



**ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ ФАНЛАР АКАДЕМИЯСИ
ЯДРО ФИЗИКАСИ ИНСТИТУТИ**

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

**МИРЗО УЛУҒБЕК НОМИДАГИ ЎЗБЕКИСТОН МИЛЛИЙ
УНИВЕРСИТЕТИ**

**ЮЛДАШЕВ Бехзод Содиқович
ПОЛВОНОВ Сатимбой Ражапович
БОЗОРОВ Эркин Хожиевич**

АМАЛИЙ ЯДРО ФИЗИКАСИ

*Ўзбекистон Республикаси Олий ва ўрта махсус таълим вазирлиги
томонидан Олий ўқув юртлари талабалари учун дарслик сифатида тавсия
этилган*

Тошкент – 2018

**УДК 539.12-13
ББК 22.383**

Б.С. Юлдашев, С.Р. Полвонов, Э.Х. Бозоров. // Амалий ядро физикаси //
Дарслик / Тошкент, “Университет” 2018. 398 бет

ISBN 978-9943-5280-9-3

Ушбу дарслик амалий ядро физикаси соҳасидаги мутахассислар, докторантлар ва олий ўқув юртлари магистрантлари ва бакалаврлари учун мўлжалланган. Дарсликда ядро нурланишларининг модда билан ўзаро таъсири, ядро нурланишларининг тиббиётда қўлланилиши, радиоактив парчаланишлар, ядро реакциялари ва уларнинг турлари, дозиметрия асослари, активацион таҳлил, ташхис қўйишда қўлланиладиган радионуклидлар, позитрон эмиссион томографиянинг ишлаш тамойили, радиоизотопларни олиш ва уларнинг тиббиётда қўлланилиши баён этилган.

«Амалий ядро физикаси» фанидан маъруза ва амалий машғулотларни ўтказиш, мазкур машғулотларда топшириқларни бажаришга доир дарслик Ўзбекистон Республикаси Олий ва ўрта махсус таълим Вазирлиги томонидан тасдиқланган ўқув режасига биноан тайёрланган.

Ўзбекистон Республикаси Олий ва ўрта махсус таълим вазирлигининг 2018-йил 27-мартдаги 274-сонли буйруғига асосан, Ўзбекистон Республикаси Вазирлар Маҳкамаси томонидан лицензия берилган нашриётларга нашр қилишга рухсат берилди.

Рўйхатга олиш рақами 274-317

**УДК 539.12-13
ББК 22.383**

Такризчилар: ЎзРФА академиги, ЎзМУ физика факультети “Ядро физикаси” кафедраси профессори, физика – математика фанлари доктори

Т.М. Муминов

ЎзМУ физика факультети “Ядро физикаси” кафедраси профессори, физика – математика фанлари доктори

И. Холбаев

ЎзРФА акад. О.С. Содиқов номидаги Биоорганик кимё институти, биология фанлари доктори

Ш.С. Хушматов

ЎзРФА Ядро физикаси институти “Ядровий тиббиёт” лабораторияси мудири, физика – математика фанлари номзоди, катта илмий ходим

Ғ.А. Қулабдуллаев.

ISBN 978-9943-5280-9-3

© «Университет» нашриёти, 2018

МУНДАРИЖА

СЎЗ БОШИ.....	7
КИРИШ.....	9
I БОБ. РАДИОАКТИВЛИК ҲОДИСАСИ.....	11
Кириш.....	11
1.1-§. Радиоактивлик ҳодисасининг умумий тавсифи.....	12
1.2-§. Радиоактив парчаланишнинг асосий қонунлари.....	16
1.3-§. Альфа-парчаланиш	21
1.4-§. Бета-парчаланишлар.....	24
1.5-§. Гамма-нурланиш.....	31
1.6-§. Ички конверсия ҳодисаси.....	36
1.7-§. Мёссбауэр эффекти ва унинг қўлланилиши.....	39
1.8-§. Кластер радиоактивлик.....	47
1.9-§. Қўшалок бета-парчаланишлар.....	59
1.10-§. Нейтрон радиоактивлик.....	62
1.11-§. Радиоактив парчаланиш жараёнларининг синфларга бўлиниши.....	67
1.12-§. Радиоактив фон.....	70
1.13-§. Табiiй радиоактив аэрозоллар.....	77
1.14-§. Сунъий радиоактив фон.....	82
1.15-§. Цезий-137 радионуклидининг тупрокдаги миграцияси	85
Масалалар ечиш учун намуналар.....	88
Мустақил ечиш учун масалалар.....	95
Назорат саволлар.....	96
Тест саволлар.....	97
II БОБ. ЯДРО РЕАКЦИЯЛАРИ.....	101
Кириш.....	101
2.1-§. Ядро реакцияларининг таърифи. Асосий тушунчалар...	102

2.2-§. Ядро реакцияларининг кесими ва чиқиши.....	103
2.3-§. Фотоядро реакциялари.....	106
2.4-§. Нейтронлар иштирокидаги ядро реакциялари.....	108
2.5-§. Активация тенгламаси	113
2.6-§. Радиоизотопларни олиш ва уларнинг тиббиётда қўлланилиши.....	116
2.7-§. Ядровий тиббиётида қўлланилаётган радионуклидларнинг синфларга бўлиниши.....	117
2.8-§. Йод-123 радиоизотопининг тиббиётда қўлланилиши.....	121
2.9-§. Радиацион экология.....	131
2.10-§. Ядро хусусияти ва ядро реакциялари бўйича маълумотлар марказлари.....	158
Масалалар ечиш учун намуналар.....	160
Мустақил ечиш учун масалалар.....	166
Назорат саволлар.....	167
Тест саволлар.....	168
III БОБ. ЯДРО НУРЛАНИШЛАРИНИНГ МОДДА БИЛАН ЎЗАРО ТАЪСИРИ.....	171
Кириш.....	171
3.1-§. Зарядланган оғир зарраларнинг модда орқали ўтиши...	173
3.2-§. Зарядланган енгил зарраларнинг модда орқали ўтиши..	176
3.3-§. Синхротон нурланишлар.....	179
3.4-§. Зарядланган зарраларнинг каналлашиши. Каналлашиш шарти. Линхард бурчаги.....	186
3.5-§. Гамма-нурларнинг модда билан ўзаро таъсири.....	191
3.6-§. Ионлаштирувчи радиациянинг биологик таъсир механизми.....	196
Масалалар ечиш учун намуналар.....	216
Мустақил ечиш учун масалалар.....	221
Назорат саволлар.....	222
Тест саволлар.....	223

IV БОБ. ЯДРО НУРЛАНИШЛАРИНИНГ ТИББИЁТДА ҚЎЛЛАНИЛИШИ.....	227
Кириш.....	227
4.1-§. Дозиметрия асослари.....	228
4.2-§. Ташхис қўйишда қўлланиладиган радионуклидлар.....	257
4.3-§. Ядро реакторларида олинадиган радионуклидлар.....	261
4.4-§. Циклотронда радионуклидлар ишлаб чиқариш.....	264
4.5-§. Электрон тезлатгичларда радионуклидлар чиқишларини аниқлаш.....	268
4.6-§. Позитрон эмиссион томография.....	273
4.7-§. Позитрон эмиссион томографиянинг ишлаш тамойили.	276
Масалалар ечиш учун намуналар.....	288
Мустақил ечиш учун масалалар.....	293
Назорат саволлар.....	294
Тест саволлар.....	295
V БОБ. АКТИВАЦИОН ТАҲЛИЛ.....	299
Кириш.....	299
5.1-§. Активацион таҳлил методи.....	299
5.2-§. Микдорий натижаларни олиш услубиятлари.....	303
5.3-§. Активацион таҳлил сезгирлиги. Аниқланиш ва пайқаш чегараси.....	304
5.4-§. Активацион таҳлилнинг умумий йўналиши.....	305
5.5-§. Нейтрон-активацион таҳлил.....	311
5.6-§. Гамма-активацион таҳлил.....	318
5.7-§. Зарядланган зарралар ёрдамида активацион таҳлил.....	329
5.8-§. Инструментал активацион таҳлилнинг спектрометрик методлари.....	334
5.9-§. Гамма-нурланишлар спектрометрияси.....	335
5.10-§. Активацион таҳлил ўтказиш учун зарур бўлган аппаратуралар комплекси.....	347
Масалалар ечиш учун намуналар.....	354

Мустақил ечиш учун масалалар.....	360
Назорат саволлар.....	361
Тест саволлар.....	362
ТЕСТ САВОЛЛАРИНИНГ ЖАВОБЛАРИ.....	367
ГЛОССАРИЙ.....	369
АДАБИЁТЛАР.....	371

Амалий ядро физикасига бағишланган мазкур дарслик муаллифларнинг Мирзо Улуғбек номидаги Ўзбекистон Миллий университети физика факультети “Атом ядроси ва элементар заррачалар физикаси, тезлаштирувчи техника” мутахассислигида таълим олаётган талабаларга кўп йиллар давомида ўқилган маърузалари асосида тайёрланилди.

Ушбу дарслик ўзбек тилида илк бор ёзилган. Бунда амалий ядро физикаси фани соҳасида қўлга киритилган энг сўнги ютуқлар тўлиқ баён этилган. Дарсликнинг асосий мақсади амалий ядро физикаси ютуқларини фан ва техникада, тиббиётда ва саноатда қўлланилишини ёритишдан иборат.

Дарслик бешта бобдан иборат. Кириш қисмида амалий ядро физикасининг ривожланиш босқичлари баён этилган. Радиоактивлик ҳодисаси ва унинг турлари, радиоактив фон, ядро реакциялари ва уларнинг турлари, ядро реакцияларининг радиоизотоплар олишда қўлланилиши, тиббиётда радиоизотопларнинг қўлланлиши ва имкониятлари биринчи ва иккинчи бобларда баён этилган. Зарядланган зарраларнинг модда билан ўзаро таъсири, электронларнинг радиацион тормозланиши, Вавилов-Черенков нурланиши, синхротрон нурланишлар, зарядланган зарраларнинг кристаллардан ўтишида каналлашиш ҳодиси, гамма-нурларнинг модда орқали ўтиши каби мавзулар учинчи бобда баён этилган. Тўртинчи боб алоҳида эътиборга сазовор бўлиб, бунда замонавий тиббиётда ядро нурланишларининг қўлланилишлари, радиоизотопларнинг ташхис ва даволашда қўлланилишлари тўлиқ ёритилган. Замонавий ядро физикавий

таҳлил усулларида бири бўлган активацион таҳлил методи ва унинг турли соҳаларда қўланилишининг аналитик имкониятлари бешинчи бобда келтирилган. Шунингдек дарсликда назорат саволлар, бобга оид масалалар ечимлари ва мустақил ечиш учун масалалар, глоссарий ва тест саволлари ҳам келтирилган бўлиб, булар талабаларга мазкур фанни ўзлаштиришда ёрдам беради.

Муаллифлар мазкур китоб қўлёзмасини кўриб чиқиб қимматли маслаҳатлар берган ядро физикаси кафедраси профессори, ф.-м.ф.д. И. Холбаевга, ЎзР ФА Ядро физикаси институти катта илмий ходимлари, ф.-м.ф.н. Ғ.А. Қулабдуллаевга, М. Каюмовга ва ЎзР ФА акад. О.С.Содиқов номидаги Биоорганик кимё институти, биология фанлари доктори Ш.С. Хушматовга, шунингдек китобни нашр этишда махсус муҳар-рирлик қилган ЎзР ФА академиги, профессор Т.М. Мўминовга ўз миннатдорчиликларини изҳор қиладилар.

Ушбу дарслик амалий ядро физикаси фани бўйича илк бор ўзбек тилида ёзилган биринчи китоб бўлгани учун у айрим камчиликлардан ҳоли эмас.

Муаллифлар китобнинг кейинги нашрларида бу камчиликларни тузатишларига имкон берадиган таклиф ва мулоҳазаларини юборувчи китобхонларга миннатдорчилик билдирадилар.

КИРИШ

Ядро физикаси фани атом ядросининг тузилиши, хусусияти ва унда юз берадиган жараёнлар ҳақидаги фандир. Ядро физикаси соҳасида қўйилган биринчи қадам 1896 йилда А. Беккерель томонидан радиоактивлик ҳодисасининг кашф этилиши бўлди. Ушбу кашфиётдан кейин радиоактивлик ҳодисаси бўйича кетма-кет кашфиётлар қилинди, янги радиоактив изотоплар кашф этилди.

Атом ядроси тўғрисида биринчи маълумот 1911 йилда

Э. Резерфорд томонидан таклиф этилган атомнинг ядро моделида берилди. Бу моделга асосан атом марказида жуда кичик ўлчамли ($\sim 10^{-12}$ см) мусбат зарядланган ядро ва унинг атрофида нисбатан катта масофада ($\sim 10^{-8}$ см) жойлашган электронлардан иборатдир. Электроннинг массаси жуда ҳам кичик бўлгани сабабли, атомнинг деярлик бутун массаси ядрога тўпланган бўлади. Шундай қилиб, “Ядро физикаси” фани дунёга келган сана 1911 йил деб айтиш мумкин.

