE\,.$$

Ҳар иккала формулани биргаликда ечиб

$$\frac{\Delta N}{N}=\frac{\int_{0,98E_{F_0}}^{E_{F_0}} E^{1/2}dE}{\int_{0}^{E_{F_0}} E^{1/2}dE}\,.$$

ва ҳосил бўлган тенгламани дифференциаллаб

$$\frac{\Delta N}{N}=\frac{E_{F_0}^{3/2}-0,98^{3/2}E_{F_0}^{3/2}}{E_{F_0}^{3/2}}=1-0,98^{3/2}\approx 0,03\,.$$

эканлигини топамиз.

Жавоб: $\Delta N/N=0,03$ (ёки 3%).

ЯДРО ФИЗИКАСИ АСОСЛАРИ

КИРИШ

Ядро физикаси - атом ядросининг тузилиши, хусусиятлари ва ядро ичида юз берадиган жараёнларни ўрганувчи фандир. Ҳозирги замон техникаси ва энергетикасининг энг катта ютуғи бу ядро физикаси фанининг тараққиёт даражаси билан белгиланади. 1896 йилда француз физиги Анри Беккерел (1852-1908) радиоктивлик ҳодисасини кашф этди. Бундай ҳодисани Пер Кюри (1859-1909) ва Мария Склодовская-Кюри (1867-1937) ҳамда инглиз физиги Э. Резерфордлар текшириб моддаларнинг асосий хоссаларини ва радиоктивлик ҳодисасининг асосий омилларини тажрибада исботлаб кўрсатиб бердилар. Масалан, Э. Резерфорд тез α-заррачаларни турли элементларнинг атомлари билан ўзаро таъсирлашувида олинган тажриба натижаларидан, атом барча массасини ўз ичига олган ва мусбат зарядга эга бўлган кичик ҳажмга эга бўлган ҳамда диаметри тахминан 10^{-13}см га тенг бўлган ядрога эга эканлигини исботлади. α-заррачаларнинг азот ядроси билан тўқнашгандан кейин водород атоми ядроси ва протон юзага келишини 1919 йилда Резерфорд аниқлади, бундай ҳодиса сунъий равишда атомларнинг бир кўринишидан бошқасига ўтишининг бошланиши даври бўлиб қолди. 1919 йилдан бошлаб инглиз физиги Астон томонидан изотоплар кашф қилинди, француз физиклари И. Кюри (1897-1956) ва Ф. Жолио-Кюри (1900-1958) ва инглиз физиги Чадвик нейтринони кашф қилишди, буларнинг барчаси эса ядро физикасининг вужудга келишиги пойдевор бўлиб хизмат қилди. Резерфорд биринчи маротаба алфа-зарралар билан азот $^{14}_{7}\mathrm{N}$ ядросини бомбардимон қилиб, $^{4}_{2}\alpha + {}^{14}_{7}\mathrm{N} \rightarrow {}^{17}_{8}\mathrm{O} + {}^{1}_{1}\mathrm{H}$ ядро реакциясини амалга оширди. Бу ҳодиса инсониятнинг табиат кучлари устидан эришилган дастлабки ғалабаси эди. Реакцияда вужудга келган водород атомининг ядроси барча ядролар таркибига кирувчи элементар зарра эканлиги аниқланди ва протон (p) деб ном берилди. Протон биринчи деган (ядро таркибига кирувчи биринчи зарра) маъносини англатади. Протон массаси $m_p=1836{,}1m_e$, заряди $q_p=1{,}6\cdot10^{-19}$ Кл электрон зарядига тенг, ишораси эса қарама-қаршидир. Протон кашф этилгандан сўнг ядронинг протон-электрон модели яратилди, лекин бу модел ядро моментларини тушунтириб бера олмади. Ядронинг ички хусусиятларини ўрганиш учун юқори энергияли тезлаткичлар қурила бошланди. Шу мақсадда Э. Лоуренс томонидан циклотрон яратилди. 1932 йили Д.Чедвик (1891-1974) зарядсиз массаси протон массасига яқин $m_n=1838{,}6\ m_e$ нейтрал зарра нейтронни кашф этди. Нейтрон кашф этилгач, Д.Д. Иваненко, Гейзенберглар атом ядросининг протон-нейтрон моделини тавсия этишдилар. Бу моделга кўра атом ядролари протон ва нейтронлардан ташкил топган деб қаралади. Ҳозирги кунгача ҳам шундай тасаввур сақланиб келмокда. Д. Кокрофт, Э. Уолтонлар сунъий тезлаштирилган протонлар билан биринчи ядро реакциясини амалга оширдилар. К. Андерсон космик нурлар таркибида

позитрон (e^+) ни кашф этди. Космик нурлар ва ядро нурланишларни ўрганиш учун Вилсон камераси ва фотоэмулсия усуллари яратилди.

Ядро таркибини ўрганиш билан бир вақтда ядро кучлар хусусиятлари аниқлашга жиддий эътибор қаратилди. И.Е. Тамм (1895-1971), Д.Д. Иваненко (1907-1981), кейинчалик 1935 йилларда япон олимларидан Х. Юкавалар ядро кучлар оралиқ π-мезон зарралар ёрдамида амалга ошади деб қараб, ўзларининг мезон назариясини ишлаб чиқишдилар. 1934 йили И. Кюри ва П. Жолио-Кюрилар суъний радиоактивлик ҳодисасини, Э.Ферми β-емирилиш назариясини яратди. 1937 йил К. Андерсон, С. Недермейерлар космик нурлар таркибидаги μ-мезон деб аталган зарраларни очди. Бу вақтга келиб кўплаб элементар зарралар ва бу зарраларнинг бир-бирларига ўтиш жараёнлари ўрганила бошланди. 1939-1945 йиллар оғир ядроларнинг нейтронлар таъсирида бўлиниши ва бунда катта энергия ажралиши, яъни ядро занжир реакциялари амалга оширилди. Ядро бўлиниш назариясини 1939 йил Й.И. Френкел, Н. Бор ва Ж. Уйлерлар томчи моделига асосан ишлаб чиқишди. Э. Ферми бошчилигида АҚШда 2 декабр 1942 йил атом реактори ишга тушди. 1944-1945 йилларда В.И. Векслер, Э.Мак-Миллан зарядли зарра тезлатгичларига автофазировка принципини ишлаб чиқдилар, бу эса ўз навбатида тезлатгичлар энергиясини бир неча тартиб ошириш имкониятини берди. 1946 йилдан бошлаб кўплаб (бетатрон, синхротрон, синхрофазотрон, чизиқли резонанс) тезлатгичлар қурила бошланди. Тезлатгичлар яратилиши кўплаб элементар зарралар (мезонлар, адронлар, гиперонлар, резонанс зарралари) очилишига ва уларнинг хусусиятларини ўрганиш, бундан ташқари, турли ядро реакцияларини ўтказиш имкониятини берди. Бу даврга келиб кўплаб ядро моделлари яратилди. 1954 йил 27 июнида собиқ СССРда биринчи атом электростанцияси (АЕС) ишга туширилди. Бу билан ядро энергиясидан тинчлик мақсадида фойдаланиш даврини бошлаб берди, ҳозирги вақтда юзлаб АЕС лар ишлаб турибди. Ядро ички энергиялардан фойдаланишнинг яна бир тури енгил ядролар қўшилиши (синтез) реакциялари, яъни термоядро реакцияси ҳисобланади. Ҳозирги вақтда термоядро реакциясини бошқариш энг актуал муаммо, бу муаммо ҳал этилса, инсониятнинг энергияга бўлган эҳтиёжи тўла қондирилган бўлур эди.

Ядро физикаси тез ривожланиб бораётган соҳадир. Айниқса, кейинги йилларда техника тараққиёти туфайли кўплаб йўналишлар бўйича илмий изланишлар олиб бориш жараёни ядро физикасининг барча соҳаларининг квант хусусиятларини аниқлаш имкониятини берди. Ҳозирги вақтда ядро физикаси фани олдида: ядро кучлар табиатини, элементар зарралар хусусиятларини ҳамда термоядро реакциясини бошқариш каби энг муҳим муаммолар турибди. Бу хил муаммоларни ҳал этишда, ягона назарияни яратишга асосий қийинчилик шундан иборатки, ядродаги нуклонлар орасидаги ўзаро таъсирлашув кучлари табиатини тўлиқ билмаймиз (ядро кучлари табиатда энг катта куч, бу кучдан катта кучга эга эмасмиз, қисқа масофада $P=10^{-13}$ см, таъсирлашув вақти $t=10^{-3}$ с бўлганлиги учун). Иккинчи томондан нуклонлар орасидаги таъсирлашувни билганимизда ҳам

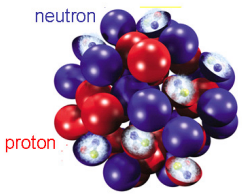
таъсирлашув қийматини ҳисоблаш учун математик ҳисоблаш имкониятига эга эмасмиз, чунки ядро кўп нуклонли система. Ҳозирги замон ЭҲМлари ҳам бундай ҳисоблар учун ожизлик қилади. Шунинг учун ҳозирги яратилаётган назариялар тажриба натижаларини умумийлаштиришга асосланган феноменологик хусусиятга эгадир. Ядро физикаси фани ҳозирги замон тезлаткичлари, қайд қилувчи детекторлар, камералар, ЭҲМлар, электрон автоматик қурилмалар ёрдамида ривожланиб бормоқда. Ядро физикаси тараққиёти энергетика, геология, тиббиёт, автоматика, экология каби кўплаб соҳаларда кенг кўлланилмоқда.

I-БОБ
АТОМ ЯДРОСИНИНГ ХОССАЛАРИ

1.1. Ядронинг асосий хусусиятлари

Тажриба натижалари ҳамда назарий ҳисоблашлардан маълумки, атом ядроси протон ва нейтронлардан ташкил топган. Протон массаси деярли нейтрон массасига тенг, электроннинг массасидан эса қарийб 2000 марта катта:

$$m_n = 1836{,}15\ m_e = 1{,}67265*10^{-24}\ г.$$
$$m_н = 1838{,}68\ m_e = 1{,}67495*10^{-24}\ г.$$



1.1-расм

Протоннинг заряди мусбат ишорага эга бўлиб, унинг миқдори электрон зарядининг миқдори билан тенг, аммо қарама-қарши ишорага эга. Нейтрон эса зарядсиз, яъни нейтрал заррачадир. Протон ва нейтронлар хусусий моментга ва бинобарин спинга эга S=1/2. Улар Ферми-Дирак статистикасига бўйсунувчи фермионлар бўлиб ҳисобланади. Протоннинг спини электрон спинига тенг, аммо массаси эса катта бўлганлиги учун унинг магнит моменти

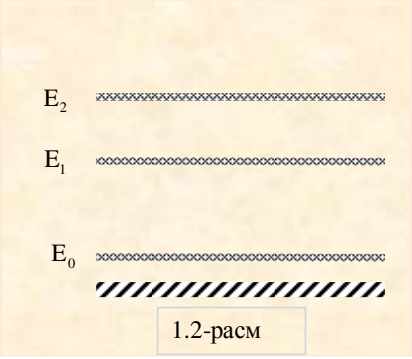
$$\mu_B = \frac{eh}{2m_p c} = 5{,}05*10^{-24} = 1836.1\,\mu_{ям}\ \frac{эрг}{гс}$$

Нейтрон нейтрал зарра бўлишига қарамасдан, у ҳам магнит моментига эга. Нейтроннинг магнит моменти $\mu_н$= -1,91 $\mu_{ям}$ га тенг. Магнит моменти ишорасининг манфийлиги унинг спин йўналишига қарама-қарши йўналишда эканлигини билдиради. Протон ва нейтронларнинг магнит моментларининг бошқача бўлиши бу зарраларнинг мураккаб тузилишга эга эканлигини кўрсатади. Атом ядроси турғун ёки радиоактив бўлиши мумкин. Бу ядролар масса сони A, электр заряди Z, массаси M, тўла боғланиш энергияси E_b, радиуси (ўлчами) R, спини I, магнит моменти μ, электр квадрупол моменти Q, изотопик спини T ва шу ядронинг тўлқин функциясига хос бўлган жуфтлиги P билан характерланади. Бундан ташқари, атом ядролари яна ўзларининг энергетик ҳолатлари билан характерланиб, энг кичик энергияли ҳолатига *ядронинг асосий ҳолати* ва ундан юқори энергияга эга бўлган ҳолатларга *уйғонган ҳолатлар* деб аталади. Юқорида санаб ўтилган ядро хусусиятларининг деярли ҳаммаси ядронинг асосий ҳам уйғонган ҳолатлари учун хосдир. Масса сони A ва заряди Z дан ташқари ҳамма хусусиятлари ҳолат энергияси ўзгарганда ўзгариши мумкин. Уйғонган ҳолатдаги ядро хусусиятларига, яна ядронинг бир энергетик ҳолатдан иккинчисига ўтиш усули, ядровий реакциялар кўрилганда зарранинг ядро билан ёки ядроларнинг ўзаро таъсирлашиш кесими ва ядровий реакцияларда ажралган энергия, иккиламчи зарраларнинг бурчак тақсимоти ва бошқа катталиклар билан характерланади.

Ядро заряди ва массаси. Атом ядроси протон ва нейтрондан ташкил топган, протонлар сони Z ва нейтронлар сони N биргаликда масса сони A деб аталади: A= Z+N. Барча ядровий реакцияларда масса сони сақланади. Бунга *нуклонлар ёки барион сони сақланиши* деб аталади. Масалан: ${}^{A}_{Z}X$- X - химиявий белгиси, A- атом масса сони, Z - ядро заряди, ${}^{4}_{2}He, {}^{16}_{8}O, {}^{235}_{92}U$ - гелийнинг масса сони 4, заряди 2, нейтронлар сони 2 га, кислороднинг масса сони 16, заряди 8, нейтронлар сони 8 га ва ураннинг масса сони 235, заряди 92, нейтронлар сони 143 га тенг. Масса сони, масса атом бирлигида ҳисобланган ядро массасидан ~1% ларгача фарқ қилиши мумкин. Атом ядросининг яна муҳим хусусияти заряддир. Ядро заряди ядрони ташкил этган зарралар зарядлари йиғиндисига тенг бўлиши керак. Ядро протон ва нейтронлардан иборат экан, нейтрон зарядсиз – нейтрал зарра. У ҳолда ядро заряди протонлар зарядлари йиғиндисига тенг бўлади. Протон заряди мусбат миқдор жиҳатдан электрон зарядига тенг: $e=1,6*10^{-19}$ Кл. Ядро заряди ядрода протонлар сонини характерлайди, лекин ядрода заряд тақсимотини англатмайди. Ядро заряди ядродаги протонлар сонига ёки Менделеевнинг элементлар даврий системасидаги элементнинг тартиб рақамига тенг.

1913 йилда инглиз олими Мозли томонидан яратилган қонунга асосан ядро зарядини ядро атоми қобиғидан чиқаётган характеристик рентген нурлар частотаси орасидаги боғланиш

$$\sqrt{\nu}=AZ-B \qquad (1.1)$$



1.2-расм

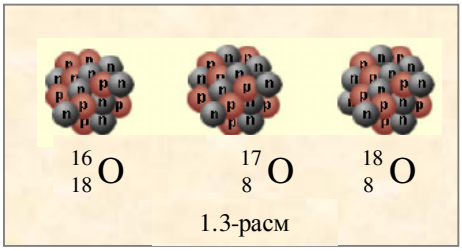
га кўра аниқлаш мумкин. Характеристик рентген нурланиши атомнинг ички (масалан, K, L, M ва ҳ.к.) қобиқларида ҳосил бўлган бўш ўринларни юқори қобиқдаги электронлар эгаллаганда ҳосил бўлади. Нурланиш сериялардан иборат бўлиб, берилган нурланиш серияси учун A ва B ўзгармас коэффициентлар бўлиб элемент турига боғлиқ эмас. Демак, A ва B коэффициентлар маълум бўлса, характеристик рентген нурланиш частотасини (ν) тажрибада ўлчаб, элементнинг тартиб номери Z ни аниқлаш мумкин. Бундан ташқари, атом ядросининг зарядини 1920 йилда Чедвик қўллаган усул билан ҳам аниқлаш мумкин. Бунда α-зарраларнинг юпқа металл тасмалардан сочилиши учун Резерфорд келтириб чиқарган формуладан фойдаланилади

$$\frac{dN}{N}=nd\left\{\frac{Ze^2}{m_a\vartheta}\right\}^2\frac{d\Omega}{\sin^4\frac{\theta}{2}} \qquad (1.2)$$

бунда: dN-θ бурчак йўналишидаги dΩ фазовий бурчак ичида сочилган α-зарралар сони. N - α зарраларнинг дастлабки сони, n – муҳитнинг ҳажм бирлигидаги ядролар сони, d – муҳит қалинлиги. Берилган радиоактив модда учун α-зарраларнинг тезлиги ϑ-маълум. Резерфорд тажрибаси (1.2) ёрдамида сочилган α-заррачаларни ҳисоблаб, сочувчи ядро зарядини топиш мумкин. Электр зарядининг миқдори барча ядро жараёнларида сақланади. Бунга *электр зарядининг сақланиш қонуни* деб аталади. Ядронинг массаси атом массаси бирлигида ўлчанади. Маълумки, атом нейтрал ҳолатда бўлади. Бир масса атом бирлиги - ^{12}C массасининг 1/12 қисми олинган.

$$1\text{m.a.b}=\frac{1}{12}{}^{12}\text{C}=\frac{1}{12}\frac{12}{N_A}=\frac{1}{6{,}025\cdot10^{23}}=1{,}66\cdot10^{-24}\text{г.}$$

Атом ядроси нуклонлардан иборат мураккаб система бўлгани учун унинг энергияси нуклонлар ички ҳаракат энергияси билан белгиланади. Нуклонлар ички ҳаракат энергияси қанча катта бўлса, тинч ҳолат массаси $m_0=\frac{E}{c^2}$ шунча катта бўлади. Ядро асосий тинч ҳолатида масса ва энергиянинг энг минимал қийматига мос келади. Яъни, нуклонлар ҳаракатининг минимум ҳаракати (частотаси) *асосий ҳолат* дейилади. Ядро ташқаридан энергия қабул қилса, энергияси ошади, ядро дискрет уйғонган E_1, E_2, ..., ҳолатларга ўтади, мос равишда массаси ҳам $\Delta m=\frac{E_1}{c^2}$ ошади. 1.2- расмда энергия (0) ядро асосий ҳолати, E_1, E_2 лар уйғонган ҳолат энергиялари тасвирланган.



1.3-расм

Ҳар бир ядро ўзига хос уйғониш энергияларига эга бўладилар, ядронинг уйғониш энергияси қандай йўл билан уйғонишига боғлиқ эмас. Барча ядро жараёнларида энергия сақланиши рўй беради. Атом массаларининг аниқ қиймати масс-спектрометрик қурилмаси ёрдамида тажрибада аниқланади. Ядродаги нуклонлар миқдорларига қараб *изотоп, изобар, изотон, кўзгули ядролар* деб аталадилар. Бир хил зарядга (Ze), яъни бир хил сонли протонга, аммо ҳар хил масса сонига А эга бўлган ядроларга *изотоплар* деб аталади. Масалан, $^{16}_{8}O, ^{17}_{8}O, ^{18}_{8}O$ протонлар сони бир хил, нейтронлар сони турлича, элементлар даврий системасида бир жойда жойлашади. Изотоплар бир хил химиявий ва оптик хусусиятларга эгадирлар (1.3-расм). Лекин физик хусусиятлари масса сони, тоқ-жуфтликлари турличадир. Масса сони А бир хил, зарядлари ҳар хил ядроларга *изобар* ядролар деб аталади, масалан, $^{10}_{4}$Âå, $^{10}_{5}$Â, $^{10}_{6}$Ñ. Изобарлар химиявий хусусиятлари турлича, физик хусусиятлари, нуклон сони бир хил бўлади. Биринчи ядронинг протонлари иккинчи ядронинг нейтронларига, иккинчи ядронинг протонлари биринчи ядрони

нейтронларига тенг бўлса *кўзгули ядролар* деб аталади: масалан, ${}_0^1n \to {}_1^1P$, ${}_1^3H_2 \to {}_2^3He_1$, ${}_4^7Be_3 \to {}_3^7Li_4$. Кўзгули ядролардан бири радиоактив бўлади. Ҳар қандай ўзгаришлардан сўнг улар бир-бирига ўтадилар. Бу ядроларнинг хусусиятлари бир-бирига анча яқин. Кўзгули ядролар, ядро кучлар табиатини ва ядро кучларига электромагнит майдонининг ҳиссасини аниқлашда кенг қўлланилади. Нейтронлари бир хил бўлган ядроларга *изотоплар* деб аталади.

Ядроларнинг ўлчами ва зичлиги

Ядро ўлчами – ядронинг мавжудлик соҳаси ёки ядро кучларининг таъсир сферасидир. Ядро ўлчами (радиуси) $R \sim 10^{-15}$ м бўлиб, атом радиусидан 10^5 маротабалар кичикдир. Ядро ўлчамини тажрибада аниқлашнинг кўпгина усуллари мавжуд. Масалан, электрон ва нейтронларнинг атом ядросида сочилишига кўра, ундан ташқари ядро радиусини «кўзгу» ядроларга, протонларнинг электростатик таъсир энергиясини ўрганиш, μ-мезонлар рентген нурланишнии ўрганиш ва алфа радиоактив ядроларнинг емирилиш қонунини ўрганиш йўли билан ҳам аниқлаш мумкин. Юқорида санаб ўтилган усуллар ядровий кучнинг ўзаро таъсир соҳасини ёки электромагнит ўзаро таъсир соҳасини аниқлашга асосланган. Турли усуллар ядро тахминан шар шаклида эканлиги ва аниқ чегарага эга эканлигини ҳамда радиуси масса сонига боғлиқ равишда ошиб боришлигини кўрсатади

$$R = R_0 A^{1/3}. \qquad (1.3)$$

Бу ерда R_0 – доимий катталик бўлиб, унинг қиймати ядро радиусини аниқлаш усулига боғлиқ равишда (1,2÷1,4)F га тенг. (1 Ферми: $F=10^{13}$ см). Тез нейтронларнинг сочилишига оид тажрибалардан $R_0=1.4F$, α-парчаланиш натижаларини $R_0=1,3F$, зарядли зарралар таъсирида бўладиган ядро реакциялари натижаларга кўра $R_0=1,6F$. (1.3) ифодадан ядрони шар шаклида деб қараб, ҳажм бирлигидаги зарралар сонини топамиз

$$N = \frac{A}{V} = \frac{3A}{4\pi R_0^3 A} = \frac{3}{4\pi R_0^3} = \frac{3}{4 \cdot 3.14 \cdot 10^{-39}\,см^3} \approx 10^{38}\,\frac{нуклон}{см^3}.$$

Ядро зичлиги ҳажм бирлигидаги нуклонлар массаси m_N

$$\rho = n\,m_N = 10^{38}\,\frac{нуклон}{см^3} \cdot 1.66 \cdot 10^{-24}\,г = 10^{14}\,\frac{г}{см^3} = 100 \cdot 10^{64}\,\frac{t}{см^3}.$$

Нуклонлар орасидаги масофа

$$\delta = \sqrt{\frac{V}{A}} = \sqrt{\frac{4\pi R^3}{3A}} = \sqrt{\frac{4\pi}{3}} R_0 = 2.3 \cdot 10^{-13}\,см.$$

Кўриниб турибдики, ядро ҳажм бирлигидаги нуклонлар сони, ядро зичлиги, нуклонлар орасидаги масофа ҳам ўзгармас, ядро турига боғлиқ эмас экан. Демак, ядродаги нуклонлар орасидаги масофа барча ядролар учун ўзгармас экан, ядро сиқилмайди, масса сони ортиши билан ҳажми ошиб боради. Ядро кучлари қисқа масофада катта куч билан таъсир этади.

Ядронинг боғланиш энергияси.

Ядро боғланиш кучлари туфайли А нуклондан, яъни Z-протон ва N=A-Z нейтрондан ташкил топган системадан иборат. Агар ядрони уни ташкил қилувчи нуклонларга ажратмоқчи бўлсак, боғланиш кучининг таъсирига қарши иш бажариш керак. Бу ишнинг катталиги боғланиш энергияси ёки ядро барқарорлигининг ўлчамидир. *Боғланиш энергияси* – нуклонларга кинетик энергия бермасдан нуклонлар орасидаги боғланишни (ўзаро алоқани) узиш учун керак бўлган энергиядир. Бу энергияни ядродаги нуклонларнинг ўзаро таъсир (ядро кучлар) қонунияти ҳозирча номаълум бўлса ҳам, энергиянинг сақланиш қонуни ва нисбийлик назариясининг масса билан энергияни боғлайдиган $E = mc^2$ ифодасидан топиш мумкин. Агар ядронинг массаси m(N, Z) ни уни ташкил қилган нуклонлар масса сонига тўғри келувчи массалари йиғиндиси $\left[Zm_N + Nm_N\right]$ га солиштирсак, биринчи масса иккинчисидан бир оз кичик, фарқ Δm эканлигини кўрамиз. Бу массаларнинг фарқи масса дефекти деб аталади

$$\Delta m = \left[Zm_N + (A-Z)m_N - M(A,Z)\right].$$

Бу ерда Zm_N - протонлар массаси, $(A-Z)m_N$ - нейтронлар массаси, $M(A,Z)$ - ядронинг массаси. Масса дефекти нуклонларнинг жипслашиб, ядро ҳосил қилиш натижасида ажралиб чиққан Е боғланиш энергиясининг катталигини ифодалайди

$$E_b = \Delta m c^2 = \left[Zm_N + (A-Z)m_N - M(A,Z)\right]c^2.$$

1.2. Ядро кучлари ва моделлари

Ядро ўзаро таъсир кучининг хусусиятларини ўрганиш шуни кўрсатадики, нуклонларнинг ўзаро ядровий таъсири зарядга боғлиқ бўлмас экан, яъни протон билан протон, протон билан нейтрон ва нейтрон билан нейтрон орасидаги ядровий ўзаро таъсир бир хил бўлар экан. Айтилганлардан, протон ва нейтрон электромагнит ўзаро таъсир аниқлигида айнан ўхшаш зарралар эканлиги келиб чиқади. Шунинг учун ҳам улар нуклон деган умумий ном билан аталади. Нуклонларнинг таъсирлашуви зарядга боғлиқ бўлмаслиги яна қўшимча эркинлик даражасига эга эканлигини кўрсатади. Яъни ядро кучлар майдонида айнан бир хил зарра (нуклон) бўлиши мумкин, зарядли (протон) ёки зарядсиз (нейтрон) кўринишида. Агар ядро таъсирлашувида электромагнит таъсирлашувни инобатга олмасак протонни

нейтрондан фарқ қилиб бўлмайди. У ҳолда икки заряд ҳолатдаги дублет деб қараш мумкин. Нуклонларнинг заряд ҳолатини характерлаш учун Гейзенберг томонидан изотопик спин квант сонини киритилди. Изотопик спин Т қандайдир изотопик фазада деб қаралади. Бу квант сони ҳам орбитал ва спин квант сонлари каби N=2T+1 қийматга эга бўлади. Изотопик фазада зарра ҳамма вақт координата бошида, зарра айланиши мумкин, лекин илгарилаб ҳаракат қилмайди. Зарра импулс ва орбитал моментга эга эмас, спинга ўхшаш ҳаракат миқдори моментига эга. Бу моментга *изотопик спин* дейилади. Изотопик спин квантлашуви спин квантлашуви кабидир. Изотопик спин Т ярим бутун, бутун қийматлар қабул қилиши мумкин. T=0,1, 3/2, ... Изотопик фазада 2T+1 проекцияга эга бўлади. Бу айнан бир хил зарраларнинг турли заряд ҳолатлар сонини ифода этади. Изотопик спиннинг бирор ξ-ўққа проекцияси турлича зарядли зарраларга мос келади. Изотопик спин T=0 бўлса, битта заряд ҳолат – синглет, T=1/2 бўлса N=2·1/2+1=2 – дублет, T=1 бўлса 3 та заряд ҳолати – триплет ҳолатлар бўлади.

Изотопик спин нуклон учун T=1/2, N=2T+1=2 иккита заряд ҳолати бўлиши мумкин. Т нинг ξ-ўққа проекциялари $T_\xi=+1/2$ протонга мос келади, $T_\xi=-1/2$ эса нейтронга мос келади. π-мезонлар учун изотопик спин T=1 демак, N=2·1+1=3 айнан бир хил π-мезонлардан учта бўлиши керак. Проекциялари $T_\xi=1(\pi^+)$, $T_\xi=0$ (π^0), $T_\xi=-1(\pi^-)$ заряд ҳолатларига мос келади. Ядровий ўзаро таъсир характери нуклон хилига, яъни изотопик спин векторининг проекциясига боғлиқ бўлмагани учун у фақат Т векторнинг катталиги билан аниқланади. Демак, ядровий ўзаро таъсир изотопик фазодаги турли йўналишларга нисбатан инвариант экан. Ядровий кучнинг бундай хусусияти унинг *изотопик инвариантлик хусусияти* деб аталади. Изотопик инвариантликдан ядро таъсирлашуви туфайли кечадиган барча жараёнларда изотопик спиннинг сақланиш қонуни келиб чиқади. Ядронинг изотопик спини қуйидагича аниқланади $T_\xi=\sum_{i=1}^{A} T_i$, Изотопик спин проекцияси эса

$$T_\xi=\sum_{i=1}^{A}(T_\xi)_i=\frac{1}{2}(Z-N)=\left|\frac{2Z-A}{2}\right|.$$

Масалан, ${}^3_2He_1$ ядро изотопик спини. $T=\frac{4-3}{2}=\frac{1}{2}$ Вектор проекциялари сони 2T+1=2·1/2+1=2. Демак, ${}^3He$ нинг хусусиятларига ўхшаш яна бир ядро бўлиши керак, бу ${}^3H_2$-тритонийдир. Унинг учун изотопик спин T=1/2, проекцияси

$$T_\xi({}^3_1He_2)=\frac{2-3}{2}=-\frac{1}{2}$$

га тенг. Изотопик спин проекцияси нуклонлар сони (барион сони –В) ва электр заряди билан қуйидагича боғланган

$$Z = T_{\xi} + \frac{B}{2}. \qquad (8.1)$$

Электромагнит таъсирлашувда заряд ва нуклонлар сони сақланади. Шунга кўра (8.1) дан изотопик спин проекцияси ҳам сақланиши керак. Изотопик спин кучли таъсирлашувдагина сақланади, проекцияси эса кучли ва электромагнит таъсирлашувларда сақланади. Шундай қилиб, изотопик спин кучли таъсирга кўра кечадиган нуклонлар, π ва к-мезонлар, гиперонлар ва антизарралар билан бўлган жараёнларда албатта сақланади. Нуклонларнинг ўзаро таъсирлашуви ва бошқа тажриба натижалари асосида протон ва нейтрон ядро кучлар майдонида айнан бир хил зарралар эканлиги, нуклонлар фермион зарралар бўлганлиги сабабли Паули тамойилига бўйсуниши керак. Умуман нуклонлар оддий фазода силжишларга тўғри келадиган узлуксиз x, y, z – координаталар бўйича ва битта спин ҳолати ҳамда зарядли ҳолатига мос келувчи бешта эркинлик даражасига эгадир. Паули тамойилига кўра иккита айнан бир хил зарралар тўлқин функциялари зарралар алмашинувига антисимметрик бўлиши лозим. Бу эса координат, спин ва изотопик спин проекциялар тўлқин функцияларининг симметрик ёки антисимметриклигига боғлиқ. Координаталар тўлқин функцияси симметрик ёки антисимметриклиги орбитал квант сони 1-га боғлиқ, 1-жуфт бўлса (M: s; d-ҳолатларда 1=0,2...) симметрик, 1 нинг тоқ қийматларида (M: p; f-ҳолатларда 1=1,3...) антисимметрик. Спинлар проекцияси тўлқин функциялари спинлар йиғиндиси нол бўлса, антисимметрик, агар бирга тенг бўлса симметрик. Ҳақиқатдан ҳам Паули тамойили бўйича бир энергетик ҳолатда иккита айнан бир хил зарра спинлари параллел ҳолда бўла олмайди. Спинлари йиғиндиси нол бўлса, у ҳолда спинлар йўналиши қарама-қарши бўлади, бундай ҳолат рухсат этилади. Нуклонлар таъсирлашувлари С-ҳолатда кечаётган бўлсин: у ҳолда тўлқин функциялари антисимметрик бўладилар.

1) p-p-таъсирлашувда T=1, ℓ =0, S=0. Изотопик спин тўлқин функцияси симметрик, чунки T=1 га тенг, 1-0 бўлгани учун координата функцияси ҳам симметрик, спин функцияси S=0 бўлгани учун антисимметрик иккита бир хил протон S-ҳолатда спинлари параллел ҳолда бўла олмайди, албатта антипараллел бўлиши керак. Демак, $\psi_1 \rightarrow \psi_1(\ell = 0)$, $\psi_s \rightarrow -\psi_s(S=0)$, $\psi_\tau \rightarrow \psi_\tau$ (T= ℓ)

$$(-1)^{1+S+T} = (-1)^{0+0+1} = -1$$

n-n-таъсирлашув ҳам p-p-таъсирлашув каби бўлади.

2) Худди шунингдек, n-p таъсирлашувда (T=1, ℓ =0, S=0) изотопик спин функцияси симметрик, чунки n, p лар учун T=1/2 ўрин алмаштириш билан T-ўзгармайди, спинлари антипараллел ҳолатда, шунинг учун спин тўлқин

функцияси антисимметрик бўлади. Шундай қилиб, $\psi_1 \to \psi_1$ ($\ell=0$) – симметрик, $\psi_s \to -\psi_s$ ($s=0$) –антисимметрик, $\psi_\tau \to \psi_\tau$ ($T=\ell$) симметрик бўлади.

$$(-1)^{1+c+T}=(-1)^{0+0+1}=-1.$$

3) n-p – таъсирлашув спинлари бир хил йўналган $T=0$; $\ell=0$; $S=1$, у ҳолда

$$(-1)^{1+S+T}=(-1)^{0+1+0}=-1.$$

Юқоридагилардан кўриниб турибдики, S-ҳолатда (изотопик спин квант сонини инобатга олинганда) исталган иккита нуклон таъсирлашув тўлқин функциялари антисимметрик Паули тамойилини қаноатлантиради.

Томчи модели

Томчи модели энг дастлабки моделлардан биридир. Бу моделни атом назариясининг асосчиларидан даниялик олим Нилс Бор таклиф қилган. Томчига ядронинг ўхшашлик далиллари: ядро зичлиги жуда катта ($\sim 10^{14}$ г/см^3) бўлиб, сиқилмайди, ядро ҳажмининг ундаги нуклонлар сонига пропорционаллиги

$$R = R_0 A^{1/3}; \quad V = \frac{4}{3}\pi R^3 = \frac{4}{3}\pi R_0^3 A$$

ва турли ядроларда нуклонлар ўртача энергиясининг тахминан доимийлиги (ε=8 МэВ), ядро моддаси билан суюқлик томчисининг ўхшашлиги. Бунда ядро кучлари ҳам суюқлик молекулалари орасидаги таъсир кучларига ўхшаш тўйиниш қобилиятига эга эканлиги келиб чиқади. Томчи моделида ядро зичлиги бир хил эканлиги тўғрисидаги экспериментал маълумотларга асосланган Бор ядродаги нуклонларнинг ҳаракати суюқликдаги атом ва молекулаларнинг ҳаракатига ўхшайди, деб фараз қилади. Суюқликнинг ташқи таъсирга учрамаган томчиси сирт таранглик туфайли сфера шаклида бўлади. Бу модел ядронинг нейтронлар, протонлар ва алфа зарралар билан таъсирлашувида юзага келадиган айрим хусусиятларини тушунтиради. Хусусан бу модел ёрдамида нейтрон ядро билан тўқнашиб, ядрога ютилиб гамма-квантлар чиқишини тушунтиради. Нуклонларнинг ядро ичида ниҳоятда катта зичликка эга бўлиши ва ядро таъсирларининг кучлилиги туфайли нейтрон ўз энергиясини бошқа нуклонларга беради, яъни изотоп ҳосил бўлади. 1935 йил К. Вейцзеккер тажриба натижаларига асосан ядрони суюқ томчи деб қараб, ядро *боғланиш энергияси* учун ярим эмпирик формулани яратди. Ядронинг сиқилмаслиги, нуклонлар орасидаги таъсирлашув қисқа масофада бўлиши, солиштирма боғланиш энергиясининг доимийлиги ядро моддасининг суюқ томчига ўхшайди дейишга асос бўлади. Ядро боғланиш энергияси масса сони билан чизиқли боғланган

Томчи модели

$$E_b = \alpha A .$$

Бу ерда α-солиштирма боғланиш энергияси, А- масса сони. Биринчи ифодада А нуклондан ташкил топган ядрода ҳамма нуклонлар бир хил боғланиш энергияси билан боғланиб турибди, деб қаралади. Аслида бундай эмас, чунки ядро суюқ томчи – шар шаклида бўлса, сиртда жойлашган нуклонлар тўла сирт билан таъсирлаша олмайди, фақатгина ички томондан таъсирлашади. Шунинг учун сирт энергиясига тузатма киритиш лозим. Шар сирти учун сирт энергияси

$$E_b = 4\pi \cdot \sigma R^2 .$$

бунда σ - сирт таранглик коэффициенти. Ядро сирт таранглик коэффициентининг сувникига нисбатан жуда катта бўлиши ядро боғланиш энергиясининг катталигидан (R - ядронинг радиуси)

$$E_b = \alpha A E_0 = 4\pi \cdot \sigma R_0^2 A^{2/3} = \beta A^{2/3} .$$

Ядро ҳажми ёки ўлчами ошиб бориши билан сирт юзасининг ҳажмга нисбати камаяди, демак оғир ядроларда боғланиш энергиясининг сирт энергияси ҳисобидан пасаяди. Сирт энергияси $E_b \sim \beta A^{2/3}$ тартибда боғланиш энергиясини камайтиради

$$E_b = \alpha A - \beta A^{2/3} .$$

Ядро зарядланган шар деб қаралса, ядродаги протонларнинг ўзаро Кулон итарилиш энергияси ҳисобидан ҳам боғланиш энергияси камайишини эътиборга олиш лозим. Бу энергия Z^2 боғлиқ бўлганлиги сабабли оғир ядроларда етарли даражада катта бўлади. Электродинамикадан маълумки, текис зарядланган шар учун Кулон энергияси

$$E_k = \frac{3(Zt)^2}{4\pi\varepsilon_0 5R} = \frac{3e^2}{20\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{Z^2}{R_0 A^{1/3}} = \gamma Z^2 A^{\frac{1}{3}} .$$

Ядро боғланиш энергияси ядродаги протон ва нейтронларнинг фарқига ҳам боғлиқ бўлиб, протон ва нейтронлар сони тенг бўлганда ядролар турғун бўлади. Протонлар сони нейтронлар сонига тенг бўлган ядролар учун Z=A/2 дир ва бу тенгликда ҳар икки томоннинг ўзгариши ядронинг боғланиш энергиясининг камайишига сабаб бўлади. Протон билан нейтронларнинг ўзаро тенг бўлмаслигини $\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2$ миқдор характерлайди. Шунинг учун

ядронинг боғланиш энергиясининг нуклонлар симметриклиги туфайли камайишини ҳисобга олувчи $-\xi\frac{\left(\frac{A}{2}-Z\right)^2}{A}$ ҳад киритилиши лозим. Бу ҳақда A^{-1} кўпайтувчи шунинг учун киradики, нейтрон протон жуфтининг пайдо бўлиши билан боғланиш энергиясига киритиладиган ўсиш шундай жуфтнинг берилган ҳажмда бўлиш эҳтимоллигига чизиқли боғлиқ: бу эҳтимоллик эса ядро ҳажмига тескари пропорционал. Бу тузатмани ядро томчи модели билан тушунтириб бўлмайди, уни Паули принципига кўра ферми-газ модели билан тушунтирилади. Ядро боғланиш энергиясига яна бир тузатма бу нуклонларнинг жуфт ёки тоқлигига кўра боғланиш энергиясининг ўзгаришига тузатмадир. Жуфт протонли ва жуфт нейтронли жуфт-жуфт ядролар (50-55 та) нинг боғланиш энергиясидан камроқ ва ниҳоят тоқ-тоқ ядролардан тўрттагина ядро $\{ {}^{2}_{1}H, {}^{6}_{3}Li, {}^{10}_{5}B, {}^{14}_{7}N \}$ турғун. Жуфт-жуфт ядроларнинг мустаҳкам боғланишлигини ва табиатда кўп тарқалганлигини икки бир хил нуклон қарама-қарши йўналган спинларнинг жуфтлашиши ва энергетик сатҳни тўлдиришга интилиши билан тушунтирса бўлади. Шундай қилиб, нуклонлар жуфт-тоқлигига $\delta A^{-3/4}$ тузатма киритилади.

$$\delta = \begin{cases} +|\delta| & \text{жуфт-жуфт ядро учун} \\ 0 & \text{А-тоқ жуфт-тоқ, тоқ-жуфт} \\ -|\delta| & \text{тоқ-тоқ ядро учун} \end{cases}.$$

Боғланиш энергияси учун К. Вейцзеккер формуласи

$$E_b = \alpha A - \beta A^{2/3} - \frac{\xi}{A}\left(\frac{A}{2}-Z\right)^2 - \delta A^{-\frac{3}{4}}.$$

Бунда биринчи ҳад αA-ҳажм энергияси, иккинчи $\delta A^{-3/4}$-ҳад сирт, учинчи ҳад $\gamma Z^2 A^{-1/3}$-Кулон энергияларини ифодалайди. Тўртинчи ва бешинчи ҳадлар нуклонлар симметриклик ва тоқ жуфтликларига тузатмалар. Формуладаги бешта: α, β, γ, ξ, δ-коэффициентлар бешта массалари аниқ ўлчанган ядроларни қўллаш билан аниқланади

$$M(A,Z) = Zm_p + (A-Z)m_n - E_\delta = Zm_p + (A-Z)n_n =$$
$$= \alpha A - \beta A^{2/3} + \gamma Z A^{-1/3} + \frac{\xi}{A}\left(\frac{A}{2}-Z\right)^2 + \delta A^{-\frac{3}{4}} \quad .$$

Дастлаб, 1954 й. америкалик физик Грин кўплаб тажрибага натижаларига кўра ушбу коэффицентларни аниқлади ва ҳозирги вақтда улар қуйидаги қийматларга эга

$\alpha = 15,7$МэВ, β=17,8МэВ, γ=0,71МэВ, ξ=23,7 Мэв, δ=34 МэВ.

Бу формула ёрдамида исталган ядронинг массасини, ва боғланиш энергиясини, α-емирилиш, протон, нейтронларни ядродан ажратиш, бўлиниш ва синтез реакцияларида ажраладиган энергияларни катта аниқликда ҳисоблаш мумкин.

1.2.3. Ферми газ модели. Ядрони ташкил қилган нуклонлар спинга эга ва Ферми-Дирак статистикасига бўйсунади. 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 зарранинг ядро ичидаги ўртача эркин югуриш йўли ядронинг диаметрига яқин бўлади. Ўзаро кучли таъсирлашадиган нуклонлар деярли ўзаро таъсирлашмайдиган зарралардан ташкил топган газ деб қабул қилиш мумкин. Ядродаги нуклонлар фермион бўлиб, бир вақтнинг ўзида бир хил ҳаракатга эга бўла олмайди, яъни айнан бир ҳолатда, бир энергетик сатҳда спин йўналишлари билан фарқ қиладиган фақат иккита протон ёки икки нейтрон бўлиши мумкин, холос. Микрозарраларнинг Паули принципига амал қилувчи ва ҳамма пастки сатҳларни тўлиқ тўлдирувчи бундай системани айниган *Ферми-газ модели* деб аталади. Айниган Ферми-газ модели нуклонлар ўртасида кучли ўзаро ядро таъсири бўлишига қарамасдан нуклонларнинг тўқнашуви таъқиқланади ва улар худди ўзаро таъсири жуда кичик бўлгандагидек, ўзларини эркин тутадилар. Аслида эса қандайдир битта нуклон иккинчиси билан тўқнашуви ва ўзининг энергия ва импулснинг бир қисмини иккинчи нуклонга бериши мумкин. Бу ҳолда икки нуклон бўшроқ ва юқорироқ сатҳга ўтиши мумкин. Биринчи нуклон эса энергияси пастроқ сатҳга ўтади. Аммо пастки сатҳлар Паули принципига асосан банд бўлади. Бу шуни кўрсатадики, биринчи ва иккинчи нуклонлар орасида тўқнашув бўлмайди, Паули принципи бу тўқнашувни таъқиқлайди. Шунинг учун ядронинг барча нуклонлари Паули принципига кўра ядронинг ўртача майдони ҳосил қилган потенциал ўрада энг пастки сатҳдан тортиб, Ферми энергияси сатҳигача бўлган сатҳларни кетма-кет эгаллайди.

$$E_F = \frac{p_F^2}{2m}$$

квант механикасида импулснинг фазосида ҳолатлар зичлиги

$$\rho = \frac{4\Omega}{(2\pi h)^3} \cdot \frac{4V}{h^2}$$

p дан p+dp импулсли нуклонлар

$$dn=\frac{64\pi^2}{3(2\pi h)^3}R_0^3p^2dp$$

А та нуклон учун

$$A=\frac{64\pi^2R_0^3}{3(2\pi h)^3}\int_0^{P_F}p^2dp=\frac{64\pi^2R_0^3}{9(2\pi h)^3}p_F^3.$$

Максимал импулс

$$p_F=h(9\pi)^{1/3}\frac{1}{2r_0}.$$

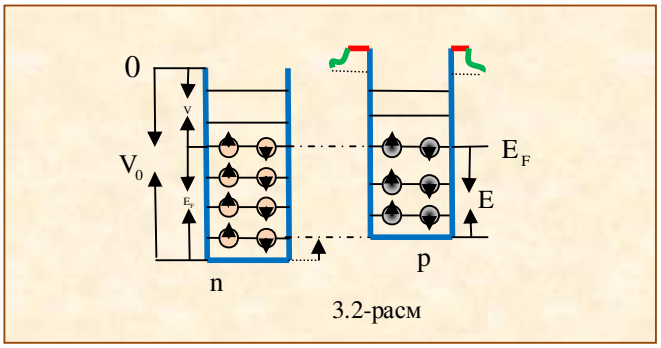
Ядро нуклонлари нолдан бошлаб Ферми энергиясигача бўлган сатҳларни эгаллайди. Уйғонган ҳолатлар энергияси энергиянинг ана шу қийматидан бошлаб ҳисобланади. Протон ва нейтронлар учун Ферми импулси

$$p_F^n=h\left(\frac{n}{A}\right)^{1/3}\frac{1}{r_0},$$

ва кинетик энергия

$$E_F^n=\frac{h^2}{2Mr_0^2}\left(\frac{n}{A}\right)^{2/3}\approx 54\left(\frac{n}{A}\right)^{2/3}\text{МэВ}.$$

кўринишга эга. Агар протон ва нейтрон массалари орасидаги кичкина фарқни ҳисобга олмасак, ядро барқарор бўлиши учун энг юқори протон ва нейтрон ҳолатларнинг энергиялари бир хил бўлиши керак. Оғир ядроларда нейтронлар (n) сони протонлар (p) сонига қараганда анча каттадир (3.2-расм). Ядрода тортувчи марказ бўлмасада, нуклонларнинг ўзаро тортишиши



3.2-расм

натижасида улар системанинг инерция маркази атрофида тўпланган бўлади. Бунда ядронинг сиқилишига нуклонларнинг яқин масофаларда ўзаро

итарилиш таъсирлари қаршилик қилади. Агар ядродаги нуклонлар ҳаракатининг реал таъсирини вақтинча соддалаштириб, нуклонлараро кучлар нуклонларни ядро ҳажмида фақат ушлаб туради деб ҳисобласак, у ҳолда ядро структурасини тасвирлаш масаласи алоҳида сатҳлар ёки нуклонлар ҳаракатланадиган 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 потенциал ядрода маълум сондаги нуклонни ушлаб туришни таъминлаш лозим.

Назорат саволлари

1. Атом ядросининг тузилишини тушунтириб беринг.
2. Ядро массаси кандай аникланади?
3. Ядровий кучлар кандай кучлар?
4. Ядронинг богланиш энергияси кандай аникланади?
5. Ядро реакциялари кандай амалга ошади?
6. Ядро кучлари ва моделлари

МАСАЛАЛАР ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

1 Масала. $^{27}_{13}\mathrm{Al}$ ядронинг битта нуклонига тўғри келувчи боғланиш энергияси топилсин

Берилган: $^{27}_{13}\mathrm{Al}$; $Z = 13$; $A = 27$; $m_a = 4{,}4805\cdot10^{-26}$ кг; $m_{\mathrm{H}} = 1{,}6736\cdot10^{-27}$ кг; $m_n = 1{,}6750\cdot10^{-27}$ кг; $c = 3\cdot10^{8}$ м/с: $E_{\mathrm{св}}/A$=?

Ечиш. Ядродаги нуклоннинг боғланиш энергияси қуйидаги ифода орқали аниқланади

$$\mathrm{E_{св}} = \left[\, \mathrm{Z m_H} + \left(\mathrm{A\text{-}Z}\right) \mathrm{m_n} - \mathrm{m_a} \,\right] \mathrm{c}^2 .$$

Бу ерда Z – ядро заряд сони; A – ядронинг масса сони; m_{H} – $^{1}_{1}\mathrm{H}$ водород изотопининг массаси; m_n – нейтронниинг тинч массаси; m_a – $^{27}_{13}\mathrm{Al}$ изотопнинг масса сони. Нисбий боғланиш энергияси

$$\frac{\mathrm{E_{св}}}{\mathrm{A}} = \frac{\left[\, \mathrm{Z m_H} + \left(\mathrm{A\text{-}Z}\right) \mathrm{m_n} - \mathrm{m_a} \,\right] \mathrm{c}^2}{\mathrm{A}} .$$

Ўлчамларни текширамиз

$$\left[\mathrm{E_{св}}\right] = \left[\mathrm{m}\right]\left[\mathrm{c}\right]^2 = \text{кг}\cdot\left(\text{м}/\text{с}\right)^2 = \text{Н}\cdot\text{м} = \text{ж} .$$

Охирги тенгликка сон қийматларни қўйиб

$$\frac{E_{св}}{A}=\frac{\left[13\cdot 1{,}6736\cdot 10^{-27}+(27-13)\cdot 1{,}6750\cdot 10^{-27}-4{,}4805\cdot 10^{-26}\right]\cdot\left(3\cdot 10^{8}\right)^{2}}{27}\approx$$

$\approx 1{,}34\cdot 10^{-12}$ ж/нуклон.

Битта нуклонга тўғри келувчи боғланиш энергияси

$$\frac{E_{св}}{A}=\frac{931\Delta m}{A}.$$

Бинобарин,

$$\frac{E_{св}}{A}=\frac{\left[13\cdot 1{,}0078+(27\text{-}13)\cdot 1{,}0087\text{-}26{,}982\right]\cdot 931}{27}\approx 8{,}32\ \text{МэВ/нуклон}.$$

Жавоб: $E_{св}/A=1{,}34\cdot 10^{-12}$ ж/нуклон $\left(\text{или } 8{,}32\ \text{МэВ/нуклон}\right)$.

2-масала. ${}^{7}_{3}\text{Li}$ ядросининг масса дефекти ва боғланиш энергияси ҳисоблансин.

Берилган: $\dfrac{{}^{7}_{3}\text{Li}}{\Delta m\sim ?\ W\sim ?}$

Ечиш: Ядро массаси ҳар доим шу ядрони ташкил этувчи эркин протонлар ва нейтронлар массасининг йиғиндисидан кичик. Ядронинг масса дефекти Δm шу ядрони ташкил этувчи нуклонлар (протон ва нейтронлар) массасининг йиғиндисидан ядро массасини айирмасига тенг, яъни

$$\Delta m=Zm_{0}+(A\text{-}Z)m_{n}\text{-}m_{ya}, \qquad (1)$$

бунда Z – атом номери (заряд сони ёки ядродаги протонлар сони); A-масса сони (ядродаги нуклонлар сони); m_p, m_n, m_y – протон, нейтрон ва ядро массалари. (1) формулани нейтрал атом массаси m_a орқали ифодалаймиз. Нейтрал атом массаси ядро массаси ва атомдаги электронлар массасининг йиғиндисига тенг

$$m_{a}=m_{ï}+Zm_{à}.$$

Бундан

$$m_{y}=m_{a}\text{-}m_{e}, \qquad (2)$$

(2) ифодани (1) га қўйсак:

$$\Delta m=Z(m_{p}+m_{e})+(A\text{-}Z)m_{n}\text{-}m_{a}. \qquad (3)$$

Массалар сон қийматини жадваллардан олиб (3) ифодага қўйиб:

$$\Delta m=[3\cdot 1{,}00783+(7-3)1\cdot 00867-701601]\ \text{m.a.b}=0{,}04216\ \text{m.a.b}\ .$$

Масса ва энергиянинг пропорционаллик қонунидан

$$W=\Delta mc^2. \qquad (4)$$

$c^2=9\cdot 10^{16}$ м^2/с^2, бошқа бирликлар системасида $c^2=931$ МэВ/м.а.б.

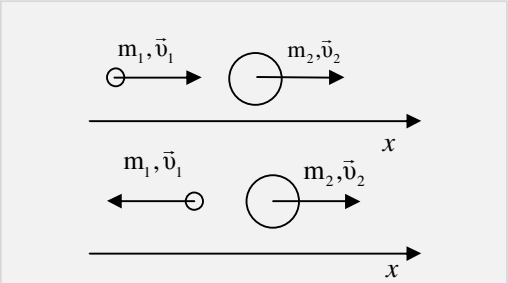
$$W=931\ \Delta m\ (\text{МэВ}) \quad \text{ёки} \quad W=931\cdot 0{,}0421\ \text{МэВ}=39{,}2\ \text{МэВ}\ .$$

3 Масала. Нейтроннинг ядро билан марказий эластик тўқнашув жараёнида унинг кинетик энергияси 1.4 марта камайган. Ядронинг бирлик ҳажмдаги массасини топинг.

Берилган: $m_1=1{,}0$ а.е.м.; $m_2/m_1=k$; $n=1{,}4$; $\upsilon_2=0$: $m_2=?$

Ечиш: Импульс ва энергиянинг сақланиш қонуни

$$m_1\upsilon_1+m_2\upsilon_2=m_1u_1+m_2u_2\ ,\quad \frac{m_1\upsilon_1^2}{2}+\frac{m_2\upsilon_2^2}{2}=\frac{m_1u_1^2}{2}+\frac{m_2u_2^2}{2},$$



1-расм

Бу ерда m_1, m_2- ядро ва нейтроннинг тинч массалари, υ_1, u_1- тўқнашувдан олдин ва кейинги нейтрон тезлиги; υ_2, u_2- тўқнашувдан олдин ва кейинги ядронинг тезлиги; Охирги тенгламани $\upsilon_2=0$ шарт асосида ўзгартириб ёзамиз

$$m_1\left(\upsilon_1-u_1\right)=m_2u_2\ ; \qquad (1)$$

$$m_1\left(\upsilon_1 - u_1\right)\left(\upsilon_1 + u_1\right) = m_2 u_2 u_2 .$$

Ҳар иккала тенгламани солиштирсак

$$\upsilon_1 + u_1 = u_2 .$$

Келиб чиқади. Тенгламанинг ҳар иккала томонини m_2 кўпайтириб

$$m_2 \upsilon_1 + m_2 u_1 = m_2 u_2 \qquad (2)$$

Ва ҳадма ҳад айирамиз

$$m_1 \upsilon_1 - m_1 u_1 - m_2 \upsilon_1 - m_2 u_1 = 0 .$$

Бундан

$$u_1 = \frac{\left(m_1 - m_2\right)\upsilon_1}{m_1 + m_2} . \qquad (3)$$

Олинган тенгликни фақат х ўқ бўйича ёзиб оламиз

$$-u_1 = \frac{\left(m_1 - m_2\right)\upsilon_1}{m_1 + m_2} .$$

У ҳолда

$$\frac{\upsilon_1}{u_1} = \frac{m_2 + m_1}{m_2 - m_1} . \qquad (4)$$

Масала шартига кўра $\dfrac{\dfrac{m_1\upsilon_1^2}{2}}{\dfrac{m_1 u_1^2}{2}} = n$, ёки $\dfrac{\upsilon_1}{u_1} = \sqrt{n}$. Агар $m_2 = km_1$ эътиборга олсак,

у ҳолда

$$\sqrt{n} = \frac{km_1 + m_1}{km_1 - m_1} = \frac{k+1}{k-1} .$$

Тенгламани ечиб

$$k = \frac{\sqrt{n}+1}{\sqrt{n}-1} .$$

Қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз

$$m_2 = km_1 = \frac{m_1\left(\sqrt{n}+1\right)}{\sqrt{n}-1}.$$

Ва сон қийматларини қўйиб, бизга керакли физик катталикни топамиз

$$m_2 = \frac{1\left(\sqrt{1,4}+1\right)}{\sqrt{1,4}-1} \approx 12\,\text{а.е.м.}$$

Жавоб: $m_2 \approx 12$ а.е.м. (графит).

4-масала: Қуйидаги ядро реакцияларида етишмаётган белгиларни қўйиб чиқинг.

Берилган:

$$_{12}A^{27} + {}_0n^1 \rightarrow ? + {}_2He^4 \ .$$
$$? + {}_1H^1 = {}_{11}Na^{22} + {}_2He^4 \ .$$
$$_{25}Mn^{55} + ? \rightarrow {}_{11}Fe^{22} + {}_0n^1 .$$
$$_{13}Al^{27} + \gamma \rightarrow {}_{12}Mg^{26} + ? .$$

Ечиш: Бу реакцияларда етишмаётган белгиларни қўйиб чиқишда ядро реакцияларида масса ва зарядниng сақланиш қонунига амал қилиш лозим. Шунинг учун

$_{13}Al^{27} + {}_0n^1 \rightarrow {}_{11}X^{24} + {}_2He^4$, демак X→Na изотопи экан.

$_{12}X^{25} + {}_1H^1 = {}_{11}Na^{22} + {}_2He^4$, демак X→Mg изотопи экан

$_{25}Mn^{55} + {}_2\tilde{O}^1 \rightarrow {}_{11}Fe^{22} + {}_0n^1$, демак $\tilde{O} \rightarrow {}_1\acute{I}^{\ 1}$ изотопи экан.

$_{13}Al^{27} + \gamma \rightarrow {}_{12}Mg^{26} + {}_1\tilde{O}^1$, демак $\tilde{O} \rightarrow {}_1\acute{I}^{\ 1}$ изотопи экан

5-масала: Алюминий $_{13}$ Ал ^{27} ядросининг боғланиш энергиясини топинг.

Берилган:

A = 27 A – атом массаси , Z = 13

$_1H^1$ – протон белгиси, H = 14

N = A – Z нейтронлар сони , A = 27

$_1H^1$ = 1,00783 а.т.б

$_0H^1$ = 1,00863 а.т.б

$_{13}Al^{27}$ = 26,98145 а.т.б

Ечиш:

$$\Delta E = \left[\left(Zm_p + (A-Z)m_n - m_{yad}\right)\right]\cdot c^2 = c^2\left[(13\cdot 1,00783 + 14\cdot 1,00867) - 26,98745\right] =$$
$$= c^2\left(13,10179 + 14,1238 - 26,98145\right) = c^2\left(27,22599 - 26,98145\right) =$$
$$= c^2 \cdot 0,24414 = 931,44 \cdot 0,24414 \approx 227 \text{ МэВ}$$

Демак $\Delta E \approx 227$ МэВ.

6 Масала. $^{59}_{27}\mathrm{Co}+^{1}_{0}\mathrm{n}\rightarrow^{60}_{27}\mathrm{Co}+\gamma$ реакциянинг мегаэлектроновольтда энергиясини ҳисобланг. Энергия ажраладими ёки ютиладими?