Ядро физикасининг кейинги ривожланиши ва унинг ютуқларини турли соҳаларга қўллаш натижасида янги фан - амалий ядро физикаси пайдо бўлди.

Амалий ядро физикаси фани ядро физикасининг муҳим ютуқларини амалда, яъни: фан ва техникада, тиббиётда, саноатнинг турли соҳаларида қўллашдан иборат. Амалий ядро физиканинг асосий моҳияти шундан иборатки, бунда ядро физикасининг ютуқлари асосида модда, атроф-муҳит объектлари, технологик жараёнларнинг турли хусусиятларини назорат ва тадқиқ қилиш учун ядро-физикавий методлар, асбоб ва ускуналар ишлаб чиқиш, яратиш ва қўллашдан иборат.

Ҳозирги кунда ушбу фан жадал ривожланиб бораётган амалий фанлардан биридир. Ушбу фан бир неча йўналишларга бўлиниб кетади. Шуларнинг ичида энг муҳимлари активацион таҳлил, дозиметрия, нурланишларнинг моддалар билан ўзаро таъсири, ядро энергетикаси, ядро тиббиёти ва ядро экологиялари ҳисобланади. Бу йўналишлардан ташқари мазкур фан асосида янги йўналиш - ядро технологиялари деб номланган йўналиш ҳам вужудга келди. Мазкур китобда активацион таҳлил, дозиметрия ва нурланишларнинг моддалар билан ўзаро таъсири йўналишларига асосий эътибор берилган. Қисман ядро тиббиёти ҳақида ҳам муҳим маълумотлар берадиган мавзулар ва тушунчалар киритилган.

I БОБ.

РАДИОАКТИВЛИК ҲОДИСАСИ

Радиоактивлик ҳодисаси кашф этилганлигига ҳам юз йилдан ошди. Ушбу давр ичида бу ҳодиса ҳар томонлама ўрганилди, янги хусусиятлари ва турлари кашф этилди. Энг сўнгги кашф этилган турларидан бири бу кластер радиоактивлик ёки кластер парчаланишдир. Бу парчаланиш йигирманчи асрнинг охирларида кашф этилган бўлиб, у ноёб радиоактивликлар гуруҳига киради. Ҳозирги кунда 25 та ядронинг кластер парчаланиши экспериментал аниқланилди.

Радиоактивлик икки хил кўринишда, яъни табиий ва сунъий радиоактивликга бўлинади. Ерда учрайдиган табиий радиоактивликни илк бор Пьер ва Мария Кюрилар тадқиқ қилган. Сунъий радиоактивликни ёки сунъий радиоактив элементларни илк ҳосил қилиш имкониятларини очган олимлар Ирен ва Фредерик Жолио-Кюрилардир. Улар илк бор сунъий радиоактив элементни синтез қилганлар. Кейинчалик бу радиоактив изотоплар турли соҳаларда кенг қўлланила бошланди.

Кейинги вақтларда радиоактив изотоплар ишлаб чиқариш ва уларнинг қўлланиш соҳалари кенгайиб бормоқда. Айниқса буни тиббиётда қўлланиши ва ишлаб чиқарилаётган радиоактив изотоплар (радионуклидлар) сони ва номенклатураси ошишида яққол кўриш мумкин.

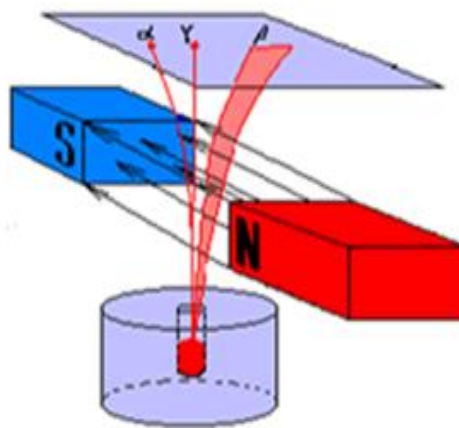
Мазкур бобда радиоактивлик, радиоактив парчаланиш қонунлари, парчаланиш турлари, ички конверсия ҳодисаси, Мёссбауэр

эффекти ва унинг қўлланилиши ҳамда радиоактив фон мавзуларига тўхталиб ўтилади.

1.1-§. Радиоактивлик ҳодисасининг умумий тавсифи

Радиоактивликнинг кашф этилиши атом тузилиши ҳақидаги таълимот тараққиётида катта аҳамиятга эга бўлди. Радиоактивликни (лотинчадан radio - нурланиш, radius - нур ва activus - таъсирчан) 1896–йилда француз олими Анри Беккерель кашф этди. А. Беккерель уран металли бирикмалари бўлган рудада кўзга кўринмайдиган, аммо фотопластинкага таъсир қиладиган нурлар чиқаришини пай-қади. Агар қоронғи уйда бир парча уран рудаси фотопластинка устига бир неча кун қўйилиб, сўнгра пластинка очилтирилса, унда руда парчасининг тасвири тушиб қолганини кўриш мумкин. Радиоактивлик ҳодисасини Беккерель ана шу йўл билан топган. Беккерель кашфиётидан кўп ўтмасданоқ бундай кўзга кўринмас нурларни бошқа моддалар ҳам чиқариши аниқланган. Барча бундай моддалар радиоактив моддалар деб, моддаларнинг бундай нурлар чиқариш хусусияти эса радиоактивлик деб атала бошланди. Радиоактивлик ҳодисасини ўрганиш соҳасида француз олимлари Мария Склодовская-Кюри ва Пьер Кюриларнинг хизмати катта бўлди. Улар бир неча тонна уран рудасини қайта ишлаб, **фанга** маълум бўлмаган металлнинг бир граммига яқин миқдорини ажратиб олишган. Бу металлнинг радиоактивлиги ураннынг радиоактивлигидан бир неча миллион марта ортиқ эканлиги аниқланди. Олимлар бу металлни радий деб аташган (радий – нурли демакдир, лотинча радиус – нур сўзидан олинган). Олимлар радиоактив парчаланиш жараёнига табиатдаги қандай кучлар таъсир эта олади (уни тезлаштиради ёки секинлаштиради) деган саволга жавоб излай бошладилар. Диққат

билан ўтказилган текширишлар натижаларидан маълум бўлдики, жуда юқори ёки жуда паст температуралар, кучли электр ва магнит майдонлари, юқори босим ва тезланишлар, кучли химявий реактивлар ҳам радийнинг парчаланиш жараёнига таъсир эта олмаслигини кўрсатди. Пьер ва Мария Кюрилар радий доначасини магнит майдонида қўйиб, бир жинсли бўлган радиоактив нурлар дастасини майдон таъсирида икки дастага ажралишини пайқадилар. Бу дасталардан бирида радиоактив заррачалар олдинги йўналишда тўғри чизиқ бўйлаб ҳаракатланади, иккинчисидан эса бир томонга оғиб, ўз йўлини ўзгартиради. Нурларнинг оғиш йўналиши ва бурчагига қараб, оғувчи нурлар манфий зарралар оқими эканлигига ишонч ҳосил қилиш мумкин. Жуда синчиклаб текширишлар натижаси бу нурларнинг электронлар эканлигини кўрсатди. Учиб чиқаётган электронларнинг тезлик-лари турлича бўлиб чиқди. Магнит майдон таъсирида оғувчи дастада тезликлари ёруғлик тезлигига яқин тезлик билан ҳаракатланувчи электронлар ҳам учрайди. Радиоактив нурларнинг магнит майдонида оғмайдиган қисми қандай табиатга эга эканлигини аниқлашгина қолди. Инглиз физиги Эрнест Резерфорд бу масалани ҳал қилишга киришди. У Пьер ва Мария Кюрилар тажрибасини кучли магнит майдонида ўтказишга аҳд қилади. Э.Резерфорд тажрибасида радио-актив нурларнинг Пьер ва Мария Кюрилар тажрибасидаги магнит майдон таъсирида оғмайдиган қисми кучли магнит майдонда иккита дастага ажралиши кузатилди. Бу дасталардан бири магнит майдон таъсирида мутлақо оғмай, тўғри чизиқ бўйлаб боради, иккинчиси эса электронларнинг оғиш йўналишига қарама-қарши томонга бир оз оғади. Резерфорд ўз тажрибаси натижаларини таҳлил қилиб, радио-актив нурларнинг бу қисми мусбат зарядланган заррачалар оқимидан иборат деган хулосага келади (1.1-расм).



1.1-расм. Тажрибада нурларнинг ҳосил бўлиши.

Ушбу тажрибадаги нурлар дасталарига грек алифбосининг дастлабки учта ҳарфининг номи берилган: альфа (α)–нурлар, бета (β)–нурлар ва гамма (γ)–нурлар. Тажриба натижаларининг таҳлили шуни кўрсатдики, альфа-нурлар гелий атоми ядроларининг оқими, бета-нурлар тез ҳаракатланаётган электронлар оқими, электр ва магнит майдонида ҳеч ёққа оғмайдиган гамма-нурлар эса электромагнит нурланиш бўлиб, электромагнит тўлқинлар шкаласида рентген нурлардан кейин жойлашган.

Радиоактив парчаланиш юз бериши учун энергетик шарт бажарилиши зарур. Бунда радиоактив парчаланаётган ядронинг массаси парчаланишда ҳосил бўлган зарралар ва бўлакларнинг массалари йиғиндисидан катта бўлиши шарт. Бу эса радиоактивликнинг етарли бўлмаган зарурий шартидир.

Радиоактив парчаланиш, унинг содир бўлиш вақти, нурланаётган зарралар тури, уларнинг энергияси ва уларнинг ўзаро учиб чиқиш бурчаклари билан тавсифланади.

Радиоактив ядроларнинг яшаш вақтлари секунддан йилларгача бўлган оралиғида ётади. Одатда секунддан йилгача бўлган вақт радиотехник усулда, секунддан кичик вақт эса ядронинг энергетик

сатҳи кенглигини ўлчашан орқали топилади. Радиоактив ядроларнинг яшаш вақти, уларнинг парчаланишда ажралган энергияга боғлиқдир. Агарда бу энергия кичик бўлса, яшаш вақти кескин ортади ва бунда яшаш вақти бошланғич ва охир-ги ҳолатдаги ядроларнинг спинлари фарқига кучли боғлиқ бўлади.

Ҳозирги кунда қуйидаги кўринишдаги парчаланишлар маълум:

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

Радиоактив парчаланиш ҳар доимо экзотермик, яъни энергия ажралиши билан юз берадиган жараёндир. Радиоактив парчаланишда ажралган E энергия қуйидаги ифода билан аниқланади:

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

бу ерда M_i ; M_f ; m_s – мос равишда бошланғич ядро, охирги ядро ва учиб чиқаётган зарралар массаларидир.

1.2-§. Радиоактив парчаланишнинг асосий қонунлари

Радиоактив парчаланишлар статистик ҳодиса ҳисобланади. Муайян радиоактив моддадаги барча атомлар айти бир вақтда парчаланмайди. Уларнинг баъзиларида бу жараён жуда қисқа вақтда рўй берса, бошқаларида эса жуда узоқ вақт давомида содир бўлади. Бундан радиоактив парчаланиш ҳодисаси статистик ҳодиса эканлиги, яъни нотурғун ядрони қачон парчаланишини олдиндан айтиш мумкин эмаслиги ва бу жараённи эҳтимоллик назарияси қонунлари асосида тушунтирилиши келиб чиқади. Ушбу жараённи тавсифловчи

катталиклардан энг муҳими бу вақт бирлиги ичида парчаланиш эҳтимоллиги, яъни парчаланиш доимийси λ ҳисобланилади. Агарда N та бир хил турғун бўлмаган ядроларни олсак, у ҳолда бирлик вақт ичида ўртача λN та ядро парчаланadi. Бу катталик активлик дейилади. Активлик бу радиоактив ядроларнинг парчаланиш тезлиги.