Ечиш: Реакция энергияси қуйидаги формула орқали ифодаланади

$$\mathrm{E}=\Delta\mathrm{m}\cdot\mathrm{c}^{2}, \qquad (1)$$

Бу ерда $\Delta\mathrm{m}$ - масса дефекти. Агар энергияни массалар дефекти орқали ифодаласак

$$\mathrm{E}=931\cdot\Delta\mathrm{m}\left[\text{МэВ}\right]$$

У ҳолда массалар дефекти

$$\Delta\mathrm{m}=\mathrm{m}_{^{59}_{27}\mathrm{Co}}+\mathrm{m}_{\mathrm{n}}-\mathrm{m}_{^{60}_{27}\mathrm{Co}}$$

Реакция жараёнида заррачалар сақланиш қонуни бажарилади, шунинг учун ядро массаси ўрнига нейтрал атомлар массасидан фойдалансак ҳам бўлади

$$\mathrm{T}_{^{59}_{27}\mathrm{C}}=58{,}95182\ \text{а.е.м.};$$

$$\Delta\mathrm{m}_{\mathrm{n}}=1.00867\ \text{а.е.м.}$$

$$\mathrm{m}_{^{60}_{27}\mathrm{Co}}=59.95250\ \text{а.е.м.}$$

$$\Delta\mathrm{m}=\left(59.96075-59.95250\right)\text{а.е.м.}=0{,}00825\text{а.е.м.}$$

Демак, бу натижалардан кўринадики реакция энергия ажралиши билан тавсифланади, яъни $\Delta\mathrm{m}>0$

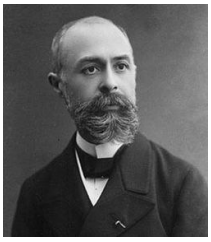
$$\mathrm{E}=931\text{МэВ}/\text{а.е.м.}\cdot 0{,}00825\text{а.е.м.}=7{,}66\text{МэВ}.$$

Жавоб: E=7,66МэВ.

II-БОБ
РАДИОАКТИВЛИК ҲОДИСАСИ

2.1. Радиоактивлик ҳодисаси

1896 йилда француз олими А. Беккерел уран элементидан фотография пластинкасига таъсир этувчи номаълум нурлар чиқишини аниқлади. Кейинчалик бундай нурларни бошқа элементлар (торий, радий, полоний) ҳам чиқариши Пер Кюри ва Мария Кюри-Складовскаялар томонидан аниқланди. Бу ҳодиса *радиоактивлик* деб аталди. Нурларнинг ўзи *радиоактив нур* номини олди. Ҳозирга келиб, радиоактив нурларнинг келиб чиқиши, табиати, уларнинг бошқа моддалар билан ўзаро таъсирлашув жараёни каби қатор хоссаларини ўрганиш ва текширишлар кенг ривожланиб бормоқда. Жумладан, бу нурлар магнит майдон таъсирида, уч йўналишда тарқалар экан. Биринчи тоифа нурлар дастлабки йўналишидан ўнг тарафга, иккинчи тоифа нурлар эса чап тарафга бурилар, учинчи хил нурлар эса бурилмай ўз йўналишида давом этар экан. Ўз - ўзидан равшанки, магнит майдонда қарама - қарши томонга бурилган нурлар турли ишорали электр зарядига эга бўлиши керак. Учинчи нурларнинг хусусияти рентген нурларига ўхшаб кетади, чунки рентген нурларига ҳам магнит майдон таъсир қилмас эди.



А. Беккерел
(1852-1908)

Радиоактивликни қар томонлама текшириш натижасида мусбат электр зарядига эга бўлган радиоактив нурлар α - зарралар эканлиги аниқланди. α - зарралар ўз электронларини йўқотган гелий атомларидир. Манфий зарядга эга бўлган зарралар электронлар оқими экан, улар β - зарралар деб ном олди. Магнит майдон таъсирига учрамаган нурлар частотаси юқори бўлган γ - нурлардир. α-зарралар фақат атом ядроси таркиби ўзгариши туфайли чиқиши мумкин. Шунингдек, β - нурларнинг чиқиши ҳам элемент хусусиятининг ўзгариши, унинг бошқа элементга айланиши билан боғланган. γ - нурларнинг манбаи ҳам ядродаги ўзгаришлардир. Демак, чиқаётган ҳамма радиоактив нурлар атом ядросидаги ўзгаришлар туфайли вужудга келади (2.1- расм). Радиоактивлик табиий шароитда рўй бериб қолмай, сунъий йўл билан ҳам ҳосил қилиниши мумкин. Радиоактивлик қонунлари радиоактив изотопнинг қандай олинишига боғлиқ эмас.

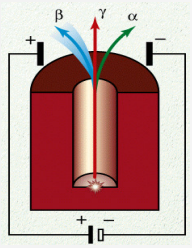
Мария Кюри
(1867-1934)

Пьер Кюри
(1859-1906)

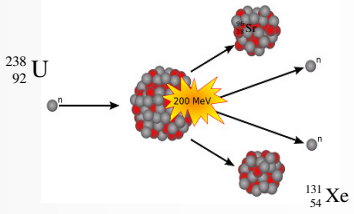
Радиоактивлик ядронинг ички хусусияти бўлиб, ҳар бир ядро ўзига хос емирилиш тури ва интенсивлигига эга. Радиоактивлик хусусияти ташқи таъсирлар (температура, босим, электр ёки магнит майдон) га боғлиқ эмас. Кўпгина радиоактив ядролар нишон ядрони турли тезлаштирилган зарралар билан бомбардимон қилиш туфайли ҳосил қилинади. Дастлабки радиоактив нурланишлар таҳлили табиий радиоактивлик вақтида алфа, бета зарралар ва

қисқа тўлқинли гамма фотонлар эканлигини кўрсатди (2.1-расм). 1939 йилда Г.Н. Флеров, К.А. Петржаклар оғир ядроларнинг (A=240) ўз-ўзидан иккита ўртача ядрога бўлинишини кашф этдилар

$$^{238}_{92}\mathrm{U} \rightarrow {}^{131}_{54}\mathrm{Xe} + {}^{96}_{38}\mathrm{Sr} + {}^{3}_{0}\mathrm{n}\,.$$



2.1- расм



2.2- расм

Г.Ф. Флеров 1963 йили протон емирилишини тажрибада кузатган. Протон емирилиш эҳтимолияти рақобатлашувчи алфа ва бета-емирилишларга нисбатан жуда кичик бўлади. 1984 йили Оксфорд университети ходимлари радий ядроларининг алфа зарраларга нисбатан йирик ^{14}C ядросини нурланишини қайд қилишди

$$^{222}_{88}\mathrm{Ra} \rightarrow {}^{208}_{82}\mathrm{Pb} + {}^{14}_{6}\mathrm{C};\qquad {}^{223}_{88}\mathrm{Ra} \rightarrow {}^{209}\mathrm{Pb} + {}^{14}\mathrm{C};\qquad {}^{224}\mathrm{Ra} \rightarrow {}^{210}\mathrm{Pb} + {}^{14}\mathrm{C};$$

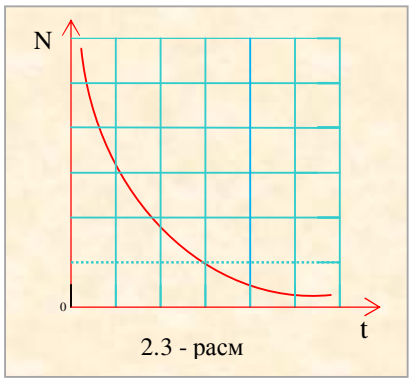
Радиоактив емирилиш статистик хусусиятга эга бўлган жараёндир. Емирилаётган ядролардан қайси бирининг қачон емирилишини олдиндан башорат қила олмаймиз. Лекин вақт бирлиги ичидаги емирилишлар сонини аниқлаш мумкин. Шу сабабли, радиоактивликни емирилиш эҳтимолиятига кўра ўрганиш мумкин. Радиоактив ядролар қаримайди, ёшга эга эмас, емирилиш интенсивлиги вақт бирлигида емирилган ядролар сонига боғлиқ. Вақт бирлигида емирилаётган (dN) радиоактив ядроларнинг сони шу радиоактив ядроларнинг умумий сони N га пропорционал. Масалан, dt вақт оралиғида dN га камаяётган бўлса,

$$-\mathrm{dN} = \lambda\,\mathrm{N}\,\mathrm{dt} \qquad (2.1)$$

бўлади. Бу ерда λ – радиоактив емирилиш доимийси, ўлчами $[c^{-1}]$. Вақт бирлигидаги емирилишлар сони, нисбий камайиш тезлигини ифодалайди. – манфий ишора вақт ўтиши билан радиоактив ядролар сонининг камайишини кўрсатади. (1.4) тенгламани ечимини қуйидагича ёзамиз:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}\,. \qquad (2.2)$$

(2.2) формула радиоактив *емирилиш қонуни* дейилади. Бу қонунга кўра радиоактив ядро вақт ўтиши билан экспоненциал равишда камайиб боради. Формула исталган вақт моментида емирилиш эҳтимолиятини аниқлаши мумкин. Лекин (2.2) формула орқали радиоактив ядроларнинг емирилиш интенсивликларини бевосита таққослаб бўлмайди, аниқ физик маънога эга эмас. Шу мақсадда ярим емирилиш тушунчаси киритилади. Ярим емирилиш даври шундай вақтки, бу давр ичида дастлабки радиоактив ядро икки марта камаяди. У ҳолда (2.2) ифодани ёза оламиз



2.3 - расм

$$T_{1/2}=\frac{\ln 2}{\lambda}=\frac{0{,}693}{\lambda}\quad . \qquad (2.3)$$

(2.3) ифода ярим емирилиш даври билан емирилиш доимийси орасидаги боғланишни ифодалайди. Радиоактивлик ўртача яшаш вақти деб аталувчи τ- катталик билан ҳам характерланади. Бирор t вақт моментида емирилмай қолган ядроларнинг яшаш вақти t дан катта бўлади. Шу вақт моментига қадар емирилган ядролар эса t дан кичик ёки унга тенг яшаш вақтига эга. Бундай ядролар сони

$$N = N_0 e^{-\lambda\tau} = N_0 e^{-1} = \frac{N_0}{e}.$$

Демак, ўртача яшаш вақти радиоактив ядроларнинг е-марта камайиш вақти экан (2.3-расм). Шундай қилиб, радиоактивликнинг емирилиш доимийси, ярим емирилиш даври ва ўртача яшаш вақти билан характерланиши мумкин экан. Бу катталиклар ўзаро қуйидагича муносабатда

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

Атом ядроси икки турга бўлинади - стабил ва ностабил. Стабил ядроларни парчалаш учун ташқаридан катта куч сарфланиши зарур. Ностабил ядролар эса, вақт ўтиши билан ўз-ўзидан элементар зарралар α -зарралар ва бошқа енгил ядролар чиқариб бошқа элемент ядроларига спонтан ҳолда ўзгариб - ўтиб қолади. Ядроларнинг бундай хусусияти радиоактивлик ва ностабил ядроларнинг ўзлари эса, *радиоактив ядролар* деб аталади. Радиоактивлик табиий ва сунъий турларига бўлинади. *Табиий радиоактивлик* деб, табиатда учрайдиган турғун бўлмаган изотоплардаги нурланишларга айтилади. *Сунъий радиоактивлик* деб эса, ядро реакциялари пайтида ташкил топган изотоплардаги нурланишларга айтилади. Барча радиоактивлик турлари қаттиқ, қисқа тўлқинли электромагнит гамма-нурланиш орқали содир этилади. Гамма-нурланиш радиоактив ўзгаришни ташкил этувчи ва

энергиянинг камайиш сабачиларидан бири. Радиоактив емирилишни содир этаётган ядро "*она*" ядро деб, ҳосил бўлган ядро эса "*бола*" ядро деб аталади. Бу жараён ўтаётган вақтда фотон пайдо бўлади. Радиоактив изотопнинг ярим емирилиш даври T шундай вақт интервалики, бу вақт ичида мавжуд радиоактив ядроларнинг ярми емирилади. Бу катталик ўзгариши жуда катта бўлиб, у 10^{18} йилдан 10^{-10} секундан ҳам кичик бўлиши мумкин.

Электрон e^- ёки позитрон e^+ орқали ядронинг емирилиши β-емирилиш деб аталади (электронли – β^- емирилиш, позитронли – β^+ емирилиш). β - емирилишнинг уч тури мавжуд: β^- емирилиш, β^+- емирилиш, электрон ютиш.

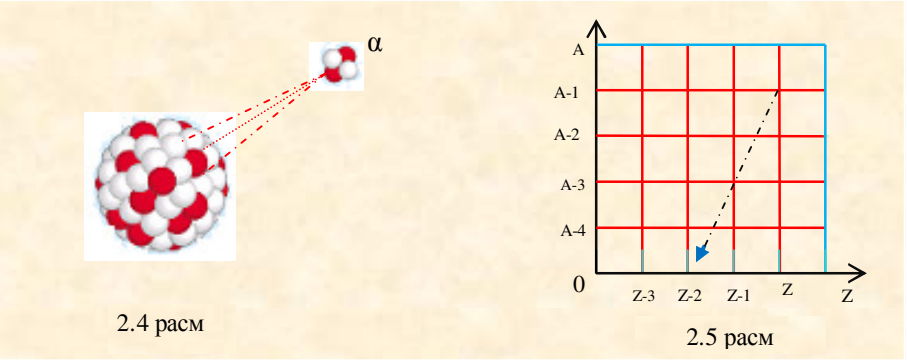
*Активлик.*Радиоактив намунанинг вақт бирлигида емирилишлар сони *активлик* деб аталади. (2.1) формуладан

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N.$$

Активлик бирлиги қилиб СИ системасида беккерел (Бк) қабул қилинган: 1Бк=1 емир/с. Ҳосилавий бирликлари кюри (Ку), резерфорд (Рд); 1 Ку=3,7*10^{10} Бк, 1 Рд =10^6 Бк. Тажрибада радиоактив манба ярим емирилиш даврининг катта ёки кичиклигига кўра турлича услублар қўлланилади. Радиоактивлик ҳодисасининг энг ажабланарли томони ядро таъсирлашув вақтига нисбатан жуда катта кечикишидир.

2.2. Алфа-емирилиш

Алфа-емирилиш ядровий кучлар таъсирида барча сақланиш қонунларининг бажарилиш шарти билан ҳосил бўлади (2.4-расм). Алфа зарралар хоссаларини ўрганиш заряди Z=2, масса сони A=4, боғланиш энергияси E=28 МэВ, спини I=0, магнит моменти μ=0 бўлган яланғоч гелий атоми эканлигини кўрсатди.



2.4 расм

2.5 расм

Табиий радиоактив алфа-емирилиш фақат даврий системанинг охиридаги Z>82 висмутдан кейин жойлашган оғир элемент изотопларида кузатилади. Сунъий равишда нуклонлар сони A=140-160 соҳада ётувчи нодир ер

элементларида ҳам алфа актив изотоплар ҳосил қилинади. Алфа-емирилган ядро заряди $\Delta Z=2$, масса сони $\Delta A=4$ га камаяди, даврий системада икки катак олдинга силжийди

$$^{A}_{z}\tilde{O}=\,^{A-4}_{z-2}Y+\,^{4}_{2}He$$

Алфа-емирилиш энергетик жиҳатдан мумкин бўлиши учун ушбу шарт бажарилиши лозим

$$M(A,z)>M(A-4,z-2)+M(^{4}_{2}He), \qquad (2.4)$$

яъни дастлабки она ядронинг массаси (энергияси) ҳосилавий ядро ва алфа-зарра масса(энергия)лари йиғиндисидан катта бўлиши керак. Энергиялар фарқига α-*емирилиш энергияси* дейилади (2.5-расм). Емирилиш энергияси бўлакларга (α-зарра ва ҳосилавий ядроларга) кинетик энергия беришга сарф бўлади

$$E_{\alpha}=[M(A,Z)-M(A-4,Z-2)-M(^{4}_{2}He)]c^{2}=T_{\alpha}+T_{h}\ , \qquad (2.5)$$

бу ерда $T_{\alpha}+T_{h}$-лар α-зарра ва ҳосилавий ядролар кинетик энергиялари. Агар емирилувчи ядро нисбатан тинч ҳолатда $P(A,Z)=0$ бўлса, алфа зарра (p_{α}) ва ҳосилавий ядро (p_{h}.) импулслар тенглигидан α-зарра ва ҳосилавий ядролар тепки энергиясини топиш мумкин

$$\vec{p}\,(A,Z)=p_{\alpha}+p_{h};\ \vec{p}\,(A,Z)=0;\quad \left|\vec{p}_{\alpha}\right|=\left|\vec{p}_{h}\right| \qquad (2.6)$$

$$M_{\alpha}T_{\alpha}=M_{h}T_{h};\ T_{h}=\frac{M_{\alpha}}{M_{h}}T_{\alpha}. \qquad (2.7)$$

(2.4) шартдан

$$E_{\alpha}=T_{\alpha}+T_{h}=\ T_{\alpha}+\frac{M_{\alpha}}{M_{h}}\cdot T_{\alpha}=(1+\frac{M_{\alpha}}{M_{h}})\cdot T_{\alpha}\quad ,$$

$$T_{\alpha}=\frac{M_{h}}{M_{a}+M_{h}}\cdot E_{\alpha}. \qquad (2.8)$$

Худди шунингдек

$$T_{h}=\frac{M_{a}}{M_{a}+M_{h}}\cdot E_{\alpha}. \qquad (2.9)$$

Шундай қилиб, α-емирилиш энергияси E_α нинг асосий қисми зарра кинетик энергиясига, озгина (~2% га яқин) қисминигина ҳосилавий ядро тепки энергиясига сарф бўлар экан. Масалан, $^{212}_{83}\mathrm{Bi} \rightarrow {}^{208}_{81}\mathrm{Tl} + \alpha$ емирилишда E_α=6,203 МэВ, (2.7) ва (2.9) формулаларга кўра

$$T_h = \frac{M_a}{M_a + M(Tl)} \cdot E_\alpha = \frac{4}{4+208} \cdot 6,2\text{МэВ} = 1,117\text{МэВ},$$

$$T_a = \frac{208}{4+208} \cdot 6,2\text{МэВ} = 6,08\text{МэВ}.$$

Алфа-емирилувчи ядролар бўйича тажриба хулосалари:

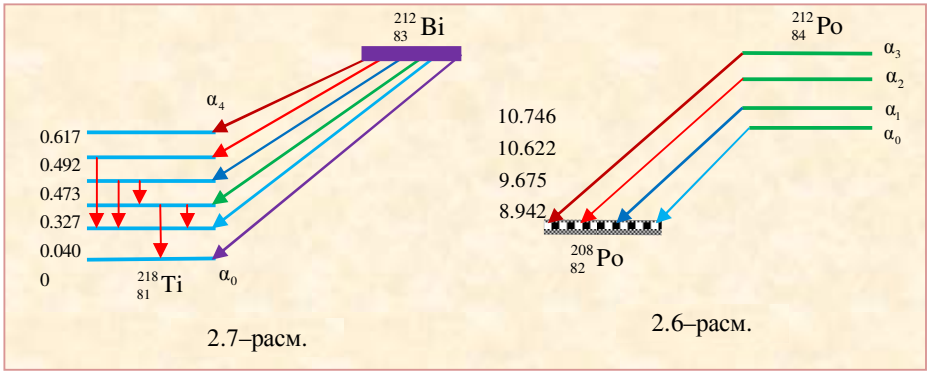
1) Кўпгина ядролардан чиқувчи α-зарралар энергияси монохроматик.

2) Айрим ҳолларда энергиялари бир-бирларига яқин бўлган бир неча монохроматик α-зарралар чиқаришади, бунга α-емирилишнинг *нозик структураси* дейилади. Масалан,

$$T_{\alpha 1}= 4,88\ \text{МэВ}(96\%)\ \ {}^{226}_{88}\mathrm{Ra} \rightarrow T_{\alpha 2}=4,68\ \text{МэВ}(4\%).$$

Қавс ичида α-зарралар интенсивлиги фоиз ҳисобида келтирилган. Алфа емирилишнинг нозик структураси дастлабки емирилувчи она ядронинг ҳосилавий ядро уйғонган ҳолатларига емирилиш туфайли ҳосил бўлади. Ҳосилавий ядро асосий ҳолатига уйғонган ҳолатидан гамма-квантлар чиқариш билан асосий ҳолатга ўтадилар (2.6-расм). Алфа спектр нозик структураси ҳосилавий ядронинг уйғонган ҳолатлари ва энергияларини, яъни емирилиш схемасини аниқлаш имкониятини беради. Алфа спектр нозик структурасида α_0-энергияси емирилиш қийматига мос келса, қолган α_1, α_2, ...- зарралар энергиялари мос равишда уйғониш энергия қадар кичик чиқади. Баъзи ҳолларда алфа емирилувчи она ядронинг уйғонган ҳолатидан ҳосилавий ядро асосий ҳолатига емирилиш билан рўй бериши мумкин. Бу алфа зарралар кинетик энергияси уйғониш энергияси қадар катта бўлади. Бундай алфа-зарралар узоқ чопувчи алфа-зарралар деб аталади (2.7-расм). Бунда α_1, α_2, α_3 лар α_0 –дан уйғониш энергиялари қадар энергиялари ортиқ бўлади. Узоқ чопувчи α-зарралар емирилувчи ядронинг емирилиш схемасини аниқлаш имкониятини беради.

3) Алфа зарралар интенсивлиги энергиясига боғлиқ бўлиб, энергияси ошиши билан интенсивлиги кескин оша боради.



2.7–расм. 2.6–расм.

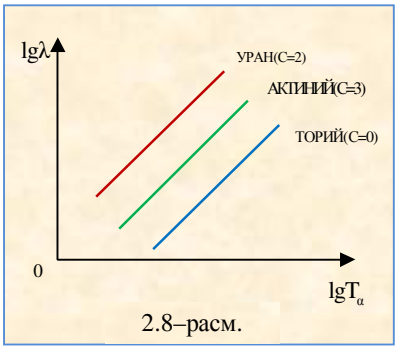
4) Алфа табиий радиоактив изотоплардан чиқувчи α-зарралар энергиялари 4МэВ < T_α< 9 МэВ оралиғида, бу ядроларнинг ярим емирилиш даврлари $T_{1/2}$ эса $3*10^{-7}$сек <$T_{1/2}$< 5*1015 йил оралиғида бўлади. Алфа зарралар кинетик энергиялари нисбати 2,5 марта ўзгарса, ярим емирилиш даврлари нисбати 10^{24} маротаба ўзгаради. Лекин шундай катта фарқ бўлишига қарамасдан алфа емирилиш даври билан энергияси ўртасидаги алоқадорлик мавжуд. Алфа зарралар энергияси 1% камайса, ярим емирилиш даври 10 маротаба ошади, агар энергия 10% камайса, ярим емирилиш даври 2-3 тартибга ўзгаради. Тажриба натижаларига асосланиб бу боғланишни 1911-1922 йиллар Гейгер-Неттоллар аниқлаганлар

$$\lg\lambda = A\lg R_\alpha + B \qquad (2.10)$$

Бу ерда λ-емирилиш доимийси, A, B –доимий сонлар (радиоактив оилаларга хос бўлган ўзгармас сон), R_α- α-зарранинг ҳавода чопиш масофаси. Алфа зарранинг ҳавода чопиш масофаси кинетик энергияси орқали $R_{sm} = 0{,}3\ T_\alpha^{3/2}$ МэВ ифодаланади. У ҳолда (2.10) ифодани

$$\lg\lambda = A\lg T_\alpha + B' \qquad (2.11)$$

кўринишда ёзамиз. (2.11) Гейгер-Неттол формуласи аҳамияти шундаки, узоқ яшовчи алфа емирилувчи ядроларнинг ярим емирилиш вақтини бевосита ўлчаш мумкин бўлмаган ядроларда бу ядролардан чиқаётган ҳажм энергияси, иккинчи α-зарралар кинетик энергиясига кўра емирилиш вақтини аниқлаш мумкин (2.8-расм).



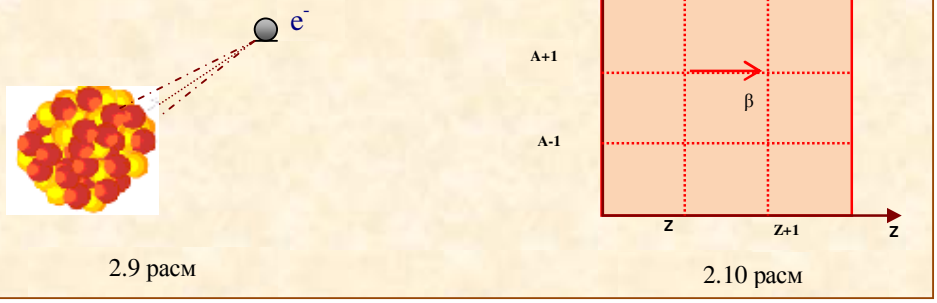
2.8–расм.

5) Алфа емирилиш энергияси масса сонига боғлиқ бўлиб, масса сонининг ошиши билан энергияси ошиб боради, бу ўзгаришда иккита максимум қиймати учрайди: бири A=145 да, иккинчиси A=212 да.

Алфа энергиясининг масса сони А ошиши билан ўсиб боришлигини томчи моделига кўра, Кулон энергияси ошишлиги бу билан боғланиш энергиясининг камайиб, массасини ошиб боришлиги билан тушунтириш мумкин. Яъни, дастлабки ядрода ҳосила ядрога қараганда заряд катта, Кулон энергияси катта, боғланиш энергияси кичик, массаси эса ошиб бораверади. Алфа зарралар энергияси ошиб боришини солиштирма боғланиш энергиясига кўра тушунтириш мумкин. Солиштирма боғланиш энергиясини масса сонига боғлиқлик графигидан кўриниб турибдики, ўта оғир ядроларга қарийб 5,5 МэВ тўғри келади. Бу деган сўз, оғир ядродан бир протон ёки бир нейтронни ажратиб олиш учун ядрога 5,5 МэВ энергия бериш зарур, демакдир.

2.3. Бета-емирилиш

Радиоактив ядро β-емирилиш туфайли қўшни изобар ядрога ўтади. Бета-емирилишда ядро заряди $\Delta Z \pm 1$ га ўзгаради, масса сони А ўзгармайди. Бета-емирилиш энергияси 18 кэВ дан 16 МэВ гача бўлиб, барча ядролар соҳасида кузатилади. Бета-зарранинг айнан электрон эканлигига $\beta \equiv e$ қуйидаги далилларни келтириш мумкин: β^-- зарра заряди, массаси, спини, магнит моменти электронникига тенг; β^+- зарра атом қобиқ электронлари билан аннигилляция беради $\beta^+ + e \rightarrow \Upsilon + \Upsilon$ (аннигилляциялашувни фақат антизарраларгина вужудга келтиради); бета-емирилиш атом қобиқ электронларини ядро томонидан қамраб олиш билан ҳам бўлади.



2.9 расм 2.10 расм

Бета-зарра электрон каби Паули тамойилига бўйсинади, ядродан чиқувчи β–зарра атом қобиғида тўхтаб қолмайди, албатта, атомдан ташқарига чиқиб кетади. Шундай қилиб, айтиш мумкинки, β-зарра айнан электрон экан. Иккинчи томондан β-зарра ядрода тайёр ҳолда мавжуд эмас (2.9-расм). Ядро протон ва нейтронлардан иборатдир. Агар ядрода β-зарра мавжуд дейилса, у ҳолда ядронинг спин ва магнит моментларини, энергиясини тушунтириб бўлмайди. Хулоса қилиб айтиш мумкинки, β-зарра ядрода тайёр ҳолда мавжуд эмас, емирилиш вақтидагина пайдо бўлади. Ядрода β-емирилиш жараёнини ядродаги нуклонларнинг ўзаро алмашинувчи, яъни

протонларнинг нейтронларга ёки нейтронларнинг протонларга алмашинуви туфайли деб қараш керак. Бета-емирилиш нуклонлар алмашинувига хос жараёндир. β - зарралар манбаи нуклонлардир. Ядродан ташқаридаги эркин нейтрон ярим емирилиш даври 11.7 мин. давр билан протон ва бета-заррага емирилади, ядро ичида протон ҳам β-емирилишини вужудга келтиради.

Радиоактив ядро β-емирилиш туфайли қўшни изобар ядрога ўтади. Бета-емирилишда ядро заряди $\Delta Z \pm 1$ га ўзгаради, масса сони A ўзгармайди. Бета-емирилиш энергияси 18 кэВ дан 16 МэВ гача бўлиб, барча ядролар соҳасида кузатилади. Бета-зарранинг айнан электрон эканлигига $\beta \equiv e$ қуйидаги илмий далилларни келтириш мумкин:

1) β^-- зарра заряди, массаси, спини, магнит моменти электронникига тенг;

2) β^+- зарра атом қобиқ электронлари билан аннигилляция беради $\beta^+ + e \rightarrow \Upsilon + \Upsilon$ (аннигилляциялашувни фақат антизарраларгина вужудга келтиради);

3) Бета-емирилиш атом қобиқ электронларини ядро томонидан қамраб олиш билан ҳам бўлади.

4) Бета-зарра электрон каби Паули тамойилига бўйсунади, ядродан чиқувчи β–зарра атом қобиғида тўхтаб қолмайди, албатта, атомдан ташқарига чиқиб кетади.

Шундай қилиб, айтиш мумкинки, β-зарра айнан электрон экан. Иккинчи томондан β-зарра ядрода тайёр ҳолда мавжуд эмас. Ядро протон ва нейтронлардан иборатдир. Агар ядрода β-зарра мавжуд дейилса, у ҳолда ядронинг спин ва магнит моментларини ҳамда энергиясини тушунтириб бўлмайди. Ҳақиқатан ҳам импулс ва координата ноаниқлиги тамойилига асосан

$$\Delta p \Delta r \geq h$$

$$\Delta p = \frac{h}{\Delta r} = \frac{10^{-27}}{10^{-12}} \frac{\text{эрг} \cdot \text{с}}{\text{см}} = 10^{-15} \frac{\text{эрг} \cdot \text{с}}{\text{см}}$$

$$T = \Delta p \cdot c = 10^{-15} \frac{\text{эрг} \cdot \text{с}}{\text{см}} \cdot 3 \cdot 10^{10} \frac{\text{см}}{\text{с}} = 3 \cdot 10^{-5} \text{эрг} =$$

$$= 3 \cdot 10^{-5} \frac{1}{1{,}6 \cdot 10^{-6}} \text{МэВ} = 20 \text{МэВ}$$

β-емирилиш энергиясидан катта бўлиб кетади. Хулоса қилиб айтиш мумкинки, β-зарра ядрода тайёр ҳолда мавжуд эмас, емирилиш вақтидагина пайдо бўлади. Ядрода β-емирилиш жараёнини ядродаги нуклонларнинг ўзаро алмашинувчи, яъни протонларнинг нейтронларга ёки нейтронларнинг протонларга алмашинуви туфайли деб қараш керак. Бета-емирилиш нуклонлар алмашинувига хос жараёндир. β -зарралар манбаи нуклонлардир. Ядродан ташқаридаги эркин нейтрон ярим емирилиш даври 11.7 мин. давр билан протон ва бета-заррага емирилади, ядро ичида протон ҳам β-емирилишини вужудга келтиради. Шуни алоҳида таъкидлаш мумкинки, эркин нейтрон $n \rightarrow p + \beta^-$ - бўйича β^-- емирилар экан. Бу емирилиш ядро ва

электромагнит кучлари туфайли деб бўлмайди, чунки ядро кучлари қисқа масофада таъсирлашув хусусиятига эга бўлгани учун эркин нейтронга таъсир этмайди, нейтрон зарядсиз бўлгани учун электромагнит кучлари ҳам таъсир этмайди. Демак, бета-емирилиш алоҳида кучлар, яъни кучсиз таъсирлашув деб аталувчи кучлар туфайли рўй беради. Бета-емирилишнинг уч хили учрайди: β^--емирилиш, β^+-емирилиш ва е-қамраш.

1. β^-- емирилиш ядрода нейтронлар ортиқча бўлишса, $n \rightarrow p+\beta^-$ емирилади, бу билан ${}^{A}_{z}X \rightarrow {}^{A}_{z+1}Y + \beta^-$ заряди биттага ошади.

M: ${}^{3}_{1}H \rightarrow {}^{3}_{2}He + \beta^-$

2.Агар ядрода протонлар ортиқча бўлишса, $n \rightarrow p+\beta^+$- емирилади, бу билан ${}^{A}_{z}X \rightarrow {}^{A}_{z-1}Y + \beta^+$ заряди биттага камаяди.

M: ${}^{11}_{6}C \rightarrow {}^{11}_{5}B + \beta^+$

3.Атом қобиғидаги электронни ядро қамраб олиши $e^-+p \rightarrow n$ бу билан ядро заряди биттага камайиши $e^- + {}^{A}_{z}X \rightarrow {}^{A}_{z-1}Y$ мумкин.

M: ${}^{7}_{4}Be + e^- \rightarrow {}^{7}_{3}Li$

Электрон қамраш эҳтимолияти атом қобиғининг ядрога энг яқин жойлашган К-қобиқ электронлари учун энг катта. Бу жараёнда рентген нурлари ва чет қобиқ электронлари чиқиши кузатилади.

2.4. Бета-емирилишларда энергия муносабатлари

1.Юқорида баён қилинганидек, β^-- емирилишда ядро заряди биттага ошади. Шунинг учун дастлабки ядро массаси M(A,Z) ҳосила ядро M(A,Z+1) ва электрон массаси m_e дан катта бўлиши керак

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

Одатда ядро массаси эмас, атом массаси ишлатилади. Шунинг учун тенгламанинг ҳар иккала томонига Zm_e массани қўшсак атом массаси ҳосил бўлади

$$M_{ат}(A, Z) > M_{ат}(A, Z+1).$$

β^--емирилиш энергияси электронлар боғланиш энергияларини ҳисобга олмаганда дастлабки ва ҳосила атомлар массалари айирмасига тенг бўлади

$$E_\beta = [M_{ат}(A, Z) - M_{ат}(A, Z+1)]c^2. \qquad (2.12)$$

2. β^+-емирилишда ядро заряди биттага камаяди. Шунга кўра

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

Атом массалари билан ифодалаш учун $(Z+1)\,m_e$ қўшсак

$$M_{ат}(A, Z+1) > M_{ат}(A, Z)+2m_e$$

β^+-емирилиш энергияси

$$E_{\beta+} = [M_{ат}(A, Z+1) - M_{ат}(A, Z)-2m_e]c^2 \quad . \qquad (2.13)$$

Ҳосила ядро атомида битта электрон кам эди ва яна битта электрон емирилиши лозим, шунинг учун дастлабки ядро ҳосила ядродан энг камида $2\,m_e$ =1,02 МэВ энергия ортиқ бўлиши шарт.

3. Электрон қамраб олинганда қобиқ электронни ядро томонидан қамраб олади, бу билан ядро заряди биттага камаяди

$$e^- + M(A, Z + 1) > M(A, Z).$$

Атом массалари билан ифодалаш учун Zm_e қўшсак

$$M_{ат}(A, Z+1) > M_{ат}(A, Z).$$

Электрон қамраш энергияси

$$E_e = [M_{ат}(A, Z+1) - M_{ат}(A, Z)]c^2 . \qquad (2.14)$$

(2.12) ва (2.13) энергетик шартлардан емирилиш энергияси 1,02 МэВ дан катта бўлганда β^+ ва e_q ҳодисалари бир вақтда рўй беришлиги кўриниб турибди. Емирилиш энергияси 1,02 МэВ дан кичик бўлганда фақат электрон қамраш бўлади, агар 1,02 МэВ дан қанчалик юқори бўлса, β^+ емирилиш жараёни электрон-қамраш жараёни билан шунчалик кучли рақобат қилади. Бу жараёнларнинг эҳтимоллиги ω нинг нисбати ядронинг зарядига ҳам боғлиқ. $\omega_q/\omega_{\beta}{}^+$ нисбат берилган емирилиш энергиясида Z нинг ортиши билан ортиб боради. Енгил ва ўрта ядроларда β^+ -емирилиш эҳтимолияти катта, чунки қобиқ электронларининг ядрога тушиш эҳтимолияти кичик, ядро заряди ўсиши билан қобиқ яқинлашади бирор қобиқ электронларнинг ядрога тушиш эҳтимолияти ω-ядро ҳажмининг атом электронлар қобиқлари ҳажми нисбатига тенг

$$\omega=\left(\frac{R}{r_0}\right)^3,$$

бу ерда R-ядро радиуси $R=10^{-12}$-10^{-13} см, r_0-атом қобиқ радиуси $r_0=10^{-8}$-10^{-10} см. Бундан кўриниб турибдики, оғир ядроларда R ўсиб бораверади, электрон қобиқ радиуси r_0 кичиклашаверади, бу эса электрон қамраш эҳтимолиятини кескин оширади.

2.5. Бета-турғунлик шарти ва емирилиш турлари

Бета-емирилишда ядро заряди ўзгаради, масса сони ўзгармайди, яъни изобар ядролар ичида энг катта боғланиш энергиясига эга бўлган ядро β – емирилишга нисбатан турғун, қолганлари эса радиоактив бўлади. Маълумки, боғланиш энергияси массаси билан қуйидагича боғланган

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - \Delta E_b \qquad (2.15)$$

ΔE_b - энергияси учун Вейцзеккер формуласи орқали ифодасини келтириб қўйсак

$$M = Zm_p + (A-Z)m_n - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \xi \frac{\left(\frac{A}{2} - Z\right)^2}{A} - \delta A^{-3/4} \qquad (2.16)$$

(2.16) ифодадан кўриниб турибдики, ядро массаси M ядро заряди Z^2 – боғланишда бўлиб, графиги парабола чизиғини беради. Изобар ядролар A=const ичида β-турғунлик шарти боғланиш энергиясининг максимум, массасининг энг минимум қийматига мос келади. Шунинг учун (2.16) ифодани A=const деб ўзгарувчи Z га нисбатан M нинг максимум қийматини олиш лозим, бунинг учун (2.16) дан Z бўйича ҳосиласини олиб, экстримум қийматини топамиз. (2.16) ифодада 5 ва 6 ҳадлар (Кулон ва симметриклик энергияларига мос келувчи) Z га боғлиқ функциялардан

$$\gamma Z^2 A^{-1/3} + \xi \frac{(A-2Z)^2}{A} = 0$$

ҳосила оламиз

$$\gamma Z^2 A^{-1/3} + \xi \frac{A^2 - 4AZ + 4Z^2}{A} = \gamma Z^2 A^{-1/3} + \xi A - 4Z\xi + 4Z^2 \xi \frac{1}{A} = 0$$

ва керакли ҳадларни қолдириб қуйидаги тенгламани ҳосил қиламиз

$$2\gamma Z A^{-1/3} - 4\xi + 8\xi Z \frac{1}{A} = 0 .$$

Охирги тенгламани A катталикка кўпайтирамиз

$$2\gamma Z A^{2/3} - 4\xi A + 8\xi Z = 0$$

ва соддалаштириб

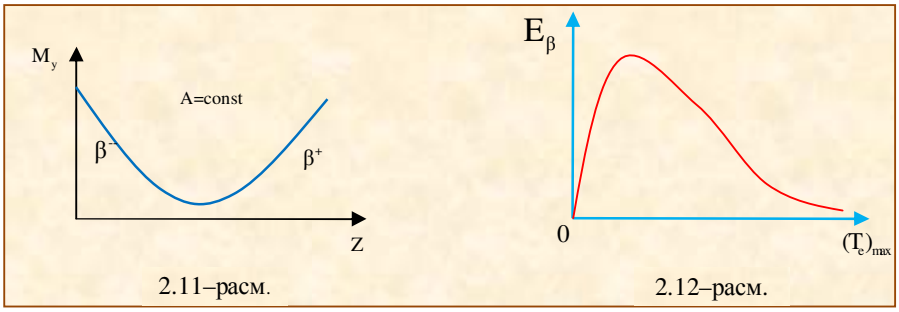
$$Z(\gamma A^{2/3} + 4\xi) = 2\xi A$$

Z катталик учун керакли ифодани топиб оламиз

$$Z = \frac{2\xi A}{\gamma A^{2/3} + 4\xi} = \frac{A}{2 + \frac{\gamma A^{2/3}}{2\zeta}}. \qquad (2.17)$$

Υ=0,710 МэВ ва ξ=23,7 МэВ қийматларни эътиборга олсак (2.17) ифода

$$Z = \frac{A}{2 + \frac{0,710}{23,7} A^{2/3}} = \frac{A}{2 + 0,015 A^{2/3}} \qquad (2.18)$$



2.11–расм. 2.12–расм.

кўринишга келади ва бу ифода β-турғунлик шартини ифодалайди. $Z=Z_m$ мувозанат заряд деб аталади. А сонли изобарларда заряди $Z>Z_m$ бўлса, бу ядроларда протонлар ортиқ бўлиб, нейтрон ноёб ядролар ҳисобланади, бу ядролар $p \rightarrow n+\beta^+$, β^- ёки e_q йўли билан зарядини камайтириб мувозанатга интилса, $Z<Z_m$ ядроларда эса нейтронлар сони ортиқча бўлиб, протонлар ноёб бўлишадилар, бу соҳа ядролар $n \rightarrow p+\beta^-$, β^-емирилиш билан зарядларини ошириб мувозанат ҳолатга кела бошлайдилар (2.11-расм). Бета-емирилувчи ядроларнинг тоқ-жуфт бўлишига кўра парабола чизиғи бир-бирларига нисбатан силжиган бўлишадилар. Жуфт-жуфт ядроларда боғланиш энергияси катта бўлгани учун парабола чизиғи энг пастга силжиган бўлади. Бета турғун ҳолатдан узоқлашиб кетса $Z_m > Z$ β-емирилувчи нейтрон ортиқ ядролар нейтрон емирилиши, $Z_m < Z$ протон ортиқ β^-, e_q- емирилувчи ядролар протон емирилиши мумкин.

2.6. Бета-спектр ва нейтрино

Бета-емирилишда алфа-емирилишдаги каби бета-зарралар спектри дискрет ва моноэнергетик бўлиши керак эди. Лекин бета – радиоактив емирилишларда ҳосил бўлган бета-зарралар спектри узлуксиз эканини кўрсатди (2.12-расм). Бета-зарраларнинг максимал кинетик энергияси $(T_e)_{max}$ бета-емирилиш энергиясига яқин бўлади

$$(T_c)_{max} \approx E_\beta .$$

Бета-емирилишда чиқувчи β-зарралар энергияси узлуксиз бўлиб, энергияси нолдан $E_{мах}$ гачадир. Дастлабки ва маҳсул ядроларнинг энергия ҳолатлари дискрет бўлиб, бу ҳолатлар орасида вужудга келувчи β-зарралар энергиялари узлуксиз бўлишлиги бу жараёнда энергия сақланмаслигини кўрсатади. β -емирилишда спектрнинг узлуксизлигини тушунтириш учун турлича тахминлар мавжуд. Масалан:

1) β-емирилишда ядронинг уйғонган ҳолатлари емирилади, уйғонган ҳолатдан гамма-квантлар чиқариш билан асосий ҳолатга ўтадилар деб қарашади. Бу тўғри эмас, кўпгина ядролардан гамма-квантлар умуман нурланмайди.

2) β-емирилишда вужудга келган зарралар энергиясининг бир қисми атомда ютилади деб қаралади. Бу тахминни аниқ калометрик ўлчашлар тасдиқламайди, спинини ҳам тушунтириб бўлмайди

$$n \to p + \beta^-; \qquad p \to n + \beta^+; \qquad e + p \to n$$

$$\frac{1}{2} \to \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \qquad \frac{1}{2} \to \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \qquad \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \to \frac{1}{2}$$

Бета-емирилишда спектрнинг узлуксизлиги 1931 йили Швейцариялик В. Паули β-емирилишда β-заррадан ташқари яна бир зарра чиқишлиги ва емирилиш энергияси бу икки зарра ўртасида тақсимланишини башорат қилди. β-емирилишда чиқувчи иккинчи зарра зарядсиз Z=0 бўлиши, тинч ҳолатдаги массаси нол бўлиши, чунки β^- спектр максимум энергияси β-емирилиш энергиясига айнан тенг, спини 1/2 ёки 3/2, магнит моменти ҳам нол ёки нолга яқин, таъсирлашув кесими $\sigma=10^{-44}$ $см^2$ бўлиши лозим. Бу заррага нейтрино деб ном берилди. Нейтрино зарядсиз, массасиз зарра бўлгани учун бу заррани қайд қилиб, тутиб бўлмайди. Нейтрино учун муҳитда эркин чопиш масофаси

$$l = \frac{1}{n\sigma} = \frac{1}{10^{22}\,см^{-3} \cdot 10^{-44}\,см^2} = 10^{22}\,см = 10^{17}\ км.$$

Ядро суюқлигида

$$l = \frac{1}{n\sigma} = \frac{1}{10^{38}\,см^{-3} \cdot 10^{-44}\,см^2} = 10^{6}\,см = 10см.$$

Нейтринонинг тинч ҳолат массаси қиймати β-спектрга кўра аниқланади. Нейтрино массаси β-спектр максимум энергиялари фарқига тенг. Тажриба натижалари нейтрино массасининг юқори чегараси $m_B<35$ эВ бўлиб, электрон массасидан 15 000 маротабалар кичик эканлигини кўрсатади. Кўпгина лабораториялардаги кейинги ўлчашлар нейтрино массаси $14<m_B<46$ эВ чегарада эканлигини кўрсатади. Бета-емирилишда нейтрино

борлигини тасдиқловчи тажрибаларни ўтказишни А.И.Алиханов (1904-1970), А.И.Алиханянлар (1908-1978) ($^7_4\mathrm{Be}+e^-\rightarrow{}^7_3\mathrm{Li}+\nu$) ^{7}Be нинг e_q қамраш жараёнида нейтринонинг Li ядросига берган тепкисини ўлчашни тавсия этди. Бу емирилишда емирилиш энергияси

$$E=[M_{at}(^7_4\mathrm{Be})-M_{at}(^7_3\mathrm{Li})]c^2=[7{,}01916-7{,}01824]\cdot 931{,}4\text{МэВ}=0{,}864\text{МэВ}.$$

Емирилиш энергияси E_β=0,864 МэВ, демак, β^+-емирилиш энергетик жиҳатдан мумкин эмас, фақат электрон қамраш бўлиши мумкин. Нейтрино массаси β-спектрга кўра аниқланса, бор йўқлиги импулсга кўра аниқланади. Демак, ^{7}Be –электрон қамраш жараёнида нейтрино чиқади ва ҳосила ядро ^{7}Li га тепки беради. Импулснинг сақланиш қонунига кўра

$$|p_\nu|=|p_{Li}|=\sqrt{2M_{Li}\cdot T_{Li}}\,.$$

Ҳосила ядро ^{7}Li нинг олган кинетик энергияси

$$T_{Li}=\frac{p_{Li}^2}{2M_{Li}}=\frac{p_\nu^2}{2M_{Li}}=\frac{E_\nu^2}{2M_{Li}c^2}=\frac{E_\nu^2}{2M_{Li}c^2}=\frac{(0{,}864)^2\ (\text{МэВ})^2}{2\cdot 7\cdot 931\ \text{МэВ}}=57{,}3\ \text{эВ}.$$

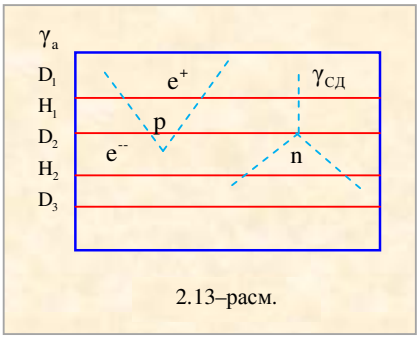
Агар таркиби ^{7}Li тепки энергияга эга бўлиб, тепки энергияси 57,3 эВ атрофида бўлса, β-емирилишда нейтрино борлиги тасдиқланади, акс ҳолда нейтрино гипотезаси нотўғри. Бу тажрибани 1942 йили Америкалик олим Аллен ўтказди ва ^{7}Li нинг тепки энергияси $T(^7\mathrm{Li})_т$ = (56,6 ±1,0) эВ эканлигини аниқлади. Бу билан β-емирилишда β-заррадан ташқари нейтрино ҳам чиқишлигини тажрибада тасдиқлади. Бевосита нейтринони қайд қилишлик катта қувватга эга бўлган ядро реакторлари яратилгандан кейин амалга оширилди. Оғир ядроларда нейтронлар нисбатан ортиқ бўлади, бу ядролар кетма-кет β-емирилиб турғун ҳолатга ўта бошлайди. Ҳар бир емирилиш актида антинейтрино ҳам чиқади. Оғир ядролар ҳар бир бўлиниш актига 5-6 антинейтрино тўғри келади. АҚШлик Рейнис (1918), Коуен (1919) лар 1953-1954 йилларда антинейтринони бевосита қайд этишдилар. Улар бета-емирилишда нейтрино пайдо бўлса, тескари жараён ҳам бўлиши керак деб

$$\overline{\nu}+p\rightarrow n+\beta^+ \qquad (2.19)$$

реакциядан фойдаландилар. (2.19) реакция содир бўлиши учун антинейтрино энергияси 1,8 МэВ дан катта бўлиши керак, чунки n+e^+ лар p-массасидан шунчага катта. Қурилма N_1 ва N_2 бак нишонлар билан ажратилган учта D_1, D_2, D_3 – бак детекторлардан тузилган (2.13-расм). N_1 ва N_2 бак-нишон қалинлиги 7 см дан $CdCl_2$ тузи эритмаси билан

аралаштирилган сув, D_1, D_2, D_3-детекторлар (1,9x1,3x0,6 м) суюқ сцинтилляторлардан иборат.

Сцинтилляцион суюқлик ҳажми 150 та фотоэлектрон кўпайтиргич ёрдамида кузатилади. Қурилмани ташқи нейтрон ва гамма-фотонлардан сақлаш учун система қўрғошинли парафин қутичага жойлаштирилган ва пўлат қоплама билан беркитилиб, ер остига чуқурликка туширилган.



2.13–расм.

Антинейтрино манбаи сифатида секундига 10^{18}-10^{19} та антинейтрино оқимини берадиган ядро реактори хизмат қилган. Бак-нишонга келиб тушган антинейтрино нишон протони билан $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$ реакwия бўйича таъсирлашса, нейтрон ва позитрон ҳосил бўлади. Позитрон 1 см атрофидаги масофани 10^{-9} с да ўтиб электрон билан аннигилляцияланади ($e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$) ва иккита γ_2 гамма-фотон ҳосил қилади. Фотонлар мослама схемага уланган D_1, D_2, D_3-детекторларда қайд қилинади. Нейтрон эса сувда кетма-кет тўқнашиш натижасида ўз энергиясини камайтириб Cd ядросида ютилади. Кадмий ядроси уйғонган ҳолатдан умумий энергияси 10 МэВгача бўлган бир неча $\gamma_{Сд}$ гамма-фотонлар чиқариб асосий ҳолатга ўтади. $\gamma_{Сд}$ – квантлар ҳам D_1, D_2, D_3-детекторларда қайд қилинади. Қурилма антинейтринонинг протон билан ўзаро таъсирлашиши секинлатиш оралиғи ва нейтронлар диффузияси вақти (1 дан 25 мкс гача) бўйича силжиган икки импулснинг ҳосил бўлишига мослашган мос тушиш схемаси асосида ишлайди. Қурилма 1400 соат узлуксиз ишлаб бир соатда ўртача 2,88±0,22 импулсларни қайд қилди. Бу антинейтрино билан протоннинг ўзаро таъсир кесими $\sigma_\nu \sim 10^{43}$ $см^2$ га тенг эканлигини кўрсатади. Антинейтринонинг мавжудлиги бета-емирилиш назариясини асослади. Яна шуни ҳам эслатиб ўтиш керакки, нейтроннинг $n \rightarrow p + \beta^- + \nu_e$ схемаси бўйича емирилиши унинг учта заррадан (p, β, ν) ташкил топганини кўрсатмайди: p, β, ν лар емрилиш вақтида вужудга келади. Бу атомнинг бир энергетик ҳолатдан бошқасига ўтганда фотон сочилишига ўхшайди. Атомда «тайёр» фотон бўлмаганидек, нейтрон ичида «тайёр» зарралар йўқ.

Нейтрино билан антинейтрино бир хил эмаслигини 1956 йилда Р. Девис ўз тажрибаларида исботлади. Ҳақиқатдан, нейтрино билан антинейтрино бир хил бўлса, $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$ каби $\bar{\nu}_e + n \rightarrow p + e^-$ реактсия ҳам кузатилар эди. Р. Девис катта ҳажмдаги тўрт хлорли углерод антинейтрино оқимида нурлантирилиб, узоқ кузатишлар давомида $\nu_e + {}^{37}_{17}Cl \rightarrow {}^{37}_{18}Ar + e^-$ реакция натижасида биронта ҳам ^{37}Ar ҳосил бўлмаганини кўрсатди. Ҳозир нейтрино-антинейтрино жуфтининг бошқа хиллари ҳам бор. Юқорида биз кўрган электрон-нейтрино ва электрон-антинейтринолардан ташқари яна мюон-нейтрино ва мюон-антинейтринолар 1962 йилда топилди. Улар π^+ ва π^- - мезонларнинг μ^+ ва μ^- - мезонларга парчаланишида ҳосил бўлади.

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$
$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

1975 йилда оғир τ-лептоннинг парчаланишида ҳосил бўладиган нейтрино ва антинейтрино учинчи хили кашф этилди

$$\tau^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\tau$$
$$\tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$$

τ-лептоннинг массаси анча оғир ($m_\tau c^2$=1,9 ГэВ) протон массасидан деярли икки марта катта, у емирилишда мюон ва адронлар

$$\tau^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \bar{\nu}_\tau$$
$$\tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau$$
$$\tau^+ \rightarrow \bar{\nu}_\tau + \text{адронлар}$$
$$\tau^- \rightarrow \nu_\tau + \text{адронлар}$$

(оғир зарралар) ҳам ҳосил бўлади.

Назорат саволлари

1. Радиоактивлик ҳодисаси нима.
2. Радиоактив емирилиш қонунини тушунтиринг.
3. Алфа-емирилиш нима.
4. Радиоактив ядро β-емирилиш туфайли қўшни изобар ядрога ўтишини тушунтиринг.

МАСАЛАЛАР ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

1-масала. Массаси m=0,2 мкг бўлган радиоактив магнийнинг $^{12}_{7}Mg$ бошланғич активлиги A_0 аниқлансин, t=6 соат вақт ўтгандан кейин активлик қандай бўлади? Магнийнинг ярим емирилиш даври $T_{1/2}$ маълум деб олинсин.

Берилган: $T_{1/2}$=10 мин=600 с

$$\frac{m=0{,}2\ \text{мкг}=0{,}2\cdot 10^{-9}\ \text{кг},\quad t=6\,\text{соат}=6\cdot 3600\ \text{с}.}{A\sim ?}$$

Ечиш: Изотопнинг активлиги А радиоактив емирилиш тезлигини характерлайди, ”dt” вақт ичида емирилган ядролар сони “dN” билан ўлчанади, яъни

$$A=-\frac{dN}{dt}. \qquad (1)$$

Манфий “-“ ишора радиоактив ядролар сони N вақт ўтиши билан камайишини билдиради. “dN/dt” ни аниқлаш учун радиоактив емирилиш қонунидан фойдаланимиз:

$$N=N_0e^{-\lambda t}. \qquad (2)$$

Бунда N - t вақт моментидаги радиоактив изотопдаги ядролар сони: N_0 – бошланғич вақтидаги (t=0) радиоактив ядролар сони: λ - радиоактив емирилиш доимийси. (2) ифодани вақт бўйича дифференциалласак:

$$\frac{dN}{dt}=-\lambda N_0e^{-\lambda t} \qquad (3)$$

(1) ва (3) формуладан изотопнинг бошланғич вақтидаги (t=0) активлиги:

$$A=\lambda N_0e^{-\lambda t} \qquad (4)$$

ёки

$$A_0=\lambda N_0 \ . \qquad (5)$$

Радиоактив емириш доимийси λ ярим емирилиш даври $T_{1/2}$ билан ўзаро қуйидагича боғланган:

$$\lambda=\frac{\ln 2}{T_{1/2}}. \qquad (6)$$

Радиоактив ядролар сони N_0 Авагадро доимийси N_A ва ν изотоп миқдорининг кўпайтмасига тенг:

$$N_0=\nu N_A=\frac{m}{M}N_A \ / \qquad (7)$$

Бунда m – изотоп массаси: M – моляр масса. (6) ва (7) ифодалардан фойдаланса (5) ва (4) формулалар қуйидаги кўринишга келади:

$$A_0=\frac{m}{M}\frac{\ln 2}{T_{1/2}}N_A \qquad (8)$$

$$A=\frac{m}{M}\times\frac{\ln 2}{T_{1/2}}N_Ae^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}}t} \ . \qquad (9)$$

Ҳисоблашларни бажарамиз:

$T_{1/2}$ = 10 мин = 600 с.

ln2=0,692; t=6 соат=$2,16\cdot10^4$ с

$$A_0=\frac{0,2\cdot10^{-9}0,693}{27\cdot10^{-3}600}\cdot6.02\cdot10^{23}\text{Bk}=5,13\cdot10^{12}\text{Bk}=5,13\,\text{T Bk}$$

$$A=\frac{0,2\cdot10^{-9}0,693}{27\cdot10^{-3}600}6,02\cdot10^{23}e^{-\frac{0,693}{600}2,6\cdot10^4}\text{Bk}=81,3\,\text{Bk}$$

.

2 Масала. Активлиги $A_0 = 55,5\cdot10^7$ Бк ва $t = 13$ суткадан кейин – $A_t = 18,5\cdot10^7$ Бк бўлган радионуклиднинг ярим емирилиш даври топилсин

Ечиш: радионуклиднинг активлиги қуйидаги формула орқали аниқланади

$$A_t = A_0\cdot e^{\frac{-0,693t}{T}};$$

Бу ердан

$$e^{\frac{-0,693t}{T}}=\frac{A_t}{A_0};$$

экспоненциал ифоданинг қийматини ҳисоблаб

$$e^{\frac{-0,693t}{T}}=0,33,$$

радионуклиднинг ярим емирилиш даври учун

$$\frac{t}{T}=1,50$$

тенгликни ҳосил қиламиз У ҳолда

$$T=\frac{t}{1,5}=\frac{13\text{ сутка}}{1,5}=8,7\text{ сутка}.$$

Жавоб: 8,7 сутка (748800 *с*).

3 Масала. 14. ^{32}P - препаратнинг активлиги 2 мкКи га тенг. Препаратнинг массасини ҳисобланг?

Ечиш: радиоактив емирилиш қонуни

$$N(t)= N_0e^{-\lambda t}\quad .$$

Ярим емирилиш даври T ^{32}P препарат учун 14,5 суткани ташкил этади. Ярим емирилиш даври T нинг емирилиш доимийси ўртасидаги боғланиш

$$T = \ln2\ /\lambda.$$

Бу ердан

$$N=\frac{mN_A}{A}.$$

У ҳолда масса қуйидаги муносабатдан аниқланади

$$A_0 = N_0\lambda = \frac{mN_A \ln 2}{T\cdot A}.$$

ёки

$$m=\frac{A_0 TA}{N_A \ln 2}=\frac{2\cdot 10^{-6}\cdot 3,7\cdot 10^{10}\cdot 14,5\cdot 86400\cdot 32}{6,02\cdot 10^{23}\cdot 0,693}=7,1\cdot 10^{-15}\text{кг}.$$

Жавоб: $7,1\cdot 10^{-15}$ кг.

4 Масала. Агар икки йилдан кейин ${}^{60}_{27}\text{Co}$ манбанинг активлиги $1,225\cdot 10^{10}$ Бк бўлса, унинг бошланғич A_0 активлиги топилсин (T = 5,3 йил).