Халқоро бирликлар системасида (ХБС) активлик бирилиги қилиб, 1 секунддаги парчаланишлар сони қабул қилинган, яъни 1 парчаланиш/с. Бу бирлик Беккерель (Бк) деб ҳам айтилади. $1 \text{ Бк} = 1 \text{ парч./с.}$ Халқоро бирликлар системасига кирмайдиган қуйидаги бирликлар ҳам қўлланилади:

$$1 \text{ Резерфорд} = 1 \text{ Рд} = 10^6 \text{ Бк};$$

$$1 \text{ Кюри} = 1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк};$$

$$1 \text{ мКи} = 10^{-3} \text{ Ки};$$

$$1 \text{ мкКи} = 10^{-6} \text{ Ки}.$$

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

Агар dt вақт ичида ўртача dN та ядро парчаланса, ушбу парчаланишлар сони фақат парчаланувчи радиоактив ядролар сонига боғлиқ бўлади, яъни:

$$dN = -\lambda N(t) dt \quad (1.2)$$

бу ерда манфий ишора радиоактив ядроларнинг умумий сонини вақт ўтиши билан камайишини кўрсатади. $t = t_0 = 0$ да $N(t_0) = N_0$ эканлигини ҳисобга олиб (1.2) ифодани интеграллаймиз ва қуйидаги формулани оламиз:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (1.3)$$

Бу радиоактив парчаланишнинг асосий қонунини ифодаловчи формуладир. Бу ердан кўринадики, радиоактив ядролар сони вақт ўтиши билан экспоненциал қонун бўйича камайиб боради. Активлик (1.2) га кўра:

$$A = -\frac{dN}{dt}, \quad (1.4)$$

бўлади. Демак, активлик бу парчаланиш тезлигини ифодалайди. $A = \lambda N$ ифодани (1.3) формулага қўямиз ва қуйидаги формулани ҳосил қиламиз:

$$A = A_0 e^{-\lambda t}. \quad (1.5)$$

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

$$\begin{aligned} \frac{N_0}{2} &= N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}, \\ T_{1/2} &= \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \end{aligned} \quad (1.6)$$

Ядроларнинг ўртача яшаш вақти:

$$\tau = \bar{t} = \int_0^{\infty} t dN(t) / \int_0^{\infty} dN(t) = N_0 \int_0^{\infty} \lambda t \exp(-\lambda t) dt / N_0 = \frac{1}{\lambda}. \quad (1.7)$$

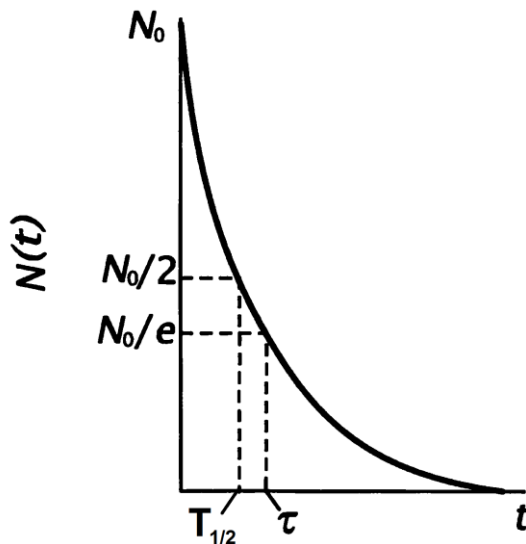
Юқорида келтирилган (1.3) ифодага (1.7) ифодани қўйиб, қуйидаги формулани оламиз:

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

Агар $t = \tau$ бўлса, у ҳолда

$$N = N_0 / e$$

Демак, ядронинг ўртача яшаш вақти давомида ядролар сони e марта камаяди. Радиоактив парчаланишнинг экспоненциал қонуни 1.2-расмда график кўринишида келтирилган.



1.2-расм. Радиоактив парчаланишнинг экспоненциал қонуни. Бу ерда ярим парчаланиш даври $T_{1/2}$ ва ўртача яшаш вақти $\tau=1/\lambda$ келтирилган.

Айрим ҳолларда абсолют активликдан ташқари солиштирма, ҳажмий ва сирт активлиги деб номланган катталиклардан ҳам фойдаланилади.

Бир жинсли радиоактив намунанинг солиштирма активлиги деб масса бирлигидаги активлигига айтилади:

$$A_m = \frac{A}{m}, \quad (1.8)$$

бу ерда A - радиоактив намунанинг (модда) активлиги, m - унинг массаси. Солиштирма активликнинг ўлчов бирлиги (ХБС да) Бк/кг. Шунингдек ҳосилавий ўлчов birlikлар Бк/г ва системадан ташқари ўлчов birlik Ки/кг (юқори активликдаги манбалар учун).

Бир жинсли суюқ ва газсимон намуналар ҳажмий активлик билан тавсифланади ва у қуйидаги формула билан аниқланади:

$$A_v = \frac{A}{V}, \quad (1.9)$$

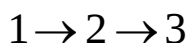
бу ерда A - радиоактив намуна (модда) активлиги, V - унинг ҳажми. Ҳажмий активлик ўлчов birlik (ХБС да) Бк/м³. Аммо кўпчилик ҳолларда Бк/л қўлланилади.

Радионуклидлар билан текис ифлосланган (тўкилган ёки ёйилган) сиртнинг сирт активлиги деб бирлик юзага мос келувчи активликка айтилади:

$$A_s = \frac{A}{S}, \quad (1.10)$$

Бу ерда A - сиртнинг S юзаси бўйлаб текис тақсимланган активлик. Сирт активлигининг ўлчов бирлиги (ХБС да) Бк/м². Шунингдек ҳосилавий ўлчов бирликлар Бк/см² ва системадан ташқари ўлчов бирлик Ки/км².

Кўпчилик ҳолларда радиоактив ядроларнинг парчаланиши натижасида ҳосил бўлган иккиламчи ядролар ҳам радиоактив бўлиши мумкин, яъни 1 чи радиоактив ядро парчаланиши натижасида 2 чи ядро ва бу парчаланиши натижасида 3 чи ядро ва ҳ.к. радиоактив ядролар ҳосил бўлади:



Бу ҳолда бирламчи ядроларнинг сони ўзгариши N_1 , иккиламчи ядроларнинг сонини ўзгаришини эса N_2 деб белгилаб оламиз ва ушбу ўзгаришларни ифодаловчи қуйидаги дифференциал тенгламалар системасини ҳосил қиламиз:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1, \quad \frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1 \quad (1.11)$$

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

$$\begin{cases} N_1(t) = N_{10} e^{-\lambda_1 t} \\ N_2(t) = N_{20} e^{-\lambda_2 t} + \frac{N_{10} \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \end{cases} \quad (1.12)$$

$t=0$ да бирламчи ядронинг сони N_{10} та, иккинчи ядронинг сони эса $N_{20}=0$ бўлсин, у ҳолда (1.12) тенгламалар системасини қуйидаги кўринишга келади, яъни:

$$\begin{cases} N_1(t) = N_{10} e^{-\lambda_1 t} \\ N_2(t) = \frac{N_{10} \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \end{cases} \quad (1.13)$$

Агар эса $N_{20}=0$ ва $T_1 \ll T_2$ ($\lambda_1 \gg \lambda_2$) бўлса, $t \gg T_1$ вақт учун (1.13) ифода қуйидагикўринишга келади:

$$N_2(t) \approx \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_{10} (1 - e^{-\lambda_2 t}) \quad (1.14)$$

Демак, $T_1 \ll T_2$ ($\lambda_1 \gg \lambda_2$) бўлган ҳолда радиоактив ядроларнинг парчаланиш қонуни иккиламчи ядронинг парчаланиш доимийси билан тавсифланар экан. Агар $t \gg T_2$ яъни $\lambda_2 t \gg 1$ бўлганда (1.14) ифода ўзининг чегаравий қийматига яқинлашади:

$$\lim_{t \rightarrow \infty} N_2(t) = \frac{\lambda_1 N_{10}}{\lambda_2} = \text{const} \quad (1.15)$$

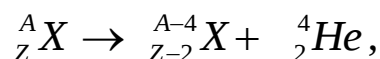
Агар $t > 10T$ бўлса, (1.15) ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2. \quad (1.16)$$

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

1.3-§. Алфа-парчаланиш

Оғир ядроларнинг ўз – ўзидан α -зарралар чиқариб парчаланишига α -парчаланиш ходисаси дейилади. Альфа-парчаланишда ядронинг масса сони тўрт бирлигига, атом номери эса иккита бирлигига камаяди, яъни:



бу ерда ${}_Z^AX$ - бирламчи ядро, ${}_{Z-2}^{A-4}X$ - иккиламчи ёки ҳосилавий ядро.

Алфа-парчаланиш содир бўлиши учун қуйидаги тенгсизлик бажарилиши лозим:

$$M(A, Z) \geq M(A-4, Z-2) + M({}_2^4He) \quad (1.17)$$

яъни бирламчи ядронинг массаси (энергияси) ${}_{Z-2}^{A-4}X$ ҳосилавий ядронинг ва α -зарра массалари йиғиндисидан катта бўлиши керак. Альфа-парчаланишда ажралган Q_α энергия α -зарранинг кинетик энергияси ва ҳосилавий ядронинг олган тепки энергиясига сарфланади, яъни:

$$Q_\alpha = [M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - M({}_2^4He)]c^2 = T_\alpha + T_t \quad (1.18)$$

бу ерда T_α - α -зарранинг кинетик энергияси, T_t - тепки ядронинг кинетик энергияси. Бу жараён учун импульс сақланиш қонуни қуйидаги кўринишда бўлади:

$$\vec{P}_\alpha + \vec{P}_t = \vec{P}(A, Z).$$

бу ерда $\vec{P}_\alpha$ - α -зарранинг импульси, $\vec{P}_t$ - тепки ядронинг импульси. Агар парчаланаётган ядро тинч ҳолда турибди деб фараз қилинса, қуйидаги тенглик ўринли бўлади: $|\vec{P}_\alpha| = |\vec{P}_t|$ бундан

$$T_t = T_\alpha M_\alpha / M_t. \quad (1.19)$$

(1.19) ифодани (1.18) га қўямиз

$$Q_\alpha = T_\alpha + T_t = T_\alpha \left(1 + \frac{M_\alpha}{M_t} \right). \quad (1.20)$$

Бу ердан

$$T_{\alpha} = Q_{\alpha} \frac{M_t}{M_t + M_{\alpha}} \quad (1.21)$$

бу ерда M_t - тепки ядро массаси. Шундай қилиб, α -парчаланиш натижасида ажралиб чиқадиган кинетик энергиянинг асосий қисмини α -зарра олиб кетади, жуда кам қисмини (α -радиоактив оғир ядроларда учун $\sim 2\%$ га яқин) иккиламчи (ҳосилавий) ядро олиб кетади.

Альфа-парчаланишнинг қуйидаги ўзига хос эмпирик хусусиятлари мавжуд:

1. Альфа-парчаланишлар фақат оғир ядроларда содир бўлади. Ҳозирги кундан альфа-парчаланувчи ядролар сони 200 дан ошади ва улар асосан $Z > 83$ соҳада кузатилади. Альфа-парчаланувчи ядроларнинг кичик гуруҳи ноёб элементлар соҳасида, яъни $A = 140 - 160$ ҳам учрайди.

2. Альфа-парчаланувчи ядроларнинг ярим парчаланиш даври жуда катта диапазонда ётади. Қурғошин-204 ядросининг ярим парчаланиш даври $T_{1/2} = 1,4 \cdot 10^{17}$ йил бўлса, радон-215 радиоактив ядросининг парчаланиш даври эса $T_{1/2} = 10^{-3}$ с ни ташкил қилади. Иккинчи томондан α -парчаланишда чиқаётган зарраларнинг энергияси кичик диапазонда ўзгаради, яъни оғир ядролар учун 4-9 МэВ бўлса, ноёб элементлар соҳаси учун эса 2-4,5 МэВ га тенг бўлади.

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

$$\log T_{1/2} = C + \frac{D}{\sqrt{E_{\alpha}}}, \quad (1.22)$$

бу ерда C , D – доимий катталиклар бўлиб, A масса сонига ва Z га эса кучсиз боғлиқ. Агар логарифм ўнли ва энергия МэВ ларда

ифодаланса, у ҳолда юқоридаги ифодадаги C ва D доимий катталиклар қуйидагига тенг бўлади:

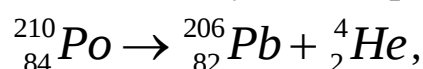
$Z=84$ учун $C=-50,15$; $D=128,8$ бўлади;

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

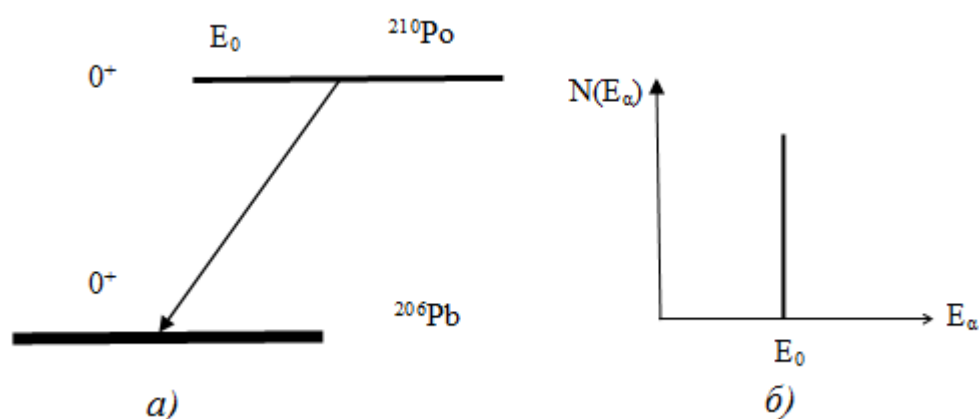
Гейгера-Нэттола қонуни жуфт-жуфт ядролар учун яхши бажарилади.

Альфа-парчаланиш юз бериши мумкин бўлган схемасини $^{210}_{84}\text{Po}$ ядросининг α -парчаланиш мисолидада кўриб чиқамиз.

Полоний-210 ядроси қуйидаги схема бўйича парчаланеди:

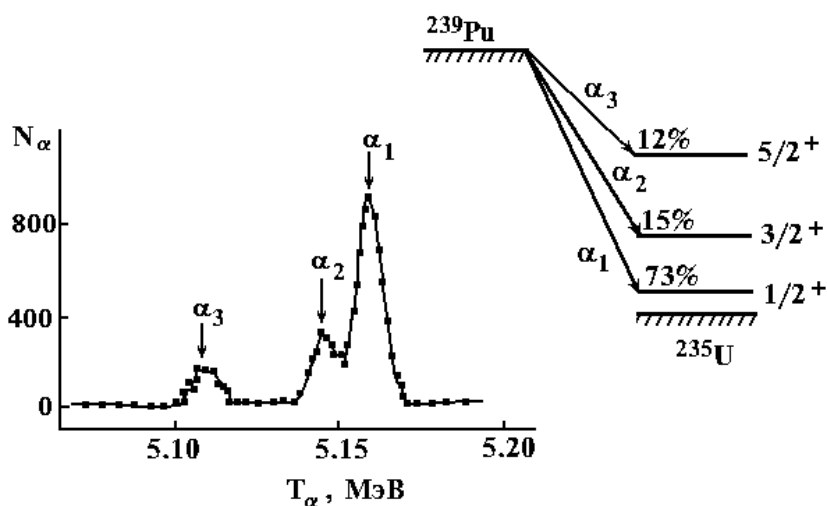


натижада иккиламичи ядро – кўрғошин-206 ҳосил бўлади. Ушбу ўтиш, момент ва жуфтликни ўзгармаслиги билан характерланади, яъни бирламчи ядро ва иккиламчи ядроларнинг асосий ҳолатларининг спини ва жуфтликлари бир хил (0^+). Мазкур парчаланиш схемаси ва α -зарралар энергетик спектри 1.3-расмда келтирилган бўлиб, бунда спектрнинг моноэнергетик ва дискрет эканлиги яққол кўриниб турибди. Кўп ҳолларда α -парчаланиш натижасида ҳосил бўлган α -зарраларнинг кинетик энергияси бир хил бўлади. Аммо баъзи ҳолларда бир нечта гуруҳ моноэнергетик



1.3-расм. Полоний-210 ядросининг парчаланиш схемаси (а) ва α -зарралар энергетик спектри(б).

α -зарралар ҳосил бўлади. Аниқ ўлчашлар шуни кўрсатдики, ядродан чиқаётган α -зарралар спектри нозик структурага, яъни бир бирига жуда яқин бўлган энергиялардан иборат экан. Битта ядронинг парчаланиши вақтида турли энергияли α -зарраларнинг ҳосил бўлиши α -парчаланишнинг нозик структураси дейилади. Альфа-зарралар спектри охирги ядронинг нафақат асосий ҳолатда, балки уйғонган ҳолатларда ҳам ҳосил бўлиши билан боғлиқ. Яъни α -спектр ядро сатҳлари ҳақида ахборот беради. 1.3 – расмда плутоний ^{239}Pu ядросининг α -парчаланиш схемаси келтирилган.



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

Альфа-радиоактив ядролар ярим парчаланиш даврининг кенг диапазонга эгалиги, шунингдек, кўплаб α -радиоактив ядролар учун ушбу даврларнинг катта қиймати, α -зарра, энергетик қўлай бўлишига қарамай, ядрони "дарҳол" тарк эта олмаслиги билан тушунтирилади. Ядрони тарк этиш учун α -зарра, ядро чегараси соҳасидаги α -зарра билан охирги ядронинг (α -зарра чиқиб кетгандан кейин қолган ядро) ўзаро таъсир электростатик потенциали ва нуклонлар орасидаги тортиши кучлари ҳисобига вужудга келган потенциал тўсиқни енгиб чиқиб кетиши лозим. Классик физика нуктаи назаридан, α -заррача потенциал тўсиқни енгиб ўтолмайди, чунки бунинг учун зарур

кинетик энергия йўқ. Аммо квант механикаси бўйича α -зарра потенциал тўсиқдан ўтиб, ядродан чиқиб кетиш эҳтимолиги мавжуд. Ушбу квант механик ҳодиса “туннель эффекти” деб номланади. Тўсиқнинг баландлиги ва кенглиги қанча катта бўлса, зарранинг туннель ўтиш эҳтимолиги шунчалик кичик бўлади ва ярим парчаланиш даври мос равишда катта бўлади. Агар потенциал тўсиқ йўқ бўлса, α -заррача ядрони ядро вақтига ($\approx 10^{-21} - 10^{-23}$ с) тенг бўлган вақт давомида тарк этган бўлар эди.

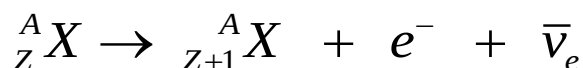
1.4-§. Бета-парчаланишлар

Ядронинг ўз – ўзидан электрон (позитрон) ва антинейтрино (нейтрино) чиқариб, парчаланиш ҳодисасига бета-парчаланиш дейилади. Бета-парчаланишда ядро масса сони ўзгармайди, яъни парчаланиш натижасида изобар ядро ҳосил бўлади. Бета-парчаланишнинг уч хил тури мавжуд бўлиб, улар қуйидаги кўринишда бўлади:

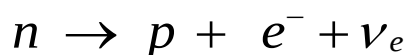
1. β^- - парчаланиш,
2. β^+ - парчаланиш,
3. е-қамраш.

Ушбу β -парчаланишнинг турлари билан алоҳида танишиб ўтамыз.

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



Бета-парчаланиш нуклонларда содир бўладиган жараён бўлиб, бунда ядродаги нейтронлардан бири протонга айланади. Бунда ядродан электрон ва антинейтрино чиқади:



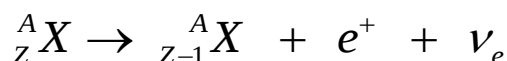
Масса сони A ва заряди Z бўлган ядро учун β^- - парчаланишнинг энергия бўйича бажарилиш шarti қўйидагича:

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

Бу шартни атомлар массаси орқали ҳам ифодалаш мумкин. Бунинг учун тенгсизликнинг иккала томонига Zm_e ҳадни қўшамиз ва қуйидаги тенгсизликни оламиз:

$$M_{am}(A, Z) > M_{am}(A, Z+1)$$

β^+ - парчаланиш. Бу ҳолда ядродаги протонлардан бири нейтронга айланади ва ядро заряди биттага камаяди:



Бунда ядродан позитрон ва нейтрино чиқади:

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

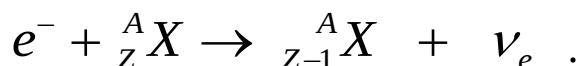
β^+ - парчаланишнинг энергетик шarti қўйидагича:

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

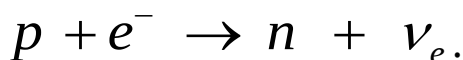
Иккала томонига $(Z+1)m_e$ ҳадни қўшамиз ва ядро массасидан атом массасига ўтамыз, яъни:

$$M(A, Z+1) > M(A, Z) + 2m_e.$$

Электрон-қамраш. Бета-парчаланишга e -қамраш ҳодисаси ҳам киради. Кўпчилик ҳолларда K -қамраш ҳам дейилади. Бунда ядро K -қобикдаги битта электронни ўзига ютиб (қамраб) олади ва унинг заряди биттага камаяди.



Ушбу ходисада ядродаги битта протон нейтронга айланади ва ядродан нейтрино чиқиб кетади, яъни:



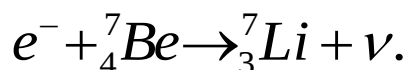
К-қамрашнинг энергетик шарти қўйидагича:

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

ёки атом массаси орқали ифодаланса:

$$M_{am}(A, Z) > M_{am}(A, Z - 1)$$

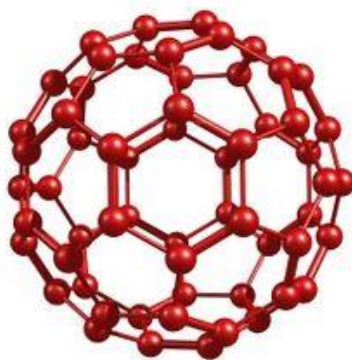
Электрон-қамраш ҳодисаси 1936 йилда япон олимлари Хидерик Юкава ва Шоичи Саката томонидан олдиндан назарий айтилган ва икки йилдан кейин тажрибада америкалик олим Луис Альварес томонидан кашф этилган. бўлиб, унга электрон қамраш деб ном берилган. Электрон қамраш бета парчаланишларнинг бир тури ҳисобланади ва бу ҳодиса билан юқорида танишиб ўтдик. Электрон қамрашга мисол қилиб, ${}^7_4\text{Be}$ ядросининг электрон қамраш орқали бета парчаланишини келтириш мумкин. Унинг ядроси атом электрон қобиғидаги бир электронни ўзига «тортиб» олади ва литий ядросига айланади. Тўртта протон ва учта нейтрондан иборат бўлган бериллий ядроси қобикдаги битта электронни ўзига ютиб, учта протонли ва тўртта нейтронли литий ядросига айланади. Позитрон парчаланиши каби протонлардан биттаси нейтронга айланади:



Электрон қамраш жараёнининг эҳтимоллиги, ядро яқинидаги электронларнинг зичлигига боғлиқ бўлиб, унинг ошиши билан электрон қамрашнинг эҳтимоллиги ҳам ошади. Бундан электрон қамрашни амалга ошириш имкониятига эга бўлган радиоактив элементлар ядросининг ўртача яшаш вақти, улар ушбу элементнинг

соф намунаси таркибига кириши ёки унинг кимёвий бирикмалар таркибига киришига қараб ўзгариши мумкин. Бу хулоса тажрибада текширилган ва тасдиқланган, шу билан бирга яшаш вақтининг силжиши (ёки таъбир жойиз бўлса ярим парчаланиш даври) бундай ҳолларда фоиз улушларини ташкил этади.

Тохоку университети ядро физика лабораторияси ва Иокогама Миллий университети физика факультети ходимлари ${}^7_4\text{Be}$ ядросида радиоактив парчаланиш тезлигини оширишга муваффақ бўлишди. Улар тажрибада фуллерендан фойдаланишди. Фуллерен ҳақида қисқача маълумот: Фуллеренлар бу деярли сферик бўлган, ўнлаб атомлардан иборат углерод молекулаларидир (1.5-расм). Биринчи 60-атомли фуллерен молекулалари 1985– йилда яратилган. 60-атомли фуллерен қирралари бу 20 та деярли идеал тўғри олтибурчак ва 12 та беш бурчак. Кейинчалик 76, 78, 84, 90 ва ҳатто бир неча юзлаб атомли фуллеренларни ҳам олишга муваффақ бўлишди.



1.5-расм. Ўнлаб атомлардан иборат углерод молекулалари.

Тажрибада ${}^7_4\text{Be}$ атомларини фуллерен ички қисмига ҳайдаб киргизишга эришилди. Натижада бериллий ядроси атрофидаги электрон зичлиги ошган ва бу эса ўз навбатида радиоактив парчаланиш суръатини ошишига олиб келди. Соф металл бериллий намунасининг ярим парчаланиш даври 1275 соатни ташкил қилса,

“асирга тушган” атомлар ярим парчаланиш даври учун 1264 соатга тенг. Фарқи тахминан 0,85% ни ташкил этади. Бир қарашда бу миқдор кам бўлиб кўриниши мумкин. Аммо бу ҳали бошланиши бўлиб, янги молекулаларнинг топилиши бу жараёнларни янада тезлаштиради.

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

Бета-парчаланиш энергияси:

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

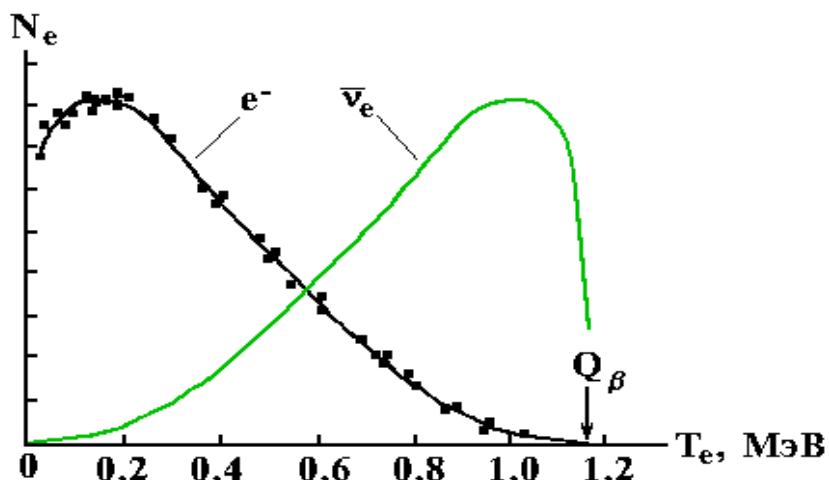
$$Q_e = [M(A,Z) - M(A,Z-1) + m_e]c^2.$$

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

Бета-парчаланишда Кулон тўсиқнинг таъсирини муҳокама қилиб ўтирмаса ҳам бўлади. У фақат ядро ичида ҳосил бўладиган позитрон учун мавжуд. Бу ерда энг муҳими, ноаниқлик муносабати ядро ичида $e^{\pm}$ узоқ қолиб кетишини тақиқлашидир.