Ечиш. Активликнинг ифодаси

$$A=A_0\cdot e^{-\frac{0,693t}{T}}$$

ёзиб, қуйидаги муносабатни топамиз

$$\frac{t}{T}=\frac{2}{5,3}=0,377.$$

Формулаларнинг сон қийматларини қўйиб

$$e^{\frac{-0,693t}{T}}=0.76;$$

$$A_0=\frac{A}{e^{\frac{-0,693t}{T}}}=\frac{1,225\cdot 10^{10}}{0,76}=1,6\cdot 10^{10}\ Бк.$$

ҳосил қиламиз.

Жавоб: $\approx 1,6\cdot 10^{10}$ Бк.

5-масала: α - заррача бор ядроси ${}^{10}_{5}\text{B}$ билан тўқнашиши туфайли ядровий реакция амалга ошди ва натижада иккита янги ядро вужудга келди. Агар биринчи ядро водород атомининг ядроси ${}^{1}_{1}\text{H}$ бўлса иккинчи ядронинг масса сони ва тартиб номери аниқлансин. Ядровий реакция ёзилсин ва бу реакцияда ажралиб чиққан энергия топилсин.

Берилган: $\dfrac{\alpha;\ {}^{10}_{5}\text{B};\ {}^{1}_{1}\text{H}}{W\sim ?}$

Ечиш: Номаълум ядрони X символи билан белгилаймиз. α - заррача бу гелий ядроси ${}_2^4\mathrm{He}$ бўлганлиги учун ядровий реакцияни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$ {}_2^4\mathrm{He}+{}_5^{10}\mathrm{B} \rightarrow {}_1^1\mathrm{H}+{}_z^A\mathrm{X} . $$

Номаълум ядродаги нуклон сонини сақланиш қонунидан аниқлаймиз, яъни 4+10=1+A, бундан A=13. Заряд сақланиш қонунидан 2+5=1+З, бундан z=6. Демак, номаълум ядро бу углерод атом ядросининг изотопига ${}_6^{13}\mathrm{C}$ мос келади. Энди ядро реакциясини тўлиқ ёзиш мумкин:

$$ {}_2^4\mathrm{He}+{}_5^{10}\mathrm{B} \rightarrow {}_1^1\mathrm{H}+{}_6^{13}\mathrm{C} . $$

Реакция энергияси (W) қуйидаги формуладан топилади:

$$ \mathrm{W} = 931[(\mathrm{m}_{\mathrm{He}} + \mathrm{m}_{\mathrm{e}}) - (\mathrm{m}_{\mathrm{H}} + \mathrm{m}_{\mathrm{c}})] . $$

Бу ерда биринчи қавс ичида реакция бошланмасдан олдинги ядро массалари, иккинчи қавс ичида реакциядан кейинги ядро массалари кўрсатилган. Ҳисоблаш учун бу формулада ядро массалари ўрнига нейтрал атомлар массалари олинади. Буни сабабини қуйидагича тушунтириш мумкин. Нейтрал атом электрон қобиқларидаги электронлар сони шу атомнинг заряд сони *Z* га тенг. Реакциядан олдинги зарядлар сони йиғиндиси реакциядан кейинги зарядлар сони йиғиндисига тенг. Шу сабабли гелий ва бор атомларидаги электронлар сони реакциядан кейинги ҳосил бўлган углерод ва водород атомларидаги электронлар сонига тенг. Шу сабабли электронлар массасининг айирмаси ўзаро компенсатсияланади (нолга тенг) ва формуладан фақат ядролар массасининг айирмаси қолади. Атомлар массасини (жадвалга қаранг) формулага қўйиб:

W=931(4.00260+10,0129)-(1,00873-13,00335) МэВ=4,06 МэВ.

5 Масала. Агар радон атомининг сони бир суткада 18,2% камайса, унинг емирилиш доимийси λ топилсин

Берилган: $\delta\mathrm{N} = \left(\mathrm{N}_0 - \mathrm{N}\right)/\mathrm{N}_0 = 0{,}182;\quad \mathrm{t} = 24\ \text{ч} = 8{,}64\cdot 10^4\ \text{с}$. λ=?

Ечиш. Радиоактив емирилиш қонунига кўра

$$ \mathrm{N}=\mathrm{N}_0\mathrm{e}^{-\lambda t} . $$

Бу ерда N_0 –вақтнинг t = 0 моментидаги радоннинг емирилмаган ядролар сони. Вақтнинг t моменти давомидаги радоннинг емирилган ядролар сони

$$ \mathrm{N}_0-\mathrm{N}=\mathrm{N}_0-\mathrm{N}_0\mathrm{e}^{-\lambda t} . $$

У ҳолда $(N_0 - N)/N_0 = \delta N$, то $\delta N = 1 - e^{-\lambda t}$, яъни $e^{-\lambda t} = 1 - \delta N$,

$$\lambda = -\frac{\ln(1-\delta N)}{t}.$$

Ўлчамларни текширамиз

$$[\lambda] = \frac{1}{[t]} = \frac{1}{\text{с}}.$$

Формулага керакли сон қийматларни қўйиб топамиз

$$\lambda = -\frac{\ln(1-0{,}182)}{8{,}64 \cdot 10^4}\ \text{с}^{-1} \approx 2{,}33 \cdot 10^{-6}\ \text{с}^{-1}.$$

Жавоб: $\lambda = 2{,}33 \cdot 10^{-6}\ \text{с}^{-1}$.

III-БОБ
ГАММА – НУРЛАНИШ

Гамма-нурланишда ядрода масса сони, заряди ўзгармайди, фақат энер-гия ўзгариши рўй беради. Гамма-нурланиш ядронинг уйғонган ҳолатидан ҳолатлар энергияларининг айирмасига тенг бўлган дискрет энергияли нурланишлардир. Гамма-нур тинч ҳолатдаги массаси нол, зарядсиз, спини I=1 га тенг бўлган қисқа электромагнит тўлқиндир. Гамма-нурланиш ядро ичида рўй беради, чунки алоҳида нуклон гамма нурламайди (ютмайди), бета-емирилиш нуклонларга хос бўлса, гамма-нурланиш ядрога хос жараёндир. Гамма-нур алфа, бета-емирилишлардан сўнг, ядро реакцияларидан кейин вужудга келади, емирилишлардан кейин энергияси 10 кэВ-5 МэВ гача реакциялардан кейин эса ~20 МэВ гача етиши мумкин. Гамма-нурланиш ядродаги нуклонларнинг ядро электромагнит майдони билан таъсирлашувига кўра вужудга келади.

Фотон ёки гамма-квантларнинг массаси нолга тенг бўлганлигидан улар орбитал моментга эга бўлмайди. Фотонлар ҳолатини белгилашда мултипол тушунчасидан фойдаланилади. Бу ҳолат, электромагнит майдоннинг мултиполи Lh ва жуфтлиги π бўлган ҳолатидир. Эркин фотонлар тўла моменти L бўлган ҳолатлар эга бўлади. Тўла моментининг ҳар бир қийматига битта жуфтлиги мусбат битта жуфтлиги манфий бўлган ҳолат тўғри келади. Фотоннинг L моменти ва π-жуфтлиги аниқ бўлган ҳолати маълум мултиполлик билан характерланади. Бинобарин, квант электродинамикасида 2^L каррали мултиполлик ўтишда фотон манбага нисбатан Lh ҳаракат миқдори олиб кетиши кўрсатилади. Мултиполлар L=1 бўлганда дипол, L=2 бўлганда квадрупол, L=3 бўлганда октупол ва ҳ.к. номлар билан аталади. Шунга асосан электр дипол ва октупол ҳамда магнит квадруполлар тоқ-жуфтликка, аксинча магнит дипол ва октупол ҳамда электр квадруполлар жуфт-жуфтликка эга. Электр мултиполларни **E** ҳарфи билан, магнит мултиполларни эса **M** ҳарфи билан белгилаш қабул қилинган. Ҳарфнинг ўнг томонига L моментнинг қиймати қўйилади. M: электр дипол квант E1, магнит дипол квант M1, электр квадрупол квант E2, магнит квадрупол квант M2 ва ҳ.к. Нуклонларнинг ядро билан таъсирлашувида ядро зарядларининг қайта тақсимланиши электр E, спин ва орбитал магнит моментларнинг қайта тақсимланиши эса магнит M типидаги нурланишлар вужудга келади. Ядродан чиқувчи γ-квантларнинг энегиялари кэВ лардан бир неча МэВ гача бўлади. Шунга мос равишда келтирилган тўлқин узунлиги

$$E = \frac{c\,h}{\lambda}$$

$2\cdot10^{-10}\div5\cdot10^{-14}$ м атрофида бўлади. Агар фотоннинг тўлқин узунлиги λ у билан ўзаро таъсирлашаётган ядро ўлчами R дан катта ($\frac{k}{\lambda}<<1$) бўлса, одатда бу таъсирлашувда ҳаракат миқдори моменти ва жуфтликнинг сақланиш қонунлари рухсат этган мултиполликнинг энг кичик қийматларида амалга ошади. Электромагнит нурланишлар назариясидан электр Е мултипол нурланишлари нурланиш тўлқин узунлигига боғлиқ бўлиб, нурланиш эҳтимолияти қуйидаги формула орқали берилади

$$P_l \approx \left(\frac{R}{\lambda}\right)^{2l}.$$

Магнит нурланишлари учун эса

$$P_l \approx \left(\frac{R}{\lambda}\right)^{2(l+1)},$$

тенглик ўринли бўлади. Бу ердан кўринадики, бир хил мултиполликда М-нурланишлар Е-нурланишларга нисбатан $\left(\frac{R}{\lambda}\right)^2$ марта қийинлашади. Бошқача айтганда, берилган мултиполлик L-да ML-ўтиш EL-ўтишга нисбатан

$$\left(\frac{eh}{m_p ceR}\right)^2 = \left(\frac{h}{m_p cR}\right)^2 = 10^{-3}\div10^{-2}$$

маротаба секинлашган бўлади. Гамма ўтишлар эҳтимолияти гамма фотон энергияси ва ядронинг масса сонига боғлиқ

$$P_l \approx \left(\frac{R}{\lambda}\right)^{2l} \approx E^{2l}A^{2l/3}$$

ва бу эҳтимолияти фотон энергияси ошиши билан ошиб боради. Агар нурланиш мултиполлиги бир карра ошса нурланиш эҳтимолияти

$$\frac{P_{l+1}}{P_l} = \frac{(R/\lambda)^{2(l+1)}}{(R/\lambda)^{2l}} = \left(\frac{R}{\lambda}\right)^2$$

шунга мос ҳолда камаяди. Гамма-нурланишда маълум танлаш қоидалари бажарилади, бинобарин ҳаракат миқдори моменти ва жуфтлик сақланади. Ҳаракат миқдори моменти сақланиш қоидасига кўра

$$\left|I_\delta - I_0\right| \le l \le \left|I_\delta + I_0\right|,$$

бу ерда I_δ ва I_0 – ядронинг бошланғич ва охирги ҳолат спинлари. Бундан ташқари, электр

$$\frac{\pi_\delta}{\pi_0} = (-1)^l$$

ва магнит ўтишлар учун

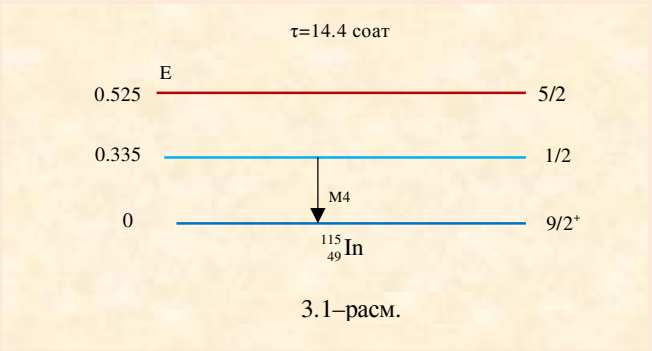
$$\frac{\pi_\delta}{\pi_0} = (-1)^{l+1}$$

жуфтлик сақланиши лозим. Нурланиш тартиби спин сақланишига кўра аниқланиб, нурланиш турли даражалари (электр ёки магнит) жуфтлик сақланишига кўра аниқланади. Шундай қилиб, биринчидан, мултиполлик ℓ ортиши билан гамма-ўтиш эҳтимолияти камаяди, иккинчидан, ўзгармас ℓ да магнит ўтиш эҳтимолияти электр ўтиш эҳтимолиятидан кам бўлади, ниҳоят учинчидан аралаш ўтишларда кичик мултиполликка эга бўлган ўтишлар эҳтимоллиги катта бўлади. Тўртинчидан ўтиш энергияси ошиши билан эҳтимолияти ошиб боради.

Ҳаракат миқдори моментининг сақланиши спинлари нолдан спини нол ҳолатга $I_\delta=I_0=0$ ўтишни таъқиқлайди. Спин ва жуфтлик бўйича танлаш қоидасидан ташқари, изотопик спин бўйича ҳам қуйидаги танлаш қоидаси бажарилиши керак

$$\Delta T = 0, \pm 1 \qquad \text{ва} \qquad \Delta T_\xi = 0 .$$

Агар ядронинг уйғонган ҳолати спини асосий ҳолатининг спинидан анча фарқ қилса, у ҳолда унда уйғонган ҳолатнинг ўртача яшаш вақти анча катта бўлади. Баъзи бир ҳолларда, уйғониш энергияси кичик бўлганда, бу давр секундлар, кунлар ва ҳаттоки йиллар билан ўлчанади.



3.1–расм.

Юқори яшаш вақтига эга бўлган уйғонган ҳолатлар *метастабил ҳолатлар* дейилади. Таркиби бир хил бўлган, лекин ҳар хил яшаш вақтига эга бўлган

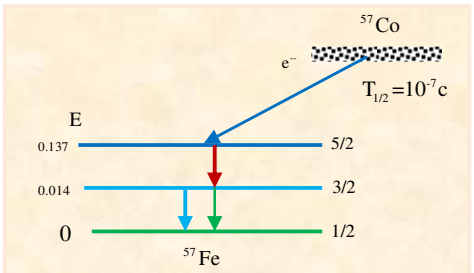
уйғонган ҳолатларда тура оладиган ядролар *изомер* ядролар дейилади. Энергиялар бир-бирига жуда яқин, лекин квант сонлари (спинлари, жуфтлиги) катта фарқ қилувчи ҳолатларга *изомер ҳолатлар* дейилади. Изомер ядролар бўлишлигини қобиқли модел яхши тушунтиради. Масалан ^{115}In изомер ҳолатли ядрога мисол бўлади (3.1-расм). ^{115}In ядро асосий ҳолати $Г_{9/2}$-биринчи уйғонган ҳолати $P_{1/2}$, энергияси 0,335 МэВ. Бу ҳолатлар спинлари айирмаси $\Delta I=4$ га жуфтликлари ўзгарган энг кичик М4 ўтиш бўлади. Бу гамма ўтишлар спин ва жуфтлик ўзгаришига кўра тақиқланган, шунинг учун бу ҳолат ўртача яшаш вақти катта τ=14,4 соат.

3.2 Ички конверсия ҳодисаси

Ядро ўз энергиясини гамма-нурлашдан ташқари яна бир йўли конверсия электронлар чиқаришидир. Бунда уйғонган ядро ўз энергиясини қобиқ электронларига беради, натижада электрон чиқиб кетади, бу электронга конверсия электрони дейилади. Ички конверсия жараёни гамма-нурланиш билан рақобатлашади. Конверсия электронлари энергияси β-спектр энергиясидан фарқли равишда монохроматик бўлади. Ядро уйғониш энергияси конверсия электрони кинетик энергияси (T_e) ва электроннинг атом қобиғи ионизация энергиясига (I) сарф бўлади.

$$E_{uy}=T_e+I.$$

Конверсия виртуал фотонлар орқали амалга ошади. Конверсия ҳодисасини кузатиш учун тўла ионлашган атом бўлиши керак, бу хил тажрибалар ўтказилган эмас. Конверсия спектри атом қобиқ энергиялари фарқига кўра тўғри келувчи бир неча монохроматик спектрлардан иборат бўлади. (3.2 расм). Конверсия электронлари ядродан γ-чиқиши ёки чиқмаса ҳам кузатилади. Ички конверсия жараёни албатта, характеристик рентген нурланиши ёки Оже электронларининг чиқиши билан кузатилади. Рентген нурланиш чиқиши ички конверсияга кўра атом қобиғидан электрон чиқиб кетса чиққан электроннинг ўрнига кейинги қобиқда жойлашган электрон ўтади, натижада характеристик рентген нурланиши ҳосил бўлади.



3.2–расм.

Ички конверсия туфайли уйғонган ҳолатга ўтиб қолган атомнинг уйғониш энергияси атом қобиғидаги ташқи электронларнинг бирортасига берилиши, ва натижада электрон ўз қобиғидан чиқиб кетиши мумкин, бу электронга *Оже электрон* деб аталади. Ички конверсия интенсивлиги ички конверсия коеффициенти α билан характерланади. Ички конверсия коэффициенти конверсион электронлар сонининг (N_e) γ-квантлар сонига нисбатига айтилади

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

Алоҳида қобиқлардан чиқувчи конверсион электронлар сонининг $N_к$, N_l,.., γ-квантлар сонига нисбати парциал (қисм) ички конверсия коэффициентлари деб аталади

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

Тўла ички конверсия коэффициенти, парциал ички конверсия коэффициентлари йиғиндисидан иборат

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

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

1. Ўтиш энергияси ошиши билан камаяди, чунки гамма чиқиш эҳтимо-лияти ошади.
2. Ядро заряди Z ошса ички конверсия коэффициенти ошади, чунки Z ўсиши билан ядро ўлчами ошади (катталашади), К-қобиқ ядрога яқинлашади (кичиклашади), натижада К-электронларнинг ва ядро тўлқин функцияларининг эҳтимолияти ошади.
3. Қобиқ тартиби ошиши билан ички конверсия коэффициенти камаяди, чунки ядро яқинида электронни топиш эҳтимолияти камаяди.
4. Мултипол ўтишлар тартиби ошиши билан коэффициент ошади, чунки гамма-нурланишлар эҳтимолияти камаяди.

Агар ўтиш энергиялари кичик мултипол ўтишлар L катта бўлса, гамма-ўтишларни пайқаш жуда қийин бўлиб қолади, бундай ҳолларда керакли маълумот қобиқ ички конверсия коэффициентларини солиштириш йўли билан олинади.

$$\frac{K}{L}=\frac{N_K}{N_L},$$

бунда $N_L=N_{L_1}+N_{L_2}+N_{L_3}$; ёки $\frac{\alpha_L}{\alpha_{L_2}};\frac{\alpha_{L_2}}{\alpha_{L_3}};\frac{\alpha_{L_1}}{\alpha_{L_3}}$ нисбатларидан фойдаланилади. Ички конверсия коэффициентига кўра ядронинг энергия ҳолатлари, ҳаракат миқдори моменти, нурланиш мултиполликларини ўрганиш мумкин. Ядро гамма-квант ва ички конверсия электронлари чиқаришдан ташқари агар, ўтиш энергияси E>1,02 МэВ дан юқори бўлганда электрон-позитрон жуфти (e^-,e^+) ҳосил қилиши натижасида ҳам уйғониш

энергиясини йўқотади. Бунда ядро дастлаб виртуал фотон чиқаради, бу фотон электрон-позитрон жуфтига айланади ва ядродан конверсион электронлар каби чиқиб кетади. Жуфт конверсия коэффициенти $\alpha_j=N_j/N_\gamma$ эҳтимолияти ички конверсия коэффициентидан фарқли равишда ядро заряди, ўтиш мултиполлиги ортиши билан камаяди. Юқоридаги ўтишлардан ташқари дастлабки ва охирги ҳолат спинлари $I_б=I_0=0$ бўлганда бу ҳолатлар орасида битта квант чиқиши таъқиқланган иккита квант чиқиш эҳтимолияти жуда кичик бўлади. Умуман олганда бундай ҳолатларда ҳаракат миқдори моментисиз ички конверсия электронлари, электрон-позитрон жуфти ва ҳаракат миқдори моментига эга бўлган икки фотонли ўтишлар бўлиши мумкин. Икки фотонли ўтишлар эҳтимолияти жуда кичик ҳисобланади.

3.3 Мёссбауер эффекти

Ядро уйғонган ҳолат энергиялари дискрет ҳолатлар орасида ўтувчи γ-квант энергиялари ҳолатлар энергиялари айирмасига тенг деб қаралади. Уйғонган ҳолатлар маълум Δt вақт яшар экан, ноаниқлик принципига кўра Δt энергия ҳолатига эга бўлиши керак

$$\Delta E\Delta t \geq h,$$

бу ΔE-энергия хатолигига табиий ҳолат кенглиги деб аталади. Демак, уйғонган ҳолатдан чиқувчи гамма-квант энергияси ΔE=Г ҳолат кенглиги қадар хато билан чиқади. ΔE-энергия уйғонган ҳолатдан чиқувчи гамма-квант энергиясига нисбатан жуда кичик. Масалан, ^{57}Fe ядроси (3.3-расм) учун

$$\Delta E=\frac{h}{\Delta t}=\frac{1,05\cdot10^{-27}\,\text{эрг с}}{10^{-7}\cdot1,6\cdot10^{-12}}=6\cdot10^{-9}\,\text{эВ}.$$

Табиий ҳолат кенглиги энергиясининг гамма-квант энергиясига нисбати

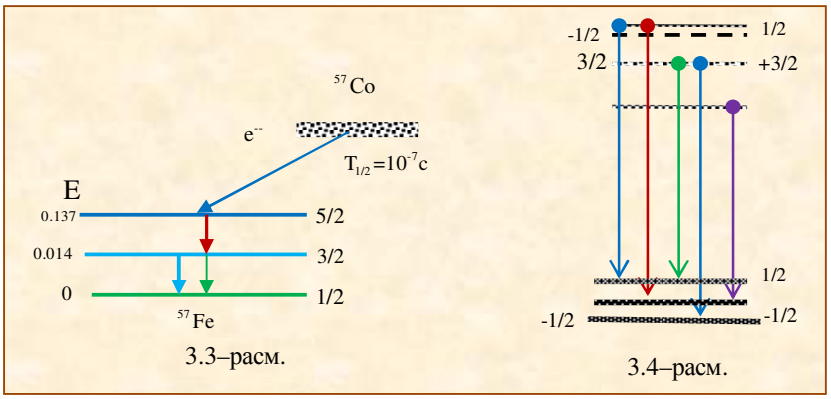
$$\frac{\Delta E}{E_\gamma}=\frac{\Gamma}{E_\gamma}=\frac{6\cdot10^{-9}\,\text{эВ}}{14\cdot10^{3}\,\text{эВ}}=4\cdot10^{-11}.$$

Ядро уйғонган ҳолатидан чиққан γ-квант уйғонмаган ўша ядро томо-нидан резонанс ютилмайди, чунки γ-квант ядродан чиқишда ва ядрога юти-лишда энергиясини тепкига сарфлайди. ^{57}Fe ядроси учун тепки энергияси

$$T=\frac{P_{yad}^2}{2M_y}=\frac{P_\gamma^2}{2M_y}=\frac{E_\gamma^2}{2M_yc^2}=\frac{E^2}{2M_yc^2}=\frac{\left(14\cdot10^3\right)^2\,\text{эВ}^2}{2\cdot57\cdot931\cdot10^6\,\text{эВ}}=2\cdot10^{-3}\,\text{эВ}\cdot$$

Кўриниб турибдики, гамма-квантнинг тепки учун йўқотган $2T_T$ энергияси уйғонган ҳолат табиий кенглиги Г дан жуда катта, шунинг учун резонанс

ютилиши кузатилмайди. Ядро тепкисига йўқотилган энергияни қоплашнинг бир неча усуллари мавжуд: манба ва ютувчини қиздириш, манбани ютгич томонга ҳар хил тезликда ҳаракатлантириш ҳамда ядрони олдинги емирилишдан олган тепкисидан фойдаланиш (М: ядронинг уйғонган сатҳи β-емирилиш, e^{-} қамраш ёки γ-нурланишдан вужудга келса). Резонанс ютилиши бўлиши учун гамма-фотон тепки энергиялари табиий ҳолат кенглиги энергиясидан кичик бўлгандагина кузатилади T_T<Г. Оптик соҳада фотон энергияси кичик, шунга кўра тепки энергиясининг ҳам кичик бўлганлиги сабабли резонанс кузатилаверади, лекин ядро нурланишларида фотон энергияси юқори бўлганлиги учун тепки энергияси ошиб кетади, натижада резонанс ютилиш рўй бермайди. Масалан,^{57}Fe учун юқорида кўринадики, Г=$6\cdot10^{-9}$эВ, $T_T=2\cdot10^{-3}$ эВ, яъни тепки энергияси табиий ҳолат энергиясидан бир неча тартиб юқори. 1958 йилда немис физиги Р.Мёссбауер (1929 йилда туғилган) тепки эффектини йўқотиш учун кристалларга киритилган радиоактив ядроларнинг емирилишидан фойдаланишни таклиф қилди. Бу холда 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 сарфланмайди.



3.3–расм.

3.4–расм.

Кристалл температураси қанча паст бўлса, фотон энергияси қанча кичик бўлишса, тепкисиз резонанс ютилиш эҳтимолияти шунча ошиб боради. Айрим, масалан, темир кристаллида уй температурасида ҳам тепкисиз резонанс ютилиш кузатилиши мумкин экан. Мёссбауер эффекти энергия ўзгаришларига жуда сезгир нисбий энергия ўзгаришларини 15-17 тартиб аниқликда ўлчаш имкониятини беради. Мёссбауер эффектига кўра атом қобиғидаги ўзгаришлар туфайли ядрога берадиган энг кичик таъсирларни, кристалл панжаралардаги боғланишлар ўзгаришларини, температура ва механик кучланишларни ва ҳ.к. юқори сезгирликда аниқлаш мумкин, яъни бундай ҳолларда резонанс ютилиш спектри сезиларли силжийди. Мёссбауер эффекти қатор ядролардаги гамма-нурланишнинг ўта нозик тузилишини текширишда, кристаллардаги ички магнит майдоннинг катталиги, уйғонган

ядро ҳолатларининг квадрупол боғланиш қийматлари ва магнит моментлари ва ҳ.к. ўрганишда кенг қўлланилмоқда.

Спектрал чизиқларнинг ўта нозик ажралиши атом қобиқ электронларининг ядро соҳасида вужудга келтирган магнит майдони $H_e \approx 10^5$ гс билан ядро магнит моменти $\mu_{яд}$ таъсирлашувига кўра

$$\Delta E \approx \mu_{yad} \overline{H_e} \approx 10^{-7} - 10^{-6} \text{ эВ}$$

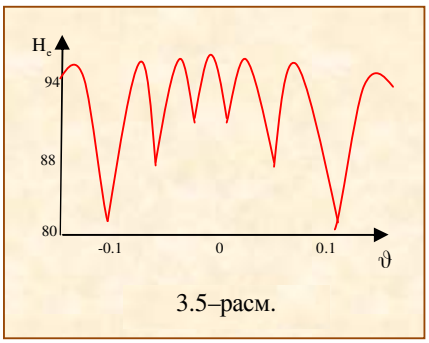
содир бўлади. Электрон ҳолатлар ўртасидаги энергия ўтиш энергиялари $E_{ел}$ эВ бўлса, нозик структурага мос келувчи нисбий энергия

$$\frac{\Delta E}{E_{el}} \approx 10^{-7} - 10^{-6}.$$

қийматга эга бўлади. Бу энергия ажралишларни оптик спектроскопия усули билан ҳам ўрганиш мумкин. Лекин ядро ҳолатларига мос келувчи ўта нозик ажралишлар, ўтиш энергияларининг ($E_{яд}=10^4$-10^5 эВ) юқори бўлишлиги сабабли нисбий энергия

$$\frac{\Delta E}{E_{yad}} = \frac{10^{-7} \div 10^{-6}}{10^4 \div 10^5} = 10^{-12} \div 10^{-10}$$

бўлиб, энергия ўзгаришларига ўта сезгир бўлган услублар бўлишлигини талаб этади. Бу талабга Мёссбауер усули тўла мос келади. ^{57}Fe ядросини кўриб чиқайлик. Асосий ва биринчи уйғонган ҳолат спинлари $1/2^-$ ва $3/2^-$ магнит квант сонига кўра асосий ҳолат m=+1/2; m=-1/2 биринчи уйғонган ҳолати эса тўртта +3/2, +1/2, -3/2, -1/2 ҳолатларга ажралади (3.4-расм). Магнит квант сони танлаш қоидасига кўра ($\Delta m=0, \pm 1$), ажралган ҳолатлар ўртасида олтита ўтиш бўлиши керак. Тажрибада ўтишларга мос келувчи Мёссбауер ютилиш спектри олинади (3.5-расм). Олинган тажриба натижаларига кўра асосий ва уйғонган ҳолатларга мос келувчи ўта нозик ажралиш энергиялари ΔE лар ҳамда ўртача электрон магнит майдони кучланганлиги H_e ва уйғонган ҳолат магнит моменти μ-ларни аниқлаш мумкин.



3.5–расм.

3.4. Гамма-нурларнинг моддалар билан таъсирлашуви

Кўриб ўтилган мулоҳазалардан гамма нурлар энергияси бир неча ўн кэВ дан юқори бўлган қисқа электромагнит тўлқин эканлигини билиб олиш мумкин. Ҳозирги замон тезлатгичлари ёрдамида гамма-квантлар

энергияларини бир неча ГэВга етказиш мумкин. Маълумки, гамма-квантлар тўлқин узунликлари энергиялари ортиши билан камайиб боради.

$$\lambda=\frac{2\pi hc}{E} . \qquad (3.1)$$

Гамма нурлар тўлқин узунликлари 10^{-11} см дан ошмайди, бу эса атомлараро масофа 10^{-8} см дан минг маротабалар кичикдир. Шуниси эътиболики, гамма-квантлар муҳит билан электромагнит таъсирлашувга кўра амалга оширади. Таъсирлашув жараёнида гамма-квант йўналишини ўзгартириши - сочилиши, ютилиши, зарра-антизарра жуфтини ҳосил қилиши мумкин. Гамма-квантлар зарядсиз бўлгани учун узоқ масофада таъсир этувчи кулон кучи таъсирига берилмайди, масофага эга бўлмагани учун доимо ёруғлик тезлиги билан ҳаракатланади, секинлашмайди, тўлқин узунликлари атомлараро масофадан 10^{-3} маротабалар кичик бўлганлиги сабабли жуда кам туташадилар. Зарядли зарралардан фарқли ўлароқ, гамма-квантлар муҳитда ўз энергияларини камайтирса ҳам тезлигини ўзгартирмайди, гамма-квантлар учун муҳитда чопиш масофаси тушунчасини ишлатиб бўлмайди ва уларнинг оқими интенсивлиги муҳит атом электрон ва ядролари билан таъсирлашувида камайиб боради. Монохроматик гамма-квантлар оқимининг бир секундда $1см^2$ юзадан ўтаётган интенсивлиги I, dx-қалинликдан ўтганда камайиши dI бўлсин. Ўз навбатида dI камайиши оқим ва қатлам қалинлигига боғлиқ.

$$dI=-\mu I dx . \qquad (3.2)$$

Агар муҳит бир жинсли бўлса μ доимий бўлади. (3.2) ифодани интеграллаб чиқамиз:

$$I=I_0e^{-\mu x} . \qquad (3.3)$$

Бу ерда I_0-бошланғич интенсивлик, I-x қалинликдаги муҳитдан ўтгандан сўнгги интенсивлик, μ- ютилиш ёки кучсизланиш коэффициенти. (3.3) ифодадаги даража μx- ўлчамсиз бўлиб, гамма-квантлар оқими муҳит қатламларидан ўта бориб, интенсивликлари экспоненциал камайиб боради. Муҳит қалинлигини турлича ифодалаш мумкин, шунга кўра μ ҳам турлича аталади. μ ($см^{-1}$) - узунлик бирлигига тўғри келса – чизиқли, ρ-зичлик бирлигига тўғри келса μ/ρ ($см^2$) – массавий ютилиш коэффициенти дейилади. Ҳар бир атомга $\frac{\mu}{\rho}\cdot\frac{A}{N}$ (см $атом^{-1}$) ва $\frac{\mu}{\rho}\frac{A}{N}\frac{1}{z}$ ($см^2$ $электрон^{-1}$) мос келувчи атом ва электрон ютилиш (кучсизланиш) коэффициентлар ҳам ишлатилади. Ютилиш коэффициенти гамма-квантларнинг муҳит билан таъсирини тўла характерлайди, чунки у кўрилаётган жараённинг тўла кесими билан боғланган бўлади. Гамма-нурларнинг ютилиши асосан фотоэффект, Комптон эффект ва электрон-позитрон жуфтини ҳосил

қилишлик билан бўлади. Фотоэффект билан Комптон эффекти гамма нурларнинг атом электронлари билан тўқнашишида юз берса, электрон-позитрон жуфти гамма-квантнинг атом ядроси билан таъсирида рўй беради ва юқори энергияларда бу жараён кесими ортади.

3.5 Фотоэффект

Гамма-квантлар муҳит атомларидаги боғланган электронлар билан таъсирлашганда унга ўзининг ҳамма энергиясини бериб ютилиши ва электронни уриб чиқаришса бу жараёнга фотоэффект деб аталади. Эркин электронларда фотоэффект ҳодисаси юз бериши мумкин эмас, чунки бу ҳолда энергия ва импулс сақланиш қонунлари бажарилмайди. Ҳақиқатдан ҳам фотоэффект эркин электронларда бўлиши учун фотон ва электронлар энергия ва импулслари ўзаро тенг бўлиши керак.

$$E_\gamma = m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \tag{3.4}$$

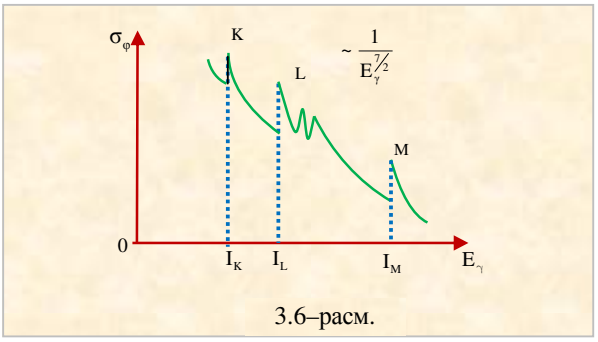
$$\frac{E_\gamma}{c} = \frac{m_e \beta c}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad . \tag{3.5}$$

(3.4) ва (3.5) ифодалардан

$$\frac{E_\gamma}{m_0 c^2} : \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 = \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

ёки

$$1-\sqrt{1-\beta^2}=\beta \ , \quad 1-\beta=\sqrt{1-\beta^2} \ , \quad (1-\beta)^2 = 1-\beta^2$$



3.6–расм.

Бу тенглама β нинг β=0; β=1 қийматларида ўринли бўлади. β=0 да $E_в=T_e=0$ бўлади. β=1 да эса массаси m≠0 зарра учун β=1 га эришиш мумкин ва демак, маънога эга бўлмаса, фотоэффект ҳодисаси кузатилмайди. Шундай қилиб, фотоэффект бўлиши учун электроннинг атомда боғланган бўлиши, фотон

энергиясининг бир қисми электронга берилиши лозим. Бу берилган энергиянинг бир қисми электроннинг атом билан боғланиш энергиясини узишга ва қолган қисми унинг кинетик энергияси сифатида намоён бўлади.

$$T_e = T_\gamma - I_i \qquad (3.6)$$

Бу ерда T_γ - гамма квант энергияси, I_i – электроннинг и қобиқдаги боғланиш энергиясини кўрсатувчи ионизация потенциали.T_i - фотоэлектроннинг кинетик энергияси. Фоттоэффект ҳосил бўлиши учун гамма-квант энергияси электроннинг атомдаги боғланиш энергиясидан катта бўлиши керак $E_i > I_i$. Кўриниб турибдики, $E_i < I_i$ бўлса гамма-квант қобиқдаги электронни уриб чиқара олмайди. У ҳолда фотоэффект L, M ва бошқа қобиқдаги электронларда $E_i < I_L$ бўлса, M, H қобиқдаги электронлардагина юз бериши мумкин. Фотоэффект жараёни ички K, L ва бошқа қобиқдаги электронларда юз берганда ички қобиқдаги бўшаган ўринларга юқори қобиқдаги электронлар ўтганлиги учун фотоэффект характеристик рентген нурларни ҳосил бўлиши билан кузатилади. Оғир ядроларда ички қобиқ энергиялари фарқи ҳисобидан чиқувчи фотон энергияси чет қобиқдан электрон боғланиши энергиясидан катта бўлиши ва бу фотон чет қобиқдан бўш боғланган электронни атомдан чиқариб юбориши мумкин. Чиққан электронга Оже электронлари деб аталади. Оже электронларининг энергия спектрлари дискрет бўлади.

Фотоэффект эҳтимолияти фотон энергиясининг электроннинг атомда боғланиш энергиясига яқин қийматларда энг катта бўлади. Фотон энергияси электроннинг боғланиш энергиясидан ошиб кетса электрон атомда эркин бўлганга ўхшаб қолади. Шунинг учун фотоэффект эҳтимолияти камайиб кетади, боғланиш энергияси қанча катта бўлса, фотоэффект ҳодисаси шунча катта бўлади. Турли қобиқдаги электронларнинг боғланиш энергияси ҳар хил бўлгани учун бу электронларда фотоэффект бўлиш эҳтимолияти, яъни фотоэффект кесими ҳам кескин ўзгаради.

Фотоэффект эффектив кесими фотоннинг юқори энергияларида $1/E_\gamma$ га мутаносиб камайса, E_γ қиймати K қобиқдаги электроннинг ионизатсия потенсиали $I_к$ га яқин қийматларда эса $\sigma_ф \sim 1/E^{7/2}$ тартибда камаяди. Фотон энергияси ошиши билан фотоэффект кесими $\sigma_ф$ камайиб бориб, $E_\gamma = I_к$ қийматида кескин камаяди, чунки фотон энергияси $E_\gamma < I_к$ бўлганда к қобиқдан электрон чиқа олмайди. Худди шунингдек, фотоэффект кесими яна E_γ камайиши билан ошиб боради ва L,M қобиқларда ҳам кескин сакрашлар кузатилади. Қаралаётган атомда фотоэффектнинг энг катта ҳиссаси боғланиш энергияси $I_к/E_\gamma$ катта бўлган к қобиқга тўғри келади. L,M ва бошқа қобиқ электронларида анча кичик. Ҳисоблардан $\frac{\sigma_L}{\sigma_K} \approx \frac{1}{5}$: ва $\frac{\sigma_M}{\sigma_L} \approx \frac{1}{4}$: яни $\frac{\sigma_M}{\sigma_K} \approx \frac{1}{20}$. Фотоэффект эҳтимоллиги электронларнинг атомда боғланиш энергиясига боғлиқлигидан атом заряди ўзгаришига кучли боғлиқ

бўлади $\sigma_ф \approx Z^5$. Шундай қилиб, фотоэффект кесими муҳит заряди ва фотон энергиясига $\sigma_f \approx \frac{z^2}{E_\gamma}$ $(E_\gamma >> I_к)$ ва

$$\sigma_f \approx \frac{z^2}{E^{7/2}} \quad (E_\gamma > I_к) \tag{3.7}$$

боғлиқлиги келиб чиқади. (3.7) дан кўринадики, фотоэффект асосан оғир ядроларда рўй беришлиги, енгил ядроларда эса гамма-квант энергиясининг кичик қийматларидагина кузатилади. Квант механикаси усуллари асосида К-қобиқдаги электронлар учун чиқарилган фотоэффект кесими формуласи E_γ кичик энергияларида

$$(\sigma_f)_k = 1.09*10^{-16} z^5 \left[\frac{13,61}{E_\gamma}(eV)\right]^{7/2} sm^2 \tag{3.8}$$

$E_\gamma \succ\succ m_e c^2$, яни катта энергияларда

$$(\sigma_f)_k = 1.34*10^{-33} \left[\frac{z^5}{E_\gamma}(MeV)\right] sm^2 . \tag{3.9}$$

Металларда эркин электронлар мавжуд бўлгани учун уларда кузатиладиган фотоэффект ҳодисаси юқорида кўрилган фотоэффект жараёнларидан фарқланади. Металлар учун (3.6) формула қуйидагича ёзилади

$$T_e = E_\gamma - P_r - I_i \ . \tag{3.10}$$

Бу ерда P_p–электроннинг металлдан чиқиш иши. (3.10) тенгламага *Эйнштейн тенгламаси* деб ҳам аталади. Металдаги эркин электрон учун $I_i=1$ бўлгани учун

$$T_e = E_\gamma - P_r \tag{3.11}$$

Демак, гамма-квант энергияси $E_\gamma \succ P_r$ дан бошлаб фотоэффект ҳодисаси юз бериши мумкин.$T_e=0$ да $E_\gamma = P_r$ фотоэффект жараённининг бўлиш чегаравий энергиясини билдиради. Бу энергияга мос келувчи гамма-квант тўлқин узунлиги фотоэффектнинг қизил чегараси деб аталади ва қуйидагича аниқланади.

$$P_r = E_\gamma = h\nu_0 = \frac{hc}{\lambda} \qquad va \qquad \lambda_0 = \frac{hc}{P_r} \tag{3.12}$$

Шундай қилиб, металлардан электронларнинг чиқиш ишини аниқлаб, фотоэффектнинг кўрилаётган металл учун қизил чегарасини топиш мумкин. Фотоэффект жараёнида ҳосил бўлган фотоэлектронлар энергияси гамма-квантларнинг интенсивлигига боғлиқ бўлмай, унинг энергиясига боғлиқ. Фотоэлектронлар ҳосил қилган фототок қиймати гамма-квантлар интенсивлигига мутаносиб равишда ўзгаради.

3.6 Комптон эффекти

Гамма-фотон муҳитдан ўтишда фотоэлектронлар чиқаришдан ташқари, атом электронлари билан тўқнашиб, натижада электронни чиқариб бир қисми энергия ва импулсни электронга бериши, гамма-фотон ўз энергия ва йўналишини ўзгартириб, сочилиши мумкин. Гамма-фотонларининг бундай электронлардан энергия ва йўналишини ўзгартириб сочилишига *Комптон сочилиш* деб аталади. Фотоэффект кесми гамма-квант энергиясига тескари мутаносиб равишда ўзгариб борса, комптон эффекти гамма-квант энергияси ортиши билан ошиб боради. Гамма-квантларнинг электронлардан сочилиши икки хил кўринишга эга. Гамма-квант энергияси электроннинг атом билан боғланиш энергияси ε_0 дан кичик $\left(E_\gamma \prec \varepsilon_e\right)$ бўлганда классик ёки когерент сочилиш юз беради. Когерент сочилишда фотон энергияси ўзгармасдан қолади. У фақат ўз йўналишини ўзгартиради, холос. Когерент сочилиш Томсон сочилиши деб ҳам аталади. У қуйидагича тушунтирилиши мумкин. Электронда гамма-квант тўла ютилиши натижасида у гамма-квант энергиясига мос келувчи частота билан резонанс тебрана бошлайди ва классик электродинамика қонунига кўра тебранаётган электрон ютилган гамма-квант частотасига тенг частотали гамма нур чиқаради. Берилган сочилиш бурчаги учун когерент сочилишнинг дифференциал кесими

$$\frac{d\sigma}{d\varphi} = \frac{e^4}{2m_e{}^2c^4}\left(1+\cos^2\varphi\right)2\pi\sin\varphi \qquad (3.13)$$

кўринишга эга. Тўла когерент сочилиш кесими эса

$$\sigma_0 = \int_{\varphi=0}^{\varphi=\pi} \frac{e^4}{2m_e{}^2c^4}(1+\cos^2\varphi)2\pi\sin\varphi d\varphi = \frac{8\pi e^4}{3m_e{}^2c^4} \qquad (3.14)$$

Шундай қилиб, σ_0=6.65*10^{-25}cm^2 ва $\frac{e}{m_e c} = r_0$ - электроннинг классик радиуси эди. Демак (3.14) ифодадан $\sigma_0 \approx r_0^{\,2}$ келиб чиқади. Когерент сочилган гамма-квантлар бурчак тақсимоти $I \approx (1+\cos^2\varphi)$ қонунига

бўйсунади. $E_\gamma \succ \varepsilon_e$ энергияларда гамма-квант гўё эркин электронда сочилгандек бўлади, чунки электроннинг боғланиш энергияси E_γ га нисбатан ҳисобга олмаслик даражада кичикдир. Юқорида баён этилганидек, бу комптон сочилишда гамма-квантнинг энергияси ўзгаради ва электронга гамма-квант энергиясининг бир қисми берилади. Биринчи марта 1923 йилда бу сочилишни комптон рентген нурларининг турли моддалардан сочилишини тўла ўрганиб, қуйидагича хулосалар чиқарди:

1) Сочилган рентген нурларининг таркибида бошланғич λ_0 тўлқин узунликли нурлардан ташқари $\lambda>\lambda_0$ тўлқин узунликка эга бўлган нурлар ҳам учрайди.

2) Сочилиш бурчаги Θ нинг ортиши билан $\Delta\lambda=\lambda-\lambda_0$ фарқ ортиб боради.

3) Сочилиш бурчаги Θ нинг маълум бир қийматида $(\Delta\lambda)_0$ сочилишида рентген нурларининг бошланғич тўлқин узунлиги λ_0 га боғлиқ бўлмай қолади ва $(\Delta\lambda)_0$ ҳамма сочувчи жисмлар учун бир хил бўлади.

Комптон сочилишини классик тўлқин назарияси асосида тушунтириб бериш мумкин эмас. Чунки бу назарияга кўра сочилаётган нурланиш тўлқин узунлиги ўзгармайди. Бу жараённи Комптон ва Дебай квант механикаси асосида тушунтирадилар. Бунинг учун рентген нурларини фотоэффект оқимидан иборат деб қараш зарур. Ҳақиқатдан ҳам агар рентген нурлари $E = hv$ энергияли фотонлар оқимидан иборат деб қаралса, $E_\gamma > E_e$ да фотон эркин электронда сочилгандек бўлади ва шунинг учун ҳам сочилиш характери сочувчи жисмнинг турига боғлиқ бўлмай қолади.

Комптон сочилиш квант назариясининг тўғрилигини фотон ва квант хусусиятига эга эканлигини кўрсатувчи муҳим илмий далил ҳисобланади. Фотонларнинг эркин электронлардан сочилиши энергия ва импульси сақланиш қонунини ёзсак

$$hv=hv^2+T_e=hv^1+m_ec^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}-1\right) \qquad (3.15)$$

Бу ерда hv, hv^1 –тушувчи ва сочилган фотон энергиялари, T_e - чиқувчи электрон кинетик энергияси. (3.15) тенгламани

$$hv-hv^2+m_ec^2=\frac{m_ec^2}{\sqrt{1-\beta^2}};$$

$h(v-v^1)+m_ec^2=\frac{m_ec^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$; тенгламанинг ҳар иккала томонини квадратга ошириб ёза оламиз

$$\frac{m_ec^2}{1-\beta^2}=m_e^2c^4+(hv)^2+(hv^1)^2+2m_ec^2h(v-v^1)-2hv*hv^1\ . \qquad (3.16)$$

3.7-расмда Комптон сочилиши вектор схемаси келтирилган. Бу ерда P_γ – тушувчи, P_γ^1- сочилган фотон импулсларини P_e- чиқувчи электрон импулси, θ –фотон сочилиш бурчаги, φ - электрон чиқиш бурчаги. (11.2) расмдан импулс сақланиш қонунига кўра

$$\frac{\overline{hv}}{c}=\frac{\overline{hv^1}}{c}+\frac{\overline{m_e\beta c}}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad (3.17)$$

ёки скаляр кўринишда 3.7 –расмдан

$$\frac{m^2\beta^2c^4}{1-\beta^2}=(hv)^2+(hv^1)^2-2hv*hv'\cos\varphi \qquad (3.18)$$

бўлади. (3.16) билан (3.18) тенгламани бирга ечсак

$$\left(\frac{c}{v^1}\right)-\left(\frac{c}{v}\right)=\lambda^1-\lambda=\frac{h}{m_ec}(1-\cos\theta) \qquad (3.19)$$

ёки

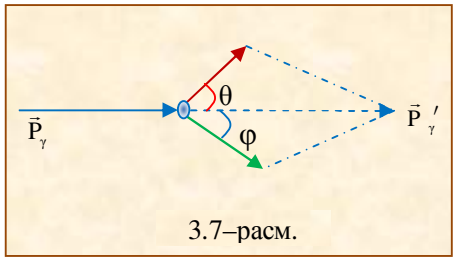
$$\Delta\lambda=\lambda^1-\lambda=\Lambda(1-\cos\varphi)=2\Lambda\sin^2\frac{\theta}{2}\ . \qquad (3.20)$$

Бу ерда $\Lambda=\frac{h}{m_ec}=2\cdot42\cdot10^{-10}$см - электроннинг Комптон тўлқин узунлиги. Шундай қилиб, (3.20) дан сочилиш бурчаги θ нинг ортиши билан сочилган фотон тўлқин узунлиги ортиб бориши кўриниб турибди. Ҳақиқатдан ҳам

$\theta=0$ да $\Delta\lambda=0$

$\theta=\pi/2$ да $\Delta\lambda=\Lambda$

$\theta=\pi$ да $\Delta\lambda=2\Lambda$



3.7–расм.

Сочилиш бурчаги θ нинг ортиши билан $\Delta\lambda$ ортиб бормоқда. Лекин қаралаётган θ бурчак билан сочилаётган фотон учун $\Delta\lambda$ ўзгариши λ га боғлиқ эмас. Шунинг учун $\Delta\lambda<<\lambda$ бўлган узун тўлқинли нурланишлар учун Комптон эффекти сезиларли бўлмайди, қисқа тўлқинли гамма нурланишларда эса $\Delta\lambda\approx\lambda$ муҳим аҳамиятга эга бўлади. (3.19) ифодани θ бурчак остида сочилаётган фотон энергияси учун қуйидагича ёза оламиз:

$$h\nu^{1}=\frac{h\nu}{1+\frac{h\nu}{m_e c^2}(1-\cos\theta)} \qquad (3.21)$$

(3.21) дан кичик сочилиш бурчаги учун $h\nu > m_e c^2$ ларда ва ҳамма сочилиш бурчаклари учун $h\nu >> m_e c^2$ ларда $\frac{h\nu(1-\cos\varphi)}{m_e c^2} << 1$ ва $h\nu \approx h\nu^{ъ}$. Бу классик Томпсон сочилишининг ўзидир. $h\nu >> m_e c^2$ ва катта сочилиш бурчаклар учун $\frac{h\nu(1-\cos\varphi)}{m_e c^2} >> 1$ бўлгани учун (3.21) нинг махражидаги 1 ни эътиборга олмасак, қуйидаги тенглама ҳосил бўлади:

$$h\nu^{1}=\frac{m_e c^2}{1+(1-\cos\theta)}. \qquad (3.22)$$

Бу формулага кўра $\theta=\frac{\pi}{2}$ да $h\nu^{1}=м_e c^2$, $\theta=\pi$ да $h\nu^{1}=\frac{m_e c^2}{2}$ тенг бўлади. Демак, тажрибада кузатилганидек, сочилиш бурчагининг ортиши билан сочилган гамма-квант энергияси камайиб, яъни тўлқин узунлиги ортиб борар экан. Сочилган гамма-квант энергиясининг камайиши ҳисобига тепки электроннинг олган энергияси ортади. Комптон эффектининг тўла кесими формуласини Клейн, Нишина ва Таммлар квант механик ҳисоблашлар асосида келтириб чиқаришган:

$$\Sigma_{комп}= \left\{\frac{1+\varepsilon}{\varepsilon^2}\left[\frac{2(1+\varepsilon)}{1+2\varepsilon}-\frac{1}{\varepsilon}\ln(1+2\varepsilon)\right]+\frac{1}{2\varepsilon}\ln(1+2\varepsilon)-\frac{1+3\varepsilon}{(1+2\varepsilon)}\right\}. \qquad (3.23)$$

Бу ерда $p_e=\frac{e^2}{m_e c^2}$; $\varepsilon=\frac{h\nu}{m_e c^2}$.

1) (3.23) да гамма-квант энергияси кичик бўлган $\varepsilon << \frac{h\nu}{m_e c^2}$ ҳоллар учун

$$\sigma_{komp}=\sigma_{Toms}\left(1-2\varepsilon+\frac{26}{5}\varepsilon^2+....\right) \qquad (3.24)$$

2) гамма-квант энергияси $\varepsilon >> \frac{h\nu}{m_e c^2}$ катта бўлганда

$$\sigma_{komp}=\pi r_e^{\,2}\frac{1}{\varepsilon}\left(\frac{1}{2}+\ln 2\varepsilon\right) . \qquad (3.25)$$

Демак, катта энергияларда Комптон сочилиш кесими гамма-квант энергияларига тескари мутаносиб ўзгарар экан. Атомдаги электронлар сони Z бўлгани учун Комптон эффектининг кесими сочувчи элемент тартиб номерига тўғри мутаносиб ортиб боради.

$$\sigma_{komp} \approx \frac{Z}{E_\gamma} \ . \qquad (3.26)$$

Комптон эффекти ҳаракатдаги электронларда ҳам кузатилиши мумкин. (3.21) ифодада ҳаракатдаги электрондан сочилган гамма-квантнинг энергияси учун қуйидаги кўринишга ўтади:

$$E^1_\gamma = E_\gamma \frac{1-\beta\cos\theta_1}{1-\beta\cos\theta_2+\left[E_\gamma\left(1-\cos\theta\right)/E_e\right]} \ . \qquad (3.27)$$

Бу ерда β - электрон тезлиги, θ_1-электрон ва тушувчи фотон ҳаракат йўналишлари орасидаги бурчак, θ_2 – электрон ва сочилган фотон ҳаракат йўналишлари орасидаги бурчак, θ – тушаётган ва сочилган фотонлар орасидаги бурчак, E_e- тепки электрон энергияси. Масалан, гамма-квант билан электрон қарама-қарши йўналишда ҳаракатланаётган ($\theta_1=\pi$) орқага сочилган ($\theta=\pi$, $\theta_2=\pi$) бўлса, сочилган гамма-квант максимум энергияга эришади:

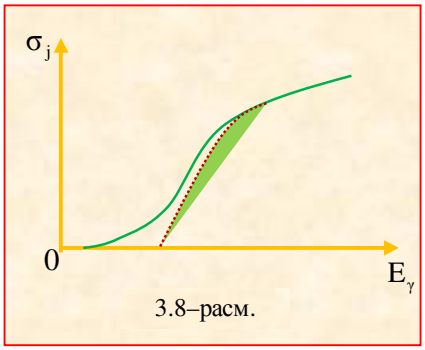
$$\left(E_e\right)_{mak} \approx \frac{E_\gamma}{\left(\frac{m_e c^2}{2E_e}-\right)^2+\frac{E_\gamma}{E_e}} \ . \qquad (3.28)$$

Тескари Комптон эффекти деб аталувчи бу жараёнда сочилган гамма-квант энергияси E^1_γ унинг бошланғич энергияси E дан катта бўлиши мумкин. Ёруғлик нурининг тезлатгичларда ҳосил қилинган ультрарелятивистик электронлардан сочилишига тескари Комптон эффектига кўра сочилган фотонлар энергияси релятивистик электрон энергиясига қадар ортиб кетиши мумкин. Бу эса ёруғлик нури, масалан, лазер нурини юқори энергияли гамма нурларга айлантириш имкониятини яратади. Тескари Комптон эффекти ёрдамида космосда учрайдиган позитрон рентген нурланиши ва гамма-фон деб аталган нурланишнинг келиб чиқишини тушунтириш мумкин.

3.7. Электрон-позитрон жуфтининг ҳосил бўлиши

Гамма-квант энергияси $E_\gamma=2m_ec^2$ бўлганда фотоэффект ва Комптон эффектлари билан бир қаторда электрон-позитрон жуфти ҳам ҳосил бўлади. Электрон-позитрон жуфти ядронинг электр майдонида юз беради ва бу жараён вақтида ядрога тепки энергия кўринишида энергия берилади. Электрон-позитроннинг тинч ҳолатдаги массасига тўғри келувчи энергия

$2m_ec^2$=1,02 МэВ. Шунинг учун гамма-квант энергияси 1,02 МэВ дан катта бўлгандаги электрон-позитрон жуфти ҳосил бўлиши мумкин. Электрон-позитрон жуфтининг ҳосил бўлишида ядро олган тепки энергияси жуда кичик бўлгани учун $E_\gamma \approx 2m_ec^2$ дан бошлаб электрон-позитрон жуфти ҳосил бўлиши мумкин. Электроннинг электр майдонида ҳам электрон-позитрон жуфти ҳосил бўлиши мумкин. Лекин бу ҳолда электрон жуда катта тепки энергия олади. Шунинг учун ҳам, электрон майдонида гамма-квант энергияси $E_\gamma \approx 4m_ec^2$=2,04 МэВ дан катта бўлгандагина электрон-позитрон жуфти ҳосил бўлади. Бўшлиқда электрон-позитрон жуфти ҳосил бўлмайди, чунки энергия ва импулснинг сақланиш қонуни бузилади.



3.8–расм.

Электрон-позитрон жуфти икки фотон ёки икки электрон тўқнашишида ҳосил бўлиши мумкин. Биринчи ҳолда тўқнашувчи фотонлар энергияларининг йиғиндиси $E_{\gamma 1}+E_{\gamma 2}>2m_ec^2$, иккинчи ҳолда ҳаракатдаги электроннинг энергияси $E_e>7m_ec^2$ бўлиши шарт. Электрон-позитрон жуфтининг ҳосил бўлиши кесимининг энергиясига боғлиқлиги жуда мураккаб кўринишга эга. Электронларнинг экранга таъсири ҳисобга олинмаганда $m_ec^2 << E_\gamma << m_ec^2Z^{-1/3}$ энергия интенсивлиги учун

$$\sigma_{juft} = \frac{z^2}{137} r_e^2 \left(\frac{28}{9} \ln \frac{2E_\gamma}{m_ec^2} - \frac{218}{27} \right) \qquad (3.29)$$

Электронларнинг экранловчи таъсири ҳисобга олинганда ва $E_\gamma >> 137m_ec^2Z^{-1}$ энергия соҳаси учун

$$\sigma_j = \frac{z^2}{137} r_e^2 \left[\frac{28}{9} \ln\left(183z^{-1\backslash 3}\right) - \frac{2}{27} \right] \qquad (3.30)$$

3.8-расмда электрон-позитрон жуфти кесимининг энергияга боғлиқ равишда ўзгариш эгри чизиғи умумий ҳолда кўрсатилган. Кичик энергия ва катта Z ларда электрон-позитрон жуфтининг ядро майдонида ҳосил бўлиш кесими, унинг электрон майдонида ҳосил бўлиш кесимидан тахминан минг маротаба катта бўлади. Лекин оғир элементларда E>10 МэВ энергияли гамма-квантлар учун электрон майдонида ҳосил бўлиш кесими ядро майдонида электрон-позитрон жуфтининг ҳосил бўлиш кесимини 1% ни, енгил элементларда 10 % га яқинини ташкил этиши мумкин. Электрон-позитрон жуфтининг ҳосил бўлиш жараёни зарядланган зарраларнинг тормозланиш ёки радиатсион нурланиш жараёни билан биргаликда космик нурлар таркибида электрон фотон галасининг ҳосил бўлишига сабаб бўлади. Электрон тормозланиши туфайли вужудга келган гамма-квант энергияси $E_\gamma>2m_ec^2$, бўлса, электрон-позитрон жуфтини ҳосил қилиш бу электрон-

позитрон тормозланиши ва яна гамма-квант ҳосил қилиши ва ҳ.к., шундай қилиб, критик энергиягача электрон-позитрон фотон ёғдусини ҳосил қилавериши мумкин.