Бета парчаланишлар энергияси учта зарра орасида тақсимланади, яъни электрон (позитрон), антинейтрино(нейтрино) ва қолдиқ ядро. Натижада β -зарралар энергияси α -зарралардан фарқли равишда аниқ бир энергияга эга бўлмайди ва уларнинг спектри чизикли (дискрет) бўлмасдан, нолдан максимал кинетик энергиягача бўлган

диапазондаги узлуксиз спектрга эга бўлади (1.4-расм). Электрон қамрашда иккита маҳсулот ҳосил бўлиб, спектри узлуклидир.



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

Бета-спектрларнинг узлуксизлиги 1930-йилда Паулини массаси жуда ҳам кичик ва ярим бутун спинга эга бўлган нейтрал номаълум зарра мавжудлиги ғоясига туртки берди. Ушбу ғояга асосан $\beta^\pm$ -парчаланишда энергиянинг бир қисмини мазкур зарра олиб кетади. Бу заррага, 1932–йилда нейтрон кашф этилгандан кейин Э.Ферми “нейтрино” (“нейтронча”) деб ном беради.

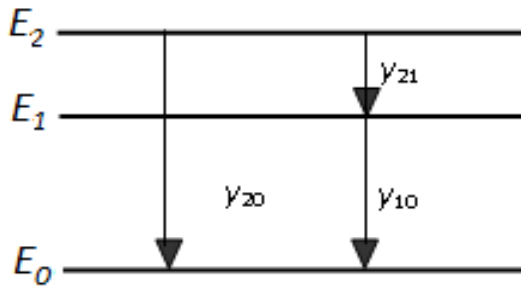
Нейтрино модда билан жуда кучсиз таъсирлашаганлиги сабабли уни кузатиш жуда қийин. Унинг қаттиқ муҳитда югуриш йўли $\approx 10^{15}$ км га тенг. Фақат 1956 йилдагина Райнес ва Коуэнлар томонидан нейтрино мавжудлиги экспериментал тасдиқланган ва унинг модда билан ўзаро таъсир кесими $\sigma \approx 10^{-43}$ см² атрофида эканлиги баҳоланди.

Сўнгги пайтларда тадқиқотчилар астрофизик келиб чиқишига эга бўлган нейтриноларига алоҳида эътибор беришмоқда, чунки улар модда билан ўзаро кучсиз таъсирлашганлиги туфайли, астрофизик келиб чиқадиган бошқа зарралар билан солиштирганда энг юқори кириш қобилиятига эга бўлиб, улар узоқ космик объектлар ҳақида маълумот олишга имкон беради.

1.5-§. Гамма-нурланиш

Гамма нурланишлар деб ядронинг ўз-ўзидан γ -квантлар чиқариш жараёнига айтилади. Бу жараёнда ядро уйғонган энергетик сатҳдан исталган бир пастки энергетик сатҳга ўтиши мумкин. Маълумки, бунда ядронинг A ва Z катталиклари ўзгармайди. Атомда электронларнинг ўтиши натижасида ҳосил бўладиган рентген ва ёруғлик нурлари квантларидан фарқли равишда, ядро чиқараётган фотонлар γ -квантлар деб аталади. Гамма-квантларнинг нурланиши ядро ортиқча энергиясини чиқаришининг асосий жараёнидан бири ҳисобланади. Бунда шундай шарт бажарилиши керакки, ушбу энергия нуклонларнинг боғланиш энергиясидан ошмаслиги лозим.

Гамма-квантлар чиқиши билан содир бўладиган ўтишларга радиацион ўтишлар ҳам дейилади. Радиацион ўтишлар бир қаррали, яъни ядро бирданига асосий ҳолатга ўтади (1.6-расм) ёки каскад (кетма-кет) ўтишлар содир бўлади, натижада ядродан бир нечта γ -квантлар чиқиб кетади.



1.6-расм.γ- ўтишлар схемаси.

Ядро энергетик сатҳларининг дискрет бўлганлиги сабабли γ - квантларнинг спектри ҳам дискрет бўлади.

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

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

Энергия ва импульснинг сақланиш қонунларига асосан (бошланғич ҳолатда ядро тинч ҳолда турибди деб фараз қилинса):

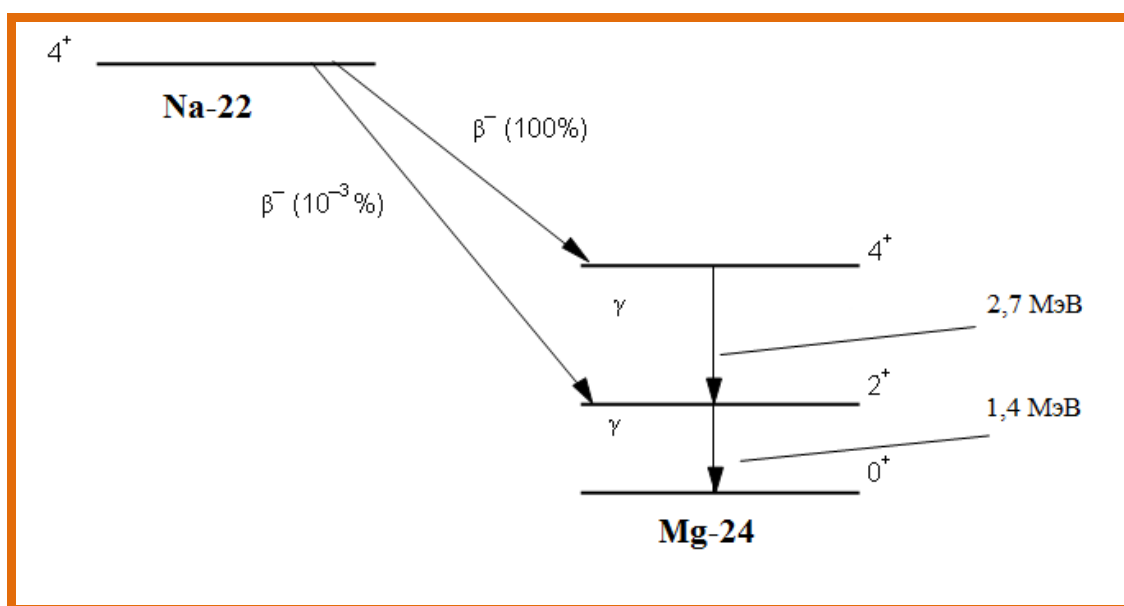
$$E = E_\gamma + T_{\text{яд}}; \quad 0 = \vec{p}_\gamma + \vec{p}_{\text{яд}}, \quad (1.19)$$

бу ерда $T_{\text{яд}}$ ва $p_{\text{яд}}$ – мос ҳолда тепки ядронинг кинетик энергияси ва импульси, p_γ – γ -квант импульси. Юқоридаги (1.19) тенгламалар системаси ва $T = p^2 / 2m$ формуладан қуйидаги ифодани оламиз:

$$T_{\text{яд}} = \frac{E_\gamma^2}{2M_{\text{яд}}c^2} \approx \frac{E^2}{2M_{\text{яд}}c^2}. \quad (1.20)$$

Бу формула ёрдамида $T_{\text{яд}}$ қийматини баҳолаш мумкин. Агар масса сони $A=100$ бўлган ядронинг уйғониш энергияси $E \approx 0,1-1$ МэВ оралигида бўлса, тепки ядронинг энергияси $T_{\text{яд}}=(10^{-6}\div 10^{-5}) E$ га тенг бўлади. Демак, γ - квант ядро уйғонган ҳолат энергиясининг жуда катта қисмини олиб кетар экан.

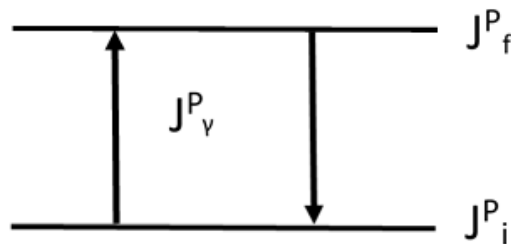
Гамма–нурлар радиоактив парчаланишнинг иккинчи даражали маҳсули ҳисобланади. Альфа ёки бета-парчаланишлар натижасида радиоактив элемент ўзгаради. Кўпинча бундай ўзгаришдан вужудга келадиган ядролар уйғонган ҳолатда бўлади. Уйғонган ядро эса гамма-квант чиқариб пастки энергетик сатҳларга ёки асосий ҳолатга ўтади. Ушбу жараёнга мисол қилиб, $^{24}_{11}\text{Na}$ ядросининг β^- - парчаланишини келтириш мумкин (1.7-расм). Натрий-24 ядросининг β^- -парчаланиш натижасида $^{24}_{12}\text{Mg}$ ядроси асосан 4^+ ҳолатда ҳосил бўлади. Кейин бу ядро энергиялари 2,7 МэВ ва 1,4 МэВ бўлган кетма-кет гамма-квант чиқариб асосий ҳолатга ўтади.



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

Ядролардан чиқиётган γ -квантларнинг энергиялари 10 кэВ дан 5 МэВ гача бўлган диапазонда жойлашган бўлади. Бу эса гамма-нурланишлар λ_γ тўлқин узунлигининг $2 \cdot 10^{-10} \div 5 \cdot 10^{-14}$ м атрофидаги қийматларига мос келади.

Ядроларнинг радиацион ўтишларига мос келадиган электромагнит майдон нурланишларининг баъзи бир хусусиятларини эслатиб ўтамиз. Ядро спини J_i ва жуфтлиги P_i бўлган ҳолатдан спини J_f ва жуфтлиги P_f бўлган ҳолатга ўтишида γ -квант нурланган бўлсин (1,8-расм). Электромагнит майдон нурланиши муайян l мультиполлик



1.8-расм. Ядро радиацион ўтишлар.

билан ҳарактерланади. Мультиполликлар электр ва магнит мультиполликларга бўлинади. Мазкур мультиполликка эга бўлган квант томонидан олиб кетиладиган ҳаракат миқдори моменти $l\hbar$ га тенг бўлади. l_E ва l_M катталикларнинг қабул қилиши мумкин бўлган қийматлар тўплами ҳаракат миқдор моменти ва жуфтликлар бўйича танлаш қоидалари орқали аниқланади. ҳаракат миқдор моменти бўйича танлаш қоидаси қуйидагича:

$$| J_i - J_f | \leq l \leq | J_i + J_f |$$

Иккинчи танлаш қоидасига асосан l_E электр γ -нурланишлар моменти ва l_M магнит γ -нурланишлар моментлари ядронинг бошланғич ва охири ҳолатларининг жуфтликлари, яъни P_i ва P_f лар билан қуйидаги муносабат билан боғланган:

$$P_i / P_f = (-1)^{l_E}; \quad P_i / P_f = (-1)^{l_M+1}. \quad (22)$$

Ушбу муносабатлардан E1-ўтиш фақат турли жуфтликка эга бўлган ядро ҳолатлари орасида, M1-ўтиш эса бир хил жуфтликларга эга бўлган ядро ҳолатлари орасида содир бўлиши мумкин экан. Бу иккала ҳолда ҳам ядро моменти $\Delta I = 0, \pm 1$ муносабатни қаноатлантириши лозим ($0 \rightarrow 0$ ўтишлардан ташқари).

Гамма-нурланишлар хусусиятларидан келиб чиққан ҳолда қуйидаги хулосани қилиш мумкин: P_i , P_f ва ΔI катталикларга эга бўлган иккита ҳолат орасидаги ядро радиацион ўтишида бош ролни қуйидаги момент ва жуфтлик бўйича танлаш қоидабини қаноатлантирувчи ва энг кичик I_E ва I_M қийматли эга бўлган, электр ва (ёки) магнит мультиполлар бажаради:

$$I = |\Delta I| \quad \text{ва} \quad I = |\Delta I| + 1. \quad (22)$$

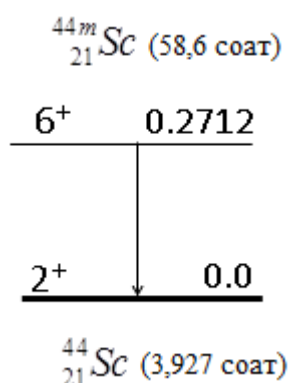
Булардан биттаси электр иккинчиси магнит мультипол бўлиши керак.

Гамма-нурланишлар статистик характерга ҳам эгадир, яъни ҳар бир ядро учун гамма-квант нурланишининг маълум бир эҳтимоллиги мавжуд. Бу эҳтимоллик ядронинг гамма-квант нурланишигача уйғонган ҳолатда ўртача бўлиш вақтига боғлиқдир, яъни: $W \approx 1/\tau_\gamma$ (одатда $\tau_\gamma \approx 10^{-13} \text{ с}$).

Айрим ҳолларда радиоактив парчаланишлар ёки ядро реакциялари натижасида ядроларнинг изомер ҳолатлари деб номланган узок яшовчи ҳолатлари уйғониши мумкин. Изомер ҳолатга эга бўлган ядроларга изомерлар дейилади. Изомер бу нейтрон ва протонлар сони бир хил аммо ярим парчаланиш даври ҳар хил бўлган атом ядросидир. Изомер ҳолатларнинг яшаш вақти ҳар хил бўлиб, улар секундларнинг улушларидан бир неча йилларгача бўлиши мумкин.