3.8. Зарядланган зарраларнинг муҳитдан ўтиши

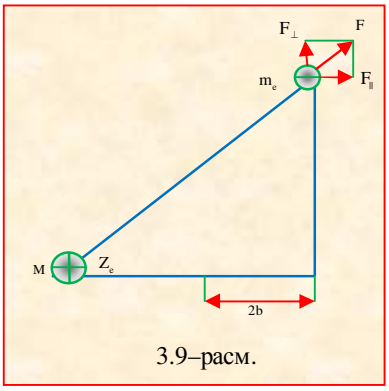
Биз биламизки, ўта юқори энергияли ҳар хил нурланишларнинг асосий манбаи бўлиб ядро емирилишлари ва реакциялари, зарядли зарралар ҳамда космик нурлар ҳисобланади. Ушбу нурланишлар зарядли ёки зарядсиз ва энергия миқдорига қараб муҳит атомлари билан турлича таъсирлашувда иштирок этади. Шунинг учун ядро нурланишларининг моддалар билан таъсирлашувини ўрганиш муҳитнинг хусусиятларини ва нурланиш табиатини аниқлашга имкон беради. Таъсирлашув натижаларидан муҳитнинг ички тузилиши ва таркиби, биологик хусусиятларининг ўзгариши ва нурланишлардан ҳимояланиш даражаларини бевосита аниқлаш мумкин. Ядровий нурланишларнинг моддалар билан таъсирлашув қонуниятларини ўрганиш ядро физикаси амалий аҳамиятини белгилаб беради.

Ядро нурланиш зарралари муҳит атомлари билан кучсиз, электромагнит ва кучли-ядровий ўзаро таъсир кучлари билан бевосита таъсирлашадилар. Зарядли оғир зарралар ва гамма фотонлар муҳитдан ўтишда таъсирлашувни асосан электромагнит таъсирлашув билан амалга оширади, кучли ядровий таъсирлашувда қатнашмайди, чунки қисқа масофада таъсирлашади, бундан ташқари, ядрода электронлар Z-қадар кўпдир. Ядро нурланишлар энергияси (0,01-0,1 МэВ дан ГэВ гача) атомларда электронлар ионизация энергиясидан (I=13,53 эВ) жуда катта бўлгани учун электроннинг атом қобиғида боғланиш энергиясини эътиборга олмасдан электронни эркин деб қараш мумкин.

Зарраларнинг муҳит билан таъсирлашув механизмини зарядли енгил (электрон, позитрон), оғир (электрон, позитрондан бошқа) зарралар ва гамма квантларга ажратиш мумкин. Зарядли зарралар муҳит билан ўзаро таъсирлашув жараёнида ўзининг энергиясини атомни уйғотиш ёки ионизациялашга сарфлайди, енгил зарядли зарралар эса бу майдонда тормозланиши натижасида ўз энергиясининг бир қисмини йўқотади. Гамма нурлар ўз энергияларини асосан фотоэффект, комптон эффекти ва электрон-позитрон жуфтини ҳосил қилиш жараёнларига сарфлайди. Агар гамма фотон энергияси жуда катта E_γ>10 МэВ бўлса фотоядро реакциялари содир бўлиш эҳтимоли мавжуд. Юқори энергияли оғир зарядли зарра муҳитдан ўтишда ўз кулон майдони билан атом электронларига таъсир этиб энергиясини ионизациялашга сарфлайди. Бу жараёнда кулон таъсир кучининг узоқ масофагача таъсирлаша олиш хусусиятига эга бўлганлигидан зарра кўплаб электронлар билан таъсирлашувда бўлади. Ионизация энергия формуласини келтириб чиқаришда қуйидаги мулоҳазалардан фойдаланамиз. Фараз қилайлик, муҳитга тушувчи зарра заряди Z_e массаси M, тезлиги ϑ, электронга яқин келиш масофа b бўлсин.

1) Зарранинг электронлар билан ўзаро таъсирлашуви классик физика қонунлари асосида тушунтирилади Pb>>h .

2) Атом электронларининг тезлиги ϑ_e, тушувчи зарра тезлигидан жуда ҳам кичик, $\vartheta \gg \vartheta_e$ таъсирлашув вақтида электрон жойидан қўзгалмас, силжимайди деб қаралади.



3.9–расм.

$$E >> \frac{M}{m_e} E_e .$$

3) электронни атомда эркин деб қаралади. Зарра массаси $M>>m_e$ электрон массасидан катта бўлгани учун электронлар билан таъсирлашувда ўз йўналишини ўзгартирмасдан тўғри чизиқ бўйича ҳаракатланиб, зарранинг электрон билан таъсирлашуви 2b масофагача бўлсин (3.9-расм). Дастлаб зарраларнинг алоҳида электрон билан ўзаро таъсирини кўриб чиқайлик. Зарранинг ҳаракат треакториясига тик йўналиш бўйлаб электронга берган импулси

$$\Delta p_\perp = \int F_\perp dt \qquad (3.31)$$

бўлади. Зарра электронга яқинлашганда ва ундан узоқлашганда таъсир кучи йўналиши қарама-қарши бўлгани учун зарра импулсининг параллел ташкил этувчиси нолга тенг бўлади.

$$\Delta p_\parallel = \int F_\parallel dt = 0 \ . \qquad (3.32)$$

Шунинг учун ионизацияни зарра импулсининг тик $\Delta p_\perp$ ташкил этувчиси вужудга келтиради. Ўзаро таъсир вақти

$$\Delta t = \frac{2b}{\vartheta} \qquad (3.33)$$

заррача томонидан электронни итарувчи кулон кучи

$$F_\text{к} = \frac{ze^2}{b^2} \ . \qquad (3.34)$$

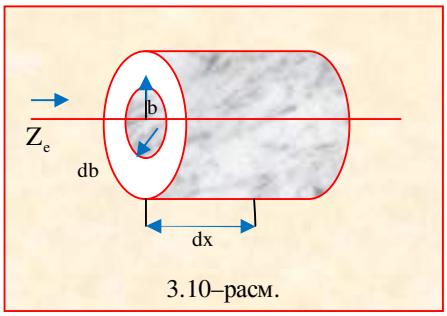
Электроннинг заррача томонидан олган импулси

$$\Delta p_\perp = F_\perp \Delta t = \frac{Ze^2}{b^2}\frac{2b}{\vartheta} = \frac{Ze^2}{b}\frac{2}{\vartheta} \ . \qquad (3.35)$$

Электроннинг (3.35) импулсига мос келувчи олган энергияси

$$\Delta E_i = \frac{p_\perp^2}{2m_e} = \left(\frac{2Ze^2}{b\vartheta}\right) = \frac{2Z^2e^4}{m_e\vartheta^2}\frac{2}{b^2} \quad . \tag{3.36}$$

Шундай қилиб (3.36) ифода зарядли зарра треакториясидан b-масофада жойлашган атом электронининг олган ёки зарранинг электронга берган энергиясини ифодалайди. Зарядли зарра муҳитдан ўтишда треакториясидан b узоқликда, db қалинликда ва dx узунликда жойлашган цилиндр ичидага барча электронлар билан таъсирлашади (3.10-расм). Бу электронлар сони $Vn_e = 2\pi b\,db\,dx\,n_e$. Бу ерда $Vn_e = 2\pi b\,db\,dx$ кўрилаётган силиндр деворининг ҳажми, n_e- электронлар концентрацияси. Зарранинг барча электронлар билан таъсирлашганда йўқотган энергияси



3.10–расм.

$$\Delta E = \Delta E n_s V = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m\vartheta^2}\frac{db}{b}dx\,. \tag{3.37}$$

Узунлик бирлигида йўқотган зарранинг солиштирма ионизация энергияси эса

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ион} = \frac{4\pi n_e Z^2 e^4}{m\vartheta^2}\frac{db}{b}\,. \tag{3.38}$$

Тўла солиштирма ионизация йўқотиш энергиясини топиш учун (3.38) ифодани таъсирлашув параметри b нинг 0 дан ∞ гача бўлган қийматлари бўйича интеграллаш керак. Лекин b=0 ва b=∞ да $\int_0^\infty \frac{db}{b}$ ни интеграллаш мумкин эмас, интеграл маънога эга эмас. Шунинг учун b-нинг минимал ва максимал қийматларини танлаш ва интеграллаш зарур. Зарранинг электронга яқинлашиш параметри b нинг минимал масофаси зарра билан электроннинг *«пешона»* тўқнашувидир. Бунда оралиқ масофа минимум, энергия узатиши эса максимум $E_{мах}$, «пешона» тўқнашувда энергия узатиш

$$\Delta E_{max} = \frac{4mM}{(M+m)^2}E\,. \tag{3.39}$$

Зарра массаси M электрон массаси m_e дан $M>>m_e$ эканлигини эътиборга олиб (3.39) ифодани қуйидагича ёзамиз:

$$\Delta E_{max} = \frac{4mM}{M^2}E = \frac{4m}{M}\frac{M\vartheta^2}{2} = 2m\vartheta^2 \qquad (3.40)$$

(3.36) ифодага кўра $b^2_{мин}$:

$$b^2_{mih} = \frac{2Z^2e^4}{m\vartheta^2}\frac{1}{\Delta E_{max}} = \frac{2Z^2e^4}{m\vartheta^2 2m_e\vartheta^2} \qquad (3.41)$$

$b_{мах}$ ни аниқлашда зарранинг электронга узатиш энергияси электроннинг атомда боғланиш энергиясига тўғри келувчи масофа олинади, бу масофадан катта масофадаги электронларга узатилган энергия ионизация энергиясидан кичик бўлиб, электронлар ионизациясига қатнашмайди

$$b_{max} = \frac{2Z^2e^4}{m\vartheta^2}\frac{1}{I} \quad . \qquad (3.42)$$

Бу ерда I-атомда электронларнинг ўртача ионизация энергияси. (Электронларнинг атомда ионизация энергияси турли ядро ва турли қобиқлар учун турлича ўртача қиймат $I= I_0 Z$; I_0=10 эВ). Шундай қилиб (3.38) ифодадан

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ион} = \int_{s_{max}}^{s_{min}} \frac{dE}{dx}db = \frac{4\pi n_e Z^2e^4}{m\vartheta^2}\ln\frac{b_{max}}{b_{min}} \qquad (3.43)$$

(3.43) ифодадаги $\ln\frac{b_{max}}{b_{min}}$ ни (3.41) ва (3.42) формулалардан фойдаланиб ёзамиз

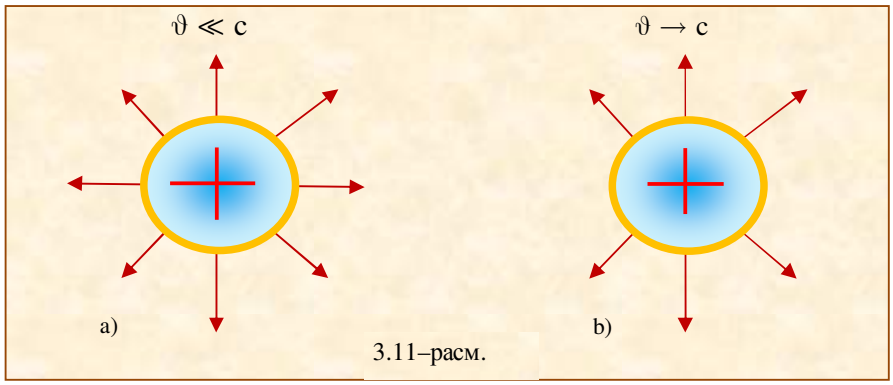
$$\ln\frac{b_{max}}{b_{min}} = \frac{1}{2}\ln\frac{b^2_{max}}{b^2_{min}} = \frac{1}{2}\ln\frac{2m\vartheta}{I}; \qquad (3.44)$$

(3.44) ни (3.43) га қўйсак, солиштирма ионизация йўқотиш формуласи ҳосил бўлади

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{2\pi Z^2e^4n_e}{m\vartheta^2}\ln\frac{2m\vartheta^2}{\bar{I}} \quad . \qquad (3.4\ 5)$$

(3.45) формулага *Бор формуласи* деб аталади. Релятивистик эффектларни эътиборга олсак солиштирма ионизация энергия йўқотиш формуласи

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ион} = \int_{s_{max}}^{s_{min}} \frac{dE}{dx}db = \frac{4\pi n_e Z^2e^4}{m\vartheta^2}\left[\ln\frac{2m\vartheta^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \delta - U\right] \qquad (3.46)$$



3.11–расм.

(3.46) формулага *Бете-Блох формуласи* деб ҳам аталади. Бу ерда энергия йўқотиш (эрг/см) ларда ўлчанилади. Солиштирма энергия йўқотиш муҳитдан ўтаётган зарра зарядининг квадратига тўғри, тезлигининг квадратига тескари мутаносибликда, ҳамда муҳитнинг электронлар концентрациясига ҳам боғлиқ бўлиб, зарра массасига боғлиқ эмас. Зарядли зарранинг электронга яқин келиш масофаси, яъни таъсирлашув параметри норелятивистик ёки релятивистик ҳолатларда турлича қийматларга эга бўлади. Норелятивистик ҳолат учун яқинлашиш параметрининг b_{max} қийматини электроннинг атомдаги ўртача ионизация энергияси I тўғри келадиган қиймат танланилди. Релятивистик ҳолатда шуни эътиборга олиш лозимки, зарра таъсирлашув вақти t=b/υ (3.47) электроннинг орбитада айланиш даври $T=2\pi/\omega$ дан катта бўлса, зарра энергиясининг атомни уйғотишга сарфламайди. Худди пружинага қисқа туртки берилса, пружина тебранади, агар пружинани секин сиқиб ва аста-секин бўшатилса тебранмаганидек, шунинг учун зарранинг электрон билан таъсирлашув вақти ҳеч бўлмаганда электроннинг орбитада айланиш даврига тенг бўлиши керак

$$t=\frac{1}{\omega}=T \qquad (3.47)$$

шундай қилиб, ўртача ионизация энергияси

$$\bar{I}=h\,\omega \qquad (3.48)$$

релятивистик эффектларни эътиборга олинса, таъсирлашув вақти бўйлама кулон майдонининг сиқилиши ҳисобидан камаяди (3.11-расм).

$$t_{rel}=\frac{b}{\vartheta}\sqrt{1-\beta^2} \qquad (3.49)$$

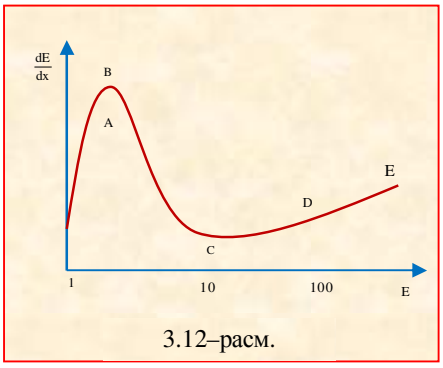
бундан

$$b_{max} = \frac{\vartheta}{\omega\sqrt{1-\beta^2}}. \qquad (3.50)$$

Яқинлашиш масофасининг $b_{мин}$ қиймати учун релятивистик ҳолат учун

$$b_{min} = \frac{h}{p} = \frac{h}{m\vartheta} \quad \text{ёки} \quad b_{min} = \frac{h}{m\vartheta}\sqrt{1-\beta^2}$$

бўлиши лозим. Оғир зарядли зарраларнинг солиштирма энергия йўқотиш графиги 3.12-расмда келтирилган. Муҳитга тушувчи зарядли зарра энергияси жуда кичик ва катта бўлганда ионизация формуласидан фойдаланиб бўлмайди. 3.12-расмдаги АБ қисмда, бунда тушувчи зарра тезлиги электроннинг орбитада айланиш тезлигидан кичик, зарра муҳитдан ўтишда электронга импулс бермайди. Электрон билан ёнма-ён ҳаракатланиб электронни ютади (ёки электронга ютилади), натижада зарядсизланади ва бинобарин, маълум вақтдан кейин электрондан ажралиб кетиши мумкин. Шунинг учун, бу қисмни қайта зарядланиш қисми деб ҳам аталади. Бу жараён зарра тезлиги электроннинг орбитадаги тезлигига эришгунча давом этади. 3.12-расмда Б нуқтага мос келувчи тезлик электроннинг орбитадаги тезлигига тўғри келади. БС қисм зарра тезлиги ошиши билан ионизация энергия йўқотиш (3.45) формулага кўра экспоненциал камаяди. Чунки электромагнит таъсирлашув кучи ўзгармайди, унинг тезлиги ошиши билан таъсир вақти камаяди. Зарранинг релятивистик тезлиги С нуқтага мос келувчи тезлигидир. СД қисм зарядли релятивистик зарранинг бўйлама электр майдонининг сиқилиши натижасида таъсир масофасининг ортиши ва кўпроқ электронларга энергия узатиш сабабли ионизациянинг ортишига сабаб бўлади. ДЕ қисм зарра энергияси жуда юқори бўлиб, таъсирлашув параметри b_{max} қиймати атомлар орасидаги масофадан ошиб кетса, зарра треакториясига яқин атомлар қутбланиб қолади, электр майдони муҳит диэлектрик сингдирувчанлиги ε_γ га қадар камаяди, натижада ионизация камаяди. Бундай қутбланиш электронлар зичлигига боғлиқ, шунинг учун *зичлик эффекти* деб аталади.



3.12–расм.

Юқорида келтириб чиқарилган формулалардан солиштирма ионизация йўқотиш муҳитдаги электронларнинг концентрациясига боғлиқ эканлиги кўриниб турибди. Электронлар концентрацияси n_e эса турли муҳит учун ҳар хилдир. Атом тартиб номери Z бўлган муҳит учун $n_e = n_{ядZ}$. Бу ерда $n_{ядро}$ – ядролар концентрацияси. Ядролар концентрацияси ҳамма муҳитлар учун ўзгармас бўлганлиги учун n_e фақат Z га боғлиқ. Шунинг учун бир хил

тезликдаги бир хил зарра учун (Z_e=const, v=const) солиштирма ионизация қиймати фақат муҳит атомларининг тартиб номери Z га боғлиқ бўлади. Масалан, бир хил шароитда зарранинг қўрғошинда йўқотган энергияси кўмирдагидан $\frac{Z_{Pb}}{Z_c} \approx \frac{82}{6} \approx 14$ марта кўп бўлади. Яна шуни айтиш керакки, зарранинг солиштирма ионизация энергия йўқотиши зарранинг массасига ошкор боғлиқ эмас. Лекин зарранинг кинетик энергияси унинг массасига боғлиқ бўлгани учун бир хил зарядли ва тезликли ҳар хил массали зарранинг бир хил муҳитда ионизация учун йўқотган энергияси массага пропорционал равишда ҳар хил бўлади. Шундай қилиб, солиштирма ионизация энергия йўқотиш бир муҳитдан иккинчисига ўтганда кучли ўзгаради. Одатда кўп ҳолларда солиштирма ионизация энергия йўқотишнинг узунлик бирлигидаги $\frac{dE}{dx}$ эмас, зичлик бирлигига тўғри келувчи $\frac{dE}{d\xi}$ қиймати олинади. $\xi = xp$ муҳит зичлиги, ξ - ўлчов бирлиги г/см^2 да

$$\frac{dE}{d\xi} = \frac{dE}{dx}\frac{dx}{d\xi} = \left(\frac{dE}{dx}\right)\left(\frac{1}{p}\right) \tag{3.51}$$

чунки муҳит зичлиги ва солиштирма ионизация энергия йўқотиш $\frac{dE}{dx}$ ҳам муҳит заряди Z га боғлиқ. Шундай қилиб солиштирма зичлик ионизация энергия йўқотиш қаралаётган муҳит учун ўзгармас бўлади

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)\left(\frac{1}{p}\right) \approx \text{const} \tag{3.52}$$

бу эса турли муҳит учун солиштирма ионизация энергия йўқотиш қийматини таққослаганда қулайлик туғдиради. Зарранинг муҳитдаги йўлининг узунлиги зарра энергиясига боғлиқ. Берилган зарра муҳит учун солиштирма ионизация йўқотиш фақат зарранинг кинетик энергиясига боғлиқ

$$\frac{dE}{dx} = \varphi(E) \tag{3.53}$$

(3.53) ифодани энергиянинг 0 дан E_0 гача бўлган қийматлари бўйича интегралаб, зарранинг тўла босиб ўтган йўлини топиш мумкин

$$x = \int_0^{E_0} \frac{dE}{\varphi(E)} \quad . \tag{3.54}$$

Зарра энергияси релятивистик бўлмаган ҳолат учун ушбу муносабат ўринли

$$\frac{dE}{dx}=\frac{d}{dx}\left(\frac{mv^2}{2}\right)=mv\frac{dJ}{dx}. \qquad (3.55)$$

Иккинчи томондан

$$\frac{dE}{dx}=Z^2\varphi(\vartheta) \qquad (3.56)$$

бўлади. Бу $z^2\varphi(\vartheta)=mv\frac{d\vartheta}{dx}$ ифодадан $dx=\frac{m}{z^2}\frac{v}{\varphi(\vartheta)}d\vartheta$ топиб интегралласак

$$x=\frac{m}{z^2}\Phi(\vartheta) \quad . \qquad (3.57)$$

Шундай қилиб, бир муҳитда бир хил тезлик билан икки зарранинг босиб ўтган йўллари массасининг заряди квадратларининг нисбатлари каби бўлар экан

$$x_1 : x_2 = \frac{m_1}{z_1^2} : \frac{m_2}{z_2^2} \quad . \qquad (3.58)$$

3.9 Радиация нурланиши

Зарядли зарралар муҳитдан ўтганда энергияларини муҳитни ионизациялашдан ташқари радиация нурлашга ҳам сарфлайдилар. Зарядли зарралар муҳит орқали ўтганда атом ядроси ва электронлар майдонидан тормозланиш натижасида *радиация* ёки *тормозланиш нурланиш* деб аталувчи нурланиш ҳосил қилади ва ўз энергиясини шу нурланишга йўқота боради. Радиация нурланиш асосан енгил зарраларда кучли бўлади. Чунки зарра қанча енгил бўлса, шунча тез тормозланади. Ҳақиқатдан радиация нурланишда зарранинг йўқотган энергияси, электродинамика қонунига асосан, тормозланаётган зарранинг тормозланишда олган тезланишига боғлиқ. Электродинамика қонунига кўра муҳитда a - тезланиш билан тормозланган зарранинг dt вақт ичида радиация нурланиш интенсивлиги

$$W=\frac{2}{3}\frac{Z^2e^2}{c^3}|a|^2 \quad . \qquad (3.59)$$

Бу ерда Ze – муҳит заряди, a-зарранинг тормозланишда олган тезланиши. Маълумки тезланиш

$$a=\frac{F}{m} \qquad (3.60)$$

бунда F – заррага таъсир этувчи куч, m – зарра массаси. (3.59) ва (3.60) - ифодалардан бир хил зарядли зарралар учун радиация нурланиш интенсивлиги зарра массаси квадратиги тескари мутаносиблиги келиб чиқади

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \sim \frac{1}{m^2}.$$

Бундан радиация нурланиш асосан енгил зарраларга хос эканлиги, ҳақиқатдан ҳам бир хил тормозланувчи муҳитда протоннинг электронга нисбатан радиация нурланиши

$$\left(\frac{m_p}{m_e}\right)^2 = 1836^2 \approx 3,4 \cdot 10^6$$

маротаба кучсиз бўлади. Зарядли зарраларнинг ионизация энергия йўқотиши атом электронлари билан таъсирлашувига кўра рўй берса, радиация нурланиш муҳит ядролари билан таъсирлашувига кўра бўлади. Зарраларни тормозловчи муҳит ядроларининг кулон кучи ядро заряди квадратига Z^2 боғлиқ. электронларнинг турли энергия соҳалари учун радиация нурланиш формулалари Г.Бете ва В.Гейтлерлар томонидан ишлаб чиқилган. Умуман радиация нурланиш муҳит атомларининг тартиб номери Z^2 га, атом ва электронлари концентрацияси n_e га ва зарра (электрон) кинетик энергияси T_e га боғлиқ

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \sim z^2 n_e T_e \ . \qquad (3.61)$$

Зарядли зарраларнинг ионизация энергия йўқотиш формуласи электрон учун $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{ion} \sim n_e Z \frac{1}{v^2}$ боғланишда бўлиб ионизация энергия йўқотиш зарра энергияси ошиши билан камайиб боради. Радация энергия йўқотиш эса энергия ошиши билан ошиб боради. Маълум бир энергияда ионизация ва радиация энергия йўқотишлар тенглашади. Бу турли муҳит учун ҳар хил бўлиб бунга *критик энергия* дейилади. Уни қуйидаги тенгламадан аниқлаш мумкин

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} : \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} \approx \frac{T_e Z}{800} \ . \qquad (3.62)$$

Бу ерда T_e МэВ ларда олинган. (3.62) га кўра сувда (Z=8) энергияси T_e=100 МэВ бўлган электронлар учун

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad}$$

бўлади. Демак, сув учун критик энергия $T_{кр}$=100 МэВ, қўрғошин учун Z=82 ва демак $T_{кр}$=10 МэВ. Электронлар энергияси критик энергиядан юқори бўлса энергия йўқотиш асосан радиация йўқотишдан иборат бўлиб қолади. Электроннинг бошланғич энергияси E_0 бўлса радиация йўқотиш натижасида энергияси экспоненциал қонун бўйича ўзгаради.

$$\overline{E} = E_0 e^{-\frac{x}{x_0}} \qquad (3.63)$$

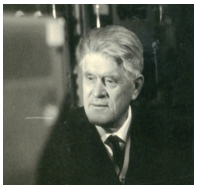
(3.63) дан $x=x_0$ масофада электроннинг энергияси е марта камаяди. Бу $x=x_0$ турли муҳитлар учун ҳар хил бўлиб, *радиация узунлиги* деб аталади. Радиация узунликнинг 1(см) даги қийматини топиш учун 1_p ни муҳит зичлигига нисбатини $1_p/\rho$ олиш лозим . Масалан ҳаво учун

$$1 = \frac{l_r}{p} = \frac{36,2 g/cm_2}{0,00121 g/cm^3} = 299,17 cm \approx 300 m .$$

Энергияси $T_e > E_{кр}$ бўлган электрон бир радиация узунликка тенг масофада ўрта ҳисобда энергияси T_e га яқин бўлган битта квант ҳосил қилиши мумкин. Радиация нурланиш энергияси $E \geq 2m_e c^2$ бўлса, у электрон – позитрон жуфтини ҳосил қилиши мумкин. Бу жараён космик нурлар таркибида электрон-фотон ёғдусининг ҳосил бўлишига сабаб бўлади.

3.10. Вавилов – Черенков нурланиши

1934 йили академик С.И.Вавилов ва шогирди П.А.Черенков уран тузлари эритмаларининг гамма нурлар таъсирида люминестенциясини ўрганишда янги бир нурланишни кашф этди. Одатда нурланиш атом ва молекулаларда қобиқ электронларнинг бир энергетик ҳолатидан иккинчисига ўтиши натижасида ҳосил бўлади ва уларнинг нурланиши $\tau = 10$ с давом этади. Нурланиш интенсивлиги ташқи параметрларга - муҳит тозалигига, температура ўзгаришларига боғлиқ бўлади. Лекин Вавилов-Черенков нурланиши ташқи параметрларга боғлиқ эмас, бу нурланишларнинг қуйидагича ўзига хос хусусиятларга эга эканлиги аниқланди:



П.А. Черенков (1904-1990)

1) Нурланиш магнит майдонида кучли қутбланади, демак нурланишни гамма квантлар эмас балки зарядли зарралар вужудга келтиради;

2) Нурланиш интенсивлиги муҳит зарияди Z га боғлиқ эмас, демак бу радиация нурланиш эмас;

3) Нурланиш уни ҳосил қилаётган бирламчи зарра йўналишига нисбатан маълум бурчак остида ҳосил бўлади;

Вавилов-Черенков нурланишини 1937 йили И.Е. Тамм ва И.М. Франклар классик электродинамика назарияси асосида тушунтириб бердилар. Классик электродинамика қонунларига кўра вакуумда тўғри чизиқ бўйлаб текис ҳаракат қилаётган зарядли зарра нурланиш ҳосил қилмаслиги керак. Акс ҳолда энергия ва импулснинг қуйидаги шарти бажарилиши лозим

$$\left(\frac{dE}{dp}\right)_Z = \left(\frac{dE}{dx}\right)_N \tag{3.64}$$

(3.64) шарти вакуум учун бажарилмайди, лекин муҳит синдириш кўрсаткичи n>1 бўлса бажарилади. Ҳақиқатдан, массаси $m \neq 0$ бўлмаган вакуумда эркин ҳаракатланаётган зарранинг тўла энергияси

$$E_Z = \sqrt{m_0 c^4 + p^2 c^2} = (m^2 c^4 + p^2 c^2)^{\frac{1}{2}}. \tag{3.65}$$

(3.65)ни дифференциалласак

$$dE_Z = \frac{1}{2}(m^2 c^4 + p^2 c^4)^{-\frac{1}{2}} 2pc^2 dp = \frac{c^2 p dp}{\sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}}$$

бундан

$$\frac{dE_{zarra}}{dp} = \frac{pc^2}{E} = \frac{m\vartheta c^2}{mc^2} = \vartheta \ . \tag{3.66}$$

Иккинчи томондан вакуумда электромагнит нурланиш учун

$$E_N = c \cdot p \tag{3.67}$$

ни дифференциалласак $dE_N = cdp$ ёки

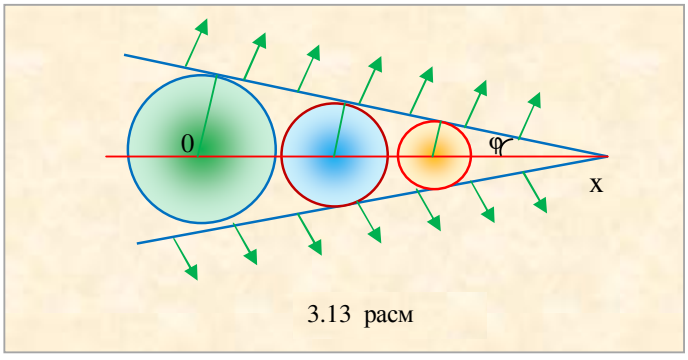
$$\frac{dE_N}{dp} = c \, . \tag{3.68}$$

Ҳар доим $\vartheta < c$, шунинг учун $\left(\frac{dE}{dp}\right)_Z < \left(\frac{dE}{dx}\right)_N$ бўлади. Яъни, энергия ва импулс сақланиш қонуни вакуумда тўғри чизиқ бўйлаб текис ҳаракатланаётган зарядли зарра ўз энергияси ва импулсини электромагнит нурланишга сарфлашини таъкидлайди. Агар зарра ҳаракати муҳит синдириш кўрсаткичи n>1 бўлганда зарранинг муҳитдаги тезлиги ϑ ёруғликнинг шу муҳитда тарқалиш фазовий тезлигидан катта бўлиши

$\vartheta > c' = \frac{c}{n}$, зарра ўз энергиясини нурланишга сарфлаши мумкин бўлади. Вавилов-Черенков нурланиши қайиқни сувда тез сузиб орқасидан тарқатган тўлқинига ўхшайди. Қайиқ тезлиги тарқалаётган тўлқин тезлигидан катта бўлса тўлқин тарқалиши кечикади. Қайиқ орқасидан кенгайиб борувчи тўлқин фронти (қанот) ҳосил бўлади. Қайиқ тезлиги тўлқин тарқалиш тезлигидан кичик ёки тенг бўлса, бунда тўлқин фронти кузатилмайди.

И.Е. Тамм
(1895-1971)

Худди шунингдек, ўта тез зарядли зарра муҳит синдириш кўрсаткичи n>1 бўлган муҳитда тарқалишидан зарра электр майдони таъсирида ўз йўли атрофидаги муҳит атомларини қутблайди. Зарра тезлиги электромагнит майдоннинг муҳитдан тарқалиш фазовий тезлигидан катта бўлгани учун ўта тез зарра ўтиб кетади, қутбланган дипол кечикиб қолади. Кечиккан дипол кечикиш ўқи бўйича нурлайди. Зарра тезлиги $\vartheta \le c$ бўлганда зарра ўрнига нисбатан муҳит атомларининг қутбланиши симметрик натижаловчи майдон нол дипол нурланишлар бир-бирини сўндиради. Зарра тезлиги $\vartheta > c' = \frac{c}{n}$ бўлганда муҳит кечиккан диполлари когерент нурланишларни ҳосил қилади. Бу нурланиш тарқалиш бурчаги қуйидагича топилади. Зарядли зарра n>1 синдириш кўрсаткичли муҳитда чапдан ўнгга $\vartheta > c' = \frac{c}{n}$ тезлик билан ҳаракатланаётган бўлсин (3.13- расм). Зарра t-вақтдан сўнг $x = \vartheta t$ нуқтада бўлади. Бу вақт ичида зарра ҳосил қилган нурланишлар тўлқин фронти Ах чизиғида ётади. Чунки x=0 нуқтада ҳосил бўлган тўлқин t вақтда $R_0 = c't$ масофани, x нуқтада ҳосил бўлган нурланиш эса $R_x = c'(t - x/\vartheta) = 0$ масофани ўтади.



3.13 расм

$$\sin\varphi = \frac{R_0}{x} = \frac{c't}{\vartheta t} = \frac{c'}{\vartheta} = \frac{1}{n\beta}.$$

Ҳосил бўлган тўлқин фронти 2φ бурчакли конус томонларидан иборат ва

Вавилов-Черенков нурланишининг тарқалиш йўналишини белгиловчи бурчак 3.13-расмдан $\frac{\pi}{2}-\varphi$ га тенг эканлиги кўриниб турибди, у қуйидаги шартдан топилади.

$$\cos\theta=\frac{1}{\beta n}. \qquad (3.69)$$

Шундай қилиб, Вавилов-Черенков нурланиши 2Θ бурчакли конус ичида тарқалади. Бу нурланишнинг аниқ бурчак йўналишга эга бўлишидан фойдаланиб, зарранинг муҳитидаги тезлиги β ни аниқлаш мумкин. (3.69) дан зарра тезлигини аниқлаш соҳаси оралиғи $\frac{1}{n}\geq b\geq 1$. $\beta=\frac{1}{n}$ да $\theta=0^0$ нурланиш бошланади $\beta=1$ да $\theta=\arccos(\frac{1}{n})$ нурланиш максимум бурчакка эришади. Масалан сув учун (n=1,33) $\beta_{min}=\frac{1}{n}=\frac{1}{1,33}=0,75$ да Вавилов-Черенков нурланиши ҳосил бўлади. Электрон учун бу шарт

$$E_e=m_ec^2(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}-1)=0,5(\frac{1}{\sqrt{1-(0,75)^2}}-1)=0,26$$

МэВ дан бошлаб бажарилади. Электрон учун сувда нурланишнинг максимум бурчаги $\cos\theta_{max}=\frac{1}{n}=0,75$ $\theta=41,5^0$. Тамм-Франк назариясига кўра частотаси ν дан $\nu+d\nu$ га қадар ораликда бўлган Вавилов-Черенков нурланишидаги фотонлар сони

$$N(v)=4\pi^2\frac{(ze)^2}{hc^2}\left(1-\frac{1}{n^2\beta^2}\right). \qquad (3.70)$$

(3.70) формулага кўра, ҳосил бўлган фотонлар сони бирламчи зарра зарядининг квадратига ва зарра тезлигига боғлиқ, β нинг ортиши билан $N(\nu)$ 0 дан $4\pi^2\frac{e^2z^2}{hc^2}(1-\frac{1}{h^2})$ га қадар ортади ва у нурланиш частотасига боғлиқ эмас. $E=h\nu$ бўлгани учун асосий нурланиш энергияси юқори частотали ёки қисқа тўлқинли спектр соҳасида ётади. Шунинг учун ҳам Вавилов-Черенков нурланиши кўк бинафша рангли нурланишдан иборат бўлади. Зарранинг нурланишига сарфлайдиган энергияси кам, шунга қарамасдан бу эффект ўта тез зарралар тезликларини, йўналишларини қайд қилишликда кенг қўлланилмоқда.

Назорат саволлари

1. Гамма-нурланиш нима.
2. Ички конверсия ҳодисасини тушунтиринг.
3. Вавилов – Черенков нурланишини айтиб беринг.

МАСАЛАЛАР ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

1-Масала: Қўшимча ташқи майдон бўлмаганида гамма-квант электрон-позитрон жуфтини ҳосил қила олмаслиги исботлансин.

Ечиш: Ташқи майдон бўлмаганида $\gamma \to e^- + e^+$ жараён учун энергия ва импулснинг сақланиш қонунларини ёзамиз. Агар биз позитрон ҳолатини манфий энергияли электрон ҳолати десак, сақланиш қонунлари қуйидагича бўлади:

$$-c\sqrt{p^2 + m^2{}_0c^2} + h\omega = c\sqrt{p^2{}_1 + m^2{}_0c^2} \qquad (1)$$

$$\vec{p} + \frac{h\omega}{c}\vec{n} = \vec{p}_1 \qquad (2)$$

$\vec{p}$- манфий энергияли электрон импулси, $\vec{p}_1$- мусбат энергияли электрон импулси. Агар (2) даги $\vec{p}_1$ ни квадратга кўтариб, уни (1) га қўйсак

$$-c\sqrt{p^2 + m^2{}_0c^2} + \hbar\omega = c\sqrt{p^2 + 2\frac{\hbar\omega}{c}\vec{p}\,\vec{n} + \frac{\hbar^2\omega^2}{c^2} + m^2{}_0c^2}\,.$$

Бу тенгликнинг ҳар иккала тарафини квадратга кўтариб ёзамиз

$$c^2(p^2 + m^2{}_0c^2) + (h\omega)^2 - 2ch\omega\sqrt{p^2 + m^2{}_0c^2} = c^2\left(p^2 + 2\frac{h\omega}{c}\vec{p}\,\vec{n} + \frac{(h\omega)^2}{c^2} + m^2{}_0c^2\right).$$

Охирги муносабатнинг чап томонидан ҳеч вақт унинг ўнг томони келиб чиқмаслиги кўриниб турибди, яни

$$\sqrt{p^2 + m^2{}_0c^2} \neq \left|\vec{p}\,\vec{n}\right|.$$

2 Масала. Тўлқин узунлиги 0,775 пм бўлган γ- монохроматик нур сув сиртига тушмоқда. Қандай чуқурликда γ- нурларнинг интенсивлиги 100 марта камаяди?

Берилган: $\lambda = 0,775\text{пм} = 7,75 \cdot 10^{-13}\text{м}$; К= 100: $x = ?$

Ечиш: γ- нурларнинг интенсивлигининг камайиш формуласи

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu x} \quad . \qquad (1)$$

Бу ердан

$$k=\frac{I_0}{I}=e^{\mu x},$$

I_0 – тушаётган нурнинг интенсивлиги, x чуқурликдаги нур интенсивлиги, μ - камайишнинг чизиқли коэффициенти. Охирги тенгламаларни ечиб

$$\ln k=\mu x; \quad x=\frac{\ln k}{\mu} \tag{2}$$

эканлигини топамиз. μ катталикни аниқлаш учун γ - квантларнинг энергиясини ҳисоблаймиз

$$\varepsilon=h\nu=\frac{hc}{\lambda}.$$

Сонли қийматларни қўйиб:

$$\varepsilon=\frac{6,62\cdot10^{-34}\text{ж}\cdot\text{с}\cdot3\cdot10^{8}\text{м}/\text{с}}{7,75\cdot10^{-13}\text{м}}=2,56\cdot10^{13}\text{ж}=1,6\text{МэВ}.$$

$\mu=0,06\text{см}^{-1}$ нинг қиймати маълум эканлигидан фойдаланиб, бизга керакли катталикнинг миқдорини топамиз

$$x=\frac{\ell n100}{0.06\text{см}^{-1}}=76,75\text{см}.$$

Жавоб: x=76,75см

IV-БОБ
ЯДРО ФИЗИКАСИНИНГ ТАЖРИБАВИЙ УСУЛЛАРИ

4.1. Ядровий реакцияларнинг асосий қонуниятлари

Икки зарра бир-бири билан 10^{-15} м лар чамасига яқинлашганда ядровий кучларнинг таъсири туфайли ўзаро интенсив таъсирлашади, натижада ядровий ўзгаришлар вужудга келади. Бу жараённи *ядровий реакциялар* деб аталади. Ядровий реакцияни қуйидагича ёзиш одат бўлган:

$$A + a \rightarrow B + b$$

бунда A-бошланғич ядро, a-реакцияга киришувчи зарра, b-ядровий реакцияда ажралиб чиқувчи зарра, B- ядровий реакцияда вужудга келган ядро, a ва b зарралар - нейтрон, протон, α- зарра, γ- квант, енгил ядролар ёки бошқа элементар зарралар бўлиши мумкин. Биринчи ядровий реакцияни 1919 йилда Резерфорд амалга оширган. Бунда азотни α- зарралар билан бомбардимон қилиш натижасида кислород ва протон ҳосил бўлган. Юқорида баён этилган ядровий реакцияларни ёзиш усулига асосланиб мазкур реакцияни

$$_7N^{14} + _2He^4 \rightarrow _8O^{17} + _1H^1$$

кўринишда ифодалаш мумкин. Реакцияларни амалга ошиш механизми бўйича уларни икки синфга шартли равишда ажратса бўлади:

1-синф: Ядровий реакцияларнинг оралиқ ядро орқали амалга оширилиши. Бунда реакция икки босқичда ўтади. Биринчи босқичда зарра ядро томонидан ютилади. Вужудга келган системани оралиқ ядро ёки *компаунд ядро* деб аталади. Иккинчи босқичда эса оралиқ ядро емирилади. Демак, реакция

$$A + a \rightarrow C^* \rightarrow B + b$$

схема бўйича амалга ошади. C^* ядронинг (бундаги юлдузча ядронинг уйғонган ҳолатини ифодалайди) яшаш давомийлиги тахминан 10^{-14} дан 10^{-15} с бўлади. Ядро физикасида ядровий вақт тушунчаси мавжуд. Ядровий вақт деганда энергияси 1 МэВ бўлган нуклон (~ 107 м/с га мос келади) ядронинг диаметрига (~ 10^{-14} м) тенг масофани босиб ўтиши учун кетган вақт

$$\tau_я = 10^{-14}м / 10^7 м/с = 10^{-21}с$$

тушунилади. Демак, оралиқ ядронинг яшаш давомийлиги ядровий вақтдан 10^6 дан 10^7 мартагача катта.

2-синф: Зарранинг ядро билан бевосита ўзаро таъсирлашуви туфайли амалга ошадиган реакциялар. Мисол тариқасида дейтрон (H^2) нинг ядро билан

ўзаро таъсирлашувини баён қилайлик. Ядрога яқинлашган дейтроннинг протонини ядро итариб юборади. Дейтроннинг нейтрони эса ядрога кириши мумкин. Натижада дейтон бўлиниб кетади, яъни унинг нейтронини ядро ютади, протони эса ядрога кирмасдан ўтиб кетади. Буни баъзан, "узиб олиш" реакцияси деб ҳам аталади.

4.2. Ядро реакциялари

Е. Ферми (Италия), И. Жолио - Кюри ва П. Савич (Франция), О. Ган ва Ф. Штрассман (Германия), О. Фриш ва Л. Майтнер (Австрия) лар нинг тажрибалари ва назарий изланишлари туфайли нейтронлар билан бомбардимон қилинган оғир ядролар (масалан, уран) нинг икки қисмга бўлиниши аниқланди. Бу ҳодиса ядро бўлиниши деб ном олди. Бўлиниш жараёнида вужудга келган ядроларни эса *бўлиниш парчалари* деб аталди.

Нейтрон ${}_3X^A$ ядрога киргач, унинг нуклонлари орасида ўралашиб қолади. Натижада янги ${}_3X^{A+1}$ ядро ҳосил бўлади, у эса икки ядрога, яъни, ${}_{31}Y^1$ ва ${}_{32}V^{A2}$ ядроларга бўлинади. Бўлиниш натижасида вужудга келиши мумкин бўлган бошқа зарралар билан қизиқмасак, мазкур реакцияни қуйидагича ёза оламиз:

$$ {}_ZX^A + n \rightarrow {}_ZX^{A+1} \rightarrow {}_{Z1}Y^{A1} + {}_{Z2}V^{A2} + ... $$

4.1-расм

X ядрони Y ва V ядроларга ажралиш имконияти энергетик нуқтаи назардан

$$ Q=(\varepsilon_1 A_1+\varepsilon_2 A_2)-\varepsilon A $$

ифоданинг ишорасига боғлиқ бўлиб, бу ерда $\boldsymbol{\varepsilon_1}$, $\boldsymbol{\varepsilon_2}$, $\boldsymbol{\varepsilon}$ лар мос равишда бўлиниш парчалари - Y ва V қамда X ядролардаги битта нуклонга тўқри келувчи боғланиш энергияларининг қийматлари. Бундан ташқари X ядронинг нуклонлари Q ва V ядролар орасида тақсимланганлиги учун

$$ Z_1+Z_2=Z, \qquad A_1+A_2=A+1\approx A $$

деб ҳисоблаш мумкин. Натижада оғир ядро (масалан, U^{235}) икки ўртачароқ ядрога ажралганда $Q \approx A*0{,}8$ МэВ энергия ажралиши лозим. Қизиғи шундаки, охирги ифода асосида ҳисоблашлар масса сони 100 дан □ата бўлган барча ядролар учун Q нинг ишораси мусбат эканлигини кўрсатди. Демак, назарий жиҳатдан A>100 бўлган ядролар ўз-ўзидан, яъни спонтан бўлиниши мумкин. Демак, спонтан бўлиниш фақат оғир ядролардагина кузатилади. Ҳақиқатан, Г.Н. Флеров ва бошқа олимлар спонтан равишда оғир ядронинг иккита ўртачароқ ядрога ажралиши элементлар даврий жадвалининг охирида турган ядроларга тегишли эканлигини кузатдилар.

Занжир реакцияси. U^{230} ядроси бўлиниши туфайли ажраладиган энергиянинг тахминан 82÷84% и бўлиниш парчаларининг энергаяси

тарзида, қолган қисми эса нейтронлар (2÷3%), - нурланиш (5÷6%), электронлар (3÷4%) ва нейтринолар (5-6%) нинг энергияси снфатида намоён бўлади. Ҳар бир ядро бўлинганда, тахминан 200 МэВ энергия ажралади. Солиштириш мақсадида оддий химиявий реакцияларда ажраладиган энергиянинг ҳар бир атомга тўғри келадиган улуши атиги бир неча эВ эканлигини эслайлик. Демак, ядро бўлинишида химиявий реакциядагидан миллионлаб марта кўп энергия ажралади. Шунинг учун оғир ядроларнинг бўлиниш ҳодисаси кашф қилиниши биланоқ, бу реакцияда ажраладиган энергиядан фойдаланиш йўллари излана бошланди. Бўлиниш энергиясидан фойдаланиш имконияти амалга ошиши учун шундай шароит яратиш лозимки, бу шароитда реакция бир бошлангандан сўнг ўз-ўзидан давом эта олсин, яъни реакция занжир характерга эга бўлсин. Бундай реакцияни амалга оширишга оғир ядронинг бўлинишида вужудга келадиган 2-3 дона нейтрон ёрдам беради. Масалан, биринчи ядро бўлинганда ажралиб чиққан 2-3 нейтроннинг ҳар бири ўз навбатида янги ядроларнинг бўлинишига сабабчи бўлади. Натижада 6 – 9 янги нейтронлар вужудга келади. Бу нейтронлар яна бошқа ядроларни бўлинишига имконият яратади ва ҳоказо. Шу тариқа бўлинаётган ядролар ва бунинг натижасида вужудга келадиган нейтронлар сони ниҳоятда тез ортиб боради. Баён этилган тарзда ривожланадиган жараён – занжир реакциядир. Ҳисобларнинг кўрсатишича, биринчи ядро бўлингандан кейин $7{,}5\cdot10^{-7}$ с вақт ўтгач $10^{24} \div 10^{25}$ ядро (шунча ядро тахминан 1 кг уран таркибида бўлади) реакцияда қатнашган бўлади. Реакциянинг бундай ўта шиддатли тусда ўтиши – портлаш демакдир. Лекин бу мулоҳазаларда барча нейтронлар янги ядроларнинг бўлинишига сабаб бўлади, деган фараздан фойдаланилди.

Табиатда уран асосан икки изотоп аралашмаси сифатида учрайди: $^{235}_{92}U$ (0,7%) ва $^{238}_{92}\mathrm{U}$ (99,3%). Нейтронлар таъсирида уран ядроси бўлиниш кесими изотоп тури ва нейтрон энергиясига боғлиқ равишда ҳар хил бўлади. Нейтронлар энергиясига қараб қуйидагича тоифаларга бўлинади: энергияси 0,025 эВ дан 0,5 эВ га қадар бўлган нейтронлар иссиқ нейтронлар; 0,5 эВ дан 1 кэВ гача энергияли нейтронлар резонанс нейтронлар; 1 кэВ дан 100 кэВ гача энергияли нейтронлар оралиқ нейтронлар; 100 кэВ дан 14 МэВ гача энергияли нейтронлар эса *тез нейтронлар* деб аталади. Бўлиниш компаунд ядро ҳосил бўлиш билан юз берганда ядроларнинг бўлиниши ядро вақтига ($10^{-22} – 10^{-23}$ с) нисбатан анча секин юз беради. Кинетик энергияси T_n бўлган нейтронни ютган ядронинг уйғониш энергияси $E_{уй} = T_n + \varepsilon_{A+1}$ бўлади. Бу ерда ε_{A+1} - нейтроннинг компаунд ядро боғланиш энергияси. Демак, бирор $^{A}_{Z}X$ ядронинг T_n кинетик энергияли нейтрон таъсирида бўлиниш шарти

$$T_n > E_f = E_{ak} - \varepsilon_{A+1},$$

бу ерда E_f –бўлинишнинг эффектив чегараси дейилади. Активация энергияси $E_{акт}$ бўлиниш параметрига боғлиқ бўлиб, унча оғир бўлмаган ядролар учун бўлиниш параметри критик қийматдан кичик $\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{kr} > \frac{Z^2}{A}$, активация энергияси $E_{акт}$ катта бўлади. Шунинг учун бундай ядроларни бўлиш учун нейтрон энергияси етарли даражада катта бўлиши лозим. Оғир ядроларда эса бўлиниш параметри ошиб, активация энергияси $E_{акт}$ камайиб боради. Ниҳоят, баъзи ядролар учун $E_{акт} < \varepsilon_{A+1}$, яъни улар учун E_f – манфий. Бундай ядролар иссиқ нейтронлар таъсирида ҳам бўлинади.

Ҳақиқатдан ҳам, ^{235}U нейтрон ютиб ^{236}U га айланади, ^{236}U жуфт-жуфт ядро бўлгани учун боғланиш энергияси нисбатан юқори, 6,8 МэВ. ^{238}U эса нейтрон ютиб ^{239}U га айланади, бу ядро жуфт-тоқ ядро бўлгани учун боғланиш энергияси паст, 6,0 МэВ. Активация энергиялари бўлиниш параметрига Z^2/A боғлиқ бўлганида ^{236}U учун 6,6 МэВ, ^{239}U учун 7,1 МэВ. Оғир ядроларнинг иссиқ нейтронлар таъсирида бўлиниши энергия нуқтаи назаридан жуда қулайдир. Оғир ядролар бўлинишида масса сонлари A=100 яқин бўлган бўлакчаларнинг ҳар бир нуклонга тўғри келувчи солиштирма боғланиш энергияси A≥325 катта бўлган бўлинувчи оғир ядролар солиштирма боғланиш энергияларидан 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 · 0,85 = 200 МэВ. Ҳар бир бўлинишда ~1МэВ ли қарийб 8 фотон чиқаради, бу билан бўлиниш энергиясининг тахминан 3,5% ни олиб кетади.

4.3. Занжир реакцияни амалга ошириш

Занжир реакциясини амалга ошириш учун:

1) Нейтронларни интенсив ютувчи бошқа аралашмалардан тозалаш зарур. Ундан ташқари бўлиниш жараёнида ҳосил бўлган бошқа маҳсулотлардан актив зонани ўз вақтида тозалаб туриш керак.

2) Тез нейтронларда занжир реакция бориши учун ёқилғисининг таркибини ^{235}U изотоплари билан бойитиш зарур. Тажрибадан маълумки, уран ^{235}U билан бойитилганда 5,56% дан бошлаб занжир реакция бошланганлиги, амалда 15%дан кам бўлмаслиги керак. Нейтронларни секинлаштиришда массаси нейтрон массасига яқин бўлган турли моддалардан – секинлаштиргичлардан фойдаланилади. Кинетик энергияси T_n бўлган нейтрон нуклонлар сони A бўлган секинлаштиргич ядроси билан тўқнашганда ҳар бир тўқнашувда нейтроннинг энергия йўқотиши

$$\Delta T_n = \frac{4A}{(A+1)^2} T_{n.}$$

Демак, секинлатгич қанча енгил бўлса, нейтронлар шунча тез секинлашади. Секинлаштирувчи ядро нейтронларни ютмаслиги керак. Секинлатгич:

1) Сув бўлса; таркибидаги протонларнинг нейтронлар билан таъсирида дейтронлар ҳосил бўлиши ҳисобига нейтронлар сувда интенсив ютилади;

2) Гелий ^{4}Не бўлса, нейтронни ютмайди, ^{5}Не табиатда учрамайди. Лекин газ бўлгани учун зичлиги кичик, фойдаланиш ноқулайдир;

3) Энг яхши секинлатгич оғир сув $Д_2О$;

4) Секинлаштирувчи модданинг физик хоссаларини, иқтисодий жиҳатдан арзонлигини ҳам ҳисобга оладиган бўлсак, у ҳолда оғир сув, углерод, бериллий ва бериллий оксиди ва бошқалари бўлиши мумкин. Сув юқорида айтилган камчиликларга қарамай, секинлатгич сифатида кенг ишлатилади;

5) Секинлатувчи модданинг уран билан аралашмасидан ташқари (бундай реакторларга гомоген реакторлар дейилади) бўлинувчи уран ва секинлатгичлар алоҳида бир-бирига ёнма-ён қўйилади. Уран моддасида ҳосил бўлган нейтронлар секинлатгичга ўтади, у ерда нейтронлар иссиқ нейтронлар энергиясига қадар секинлашади ва яна уран ёқилғисига ўтади ва ҳамда бўлиниш реакциясини ҳосил қилишини давом эттиради. Бундай реакторлар гетероген реакторлар дейилади. Гомоген реакторда занжир реакция ҳосил қилиш учун қимматбаҳоли оғир сув секинлатгичдан фойдаланса, гетероген реакторларда арзон графит ишлатилганда ҳам занжир реакция ҳосил бўлиши мумкин;

6) Занжир реакциянинг кечишида бўлинувчи модданинг формаси ҳам муҳим рол ўйнайди. Сферик шаклда бўлганда нейтронларнинг актив зонадан ташқарига чиқиб кетиши энг кам бўлар экан;

7) Занжир реакция етарли даражада массага эга бўлганда рўй беради. Занжир реакция бориши мумкин бўлган системанинг минимал массаси критик масса деб аталади. Системанинг (актив зонанинг) катталиги эса критик катталик дейилади. Критик масса системанинг геометриясига боғлиқ. Масалан: тоза ^{235}U дан иборат эллипсоид шаклда (а=1,94 м, б=1,55 м) бўлган системанинг критик массаси 47 кг. Шар радиуси R=17 см. Агар уран моддаси бериллий қобиқли полиэтилен плёнкалар билан қатлам-қатлам ажратилса, критик масса 242 г радиуси R=3 см бўлади;

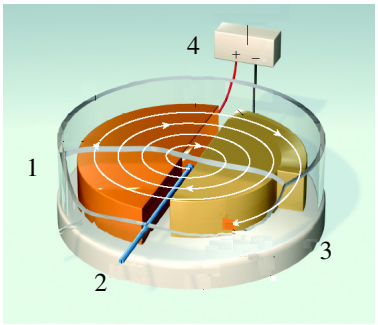
8) Актив зона критик катталигини ва ёқилғи критик массасини янада камайтириш учун реакция зонасини нейтронларни қайтарувчи модда – қайтаргич билан ўралади. У актив зонадан чиқиб кетадиган нейтронлар сонини камайтиради.

4.4 Тезлатгичлар

Тезлатгичлар 1930 йиллардан бошлаб қурила бошланди. Дастлабки тезлатгичлар энергиялари МэВ бўлса, ҳозирги вақтда уларнинг энергиялари бир неча ГэВ энергиягача етказилди. Зарядли зарраларни тезлатиш одатда электр ёки магнит майдонларида амалга оширилади. Тезлатгичлар

тезлаштирувчи майдон турига қараб зарралар оқимини фокуслаши, тезлаштирилаётган зарралар хили, эришган энергияларига кўра турлича номлар билан аталадилар.

1. Резонанс тезлатгичларда зарралар оқими бўйлама йўналиш бўйича, яъни зарралар айланиш частотаси билан тезлаштирувчи электр майдони частоталарининг резонансини таъминлаш электр майдон частотасини ёки магнит майдонининг вақт бўйича ўзгариши билан амалга оширилади. Тезлатгичларда зарралар энергияси ва зарралар оқими интенсивлиги муҳим аҳамиятга эга ҳисобланади. Интенсивлик оқим ток кучи I=qN билан ифодаланади. Циклик тезлатгичларда тезлаштириладиган зарралар тезлаштирувчи майдонга такрор-такрор киритилиб, уларнинг энергияси оширилиб борилади.



4.2- расм. 1-дуантлар, 2-ион манбаи, 3-ион изи, 4-манба

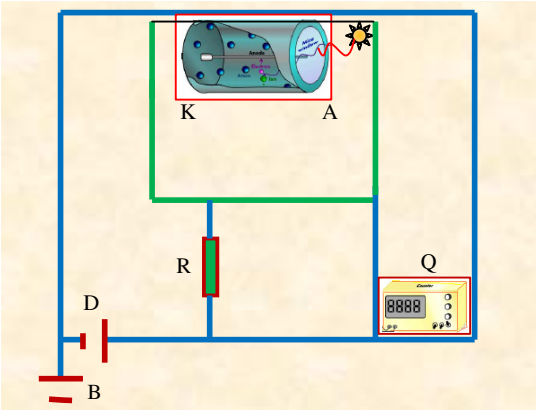
2. Циклотрон. Биринчи тезлатгичлардан циклотрон 1930 йили Лоренц (1901-1958) томонидан қурилди. *Циклотрон* (схемаси 4.2-расмда келтирилган) иккита А, Б дуант, ионлар манбаи, тезлаштирувчи юқори частотали электр кучланиш манбаи, магнит майдонларидан иборат. Дуант магнит қутблари орасига жойлаштирилган. Электр майдони дуантлар учларига берилади. Ион (зарядли зарралар) манбадан чиқиши билан дуантнинг манфий қутбига тортилиб, энергиясини оширади, бу ион магнит майдон таъсирида дуант ичкарисида ярим айлана шаклида айланади, ярим давр T/2 оралиғида қарама-қарши дуант чегарасига келади, бу пайтда дуант ишорасини ўзгартиради яна энергиясини оширади ва ҳ.к. Шундай қилиб, циклотронда ион (зарра) резонанс энергиясини орттириб бориши учун электр майдон частотаси ион (зарра)нинг дуант ичида айланиш частотасига мос келиши талаб этилади. Циклотронда зарралар энергиясини чексиз ошириб бориш мумкин эмас, чунки зарра энергияси ошиши билан унинг массаси релятивистик ошиб, зарранинг айланиш частотаси камайишига олиб келади, натижада тезлаштирувчи майдон частотаси орасидаги мосликнинг бузилишига ва резонанс йўқолишига олиб келади. Циклотрон енгил зарраларни (электрон) тезлаштиришга яроқсиз, чунки енгил зарра тезда

ўзининг массасини релятивистик тарзда оширади. Циклотрон протон, алфа-зарра, оғир ионларни тезлаштиришга жуда қулай.

3. Синхротциклотрон – циклотроннинг модификация қилинган варианти бўлиб, унинг циклотрондан фарқли равишда тезлаштирувчи электр майдон частотаси зарра айланиш частотасининг камайишига мос равишда камайиб боради. Тезлатиш жараёнида зарралар барқарор оқимини автоматик равишда ҳосил қилишнинг автофазировка принципини 1944-1945 йиллари В.И. Векслер (1907-1966), Мак-Миллан (1907 й.т.) лар ишлаб чиқдилар. Зарра айланиш частотаси камайиши аввал баён қилинганидек массасининг релятивистик ошиши ва магнит майдонининг бирмунча камайиши сабабидан синхротциклотрон импулсли тарзда ишлайди, зарралар оқими интенсивлиги циклотрондагидан бирмунча кичик, бу тезлатгич ҳам оғир зарядли зарралар протон, дейтрон, алфа, ионларни 1 ГэВ энергиягача тезлаштиради. Синхротциклотронда зарра тезлаштирувчи камера марказидан четларигача спиралсимон айланиб бораверади. Энергияси ошиши билан камера ўлчами ҳам ошиб боради, камеранинг тўла ҳажми магнит қутблари орасида туриши керак, бу эса кўп тонналаб темир элементини бўлишлигини талаб этади ва бу эса қурилма таннархининг кескин ошиб кетишига олиб келади.

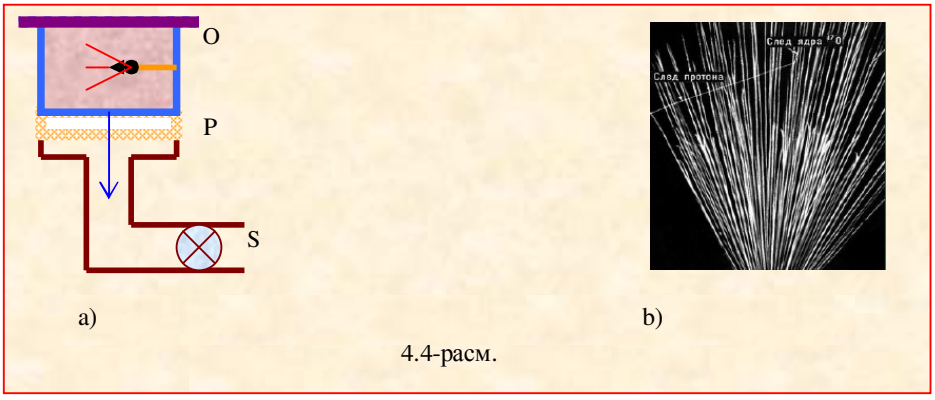
4.5. Детекторлар

Зарраларни қайд қилиш жараёни детекторлар ёрдамида амалга оширилади. Детекторларни иккита тоифага – ҳисоблагичлар ва зарралар изларини ҳосил қилувчиларга ажратиш мумкин. Ҳисоблагич детекторларда электр импулсини ҳосил қилиш мумкин ва бу билан зарралар оқимини, масса, заряд, тезлик ва энергияларни аниқлаш мумкин бўлади. Изли детекторларда зарра изини, ҳаракат йўналишини бошқа зарра, ядролар билан тўқнашув жараёнларини, емирилиш ва бошқа кўплаб таъсирлашув хусусиятларини аниқлаш мумкин. Зарядсиз зарралар муҳит билан таъсирлашганда ионизация ҳосил қилмайдилар, бу зарраларнинг таъсирлашувида ҳосил бўлувчи иккиламчи зарядли зарраларга кўра қайд қилинади.



4.3-расм.

1. Гейгер – Мюллер ҳисоблагичлари. Умуман олганда, икки хил газ разрядли ҳисоблагич мавжуд. Биринчиси, п*ропрционал ҳисоблагич* дейилиб, унда газ разряди номустақил бўлади. Гейгер – Мюллер ҳисоблагичлари деб аталувчи иккинчи хил ҳисоблагичда эса газ разряди мустақил бўлади. Гейгер – Мюллер ҳисоблагичларининг ажрата олиш вақти 10^{-3}–10^{-7} с ни ташкил қилади, яъни шундай вақт оралиғида тушган зарралар қайд қилинади. Гейгер – Мюллер ҳисоблагичлари газнинг ионлашишига асосланган. У фақат зарраларнинг ўтишинигина қайд этади (4.3-расм). Гейгер ҳисоблагичи ички томони металл қатлами (катод) билан қопланган шиша баллон ва баллоннинг ўқи бўйлаб тортилган ингичка металл тола (анод) дан иборат. Шиша баллон С паст босим шароитида газ билан тўлдирилади. Буни цилиндрик конденсатор деб қараш мумкин. Конденсаторга В батареядан R қаршилик орқали кучланиш берилади.



4.4-расм.

Агар конденсаторга зарядланган зарра учиб кирса, газ молекулаларини ионлаштириб, газ разрядини вужудга келтиради. Натижада ҳисоблагич орқали ток ўта бошлайди ва R қаршилик бўйлаб потенциал камаяди. Кучланишнинг бундай тебраниши D кучайтиргич ва механик ҳисоблагичдан иборат қайд қилувчи қурилмага узатилади.

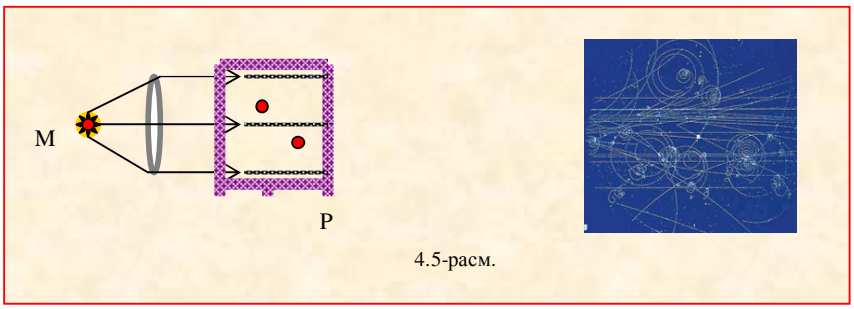
2. Вилсон камераси Вилсон камераси методикасини мукаммаллаштиришдаги ишлари учун 1984 йилда Блекеттга Нобел мукофоти берилди. Магнит майдонига жойлаштирилган Вилсон камераси ёрдамида олинган расм катта ҳажмдаги ахборотга эга бўлиб, тўғридан-тўғри қайд қилинган воқеа манзарасини кўриш имкониятини беради.

П.Блэкет
(1897-1974)

Вилсон камераси зарраларнинг изига қараб (*трек* – инглизча– *из*) қайд қилади. Камера 1911 йили Ч. Вилсон томонидан яратилган. У тез учиб келаётган зарраларнинг буғсимон ҳолатдаги моддадан ўтганида, шу модда молекулаларини ионлаштиришига асосланган. Вилсон камерасининг схемаси 4.3а-расмда тасвирланган. Камеранинг ишчи ҳажми (*1*) сувнинг ёки спиртнинг тўйинган буғи бўлган ҳаво ёки газ билан тўлдирилган. Поршен

(*2*) пастга қараб тез ҳаракатланганда *1* ҳажмдаги газ адиабатик равишда кенгаяди ва совийди. Натижада газ ўта тўйинган ҳолатга келади. Камерадан учиб ўтган зарра ўз йўлида ионларни вужудга келтиради ва ҳажм кенгайганда конденсацияланган буғлардан томчилар ҳосил бўлади. Шундай қилиб, зарра орқасида ингичка туман йўл кўринишидаги из қолади. Бу изни кузатиш ёки расмга тушириш мумкин.

3. Фотоэмулсия усули. 1927 йилда рус физиги Л. Мисовский зарядланган зарралар изини қайд қилишнинг оддий усулини таклиф қилди. Зарядланган зарралар фотоэмулсия орқали ўтганда, унда тасвир ҳосил қилувчи ионизацияни вужудга келтиради.



4.5-расм.

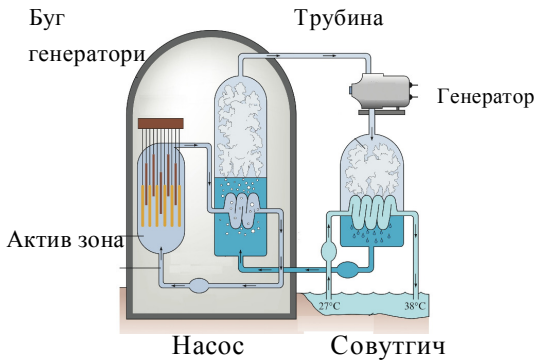
Сурат очилгандан кейин зарядланган зарраларнинг излари кўриниб қолади. Эмулсия жуда қалин бўлганлиги учун ҳам зарранинг унда қолдирган изи жуда ҳам қисқа бўлади. Шунинг учун, фотоэмулсия усули жуда катта энергияли тезлаткичлардан чиқаётган зарралар ва космик нурлар вужудга келтирадиган реакцияларни ўрганиш мақсадида ишлатилади.

4. Пуфакли камера – қиздирилган суюқликнинг зарра траекторияси бўйлаб қайнашига асосланган ва унинг траекториясини қайд қиладиган асбоб. У суюқ водород солинган, ёритиш ва расмга олиш мумкин бўлган шиша камерадан иборат. Унинг ҳажми 3 $см^3$ дан бир неча метр кубларгача бўлиши мумкин. Пуфакли камерани кашф қилгани учун Глейзерга 1960-йилда Нобел мукофоти берилган. Бошланғич ҳолатда камерадаги суюқлик юқори босим остида бўлади, шунинг учун суюқликнинг температураси атмосфера босимидаги қайнаш температурасидан юқори бўлсада, у қайнаб кетмайди (4.5-расм). Текширилаётган зарра камерадан учиб ўтишида суюқлик молекулаларини ионлаштиради. Худда шу вақтда суюқликнинг босими кенгайтирувчи курилма ёрдамида кескин пасайтирилади. Суюқлик ўта иситилган ҳолатга ўтади ва қайнайди. Бу вақтда ионларда жуда кичик буғ пуфакчалари пайдо бўлади. Шунинг учун зарранинг бутун йўли пуфакчалар билан қопланган бўлади. Камерани ёритиб, изларни кузатиш ёки фотосуратга олиш мумкин.

Д. Глейзер
(1926-2013)

4.6. Реакторлар

Биз ҳозирги замон энергетикасида кенг фойдаланилаётган иссиқлик нейтронлар таъсирида ишлайдиган реакторлар билан танишамиз. Реакторнинг асосий элементи - бўлинувчи моддаднр. Замонавий реакторларда бўлинувчи модда сифатида U^{235} изотоп билан бойитилган табиий урандан фойдаланилади. Иссиқлик нейтронлар U^{235} ни эффектив равишда бўлинишига сабабчи бўлади. Шунинг учун бўлиниш реакциясида вужудга келган тез нейтронларни секинлатиш йўли билан иссиқлик нейтронларга айлантирилади. Одатда, секинлаткичлар сифатида графит ёки оғир сув (D_2O) дан, баъзан эса оддий сув (H_2O) дан ҳам фойдаланилади. 4.6-расмда реактор актив зонасининг соддалаштирилган схемаси тасвирланган. Реакторнинг актив зонаси секинлаткич модда билан тўлдирилган. Секинлаткич ичига стержен ёки пластинка шаклида бўлинувчи модда бўлаклари жойлаштирилади. Занжир реакция тезлигини бошқарувчи стерженлар ёрдамида ўзгартириш мумкин. Бу стерженлар нейтронларни интенсив равишда ютадиган материаллар (масалан, бор ёки кадмий) дан тайёрланади. Бошқарувчи стерженларнинг кўпроқ ёки камроқ қисмини актив зона ичига киритиш йўли билан $К_к$ нинг қийматини ўзгартиришга эришилади. Стационар режимда ишлаётган реакторнинг актив зонасидаги нейтронлар сони нормадан озгина четга чиқиши ($К_к$ нинг қиймати 1 дан озгина фарқланиши) биланоқ, махсус автоматик қурилма бошқарувчи стерженларни керакли томонга силжитади. Реакторнинг асосий қисми актив зонадир. Унда занжир реакция юз бериб, энергия ажралади. Нейтронларнинг ташқарига чиқиб кетишини камайтириш учун актив зона қайтаргич ичига жойланади. Реакция интенсивлиги нейтронларни кучли ютувчи моддалардан ясалган махсус стерженлар ёрдамида бошқарилади. Реактор ишга туширилишдан олдин нейтронларни ютувчи (кадмий ёки бор карбиди) стержен актив зонага тўла киритилган ҳолатда бўлади. Бу ҳолда $K<1$ ва занжир реакция бўлмайди. Стержен актив зонадан чиқарила бориши билан K ортади ва $K=1$да реактор стационар режимда ишлай бошлайди. Реакторнинг ҳалокатини олдини олиш мақсадида қўшимча стержен доим тайёр туради. Нейтронлар сони керагидан ортиб кетиши билан бу стержен автоматик равишда актив зонага киритилади ва ҳалокат олди олинади. Реакторда ҳосил бўлган радиоактив нурланишлардан сақланиш учун у нейтрон ва гамма-нурларни ютувчи радиацион хавфсизликни таъминлайдиган массив жисм билан ўралади.



4.6-расм

2. Тез нейтронларда ишлайдиган реакторлар

Тез нейтронларда ишлайдиган реакторлар алоҳида хусусиятга эга.

1) Ёқилғини юқори аниқликкача тозалаш талаб этилмайди. Аралашмаларда тез нейтронлар кам ютилади.

2) Ёқилғи кучли концентрланган, яъни уран билан бойитилган бўлиши керак.

3) Тез нейтронларнинг эффектив кесими кичик бўлгани учун ёқилғини иссиқ нейтронли реакторлардагидан кўпроқ олиш талаб этилади.

4) Бу реакторлар учун секинлатгич талаб этилмайди. Актив зонанинг ўлчами жуда кичик, энергия ажралиш зичлиги юқори 0,5 кВт/см^3 гача йетади.

5) Иссиқликни олиб кетувчи модда нейтронларни секинлатмаслиги керак. Шу мақсадда суюқ натрий фойдаланилади.

6) Тез нейтронлар моддаларда ютилиш эҳтимолияти кичик бўлгани учун реакторни бошқаришда ютувчи стерженлардан фойдаланиб бўлмайди.

4.7. Термоядровий реакциялар

Ядро боғланиш энергиясининг бир нуклонга мос келувчи қиймати ε нинг масса сони A га боғлиқлигини эътиборга олсак, фақат оғир ядроларнинг бўлиниш туфайлигина эмас, балки жуда енгил ядроларни бириктириш (ядролар синтези) усули билан ҳам ядровий энергиядан фойдаланиш мумкин, деган фикрга келамиз. Масалан, дейтерий ва тритийнинг синтезида α -зарра ва нейтрон ҳосил бўлади, яъни

$$_1H^2 + {}_1H^3 \rightarrow {}_2He^4 + n$$

Мазкур реакциянинг энергиясини (18.3) муносабатга асосланиб ҳисоблайлик

$$Q = [(m_{H2} + m_{H3}) - (m_{He4} + m_н)]\, c^2 \sim 17{,}6 \text{ МэВ}$$

Демак, реакция экзотермик ва унда қатнашаётган ҳар бир нуклонга тўғри келувчи энергия ~ 3,5 МэВ га тенг. Таққослаш мақсадида U^{238} нинг

бўлинишида ажраладиган энергиянинг битта нуклонга мос келувчи улуши ~ 0,85 МэВ лигини эслайлик. Ядролар синтези амалга ошиши учун улар бир-бири билан ядровий кучларнинг таъсири сезиладиган масофа ($r \sim 10^{-15}$ м) гача яқинлашиши керак. Лекин ядроларнинг бу даражада яқинлашишига кулон итаришиш кучлари туфайли улар орасида вужудга келадиган потенциал тўсиқ қаршилик кўрсатади. Бу тўсиқни енгиш учун H^2 ва H^3 нинг синтез реакциясида ядролар

$$\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r} = \frac{(1.16\cdot 10^{-19})^2}{4\cdot 3.14\cdot 8.85\cdot 10^{-12}\cdot 10^{-15}}\,Ж \approx 0,7\ МэВ$$

энергияга эга бўлиши керак. Демак, тўқнашаётган ядроларнинг ҳар бирининг кинетик энергияси ~ 0,35 МэВ бўлса, ядровий синтез реакцияси амалга ошади. У ҳолда ядролар синтези иссиқлик ҳаракатнинг энергияси (яъни 3кТ/2) туфайли содир бўлиши учун ядроларни қандай температурагача қиздириш лозим? деган саволга жавоб топайлик. Ҳисоблардан кўринишича бу температура $2\cdot 10^9$ К бўлиши керак. Мазкур температурани амалда ҳосил қилиб бўлмайди.

1. Термоядровий синтез

Солиштирма боғланиш энергиясининг масса сонига боғлиқлигидан маълумки, енгил ядроларининг қўшилиши натижасида юз берадиган реакция экзотермик бўлиб, бу реакциялардан битта нуклонга тўғри келувчи ажралган энергия оғир ядроларнинг бўлинишида ажралган энергиядан анча катта бўлади. Енгил ядроларнинг қўшилиб синтез реакциясини амалга ошириши учун мусбат зарядли икки атом ядросини бир-бирига яқинлаштириш, улар орасидаги кулон итарилиш кучини енгиш лозим. Зарядлари Z_1e ва $+Z_2e$ бўлган икки ядро орасидаги кулон тўсиғи баландлиги

$$U_{kul} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi E_0 R_{12}} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi E_0 r_0 A^{1/3}} = 1,2\,\frac{Z_1 Z_2}{A^{1/3}}\,МэВ \qquad (4.1)$$

га тенг бўлади. $R_{12}=R_1+R_2$ - ядролар орасидаги масофа, R_1, R_2 – биринчи ва иккинчи ядро радиуси. Кулон потенциал тўсиғини енгишга етарли энергияга эга бўлиши зарур. Зарранинг кинетик энергияси билан ҳарорат орасида қуйидагича боғланиш мавжуд:

$$T(grad) = 1,16\cdot 10^4\,E(эВ) \qquad (4.2)$$

Масалан, икки протон Кулон тўсиғи (4.1) га асосан 1 МэВ га тўғри келса, термоядро реакция юз бериши учун $T=1,16\cdot 10^{10}$К температурагача қиздириш лозим. У Қуёш марказидаги ҳароратдан тахминан 100 марта катта. Демак, ҳозирча термоядро реакция сини олиш учун дейтерий-тритий реакциясидан фойдаланиш мақсадга мувофиқ ҳисобланади

$$ {}^{2}_{1}\mathrm{H} + {}^{3}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} + 17,6 \ \text{МэВ} \qquad (4.3) $$

Ушбу реакция Кулон тўсиғи кичик, паст энергияда катта кесимга эга. Бу реакциянинг ҳар бир нуклонга тўғри келувчи энергия чиқариши $q = \frac{Q}{A} = \frac{17,6}{5} \approx 3,5$ МэВ. Фақат дейтронлар иштирок этадиган дейтерий-дейтерий реакциянинг

$$ {}^{3}_{2}\mathrm{He} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} + 3,25 \ \text{МэВ} $$
$$ {}^{2}_{1}\mathrm{H} + {}^{2}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{3}_{1}\mathrm{H} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} + 4,03 \ \text{МэВ} \qquad (4.4) $$

кўрсаткичлари (4.3) реакциядан бир мунча паст. Дейтерийнинг ердаги манбаи туганмас, чунки у океан сувидаги ҳамма водороднинг 0,015% ни ташкил қилади. 250 г сувдаги дейтерий 1 кг кўмир ёнгандаги иссиқликни беради. Океанлардаги сув тахминан1, $45 \cdot 10^{24}$ кг бу эса $6 \cdot 10^{18}$ кг кўмирга эквивалент, бу эса ер массаси ($6 \cdot 10^{21}$кг) нинг 10^{-3} қисмига тенг.

2. Термоядровий реакция ҳосил бўлиш шартлари

Барқарор термоядро реакциялари мавжуд бўлиши учун плазма температураси T, концентрациялари бир хил n/2 бўлган дейтерий ва тритий аралашмасидан ишчи ҳажмда τ–вақтни ушлаб туриши лозим, албатта термоядро реакциялари рўй бераётганда ажралиб чиқадиган энергия миқдори ёнилғи аралашмасини қиздириш ва бошқа исрофгарчиликларга сарф бўлаётган энергия миқдоридан ортиқ бўлиши, бунинг учун плазманинг зичлиги ҳам юқори бўлиши лозим. Ҳажм бирлигида синтез жараёнлар сони

$$ N = \alpha(T) n_D n_T \tau \ . \qquad (4.9) $$

Бу ерда n_D, n_T -дейтерий ва тритий концентрацияси, τ –плазмани иссиқ ҳолда ушлаб туриш вақти, α(T)–ҳарорат функцияси бўлиб, плазмада иссиқлик алмашиниш ва реакция кесимининг энергияга боғлиқлигини ифодалайди. Бир синтез актида Q энергия ажралса, τ–вақт ичида ҳажм бирлигидаги QN энергия ажралади. Бу иссиқлик энергиядан олинадиган электр энергия:

$$ W_{el} = \eta Q N = \eta Q \alpha(T) n_D n_T \tau \ , \qquad (4.10) $$

бунда η - фойдали иш коэффициенти бўлиб, бир энергияни (иссиқлик) иккинчи (электр) хил энергияга айлантириш коэффициенти деб ҳам аталади. Плазмани қиздирганда қуйидаги энергия сарфланади:

$$ W_{issiq} = 2\frac{3}{2} k(T)(n_D + n_T) \, . \qquad (4.11) $$

Бу формуладаги 2 коэффициент плазмадаги ионлар ва электронлар мавжудлигини ҳисобга олади. Термоядро реакцияси экзотермик бўлиши

учун ажралган энергия катта бўлиши, яъни $W_{эл} > W_{ис}$ бўлишлиги лозим, бу эса τ–га боғлиқ. (4.10) ва (4.11) формулалардан

$$\tau > \frac{3kT(n_D + n_T)}{\alpha(T)\eta Q n_D n_T}. \qquad (4.12)$$

Бу ерда $n=n_D+n_T$, плазма тўла консентратсияси $n_D = n/2$ да реакция минимал бўлишини эътиборга олиб (9.12) ифодадан ёза оламиз.

$$\tau > \frac{3kTn}{\alpha(T)\eta Q \frac{n}{2}\left(n - \frac{n}{2}\right)} = \frac{12kT}{\alpha(T)\eta Q n}. \qquad (4.13)$$

Бундан

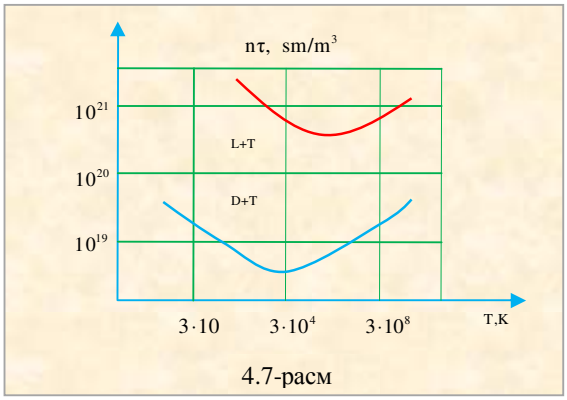
$$\tau > \frac{12kT}{\alpha(T)\eta Q} = f(T). \qquad (4.14)$$

Кичик ҳароратлар соҳасида T нинг ортиши билан f(T) функция камаяди, чунки реакция кесими ортади. Юқори ҳароратларда f(T) аксинча, T нинг ортиши билан ортади. Шунинг учун ҳароратнинг маълум $T=T_0$ қийматида f(T) функция минимумга эга бўлади. Бу ҳарорат бошқарилувчи термоядровий синтез учун энг қулай ҳароратдир. Шундай қилиб, дейтерий–тритий реакция синининг ҳосил бўлиш шарти

$$n\tau \geq 10^{20} с/м^3; \quad T_0 = 2 \cdot 10^8 К \ (17 КэВ) \qquad (4.15)$$

(4.14) ва (4.15) шартлар *Лоусон критераси* деб аталади. Дейтерий-дейтерий реакцияси учун Лоусон критераси

$$n\tau = 10^{22} с/м^3; \quad T_0 = 10^9 К \ (\approx 100 КэВ) \qquad (4.16)$$



4.7-расм

Кўриниб турибдики, бошқариладиган термоядровий синтез учун дейтерий-тритей реакциясидан фойдаланиш анча қулай. Умуман, бошқариладиган термоядро жараёнида кўп миқдорда энергия ажралиб чиқишининг (100Вт/см^3) талаб қилиниши ҳамда зичлиги 10^{14}=10^{16} зарра\см^3 бўлган плазмани юқори температурагача (10^8-10^9 град) қиздириш лозим бўлишидан ташқари, уни узоқ вақт давомида термоядро реактори камерасининг ички деворларидан етарлича масофада ушлаб туриш талаб қилинади.

4.8. Бошқариладиган термоядро реакциялари.

Ядровий синтез реакцияси, ҳозирча, бошқарилмайдиган тарзда амалга оширилиши мумкин. Бошқариладиган термоядровий реакцияни амалга ошириш учун, асосан иккита қийинчиликни енгиш керак. Биринчидан "термоядровий ёқилғи" нинг температурасини ~ 10^8 К гача қиздириш, яъни қуёш температурасидан тахминаи 10 марта юқори температураларни олиш усулини топиш лозим. Бунчалик юқори температуралар зарурлигининг сабаби нимада? Масала шундаки, сунъий равишда термоядровий реакция содир бўладиган қурилманинг ҳажми чегараланган, натижада ундан иссиқлик йўқолиши ҳам қуёшдагидан анча катта бўлади, албатта. Шунинг учун сунъий равишда ҳосил қилинадиган "митти қуёш" температураси қуёшникидан анча юқори бўлиши лозим. "Термоядровий ёқилғи" бундай юқори температураларда термоядровий плазмага айланади. Берк ҳажмдаги плазма камера деворлари билан контактга киради ва унга иссиқлик бериб совийди ёки худди водород бомба мисолидагидек камерани эритиб юборади. Шунинг учун термоядровий плазмани берк ҳажмда бирор муддат давомида сақлаб туриш муаммоси туғилади. Бу иккинчи қийинчиликдир.

Олимлар плазманинг магнит майдон ёрдамида изоляциялаш мумкин, деган фикрни илгари сурдилар. Бу фикрга асосланиб турли қурилмалар ясалган. Улар ичида собиқ совет олимлари ясаган ва "Токамак" номли қурилма эътиборга лойиқдир. "Токамак" ёрдамида Халқаро ҳамкорлик асосида бошқариладиган термоядровий реакцияни амалга ошириш бўйича изланишлар ҳам олиб борилмокда. Ҳозирги вақтда атом электростанцияларининг реакторларида, асосан, U^{235} дан фойдаланилмокда. Лекин U^{238} дан тез нейтронлар таъсирида Pu^{239} ҳосил қилиш мумкин. Бу жараён кўпайтиргич реакторларда амалга ошади. Натижада бундай реакторларда икки жараён, яъни ядровий бўлиниш ва янги "ёқилғи" - плутоний ҳосил бўлади.

1. Тороидал камеранинг ички ҳалқа марказига яқин томонидаги магнит майдони ташқи (марказнинг узоқ) томонидаги магнит майдонидан катта бўлганлигидан, бу ҳол бутун плазмани ташқи девор томон сурилишга ва ташқи деворга урилиб «ҳалок» бўлишига олиб келади. Плазманинг бу «суриб чиқарилиш» эффектини бартараф қилиш учун Л. Спицер камерани саккиз рақами кўринишида тайёрлашни таклиф этди. Бундай камерада ярим айланишдан сўнг бирор томонга сурилиб қолган плазма иккинчи ярим айланишда бошқа томонга сурилади ва камера ичидаги девордан етарлича узоқроқ масофада бўлади. Бундай камера *стелларатор* деб аталади.

2. Стеллараторларда магнит сирт плазма ҳосил қилувчи ҳажмдан ташқарида жойлашган ўтказгичдан оқувчи ток ёрдамида ҳосил қилинади. Плазма ўзидан ток ўтказса плазмадан оқаётган электр токи жараённинг бошланғич даврида плазмани яратади, уни қиздиради, плазмани идиш деворларидан узиб термоизоляциялайди ва ниҳоят, плазма берк доиравий ток ролини ўтаб, унинг атрофида берк магнит сиртни ҳосил қилади.

Бу принцип асосида ишловчи термоядровий синтез қурилмалари *токамак* деб аталади. Термоядро реакциясини амалга оширишда токамак усулидан ташқари плазмага етарли даражада тезлаштирилган нейтрал атомларнинг инжекция қилиниши ҳам истиқболли усулларидан ҳисобланади. Бунда атомлар плазмани ушлаб турган магнит майдонидан эркин ўтади ва қиздирилган плазмага кириб ионлашади.

3. Лазер нурлари билан нурлантирилганда ҳосил бўлган интенсив нурланиш жисм сиртида катта босим ҳосил қилади. Бунинг ҳисобига дейтерий-тритий аралашмаси минг марта кучлироқ сиқилади ва термоядровий реакциянинг бўлиш интенсивлиги миллион марта ортиб кетади. Лекин бу жараёнда энергия сочилиши каттадир. Масалан, лазерда электр энергияни ёруғлик энергиясига айлантириш фойдали иш коэффиценти атиги 1%. Лазер ёруғлик энергиясининг 6-10% гина термоядровий ёқилғини қиздиришга сарф бўлади, қолган қисми буғланган модда билан сочилади.

4. Кучли токли импулсли электрон тезлатгичларда олинган релятивистик электронлар оқимидан фойдаланилганда, лазернинг термоядровий қурилмалардан афзаллиги шундаки, уларнинг фойдали иш коэффициенти каттароқдир. Лекин релятивистик электронларни фокуслаш ва энергиясини жуда кичик ҳажмда концентрациялаш муаммоси жуда мураккабдир. Ҳозирги вақтда бу соҳада турли услубларда бутун дунё олимлари интенсив изланишлар олиб бормоқдалар. Бу муаммонинг ҳал бўлиши энергетикада катта ўзгариш ясайди ва ер юзида инсониятнинг энергияга бўлган эҳтиёжини тўла қондиради.

5.*Қуёш ва юлдузларда юз берадиган термоядровий реакциялар*

Қуёш нурланишини спектрал таҳлил қилиш шуни кўрсатадики, Қуёш хромосфераси асосан водород ва гелийдан эканлигини, Қуёш моддасининг зичлиги эса тахминан 100 г/см^3 эканлиги аниқланди. Бу Қуёшдаги зарралар орасидаги масофа атом ўлчамларидан кичик эканлигини кўрсатади. Демак, Қуёш ва юлдузларда модда тўла ионлашган ҳолатда бўлади, бунда электрон ва ядролардан ташкил топган газ, яъни плазма катта гравитация кучи ҳисобига уларнинг ҳарорати бир неча миллион градусга қизиган бўлади. Термоядро синтезининг асосий натижаси тўртта протоннинг гелий ядросига айланишидир. Бу икки усул углерод-азот ва водород-водород цикллари билан рўй берадилар. Биринчи босқичда протон-протон билан қўшилиб дейтрон ҳосил бўлади, ҳосил бўлган дейтрон бир водород ядроси билан тезда қўшилиб гелий-3 изотопини ҳосил қилади. Етарли даражада гелий-3 изотопини икки гелий-3 қўшилиши натижасида $^4_2\mathrm{He}$ ва иккита протон ҳосил бўлиши билан цикл тугайди.

4.9. Радиоактив нурланишларнинг биологик таъсири.

Радиоактив нурланишлар барча тирик организмларга кучли таъсир кўрсатади. Бу таъсирнинг кучига боғлиқ. Интенсивлиги жуда кичик бўлган нурланишлар тирик хужайрага жиддий шикаст етказиш ва хавфли касаллик келтириб чиқариши мумкин. Нурланиш интенсивлигининг ортиши билан тирик организмлар нобуд бўлиши мумкин. Нурланишнинг энг хавфли томонларидан бири, уларнинг хатто нобуд қиладиган дозаларда бўлганда ҳам организмда ҳеч қандай оғриқ қолмаслигидир. Нурланиш, энг аввало хужайраларнинг ядроларини – қон ҳосил бўлишда бевосита асосий ролни ўйнайдиган иликни шикастлайди. Натижада қон ҳосил бўлиши ва унинг янгиланиши бузилади. Кейинчалик овқат ҳазм қилиш ва бошқа аъзолар хужайралари ишдан чиқади. Радиоактив нурланишлар хромосомадаги генларни нобуд қилиб насл қолдиришга кучли таъсир кўрсатади. Асосий ҳолларда бу зарарли таъсирдир. Кичик дозадаги нурланишлар маълум даражада фойда келтириши ҳам мумкин. Тирик организмларга нурланишнинг таъсири нурланиш дозаси билан характерланади. Ютилган ионловчи нурланиш энергияси W нинг нурланаётган модда массасига нисбати ютилган нурланиш дозаси дейилади

$$D = \frac{W}{m}.$$

Нурланиш дозаси ХБ системасида грей ҳисобида ўлчанади. 1 Ж ионловчи нурланиш энергияси 1 кг массали моддада ютилса нурланиш дозаси 1 Грейга тенг дейилади

$$1\text{Грей} = \frac{1\text{Ж}}{1\text{кг}}.$$

Ҳалқаро келишувга мувофиқ нуланишлар билан ишловчи кишилар учун мумкин бўлган чегаравий доза 0,05 Гр га тенг деб белгиланган. Табиий радиация (космик нурлар, атроф муҳитнинг радиацияси) туфайли ҳар бир кишининг олган радиацияси 0,002 Гр тўғри келади. Нурланиш дозаси 3-10 Гр дан ошса ўлимга олиб келиши мумкин.

Ундан ташқари нурланиш дозасини Рентген (Р) да ҳам ўлчайдилар. Бу бирлик рентген ва γ - нурланишларнинг ионлаштириш қобилиятини кўрсатади. Нормал шароитда (0^0 С, 760 мм. см. устуни) 1 $м^3$ қуруқ ҳавода $3\cdot10^{-4}$ кл зарядли ионлар йиғиндиси ҳосил бўлса, шундай нурланиш дозасига 1 рентген дейилади. Амалда 1р=0,01 Гр деб ҳисобланади.

Медицинада турли хил рак касалликларини даволашда γ - нурланиш манбаи бўлган $_{27}Co^{60}$ изотопи кўп қўлланилади. Радиоактив изотоплардан қишлоқ хўжалигида тобора кенгроқ фойдаланиш йўлга қўйилмоқда. Кичик дозадаги γ - нурлари ўсимлик уруғларига таъсир этганда ҳосилдорликнинг бир мунча ошганлиги қайд қилинган. Маълум дозадаги нурланишлар

ўсимликлар ва микроорганизмларни мутация қилади, янги хоссаларга эга бўлган мутантларни юзага келтириши исботланган.

Ўсимликларни фосфорнинг радиоактив изотоплари билан аралаштирилган ўғит билан озиқлантириб, барглар орқали берилган ўғит, илдиз орқали тупроқдан олинган ўғитга қараганда ўсимлик мевасига анча тез етиб боришини олимлар аниқлаганлар. Саноатда γ - нурлардан турли хил материаллар ясалган деталларнинг ичидаги нуқсонларни (дарз кетган жойларини, пўкак жойларини) топишда, уларнинг ички структураларини ўрганишда фойдаланилади. Хуллас, радиоактив изотоплар халқ хўжалигининг турли жабҳаларида ранг-баранг мақсадларда кенг қўлланилмоқда.

Ҳозирги кунда дунёнинг турли лабораторияларида - АҚШ, Франция ва Японияда - ўн ёки ҳатто юз минг жоул энергияли кучли лазер қурилмаларига катта эътибор берилмоқда. Ҳисоблашларнинг кўрсатишича энергия ажраладиган термоядро синтезини амалга ошириш учун 100 кЖ дан катта энергияли ва импулс вақти секуднинг ўн миллиарддан бирига яқин бўлган лазерлар керак бўлар экан. Ҳозирги вақтда лазерли термоядро синтези илмий-текшириш лабораторияларидан ташқарига чиққани йўқ. Аммо энг муҳими бу физик нуқтаи назаридан асосланган муаммо эканлиги, лазерли термоядро синтези истиқболларини баҳолашда буни ҳисобга олиш зарур. Бошқарилувчи термоядро реакциясининг амалга оширилиши инсониятга деярли туганмас энергия манбаини беради, чунки дейтерийнинг океан сувларидаги запаси жуда катта, уни ажратиб олиш эса, оддий ва арзон.

Назорат саволлари

1. Ядровий реакцияларнинг асосий конуниятларини тушунтиринг .
2. Ядронинг боғланиш реакцияларини тушунтиринг.
3. Атом ядросини синтез қилувчи реакцияларни тушунтиринг.
4. Тезлатгичлар нима.
5. Резонанс тезлатгичлар нима.
6. Детекторлар нима.
7. Гейгер – Мюллер ҳисоблагичлари нима.
8. Ядро реакциялари неча хил булади?
9. Электронлар ёрдамида ядро реакциялари кандай тушунтирилади?

МАСАЛАЛАР ЕЧИШ НАМУНАЛАРИ

1-масала: Қандай радиоктив емирилиш натижасида $_{94}P^{239}$ плутоний $_{92}U^{235}$ уранга айланади?

Берилган: $_{94}P^{239} \rightarrow {}_{92}U^{235} + \tilde{O}$; X=?

Ечиш: Ядро массаси ва зарядининг сақланиш қонунига биноан

$$_{94}P^{239} \rightarrow {}_{92}U^{235} + {}_{2}He^{4} \rightarrow$$

Демак бундай реакция давомида α-зарралар нурлантирилади.

2- Масала. Радиоактив $^{90}_{32}S_r$ модданинг бир грами ҳажмида бир йил давомида емириладиган ядролар сони топилсин.

Берилган: $m = 10^{-3}$ *кг* ; T = 27 йил; t = 1 йил: N_t=?

Ечиш: бир грам миқдордаги атомлар сони

$$N=\nu \cdot N_A = \frac{m}{\mu} N_A \qquad (1)$$

Бу ерда N_A – Авогадро доимийси; ν – берилган элементдаги моллар сони; μ - изотопнинг моляр массаси

$$\mu=10^{-3} \cdot \text{Акг/моль} \qquad (2)$$

Изотопнинг нисбий атом массаси

$$\mu=10^{-3} \cdot 90\text{кг/моль}.$$

Радиоактив емирилиш қонунига кўра

$$N=N_0 \cdot e^{-\lambda t} \qquad (3)$$

Бу ерда $N_0 - t = 0$ моментдаги ядролар сони, $N -$ t моментдаги ядрола сони; λ - радиоактив емирилиш доимийси. Бир йил давомидаги емирилган ядролар сони эса

$$N_t = (N_0 - N) = N_0\left(1 - e^{-\lambda t}\right) \qquad (4)$$

Агар ярим емирилиш даври ифодасидан $\lambda = \ln 2 / T$ фойдалансак, у ҳолда

$$N_t = N_0\left[1 - e^{-\frac{\ln 2}{T}t}\right] \qquad (5)$$

Охирги иккала тенгликни биргаликда ечиб

$$N_t = N_A \frac{m}{10^{-3} A}\left(1\text{-}e^{-\frac{\ln 2}{T}}\right) \qquad (6)$$

Тенгламага физик катталикларнинг мос ҳолдаги сонли қийматларини олиб келиб қўямиз

$$N_t = 6{,}02 \cdot 10^{23}\ моль^{-1} \frac{10^{-3}\ кг}{10^{-3} \cdot 90 кг / моль}\left(1 - e^{-0{,}693 \cdot \frac{1}{27}}\right) = 6{,}4 \cdot 10^{21}$$

Жавоб: $N_t = 6{,}4 \cdot 10^{21}$

3-масала: Уран $^{235}_{92}U$ да ишлайдиган ва қуввати P=500000 кВт бўлган атом электр станциясининг фойдали иш коэффициенти η_1=20%. Тошкўмирда ишлайдиган худди шундай қувватли иссиқлик электр станциясининг фойдали иш коэффициенти η_2=75%.

Атом электр станцияси ёқилғисининг йиллик сарфи массаси m_1 ва иссиқлик электр станцияси ёқилғисининг йиллик сарфи массаси m_2 аниқлансин; $^{235}_{92}U$ ядроси бўлинишининг ҳар бир актида W_1=200 МэВ энергия ажралади, Тошкўмирнинг иссиқлик бериш қобилияти $W_2=2,93\cdot10^7$ Ж/кг.

Берилган:
$$\frac{P = 500000 \text{ квт}; \eta_1 = 20\%; \eta_2 = 75\%; \quad W_1 = 200 \text{ МэВ}; W_2 = 2,93\cdot10^7 \text{ Ж/кг}}{m_1 \sim ?, \quad m_2 \sim ?}$$

Ечиш: Ушбу белгилашларни киритамиз:

Δm - $^{235}_{92}U$ атоми массаси, N – электр станциясининг бир йил ишлашида парчаланадиган уран атомлари сони. У вақтда

$$\Delta m=\frac{A}{N}. \tag{1}$$

Бунда A=235 кг/кмолъ - $^{235}_{92}U$ киломолининг массаси ва A – Авагадро сони. Шундай ёзиш мумкин:

$$m_1=n\times\Delta m=n\frac{A}{N} \tag{2}$$

t=1 йил вақтда парчаланадиган ураннинг барча атомлари ажратадиган энергия nw_1 га тенг. Бу энергиянинг фойдали ишга сарф бўлувчи, яъни атом электр станциясининг фойдали қуввати P ни ҳосил қилувчи қисми

$$W_1=nw_1\eta_1 \tag{3}$$

Иккинчи томондан

$$W_1=Pt \tag{4}$$

Бу тенгликларнинг ўнг томонларини ўзаро тенглаштириб, ушбуни топамиз:

$$n=\frac{Pt}{w_1\eta_1} \tag{5}$$

(5) ифодани (2) га қўйиб, қуйидагини оламиз:

$$m_1=\frac{PtA}{w_1\eta_l N}=\frac{5\times10^8(365\times24\times60\times60)235}{(2\times10^8\times1{,}6\times10^{19})\times0{,}2\ 6{,}02\times10^{23}}=961\text{кг}$$

Иссиқлик электр станциясида 1 йилда ёқиладиган тошкўмирдан ажраладиган энергия n_2w_2 га тенг. Бу энергиянинг фойдали ишни бажаришга кетадиган қисми

$$W_2=m_2w_2\eta_2=Pt$$

Бундан

$$m_2=\frac{Pt}{w_2\eta_2}=\frac{5\cdot10^8\cdot3{,}15\cdot10^7}{2{,}93\cdot10^7\cdot0{,}75}=7{,}17\cdot10^8\ \text{кг}$$

Шундай қилиб,

$$\frac{m_2}{m_1}=\frac{7{,}17\times10^8}{961}=7{,}46\times10^5$$

нисбатдан ядро ёқилғининг сарфи массасига кўра тошкўмирга қараганда қарийиб миллион марта кичик экан.

4-Масала. Термоядро реакцияларида

$$^2_1\text{H}+^3_1\text{H}\rightarrow{}^4_2\text{He}+^1_0\text{n}$$
$$^3_1H+^3_1H\rightarrow{}^2_4He+2^1_0n$$

Ҳосил бўлган умумий зарраларнинг кинетик энергияси дастлабки зарраларнинг кинетик энергиясидан катта, яъни 17,6 ва 11,3 МэВ. ^2_1H ядронинг масса дефекти 0,00239 а.е.м. бўлса, ^3_1H. ядронинг дефект массаси ҳисоблансин.

Ечиш: Биринчи реакциянинг чиқиш энергияси

$$\Delta W_{k1}=(m^2_1\text{H}+m^3_1\text{H}-m^4_2\text{He}-m^1_0\text{n})\cdot931,$$

Иккинчи реакциянинг чиқиш энергияси

$$\Delta W_{k2}=(\ 2m^3_1H-m^4_2He-2m^1_0\ n)\cdot931.$$

Ҳар иккала тенгламани биргаликда ечиб

$$\Delta W_{k2}-\Delta W_{k1}=(\ m^3_1H-m^1_0n-m^2_1H)\cdot931, \qquad (1)$$

${}_1^2H$ ва ${}_1^3H$ ядроларнинг масса дефектини топамиз

$$\Delta m\,{}_1^2H = m\,{}_1^1H + m\,{}_0^1 n - m\,{}_1^2H .$$
$$\Delta \mathrm{m}\,{}_1^3H = m_1^1H + 2m_0^1 n - m_1^3H .$$

Массалар дефектининг фарқи

$$\Delta \mathrm{m}\,{}_1^2H - \Delta m_1^3H = -m_0^1 + m_1^3H - m_1^2H . \qquad (2)$$

(1) ва (2) тенгламаларни ўзаро тенглаштириб

$$\Delta \mathrm{W_{k2}} - \Delta\,\mathrm{W_{k1}} = (\Delta m_1^2H - \Delta m_1^3H)\cdot 931 .$$

Тритий ядросининг маса дефектини топамиз

$$\Delta m_1^3H = \Delta m_1^2H + (\Delta \mathrm{W_{k1}} - \Delta \mathrm{W}_{k2}) : 931{,}5 = 0{,}00239 + (17{,}6 - 11{,}3) : 931{,}5 = 0{,}00915\ \textit{а.е.м.}$$

Жавоб: 0,00915 а.е.м.

5-Масала. Агар табиий фон $\dot{X} = 10^{-12}$ Кл/(кг·с) ни ташкил этса, инсоннинг бир йилда оладиган дозасини ҳисобланг.

Ечиш: Биз биламизки, бир йилда

$$\mathrm{t} = 1\ \text{й} = 365 \cdot 24 \cdot 3600\ \text{с};$$

сутка мавжуд. У ҳолда табиий фон билан вақт ўртасидаги боғланишдан фойдаланиб

$$\mathrm{X} = \dot{\mathrm{X}} \cdot \mathrm{t} = 10^{-12} \times 365 \cdot 24 \cdot 3600\ \text{Кл/кг} \approx 3 \cdot 10^{-5}\ \text{Кл/кг}$$

Инсоннинг бир йил давомида оладиган доза миқдорини ариқлаймиз

Жавоб: 3·10^{-5} Кл/кг..

6-Масала. m = 60 кг массали жисм t = 6 с давомида E=1 ж энергияли нурланиш қабул қилган. Ютилган нурланиш дозаси ва қуввати топилсин.

Ечиш:

D - Ютилган доза қуйидаги формула орқали топилади

$$\mathrm{D} = \frac{\mathrm{E}}{\mathrm{m}};$$

Ютилган доза қувати эса

$$\dot{\mathrm{D}} = \frac{\mathrm{D}}{\mathrm{t}}$$

тенглама орқали ифодаланади. Энди ушбу катталикларнинг сой қийматларини топамиз

$$D=\frac{1ж}{60кг}=0{,}017\ гр;$$

$$\dot{D}=\frac{0{,}017\ гр}{6\ соат}=\frac{0{,}017\ гр}{6\cdot 3600сек}=7{,}7\cdot 10^{-7}гр/сек;$$

Жавоб: 0,017 гр; $7{,}7\cdot 10^{-7}$ гр.

7-Масала. m = 10 г массали жисм E = 5МэВ энергияли 10^9 α-заррача нурланишини қабул қилган. Ютилган нурланиш ва эквивалент дозалар топилсин.

Ечиш: Энг аввало α-заррачанинг энергиясини ҳисоблаймиз

$$E=5МэВ=5\cdot 10^6 эВ=5\cdot 10^6\cdot 1{,}6\cdot 10^{-19}Кл\cdot В=8\cdot 10^{-13}ж.$$

$$m=10г=10\cdot 10^{-3}кг=10^{-2}кг;$$

Ютилган доза қуйидаги формула орқали топилади

$$D=\frac{E}{m};$$

Эквивалент доза қуйидаги формула орқали топилади

$$H=K\cdot D.$$

Энди ушбу катталикларнинг сон қийматларини топамиз

$$D=\frac{8\cdot 10^{-13}ж}{10^{-2}кг}=8\cdot 10^{-11}гр,$$

$$H=20\cdot n\cdot D=20\cdot 10^9\cdot 8\cdot 10^{-11}=160\cdot 10^{-2}=1{,}6\ .$$

Жавоб: $8\cdot 10^{-11}$ Гр; $1{,}6$.

8-Масала. Активлиги $37\cdot 10^4$ Бк (10мкКu) бўлган $^{137}_{55}Cs$ манбадан 0.5 м масофада хавфсиз ишлаш вақтини топинг.

Ечиш: Активлик формуласи қуйидача

$$D=\frac{A\cdot K_\gamma\cdot t}{R^2\cdot 10^4}.$$

Манба учун

$$^{137}_{55}Cs - 3{,}52\ Р\cdot см^2/(мкКu\cdot с)$$

Ишлаш вақти

$$t = \frac{D \cdot R^2 \cdot 10^4}{K_\gamma \cdot A};$$

K_γ формуладан топилади. Агар мумкин бўлган дозани D=5 бэр =$5 \cdot 10^{-2}$ эВ, деб оладиган бўлсак, у ҳолда бир йил давомида хавфсиз ишлаш вақтини топамиз

$$t = \frac{5 \cdot 0{,}25 \cdot 10^4}{3{,}25 \cdot 10} = 355 \text{ ч} = 355 \cdot 3600 \text{ с} = 1278000 \text{ с}.$$

Жавоб: 1278000 с.

9-Масала. Активлиги $3{,}7 \cdot 10^4$ Бк (10 мкKu бўлган $^{60}_{27}Co$ манбадан 0.5 м масофада хавфсиз ишлаш вақтини топинг. Иш бир йил давом этади D = $6{,}14 \cdot 10^{-14}$ Кл/кг;

Ечим.

$$D = \frac{A \cdot K_\gamma \cdot t}{R^2 \cdot 10^4}; \quad R^2 = \frac{A \cdot K_\gamma \cdot t}{D \cdot 10^4}; \quad R = \sqrt{\frac{A \cdot K_\gamma \cdot t}{D \cdot 10^4}};$$

R = 2,1 м.

Жавоб: 2,1 м.

10-Масала. Активлик формуласи қуйидача

$$D = \frac{A \cdot K_\gamma \cdot t}{R^2 \cdot 10^4}$$

Манба учуня $^{137}_{55}Cs$ – 3,52 Р·см^2/(мкKu · ч)

Ишлаш вақти $R^2 = \frac{A \cdot K_\gamma \cdot t}{D \cdot 10^4}$; K_γ формуладан топилади

Агар мумкин бўлган дозани D=5 бэр ==$5 \cdot 10^{-2}$ Эв, деб оладиган бўлсак, у ҳолда бир йил давомида хавфсиз ишлаш вақтини топамиз

$$R = \sqrt{\frac{A \cdot K_\gamma \cdot t}{D \cdot 10^4}} = 2.1 \text{ м}$$

Жавоб: R = 2,1 м.

Масала 11.

Плутоний-бериллий манбасидан R=1м олисда ишлаётган операторнинг эквивалент нурланиш дозаси қувватини топинг. Манбадан чиқаётган нейтронлар сони N = $3 \cdot 10^6$ нейтрон/с.

Ечиш:

Эквивалент доза қуйидагича аниқланади

$$\dot{H}=K \times D;$$

У ҳолда

$$D=\frac{N}{4\pi R^2};$$

Бу ердан

$$\dot{H}=K\times\frac{N}{4\pi R^2};$$

топиб оламиз. Асосий формулага сон қийматларни

$$D=24,\ K=4{,}3\times10^{-8};$$

қуйидагиларни ҳосил қиламиз

$$\dot{H}=4{,}3\cdot10^{-8}\cdot24=10^{-6}\ \text{(бэр/с)};$$

$$\dot{H}=10^{-6}\cdot10^{-2}\,Зв/с\ =10^{-8}\text{Эв/с}.$$

Жавоб: 10^{-8} Эв/с.

ЗАРРАЛАР ФИЗИКАСИ

Зарралар физикаси моддалар тузилиши ҳақидаги тасаввур, фикрлар ривожланишининг узоқ йўлини босиб ўтиб фан сифатида XX асрда вужудга келди. XIX аср охирларига келиб моддалар тузилиши ҳақидаги хулосалардан уларнинг физик ва кимёвий тадқиқотларига ўтилди ва фанда атомистик тушунчалар ўзининг тўлиқ тасдиғини топди. XX асрда микрооламга шиддат билан кириб борилиш натижасида кетма-кет равишда атомнинг мураккаб тузилиши ва атом физикаси, атом ядроси физикаси ва субядро физикаси, зарралар физикаси вужудга келди.

I–БОБ
ЭЛЕМЕНТАР ЗАРРАЛАР

1.1. Элементар зарраларнинг хоссалари

1922 йилда О. Штерн ва В. Герлахлар водород атомлари оқимини бир жинсли бўлмаган магнит майдонидан ўтказиб, уларнинг иккига бўлиниб, қарама-қарши томонларга эгилишини кузатишди. Бу ердан атомларнинг магнит майдони йўналишида иккита +μ ва - μ проекцияга эга бўлган магнит моментига эга эканлиги келиб чиқади. Бу магнит моментининг қиймати Бор магнетонига тенг бўлиб чиқди

$$\mu=\mu_B=\frac{e\hbar}{2m_e c},$$

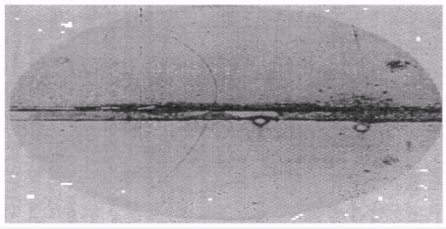
К. Д.Андерсон
(1905—1991)

бу ерда m_e - электрон массаси, c - ёруғлик тезлиги. Атомлар сферик-симметрик S-ҳолатда жойлашганлиги учун электронларнинг ядрога нисбатан ҳаракатига асосланган оқим атомларининг орбитал магнит моментларининг қиймати нолга тенг бўлиши керак. Кузатилаётган магнит моменти қаердан пайдо бўлди деган савол туғилади? 1925 йилда голландиялик физиклар Ж. Уленбек ва С. Гаудшмитлар электрон иккита проекцияли (+S ва -S) ва мос равишда магнит моменти ҳосил қилувчи S-хусусий ҳаракат миқдор моментига эга деган гипотезани илгари суришди. Бу механик момент спин деб ном олди(инглизчадан «spin»-айланмоқ, урчиқ).

Поль Дирак
(1902—1984)

Ҳаракат миқдорининг (бурчак моментлари) орбитал моментлари l бутун сонларни ташкил қилади ва проекциялари 2l+1 бўлади. (l,(l-1),…,(-l+1),-l). Электроннинг спини иккита проекцияли бўлганлиги учун, спиннинг қиймати $S=\frac{\hbar}{2}$, яъни у ярим бутун (ħ - бирликларида) бўлади. Электрон хусусий магнит моментининг спинига нисбати

$$\frac{\mu}{S} = \frac{e}{m_e c}.$$



1.1-расм.

Бу орбитал моментлар учун худди шундай муносабатга нисбатан икки марта кўп. Паули кейинчалик квант механикасида нуқтавий зарралар ҳам спинга эга бўлишини кўрсатди. 1928 йилда Дирак томонидан ишлаб чиқилган электроннинг релятивистик тўлқин тенгламасидан унинг спини мавжудлиги келиб чиқди. 1932 йилда К. Андерсон магнит майдонига жойлаштирилган Вильсон камераси ёрдамида космик нурларни ўрганиб, массаси протон массасидан анча кичик бўлган мусбат зарядли зарралар изини кузатди (3.1-расм). Андерсон бу "мусбат зарядланган электронлар" га *позитрон* деб ном берди. Электроннинг мусбат зарядланган шериги мавжудлиги 1932 йилда П. Дирак томонидан назарий ишлаб чиқилган электр зарядига нисбатан симметрик бўлган электроннинг релятивистик тўлқин тенгламасидан келиб чиқади. Дастлаб, бошқа мусбат зарядли зарралар маълум бўлмаганлиги сабабли, Дирак электроннинг шериги *протон* деб тасаввур қилди. Лекин, Андерсоннинг кашфиётига қадар, бу зарраларнинг массаси электрон массасига тенг бўлиб, антиэлектрон ҳисобланиши ва у билан электрон таъсирлашганда аннигляция ҳодисаси содир бўлиши маълум эди.

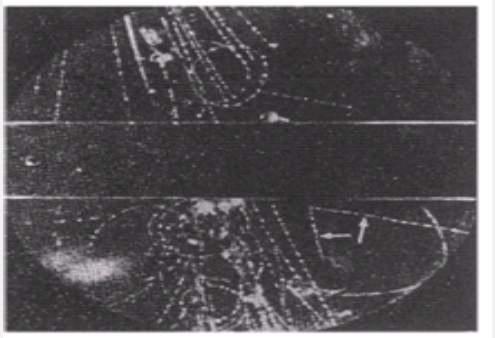
Хидэки Юкава
(1907—1981)

Шу сабабли 1931 йили Дирак томонидан фанга антизарра тушунчаси киритилди. Позитроннинг кашф қилиниши фундаментал аҳамият касб этди: Дирак назариясини тасдиқловчи биринчи антизарра бўлди. 1933 йилда электрон ва позитроннинг иккита фотонга аннигляция жараёни тажрибада кузатилди. 1937 йилда К. Андерсон ва С. Неддермеерлар Вильсон камерасига жойлаштирилган қалинлиги 1 см бўлган платинали пластинкадан космик нурлари ўтганда уларнинг энергия йўқотишини ўрганишди. Бу энергия йўқотиш зарралар изининг магнит майдони таъсирида эгрилиши орқали аниқланди. Энергия йўқотиши бўйича зарралар икки синфга бўлинди. Биринчиси пластинкада тўлиқ ютилади, иккинчиси кам энергия йўқотиб пластинкадан ўтиб кетади. Биринчи синф зарраларга электрон ва позитронлар тўғри келади. Иккинчи синфдаги

зарралар массаси катта бўлиб, ионизация қиймати протонникидан кичик, бу ўз навбатида массаси протон массасидан кичиклигини билдиради. Муаллифлар бу зарралар зарядларини мусбат ва манфий, массаси электрон ва протон массалари оралиғида ва иккала ишораси бирлик зарядга эга деган хулосага келишди. Дастлаб бу заррача мезатрон, кейинчалик *мюон* (μ) деб номланди.

Бу заррача мавжудлигини назарий жиҳатдан 1935 йилда Х. Юкава айтди. Унинг назарияси ядро кучларининг қандайдир заррачалар орқали ўзаро алмашинуви ҳисобига содир бўлишига асосланади. Ядро кучлари таъсир доираси чегараланган бўлиши учун бу зарралар массага эга бўлиши керак. Бу массани $\delta p \cdot \delta q \approx \hbar$ - ноаниқлик муносабатларидан фойдаланиб топиш мумкин. Бу ерда, δp ва δq лар зарра импулси ва координатаси қийматининг уларни бир вақтда ўлчашдаги ноаниқликлар. Юкава δq нинг r_o – ядро кучлари таъсир радиусига мослиги ва $\delta p \approx p \approx mc$ дан $r_o mc \approx \hbar$ ёки $m \approx (\hbar / p_o c)$ муносабатни ҳосил қилди. $r_o = 10^{-13}$ см да $m \approx 300\, m_e$ га тен г, бу ерда m_e – электрон массаси. Агар мезатронлар Юкава зарралари бўлса, улар атом ядролари билан кучли таъсирлашиб, моддаларда тўхталиб қолган мусбат ва манфий мезатронлар ҳолати турлича бўлиши лозим эди. Мусбат зарралар ядронинг электр итаришиши ҳисобига ядро томонидан қамраб олинмасдан емирилиши, манфий зарраларнинг асосий қисми эса ядрода ютилиши керак эди. 1946 йили М. Конверси, Э. Панчини ва О. Пиччионилар муҳитга тушиб емирилган ва бир вақтнинг ўзида ҳосил бўлган зарраларнинг заряди ишорасини аниқлаш бўйича тадқиқот ўтказишди.