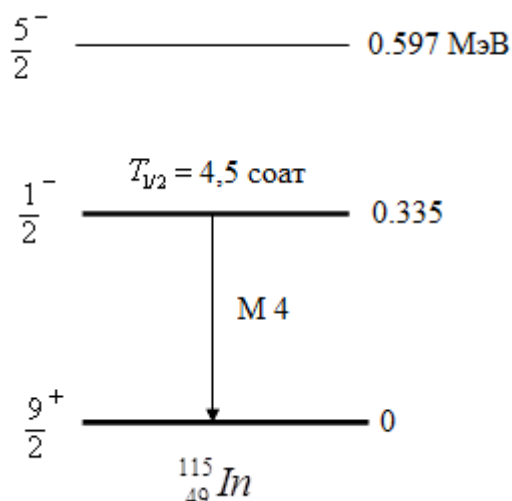
Ҳозирги кунда ярим парчаланиш даври I с дан ортиқ бўлган юздан ортиқ уйғонган изомер ҳолатлар маълум. Изомерия ёки изомер ҳолатлар ҳосил бўлишига асосий сабаб, уйғонган ва асосий ҳолатларнинг спинлар фарқининг катталигидир ($I \geq 3$). Бундай

изомерлар протон ёки нейтронлар сонлари 50, 82 ёки 126 бўлган ядролар яқинида жойлашган бўлади ва изомер “оролларини” ташкил қиладилар. Уйғонган изомер ҳолат метастабил ҳолат деб ҳам айтилади ва улар кўпчилик ҳолларда “m” индекси билан белгиланади. Масалан $^{84m,g}\text{Sc}$ ядрога m – метастабил ҳолат, g – асосий ҳолат (**1.9-расм**). Скандий-44 ядросининг изомер ҳолатининг яшаш вақти 58,6 соат экан. Бу ерда уйғонган ва асосий ҳолатларининг спинлар фарқи $\Delta I = I_m - I_g = 4$.



1.9-расм. Скандий-44 ядросининг асосий ва метастабил (изомер ҳолатларининг) сатҳларининг схемалари.

Изомер ядроларга яна бир мисол қилиб, индий-115 изотопини келтириш мумкин (1.10-расм). Индий-115 изотопининг асосий ҳолати $J^P = 9/2^+$ спин ва жуфтликка эга. Биринчи уйғонган ҳолати энергияси



1.10-расм. Индий-115 ядросининг асосий ва метастабил (изомер ҳолатларининг) сатҳларининг схемаси.

335 кэВ га тенг бўлиб, спин-жуфтлиги - $J^P = 1/2^-$. Шунинг учун бу сатҳлар орасидаги ўтиш $M4$ γ -квант чиқиши билан содир бўлади. Бу ўтиш қатъий ман этилган бўлиб, уйғонган ҳолати 4,5 соат ярим парчаланиш даврига эга.

Изомер ядролар фан ва техникада, тиббиётда кенг қўлланилмоқда. Ядро изомерларни ядро электрик батареяси сфатида қўлланилиш ҳам истиқболи ҳисобланади.

1.6-§. Ички конверсия ҳодисаси

Уйғонган ҳолатдаги ядро асосий ҳолатга нафақат гамма-квант чиқариш, балки уйғонган ҳолат энергиясини атом қобиғидаги электронлардан бирига бериш йўли билан ҳам ўтиши мумкин. Бундай жараён ички конверсия дейилади. Бу ҳодисани 1938 йилда америкалик физик Альвáрес (Alvarez) Луис Уолтер томонидан кашф этилган. Ички конверсия ҳодисаси гамма-нурла-ниш билан рақобатдаги жараён ҳисобланади. Ички конверсия жараёни катта

эхтимоллик билан ядрога яқин бўлган электрон қобикларда содир бўлади.

Ички конверсия жараёнида ядронинг уйғониш энергияси бевосита атом қобиғидаги электронга берилади ва бу электрон атомни ташлаб чиқиб кетиш имкониятига эга бўлади. Ушбу электронлар конверсион электронлар дейилади. Конверсион электронлар моноэнергетик бўлиб, уларнинг энергияси ядро ўтишлар энергияси ва электрон қобиклар тури бўйича аниқланади. Ички конверсия жараёни энг катта эҳтимоллик билан К-қобикдаги электронларда содир бўлади. Ушбу ҳолда:

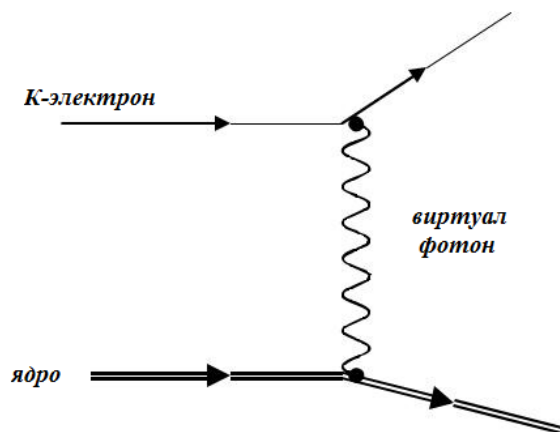
$$T_e = E - E_K \quad (1.21)$$

бу ерда T_e - электронларнинг кинетик энергияси, E_K - К-қобикдаги электронлар боғланиш энергияси (ёки ионизация потенциали). Агар ядро ўтишларида ажраладиган E энергия қиймати К-қобикдаги электроннинг боғланиш энергиясидан кичик бўлса, бу қобикда конверсия жараёни энергетик жиҳатдан мумкин бўлмайди ва бу жараён L-қобикдаги электронларда кузатилади ва ҳ.к. Юқоридаги (1.21) ифодани умумий ҳолда қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$T_e = E - E_{K,M,N...} , \quad (1.21)$$

бу ерда $E_{K,L,M...}$ – электронларнинг К-, L-, M-... қобиклардаги электронларнинг боғланиш энергияси.

Конверсия виртуал фотонлар билан амалга ошади. Бунда энергия узатиш жараёнини қуйидагича тасвирлаш мумкин, яъни ядро виртуал фотон (гамма-квант) чиқаради ва бу фотон атом қобиғидаги электрон томонидан ютилади. Бунинг натижасида электрон атомдан чиқиб кетади. Ички конверсия жараёнининг Фейнман диаграммаси 1.10-расмда тасвирланган.

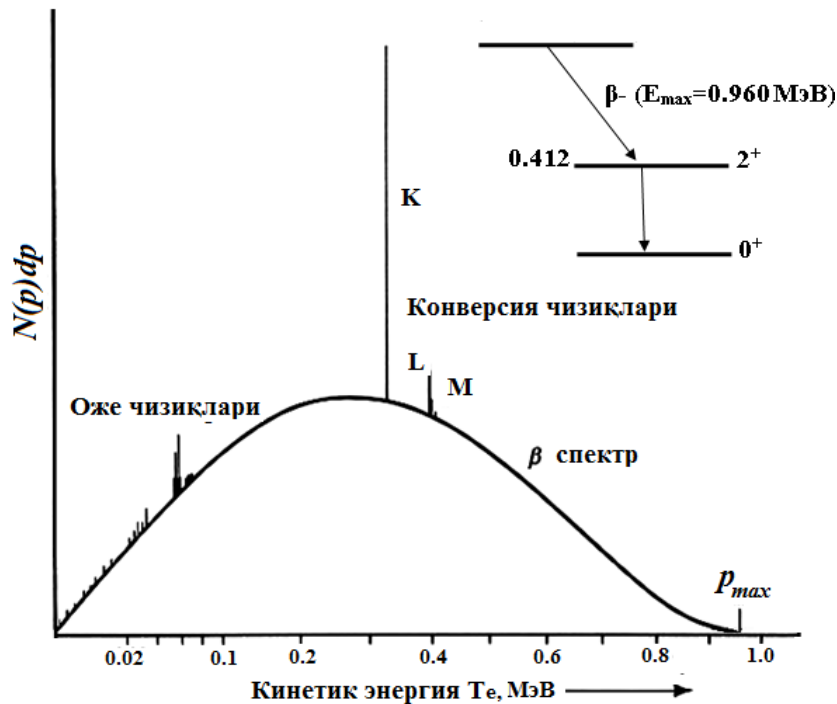


1.10-расм. Ички конверсия жараёнининг Фейнман диаграммасы

Конверсия электронлари ядродан γ -квант чиқиши ёки чиқмаслигига боғлиқ бўлмай кузатилади. Ички конверсия жараёни характеристик рентген нурланиши ёки Оже-электронларининг чиқиши билан кузатилади. Ички конверсия натижасида атом қобиғидан электрон чиқиб кетса, чиққан электроннинг ўрнига кейинги қобикда жойлашган электрон ўтади, натижада характеристик рентген нурланиши ҳосил бўлади.

Ички конверсия натижасида уйғонган ҳолатга ўтиб қолган атомнинг уйғониш энергияси атом қобиғидаги ташқи электронларнинг бирортасига берилиши ва ушбу электрон атомдан чиқиб кетиши мумкин, бу электрон Оже - электрон деб аталади.

Типик бета-спектр 1.10-расмда ^{198}Hg ядросидаги 412 кэВ энергияли ядро ўтишлар учун ички конверсия электронларнинг энергетик спектри келтирилган бўлиб, бунда улуксиз бета-спектрда конверсион электронларга мос келадиган чизиқлар яққол кўриниб турибди. Шунингдек, бу ерда конверсия жараёни содир бўлаётган электрон қобиклар ҳам келтирилган (K, L, M қобиклар).



1.10 –расм. Конверсия спектри атом қобик энергиялари фарқиға кўра тўғри келувчи бир неча монохроматик спектрлар.

Ички конверсия бу γ -нурланиш билан рақобатлашувчи жараён ҳисобланади. Гамма-нурланиш ва ички конверсия ўртасидаги рақобат тўла ички конверсия коэффиценти α билан тавсифланади. Тўла ички конверсия коэффиценти деб ички конверсия электронлар сонининг (N_e) гамма-квантлар сонига (N_γ) нисбатига айтилади:

$$\alpha = \frac{N_{e^-}}{N_\gamma}. \quad (1.21)$$

Бу коэффицентни қуйидаги кўринишда ҳам ёзиш мумкин:

$$\alpha = \frac{N_{e^-}}{N_\gamma} = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots \quad (1.22)$$

Бу ерда $\alpha_K = (N_{e^-})_K / N_\gamma$ - К-қобикдаги, α_L - L- қобикдаги, α_M - М-қобикдаги ва ҳ.к. қобиклардаги электронлар учун парциал ички конверсия коэффицентлари деб аталади.

Конверсия жараёни қуйидаги қонуниятларга бўйсунди:

- ўтиш энергияси ошиши билан конверсия коэффиценти камаяди, яъни конверсия эҳтимоллики камаяди;
- ўтиш мультиполлиги ошиши билан конверсия коэффиценти ошади;
- Атом номери Z ошиши билан конверсия коэффиценти ошади;

Ички конверсия ҳодисасини ўрганиш ядро сатҳларининг турли характеристикаларини (конверсион электронлар энегияси бўйича энергияларни, конверсия коэффицентлари бўйича ҳаракат миқдор моментларини ва ҳ.к.) аниқлашда катта аҳамиятга эгадир.

Ядро уйғонган ҳолатдан пастки ҳолатга гамма-квантлар ва ички конверсия электронлари чиқариш ҳодисасидан ташқари электрон-позитрон жуфти чиқариш йўли билан ўтиши мумкин. Агар ўтиш энергияси $\Delta E > 1,02 \text{ МэВ}$ бўлса мазкур жараён содир бўлади. Аммо, бу механизмнинг эҳтимоллиги гамма-квант нурланиш эҳтимоллигининг 10^{-3} қисмини ташкил қилади.

1.7-§. Мёссбауэр эффекти ва унинг қўлланилиши

Ядроларнинг гамма-нурланишлари Мёссбауэр эффекти деб номланган қизиқ бир ҳодиса билан боғланган. Мазкур эффектни 1958 – йилда немис физиги Р.Мёссбауэр кашф қилган ва бу кашфиёт учун 1960 йилда физика бўйича Нобель мукофотига сазовор бўлган. Мёссбауэр эффекти деб гамма-квантларнинг резонанс ютилишига айтилади. Бу эффект ёруғлик квантларининг атомда резонанс ютилишининг ядровий аналогияси ҳисобланади.

Ядродан чиқган гамма-квант унинг E уйғониш энергиясининг ҳам-масини олиб кетмайди. Бу энергиянинг бир қисмини гамма-квант чи-қарган ядронинг $T_{\text{яд}}$ тепки энергиясига сарфланади:

$$E_{\text{чиқан}} = (E - T_{\text{яд}}) < E \quad (1.23)$$

Ядрони E энергиягача уйғотиш учун унга энергияси қуйидагига тенг бўлган гамма-квант ютиши лозим:

$$E_{\text{ютил}} = (E + T_{\text{яд}}) > E \quad (1.24)$$

сабаби, энергия ва импульс сақланиш қонунига асосан гамма-квант энергиясининг бир қисми ядро ҳаракатланиш энергиясига сарф бўлади. Натижада чиқарилган ва ютилган гамма-квант энергияси $2T_{\text{яд}}$ катталиқка мос тушмайди.