Ф. Пауэл
(1903—1969)



1.2 расм.
Вильсон камераси ёрдамида
зарраларни кузатиш

Улар фойдаланилган қурилмаларнинг магнитлари ёрдамида мусбат ва манфий зарраларни алоҳида текшириб кўришди. Ютувчи материал сифатида темирни олишганда мусбат зарраларнинг емирилишини, манфий зарраларнинг ютилишини кузатишди. Темир ўрнида углероддан

фойдаланишганда манфий зарраларнинг ҳам емирилишини кузатдилар. Ушбу кузатувлар натижаси мезатронлар Юкава зарралари кабидир деган тушунчаларга зид эди. Бу натижалар кейинги бир қанча тажрибаларда ҳам ўз тасдиғини топди. Ядро таъсирлашувларининг кучсизлиги космик нурларининг катта ўтиш қобилиятига эга эканлигини кўрсатди. Бу ҳол дастлаб етарлича эътиборга олинмади. 1947 йилда Ф. Пауэлнинг ядро фотоэмулсиясидан фойдаланиб ўтказган тадқиқотлари бу масаланинг ечимига жавоб топди. 5500 м баландликда, тоғда эмулсия ёрдамида ўтказилган тажрибалар оралиқ массага эга зарраларнинг тўхтаганда емирилиши ва 1,5 баравар кам массали иккиламчи зарра ҳосил қилишини кўрсатувчи 40 та воқеани кузатишди. Муаллифлар бу зарраларни мос равишда π - мезонлар ва μ - мезонлар деб аташди. 11 та ҳолатда π - мезонлар емирилишидан ҳосил бўлган μ - мезонларнинг бир хил масофада (≈600 мк) тўхташи кузатилди. Бу емирилишдан ҳосил бўлган ҳамма μ - мезонларнинг бир хил энергияга эга бўлишлигини кўрсатади ва бундан π - мезонларнинг 2 та заррача: μ - мезон ва эмулсияда кўринмайдиган нейтрал заррачага емирилиши келиб чиқади.

1947 йили англиялик физиклар Ж. Рочестер ва К. Батлерлар Вильсон камераси ёрдамида янги хил зарраларни кузатишиб, ўша пайтдаги космик нурларнинг таркибини π - мезонлар ташкил қилади деган фикрларга барҳам беришди. Олинган суратлардан бирида камера газининг битта нуқтасидан чиқувчи иккита зарядли зарра кўриниб турибди (3.2-расм). Синчковлик билан қилинган тахминлар бу воқеа газда ядро таъсирлашув натижаси эмас, балки массаси 770 – 1600 МэВ оралиғидаги янги номаълум нейтрал зарраларнинг мусбат ва манфий заррага емирилиши эканлигини кўрсатади. Бу зарраларнинг изи тўнтарилган V ни ҳосил қилганлиги учун бу зарраларни V^o деб аташа бошлашди. Кейинчалик икки хил V^o – зарраларнинг мавжудлиги аниқланди (замонавий номланиши: Λ ва K^o). Уларнинг иккита зарядли заррага емирилиши – $\Lambda \rightarrow п+ \pi^-$ ва $K^o \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ каналлар бўйича бўлади (бу жараёнларни ёзишда одатда + ишора ташлаб юборилиб, $\Lambda \rightarrow п\pi^-$, $K^o \rightarrow \pi^+ \pi^-$ кўринишида ёзилади). Янги кашф қилинган зарраларнинг тузилиши ғаройиб бўлганлиги учун уларни "*ғалати" зарралар* деб аташди.

В.Гесс
(1910-1913)

Маълумки, юқори даражада изоляцияланган электроскоплар (электр зарядини ўлчовчи ва қайд қилувчи асбоблар) вақт ўтиши билан ўзининг зарядини йўқотиб боради. Бунинг сабаби атмосферага улашган қатламнинг қутбланишини келтириб чиқарувчи Ер бағри радиоактивлигидир. Бундан, Ер сатҳидан узоқлашганда электроскоп зарядсизланиш тезлигининг камайиши келиб чиқиши керак эди. Аммо бу кузатилмади, ва бундан табиий равишда электроскоп зарядсизланишига Ердан ташқарида бўлган нурланиш сабабчи бўлиши мумкин деган хулоса келиб чиқди.

В. Гесс ва В. Колхерстерларнинг ердан анча юқори масофада жойлашган тепаликда ўтказилган тажрибаси бу гипотезани текширишда ҳал қилувчи рол ўйнади. Бу тажрибада ҳаво шарлари ёрдамида электроскоп 5 км баландликка олиб чиқилди ва юқори аниқликда 9 км масофада ўлчаш ишлари амалга оширилди. Баландликка кўтарилган сари қайд қилинадиган нурланиш интенсивлигининг ошиб бориши кузатилди (мисол учун 9 км баландликда 10 баробар ошади). Шу тариқа Ерга юқоридан келувчи қандайдир нурланишнинг мавжудлиги исбот қилинди. Бу нурлар интенсивлигининг кечаси ва кундузи бир-биридан фарқ қилмаслиги, яъни асосий манбанинг Қуёш эмаслиги аниқланди. Кейинги тажрибалар нурланишнинг космосдан келаётганлигини кўрсатди. Шунинг учун кейинчалик бу нурлар *космик нурлар* деб атала бошланди. Космик нурларни кашф қилганлиги учун 1936 йилда В. Гессга Нобел мукофоти берилди.

Кейинчалик ионизацион камералар ёрдамида космик нурлар интенсивлигининг уларни кузатиш жойи кенглигига боғлиқлигини кузатиш бўйича тадқиқотлар ўтказилди. Экватор яқинида космик нурлар интенсивлиги қутб соҳасига нисбатан кам бўлиб чиқди. Денгиз сатҳида фарқ 10% ни ташкил қилиб юқорилашган сари ошиб боради. *Кенглик эффекти* деб ном олган бу ҳодиса Ер атмосферасининг юқори қисмида бирламчи космик нурларнинг Ер магнит майдони таъсирида бурилишини тасдиқлади. Бу нурлар коинот нурлари бўлиб, асосан зарядли зарралардан ташкил топган. Ер тепа қисмининг берилган нуқтасида космик нурларни узлуксиз қайд қилиш натижасида улар интенсивлигининг унча катта бўлмаган четланишга эга эканлиги кузатилди. Бу бир неча фоизни ташкил қилиб, атмосфера босими ва температурасининг (барометрик эффект) ўзгариши билан боғлиқ. Кўрсатилган эффектларни аниқ ҳисобга олганда ҳам фарқ сақланиб қолди. Қуёш активлигининг ошиши нурланиш интенсивлиги ошишига олиб келиши аниқланди. Космик нурлар табиати, тузилиши ва уларда бўладиган жараёнлар характерини ўрганиш бўйича кейинги тадқиқотлар янги асбоб ва тажриба ускуналари орқали муваффақиятли амалга оширилиб борилди. Бу эса янги элементар заррачаларнинг бирин-кетин кашф қилинишига замин яратди.

3.2. Элементар зарралар классификацияси.

Кучли таъсирда қатнашувчи (аниқроғи электромагнит ва кучсиз таъсирда ҳам) элементар зарраларга *адронлар* дейилади. Адронлар ўз навбатида барионлар ва мезонларга бўлинадилар. Барионлар ўз навбатида нуклонлар (протон ва нейтроннинг умумий номи), гиперонлар ва резонанс зарраларга бўлинадилар. Гиперонлар массаси протондан оғир бўлган зарралардир. Уларга Λ^0, Σ^+, Σ^-, Σ^0 , лямбда гиперон—Λ, сигма гиперонлар- Σ^+, Σ^0, Σ^- , кси гиперонлар - Ξ^0 , Ξ^- киради. Гиперонларнинг ўртача яшаш даври $\tau \sim 10^{-10}$ с га тенг. Резонанс зарраларнинг ўртача яшаш даври жуда кичик бўлиб, $\tau \sim 10^{-24} \div 10^{22}$ с га тенг. Улар ўтган асрнинг 60 — йилларида кашф этилган бўлиб, ҳозирда улар сони 300 дан ортиқ. Нуклонлар ва

гиперонлар яшаш даври резонансларникига қараганда анча катталиги учун улар *турғун зарра деб* аталади. Протон ҳақиқий турғун зарра ҳисобланиб, ҳозирги вақтда унинг яшаш вақти $\tau > 10^{34}$ йилдан катта ҳисобланади.

Нейтрон эса эркин ҳолатда ~15 мин атрофида яшайди. Мезонлар ҳам ўз навбатида турғун ва резонанс мезонларга бўлинади. Турғун мезонларга π^+, π^0, π^-, η^0, K^+, K^0, D^+, D^0, D_c^0 - мезонлар таалуқлидир. Уларнинг яшаш даври $10^{-8} \div 10^{-13}$ с вақт интервалида ётади. Резонанс мезонларга эса η', Р, ω, $к^*$, D^*, J/Ψ каби мезонлар мисол бўлади. Умуман, барион ва мезон резонансларининг яшаш вақти $\tau \sim 10^{-23}$-10^{-24} с оралиғида ётади. Улар жуда қисқа вақт мобайнида яшашига қарамасдан маълум спин ва жуфтликка эга бўлиб, маълум ички квант сонларига ҳам эга ва шу сабабли ҳам уларни элементар зарралар деб қаралади.

Гелл-Манн
(1929—2019)

Кварклар. XX физикаси материя тузилишининг янада ички қатламларига ўтиб, дастлаб атом, кейин ядро ва элементар зарралар даражасига чиқди. Лекин, «элементар» тушунчаси нисбийдир. Ферми айтганидек, «балким, у бизнинг тушиниш даражамизни ифодалайди». 1960 йилларда яратилган кварклар назарияси XX аср физикасининг энг катта ютуғи ҳисобланади. Бу назария бўйича ҳамма адронлар кварклардан ташкил топган. Кварк атамаси назарияси муаллифлари Гелл-Манн ва Цвейглар томонидан тасодифий танланган. Кварклар касрли электр зарядига эга бўлиб, уларнинг зарядлари -1/3 ёки +2/3 электрон зарядларига тенг бўлади. Икки ёки учта кварк йиғиндилардан бутун ёки нол зарядларни олиш мумкин. Кварклар фермионлар ҳисобланиб, уларнинг спинлари 1/2 га тенг. Кваркларнинг муҳим хусусиятларидан бири уларнинг турларини ифодаловчи махсус квант сони "ҳушбўйлиги" ҳисобланади. Кваркларнинг олти хил турдаги "ҳушбўйлиги"и мавжуд: u(up-юқори), d(down-пастки), s(strange-ғалати), c(charm-мафтункор), b(beateful-гўзаллик), t(true-ҳақиқий).

Бундан ташқари ҳар бир кварк электр зарядига ўхшаш бўлган "ранг" деб номланувчи квант сонига эга. "Ранг" учта қиймат қабул қилиши мумкин. Кваркларнинг ҳар бири қизил, яшил ва кўк ранглардан бирига бўялган бўлади. Мос равишда антикварклар, антиқизил, антияшил ва антикўк бўлади. Кварклар ранги глюон майдони манбаи ҳисобланади. Агар электромагнит майдон бир хил заряд туфайли юзага келса, анча мураккаб бўлган глюон майдони уч хил рангдаги зарядлар орқали ҳосил қилинади. Кварклар бир-бири билан учта ва иккита (кварк-антикварк) кварклар орқали боғланган бўлади. Ҳозирги кунда назария тетакварк (иккита кварк ва иккита антикварк) ва пентакваркларнинг (тўртта кварк битта антикваркнинг боғланган ҳолатлари) мавжудлигини инкор қилмайди.

Барионлар уч хил кварклардан ташкил топган. Протон ва нейтрон энг таниқли барион ҳисобланади. Протон иккита u ва битта d кваркдан (унинг кварк формуласи – uud, заряд +1), нейтронлар битта u ва иккита d кваркдан (udd, заряди нолга тенг) ташкил топган. Антипротонлар иккита $\bar{u}$ -

антикварк ва битта $\bar{d}$ - антикваркдан ташкил топган. ($\overline{uud}$, заряди -1 га тенг). Мезонлар кварк – антикварк жуфтлигидан ташкил топган. Масалан, π^+ - мезонлар у ва $\bar{d}$ (заряди +1), π^- - мезонлар d ва $\bar{u}$ - антикварклардан (заряди -1) ташкил топган. Шундай қилиб, атом ядросидаги протон ва нейтронлар ўртасидаги ўзаро таъсир кварклар ўртасидаги таъсир ҳисобланади. Кваркларнинг ўртасида ўзаро таъсирлашув мавжудлиги тажрибада 1969 йилда юқори энергияли электронларнинг протонлар билан бўладиган тўқнашувларини ўрганишда тасдиқланди. Бу ядро таъсирлашувларининг мураккаб ва "кучли" эканлигини билдиради. Нуклонлар бир-бирлари билан тўқнашганда олтита кварк бир-бирлари билан ўзаро таъсирлашиб, энергиянинг катта қисми (трио) кваркнинг ўзаро "елимланиш"ига, кичик қисми иккита трио кваркнинг бир-бирига бирикишига сарфланади. Кварклар бир-бирлари билан кучли таъсирлашув натижасида боғланган. Кучли таъсирлашув ташувчилари (квантлари)-глюонлар ҳисобланади (инглизчадан «глуе» – «елим» деган маънони англатади). Кварклар эркин ҳолда учрамайди. Бунга сабаб, кварклар орасидаги таъсир кучи улар орасидаги масофа ошиши билан ошиб боради. Моҳияти жиҳатидан улар адрон материясининг охирги бўлаги ҳисобланади. 10^{-16} см масофага кварклар ички тузилишга эга бўлмаган нуқтавий зарра ҳисобланади. Бу билан улар лептонларга ўхшайди.

Электромагнит ўзаро таъсирлашувлари квант даражасида фотонлар алмашинувидан иборат. Кучли таъсирлашув кварклар ўртасида глюонлар алмашинуви ҳисобига бўладиган таъсирлашувлардир. Глюонлар спинлари 1 га тенг бўлган массасиз зарралар бўлиб, улар ҳақида кейинроқ сўз юритамиз. Кучсиз таъсирлашувлар дастлаб, фермионларнинг тўғридан-тўғри таъсирлашувлари деб қаралади. Кейинги назарий ва экспериментал тадқиқотлар уларнинг спинлари 1 га тенг бўлган бозонлардан ташкил топганлигини кўрсатди. Бу бозонларни $W^{\pm}$ (зарядли) ва Z^0 ёки Z (нейтрал) деб белгилашади. Фотон ва глюонлардан фарқли улар оғир бўлиб, массалари $M_W\pm\approx$ 80 ГэВ ва $M_z{}^0 \approx$ 91 ГэВ га тенг бўлади.

Фотонлар, глюонлар, $W^{\pm}$ ва Z – ўзаро таъсир «ташувчилари» *калибровка бозонлари* деб номланувчи синфга тааллуқлидир. Шундай қилиб, бугунги кун тушунчамиз даражасида кварклар, лептонлар ва калибровка бозонлари элементар зарралар ҳисобланади.

Ўзаро таъсирлашув турлари.

1. *Кучли ўзаро таъсир*. Бу таъсирда қатнашувчи зарралар *адронлар* деб аталади. Бу ўзаро таъсир протон ва нейтронларни ядрода ушлаб туради. Ёки кварклар шу куч орқали боғланиб адронларни ташкил қилади.

2. *Электромагнит ўзаро таъсир.* Бу таъсирда асосан зарядланган зарралар қатнашади. Лекин нейтрал зарралар ҳам ўз структурасига эгалиги сабабли бу таъсирда қатнашиши мумкин. Масалан, нейтрон мураккаб структурага эгалиги, яъни шу сабабли магнит моментига

эгалиги сабабли қатнашади. Бу таъсир ҳозирги пайтда энг яхши ўрганилган таъсир тури ҳисобланади.

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

4. *Гравитацион ўзаро таъсир* универсалдир. Бу таъсирда барча зарралар қатнашади. Ҳар қандай ўзаро таъсир учта катталик билан характерланади. Бу катталиклар — таъсир интенсивлиги, таъсир радиуси, яъни таъсирлашиш масофаси ва ўзаро таъсирлашиш вақтидир.

Назорат саволлари

1. Элементар зарралар хоссалари ҳақида нимани биласиз?
2. Элементар зарралар классификациясини айтинг.
3. Барионлар ва мезонлар таъриф беринг
4. Кварклар ва кварклар ранги неча хил бўлади?
5. Барионлар неча хил кварклардан ташкил топган?
6. Электромагнит ўзаро таъсирлашувларига мисоллар келтиринг.
7. Ўзаро таъсирлашув турлари таърифланг.

II–БОБ
МАЙДОН НАЗАРИЯСИ

2.1. Майдон назарияси

Майдон тушунчаси зарралар орасидаги ўзаро таъсирлашув жараёнини тавсифлайдиган муҳим тушунчалардан бири бўлиб ҳисобланади. Ихтиёрий иккита зарра орасидаги фазо майдон билан тўлдирилган деб фараз қиладиган бўлсак, улар орасидаги таъсир шу майдон орқали чекли тезлик билан узатилади. Классик майдон тушунчасининг киритилиши мана шу зарурият билан боғликдир. Микрозаррачалар физикасида релятивистик квантланган майдонлар асосий ролни ўйнайди. Квантланган тўлқин майдон — фундаментал физик концепция сифатида элементар заррачалар ўртасидаги ўзаро таъсир элементини ташкил этади. Квантланган майдон классик майдонни квантлаш орқали намоён бўлади. Бунда классик майдон функциясини туғилиш ва йўқолиш операторлари бажаради. Туғилиш ва йўқолиш операторлари квант заррачаларнинг муҳим хусусияти бўлган уларнинг ўзаро бир — бирига айланиш жараёнини тавсифлайди. Классик майдонга электромагнит майдон мисол бўла олади. Максвелл тенгламаларига асосланган классик ёндошиш тўлқин тасаввурга олиб келади. Корпускуляр хоссалар эса квантлаш натижасида намоён бўлади. Электромагнит майдон квантлари —фотонлар бўлиб, массаси ва заряди 0 га, спини эса 1 га тенг. Майдоннинг квантланиш жараёни ҳар бир майдон квантига битта заррачанинг мос келишини таъминлайди.

Бизга маълумки, физика қонунлари релятивистик алмаштиришларда сақланиши лозим. Координата квадрати $x^2=x_\nu x^\nu=(x^0)^2-\vec{x}^2$ ни ўзгаришсиз қолдирадиган алмаштиришлар тўла Лоренц гуруҳини ташкил қилади. Бундай гуруҳ бўйича алмаштиришлар 4 - ўлчамли фазодаги координаталар системасининг бурилишларига мос келади ва бу жараёнда x^0 — вақт ўз йўналишини ўзгартирмайди. Бу тўла Лоренц гуруҳига нисбатан инвариантлик *Лоренц инвариантлик* дейилади. Бунда координата боши силжимайди. Лекин физикада координата системаси бурилишлари билан бир вақтда координаталар бошининг бирор йўналишидаги силжиши билан бўладиган алмаштиришлар муҳимдир. Бундай алмаштиришларга тўла *Пуанкаре гуруҳи алмаштиришлари* дейилади. Бу гуруҳи алмаштиришларига нисбатан инвариантлик *релятивистик инвариантлик* дейилади, яъни

$$X'_\nu=L_{\nu\mu}X^\mu+a_\nu, \qquad (2.1)$$

бу ерда $L_{\nu\mu}$ бурилишни, a_ν эса силжишни билдиради. Бу ўринда айрим белгилашларни эслатиб ўтамиз. Юқори энергиялар физикасида 4 — ўлчамли катталиклар ишлатилади, яъни 3 та координатага t - вақт ўқи ҳам қўшилади. Шу сабабли контравариант 4 — вектор компоненталари $a(a^0,\vec{a})$ ёки $a^\nu=(a^0,a^1,a^2,a^3)$ деб белгиланади. Икки вектор кўпайтмасини

$a \cdot b = a^0 b^0 - \vec{a}\vec{b} = a^0 b^0 - a^1 b^1 - a^2 b^2 - a^3 b^3$ каби ифодалаймиз. Ёки бўлмаса бошқача $a \cdot b = \sum_{\mu\nu} g_{\mu\nu} a^\mu b^\nu$ (μ,ν=0,1,2,3) кўринишда ифодалаш мумкин. Бу ерда $g_{\mu\nu}$- диагонал тензор бўлиб, $g_\infty = 1$, $g_{11} = g_{22} = g_{33} = -1$, яъни

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Агар a 4-вектор ковариант бўлса, яъни $a_\nu = (a_0, -\vec{a})$ бўлади. Контравариантдан ковариант кўринишга ҳам $g_{\mu\nu}$-метрик тензор орқали ўтилади. $a^\mu = g^{\mu\nu} a_\nu$ ёки тескариси $a_\mu = g_{\mu\nu} a^\nu$ бўлади ва бунда $g_{\mu\nu} = g^{\mu\nu}$. Агар компоненталарини қарасак

$$a_0 = a^0, a_K = -a^K \qquad (K=1,2,3)$$

яъни фазовий координаталар К, ν... каби ҳарфлар билан белгиланади. 0, 1, 2, 3 - 4 - компонента эса грек ҳарфлари -μ, ν, a, β... каби белгиланади

$$a \cdot b = a^\mu b_\mu = a^\nu b_\nu = \sum_{\mu\nu} g^{\mu\nu} a_\mu b_\nu = a^0 b^0 - a^1 b^1 - a^2 b^2 - a^3 b^3 \qquad (2.2)$$

Ифодалар мураккаб бўлмаслиги учун иккала индексни ҳам пастда ёки юқорида ёзишимиз ҳам мумкин. Шу сабабли индексларнинг қаерда жойлашганига қарамасдан улар йиғиндини билдиради. $a = a^\nu \gamma_\nu = a_\nu \gamma^\nu$, яъни Λ белгиси a векторнинг γ - Дирак матрицалари билан йиғиндисини билдиради. Ковариант ёки контравариант компоненталар ҳосиласи

$$\frac{\partial u}{\partial x_\nu} = \partial^\nu U, \quad \frac{\partial \phi_\xi}{\partial x^\nu} = \partial_\nu \phi_\xi \qquad (2.3)$$

каби қисқа белгиланади, бу ерда a(b,.,) ҳарфи ички симметрия группасига тегишли. Даъламбер оператори $\xi = \Delta - \partial_0^2 = -\partial^\nu \partial_\nu$ каби белгиланади. Кўпинча бирликларниниг табиий системаси, яъни $\hbar$=c=1 система ишлатилади. Бу системада $[E]=[\vec{P}]=m=l^{-1}, [x_0]=[\vec{x}]=l=m^{-1}$ бўлади.

2.2. Майдон формализми

Электромагнит майдон тўлқин майдонга мисол бўлишини айтиб ўтган эдик. Шу тўлқин майдон квантланганда фотонлар — яъни тўлқин майдон квантларига эга бўлинади. Бошқа заррачаларга (электронлар, протонлар, мезонлар...) мос келувчи тўлқин майдон хоссалари шу заррачаларнинг спини, заряди ва бошқа хусусиятларини баён қила олади. Бу зарралар уларга мос келувчи майдон квантларига мос қўйилади. Масалан, π - мезонлар нуклонлар орасидаги ўзаро таъсирни узатувчи майдон квантларидир. Энди майдон деганда нимани тушунишимиз керак? Майдон бу чексиз эркинлик даражасига эга механик системадир. Майдон чексиз эркинлик даражасига эга бўлган U(x) - майдон функцияси орқали ифодаланади. Майдон функцияси тенгламалари лагранж функцияларидан вариацион принцип ёрдамида олинади. Тўлқин майдонлар назарияси икки усул билан қурилади,

1. Каноник (Гамилътон) формализмда асосий катталиклар умумлашган координаталар ва импулслар бўлиб, Лагранж функцияси ёрдамида системанининг гамилтон функцияси қурилади. Унинг ёрдамида эса динамик ўзгарувчилар ва каноник тенгламалар топилади. Бу усулнинг камчилиги — вақтнинг ажратилганлиги сабабли релятивистик инвариантлик бузилган бўлади ва квантланган майдон назариясида айрим ноқулайликларга олиб келади. Яъни вақт эркин ўзгарувчи, координаталар эса параметрлар ролини ўйнайди.

2. Лагранж формализмида эса система лагранжанидан вариация усули ёрдамида ҳаракат тенгламалари топилади. Динамик катталиклар (энергия, импулс, заряд,,..) эса Нетер теоремаси орқали топиб олинади. Бу формализмда вақт ва координаталар симметрияга эга ва бу ҳаракат тенгламаларида ҳам ўз аксини топади. Лагранжианни вақтнинг функцияси сифатида

$$L(x^0, \vec{x}) = L(x) \tag{2.4}$$

каби ифодаласак бўлади. Лагранжиан одатда ҳақиқий функция деб ҳисобланади

$$L(x) = L(U_i(x), U_{iK}(x)) \tag{2.5}$$

бу ерда, $U_{iK} = \frac{\partial U_i}{\partial x^K}$. Бу лагранжиандан олинган интеграл *таъсир интеграли* деб аталади

$$A = \int L(x)dx \qquad (dx = dx^0 d\vec{x}). \tag{2.6}$$

Стационар таъсирнинг вариация принципига биноан $\delta A = 0$ бўлади. Лагранж-Эйлер тенгламалари

$$\frac{\delta A}{\delta U_i(x)} = \frac{\partial L}{\partial U_i(x)} - \frac{d}{dx^K}\frac{\partial L}{\partial U_{iK}(x)} = 0 \tag{2.7}$$

дан майдон функциялари - $U_i(x)$ лар топилади. Лагранж - Эйлер тенгламалари *майдон тенгламалари* дейилади. Бу тенгламаларнинг ечимлари орқали системанинг асосий физик характеристикаларини топиш мумкин. Вақт давомида сақланувчи бундай характеристикаларга *динамик инвариантлар* дейилади. Бу динамик инвариантлар Нетер теоремаси ёрдамида топилади. Нетер теоремасини қуйидагича таърифлаш мумкин: *Бирор S та параметрга боғлиқ майдон функцияси ва координаталарининг узлуксиз алмаштиришларда таъсир вариацияси 0 га тенг бўлса, бу ҳаракатда S та динамик инвариант —сақланувчи катталик мавжуд бўлади, яъни ҳар бир сақланувчи катталикка бирор симметрия мос келади*. Шу симметрия сабабли катталик сақланади.

2.3. Скаляр майдон.

Скаляр майдон спини 0 га тенг ва жуфтлилиги "+" мусбат бўлган зарраларга мос келади (псевдоскаляр майдонлар эса спини 0 га жуфтлиги "-“ минус бўлган зарраларга, масалан π, К….. — псевдоскалар зарраларга мос келади. Скаляр майдонларнинг икки турини қараймиз. Улардан бири ҳақиқий скаляр (псевдоскаляр) майдон бўлиб улар зарядсиз, спини 0 га тенг мезонларга мос келади. Комплекс скаляр (псевдоскаляр) майдон эса зарядланган спинсиз мезонларни ифодалайди. Энг оддий скаляр (псевдоскаляр) тўлқин майдони бир компонентали ҳақиқий φ(x)— тўлқин функция билан ифодаланади, Бу функция Лоренц алмаштиришларида скаляр ёки псевдоскаляр каби ўзгаради. Скаляр ва псевдоскаляр орасидаги фарқ тоқ сонли координата ўқларини алмаштириш билан боғлиқ бўлиб, ўзаро таъсирдагина намоён бўлади. Шу сабабли эркин майдонларда улар орасидаги фарқни инобатга олмаса ҳам бўлади. Шундай қилиб, нейтрал скаляр (псевдоскаляр) 0 спинли мезонларга мос келувчи ҳақиқий скаляр майдон лагранжианини

$$L=\frac{1}{2}\frac{\partial\phi}{\partial x_K}\frac{\partial\phi}{\partial x^K}-\frac{m^2}{2}\phi^2(x) \qquad (2.8)$$

деб ифодалаш мумкин. Бу лагранжиан ёрдамида майдоннинг барча катталикларини топиш мумкин. Аввал Лагранж-Эйлер формуласи ёрдамида Клейн - Гордон тенгламасига келамиз

$$-\frac{\partial^2\phi(x)}{\partial x^K\partial x_K}-m^2f(x)=(\xi-m^2)f(x)=0\ . \qquad (2.9)$$

Бу ҳол Лагранжианнинг тўғри танланганлигини билдиради. Шу сабабли майдоннинг барча динамик катталикларини топиш мумкин. Биз бу амалларни қолдириб, комплекс скаляр (псевдоскаляр) майдонни қараймиз. Чунки бу ҳолда янада тўлиқ тушунча ҳосил бўлади. Комплекс скаляр

майдон ҳақиқий скаляр майдон каби қурилади. Фарқи — комплекс скаляр майдон комплекс функция билан ифодаланади

$$\phi(x) = \phi_1(x) + i\phi_2(x) \tag{2.10}$$

бу ерда φ_1 - ва φ_2 ҳақиқий функциялар. Лекин одатда φ ва $\phi^* = \phi_1 - i\phi_2$ функциялардан фойдаланилади. Комплекс майдон лагранжиани

$$L = \frac{\partial\phi^*}{\partial x^n}\frac{\partial\phi}{\partial x_n} - m^2\phi^*(x)\phi(x) \tag{2.11}$$

каби ёзилади. Бу тенгламадан қуйидаги Клейн –Гордон тенламасини олиш мумкин

$$(\xi - м^2)\varphi(x)=0, \tag{2.12}$$
$$(\xi - м^2)\varphi^*(x)=0. \tag{2.13}$$

Олдинги келтирган формулаларимизга кўра қуйидаги катталикларни аниқлаймиз. Комплекс скаляр майдон энергия — импулс тензори

$$T_{kl} = \left(\frac{\partial\phi^*}{\partial x^K}\frac{\partial\phi}{\partial x^l} + \frac{\partial\phi^*}{\partial x^l}\frac{\partial\phi}{\partial x^K}\right) - g^{kl}L \tag{2.14}$$

бўлади. Энергия 4 — вектори зичлиги

$$T^{00} = \sum_K \frac{\partial\phi^*}{\partial x^K}\frac{\partial\phi}{\partial x^K} + m^2\phi^*\phi \tag{2.16}$$

Импулс 4 — вектори зичлиги эса

$$T^{0a} = -\left(\frac{\partial\phi^*}{\partial x^0}\frac{\partial\phi}{\partial x^a} + \frac{\partial\phi^*}{\partial x^a}\frac{\partial\phi}{\partial x^0}\right) \tag{2.17}$$

бўлади. Ток 4 - вектори эса

$$J_K = i\left(\phi^*\frac{\partial\phi}{\partial x^K} - \frac{\partial\phi^*}{\partial x^K}\phi\right) \tag{2.18}$$

кўринишга эга бўлади. Спин моменти скаляр майдон учун 0 га тенг.

2.4. Вектор майдон

Вектор майдон спини 1 га тенг бўлган зарраларга мос келади. Вектор майдон скаляр майдон каби ҳақиқий ёки комплекс майдон функциялари орқали ифодаланиши мумкин. Умумий қоидага кўра, нейтрал зарраларни ҳақиқий вектор майдон, зарядланган зарраларни эса комплекс вектор майдон функциялари ифодалайди. Вектор майдон функцияси 4 та U_0, U_1, U_2, U_3 компоненталардан иборат бўлиб, ковариант 4 - вектор ҳосил қилади. Яъни, Лоренц

$$\begin{aligned} x'^k &= x^k + \delta x^k, \\ \delta x^k &= \omega^{kn} x_n, \\ \omega^{kn} &+ \omega^{nk} = 0. \end{aligned} \tag{2.19}$$

бурилишларида

$$\begin{aligned} U'_k(x^1) &= U_k(x) + \delta U_k, \\ \delta U &= \omega^{kn} U(x). \end{aligned} \tag{2.20}$$

каби ўзгаради. Соддалик учун комплекс вектор майдонни қараймиз, Бундай майдон лагранжиани қуйидагича танлаб олинади.

$$L = -\frac{\partial U^*_k}{\partial x^n}\frac{\partial U^k}{\partial x_n} + m^2 U^*_n U^n \tag{2.21))}$$

ва U, U^* майдонларга қўшимча

$$\frac{\partial U''}{\partial x^n} \equiv \left(\frac{\partial U}{\partial x}\right) = 0, \qquad \frac{\partial U^{*n}}{\partial x^n} \equiv \left(\frac{\partial U^*}{\partial x}\right) = 0 \tag{2.22}$$

шарт қўямиз. Бу қўшимча шарт — *Лоренц шарти* дейилади. Бу шартнинг киритилишига сабаб вектор майдон 3 компонентали тўлқин функция орқали баён қилинади. Шу сабабли, 4 компонентали вектор майдондан қўшимча шарт ёрдамида 3 ўлчовли майдон функциясига, яъни 1 спинининг +1,0 ва - 1 проекцияларига мос келувчи функциясига келинади. Вектор майдон лагранжианидан майдон

$$\begin{aligned} \left(\xi - m^2\right) U_n(x) &= 0, \\ (\xi - m^2) U^*_n(x) &= 0. \end{aligned} \tag{2.23}$$

тенгламаларини топамиз. Энергия — импулс тензори

$$T_{kl} = -\left(\frac{\partial U^*_n}{\partial x^k}\frac{\partial U^n}{\partial x^l} + \frac{\partial U^*_n}{\partial x^l}\frac{\partial U^n}{\partial x^l}\right) - g^{kl} L, \tag{2.24))}$$

ток вектори

$$j_k = -i\left(U^*_n \frac{\partial U^n}{\partial x^k} - \frac{\partial U^*_n}{\partial x^2} U^n \right), \tag{2.25}$$

спин момент тензори

$$S^n{}_{lm} = \left(U^*_m \frac{\partial U_l}{\partial x_n} + \frac{\partial U^*_l}{\partial x_n} U_m - U^*_l \frac{\partial U^*_m}{\partial x_n} U_l \right), \tag{2.26}$$

(2.24) дан энергия зичлигини $T^{00} = -\sum \frac{\partial U^*_n}{\partial x^K} \frac{\partial U^n}{\partial x_K} - m^2 U^*_K U^n$ ва импулс вектори

$$T^{00} = \left(\frac{\partial U^*_n}{\partial x^0} \frac{\partial U^n}{\partial x^a} + \frac{\partial U^*_n}{\partial x^a} \frac{\partial U^n}{\partial x^9} \right), \quad a = 1,2,3 \tag{2.27}$$

зичликларини топамиз. (2.25) ва (2.26) дан заряд

$$J^0 = -i\left(U^*_n \frac{\partial U^n}{\partial x^0} - \frac{\partial U^*_n}{\partial x^0} U^n \right) \tag{2.28}$$

зичлиги ва спин вектори компоненталарини

$$S_\gamma = \varepsilon_{\gamma\alpha\beta} \int S^0_{\alpha\beta} d\vec{x}, \ \alpha < \beta$$

бу ерда

$$S^0_{\alpha\beta} = U^*_\beta \frac{\partial U_\alpha}{dx^0} + \frac{\partial U^*_\alpha}{\partial x^0} U_\beta - U^*_\alpha \frac{\partial U_\beta}{\partial x^0} - \frac{\partial U^*_\beta}{\partial x^0} U_\alpha \tag{2.29}$$

топамиз.

4.5. Электромагнит майдон

Эркин электромагнит майдон Максвелл тенгламалари орқали ифодаланади.

$$\text{rot}\vec{E} = -\frac{\partial \vec{H}}{\partial x^0}, \quad \text{rot}\vec{H} = \frac{\partial \vec{E}}{\partial x^0}, \tag{2.30}$$
$$\text{div}\ \vec{H} = 0, \quad \text{div}\vec{E} = 0.$$

Бу майдонни симметрик кўринишда ифодалаш учун ковариант электромагнит потенциал 4 — вектори киритилади $A_V = (A_0, -A)$. У ҳолда Максвелл тенглмалари

$$\vec{E} = -\text{grad}A_0 - \frac{\partial \vec{A}}{\partial x^0}, \vec{H} = \text{rot}\vec{A} \tag{2.31}$$

кўринишга келади. 4 —потенциал орқали маълум электромагнит майдон антисимметрик тензори

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \tag{2.32}$$

каби аниқланади. Бу тензорнинг компонеталари электр ва магнит майдон компоненталари билан қуйидагича боғланган

$$E^n = -F_{n0}, H^m = \frac{1}{2}\varepsilon_{nmp}F_{np}, \qquad (n, m, p = 1, 2, 3) \tag{2.33}$$

ёки бошқача кўринишда бу боғланишни ифодаласак,

$$F^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & -E^1 & -E^2 & -E^3 \\ E^1 & 0 & H^3 & -H^2 \\ E^2 & -H^3 & 0 & H^1 \\ E^3 & H^2 & -H^1 & 0 \end{pmatrix} \tag{2.34}$$

бўлади. Максвелл тенгламалари $F_{\mu\nu}$ тензор орқали қуйидагича ёзилади

$$\partial^\nu F_{\nu\mu} = 0. \tag{2.35}$$

$$\partial_\gamma F_{\mu\nu} + \partial_\nu F_{\sigma\mu} + \partial_\mu F_{\nu\sigma} = 0. \tag{2.36}$$

Охирги тенгламадан электромагнит майдон потенциали

$$\xi A_n + \frac{\partial^2 A^k}{\partial x^k \partial x^n} = 0 \tag{2.39}$$

ифодасини топамиз. Демак, электромагнит майдон тенгламалари A_n потенциал орқали оддий, симметрик ва ковариант кўринишни эгаллар экан. Тажрибанинг кўрсатишича, электромагнит тўлқин кўндаланг тўлқиндир. Шу сабабли фотон тўлқин функцияси икки компоненталидир. Фотон спини 1 га, массаси эса 0 га тенг, Лоренц шарти

$$\frac{\partial a^k}{\partial x^k} \equiv \left(\frac{\partial A}{\partial x}\right) = 0 \qquad (2.40)$$

га кўра, электромагнит майдон тенгламаси (2.38) $\xi A_l=0$ га келади. Бу тенгламадаги ортиқча компонента, яъни бўйлама компонента градиент алмаштириш $A'_\mu(x) \to A_\mu(x) + \frac{\partial}{\partial x_\mu} f(x)$ ёрдамида олиб ташланади. Бу ҳол сал кейинроқ тушунарли бўлади. Электромагнит майдон лагражиани вектор майдон лагранжианидан m=0 қўйиб ҳосил қилинади, яъни

$$L = -\frac{1}{2}\frac{\partial A_m}{\partial x^n}\frac{\partial A^m}{\partial x_n}. \qquad (2.41)$$

Клейн -Гордон тенгламаси эса одатдагидай $\xi A_k=0$ бўлади. Энергия — импулс тензори

$$T_{k\ell} = -\frac{\partial A_n}{\partial x^k}\frac{\partial A^n}{\partial x^\ell} - g^{k\ell}L \qquad (2.42)$$

га тенг бўлади. Бундан эса энергия ва импулс фазовий зичликлари

$$T^{00} = -\frac{\partial A_n}{\partial x^k}\frac{\partial A^n}{\partial x^k}, \quad T^{0a} = \frac{\partial A_n}{\partial x^0}\frac{\partial A^n}{\partial x_a}, \ (a=1,2,3), \qquad (2.43)$$

спин моменти тензори

$$S^n_{\ell m} = \left(A_m \frac{\partial A_\ell}{\partial x_n} - A_\ell \frac{\partial A_m}{\partial x_n}\right) \qquad (2.45)$$

спин вектори фазовий зичлиги эса $S^0_{a\beta} = (A_\beta \frac{\partial A_a}{\partial x^0} - A_a \frac{\partial A_\beta}{\partial x^0})$ га тенг бўлади.

2.5. Спинор майдон.

Спинор майдон спини 1/2 бўлган заррачаларни ифодалайди. Лекин бу майдон формализми шу пайтгача қараб чиққан майдонлардан сал фарқ қилади. Маълумки, нисбийлик назариясига кўра

$$E^2 - \vec{p}^2 = m \qquad (2.46)$$

муносабат ўринли. Агар E ва $\vec{p}$ ни дифференциал операторлар билан алмаштирсак,

$$E \to ih\frac{\partial}{\partial t}; \vec{p} \to -ih\vec{\nabla} \tag{2.47}$$

муносабат

$$-h^2\frac{\partial^2}{\partial t^2} + h^2\vec{\nabla}^2 = m^2 \tag{2.48}$$

бўлади. Бундан $\hbar = c = 1$ системада

$$\left(-\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \vec{\nabla}^2\right) - m^2\right)\varphi = (\Pi + m^2)\varphi = 0 \tag{2.49}$$

бўлади, яъни биз билган Клейн —Гордон тенгламасига келамиз. Агар (2.46) нинг ўрнига норелятивистик $E=\frac{\vec{p}^2}{2m}$ муносабатдан фойдалансак

$$\frac{h}{2m}\vec{\nabla}\varphi = -ih\frac{\partial\varphi}{\partial t}, \tag{2.50}$$

яъни Шредингер тенгламасига келамиз. Энди Шредингер тенгламаси учун эҳтимоллик зичлиги (заряд зичлиги) $\rho = \phi^*\phi$, эҳтимоллик токи (ток зичлиги)

$$\vec{J} = -\frac{ih}{2m}(\phi^*\vec{\nabla}\phi - \phi\vec{\nabla}\phi^*) \tag{2.51}$$

бўлади. Бу иккала тенглама эса узлуксизлик тенгламасини

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \vec{\nabla}\cdot\vec{J} = 0 \tag{2.52}$$

қаноатлантиради. Энди Клейн - Гордон тенгламасига келсак, эҳтимоллик зичлиги

$$\rho = \frac{ih}{2m}\left(\phi^*\frac{\partial\phi}{\partial t} - \phi\frac{\partial\phi^*}{\partial t}\right) \tag{2.53}$$

бўлиб, φ ва $\frac{\partial\phi}{\partial t}$ шундай бўлиши мумкинки ρ бунда манфий қиймат қабул қилиши мумкин. Шу сабабли, Клейн —Гордон тенгламасини бир заррачали φ — тўлқин функцияли тенглама деб қабул қилиб бўлмайди. Бундан ташқари, (2.46) муносабатга кўра $E = \pm\sqrt{m^2 + \vec{p}^2}$, яъни манфий

қийматли ечим ҳам бўлиши керак. Эркин заррани қараганимизда манфий энергияли ечимни ташлаб кетишимиз мумкин. Чунки энергия бу ҳолда доимий ва мусбат бўлади. Агар φ ни квантланган майдон деб қарасак бу икки камчилик ҳам йўқолади. Клейн —Гордон тенгламаси энергия, импулс ва масса орасидаги релятивистик муносабатни ифодалайди ва шу сабабли ҳар қандай спинли зарра учун ўринлидир. Клейн — Гордон тенгламасидан Дирак тенгламасига келишимиз мумкин. Дирак тенгламаси биринчи тартибли тенглама бўлиб, у фақат спини 1/2 бўлган зарралар учун ўринли, Клейн —Гордон операторидан

$$\text{П-}m^2 = \left(i\gamma^n \frac{\partial}{\partial x^n} + m \right)\left(i\gamma^k \frac{\partial}{\partial x^k} - m \right) \tag{2.54}$$

иккита коммутацияланувчи матрицали операторларга келиш мумкин. Бунда Клейн - Гордон тенгламасидаги каби

$$\begin{aligned} \left(i\gamma^n \frac{\partial}{\partial x^n} - m \right)\psi(x) = 0; \\ \left(i\gamma^n \frac{\partial}{\partial x^n} + m \right)\psi(x) = 0. \end{aligned} \tag{2.55}$$

шартни қўйиш мумкин. Бу тенгламаларга *Дирак тенгламалари* дейилади. Бу ўринда 3 —ўлчовли фазода бурилишлар группаси O(3) ва Su(2) -унитар группаси орасидаги боғланишларни келтириш мумкин. (2.54) тенгламадаги γ^n матрицаларга *Дирак матрицалари* дейилади. (2.54) тенглама матрица характерига эгалиги учун ψ - тўлқин функция ҳам кўп компонентали ҳисобланади ва компонента лар сони — матрица ранги билан аниқланади. Мураккаб мулоҳазаларни ташлаган ҳолда, тўғридан тўғри γ-матрицаларни келтирамиз.

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \qquad \gamma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \qquad \gamma^2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & i & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \qquad \gamma^5 = -i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Бу ўринда матрицалар изи тушунчаси билан танишамиз. Матрица изи деб унинг диагонал элементлари йиғиндиси тушунилади. Демак, юқоридаги кўринишлардан

$$\left.\begin{aligned} &Sp\gamma^k = 0 \\ &Sp\gamma^k\gamma^l = 4g^{kl} \\ &Sp\gamma^k\gamma^l\gamma^m\gamma^n = 4g^{kl}g^{mn} + 4g^{lm}g^{kn} - 4g^{km}g^{in} \end{aligned}\right\} (k,l,m,n=0,1,2,3)$$

Шу билан бирга γ - матрицалар билан боғлиқ боғланишларни келтирамиз. $\gamma^n\gamma^m + \gamma^m\gamma^n = 2g^{mn}$ Агар $n \neq m$ бўлса $\gamma^n\gamma^m = -\gamma^m\gamma^n$ яъни, γ -матрицалар антикоммутацияланади. Энди

$$\left(i\gamma^n \frac{\partial}{\partial x^n} - m\right)\psi(x) = 0 \qquad (2.56)$$

га қўшма тенгламани топсак

$$\bar{\psi}(x)\left(i\gamma^n \frac{\partial}{\partial x^n} + m\right) = 0 \qquad (2.57)$$

бўлади. Бунда $\bar{\psi}(x) = \psi^*\gamma^0$ бўлиб, унга *Дирак қўшма спинори* дейилади. Ψ ва $\vec{\psi}$ - тўлқин функциялар 4 компонентали бўлиб, одатда мос равишда 4 компонентали устун ва қатор кўринишида белгиланади.

Назорат саволлари

1. Квантланган тўлқин майдон нима?
2. Релятивистик инвариантлик нимани англатади?
3. Майдон формализми ҳақида тушунча беринг
4. Лагранж формализми нима?
5. Скаляр майдон таърифини беринг.
6. Клейн - Гордон тенгламаси нимани ифодалайди.
7. Вектор майдон спини нечага тенг бўлган зарраларга мос келади
8. Электромагнит майдон нима?
9. Спинор майдон таърифини айтинг.

III-БОБ

БУЮК БИРЛАШУВ НАЗАРИЯСИ

3.1 . Бирлашув назарияси тарихи

Буюк бирлашув назарияси табиатда мавжуд бўлган фундаментал ўзаро таъсирни ягона шаклда тушунтириш мақсадида пайдо бўлган назария ҳисобланади. Маълумки, XIX асрнинг бошида табиатдаги мавжуд асосий кучлар - гравитация, электр, магнит ҳамда атомлар ва молекулалар орасидаги таъсир кучлар деб ҳисобланар эди. XIX аср охирига келиб электр ва магнит кучлари ягона электромагнит кучларнинг турли кўринишлари эканлиги маълум бўлди. Кейинроқ атомлар структурага эгалиги ва мусбат зарядланган ядро ва электрон булутидан ташкил топганлиги, электромагнит ўзаро таъсир орқали боғланиб тургани маълум бўлди. Умуман атомлар электр заряди жиҳатдан нейтрал. Лекин қисқа масофаларда атомлар орасидаги электр майдони бутунлай йўқолиб кетмайди, қўшни атом ва молекулалар бир-бири билан таъсирлашади. Турли кўринишдаги "кимёвий кучлар" (масалан, Ван-дер-Вальс кучи) электромагнит кучларнинг ифодалари ҳисобланади.

Ядро физикаси ривожланиши билан иккита қисқа масофада намоён бўлувчи кучлар бир синфга бирлаштирилди. Бу кучлар нуклонлар орасида таъсир қилувчи ядро кучлари ва ядронинг β- парчаланишида ўзини намоён қилувчи заиф кучдир. Электромагнит ўзаро таъсирнинг натижаси бўлган атомлар орасидаги таъсир кучларига ўхшаб ядро кучи кваркларни боғлаб протон ва нейтронларни ҳосил қилувчи кучли таъсирнинг натижаси ҳисобланади. Бу кучли ва заиф кучлар элементар зарралар орасидаги кучли ва кучсиз ўзаро таъсирларга олиб келади. XIX аср охирида электродинамика фани шаклланди ва унинг доирасида Максвелл тенгламаларига нисбатан электр ва магнит майдонлари (кучлари) ягона электромагнит майдонга бирлаштирилди. Шундан кейин барча фундаментал ўзаро таъсирларни бирлаштириш ғояси илгари сурилди. Ушбу ғоя ҳозирги вақтда маълум бўлган қуйидаги ўзаро таъсир кучларини бирлаштиришни ўз олдига мақсад қилиб қўйган:

1. гравитация ўзаро таъсир;
2. электромагнит ўзаро таъсир;
3. кучли ўзаро таъсир;
4. кучсиз ўзаро таъсир;
5. Хиггс майдони.

Бирлаштириш йўлидаги дастлабки қадам 1967 йилда Стивен Вайнберг, Шелдон Глешоу ва Абдус Салам томонидан электромагнит ва кучсиз ўзаро таъсирларнинг электрокучсиз ўзаро таъсирга бирлаштирилиши бўлди. Шундан кейин Буюк бирлашув назариясининг бир неча вариантлари таклиф қилинди. Шулардан энг таниқлиси Пати-Салам назарияси 1974 йилда таклиф қилинди. Бу назариялар доирасида гравитация ўзаро таъсирдан ташқари барча кучлар бирлаштирилди. Лекин бу Буюк бирлашув

назарияларидан бирортаси ҳам экспериментда ўз тасдиғини топмади. Айримлари эса улар доирасида башорат қилинган протоннинг парчаланиши экспериментда кузатилмаганлиги сабабли инкор қилинди. Ҳозирда бирлашув назарияси сифатида асосий номзодлар - торлар назарияси, сиртмоқ назарияси ва Калуца-Клейн назариялари қаралмоқда. Бирлашув назарияси ғоясига кўра маълум энергетик масштабда (тахминан, 80 ГэВ дан юқори энергияларда) барча ўзаро таъсир доимийлари тенглашиш ҳолати содир бўлиши лозим. Бундай ҳолатда барча ўзаро таъсир турлари бир хил табиатга эга бўлиб, уларни ягона математик аппарат ёрдамида тавсифлаш мумкин бўлади. Ҳисоб-китобларга кўра бундай энергия масштаби тахминан 10^{14} ГэВ ни ташкил этиши мумкин. Афсуски, ушбу масштабга ҳозирда мавжуд бўлган тезлатгичларда эришиб бўлмайди. Келгусида катта адрон коллайдерида олиб борилаётган тадқиқотлар ушбу энергия масштабига эришиш мумкин ёки мумкин эмаслиги кўрсатиб беради.

3.2. Стандарт модели

Зарралар физикаси бўйича экспериментал ва назарий тадқиқотлар натижасида ишлаб чиқилган тушунчалар тўпламининг аниқ умумий манзараси *стандарт* деб номланувчи моделда ҳосил қилинган. Бу модел бугунги кунда тажрибада олинган натижаларни яхши тушунтириб бериш билан бирга, моделда кўплаб янги далиллар учун жой бўлиб, у келгусида янада ривожланиш имкониятига эга. Унинг асосидаги бир қанча тушунчалар тажрибаларда ўз исботини топди. Шу билан бирга моделнинг принципиал ҳисобланувчи ҳолатларидан гипотеза бўлиб қолаётганлари ҳам мавжуд. Буларни тажрибада текшириш-келгуси тажриба тадқиқотларининг муҳим масаласи ҳисобланади. Стандарт модели ҳамма элементар зарра ва уларнинг кучли, электромагнит ва кучсиз таъсирлашувлари ҳақидаги замонавий тасаввурларни умумлаштиради. У тажриба маълумотлари тўплами, электрокучсиз таъсирлашув назарияси ва квант хромодинамикасидан олинадиган уларнинг интерпретациясига асосланади.

Стандарт моделида кварклар, лептонлар ва калибровка бозонлари элементар зарралар ҳисобланади. Уларни *фундаментал зарралар* деб ҳам аташади. Кварк ва лептонлар фермионлар ҳисобланиб, спинлари 1/2 га тенг. Калибровка бозонлар спини 1 га тенг. Фундаментал фермионлар ва бозонлар функциялари турлича бўлади. Фермионлар модданинг кичик тузувчи элементлари бўлиши билан бирга, фундаментал таъсирлашувларни таъминловчи майдон манбалари ҳам ҳисобланади. Калибровка бозонлари ушбу майдон квантлари бўлиб, икки хил кўриниш - тажрибаларда тўғридан-тўғри кузатиладиган реал зарралар, ҳамда виртуал зарралар-таъсир “ташувчилари” кўринишида бўлади. Кварк ва лептонлар ҳар бири иккита лептон (0 ва -1 зарядли) ва иккита кваркдан (+2/3 ва -1/3 зарядли) иборат учта авлодни ташкил қилади.

Ҳар бир авлоддаги кварклар шу авлод зарядли лептонларидан оғир бўлади. Нейтриноларнинг массага эга ёки аксинча эканлиги яқин вақтларда

тажрибаларда аниқланиши фараз қилинмоқда. Агар уларнинг массаси нолдан фарқли бўлса, стандарт моделида қабул қилинган нейтрино ҳақидаги тасаввурларимизни тубдан ўзгартиришимизга тўғри келади. Барча кварк ва лептонлар ўзларининг антикварк ва антилептонларига эга. Ҳамма кварк ва лептонларга кучсиз; электр зарядига эга лептонларга ва кваркларга электромагнит таъсирлашув хос бўлади. Кучли таъсирлашувларда фермионлардан фақат кварклар иштирок этади. Электромагнит таъсирлашув фотонлар, кучли-глюонлар, кучсиз- Z^0 (нейтрал ток) ва $W^{\pm}$ (зарядли токлар, яъни иштирокчи фермионлар электр заряди ўзгариши билан кузатиладиган кучсиз таъсирлашувлар) алмашинуви орқали амалга оширилади. Кварклар ва глюонлар *ранг* деб номланувчи тузилишга эга. Кваркларнинг ранги уч хилда бўлади (яъни улар учта рангли ҳолатда жойлашиши мумкин): глюонлар саккиз хил рангга эга. Кучли таъсирлашувларда кваркларнинг ранги ўзгариб, уларнинг тури (ҳиди) сақланиб қолади.

Кучсиз таъсирлашув жараёнларида уларнинг ҳиди ўзгариши мумкин. Кварклар якка ҳолда эркин ҳолатда жойлашиши мумкин эмас. Улар турли рангдаги учта кваркдан (барионлар) ёки кварк ва антикварклардан (мезонлар) ташкил топган рангсиз адронларни ташкил қилади. Барионларда рангсиз комбинация турли хил рангли учта кваркдан, мезонларда - кварк “ранги” ва антикварк “антиранги”дан ҳосил бўлади. Электромагнит кучларнинг узоқдан, кучсизларнинг яқиндан таъсирлашуви уларни ташувчиларининг массалари билан аниқланади: фотон массаси нолга, $W^{\pm}$ ва Z^0 лар массалари мос равишда 80,4 ва 91,2 ГэВ га тенг.

Массасиз глюонлар орқали амалга оширилувчи кучли таъсирлашув кичик таъсир радиусига эга ($r_c \leq 10^{-13}$ см). Бу глюонларнинг фотонлардан фарқли равишда нафақат таъсир ташувчилари, унинг манбаси ҳам эканлиги (глюонлар кварклардан ташқари бошқа глюонларда ҳам ютилади ва чиқади) билан тушунтирилади ва шунинг учун бир-бирлари билан кучли таъсирлашади. Электромагнит таъсирлашувлардан фарқли равишда кварк ёки глюонларни бир-бирлари билан боғлаб турувчи кучлар улар орасидаги масофа ошиши билан ошади. Шунинг учун кварк ёки глюон томонидан чиқарилган глюон, кучли таъсирлашув радиуси масофасигача четлашганда, бу майдон бошқа глюонлар билан шундай кучли таъсирлаша бошлайдики, натижада улар билан боғланган ҳолатда бўлиб қолади ва ундан илгарига тарқала олмай қолади.

Кучли таъсирлашув радиуси катталигини аниқловчи мураккаб жараён манзараси шундай кўринишга эга бўлиб, бугунги кунгача бу жараённинг миқдорий назарияси мавжуд эмас. Шу йўл билан кварклар конфайнментини тушунтириш мумкин. Кваркларнинг адронлардаги таъсирлашув кучи улар орасидаги масофа $r<<r_C$ да кичик ва бу масофа ошиши билан ошади, $r=r_C$ да шундай катта бўладики, кварклар адронлар ичида қаттиқ боғланган ҳолатда бўлади ва уларнинг бирини ажратиб олиш янги кваркларнинг пайдо бўлишига олиб келади. Конфайнментнинг мураккаб механизмини тўлалигича тушуниш ҳали охиригача етгани йўқ.

Стандарт моделга Кобаяши-Маскави схемаси киритилган бўлиб, бунга асосан +2/3 ва -1/3 зарядли кварклар орасидаги кучсиз таъсирлашув, қиймати бу таъсирлашув эҳтимолиятлари тўплами билан мустаҳкам боғланган CP-сақланмаслигига олиб келиши керак. Стандарт моделининг ушбу башоратини текшириш β-мезонлар емирилишида CP-сақланмаслиги қийматини ўлчаш орқали бўлди. Назария ва ўлчашдаги олинган бу қийматлар фарқи стандарт моделнинг CP-инвариантлик бузилиши жараёнини тўлиқ тушунтира олишини билдиради. Стандарт моделида принципиал янги ғоя мужассамлаштирилган, яъни зарра массалари Хиггс механизмининг таъсири туфайли вужудга келади.

Бу мураккаб жараённи қуйидаги оддий кўринишда бериш мумкин. Қайсидир (кузатилмайдиган) бошланғич ҳолатда заррача ўзи "пайдо бўлгунча" массага эга бўлмайди. Бу "ҳомилали" ҳолат симметрик, лекин турғун эмас (унинг энергияси минимал). Хиггснинг виртуал бозонлари квантлари бўлган майдон билан таъсирлашуви бу симметриянинг спонтан бузилишига туртки бўлади ва зарралар масса олган ҳолда кўпроқ турғун ҳолатга ўтади.$^{\pm}$ ва Z ларнинг кашф қилиниши ва улар массаларининг олдиндан айтилганларига мос келиши электрокучсиз назариясининг исботи бўлди ва Хиггс бозонлари майдони мавжудлиги ғоясини тасдиқлаш учун кучли омил бўлди. Бу майдон билан таъсирлашув $W^{\pm}$ ва Z массаларининг пайдо бўлишига олиб келади. Электрокучсиз назариянинг кейинги ривожланиши кварк ва лептонлар массалари ҳам Хиггс майдони билан таъсирлашувга асосланади деган тахминга олиб келди. Шундай қилиб, агар зарра массалари пайдо бўлиши механизми ҳақидаги кўрсатилган тасаввурлар тўғри бўлса, Хиггс бозонлари - ғаройиб тузилишга эга бўлган фундаментал зарралар мавжуд бўлиши керак. Уларнинг кашф қилиниши стандарт модели ғоясининг тасдиғи бўлди.

П. Хиггс (1929)

Хиггс бозонлари. Стандарт модел зарралар массаси электрокучсиз таъсирлашувлар уларнинг гипотетик Хиггс бозонлари (одатда улар Хиггслар деб аталади) майдони билан таъсирлашувлари жараёнида симметриянинг спонтан бузилиши ҳақидаги тушунчалар асосида вужудга келади. Хиггс бозони калибровка бозонлари каби мувофиқ майдон (Хиггс майдони) квантлари сифатида виртуал ҳолатда намоён бўлади, аммо реал физик заррачалар кўринишида мавжуд бўлиши керак. Шу билан бирга Хиггс бозонлари барча калибровка бозони ҳамда фундаментал заррачалардан спини ва бошқа зарралар билан таъсиршувлари орқали сезиларли фарқ қилади. Хиггслар барча фундаментал заррачалар ичида спинга эга бўлмаган ягона заррача ҳисобланади. Бошқа фундаментал заррачалардан Хиггс бозонлари таъсирлашув жараёнида бошқа зарраларга масса бериш билан фарқ қилади (таъсирлашув жараёни ўзига ҳам): Хиггс бозонларининг лептон ва кварклар билан таъсирлашув константалари шу зарралар массасига пропорционал бўлади.

Хиггс бозонлари материянинг алоҳида шакли ҳисобланади. Уларнинг мавжудлигини билиш, вакуум табиатини тушуниш учун ҳамда заррачалар массасига эга бўлиши ҳақидаги ахборотни олиш учун зарур ҳисобланади. Шунинг учун Хиггс бозонларини излаш ҳозирги замон физикасининг асосий масаласи ҳисобланади. Хиггс бозонларининг емирилишида мумкин бўлган заррачаларнинг оғир турлари ҳосил бўлади. Ушбу емирилиш заррачаларнинг массасига боғлиқ бўлади: $m_H^o \le 140$ ГэВ да $H^o \to b\bar{b}$, $m_H^o \ge 200$ ГэВ да $H^o \to W^+W^-$, $H^o \to Z^oZ^o$. Хиггс бозонларининг массаси катта бўлганлиги сабабли емирилиш жараёнида уларни кўндаланг импулслари катта бўлган заррачалардан излаш керак.

3.3. Илк коинот

Зарралар физикаси дунёнинг асосини ташкил қилувчи микроолам ҳодисаларини ўрганишда янада умумий принцип ва қонунларни аниқлаб беради. Шу нуқтаи назардан зарралар физикаси табиий равишда космологияга, бутун Коинот тараққиётини ўрганувчи илм-фанга ҳамда астрономик объектлардаги физик жараёнларни ўрганувчи астрофизикага ҳам кириб бормоқда. Маконнинг етарлича кичик соҳаларида содир бўлаётган ҳодисаларни тадқиқ қилиш коинот кенглигидаги жараёнларни тушунишда муҳим аҳамиятга эга бўлиб қолмоқда. Айни дамда зарралар физикасига назарий моделларни текширишга имкон берувчи ва илмий тажриба ўтказувчиларга жуда катта тезлатгичлар ёрдамида ҳам олиб бўлмайдиган (ёки имкони бўлмаган) қимматли маълумотларни айнан космология ва астрофизика бермоқда.

Замонавий илм-фан Коинотни бутунлигича кўздан кечириш, унинг вақт ва макон бўйича умумий ривожланишини тадқиқ қилиш, вужудга келиш далилларини тиклаш ва унинг манзарасини батафсил тиклаш имкониятини беришга қодир. Биз сўзни 1916 йил, А.Энштейннинг умумий нисбийлик назарияси ўзаро тортишиш кучи ҳамда фазо ва вақт хусусиятларини бир-бири билан боғлайди. Кўп вақт ўтмасдан Эйнштейн бу назарияни Коинотни вақт бўйича ўзгармас, яъни турғун деб қараб, бир бутунликда тушунтиришга уриниб кўрди. Аммо олинган натижалар ўша давр астрономик қарашларига зид бўлиб чиқди. 1922-1924 йиллари совет олими А.Фридман бутун Коинот учун умумий нисбийлик назарияси масаласини ишлаб чиқди ва кутилмаган натижани олди: натижага асосан Коинот албатта ривожланиши - кенгайиши зарур экан. А.Фридман модели илгари келтирилган маълумотларни шу қадар инкор этдики, хатто бошида уни Эйнштейн ҳам қабул қилмаган эди. Лекин бир қанча ойдан сўнг Фридман эмас, балки Эйнштейннинг ўзи адашганлигини тан олди ва бу ҳақда алоҳида мақола нашр қилди. Тўрт йил ўтгандан сўнг Коинотнинг космологик кенгайиши америкалик астроном Э. Хаббл томонидан тасдиқланди. У галактикаларнинг уларгача бўлган масофага пропорционал равишда тезлик билан узоқлашаётганлигини аниқлади. Галактикаларнинг кўриниб турган Коинот бўйича бундай “тарқалиш”лари Коинотнинг “кўпчиб” бораётганлигидан дарак беради. Бу кўпинча икки ўлчамли моделда тушунтирилади. Агар резина шарни

пуфласак, юқори қисмидаги ихтиёрий икки нуқта орасидаги фарқ улар ўртасидаги масофага пропорционал равишда тезлик билан ошиб боради.

Шарнинг юқори қисмидаги ихтиёрий нуқтани олиб қарайдиган бўлсак, бу нуқта марказий эмаслигини тушуниб етамиз. Чунки бу нуқта ҳам бошқа нуқталар каби бир-биридан узоқлашишда иштирок этади. Бу жараён шарнинг ихтиёрий нуқтасида ҳам содир бўлади. Шунингдек, Хабблнинг кузатишлари биз марказий нуқтада турганлигимизни билдирмайди. Бу кузатиш ихтиёрий коинот нуқтасида амалга оширилиши мумкин. Хаббл ўз кашфиётида ёрқинлиги бўйича баҳоланган узоқ галактикалар спектрларидаги қизил силжиш билан уларгача бўлган масофани солиштириб кўрди.

Бу силжишнинг катталиги, яъни тўлқин узунлиги ўзгариши, манба ҳаракат нисбий тезлигининг нур ўқига пропорционалдир. Галактиканинг узоқлашиш тезлигини спектрометрик метод орқали етарлича аниқликда ўлчаш мумкин. Масалан, ихтиёрий иккита узоқлашаётган галактикалар орасидаги масофа R тезлик бўйича ошиб боради

$$\upsilon = HR, \qquad (3.1)$$

бу ерда H – Хаббл доимийси деб аталади. Унинг катталиги миллион ёруғлик йилига тенг бўлган R масофада υ=20 – 25 км/с тезликка мос келади. Агар худди кинодагидек вақт бўйича ортга қайтиб галактикаларнинг узоқлашиш тарихини кузатсак, шубҳасиз улар бир – бирига томон айнан қандай тезликда узоқлашган бўлса ўша тезликда яқинлашадилар. Модомики, уларнинг узоқлашиш тезлиги билан улар орасидаги масофага пропорционал экан, унда ихтиёрий икки галактиканинг бутунлай яқинлаш вақти бир хилдир ҳамда қачонлардир ҳамма Коинот жисмлари битта “нуқта”да жойлашган бўлиши керак эди. Мос равишда унинг узоқлашиш жараёни вақтнинг бир хил оралиғида бошланган. Агарда узоқлашиш тезлиги ўзгармас ва Хаббл доимийсига мос бўлганида эди, унда бу ҳодиса 20 миллиард йил олдин содир бўлган бўлар эди. Лекин тортишиш кучи бу узоқлашишни тормозлар экан, унинг бошланғич тезлиги ҳозирги кузатилган тезликдан каттароқ бўлган бўлиши керак ва одатда Коинот ёши 15 миллиард йил деб қабул қилинади. Бундай баҳолаш юлдуз эволюцияси маълумотлари ҳамда турли хил таркибли узоқ яшовчи радиоактив изотоплардан олинган маълумотларга нисбатан ҳам мос келади.

Галактикаларнинг “тарқалиши”дек кўринган Коинот жисмларининг бир вақтда узоқлашиш бошланиши дастлабки портлаш жараёнлари натижасида вужудга келган деган гипотеза мавжуд. Кейинги Коинот ривожланиши динамикасида бу икки Фридман моделлари орасидаги “танлов” узоқлашиш кинетик энергияси, пропорционал H^2 ҳамда бу узоқлашишга қаршилик кўрсатувчи ҳамда Коинот зичлиги ρ га боғлиқ бўлган тортишиш кучлари орасидаги ўзаро муносабатдан аниқланган эди. Тахминан 15 миллиард йил илгари нима содир бўлган, бизнинг Коинот қандай пайдо бўлган?

Модомики Коинот кенгайиб борар экан, дастлабки ҳолатида у жуда кичик ҳажмга ва жуда катта зичликка эга бўлган деб фараз қилиш мумкин. 1946-1948 йиллар Ж. Гамов Коинотнинг дастлаб нафақат ўта юқори зичликка, балки ўта юқори температурага ҳам эга бўлганлигига асосланиб, қайноқ Коинот назарияси асосини ишлаб чиқди. Дастлаб ўз номи билан аталувчи Катта портлаш (Биг Банг) содир бўлган. Бу портлаш жуда катта интенсивликка эга бўлган электромагнит нурланиш ҳосил қилган. Гамовга қадар ҳам тахминлар бўлган, яъни Коинот кенгайиши жараёнида интенсивлик ва энергиясини йўқотиши (яъни совиши) эвазига нурланиш ҳозирги вақтга қадар сақланиши ва шу билан бирга фазонинг барча ҳажмини "тўлдириши" мумкин эди. Ҳозирги вақтда бу нурланиш энергияси Гамов ва унинг ҳамкорларининг назарий баҳолашига асосан 3 К температурага мос келиши керак. Бироқ бу нурланиш қиймати мақсадли тадқиқотларга қарамасдан қабул қилинмади.

А. Пензиас (1933)

1965 йили радиоастрономик тадқиқот билан шуғулланувчи А.Пензиас ва Р.Вильсон кутилмаганда микротўлқинлар доирасида кучсиз нурланишни пайқаб қолдилар. Интенсивлиги ҳам бир хил эди, осмоннинг қайсидир қисми уларнинг телескопларига йўналмаган эди, ҳарорати эса 2,7 К ни ташкил қилар эди. Бу айнан ўша, реликтга оид (яъни қадимдан сақланиб қолган), Катта портлашда вужудга келган нурланиш эканлигини унинг изотроплиги ва температураси тасдиқлади. Қайноқ Коинот назарияси тўғридан тўғри эксперимантал тасдиғини топди ва "дунё яратилиши"ни тушунтиришда замонавий асос бўлиб қолди. Пензиас ва Вильсон кашфиётлари учун 1978 йили Нобел мукофоти билан тақдирланадилар.

Коинотимизнинг бошланиши қандай бўлган? Вужудга келиш жараёнида у шунчаки қайноқ бўлмаган, балки ўта қайноқ: унинг дастлабки ҳароратини ҳисоблаб бўлмайди ва у "квазитуганмас" дея характерланади. Вужудга келиш вақтидан бошлаб унинг ҳарорати вақтнинг квадрат илдизига тескари пропорционал тарзда камайиб борди

$$T \sim t^{-1/2}. \qquad (3.2)$$

Бундай боғланиш илк Коинотнинг жадаллик билан ривожланишига олиб келади, мавжудликнинг дастлабки вақтида шубҳасиз Катта портлаш бўлган. Масалан, $t = 10^{-40}$с дан $t = 10^{-20}$с гача бўлган оралиқда унинг температураси ўн миллиард марта камайган! Ёш Коинотнинг яшаш вақтидаги ($t \le 10^{-4}$ с) энг шиддатли жараёнлар зарралар энергиясида, буюк бирлашув энергиясида ($10^{15} - 10^{16}$ ГэВ) содир бўлган. Бу вақт охирида энергия биринчи юқори энергиялар тезлаткичи энергиясигача пасаяди (≈300 МэВ). Бундай ҳолда Коинотда $t \le 10^{-4}$ с вақтда содир бўладиган жараёнлар зарралар физикаси ўрганадиган жараёнлар оралиғи бўлиб ҳисобланади. Ҳозирги кунда бу вақт оралиғи $t \approx 10^{-10} - 10^{-11}$ с бўлиб, назария ($t \approx 10^{-42} - 10^{-44}$ с) гача бўлиши мумкинлигини рад этмайди. Бундай характеристикалар барионлар

(нуклонлар) сони билан реликтли фотон сони орасидаги муносабатда $n_B/n_\gamma \approx 10^{-9} - 10^{-10}$, протонлар ва электронлар сонининг тенглигида, муҳим барионли ассимметрия, реликтли нурланиш температураси ва бошқаларда бўлади. Илк Коинотнинг баъзи бир стандарт моделлари: унинг энергия сатҳи учун тавсифидаги эҳтимоллик, тўғридан-тўғри эришиб бўлмайдиган экспериментал тадқиқотлар ва етарлича аниқ энергия учун экспериментал зарралар ва ядро физикасида ўрганилган. Тахминан зарралар энергияси 10^{18} дан 10^{15} ГэВ га мос келувчи даврдан бошлаймиз. Коинот ўша вақтда зич ва ўта даражада қайноқ фундаментал заррачалар аралашмаси: кварк ва антикварклар, лептон ва антилептонлар, фотонлар, глюонлар ва бошқа янада оғирроқ калибровикли бозонлардан иборат эди. Охирги вазиятда кварклар сони билан антикварклар сони тенг, лептонлар сони билан эса антилептонлар сони, яъни Коинотнинг барион ва лептон зарядлари нолга тенг бўлган.

Буюк бирлаштиришга мос равишда катта зичликка эга бўлган модда зарраларининг ўзаро таъсирлашувлари, шунингдек, уларнинг ўзаро бир-бирига айланиши интенсив равишда содир бўлган эди. Шу туфайли кварклар лептонларга, лептонлар – кваркларга, шу ва бошқалар фотонларни, ўз навбатида $q\bar{q}, l\bar{l}$ ҳосил бўлди ва ҳ.к. Хусусан, кварклар уч хил рангда бўлар экан, кварк ва лептон сонлари орасида 3:1 муносабат ўрнатилди. Бу билан нима учун Коинот бўйича протонлар сони электронлар сонига тенглигини тушунтириш мумкин. Кварклар сони ва фотонлар сони бир тартибли ўлчамда бўлишган.

Лекин Коинотдаги барионлар сони n_B реликтли фотонлар сони n_γ дан тахминан миллиард марта камдир. Шу нуқтаи назардан кварк ва антикварклар буюк бирлаштириш даврида деярли бир хил сонда бўлишига қарамасдан, барионлар сони тартиб бўйича антибарионлар сонидан анчагина ортиқдир. Кварклар ва фотонлар миқдорлари орасидаги боғланишнинг миллиард маротаба камайиши умумий тарзда “бутун дунё” кварк ва антикварклар аннигиляцияси орқали тушунтирилади. Биз учун яхши бўлган томони шундаки, бундай ҳолатда ҳамма кварклар йўқ бўлиб кетмайди, биз антикварклар сони ҳисобига (миллиарддан бир улуши тартибида) кварклар миқдорини озгина оширишга мажбурмиз. Бундай миллиардлаб улушли кварклар аннигиляцияси жараёнида Коинотда мавжуд бўлган жамики барионларни сақлаш ва ҳосил қилишга сарф бўлган, “ўша вақтдаги” антикварклар эса умуман қолмаган. Антибарионлар эса юзага келмасиданоқ йўқ қилинган ва бутун Коинотда барионлар ҳукмронлиги ўрнатилади.

“Бироз” ортиқча кваркларнинг ҳосил қилиниши ва кварк ва антикваркларнинг оммавий бир-бирини йўқ қилиши Коинот ривожланишининг турли босқичларида содир бўлган. “Ортиқча” кварклар буюк бирлаштириш энергиясига мос келадиган заррачалар кўринишида ҳосил бўлади ($\approx 10^{15} - 10^{16}$ ГэВ). Бундай “ортиқча” кваркларнинг ҳосил бўлиш мумкин бўлган механизмларидан бири – буюк бирлаштиришда X-зарралар билан кваркларнинг ҳосил бўлиши $\bar{X}$-зарралар билан антикварклар ҳосил бўлишига боғлиқдир. Кварк ва антикваркларнинг бир-

бирини емириши улар энергиясининг 100-200 ГэВ гача камайганда содир бўлган ва фотонлар ва глюонларнинг $q\bar{q}$-аннигилясцяси кварк-антикваркларни ҳосил қилиш ҳолатида эмас эди. Аннигиляция жараёнида ўрнини тўлдириш, айниқса $q\bar{q}$- жуфтликларнинг йўқ бўлишига олиб келди. Бундан кейин адронланиш жараёни, яъни кварклар нуклонларни ҳосил қила бошлади.

Кварклар сонининг бундай фожеали тарзда камайиши омон қолган кварклардан бир неча марта кўп бўлган электронлар "ҳукмронлиги" даврининг бошланишига сабаб бўлди. Бу давр бир сукундлар давом этди, бундан кейин заррачалар энергияси бир неча МэВгача камайиши туфайли Коинот ҳароратининг давомли камайиш давридан сўнг электронлар ва позитронларнинг оммавий бир-бирини йўқ қилиш жараёни бошланди, худди юқоридаги кварк ва антикварклар билан содир бўлгани каби. Бу ерда ҳам бир-бирини бутунлай йўқ қилиб ташлаш амалга ошмади. Бунинг сабаби электронлар сонининг позитронлардан ошиқлигидир (миллиарддан бир улуш тартибида). Бундан келиб чиққан ҳолда, электронлар сони яна кварклар сонига тенглашди ($n_{e-} \approx m_k$), бутун Коинот бўйича эса барион ($n_{B-} \gg n_{B+}$) ва лептонлар ($n_{e-} \gg n_{e+}$) асимметрияси вужудга келди.

Тахминан $t \approx 1c$ да бирламчи нуклосинтез содир бўлади (ядронинг вужудга келиши). Айни бу вақтда Коинот жуда катта термоядровий реакторга айланади, протонлар ва нейтронлар гелийни ҳосил қилди. Бу вақтда мавжуд бўлган барча нейтронлар ^{4}He ядроси билан боғлиқ бўлиб қолди. Шунинг учун ҳозирги кунда Коинотдаги гелий ва водород миқдорининг муносабатини нейтрон ва протонлар сонининг бирламчи нуклосинтез давридаги муносабатидан аниқлаш мумкин ($n_н/n_п$). Гелий ва водороднинг бутун Коинотдаги масса бўйича улуши тахминан 25:75 ни ташкил этади. Шу нуқтаи назардан, гелийнинг вужудга келиш вақтида $n_н/n_п$ муносабат 25/2:(75+25/2)≈13:87 га тенг бўлган. Бирламчи вақтда кваркларнинг адронланиши ҳамда миқдорий нейтрон ва протонлар нуклонларининг шаклланиши деярли бир хил бўлган. Нейтрон улуши $n \rightarrow p$ реакция натижасига биноан доимий равишда камайиб борган ва бу тескари $p \rightarrow n$ реакцияга нисбатан энергия жиҳатдан анчагина фойдалироқ. $n_н/n_п$ муносабатнинг камайиб бориши нуклонларнинг шаклланишидан нуклосинтез бошланишигача бўлган вақт оралиғи Коинотнинг совиш тезлигига боғлиқдир. Бу давр ўз навбатида нейтрино турлари сонига ҳам боғлиқ. Ҳисоблаш шуни кўрсатдики, космологик нуклосинтез вақтида нейтронлар улуши уч турли бўлиши мумкин бўлган нейтрино сонини қисқартиради. Агарда уларнинг миқдори ортиқ бўлганда эди, гелий улуши кўпроқ бўлган бўлар эди.

Кенг тарқалган енгил элементлар (D, ^{3}He, ^{4}He, ^{7}Li) ҳақида айтилган космологик нуклосинтез назарияси кузатилган маълумотларга тўлиқ мос келади. Бир – бири билан бир қанча тартибда фарқланувчи ушбу тарқалганлик биргина параметрга $-n_Б/n_\gamma$ муносабатга боғлиқ ва унинг аниқланишига хизмат қилади. $n_Б/n_\gamma$ катталик эса бевосита Коинотдаги барионли моддаларнинг ўртача зичлигини аниқлайди. Коинот ёши ≈300

минг йилга етганда у шу қадар совийдики, зарралар энергияси электрон ва атом боғланиш энергиясидан ҳам камайиб кетди. Ядро электронларни ўзига тортиб ола бошлади ва енгил элементлар атомлари шакллана бошлади: плазма газга айланди. Бундан кейинги Коинот ривожланишида бу газ зичлигининг гравитация кучи таъсирида тебраниши космологик структуранинг шаклланишига олиб келди.

Биз Коинотимизнинг ривожланиш ва илк тарихи ҳақида мумкин бўлган вариантларини Фридман ишига боғлиқ бўлган, кенг тарқалган космологик моделига асосан айтиб ўтдик. Бироқ тахминан ўн йиллар олдин А.А. Логунов ва М.А. Мествиришвилилар Гравитациянинг релятивистик назарияси (ГРН) ни ишлаб чиқдилар. Коинотга боғлиқ, вақт бўйича чексиз, цикл бўйича ривожланувчи: унинг ўртача зичлиги ρ унинг максимал қиймати $\rho_{мах}$ дан минимал қиймати $\rho_{мин}$ гача ўзгаради, кейин яна максимал қиймати $\rho_{мах}$ гача ошиб боради ва ҳ.к. ГРН га асосланган Коинот модели Фридман моделидан бутунлай фарқ қилади. Айни дамда Логунов ва Мествиришвили модели буюк бирлаштириш давридан бошланадиган илк Коинот хусусидаги фикрларни инкор этмайди.

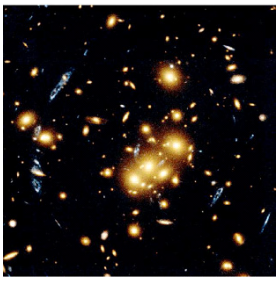
Электрон массаси m_e=0,5 МэВ навбатдаги зарядланган m_μ-лептон массасидан тахминан 200 марта кичик ва τ-лептон массасидан тахминан 3500 марта кичикдир. Замонавий назариялар заррачалар массалари муаммоларини ҳали ҳал қилгунича йўқ, хусусан, бунчалик катта фарқли массага эга бўлган бу учта лептонларни тушунтириб бера олмайди. Агар ўша вақтда m_e катталик бир неча марта катта бўлганида эди, дунё биз яшаётган ҳолатда бўлмаган бўлар эди. Борлиқнинг бугунги ҳолатида мавжуд бўлиши, ҳамда материянинг мураккаб формалари ва фикрловчи мавжудодларнинг пайдо бўлиши хаттоки бир қанча параметрларни чегаралаб қўяди, хусусан, доимий ўзаро таъсирлашувларни ҳам.

3.4. Қора материя

Материя тўғрисидаги тасаввурларнинг ривожланишини қадимги грек файласуфлари қарашлари орқали яхши биламиз. Бунда Оламнинг тўртта унсурдан ташкил топганлиги ёки “атомистик” таълимотни эслаш етарли деб ўйлаймиз. Бу қарашларни мушоҳада қилиш орқали ривожланиш тарихини қараб чиқиш мумкин бўлади. Ҳозирда эса материя деганда биз билган материя Оламнинг 4-5% ини ташкил қилиши айтилмоқда. Қолган 95% қора материя ва Қора энергияга тўғри келиши башорат қилинмоқда. *Қора материя* - материянинг янги гипотетик шакли, астрономия, космология ва назарий физикада унинг мавжудлиги башорат қилинмоқда. Қора материя электромагнит нур чиқармайди ва электромагнит нурланиш унга таъсир қилмайди. Унинг бу хусусияти қора материяни тўғридан-тўғри кузатишга имкон бермайди. Қора материянинг мавжудлиги тўғрисидаги хулосага астрофизик объектларнинг ҳаракатларини кузатишга бағишланган кўплаб тажрибалар асосида келинган. Қора материянинг мавжудлиги коинотдаги “яширин масса” муаммосини ҳал қилишга ёрдам беради. Унинг таъсирида

галактикалар ташқи соҳаларининг аномал юқори тезликларда айланишини тушунтириш мумкин бўлади.

Фан тарихида осмон жисмлари ҳаракатининг Осмон механикаси қонунларига бўйсинмаган ҳолатлари кўп бўлган. Натижада номаълум осмон жисми ёки жисмларининг мавжудлиги аниқланган. Шу тахлит Нептун планетаси ва В Сириус юлдузи мавжудлиги аниқланган. Астрономлар Джеймс Джинс ва Якобус Каптейн 1922 йилда Галактикамиздаги юлдузлар ҳаракатини ўрганиш натижасида модданинг катта қисми кўринмас деган хулосага келишди. Ва шу ишлар натижасида биринчи марта "қора материя" термини пайдо бўлганлиги тахмин қилинмоқда (инглизчда dark matter). 1932 йили шу терминни Ян Оорт ўз мақоласида ишлатган. "Қора материя" Фриц Цвиккининг 1933 йилги мақолалари орқали кенг тарқалди. Цвикки Кома галактикалар гуруҳидаги 8 та галактиканинг радиал тезликларини ўлчади ва бу галактикалар гуруҳининг турғунлигини таъминлаш учун унинг тўла массаси унга кирган юлдузлар массасидан ўнлаб баробар катта бўлиши кераклигини аниқлади. Тез орада бошқа астрономлар ҳам кўплаб галактикалар учун худди шундай хулосага келишди. Бу ўринда Андромеда туманлиги (Хорес Бебкок, 1939) алоҳида аҳамият касб этди. Чунки юлдузларнинг туманлик марказига нисбатан тезлиги Осмон механикасига биноан камайиши керак эди (R га тескари пропорционал равишда, бу ерда R марказгача бўлган масофа), лекин тезликлар деярли ўзгармасдан қолди. Бу ҳолат галактиканинг бутун ҳажмида кўринмайдиган модда массаси асосий массалигини англатади ("галактика ядроси" –"галактическое гало»). Астрономик кузатув техникасининг тараққий қилиши натижасида 1960 йиллардан бошлаб қора материянинг мавжудлигини тасдиқловчи далиллар янада кўпайди. Турли манба ва усуллар ёрдамида олинган натижалар бир-бири билан мос кела бошлади:

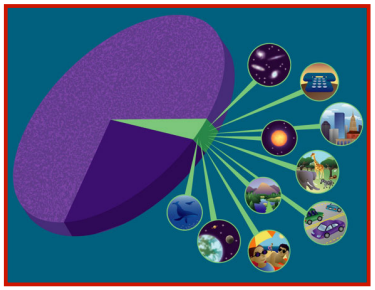


Оламнинг тузилиши

1. Юқорида келтирилган юлдузлар айланиш тезликларининг камаймаслиги аномал ҳолат эмас, балким галактикалар учун типик ҳолатлиги аниқланди.
2. Галактикалар йўлдошлари ва уларга яқин жойлашган шар шакл тузилмалар ҳаракатларини ўрганиш натижасида ҳар бир галактиканинг умумий массаси унга кирган юлдузлар массалари йиғиндисидан бир неча марта катталиги аниқланди.
3. Қўшалоқ галактика ва галактика тўдалари ҳаракатларини ўрганиш амалга оширилди. Ва бу масштабларда қора материя улуши галактика ичидагига қараганда янада юқори эканлиги аниқланди.
4. Агар қора материя инобатга олинмаса, эллиптик галактикалар юлдузлар массаси галактикалар таркибига кирувчи газларни ушлаб қолиши учун етарли эмас,
5. Гравитацион линза вазифасини бажарувчи галактикалар тўдаси массасини баҳолаш қора материя массаси улуши тўғрисидаги натижани

беради ва бу натижа бошқа усуллар ёрдамида олинган натижаларга жуда яқин.

XX-асрнинг 70-йиллари бошида астрономлар Вера Рубин ва Кент Фордлар аниқ ҳисоблашлар орқали қора материя мавжудлигини асослаб беришди. Улар спирал галактикалар дискининг айланиш тезлигини аниқ ўлчашга имкон берувчи янги ва сезгир спектрографдан фойдаланишди. В. Рубин ва К. Форд Америка Астрономия Жамиятининг 1975 йилда ўтказилган анжуманида янги кашфиёт тўғрисида хабар беришди: спирал галактикалардаги юлдузларнинг асосий қисми тахминан бир хил бурчак тезлик билан ҳаракатланади ва бу ҳолат галактикаларда масса зичлиги бир хиллигини билдиради, яъни масса зичлиги юлдузлар зич ёки сийрак жойлашганига боғлиқ эмас. Ушбу хулоса 1978 йили мустақил равишда бошқа тадқиқотчилар томонидан ҳам тасдиқланди. В. Рубин ишлари 1980 йилда астрономия жамияти томонидан узил-кесил тан олинди.



Қора материя

Маълумки, қора модда ўртача космологик зичликка эга бўлган муҳитдан иборат бўлиб унинг зичлиги барионлар зичлигидан бир неча баробар юқоридир. Шу сабабли барионлар қора материя томонидан гравитацион ямаларда ушлаб қолинади деб ҳисобланади. Натижада қора материя электромагнит майдон билан таъсирлашмаса ҳам у бор жойда барионларнинг ямага тушиши натижасида ёруғлик чиқиши содир бўлади. Бу ажойиб хусусият қора материяни радиодиапозондан рентген нурланишгача бўлган диапозонда излаш имконини беради. Қуёшдан 13000 ёруғлик йилигача бўлган масофада жойлашган 400 дан ортиқ юлдузлар ҳаракатини ўрганиш ушбу масштабларда қора материя мавжудлигини тасдиқламади ва бу тўғрида 2012 йили натижалар эълон қилинди. Назарияларга кўра қора материянинг ўртача миқдори Ер шари ҳажмига тахминан 0,5 кг тўғри келиши керак эди. Лекин ўлчашлар шундай ҳажмга 0,00 ±0,06 кг қора материя тўғри келишини кўрсатди. Бу Ерда қора материяни қайд этиш, унинг “оддий” модда билан жуда кам ўзаро таъсири сабабли, натижа бермаслигини билдиради.

“Планк” космик обсерваториясининг 2013 йил март ойидаги эълон қилинган, Ламбда–CDM стандарт космологик модели асосидаги кузатув натижаларига кўра Коинотнинг умумий кузатиладиган массасининг 4,9% и одатдаги (барион) материядан, 26,8% и қора материядан ва 68,3% и қора энергиядан иборат. Шундай қилиб, Оламнинг 95,1 % ини қора материя ва қора энергия ташкил қилади. Қора материяни одатий барионлардан ташкил топган модда деб ҳисоблаш табиий. Лекин унинг кўринмаслигини қандайдир бизга номаълум сабабли электромагнит таъсирда қатнаша олмаслиги билан тушунтиришга тўғри келади. Қора модда таркибига мавжудлиги кузатилган объектлар – қора галактик гало, қорамтир карликлар, оғир планеталар, компакт объектлар ҳисобланадиган оқ ва қора

карликлар, нейтрон юлдузлар, қора ўралар ҳамда кварк юлдузлар, Қ-юлдузлар ва преон юлдузлар каби гипотетик объектлар ҳам киради.

Лекин Катта портлаш назариясига кўра: агар барча қора материя барионлардан иборат бўлса, енгил элементлар концентрацияси ҳозирда кузатилаётганидан бошқачароқ бўлиши керак эди. Бундан ташқари, планеталар ва қора ўралар кузатилаётган галактика галоси массасини таъминлаш учун етарли эмас. Етарли даражадаги кичик объектлар юлдузлар ёруғлигини кучли даражада ютиб қолган бўларди. Нобарион кўринмас материяга мисол сифатида қуйидагиларни киритиш мумкин:

1. Енгил нейтринолар

Нобарион қора материяга номзодлар ичида нейтринонинг афзаллиги унинг экспериментда мавжудлиги исботланганлигидир. Оламда нейтринолар миқдори фотонлар миқдорига тенглиги сабабли, агар нейтрино жуда кичик массага эга бўлса ҳам, Коинотнинг кузатилаётган динамикасини тушунтириб бера олади. Лекин енгил нейтрино қора материя таркибига кирувчи зарра сифатида қаралмаслиги келиб чиқди.

2. Оғир нейтринолар

Z-бозон парчаланиш кенглигини ҳисоблаш лептонлар авлодлари (оилалари) (электрон, мюон, таон ва уларнинг нейтринолари) сони 3 га тенглигини кўрсатди. Бу натижалар лептонлар массаси 45 ГэВ дан кичик бўлган лептонлар авлодлари учун ўринли. Бу оғир нейтринолар стерил нейтринолар дейилади ва улар оддий шароитларда кучсиз ўзаро таъсирларда ўзини намоён қилмайди. Назарий моделлар - стерил нейтрино массаси қиймати кенг диапазонда ётишини, яъни эВ оралиқда бўлишини башорат қилмоқда. Шу сабабли стерил нейтрино қора материянинг сезиларли қисмини ташкил қилиши илгари сурилмоқда.

3. Аксионлар

Аксионлар гипотетик нейтрал псевдоскаляр зарралар бўлиб Квант хромодинамикасида кучли ўзаро таъсирда CP-бузилишни тушунтириш мақсадида киритилган. Аксионлар жуда енгил зарралар ҳисоблансада улар совуқ қора материянинг сезиларли қисмини ташкил қилиши мумкин. Аксион массаси 10^{-5} эВ даражасида бўлиши тахмин қилинмоқда.

4. Суперсимметрик зарралар

Суперсимметрик (SUSY) назариялар доирасида қора материяга номзод сифатида камида битта стабил зарра (LSP -зарра) мавжуд. Бу зарра кучли ва электромагнит ўзаро таъсирларда қатнашмайди деб тахмин қилинади. Бу зарра сифатида фотино, гравитино, хиггсино (фотон, гравитон ва Хиггс бозонларининг суперпартнёрлари) ва снейтрино, вино, изинолар тахмин қилинмоқда. Бошқа назарияларда эса бу LSP - зарра юқорида айтиб ўтилган зарраларнинг комбинациясидан иборат бўлиб, унинг массаси тахминан 10 ГэВ га тенг бўлиши айтилмоқда.

5. Космионлар

Космионлар Қуёш нейтриноси муаммосини ҳал қилиш мақсадида киритилган. Бу муаммо Ерда қайд қилинган нейтрино оқимининг Қуёш стандарт модели берган қийматидан анча фарқ қилиши муамосидир. Лекин

бу муаммо ечими нейтрино осциляцияси ҳамда Михеев-Смирнов-Волъфенштейн эффекти орқали топилди. Шу сабабли космионлар қора материя таркибига кирувчи номзодлар сифатида ҳозирда қаралмайди.

6. *Фазо-вақтнинг топологик дефектлари* Замонавий космологик тасаввурларга кўра вакуум энергияси локал бир жинсли ва изотроп скаляр майдон билан аниқланади. Бу майдон Коинотнинг кенгайишида вакуумнинг фазовий ўтишларини тушунтириш учун зарур. Бундай фазовий ўтишларда симметриянинг босқичма-босқич бузилиши содир бўлади ва натижада ягона фундаментал ўзаро таъсир 4 та фундаментал ўзаро таъсирларга ажралади. Фазовий ўтиш — вакуум майдони энергиясининг ўзгариши бўлиб, бунда энергия ўзининг асосий қийматига (берилган ҳароратдаги минимал энергияли ҳолатига) интилади. Фазонинг турли соҳаларида шундай фазовий ўтишлар мустақил равишда содир бўлади, натижада ўша скаляр майдон турлича “тартиблашади”, фазо кенгайиши натижасида бу соҳалар бир-бири билан туташиши мумкин. Турлича ориентацияланган фазоларнинг учрашиш нуқталарида турлича тузилишга эга топологик дефектлар ҳосил бўлиши мумкин (нуқтасимон зарралар, масалан, магнит монополлари; чизиқли чўзилган объектлар, масалан, космик торлар; икки ўлчамли мембраналар, масалан, домен деворлари; уч ўлчамли дефектлар, масалан, текстурлар. Бу объектлар жуда катта массага эга бўлиб қора материя массасининг асосини ташкил қилиши мумкин. Бундай объектларнинг Коинотда мавжудлиги 2012 йилгача тажрибада кузатилмади. Шу сабабли фазо-вақтнинг топологик дефектлари материя ҳисобланмайди ва бу тахмин алтернатив назариялар учун ғоя бўлиб хизмат қилиши мумкин.

Фридман моделига асосан Коинот ўртача зичлиги ρ нинг критик зичлиги $\rho_к$ билан боғлиқлиги унинг эволюциясини аниқлаб беради. Агар $\rho/\rho_к \leq 1$ бўлса, Коинот кенгайишда давом этади ($\rho/\rho_к=1$ да кенгайиш тезлиги асимптотик равишда нолга интилиши лозим); агар $\rho/\rho_к>1$ бўлса, унда вақт бўйича кенгайиш сиқилиш билан алмашинади. Аммо бу муносабат $\rho/\rho_к$ Коинотнинг фазовий геометриясини аниқлаб беради халос. Агар $\rho=\rho_к$ бўлса биз аниқ Евклид фазосида яшаймиз. Агар $\rho>\rho_к$ бўлса, фазо мусбат эгриликка эга бўлади ва Коинотимиз қамраб олинган: бир томонга йўналган ҳаракат охир оқибат бошланғич нуқтага олиб келиши лозим. Бундай геометрияда учбурчак бурчаклари йиғиндиси 180° дан ортиқдир. Агар $\rho<\rho_к$ бўлса, унда Коинотимиз очиқ ва фазо манфий эгриликка эга бўлади (учбурчакнинг бурчаклари йиғиндиси 180° дан кичик).

Логунов ва Мествиришвили томонидан ишлаб чиқилган Коинот моделида $\rho/\rho_к$ катталик фазо геометриясига таъсир қилмайди. Бу моделда $\rho/\rho_к>1$ дир, модомики $\rho=\rho_к+\rho_{мин}$, экан, $\rho/\rho_к$ муносабат нафақат муҳим космологик параметр, балки Коинотда номаълум табиатли кўринмас материянинг мавжуд бўлиши ҳақидаги фараз билан бевосита боғлиқдир. Шунинг учун $\rho/\rho_к$ катталикни аниқлаш зарралар физикаси учун муҳим аҳамият касб этади. Бундан олдин Коинотдаги кўринарли (“нурланувчи барион материя”) материянинг ўртача зичлиги $\rho_к$ нинг бир фоизидан

ошмаслиги белгилаб қўйилган эди. Коинотда кўринмас барион материя ҳам мавжуддир. Аммо улар биргаликда $\rho_к^2$ нинг 15% идан ортиғини ташкил этмайди. Коинот ўртача зичлиги ва барион материяси зичлиги катталиклари фарқи барионсиз қоронғи материянинг шартланганлигига асосан изоҳланади: электр зарядига эга бўлмаган ва фақат кучсиз ўзаро таъсирга эга бўлган заррачалардан иборат.

Биринчи (ва табиийки) таклиф этилган тахмин – массага эга бўлган нейтрино ҳисобланади. Ҳақиқатдан ҳам, қайноқ Коинот кўп миқдордаги нейтрино (ва антинейтрино) га эга бўлган бўлиши керак. Уларнинг кейинги тарихида аннигиляцияли ўзаро йўқ қилишлар кузатилмади ва улар кварк ва лептонлар даражасида сақланиб қолди – дастлабки фотонлар қанча бўлса шунча миқдорда. Назарий фикрга асосан, ҳар бир метр куб фазода $\approx 3 \cdot 10^8$ миқдорда нейтино мавжуддир. Коинот бўйича нейтринонинг бундай концентрациясида унинг ўртача зичлиги ρ уларнинг массасига сезувчан бўлган бўлиши керак. Мос равишда, космологик маълумотлардан олинган фикрларга биноан ρ катталик нейтрино массасини чеклайди

$$m_{\nu e}+m_{\nu \mu}+m_{\nu \tau} \leq 40–100 \text{ эВ}.$$

$\rho = \rho_к$ бўлиши учун нейтринонинг ўртача массаси 5–30 эВ оралиқда бўлиши лозим. Ҳозирги кунда олинган уларнинг массалари чегараси уларнинг Коинот зичлигига қўшадиган ҳиссасини инкор этмайди. Агар нейтрино массага эга бўлса, унда ν_μ ва ν_τ лар ν_e дан оғирроқ бўлишини кутиш мумкин. Аммо оғирроқ бўлган ν_μ ёки ν_τ Коинот яширин массасининг катта қисмини ташкил этиши мумкин, улар парчаланмаслиги керак. ν_μ ва ν_τ ларнинг массаси, шубҳасиз, келтирилган космологик чекланишига боғлиқдир. Бундан ташқари нейтринони ҳали топилмаган гипотетик заррача сонининг яширин масса ташувчиси ролини ўйнаши мумкинлиги муҳокама қилинмоқда.

XX аср охирларида космологиянинг шиддатли ривожланиши бир қатор космологик параметрларга жиддий аниқлик киритди, шунингдек илм-фаннинг баъзи бир асосларига ҳам ўзгартиришлар киритилишига олиб келди. Бу аниқлик ва ўзгаришлар қора материя зичлиги $\Omega_{ДМ}$ ва унинг Коинот ўртача зичлигидаги улуши $\Omega_{ДМ}/\Omega$ лар ҳақидаги фикрлар пайдо бўлди. Биринчидан, янги ва муҳимроқ бўлган маълумотлар олинди, Коинотимиз геометрияси ҳақиқатдан ҳам евклидга оид, яъни $\Omega \approx 1$ ($\approx$10% аниқликда) эканлиги тасдиқланди. Иккинчидан, 42 та аниқланган (1а) типли ўта янги юлдузларни тадқиқ қилишда улар қизиллигининг аралашиш катталиги ҳамда яқин ва узоқдаги юлдузларнинг кўриниш ёрқинлигининг ҳар хил бўлишлиги аниқланди. Бу маълумотлар шуни кўрсатадики, яқин юлдузлар олдингига қараганда бошқа (катта) тезликда “югура” бошлашади.

Бу ҳолатни вакуум хусусиятлари шартига асосланган итаришиш кучларининг вужудга келиши орқали тушунтириш мумкин. Яъни бундай ҳолатдан чиқишда, вакуум ҳудди “одатдаги” материя каби гравитацион майдон ҳосил қилувчи бир мунча энергия зичлигига ва қарма-қарши

босимга эга бўлади. Бундай тушунчаларга мос равишда вакуум Коинот зичлиги Ω нинг муҳим қисмини аниқлаб беради. Бундай ҳолатларда материя ($\Omega_М$) ва вакум ($\Omega_Δ$) ларнинг қўшилиш катталиги $\Omega=\Omega_М+\Omega_Δ$ деярлик бир хилда баҳоланади. Бу ҳамма далиллар шунга олиб келадики, $\Omega_М=\Omega_{ДМ}+\Omega_Б$ катталигининг пайдо бўлишида қора материя улуши барион материя улушидан ($\Omega_Б/\Omega_{ДМ}\approx0.1$) тартибда ортиқдир.

Шундай қилиб, мустақил равишда қабул қилинган космологик концепцияни ўрнатди деб ҳисоблаш мумкин, яъни Коинот ўртача зичлигининг катта қисмини кўринмас қора материя белгилаб беради. У қандай зарралардан ташкил топган? У ўзини қандай намоён қилади? Бу саволларга жавоб Коинот ҳақидаги тушунчаларни аниқлашда муҳим ўлчов бўлиши мумкин. Бу жавобларни ҳаммадан олдин эксперимантал зарралар физикаси бериши ҳам мумкин. Бунинг учун, биринчидан, нейтрино массасини аниқлаш ва шунингдек, у қора материянинг асосий массасини ташкил қила олишлиги масаласини ҳал этиш, иккинчидан, суперсимметрик заррача мавжудлигини аниқлаш, агар жавоб ижобий бўлса, уларнинг қора материянинг шаклланишидаги ролини аниқлаш учун бу заррачалар енгилроғининг таркибини ўрганиш талаб этилади.

Балки ҳозирча номаълум бўлган, қора материяни ташкил қилувчиларга номзод бўладиган заррачаларни топишар?

Қора материяни классификациялаш қуйидаги тасаввурга асосланади: коинот эволюциясининг дастлабки босқичларида қора материя зарралари космик плазма зарралари билан термодинамик мувозанатда бўлган. Маълум вақтда ҳароратнинг пасайиши шу даражада бўлганки, бунда қора материя ва барион материя ўртасида ажралиш содир бўлган. Қандай ҳароратда бу ҳодисанинг содир бўлганига қараб қора материя “иссиқ”, “совуқ” ва “илиқ” қора материяга бўлинади.

1. Иссиқ қора материя

Агар мувозанат ҳолатидан чиқиш вақтида қора материя зарраларининг энергияси улар массасидан кўп марта катта бўлса бундай қора материя *иссиқ қора материя* дейилади. Бундай зарралар енгил зарралар, масалан, нейтрино каби бўлиши мумкин. Лекин енгил нейтрино қора материяни ташкил қила олмаслигини юқорида кўриб ўтгандик.

Қора материя

2.Совуқ қора материя. Агар қора материя зарралари космик плазмадан ажралганда норелятивистик характерда бўлса, бундай қора материя зарралари совуқ қора материяни (CDM-Cold Dark Matter) ташкил қилади. Космология нуқтаи-назаридан совуқ қора материя кўпроқ мақсадга мувофиқ келади. Чунки, иссиқ ҚМ зарралари релятивистик тезликларда ҳаракатланиши натижасида материя зичлиги бир жинслилигини таъминлаган бўларди. Натижада тажрибада кузатилаётган катта маштабли тузилмалар пайдо бўлмаган бўлар эди. Массаси ≥30 КэВ бўлган зарраларни совуқ ҚМ га киритиш мумкин. Совуқ ҚМ га номзодлардан бири вимплардир (WIMP-weakly interactive massive particles). Унинг массаси бир неча ўн ГэВдан бир неча ТэВ гача бўлиши мумкин. Унинг аннигиляция ва барион моддаси зарраларида сочилиш кесимлари кучсиз жараёнлар кесимларига яқин. Вимпларнинг устунлиги шундан иборатки улар концентрацияси Коинот энергия балансига зарур улуш қўша олади ҳамда барион модда зарралари билан ўзаро таъсирлаша олиши уларни эксперимент йўли билан тўғридан тўғри қайд қилиш имконини беради. Кўпроқ вимп зарра сифатида Стандарт моделни суперсимметрик кенгайтириш учун қўлланиладиган энг енгил стабил зарра таклиф қилинаяпти. Бу стабил зарра калибровка ва хиггс бозонлари суперпартнёрлари суперпозициясидан иборат деб ҳисобланмоқда.

Оддий космологик симуляция (рақамли моделлаштириш)дан “сингуляр гало муаммосиЭ, инглизчада “cuspy halo problemЭ келиб чиқади. Унга кўра ҳисоблашлар совуқ қора материя (CDM) галактика марказида ёки коинотнинг кўпроқ зич соҳаларида касп ёки сингулярлик (тақсимотда ўткир пик) ҳосил қилиши кўрсатиб ўтилади. Яъни, Сомон Йўли Галактикамизнинг марказида қора материя улуши кўпроқ ва Галактика чеккаларида камроқ тақсимланганлиги келиб чиқади. Лекин барча тўғридан-тўғри астрономик кузатувлар бунинг тескарисини кўрсатмоқда: қора материя галактика атрофида гало ҳосил қилади (галактикалар тўдалари орасидаги бўшлиқларни тўлдиради) ва ҳеч қандай касп (сингулярлик) ҳосил қилмайди.

Бу муаммо ҳали ўз ечимига эга эмас. Фақат асосланмаган тахмин мавжуд, яъни барион материя совуқ қора материяни сиқиб чиқаради ва спирал галактикалар ядроларидаги қора материя ўрнини эгаллайди. Лекин бу жараён механизми ҳалигача тушунтирилмайди. Галодаги материя концентрацияси чегараларини тадқиқот натижаларига кўра 3 хил тушунтириш мумкин:

1. «СҚМ дан иборат гало касп (сингулярлик)га эга ва бу касп (сингулярлик) нинг бир қисми сақланади ҳамда космологик параметрлар шу сабабли чегараланади”. «CDM halos must have cusps, so the stated limits hold and provide new constraints on cosmological parameters.»
2. «Нимадир (балким қандайдир тескари алоқа, ёки қора материя табиатидаги ўзига хос модификация) касп (сингулярлик)ларни йўқотади ва натижада космологик чекланишлар юзага келади.» «Something (e.g. feedback, modifications of the nature of dark matter) eliminates cusps and thus the constraints on cosmology».

3. «СҚМ моделлаштириш ёрдамида олинган гало ҳосил бўлиш механизми нотўғри.» «The picture of halo formation suggested by CDM simulations is wrong».

Бу муаммони ҳал қилишнинг яна бошқа йўли: қора материя табиати ва хусусиятларини бошқача кўринишда тасаввур қилишдир. Шу сабабли қора материянинг бошқача кўринишлари-бошқача табиати ва хусусиятли турлари илгари сурилмоқда: булар - илиқ қора материя, узлуксиз (fuzzy) совуқ қора материя, ўзаро таъсирлашувчи қора материя, мета-совуқ қора материя.

Ушбу муаммо билан карлик галактикалар камлиги муаммоси ҳам боғланган бўлиши мумкин. Бунинг маъноси шундан иборатки, карлик галактикалар оддий галактикаларга қараганда бир тартиб қадар камдир. Бу муаммонинг 2 та ечими бўлиши мумкин:

1. Карлик галактикалар гигант галактикалар тортишиш кучлари томонидан бузилиб кетадилар.

2. Карлик галактикалар шунчаки кўринмайдилар, чунки уларнинг қора материяси етарли даражада барион материяни ўзига жалб қила олмайди ва натижада улар кўриниши учун етарли даражада нур соча олмайдилар.

Иккинчи хулоса 2007 йилда Кек обсерваторияси томонидан Галактикамиз йўлдошлари бўлган 8 та улътра-кучсиз карлик галактикаларнинг кашф қилиниши билан қисман тасдиқланди. Бу карлик галактикаларнинг 6 тасининг 99,9 % и қора материядан ташкил топган.

3. Илиқ қора материя

Массаси 1 эВ тартибда ёки катта бўлган зарралардан ташкил топган қора материя илиқ қора материя дейилади. Улар мувозанат ҳолатидан чиқишган вақтда релятивистик зарралар бўлгани шубҳасиз. Коинотнинг нурланиш устунлик қилган ҳолатидан чангсимон тузилмалар ҳосил бўладиган ҳолатига ўтишидаги (тахминан 1 эВ ҳароратда) кенгайишида иссиқ ҚМ релятивистик бўлади. Лекин илиқ ҚМ релятивистик ҳисобланмайди. Илиқ ҚМ га номзод стерил нейтрино ҳисобланади. Бу нейтрино ўнг винт ҳолатда бўлади. Иккинчи номзод – Стандарт Моделнинг суперсимметрик кенгайишидаги LSP - гравитино ҳисобланади.

Астрономик кузатувлар

Қора материяни кузатишнинг бир-бирига боғлиқ бўлмаган 4 та усули мавжуд:

Динамик усул - галактика тўдаларидаги галактикаларнинг радиал тезликлари тақсимотини (ёки, галактикалардаги шарсимон тўдадаги юлдузларнинг) Цвикки усули бўйича юқори аниқликдаги замонавий асбоблар ёрдамида ўлчаш.

Газодинамик усул - тўдалардаги иссиқ газ рентген нурланиши ёрдамида ўлчаш. Газ ҳарорати ва зичлиги рентген нурлари энергияси ва оқими орқали аниқланиши мумкин. Кўп натижалар Чандра орбитал рентген обсерваторияси кузатувлари орқали олинган. Бу кузатувларда барион массанинг умумий массага нисбати 12—15 % ни ташкил қилган ва бу натижа Планк обсерваторияси натижалари -15,5—16 % га яқин.

Гравитацион линзалар усули — бу усулда жуда узоқ масофадаги катта тузилмалар (галактик тўдалар) мавжудлиги талаб қилинади. Галактикалар тўдаси сариқ ранг билан белгиланган. Орқадаги галактикалар (кўк ва қизил) узун ёйлар бўйлаб жойлашган (расм катталаштирилганда кўринади). Қора материянинг галактика тўдаларидаги тақсимотини бевосита ўрганиш 1990 йилларда уларнинг аниқ тасвирларини олиш имконияти пайдо бўлишидан кейин бошланди. Бунда кўпроқ узоқлашган галактикалар тасвири гравитацион линза эффекти туфайли бузилган (кучсиз гравитацион линзалаш) бўлади ёки бир неча "нусха"га бўлинган (кучли гравитацион линзалаш) бўлади. Бу бузилишлар характерига қараб тўда ичидаги масса тақсимоти ва қийматини аниқлаш мумкин бўлади (улар тезликларини аниқламасдан туриб). Шундай ҳисоблашлар галактикаларнинг гигант тўдаси Абелл 1689 учун бажарилди. Бу тўда 160000 шарсимон тўдадан иборат бўлиб кучли ва кучсиз гравитацион линзалаш хусусиятларига эга. Бузилишлар геометриясини аниқ ўлчаш тўданинг тўлиқ массасини ва тўдадаги ҚМ массасини ҳисоблаш имконини беради. Шундан кейин олинган натижа мустақил равишда динамик усул ёрдамида аниқланган (тўдадан узоқда жойлашган галактикалар ҳаракат тезликлари бўйича) масса қиймати билан таққосланади. Шундай ҳисоблашлар 10 дан ортиқ тўдалар учун бажарилди ва ҚМ массаси қиймати динамик усул билан аниқланган ҚМ массаси қийматига мос келиши аниқланди.

Кучсиз гравитацион линзалаш усули — расмларда узоқ жойлашган галактикалар тасвирининг кучсиз бузилиши кузатилади. Бу эса массив объект (объектлар) нинг ўртада жойлашганини билдиради. Бу усул катта статистикани ва натижаларни аниқ таҳлил қилишни талаб қилади. Шундагина натижа бошқа усуллар билан олинган натижаларга мос келади ҳамда қора материянинг реаллигига олиб келади. Ўқ тўдаси (Bullet Cluster) HST + Чандра (телескоп) даги масса тақсимоти берилган. Яшил ранг кучли ва кучсиз линзалаш ёрдамида олинган. Қизил ранг иссиқ газнинг рентген нурланиши. Қора материяни излашдаги асосий қийинчилик уларнинг электр нейтраллигидир.

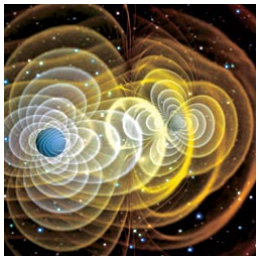
Қора энергия – коинотнинг тезланиш билан кенгаяётганини тушунтириш учун киритилган энергия тури. Қора энергияни 2 хил тушунтириш мумкин:

1. Қора энергия космологик доимий - Коинотни тўлдириб турувчи ўзгармас энергия зичлиги, яъни вакуумнинг нолдан фарқли энергияси ва босими мавжудлиги постулат сифатида киритилади;
2. Қора энергия қандайдир квинтесценция - динамик майдон, унинг энергетик зичлиги фазо ва вақтда ўзгаради.

Биринчи гипотеза космологияда стандарт гипотеза деб қабул қилинган ва 2016 йилгача бўлган кузатувлар бу гипотезани инкор қилмайди. Бу гипотезаларнинг қай бири тўғрилигини аниқлаш учун юқори аниқликдаги Коинот кенгайиш тезлигини ўлчаш талаб қилинади ва бу тезликнинг қандай ўзгаришини тушуниш талаб қилинади. Коинотнинг кенгайиш даражаси космологик ҳолат тенгламаси ёрдамида топилади. Бу тенгламани қора

энергия учун ечиш замонавий космологиянинг асосий вазифасидир. Планк космик обсерваториясининг 2013 йил март ойидаги эълон қилинган натижасига кўра Оламнинг 68,3% и қора энергия, 26,8% и қора материядан иборат.

3.5. Гравитация тўлқинлари - фазо-вақт метрикасининг ғалаёнланишининг манбадан ажралгандан кейин тўлқинга ўхшаб тарқалишидир. Умумий нисбийлик назарияси ҳамда кўплаб замонавий гравитация назарияларида гравитация тўлқинлар массив жисмларнинг ўзгарувчан тезланиш билан ҳаракатланиши натижасида ҳосил бўлади. Гравитация тўлқинлари фазода ёруғлик тезлигида эркин тарқалади. Гравитация кучларининг бошқа кучларга қараганда жуда ҳам сустлигидан уларни қайд қилиш жуда ҳам қийин. Илк бора гравитация тўлқинлари 2015 йил сентябр ойида LIGO обсерваториясининг иккита қўшалоқ детектори ёрдамида қайд қилинди. Бу тўлқин иккита қора туйнукнинг ўзаро бирлашиб битта массив ўз ўқи атрофида айланувчи қора туйнук ҳосил бўлишидан пайдо бўлгани тахмин қилинди. Уларнинг мавжудлиги тўгрисидаги билвосита далиллар 1970 йиллардан буён мавжуд эди. Гравитация тўлқинларининг тўғридан-тўғри қайд қилиниши ва уларнинг астрофизик жараёнлар параметрларини аниқлашда қўлланилиши замонавий физика ва астрономиянинг муҳим масаласи ҳисобланади. Умумий нисбийлик назариясида гравитация тўлқинлари тўлқин кўринишидаги Эйнштейн тенгламалари ечими билан баён қилинади ва фазо-вақт метрикаси ғалаёнланишининг ёруғлик тезлигида тарқалишини англатади. Бу ғалаёнланишнинг таъсири ҳеч қандай таъсир остида бўлмаган 2 та эркин тушаётган синов масса орасидаги масофанинг даврий ўзгариши сифатида намоён бўлиши керак. Гравитация тўлқинининг амплитудаси ўлчамсиз катталик бўлиб у масофанинг нисбий ўзгаришини билдиради. Гравитация тўлқинининг астрофизик объектлар (икки жисмдан иборат компакт система) ва ҳодисалар (ўта янги юлдузлар пайдо бўлиши, нейтрон юлдузлар бирлашиши, юлдузларнинг қора туйниклар томонидан ютилиши...) таъсирида ҳосил бўлишини Қуёш системасида ўлчашнинг максимал амплитудаси жуда кичик (h $=10^{-18}$—10^{-23}). Умумий нисбийлик назариясига кўра кучсиз (чизиқли) гравитация тўлқини энергия ва импулъсга эга, ёруғлик тезлигида ҳаракатланади, кўндаланг, иккита ўзаро боғлиқ бўлмаган компонентга эга ва бу компонента лар ўзаро 45° бурчак остида жойлашган (иккита кутбланиш йўналишига эга).



Гравитация тўлқинлари

Турли назарияларда гравитация тўлқини тезлиги турлича башорат қилинмоқда. Умумий нисбийлик назариясида унинг тезлиги ёруғлик тезлигига тенг.

Гравитация тўлқинларнинг кучли манбаларига қуйидагилар киради:

1. Галактикалар тўқнашуви (жуда катта масса, катта бўлмаган тезланишлар),

2. Икки жисмдан иборат системанинг гравитация бирикиши (катта массанинг катта тезланиши). Хусусий ҳолда нейтрон юлдузларнинг бирикиши.

Гравитация тўлқинларни қайд қилиш уларнинг жуда ҳам сустлиги сабабли жуда қийин масала ҳисобланади. Уларни қайд қилувчи асбоблар гравитация тўлқинлари детекторлари дейилади. Гравитация тўлқинларини қайд қилиш 1960 йилларнинг охирларидан бошланган. Иккинчи томондан умумий нисбийлик назарияси гравитация тўлқини нурланиш жараёнида энергия йўқотиши сабабли қўшалоқ юлдузнинг ўзаро айланиши тезлашишини кўрсатмоқда. Бу ҳодиса юқори эҳтимоллик билан бир неча қўшалоқ тизимларда кузатилди. 1993 йилда гравитацияни ўрганишда янги имкониятлар берувчи янги типдаги пулъсарларни кашф қилгани учун Рассел Халс ва Жозеф Тейлор (кич.) ларга Нобел мукофоти берилди (PSR B1913+16 пулсар). Бу системадаги кузатиладиган айланиш тезланиши умумий нисбийлик назарияси натижаси билан тўла мос келади. Шундай ҳодиса яна бир неча марта PSR J0737-3039, PSR J0437-4715, SDSS J065133.338+284423.37 пулсарлар ва RX J0806 қўшалоқ оқ карликлар системасида кузатилди. Яқин галактикалардаги қўшалоқ системаларда содир бўладиган катастрофалар гравитация телескоп ва антенналар учун кучли гравитация тўлқин манбалари бўлиб хизмат қилади. Яқин келажакда такомиллашган гравитация детекторларида ҳар йили Ер атрофидаги метрикани 10^{-21}—10^{-23} даражада бузувчи бир неча ҳодисани қайд қилиш имконияти бўлади. Коинотни тўлдириб турувчи гравитация тўлқинни қайд қилишнинг яна бир имконияти узоқ пулсарларни юқори аниқликда қайд қилишдир. Пулъсарлардан келаётган импулъслар келиш вақтини таҳлил қилиш орқали, Ер ва пулсар орасидаги фазода гравитация тўлқинининг ўтиши натижасида, бу вақтнинг ўзгаришини таҳлил қилиш орқали гравитация тўлқини тўғрисида хулоса қилинади. 2013 йил натижаларига кўра, гравитация тўлқинини қайд қилиш учун вақт аниқлигини бир тартибга ошириш кераклиги аниқ бўлди. Замонавий тасаввурларга кўра Коинотни реликт гравитация тўлқинлари тўлдириб турибди. Реликт гравитация тўлқинлари Катта Портлашнинг дастлабки моментларида ҳосил бўлган ва уларнинг қайд қилиниши Коинот ҳосил бўлишининг дастлабки жараёнлари тўғрисида маълумот беради.