Квант физикаси нуқтаи назаридан қараганда ҳар бир уйғонган энергетик сатҳ чексиз нозик эмас, балки у ΔE табиий кенглик деб номланган кенгликка эга. Табиий кенглик Γ билан белгиланади. **1.11-расм**да энергетик сатҳ ва чизиқнинг табиий кенгликлари келтирилган. Табиий кенглик ноаниқлик муносабати орқали аниқланади.

Резонанс ютилиш шартини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

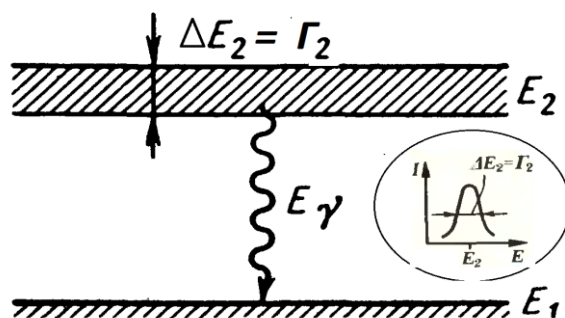
$$\Gamma > 2T_{\text{яд}} \quad (1.25)$$

бу ерда

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \quad (1.26)$$

Γ – энергетик сатҳнинг табиий кенглиги, τ - уйғонган ҳолатда ядронинг яшаш вақти.

Уйғонган ҳолатда ядронинг τ яшаш вақти қанчалик кичик бўлса, унинг мазкур ҳолатдаги энергиясининг ноаниқлиги шунчалик катта бўлади. Ақсинча, уйғонган ядронинг τ яшаш вақти қанчалик катта бўлса, энергиясининг қиймати шунчалик аниқ ва гамма-квантнинг монохроматиклик даражаси катта бўлади.



1.11-расм. Уйғонган ҳолат сатҳ ва чизиқининг табиий кенгликлари.

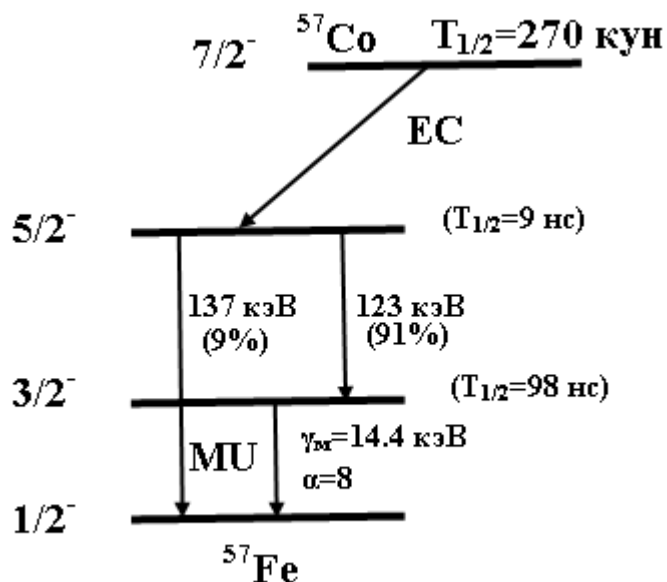
Мисол тариқасида 129 кэВ энергияли уйғонган ҳолатга ва $\tau \approx 10^{-10}$ с ўртача яшаш вақтига эга бўлган ^{191}Ir ядросини оламиз. (1.26) формула бўйича мазкур энергетик сатҳнинг кенглигини аниқлаймиз:

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = \frac{0,66 \cdot 10^{-15} \text{ эВ} \cdot \text{с}}{10^{-10} \text{ с}} = 6,6 \cdot 10^{-6} \text{ эВ} \quad (1.27)$$

Ядро олган тепки энергияси (1.20) формула бўйича аниқланади:

$$T_{\text{яд}} = \frac{E^2}{2M_{\text{яд}}c^2} = 0,047 \text{ эВ}$$

Бу ҳисоблашларни $^{57}_{26}\text{Fe}$ ядроси учун ҳам кўриб чиқамиз. $^{57}_{26}\text{Fe}$ ядроси $^{57}_{25}\text{Co}$ ядросининг β -парчаланиши натижасида уйғонган ҳолатда ҳосил бўлади (1.12-расм).



1.12-расм. ^{57}Co радионуклидининг парчаланиш схемаси. MD – Мёссбауэр ўтиши.

Унинг гамма-квантининг энергияси $E_\gamma = 14,4 \text{ кэВ}$ ва яшаш вақти $\tau = 1,4 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ энергетик сатҳнинг кенглигини (1.26) формула бўйича аниқлаймиз:

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \approx 6 \cdot 10^{-9} \text{ эВ}.$$

Ядро олган тепки энергияси:

$$T_{\text{яд}} = \frac{E^2}{2M_{\text{яд}}c^2} = 0,002 \text{ эВ}.$$

Демак, келтирилган иккита мисолда ҳам ядро тепки энергияси нурланиш чизиғининг табиий кенглигидан анча катта экан. Бошқача сўз билан айтганда, ядро томонидан чиқарилган гамма-квантни шу турдаги ядро юта олмас экан. Бу эса эркин атомда ядро резонанси

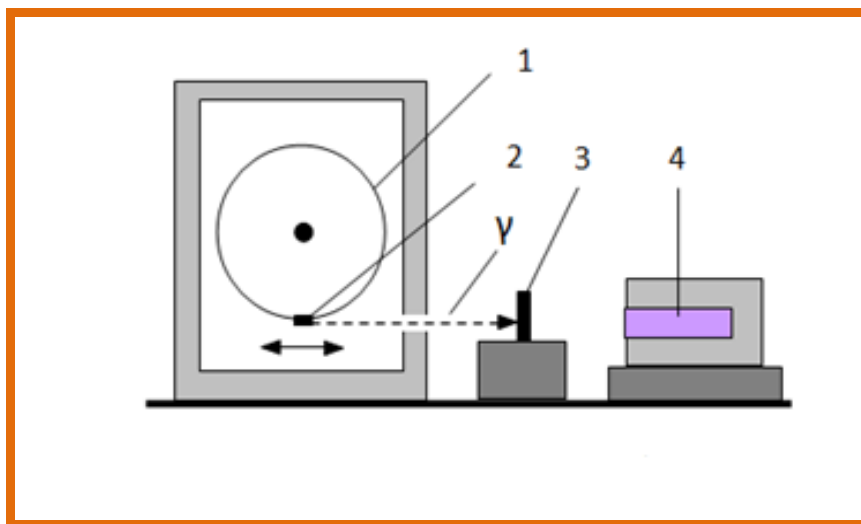
содир бўлишини инкор қилади. Таъкидлаб ўтамиз, оптик ўтишларнинг энергияси ядро ўтишларига нисбатан 10^4 марта кичик ва (1.25) шарт оптик ютилишлар учун ўринли бўлади. Агар тепки энергияси қиймати чизиқнинг табиий кенглиги катталигига камайтиришга эришилса, унда гамма-квант энергиясини қуйидагича нисбий аниқлик билан ўлчаш мумкин бўлар эди:

$$\frac{\Gamma}{E_\gamma} = \frac{\hbar}{E_\gamma \tau} \approx 10^{-12} - 10^{-14} \quad (1.28)$$

Кристалл структурага эга бўлган қаттиқ жисмлардаги боғлан-ган атомлардан бирига энергия узатилиши, уни ўраб турган катта сонли атомларнинг хаотик тебранишини юзага келтиради, яъни кристаллнинг ички энергиясини оширади. Битта ядронинг γ - **квант** чиқариши ёки ютиши натижасида кристаллдаги атомлар катта жамосининг тартибли тебраниши юзага келиши кичик эҳтимоликка эга бўлса керак. Аммо температура камайтирилса, алоҳида атомларнинг тебранишлари экспоненциал камаяди. Бунда кристаллдаги алоҳида битта атомнинг эга бўлиши мумкин бўлган тебранма кинетик энергияси (1.28) ифодадаги тепки энергиясидан кичик бўлади. Энди катта миқдордаги атомлар ($\sim 10^8 \div 10^9$) бирдамлик билан (мувофиқлаштирилган) ягона бир бутун тизим бўлиб тебраниш имкониятига эга бўлишади. Кристалл тепки импульсини ўзига олган ҳолда эга бўладиган кинетик энергия қиймати, алоҳида бир атомнинг массасига нисбатан кристалл ўта катта массага эга бўлганлиги сабабли эътиборга олмаса ҳам бўладиган даражада кичикдир. Ушбу ҳолда кристаллга берилган тепки энергия жуда кичик бўлади, нурланаётган ва ютилаётган гамма-квант энергияси ўзгармайди. Кристалл оладиган тепки энергиясини баҳолаймиз:

$$R = \frac{p_{\gamma}^2}{2 \cdot 10^8 M_{\gamma}} = \frac{T_{\gamma}}{10^8} \approx 5 \cdot 10^{-10} \text{ эВ}$$

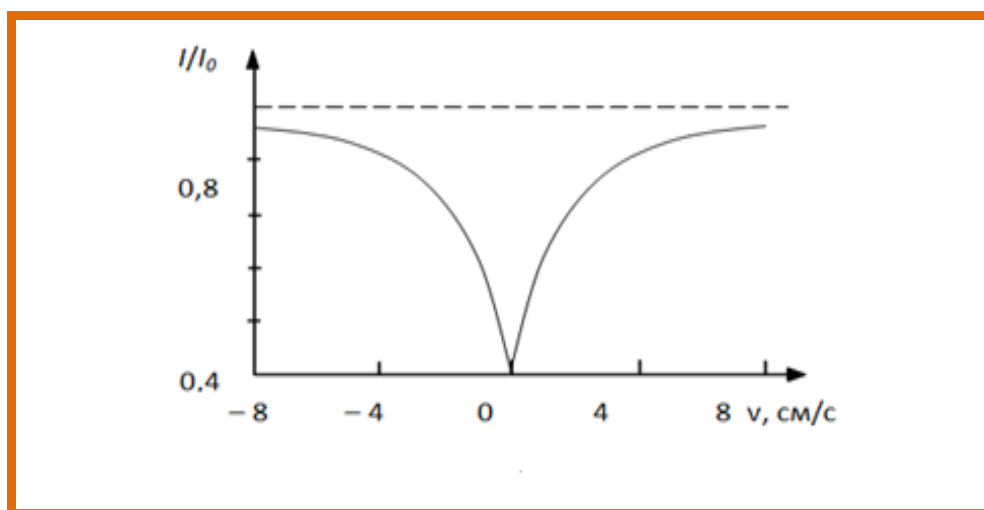
Бу ерда p_{γ} , M_{γ} ва T_{γ} – мос ҳолда “тепки” олган ядро импульси, массаси ва кинетик энергияси. Бу ердан кўринадики, чиқаётган ва ютиладиётган гамма-квантларнинг энергияси тенг бўлади, яъни резонанс ҳодиса кузатилади. Мёссбауэр манба ва юткични суяқ азот температурасигача совутиб, биринчи марта гамма-квантларнинг чиқиши ва ютилишларини тепкисиз кузатган ва гамма-квантлар энергиясини ниҳоятда юқори аниқликда ўлчаш имконияти мавжудлигини исботлаган. Кейинчалик, Мёссбауэр эффектини ^{57}Fe ($E_{\gamma} = 14,4 \text{ кэВ}$, $\tau = 1,4 \cdot 10^{-7} \text{ с}$) ва ^{119}Sn ($E_{\gamma} = 23,9 \text{ кэВ}$, $\tau = 2,8 \cdot 10^{-8} \text{ с}$) ядролардаги кичик энергияли гамма-ўтишлар учун хона температурасида ҳам кузатиш мумкинлиги аниқланди. Ҳозирги вақтда бу эффект нуклидлар ядро физикаси ва қаттиқ жисмлар физикаси масалаларини ҳам тез-тез қўлланилмоқда.



1.13-расм. Мёссбауэр тажрибаси

Гамма-квантларнинг резонанс ютилиши бўйича тажриба схемаси 1.13-расмда келтирилган: 2 - гамма-нурланиш манбаи, 3-юткич ва 4 битта чизик бўйлаб жойлашган гамма-нурланишлар детектори. Манба қандай ядролардан ташкил топган бўлса, юткич ҳам шундай

ядролар-дан ташкил топган бўлади. Гамма-нурланишлар манбаи 1 цилиндрга жойлаштирилган бўлиб, бу цилиндр тебранма ҳаракат қилади. Ушбу тебранма ҳаракат натижасида манба ютгичга даврий равишда яқин-лашиб ва узоқлашиб туради. Бунда Допплер эффекти ҳисобига гам-ма-нурланиш частотаси ўзгаради. Ютилиш қийматининг ўзгариш эффектини кузатиш учун манба ва ютқичларни бир бирига нисбатан бир неча мм/с тезлик билан силжитиш ҳаракатлантириш етарли экан. Мёссбауэр тажрибасида олинган ютилиш эгри чизиги 1.14-расмда келтирилган.