Биринчи қайд қилинган гравитация тўлқин

LIGO ва VIRGO ҳамкорлиги томонидан 2016 йил 11 февралда гравитация тўлқинларининг тажрибада кузатилганлиги эълон қилинди. Бу гравитация тўлқини 29 ва 36 Қуёш массасига тенг иккита қора туйнукнинг бирлашиши натижасида содир бўлгани ва манбагача бўлган масофа 1,3 млрд ёруғлик йилига тенглиги хабар қилинди.

3.6. Нейтринонинг кашф қилиниши. Нейтрино осциляцияси.

Нейтроино (италянчада neutrino – кичик нейтрон, нейтронча) – ярим спинга эга фундаментал нейтрал зарра, кучсиз ва гравитация ўзаро таъсирларда қатнашади, лептонлар синфига оид зарра. Паст энергияли

нейтрино модда билан ўта кучсиз таъсирлашади. Масалан, 3^{-10} МэВ энергияли нейтринонинг сувдаги эркин югуриш узунлиги 10^{18} метр (тахминан 100 ёруғлик йили). Ҳар секундда Ерда ҳар бир 1 см. юза орқали 6.10^{10} та Қуёшдан чиққан нейтрино ўтади. Лекин уларнинг бирор моддага таъсири деярли сезилмайди. Лекин юқори энергияли нейтриноларнинг нишон билан ўзаро таъсири сезиларли даражада пайқалмоқда. Такааки Кадзита ва Артур Макдональд 2015 йили нейтринонинг массага эгалигини кўрсатувчи нейтрино осцилляциясини кузатганлари учун Нобел мукофотига сазовор бўлди. Нейтрино осциляцияси ғояси 1957 йилда Б.М. Понтекорво томонидан илгари сурилган.

Биз e+e-сочилишни таҳлил қилганимизда зарядланган лептонларга дуч келдик: электрон (e), мюон (μ) ва тау (τ) лептон ҳамда уларнинг бир хил массали ва қарама-қарши зарядли антизарралари (позитрон e+, μ+ мезон ва τ+ лептон).

Электрон ва мюон энг енгил электр зарядли зарралар ҳисобланади. Электр зарядининг сақланиши электрон турғунлигини таъминлайди ва мюон парчаланиши натижасида электрон ҳосил бўлади. Мюоннинг парчаланиши

$\mu- \rightarrow e- + \nu e + \nu\mu$

жараён орқали амалга ошади. τ – лептон мюонга қараганда кўп марта оғир, кўп адронларга нисбатан оғирроқ. Шу сабабли фақат енгил лептонларга эмас,

$\tau- \rightarrow e- + \nu e + \nu\tau$

$\tau- \rightarrow \mu- + \nu\mu + \nu\tau,$

балки адронларга ҳам парчаланиши мумкин: масалан, пион ва нейтринога

$$\tau- \rightarrow \pi- + \nu\tau.$$

Биз нейтрино ҳосил бўладиган бир неча жараённи кўрган эдик: ядронинг β-парчалани ва зарядланган лептонлар парчаланишлари. Нейтринолар электр нейтрал лептонлар бўлиб электромагнит ёки кучли ўзаро таъсирни сезмайди. Шу сабабли нейтринолар фақат кучсиз ўзаро таъсирлашади ва улар гўё қоида каби билвосита зарядланган зарралар ҳосил бўладиган жараёнларда қайд қилиниши мумкин:

$$n \rightarrow p + e- + \nu e$$
$$\nu e + p \rightarrow n + e+$$
$$\nu e + n _\rightarrow p + e-$$

Нейтрино ва антинейтринолар зарядланган пион парчаланишларида ҳосил бўладилар

$$\pi- \rightarrow \mu- + \nu\mu$$
$$\pi+ \rightarrow \mu+ + \nu\mu$$

ва ўзларини ҳар хил тутадилар. Кучсиз ўзаро таъсирларнинг кинематик таҳлили нейтринолар тинчликдаги массаси учун фақат эксперимental

юқори чегарани кўрсатади ва тўғридан-тўғри ўлчашлар массасиз нейтриноларни инкор қилмайди. Лекин нейтринолар нолга яқин массага эгалиги тўғрисида кучли асос мавжуд. Садбери Нейтрино Обсерваторияси (Канада) да, 1000 тонна оғир сув 2000 метр Ер сиртидан пастда жойлаштирилган, Черенков детекторидан фойдаланиб қуйидаги реакциялар бир вақтнинг ўзида ўлчаниши мумкин:

$$\nu e,\ \mu,\tau + d \rightarrow p + p + e-$$
$$\nu e,\ \mu,\tau + d \rightarrow p + n + \nu e,\mu,\tau$$
$$\nu e\ ,\mu,\tau + e \rightarrow \nu e,\mu,\tau + e.$$

Биринчи реакция фақат νe ни ўлчайди, чунки нейтринолар энергияси μ ёки τ ни ҳосил қилиш учун жуда ҳам кичик. Иккинчи реакция ҳидга боғлиқ эмас ва умумий нейтрино оқимини ўлчашга имкон беради. Аслида умумий нейтрино оқими νe оқимига қараганда 3 марта катталигини эксперимент кўрсатди. Учинчи реакция νe га кўпроқ сезгир, лекин умумий оқимни ўлчаш учун ҳам ишлатилиши мумкин. Ҳар бир лептон (антилептон) га ўзининг нейтрино (антинейтрино) жуфти мос келади:

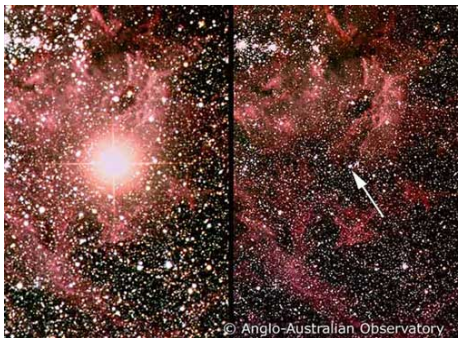
- электрон нейтрино/электрон антинейтрино;
- мюон нейтрино/мюон антинейтрино
- тау нейтрино/тау антинейтрино

Турли нейтрино турлари бир-бирига айланиши содир бўлади. Бу ҳодисага нейтрино осцилляцияси дейилади. Бу ҳодиса нейтринолар нолдан фарқли массага эгалигидан содир бўлади. Ультрарелятивистик зарралар туғилишини ўрганиш бўйича ўтказилган эксперимент нейтрино манфий спиралликка, антинейтрино эса мусбат спиралликка эгалигини кўрсатди. Назарий моделлар нейтринонинг тўртинчи тури – стерил нейтрино мавжудлигини кўрсатмоқда. Лекин бу нейтринонинг мавжудлигини тасдиқловчи эксперментлар ҳозирча мавжуд эмас (масалан, MiniBooNE ва LSND лойиҳаларида). Нейтрино массаси нолга тенг эмас, лекин бу масса ўта енгил. Барча турдаги нейтринолар массалари йиғиндисининг экспериментда баҳоланган қиймати 0,28 эВ га тенг. Нейтрино массасининг аниқ қиймати Коинотнинг яширин массасини тушунтириш учун ҳам муҳимдир. Нейтрино массасининг ўта енгиллигига қарамасдан унинг Коинотдаги концентрацияси етарли даражада юқори ва бу билан ўртача зичликка ҳисса қўшиши мумкин.

XX асрнинг 20-30- йилларида ядро физикасининг асосий муаммоларидан бири бета-парчаланишда электрон спектри муаммоси эди. Жеймс Чедвик томонидан 1914 йилда ўтказилган тажрибада бета-парчаланишда ҳосил бўлган электронлар энергияси узлуксиз спектрга эгалиги аниқланган. Яъни ядродан турли энергияли электронларнинг учиб чиқиши кузатилган. Иккинчи томондан, 20-йилларда Квант физикасининг ривожланиши атом ядросида энергия сатҳлари дискрет характерга эгалигини кўрсатди. Бу фикр биринчи бўлиб австриялик физик Лиза Мейтнер томонидан 1922 йилда айтилди. Яъни, ядро парчаланишида ҳосил

бўлган зарралар энергияси дискрет бўлиб бу энергия ядро сатҳлари орасидаги фарққа тенг бўлиши керак. Масалан, альфа – парчаланишда альфа –зарралар энергияси бу фикрни тасдиқлайди. Шу сабабли бета – парчаланишда ҳосил бўлган электронлар энергиясининг узлуксизлиги энергиянинг сақланиш қонунини шубҳа остига қўйди. Бу муаммо шу даражада муҳимлик касб этдики, 1931 йили машҳур даниялик физик Нильс Бор Рим конференциясида сўзга чиқиб микрооламда энергиянинг сақланиш қонуни бузилиши мумкин деган фикрни илгари сурди. Лекин бу ҳолатни бошқача тушунтириш йўли ҳам мавжуд эди. Бу "йўқотилган" энергиянинг номаълум ва сезилмас зарра томонидан олиб кетилади деган ғоя эди. Бу ғоя В. Паули томонидан 1930 йилнинг 4 декабрида Тюбингендаги физика бўйича анжуман иштирокчиларига юборилган хатида илгари сурилган эди. Бу зарра Энрико Ферми томонидан "нейтрино" деб номланди. В.Паули 1933 йилда бўлиб ўтган Сольвей конгресседа ½ спинга эга нейтрал зарра иштирокидаги бета-парчаланиш механизмига бағишланган реферати билан чиқиш қилди. Бу чиқиш нейтринога бағишланган биринчи расмий мақола эди. Ҳозирда нейтрино табиати жаҳоннинг унга яқин лабораторияларида ўрганилмоқда.

Қуёш ядросида содир бўладиган жараёнлар катта миқдордаги электрон нейтриноларнинг ҳосил бўлишига олиб келади. Ерга келаётган нейтрино оқими 1960 йиллар охиридан буён ўрганиб келинмоқда. Бу ўрганишлар регистрация қилинаётган Қуёш, яъни электрон нейтрино оқимининг Қуёшдаги жараёнларни баён қилувчи стандарт Қуёш модели доирасида топилган қийматидан тахминан 3 марта камлигини кўрсатади. Назария ва эксперимент орасидаги бу номутоносиблик "Қуёш нейтриноси муаммоси" номини олди. Бу муаммони ечишнинг икки йўли таклиф қилинди. Биринчи йўл – стандарт Қуёш моделини модификация қилиш, яъни Қуёш ядросидаги ҳароратни, термоядро активлигини аниқлаштириш орқали нейтрино оқими қийматини камайишига эришиш. Иккинчи йўл – нейтрино осциляцияси, яъни Қуёшда ҳосил бўлган нейтрино Ерга томон ҳаракат давомида нейтринонининг бошқа турларига айланиши ҳодисасининг содир бўлиши. Иккинчи йўл ҳозирда бу муаммони ҳал қилишнинг ҳақиқатга яқин
йўли сифатида қаралмоқда. Ва Садберидаги тажрибалар натижасида нейтрино осциляцияси содир бўлиши тўғридан тўғри тасдиқланди. Бунда вакуумда электрон (Қуёш) нейтриноси мю- ва тау-нейтриноларига айланади. Бу ҳолат Қуёш моддасида ҳам содир бўлади (Михеев-Смирнов-Вольфенштейн эффекти). Моддадаги нейтрино осциляцияси нейтрино моддада эффектив массага эга бўлиш (аслида нол массага эга бўлса ҳам) лигидан келиб чиқади.



Қуёш нейтриноси

Зичлиги текис ўзгарувчан моддада 2 тур нейтриноларнинг эффектив массалари бир-бирига яқин бўлиб қолганда осцилляция кучаяди. Бунинг учун 2 турдаги нейтринолар модда билан ҳар хил таъсирлашиши керак, яъни нейтриноларнинг эффектив потенциаллари модда зичлиги билан турлича боғланган бўлиши керак. Моддада кузатиладиган бундай осциляция Михеев-Смирнов-Вольфенштейн эффекти деб аталади ва электрон нейтрино дефецитлигини тушунтирувчи асосий сабаб деб қаралмоқда.

Осцилляция қуйидаги ҳоллар учун кузатилди:

1. қуёш нейтриноси (Девиснинг хлор-аргон эксперименти, SAGE,GALLEX/GNO галлий-германий экспериментлари, Kamiokande сув-черенков эксперименти ва SNO), BOREXINO сцинтилляцион эксперименти;
2. атмосфера нейтриноси (Kamiokande, IMB), коинот нурларининг атмосфера атом ядролари билан ўзаро таъсирлашишидан ҳосил бўлган; реактор антинейтриноси (KamLAND сцинтилляцион эксперименти, Daya Bay, Double Chooz, RENO);
3. тезлатгич нейтриноси (K2K эксперименти (инглизчада *KEK To Kamioka*) 250 км қалинлигини ўтгач мюон нейтрино миқдори камайгани кузатилди, OPERA экспериментида 2010 йили мюон нейтринонинг тау-нейтринога осцилляцияланиши натижасида тау-лептон туғилиши кузатилган. Ҳозирда мюон нейтрино ва антинейтриносининг электрон нейтрино ва антинейтриносига осцилляцияланиши MiniBooNE экспериментида ўрганилмоқда (LSND эксперименти шартлари бўйича). Бу эксперимент натижаси нейтринолар ва антинейтринолар осцилляцияси орасидаги фарқни кўрсатади. Нейтринодан фойдаланишнинг истиқболли йўналишларидан бири – нейтрино астрономияси. Маълумки, юлдузлар ёруғлик нуридан ташқари улардаги ядро реакциялари жараёнида ҳосил бўладиган нейтриноларнинг ҳам катта оқимини тарқатадилар. Юлдуз эволюциясининг сўнгги босқичларида нурланадиган энергиянинг 90% га яқини нейтринолар ҳисобига тўғри келади. Бу ҳол нейтрино ҳисобига совуш деб аталади. Шу сабабли нейтрино хоссаларини ўрганиш бу астрофизик жараёнларни тушунишга ёрдам беради. Бундан ташқари нейтрино ҳеч қандай ютилмасдан жуда катта масофаларни босиб ўта олади. Унинг бу хусусияти жуда узоқ астрофизик объектларни ҳам ўрганишга имкон беради. Нейтринонинг бошқа қўлланишига саноат ядро реакторларининг нейтрио

диагностикаси мисол бўлади. Бу мақсадда яратиладиган нейтрино детектори ядро реактори қуввати ва ёқилғиси таркибини назорат қилиб туради. Назарий жиҳатдан нейтрино оқимидан алоқа воситасида ҳам фойдаланиш мумкин. Бу йўлда ҳозирда иш олиб борилмоқда. Ернинг ички қатламларидаги радиактив элементлар парчаланишида чиққан нейтриноларни ўрганиш орқали Ернинг ички тузилишини ўрганишда фойдаланиш мумкин. Яъни, Ернинг турли нуқталаридаги геологик нейтрино оқимини ўрганиш орқали радиоактив манбалар харитасини тузиш мумкин.

3.7. Астрозарралар физикаси

Тезлаткичларсиз астрозарралар физикаси катта соҳани ўз ичига олади. Бу соҳага Коинот нурлари физикаси, Қуёш нейтриноси физикаси, қора материя, нейтрино хоссалари, нуклон стабиллиги, ўта янги юлдузлар, гамма нурлар ва нейтрино астрономияси, астрофизика, космология ва зарралар физикаси каби бўлимлар киради. Гран Сассо ер ости лабораторияси (Gran Sasso Underground Laboratory, Рим шаҳридан 100 км жанубда жойлашган) да Қуёш нейтриносини ўрганиш бўйича 2 та эксперимент ўтказилмоқда: булар Борексино (Borexino) ва ИКАРУС (ICARUS) экспериментларидир. Борексино МэВ энергиядан паст энергияларда Қуёш нейтриносини ўрганадиган сцинтилляцион детектордир. Қайд қилиш реакцияси нейтрино-электрон сочилиши бўлиб унинг қайд қилиш энергияси 250 кэВ дан бошланади. Борексино детекторининг асосий мақсади реал вақт режимида 862 кэВ энергияли бериллий Қуёш нейтриноси оқимини ўлчашдан иборат. Детектор 2200 фотокучайтиргичлар билан ўралган диаметри 8.5 метрга тенг нейлон сферик идишга солинган 300 тонна суюқ сцинтиллятордан иборат.
Борексинонинг прототипи – Сановчи Тест Машинаси (Counting Test Facility (CTF)) бўлиб энг паст ўлчашларни ҳам қайд қилишни намойиш қилиш мақсадида қурилган эди. Бу детекторда Қуёш нейтриносидан ташқари ўта янги юлдузлар ва ердан келаётган (геонейтринолар) нейтринолар ҳам ўрганилади. Бу детектор Гран Сассо лабораториясининг С залида жойлаштирилган. ИКАРУС эса суюқ аргонли вақт-проекцион камера (time projection chamber (TPC)) бўлиб ионлаштирувчи зарраларнинг 3 ўлчовли тасвирини ва ажралиб чиқадиган энергиясини аниқлашга имкон беради. Детектор ҳар бир воқеанинг 3 ўлчовли тасвирини тиклашга имкон беради ва dE/dx энергия йўқотишни катта аниқликда ифодалайди. Бу детектор

$$p \rightarrow \pi + \ldots + \nu$$

каби нуклон парчаланишларини ҳам қайд қилишга мўлжалланган. Тезлатгичларсиз астрозарралар физикасининг аҳамияти шундан иборатки, унда зарраларнинг табиий ҳолдаги хусусиятлари ўрганилади, Тезлатгичларда эса сунъий шароитдаги хусусиятлар ўрганилади. Лекин бу хусусиятлар табиий жараёнлардагига қараганда аниқ бўлмайди.

Космологик ва Галактик қора материянинг табиатини тушуниш муаммоси бизнинг зарралар физикасини ва бизни ўраб турган Коинотни

тушунишимиз учун катта аҳамият касб этади. Қора материя муаммосининг оддий ечими кучсиз ўзаро таъсирлашувчи массив зарралар (вимплар), Коинот пайдо бўлишининг дастлабки босқичларида пайдо бўлган, ва энг енгил супер-симметрик зарра-нейтралино мавжудлигини кўрсатади. Бу зарралар мавжудлиги Катта адрон коллайдери (КАК) тажрибаларида кузатилиши мумкин. Лекин суперсимметрик зарраларнинг тезлатгичларда кузатилиши уларнинг қора материяга тегишлилигини билдирмайди. Суперсимметрик зарраларнинг Сомон йўли галоси асосий компонентаси сифатида мавжудлиги турли йўллар билан қайд қилиниши мумкин. Бу тадқиқотлар натижасида суперсимметрик зарралар – нейтралинолар мавжудлигини кўрсатувчи сигналлар DAMA ва CDMS гуруҳлари томонидан эълон қилинган.

Сўнгги бир неча йил мобайнида вимпларни қидириш бўйича бажарилган ишлар катта натижа бермади. Лекин кейинги 10 йил мобайнида уларни кузатиш мумкинлиги тахмин қилинмоқда. Қора материяни тўғридан тўғри кузатиш ишлари Қора материяни билвосита қидириш ишлари дастурининг бир қисми сифатида олиб борилмоқда. Бунда гамма ва нейтрино телескоплари, учар шарлар ва Ернинг сунъий йўлдошларига ўрнатилган детекторлар кенг қўлланилмоқда. Шу мақсадда яратилган AMS детектори энг сўнгги класс детектори ҳисобланади ва у Ҳалқаро космик станцияда 3 йил мобайнида тадқиқот олиб боришга мўлжалланган. Назарий йўл билан мавжудлиги юқори даражада асосланган совуқ қора материяга номзод аксиондир. Галактик аксионларни излаш АҚШ ва Японияда олиб борилмоқда. Европада эса Қуёш аксионларини излаш ЦЕРН даги CAST экспериментида олиб борилмоқда. Бу экспериментда аксион параметрлари кенг танлаб олинган ва натижа иссиқ қора материяни ҳам қамраб олади. Шу сабабли CAST эксперименти АҚШ ва Японияда олиб борилаётган экспериментларни тўлдирувчи эксперимент ҳисобланади.

Бугунги кунда қора энергия табиатини ўрганиш физика ва космологиянинг энг муҳим муаммоларидан биридир. Қора энергия ўзининг космос эволюциясига таъсири орқали тадқиқ қилиниши мумкин. Бу йўналишдаги тадқиқотлар анъанавий астрономик техникалар ёрдамида олиб борилади. Лекин зарралар табиатини ўрганувчи физиклар, ҳам назариётчилар ва ҳам экспериментаторлар бундай лойиҳалар доирасидаги тадқиқот ишларига қабул қилинадилар. Ҳозирда АҚШ да физикларни катта DE лойиҳасига кирган SNAP ва LSST эксперментларига жалб қилиш ишлари олиб борилмоқда. Шу маънода Европадаги астрозарралар физикаси жамиятининг ҳам фаолияти фаоллашган. Бета-парчаланиш спектрини охирги ҳолатдаги зарралар ҳолатида аниқлаш кинематик жиҳатдан нейтрино массасини аниқлашга имкон беради. Шу мақсадда ҳозирда KATRIN бетта-спектрометрининг сезгирлигини бир тартибга ошириш, яъни 0.2 эV/c^2 даражага эришиш устида иш олиб борилмоқда. Болометрлар сезгирлиги ҳам улар эришиши мумкин бўлган технологик чегарага ҳали етиб боргани йўқ ва вақти келиб KATRIN бета-спектрометри сезгирлигидан ҳам яхши даражага эришиши мумкин. Уларнинг имкониятини ошириш ишлари ҳозирда кенг

даражада олиб борилмоқда. Зарядланган лептонлар ва кварклар уларнинг электр заряди натижасида Дирак зарралари ҳисобланадилар. Зарядланган фермионлар ва уларнинг антифермионлари бир хил массага эга бўлишлари зарур. Бундан келиб чиқиб зарядланган фундаментал фермионлар тўрт компонентали Дирак тенгламасини қаноатлантириши керак.

Нейтринолар нейтрал ҳисобланади ва лептон сони сақланиши аниқ бажарилмаслиги мумкин, уларнинг массаси хусусий ҳолатлари зарралар ва антизарралар суперпозициясидан иборат бўлиши мумкин. Кузатилаётган нейтриноларнинг Дирак нейтриноси ва антинейтриноси эмаслигига бирор устун сабаб йўқ, лекин битта зарранинг иккита спираллик ҳолати мавжуд ва бундай нейтрино Майорана нейтриноси деб номланади. Майорана нейтринолари уларнинг антизарралари билан мос тушади. Бундай ҳолат мавжудлиги кўп йиллар олдин Майорана томонидан таклиф қилинган. Енгил нейтринонинг дубликати оғир нейтринолар бўлиши мумкин. Элементар зарраларнинг Стандарт моделида кварклар ва лептонлар массага эга бўлишлари учун хизмат қиладиган механизм мавжуд, унга кўра фермионларнинг битта зарралар оиласи массалари катталик жиҳатдан бир тартибда бўлиши мумкин, масалан, кварклар ва лептонлар массалари

$$M_q \approx M_l = M_{q\,l}.$$

Стандарт моделнинг айрим кенгайтирилган вариантларида енгил нейтринолар M_ν ва оғир нейтринолар M_N массалари Дирак массаси билан қуйидаги $M_\nu M_N \approx M_{2q,l}$ муносабатда бўлади. Бу муносабатнинг интерпретацияси қуйидагича: Нейтринолар дастлаб зарядланган фермионлар тартибидаги Дирак $M_{q,l}$ массасига эга бўлишган, бу нейтрино ва антинейтринолар массаси уйғонган бўлган. Лептон сони аниқ сақланмаслиги сабабли, зарралар ва антизарралар бир – бири билан аралашиши мумкин, ва дастлабки Коинотнинг фаза ўтишларидан бирида бу массадаги ўйғонганлик олиб ташланиши мумкин. Бунда енгил нейтрино массаси пастга, оғириники юқорига силжиган бўлади. Майорано нейтриноси ҳосил бўлишининг бу сценарияси назариётчиларни кўп сабабдан ўзига жалб қилади. У зарядланган фермионлар массасига қараганда нейтринолар массаси нега бир неча тартиб кичиклигини, лептон сони сақланмаслигини, оғир Майорано нейтринолари парчаланишида CP жуфтликнинг бузилиши мумкинлигини ва дастлабки Коинот ривожланишида материя–антиматерия асимметриясини тушунтиришга имкон беради. Лекин ҳозирда нейтриносиз иккиламчи бета парчаланиш нейтрино табиатини аниқлашга ёрдам берадиган ягона эксперимент бўлиб қолмоқда.

Нейтриносиз иккиламчи бета парчаланишнинг аниқ сигнали нейтринонинг Майорана типидаги нейтрино, яъни ҳақиқий нейтрал зарра, эканлигини исботлайди ва унинг массаси масштабини аниқлаштиради. Ҳозирда нейтринонинг 3 та масса кенглиги мавжуд. Ҳозирда мавжуд CUORICINO ва NEMO-3 экспериментларида нейтрино массаси $\geq$ 500 МэВ оралиқда изланмоқда. Бу тажриба 1-кенгликка тегишли. Яқин 5 йил ичида

ишга тушуширилиши режалаштирилаётган Европа детекторлари - GERDA, CUORE, Super-NEMO ва COBRAнинг масса кенглиги 50-100 МэВ ни ташкил қилади. Бу детекторлар билан Европа тадқиқот марказлари нейтрино массасини аниқлаш соҳасида олдинги ўринларни эгаллашади ва натижага яқин туришибди. Янги авлод детекторлари, 1 тонна фаол массага, яхши ажратиш қобилиятига ва паст фонга эга янги авлод детекторлари масса кенглигини 20-50 МэВ га етказиши мумкин. Ва ниҳоят турли ядро изотоплари ҳамда турли экспериментал техника зарур эффект орқали нейтрино массасини аниқлашга имкон бериши мумкин. Кейинчалик 20 МэВ дан паст кенгликка эга детекторларни яратиш устида ҳам ишланмоқда. Кейинги ўн йил мобайнида бунга эришиш кутилмоқда.Нейтрино масса матрицаси, яъни турли авлод нейтриноларининг аралашишини баён қилувчи матрица, структураси зарралар физикаси ва космология учун катта аҳамият касб этади. Қуёш, ўта янги юлдузлар ва бошқа астрофизик объектлардан келаётган нейтринолар билан ўтказилган тажрибалар уларнинг айнан қайси манбалардан келаётганини аниқлашга имкон бермайди. Лекин нейтрино табиати ва нейтрино аралашиш параметри тўғрисида қимматли маълумотлар олиш мумкин бўлади. Шу сабабли аралашиш параметрини реактор ва тезлатгич нейтриноларини ўрганиш орқали топиш ҳам аҳамият касб этади. Протон парчаланишини қайд қилиш зарралар физикаси ва космологиянинг энг муҳим кашфиётларидан бири бўлар эди. Протоннинг стабил эмаслиги Стандарт моделнинг кенгайтирилган кўринишларидан келиб чиқади. Эксперимент аниқлигини бир тартиб ошириш бу ҳодисанинг содир бўлиш ёки бўлмаслигини аниқлашга имкон берар эди.

Келажакда 10^5-10^6 ҳажмдаги протонли суюқликли детекторлар яратиш бу масалани ҳал қилишга ва астрофизик табиатга эга паст энергияли нейтриноларни қайд қилишга имкон берган бўлар эди. Шу мақсадда MEMPHYS –сув-Черенков, LENA – суюқ сцинтилляцион ва GLACIER – суюқ аргонли детекторлар такомиллаштирилиши кўзда тутилган. Паст энергияли нейтринолар турли табиий манбалар томонидан ҳосил қилинади. Булар - Қуёш ядроси, ўта янги юлдузлар портлаши ва Ернинг ичидаги радиоактив моддалар бетта - парчаланишидан ҳосил бўлган нейтринолардир. Уларни ўрганиш улар ҳосил бўлган манбалар динамикасини ўрганишга имкон беради. Иккинчи томондан сунъий манбалардан олинган натижаларни солиштириш орқали нейтрино табиатини аниқлашга имкон беради. GALLEX ва GNO экспериментлари нейтрино осцилляциясини ўрганишда катта роль ўйнайди. Шу билан бирга паст энергияли нейтринолар табиати ҳам шу экспериментларда ўрганилади. Нейтрино табиати LVD (Гран Сассо, Италия), IceCube/AMANDA (Жанубий кутб), Super-Kamiokande (Япония) ва SNO (Канада) экспериментларида ҳам ўрганилмоқда. Юқори энергияли коинот нурлари кенг атмосфера жалалари, (KASCADE-Grande, Tunka ва IceTop эксперментлари), шарлар ёрдамида атмосферадан ташқарида (TRACER ва CREAM экспериментлари) ва Ернинг сунъий йўлдошларига ўрнатилган (Pamela and AMS экспериментлари) детекторлар ёрдамида ўрганиб келинган. Ҳозирда бу соҳадаги тадқиқотлар

кенг кўламда олиб борилмоқда. Юқори энергияли нейтриноларни ўрганиш ишлари энг йирик нейтрино телескопи NT200 (Байкал кўлида) ва AMANDA телескоплари (Жанубий кутбда жойлаштирилган) ёрдамида олиб борилади. Бундан ташқари ANTARES, NEMO ва NESTOR лойиҳалари доирасида Ўрта ер денгизи сув остида катта сув ости телескопи қуриш режалаштирилган.

3.8. Катта адрон коллайдери.

Кейинги авлод тезлатгичларида айнан йиғувчи ҳалқалар принципи қўлланилади ва шу сабабли ҳам уларни коллайдерлар, яъни инглизчада “Collider” – “Тўқнаштирувчи” деб аташади. Катта адрон коллайдери - КАК (инглизчада Large Hadron Collider – LHC) ҳозирда дунёдаги энг катта тезлаткич, зарядланган зарраларни қарама-қарши йўналишларда тезлатиб тўқнаштириш натижасида ҳосил бўладиган зарралар табиатини ўрганишга мўлжалланган янги авлод қурилмаси. Унда протонлар ва оғир ионлар (қўрғошин ионлари) юқори энергияларда тезлаштирилади ва ҳосил бўлган зарралар хусусиятлари ўрганилади. Бу коллайдер ЦЕРН (Европа Ядро Тадқиқотлари Маркази) да, Женева шаҳри яқинида, Швейцария ва Франция чегарасида қурилган. Катта адрон коллайдери қурилишида 100 дан ортиқ мамлакатлардан келган 10 мингдан ортиқ олим ва мухандислар иштирок этишган. Бу тезлаткичнинг “Катта” деб аталишига сабаб унинг ўлчамларидир. Асосий ҳалқасининг узунлиги 26 659 метрни ташкил қилади. “Адрон” дейилишининг сабаби унда кварклардан тузилган оғир зарралар, яъни адронлар тезлаштирилади. “Коллайдер” (инглизчада collider – сталкиватель) дейилишига сабаб унда зарралар дасталари қарама-қарши йўналишларда тезлаштирилади ва махсус нуқталарда уларнинг тўқнашувлари содир қилинади. тезлаштирилади. “Коллайдер” (инглизчада collider – сталкиватель) дейилишига сабаб унда зарралар дасталари қарама-қарши йўналишларда тезлаштирилади ва махсус нуқталарда уларнинг тўқнашувлари содир қилинади.

КАК лойиҳасининг рахбари — Лин Эванс

1990 йилларнинг охирида мавжуд 4 та ўзаро таъсирнинг 3тасини – кучли, электромагнит ва кучсиз ўзаро таъсирларни бирлаштирган Стандарт модель

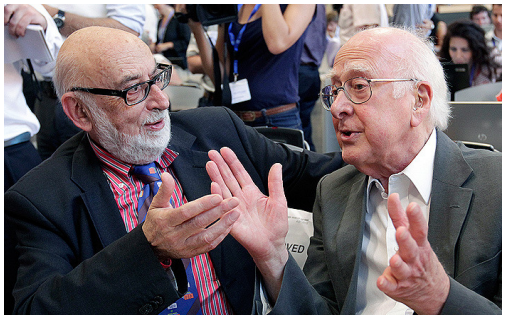
(СМ) ишлаб чиқилди. Гравитацион ўзаро таъсир эса ҳалигача УНН доирасида баён қилинади. Шундай қилиб, ҳозирда фундаментал ўзаро таъсирлар 2 та умум қабул қилинган назариялар – УНН ва СМ орқали баён қилинади. Бу назарияларни бирлаштириш квант гравитация назариясини яратишнинг анча мураккабли сабабли ҳалигача амалга ошган эмас.

Стандарт модел элементар зарраларнинг якуний назарияси ҳисоблана олмайди. Бу модель микродунё тузилиши назариясининг маълум қисми, яъни коллайдерларда 1 ТэВ дан кичик энергияларда экспериментларда кузатиладиган бир қисми бўлиши мумкин. Бу назарияни “Янги физика” ёки “Стандарт моделдан ташқаридаги” назария деб аташади. Шу сабабли Катта адрон коллайдерининг бош вазифаси элементар зарралар назарияси Стандарт моделга қараганда анча юқори даражадаги назария эканлигига бирор “ишора”ни топишдан иборат.

КАК - катта адрон коллайдери

Барча ўзаро таъсирларни битта назария доирасида бирлаштириш учун ҳар хил усуллар қўлланилмоқда: торлар назарияси, М-назариялар, супергравитация назарияси, квант гравитацияси ва бошқалар. Уларнинг айримлари ўз ички муаммоларига эга ва бирортаси тажрибада тасдиқланган натижага эга эмас. Асосий муаммо эса эксперимент ўтказиш учун мавжуд тезлаткичларда эришиш мумкин бўлмаган энергиянинг зарурлигидир. Катта адрон коллайдери айнан шундай энергияларда эксперимент ўтказишга ва мавжуд моделларнинг тўғри ёки нотўғри эканлигини аниқлашга имкон беради. Масалан, 4 тадан юқори ўлчамга эга кўплаб физик назариялар мавжуд ва бу назариялар “суперсимметрия” мавжудлигини илгари суради. Масалан, торлар назарияси ёки бу назария суперторлар назарияси ҳам дейилади, чунки суперсимметриясиз бу назария ўз маъносини йўқотади. Суперсимметрия мавжудлигининг экспериментда тасдиқланиши бу назарияларнинг тўғрилигини тасдиқлаган бўларди. Топ-кварк - энг оғир кварк ҳисобланади. Сўнгги Тэватрон натижаларига кўра унинг массаси ГэВ/$с^2$ га тенг. Унинг массаси оғирлигидан бу кварк ҳозирга қадар фақат битта тезлаткич – Тэватронда кузатилди. Иккинчи томондан топ - кваркнинг

ўзи физиклар учун қизиқ бўлиб қолмасдан, бу кварк Хиггс бозонини ўрганиш учун “қурилма” вазифасини ҳам бажаради. Чунки Хиггс бозони катта адрон коллайдерида топ-кварк – антикварк жуфтлиги билан биргаликда туғилади, яъни ҳосил бўлади. Шундай Хиггс зарраларининг туғилишини фондан ишончли ажратиб олиш учун олдиндан топ – кварклар хоссаларини яхшилаб ўрганиш зарур. Электрозаиф симметрия механизмини ўрганиш катта аҳамиятга эга. W ва Z-бозонлар туғилишини кўрсатувчи Фейнман диаграммалари нейтрал Хиггс бозонининг ҳам туғилишини кўрсатади. Катта адрон коллайдерининг асосий вазифаларидан бири айнан шу Хиггс бозонининг мавжудлигини исботлашдир. Хиггс бозонининг мавжудлиги шотланд физиги Питер Хиггс томонидан 1964 йилда Стандарт модел доирасида башорат қилинган эди. Хиггс бозони Хиггс майдони кванти деб фараз қилинади. Бу майдон орқали зарралар ўтганда маълум қаршиликка учрайди ва массага эга бўлишади. Хиггс бозони нотурғун ва катта масса (120 ГэВ/c^2 дан катта) га эга. Хиггс бозонининг ўзидан ташқари бу мезон электрозаиф ўзаро таъсирда



Э. Хиггс ва Г. Энглер

симметрия бузилишининг Хиггс механизмини ҳам таъминлаши кераклиги сабабли ҳам унинг экспериментда тасдиқланиши ўта муҳимдир. Кварк-глюон плазма ҳолатини ўрганиш ҳам муҳим физик масалалардан биридир. Коллайдерда ҳар йили 1 ой мобайнида ядролар тўқнашиши содир қилинади. Ядроларнинг бундай ультрарелятивистик тезликларда ноэластик тўқнашишида қисқа вақт давомида зич ва иссиқ ядро моддасининг ҳосил бўлиши ва кейинчалик унинг парчаланишига имкон яратади. Бунда модданинг кварк-глюон плазма ҳолатига ўтиши ва кейинчалик совуши кузатилади. Бу ҳодисани ўрганиш ва тушуниш мукаммал кучли ўзаро таъсир назариясини қуриш учун зарурдир. Бу муаммони ўрганиш ядро физикаси ва астрофизика учун ҳам ўта фойдалидир.

3.9. CMS детекторида Хиггс бозони туғилиши жараёнини моделлаштириш

Суперсимметрия назариясини асослаш ҳам катта адрон коллайдерининг мақсадларидан биридир. Бу назарияга кўра ҳар бир элементар зарра жуда оғир массали жуфтига, яъни “суперзарра”сига эга. Фотон-адрон ва фотон-

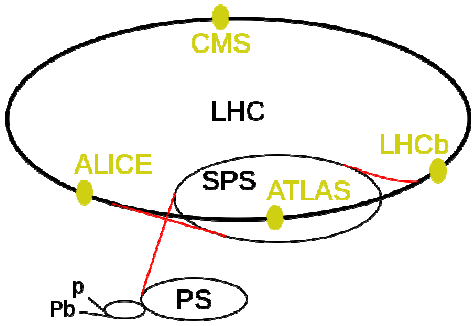
фотон тўқнашишлар Катта адрон коллайдерида ўрганиладиган жараёнлардан биридир. Маълумки, электромагнит ўзаро таъсир фотонлар (айрим ҳолларда виртуаль фотонлар) алмашиши орқали содир бўлади. Бошқача айтганда фотонлар электромагнит майдон ташувчилари ҳисобланади. Протонлар электр зарядига эга ва электростатик майдон билан ўралган. Шу сабабли бу майдонни виртуал фотонлар булути деб фараз қилишимиз мумкин. Ҳар қандай протон, айниқса релятивистик протон ўз атрофида шундай виртуал зарралар булутини ҳосил қилади. Бу виртуал зарралар булути протоннинг таркибий қисми ҳисобланади. Протонлар ўзаро тўқнашганда ҳар бир протонни ўраб турган бу виртуаль зарралар ҳам ўзаро тўқнашадилар. Зарраларнинг ўзаро тўқнашиш жараёни математик нуқтаи-назардан қатор тузатмаларга эга ва бу тузатмаларнинг ҳар бири ушбу виртуал зарралар ўзаро таъсирини акс эттиради. Буни Фейнман диаграммаларда кўриш мумкин. Шу сабаб протонлар тўқнашишини тадқиқ қилишда юқори энергиялардаги модданинг фотонлар билан ўзаро таъсири ҳам бевосита ўрганилади ва бу тадқиқотлар назарий физика учун катта аҳамиятга эга. Шу билан бирга алоҳида турдаги жараёнлар – протонлар ўзаро тўқнашишида икки фотоннинг ўзаро таъсир ва фотон-адрон ўзаро таъсир жараёнлари ҳам ўрганилади. Ядролар ўзаро таъсирида, ядролар электр зарядининг катталиги сабабли, электромагнит жараёнларнинг таъсири янада юқори бўлади.

Экзотик назарияларни текшириш ҳам Катта адрон коллайдерининг вазифаларидан биридир. Маълумки, 20-аср ниҳоясида назариётчилар томонидан Олам тузулиши тўғрисида кўплаб ноодатий ғоялар илгар сурилди. Бу ғоялар “экзотик моделлар” ёки “экзотик назариялар” деб аталади. Бундай назарияларга 1 ТэВ энергия масштабидаги кучли гравитация назарияси, катта ўлчамли моделлар, преон моделлари (бу моделларда кварклар ва лептонлар бошқа майда зарралардан ташкил топган деб қаралади) ва янги турдаги ўзаро таъсирга асосланган моделлар кабилар киради. Экзотик назарияларнинг юзага келишига асосий сабаб ҳозирда мавжуд эксперимental натижалар ягона кучли ўзаро таъсир назариясини қуриш учун етарли эмас. Лекин мавжуд эксперимental натижалар бу назарияларни маълум маънода тасдиқлайди. Шу сабабли катта адрон коллайдерида олинадиган натижалар бу назарияларни текшириш имкоиятини беради.

Шу билан бирга Катта адрон коллайдерида параллель коинотни излаш таклифлари ҳам мавжуд ва бу жараён мини қора ўра ҳосил қилиш орқали амалга оширилади. Модернизация қилингандан кейин Катта адрон коллайдери энергияси 14 ТэВ га етиши режалаштирилган. Бундан ташқари Стандарт модель баён қила олмайдиган жараёнларни топиш, W- ва Z-бозонлар хоссаларини тадқиқ қилиш, ўта юқори энергияларда ядро ўзаро таъсирларини ҳамда b- ва t- кваркларнинг туғилиш ва парчаланиш жараёнларини ўргаиш каби муаммолар ҳам Катта адрон коллайдери вазифалари қаторига киради.

3.10. ATLAS детекторини йиғиш жараёни

Тезлаткичда тўқнашувчи протонларнинг умумий энергияси масса маркази системасида 14 ТэВ (яъни 14 тераэлектронвольт ёки $14x10^{12}$ электронвольт) ни, қўрғошин ядроси энергияси эса ҳар бир тўқнашувчи нуклонлар жуфти учун 5 ГэВ ($5x10^{9}$ электронвольт) ни ташкил қилади. 2010 йил бошида КАК тезлатилган протонлар энергияси жиҳатдан олдинги рекордчи тезлатгич – Теватронни, яъни Энрико Ферми номидаги Миллий тезлатгич лабораторияси (АҚШ) да жойлашган протон-антипротон коллайдерини ортда қолдирди. Ҳозирда Катта адрон коллайдери дунёда энг қувватли тезлатгич ҳисобланади. Унинг энергияси Брукхейвен лабораторияси (АҚШ) да жойлашган оғир ионлар релятивистик коллайдери – RHIC энергиясидан бир тартиб юқори. Дастлабки вақтда тезлатгичнинг равшанлиги 10^{29} зарра/см·с бўлиб бу кўрсатгич доимо яхшиланиб борилмоқда ва бу кўрсатгични $1,7 \cdot 10^{34}$ зарра/см·с етказиш режаси бор. Бу борада КАК BaBar (SLAC, АҚШ) ва Belle (KEK, Япония) тезлатгичларига тенглашади. Тезлатгич жойлашган туннель узунлиги 26,7 км бўлиб 50 дан 175 метргача бўлган чуқурликда Швейцария ва Франция ҳудудларида жойлашган. Протонлар дастасини ушлаб туриш, тўғирлаш ва фокуслаш учун ишлатиладиган 1624 та ўта ўтказувчан магнитларнинг умумий узунлиги 22 км ни ташкил қилади. Бу магнитлар 1,9 K (−271 °C) ҳароратда, яъни гелийнинг ўта оқувчанлик ҳароратсидан паст ҳароратда ушлаб турилади.



КАК нинг умумий тузилиши

Детекторлар

КАК да 4 та асосий ва 3 та ёрдамчи детекторлар ишлатилади:

- ALICE (A Large Ion Collider Experiment)
- ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS)
- CMS (Compact Muon Solenoid)
- LHCb (The Large Hadron Collider beauty experiment)
- TOTEM (TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement)
- LHCf (The Large Hadron Collider forward)
- MoEDAL (Monopole and Exotics Detector At the LHC).

ATLAS, CMS, ALICE, LHCb — катта детекторлар бўлиб улар дасталар учрашадиган нуқталар атрофида жойлашган. TOTEM, LHCf ва MoEDAL —

ёрдамчи детекторлар бўлиб улар дасталар учрашадиган нуқталардан бир неча ўн метр масофада жойлашган.

ATLAS ва CMS — детекторлари Хиггс бозонини излаш ва “ностандарт физика”ни ҳамда қора материяни излашга мўлжалланган. ALICE — детектори қўрғошин ионлари тўқнашувларида кварк-глюон плазмани ўрганишга, LHCb — материя ва антиматерия орасидаги фарқни янада яхшироқ тушунишга ёрдам берувчи b-кварклар физикасини ўрганишга, TOTEM — детектори зарраларнинг кичик бурчакларга сочилишини ўрганишга (бунда зарралар тўқнашмасдан яқин масофалардан учиб ўтишади, яъни тўқнашмайдиган зарралар, forward particles, ва натижада протонлар ўлчамини юқори аниқликда топиш мумкин, коллайдер равшанлигини назорат қилиш мумкин), ва LHCf — ўша тўқнашмайдиган зарралар ёрдамида моделлаштириладиган коинот нурларини тадқиқ қилишга мўлжалланган. MoEDAL детектори эса секин ҳаракатланувчи оғир зарраларни излашга мўлжалланган. Коллайдернинг ишлаш жараёнида дасталар тўқнашадиган 4 та нуқтанинг барчасида бирданига протонлар ёки ядроларнинг тўқнашувлари содир қилинади ва барча детекторлар бир вақтнинг ўзида статистика йиғиб олади. Коллайдердаги зарралар тезлиги вакуумдаги ёруғлик тезлигига яқин. Тезлатиш жараёни бир неча босқичда амалга оширилади. Биринчи босқичда Linac 2 ва Linac 3 паст энергияли чизиқли тезлатгичларда протон ва қўрғошин ионлари инжекцияси содир қилинади. Кейин зарраларни янада тезлатиш учун протон синхротрон (PS) бустерига (унда 28 ГэВ энергияга эришгач), сўнг эса протон синхротрон (PS) нинг ўзига ўтказилади. Бу босқичда зарралар ёруғлик тезлигига яқин тезликда ҳаракатланади. Кейин эса зарралар тезлатилиши протон суперсинхротрон (SPS) да давом этади ва уларнинг энергияси 450 ГэВ га етади. Бундан кейин зарралар тўдаси 26,7-километрлик халқага йўналтирилади ва унда протонлар энергияси максимал 7 ТэВ га етказилади, кейин кесишиш нуқталарида детекторлар содир бўлган жараёнларни қайд қилади. Иккита қарама-қарши зарралар дастасининг ҳар бири 2808 та “тўда”га эга бўлиши мумкин. Бу “тўда”лар бир-биридан маълум масофаларда жойлашади. Зарралар “тўда”си узунлиги бир неча сантиметрга тенг ва ҳалқа бўйлаб синхрон ҳаракатланади. Жараён бошланишида фақат битта “тўда” тезлатилади ва кейин “тўда”лар сони ошириб борилади. “Тўда”лар маълум кетма-кетликда ҳалқанинг детекторлар жойлашган 4 та нуқтасида тўқнашадилар. КАК даги барча “тўда”ларнинг кинетик энергияси, уларнинг массаси наноғраммдан юқори эмас ва оддий кўзга кўринмаса ҳам, реактив самолёт кинетик энергиясига тенг. Бу энергияга зарраларнинг ёруғлик тезлигига яқин бўлган тезлиги орқали эришилади. 7 ТэВ энергияли протонлар тезлиги ёруғлик тезлигидан 3 м/с га кам холос. “Тўда”лар тезлатгич бир айланасини 0,0001 секунддан камроқ вақтда босиб ўтади. Улар секундига 10 минг айланишни амалга оширади.

Тезлатгич ишлаб турганида электр энергия сарфи 180 МВт ни ташкил қилади. Бу энергияни қиёслаш учун қуйидаги фактларни келтириш мумкин: 2009 йилда бутун ЦЕРН нинг электр таъминоти — 1000 ГВт·с бўлган бўлса,

бу миқдорнинг 700 ГВт·с қисми тезлатгичга сарф қилинган. Бу миқдор бутун Женева шаҳри йиллик энергия сарфининг 10% ини ташкил қилади. Катта адрон коллайдерини қуриш ғояси 1984 йилда туғилган. Бу ғоя 10 йилдан кейин расмий равишда тасдиқдан ўтган ва қурилиш ишлари 2001 йилда, бундан олдинги коллайдер – Катта электрон – позитрон коллайдери қурилиши тугаши билан бошланган. Лойиҳа раҳбари – Линдон Эванс. 2006 йил 19 ноябрда магнитларни совутиб туриш учун махсус криоген линияси қурилиши тугалланди. Шу йили 27 ноябрда туннелда охирги ўта ўтказувчан магнит ўрнатилди.

2018 йилгача коллайдерда 13-14 ТэВ энергиялардаги натижалар статистикаси йиғилади. Кейин 2 йилга коллайдер фаолияти тўхтатилади. Бу даврда бирламчи тезлатгичлар дасталар интенсивлигини ошириш мақсадида модернизация қилинади. Шу билан бирга детекторлар сезгирлиги оширилади ва бу ҳолат коллайдер равшанлигини икки марта оширишга олиб келади. 2021 йил бошидан 2023 йил охиригача 14 ТэВ энергияли тўқнашувлвр натижалари олинади ва ўрганилади. Шундан сўнг коллайдер яна 2,5 йилга тўхтатилади. Бу вақт мобайнида тезлатгичнинг ўзи ҳам, детекторлар ҳам модернизация қилинади. Натижада равшанликнинг 5-7 марта оширилиши кўзда тутилган. Бунга дасталар интенсивлигини ошириш ва дасталар тўқнашадиган нуқтада фокусни кучайтириш орқали эришиш кўзда тутилган. Бундан ташқари протон ва электронлар тўқнашувини амалга ошириш (LHeC лойиҳаси) имконияти ҳам муҳокама қилинмоқда. Бунинг учун электронларни тезлатиш линияси қурилиши талаб қилинади. LHeC лойиҳасига энг яқин лойиҳа немисларнинг электрон-протон коллайдери - HERA ҳисобланади. Чунки протон-протон тўқнашувларига қараганда электроннинг протонда сочилиши протоннинг кварк структурасини ўрганиш учун “тоза” инструмент вазифасини бажаради. Барча модернизацияларни эътиборга олганда катта адрон коллайдери 2034 йилгача фаолият юритади. Лекин 2014 йилда ЦЕРН да юқори энергиялар физикасини янада ривожлантириш бўйича таклифлар ишлаб чиқиш бўйича қарор қабул қилинган. Периметри 100 км гача бўлган коллайдер қуриш имкониятларини ўрганиш бўйича ишлар бошлаб юборилган. Бу лойиҳа FCC (Future Circular Collider) номини олган. Лойиҳа Z-, W-, Хиггс бозонлари ва t-кваркни ўрганишга мўлжалланган даста энергияси 45-175 ГэВ ли электрон-позитрон (FCC-ee) машинасини ва 100 ТэВ энергияли адрон коллайдери (FCC-hh) ни яратишни ўз ичига олади.

Назорат саволлари

1.Стандарт модели нима?

2.Калибровка бозонларга қандай зарралар киради?

3.Хиггс бозонлари нима?.

4.А.Фридман модели нима?

5.Хаббл доимийси нечага тенг?

6.Қайноқ Коинот назарияси нимани тушунтиради?

7.Буюк бирлаштириш нимани англатади?

8.Қора материя нима?

АДАБИЁТЛАР

1. Бекжонов Р.Д. Атом ядроси ва зарралар физикаси. Т. :Укитувчи, 1994.576 б.
2. Борн М. Атомная физика. – Москва: Мир, 1965.
3. Гольдин Л.Л., Новикова Г.И. Введение в атомную физику. – Москва: Наука, 1969. – 304 с.
4. Матвеев А.Н. Атомная физика. – Москва: Высшая школа, 1989. – 439 с.
5. Нерсесов Э.А. Основные законы атомной и ядерной физики. – Москва: Высшая школа, 1988. – 288 с.
6. Сивухин Д.В. Общей курс физики. Атомная и ядерная физика. Ч.1. – Москва: Наука, 1986. – 415 с.
7. Иродов И.Б. Задачи по общей физики. – Москва: МГУ, 2001.
8. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика: Учебник. В 3-х тт. Т.1. Физика атомного ядра. - СПб.: Издательство “Лань”, 2009. 384 с.
9 . Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика, М.: Наука, 1980.-728 с.
10. Тешабоев К.Т. Ядро ва элементар зарралар физикаси. Т.:Укитувчи, 1992.
11. Иродов И. Е. Сборник задач по атомной и ядерной физике. М.: Атомиздат, 1971. 216 с.
12. Жуковский Ю.Г., Сергеев В.О., Антоньев Н.М. Практикум по ядерной физике. М., «Высшая школа», 1975. — 197 с.
13. Вальтер А.К., Залюбовский И.И. Ядерная физика. Харьков: Основа, 1991. 479 с.
14. Михайлов В.М., Крафт О.Е. Ядерная физика. Л.: Изд-во ЛГУ, 1988.-327с.
15. Ракобольская И.В. Ядерная физика. М.: Изд-во МГУ, 1981. - 280 с.
17. Савельев, И. В. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. - СПб.: Лань, 2016. - 308 с.
18. Кузнецов, С. И. Курс физики с примерами решения задач. Оптика. Основы атомной физики и квантовой механики. Физика атомного ядра и элементарных частиц. - СПб.: Лань, 2015. - 336 с.
19. Маскевич, С. А. Атомная физика. Тестовые задания - Гродно: ГрГУ, 2006. - 238 с.
20. Королёв, Ф. А. Курс физики: Оптика, атомная и ядерная физика - М.: Просвещение, 2001. - 608 с.
21. Е. В. Шполский. Атомная физика. В двух томах. Москва. Наука. 1992.

МУНДАРИЖА

КИРИШ

I-БОБ ЖИСМЛАРНИНГ НУРЛАНИШИ

1.1.Абсолют қора жисмнинг иссиқликдан нурланиши.....6

1.2. Фотоэффект ҳодисаси 12
1.3. Ёруғликнинг квант табиати.....18
1.4. Ёруғликнинг хусусиятлари.....23
1.5. Фотонлар. Электрон-позитрон жуфтлиги ва аннигляцияси.....25

II-БОБ ЁРУҒЛИКНИНГ ТЎЛҚИН ХОССАЛАРИ
1.2.Де-Бройл тўлқинлари.....36
2.2. Микрозарралар дуализми. Де-Бройл ғояси.....37
2.3.Тўлқинлар дифракцияси.....41
2.4. Гейзенбергнинг ноаниқлик муносабати.....44
2.5. Тўлқин функциянинг физик талқини.....49

III-БОБ ВОДОРОД АТОМИ УЧУН ШРЕДИНГЕР ТЕНГЛАМАСИ

3.1. Водород атоми учун Шредингер тенгламаси.....63

3.2. Шредингер тенгламасининг эркин зарралар учун тадбиқи.....70

IV-БОБ АТОМ ТУЗИЛИШИ
4.1. Атом моделлари.....81
4.2. Атомнинг спектрал сериялари.....86
4.3. Водород атомининг нурланиш спектрлари. 88

V-БОБ АТОМЛАРНИНГ ХУСУСИЯТЛАРИ
5.1. Атомларнинг хусусиятлари.....96
5.2. Паули принципи 101
5.3. Д.И. Менделеев элементлар даврий системаси. 103

VI – БОБ КВАНТ СТАТИСТИКАСИ ЭЛЕМЕНТЛАРИ.
6.1. Квант тизимининг статистик тавсифи.....117
6.2. Металлардаги электронларнинг квант статистикаси.....120
6.3 . Металлар электр ўтказувчанлигининг квант назарияси.....122
6.4. Ярим ўтказгичлар физикаси.....123
6.5. Ярим ўтказгичларда электр ўтказувчанлик.....124

6.6. Ўта ўтказувчанлик ҳодисаси.....127
6.7. Кристалларнинг тузилиши.....128
6.8. Кристаллардаги нуқсонлар.....131
6.9. Фононлар. Кристалларнинг иссиқлик сиғими.....132

ЯДРО ФИЗИКАСИ АСОСЛАРИ

I-БОБ АТОМ ЯДРОСИНИНГ ХОССАЛАРИ

1.1. Ядронинг асосий хусусиятлари.....140
1.2. Ядро кучлари ва моделлари.....145

II-БОБ РАДИОАКТИВЛИК ҲОДИСАСИ

2.1. Радиоактивлик ҳодисаси.....159
2.2. Алфа-емирилиш.....162
2.3. Бета-емирилиш.....166
2.4. Бета-емирилишларда энергия муносабатлари.....168
2.5. Бета-турғунлик шарти ва емирилиш турлари.....170
2.6. Бета-спектр ва нейтрино.....172

III-БОБ ГАММА – НУРЛАНИШ

Гамма-нурланишда.....181
3.2 Ички конверсия ҳодисаси.....184

3.3 Мёссбауер эффекти.....186
3.4. Гамма-нурларнинг моддалар билан таъсирлашуви.....188
3.5 Фотоэффект.....189
3.6 Комптон эффекти.....192
3.7. Электрон-позитрон жуфтининг ҳосил бўлиши.....197
3.8. Зарядланган зарраларнинг муҳитдан ўтиши.....198
3.9 Радиация нурланиши.....206
3.10. Вавилов – Черенков нурланиши.....208

IV-БОБ ЯДРО ФИЗИКАСИНИНГ ТАЖРИБАВИЙ УСУЛЛАРИ

4.1. Ядровий реакцияларнинг асосий қонуниятлари.....213
4.2. Ядро реакциялари.....214
4.3. Занжир реакцияни амалга ошириш.....217
4.4 Тезлатгичлар.....218
4.5. Детекторлар.....220
4.6. Реакторлар.....222
4.7. Термоядровий реакциялар.....224
4.8. Бошқариладиган термоядро реакциялари.....227
4.9. Радиоактив нурланишларнинг биологик таъсири. 229

ЗАРРАЛАР ФИЗИКАСИ

I–БОБ ЭЛЕМЕНТАР ЗАРРАЛАР

1.1. Элементар зарраларнинг хоссалари.....238
3.2. Элементар зарралар классификацияси.....242

II–БОБ МАЙДОН НАЗАРИЯСИ

2.1. Майдон назарияси 246
2.2. Майдон формализми.....248
2.3. Скаляр майдон.....249
2.4. Вектор майдон.....250
4.5. Электромагнит майдон.....252
2.5. Спинор майдон.....254

III-БОБ БУЮК БИРЛАШУВ НАЗАРИЯСИ

3.1 . Бирлашув назарияси тарихи 258
3.2. Стандарт модели.....259

3.3. Илк коинот.....262
3.4. Қора материя.....267
3.5. Гравитация тўлқинлари.....277
3.6. Нейтринонинг кашф қилиниши. Нейтрино осциляцияси.....279
3.7. Астрозарралар физикаси.....283
3.8. Катта адрон коллайдери. 287
3.9. CMS детекторида Хиггс бозони туғилиши жараёнини моделлаштириш 290
3.10. ATLAS детекторини йиғиш жараёни 291
Адабиётлар

Низом Абдураззакович Тайланов – Физика математика фанлари номзоди