1.14-расм. Мёссбауэр тажрибасида олинган ютилиш эгри чизик

Мёссбауэр эффекти асосида Мёссбауэр спектроскопияси деб номланувчи янги йўналиш вужудга келди. Бунда радиоактив манбадан чиққан монохроматик гамма-нурланишларни ютқичда резонанс ютилиши содир бўлади. Абсорбцион Мёссбауэр спектроскопиясида (методнинг кўп қўлланиладиган турларидан бири) намуна ютқич гамма-квантлар билан “ёритилади”, яъни нурлантирилади. Гамма-нурланишлар манбаи сифатида темир-57, иридий-191 ва бошқа Мёссбауэр радиоизотоплари қўлланилади. Намуна-ютқичдан кейин

детектор жойлаштирилади. Бу детектор ёрдамида гамма-квантларнинг намунадаги ютилиш коэффицентлари аниқланади. Намуна ҳам худди шундай (^{57}Fe , ^{191}Ir ва ҳ.к.) ядролардан. ташкил топган бўлиши лозим.

1.15-расмда MS1104Em турдаги экспресс Мёссбауэр спектрометри келтирилган. Ушбу спектрометр хона температурасидан 85 К гача бўлган температураларда трансмиссион ва эмиссион Мёссбауэр ўл-чашларни амалга ошириш учун мўлжалланган.

Ҳозирги кунда ядровий гамма-резонанс методи физикавий материалшуносликда, геологияда, кимёда ва биологияда кенг қўлланилмоқда.



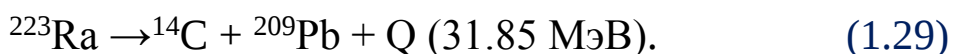
1.15-расм. MS-1104Em турдаги Мёссбауэр спектрометри

Масалан биологияда оксил таркибида темир моддаси мавжуд бўлган гуруҳларнинг хусусиятларини таҳлил қилишда кенг қўлланилади. Бу методнинг катта таассурот қолдирадиган қўлланилиши, 1960– йилда Паунд ва Ребкилар томонидан ўтказилган тажриба

ҳисобланади. Бу тажрибада лаборатория шароитида умумий нисбийлик назариясида айтиб ўтилган гамма-квантларнинг гравитацион силжиши ўлчанган.

1.8-§. Кластер радиоактивлик

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



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

Кластер парчаланишлар жуда катта сондаги оғир изотоплар учун кинематик рухсат этилган. Аммо кўпчилик ҳолларда бундай жараёнларнинг эҳтимолликлари жуда ҳам кичик бўлганлиги учун ҳозирги кунда мавжуд бўлган экспериментал қурилмаларнинг имкониятлар чегарасида бу ҳодисаларни кузатиш мумкин эмас. Бу потенциал тўсиқларнинг кенглиги ёки баландлиги ошиши билан

шаффофлик экспоненциал камайиши билан боғлиқдир. Учиб чиқаётган кластер ва иккиламчи ядро нисбий ҳаракатининг Q энергияси 28 дан 94 МэВ гача ўзгаради ва у ҳамма ҳолда V_B потенциал тўсиқнинг баланд-лигидан сезиларли даражада кичик бўлади. Шундай қилиб, кластер парчаланиш ҳам альфа-парчаланиш каби классик физикадаги потенциал тўсиқ орқали зарранинг ўтиши тақиқланган, туннель эффекти сабабли содир бўлар экан. Кластер парчаланишни, баъзи бир маънода ядронинг альфа-парчаланиш ва спонтон бўлиниши орасидаги оралиқ жараён сифатида ҳам қараш мумкин.

Кластер парчаланишларни уларнинг бирламчи ядро асосий парчаланиш турига нисбатан парчаланиш эҳтимолликлари **1.1-жадвалда** келтирилган. Оғир ядролар соҳасида асосий парчаланиш тури альфа-парчаланиш ҳисобланади. Шу сабабли, бу жадвалда тажрибада кузатиладиган кластер парчаланишлар альфа-парчаланишга қийслаштирилган. Бу жадвалда бирламчи ядро, учиб чиқаётган кластерлар, парчаланиш энергияси Q , кластер чиқиш эҳтимоллигининг альфа-зарра чиқиш эҳтимоллигига нисбати λ_C/λ_α , кластер нисбий чиқишнинг ярим парчаланиш давлари келтирилган. Бу жадвалнинг таҳлили шуни кўрсатадики, баъзи бир ядроларда нейтронларнинг катта миқдорда ошиқча бўлиши нейтронга бой бўлган энгил нуклидларнинг эмиссиясига (чиқишига) имкон беради

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

Кластер радиоактивлик кашф этилишига олиб келувчи ҳал қилувчи омил бу радиоактив парчаланувчи изотопни танлаш бўлди.

1.1-жадвал

Кластер парчаланишларни уларнинг бирламчи ядро асосий парчаланишга нисбатан эҳтимоллиги.

Бирламчи ядро	Учиб чиқаётган кластерлар	Q, МэВ	λ_c / λ_a	T _{1/2} , йил
¹¹⁴ Ba	¹² C	-	$\sim 3,0 \cdot 10^{-5}$	-
²²¹ Fr	¹⁴ C	31.28	$8,14 \cdot 10^{-13}$	$> 2 \cdot 10^8$
²²¹ Ra	¹⁴ C	32.39	$< 1,2 \cdot 10^{-13}$	$> 7,4 \cdot 10^6$
²²² Ra	¹⁴ C	33.05	$(3,7 \pm 0,6) \cdot 10^{-10}$ $(3,1 \pm 1,0) \cdot 10^{-10}$ $3,07 \cdot 10^{-10}$	
²²³ Ra	¹⁴ C	31.85	$8,5 \cdot 10^{-10}$ $(8,5 \pm 2,5) \cdot 10^{-10}$ $(7,6 \pm 3,0) \cdot 10^{-10}$ $(5,5 \pm 2,0) \cdot 10^{-10}$	
²²⁴ Ra	¹⁴ C	30.54	$6,1 \cdot 10^{-10}$ $(4,3 \pm 1,2) \cdot 10^{-11}$	$(2,3 \pm 0,6) \cdot 10^8$
²²⁶ Ra	¹⁴ C	28.21	$2,9 \cdot 10^{-11}$ $(3,2 \pm 1,6) \cdot 10^{-11}$ $(2,9 \pm 1,0) \cdot 10^{-11}$	
²²⁵ Ac	¹⁴ C	30,47	$6 \cdot 10^{-12}$ $< 4 \cdot 10^{-13}$	$> 7 \cdot 10^{10}$
²²⁸ Th	²⁰ O Ne	-	$1 \cdot 10^{-13}$?	-
²³⁰ Th	²⁴ Ne	57.78	$5,6 \cdot 10^{-13}$ $(5,6 \pm 1,0) \cdot 10^{-13}$	$(1,3 \pm 0,3) \cdot 10^1$ 7
²³¹ Pa	²³ F ²⁴ Ne	51,84 -	$< 4 \cdot 10^{-14}$ $9,97 \cdot 10^{-15}$ $1,34 \cdot 10^{-11}$	$> 8 \cdot 10^{17}$
²³² U	²⁴ Ne	62.31	$(2,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-12}$	$(3,4 \pm 0,8) \cdot 10^1$

	^{28}Mg		$2 \cdot 10^{-12}$ $1,18 \cdot 10^{-13}$	3
^{233}U	^{24}Ne ^{25}Ne ^{28}Mg	60.50 60.85	$(7.5+2.5) \cdot 10^{-13}$ $(5.3+2.3) \cdot 10^{-13}$ $1,3 \cdot 10^{-15}$	
^{234}U	^{28}Mg ^{24}Ne ^{26}Ne	74.13 58.84 59.47	$1 \cdot 10^{-13}$ $(1.4 \pm 0.2) \cdot 10^{-13}$ $9 \cdot 10^{-14}$ $< 4 \cdot 10^{-12}$	
^{235}U	^{24}Ne ^{25}Ne ^{28}Mg ^{29}Mg	 55.96 56.75 72.20	$8 \cdot 10^{-12}$ $< 5 \cdot 10^{-12}$ $1,8 \cdot 10^{-12}$	$> 9 \cdot 10^{20}$
^{236}U	^{24}Ne ^{26}Ne ^{28}Mg ^{30}Mg	 57.36 58.11 72.20	$9 \cdot 10^{-12}$ $2 \cdot 10^{-13}$	$> 1.4 \cdot 10^{20}$
^{236}Pu	^{28}Mg	79.67	$2 \cdot 10^{-14}$	$\sim 1.5 \cdot 10^{14}$
^{238}Pu	^{32}Si ^{28}Mg ^{30}Mg	91.21 75.93 77.03	$1,38 \cdot 10^{-16}$ $5,62 \cdot 10^{-17}$	$\sim 6.5 \cdot 10^{17}$ $\sim 1.5 \cdot 10^{18}$
^{240}Pu	^{34}Si	 90.95	$< 1.3 \cdot 10^{-13}$ $6 \cdot 10^{-15}$	$> 5 \cdot 10^{16}$
^{237}Np	^{30}Mg	75.02	$1,8 \cdot 10^{-14}$	$> 5 \cdot 10^{19}$
^{241}Am	^{34}Si	93.84	$2,6 \cdot 10^{-13}$	$> 9 \cdot 10^{16}$

Агар кластер парчаланиш натижасида икки марта сеҳрли ^{208}Pb изотопига яқин изотоп ҳосил бўлса, энергия бўйича максимал устунлика эга бўлади. Бунда кластернинг потенциал тўсикдан ўтиш эҳтимоллиги ошади, бу эса маълум бир кластернинг ҳосил бўлиши билан боғлиқ бўлган парчаланиш эҳтимоллигини оширади. Тез орада ^{14}C ядронинг спонтан учиб чиқиши ^{221}Fr , ^{221}Ra , ^{222}Ra изотопларда аён бўлди. Ҳозирги вақтда кластер радиоактивлик аниқланган 10 дан

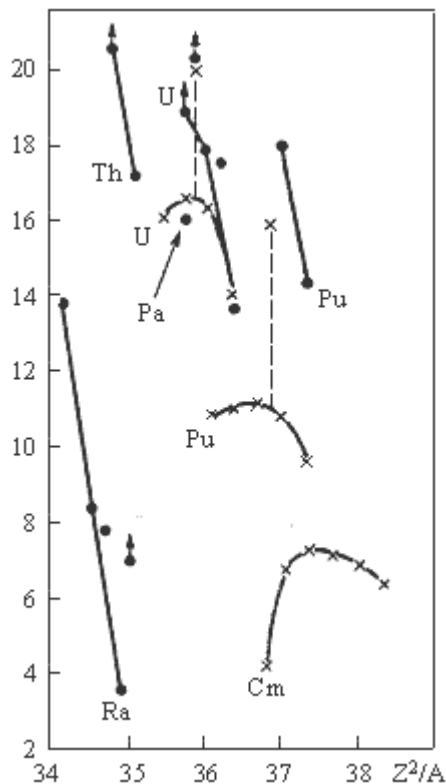
ортиқ изотоплар маълумдир. ^{14}C ядро чиқиши билан бир қаторда ^{24}Ne , ^{26}Ne , ^{28}Mg , ^{32}Si изотоплар чиқишлари ҳам кузатилади.

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

Кластер радиоактивлик табиатини тушуниш учун ушбу ходисани, α -парчаланиш ва кучли ассимметрик ядро бўлинишлари билан солиштириш табиийдир.

Атом ядроси бўлинишида ядро катта ўзгариш содир бўлади ва у иккита бўлакка бўлинади. Агар бўлинишдан олдин у кучли деформацияланган ва чўзилган бўлса, бўлиниш содир бўлади. Узилиш моментида деформация параметри мувозанат қийматидан икки марта катта бўлади. Узилиш (бўлиниш) натижасида кучли уйғонган деформацияланган бўлаклар ҳосил бўлади. Уларнинг учиб кетиш жараёни потенциал тўсиқ усти ёки атрофида бўлар экан. Бир неча изотоплар учун ярим парчаланиш даври логарифмининг бўлиниш параметрига Z^2/A боғланиши 1.16-расмда келтирилган. Бўлиниш параметри қанча катта бўлса, оғир ядроларнинг ўз-ўзидан бўлиниши шунча осон бўлади. Агар $Z^2/A > 46,56$ шарт бажарилганда ҳар қандай ядро беқарор бўлиб, спонтан парчаланиш имкониятига эга бўлади. Z^2/A катталиқнинг ортиб бориши билан ядроларнинг спонтан бўлиниш эҳтимоллиги ҳам ортиб, ядронинг ярим парчаланиш даврининг камайиши янги трансурани элементларни синтез қилишга маълум чегара қўяди.

1.16-расмдан кўринадики, ушбу боғланиш спонтан бўлиниш учун одатда “чўққисимон” кўринишга эга бўлади, шу билан бир вақтда кластер радиоактивлик учун бўлиниш параметри ошиши билан ярим парчаланиш даври кескин камаяди.



1.16-расм. Кластер радиоактивлик(нуқталар) ва спонтан бўлиниш(крестик) ҳолларида ярим парчаланиш логарифмининг Z^2/A бўлиниш параметрига боғланиши.

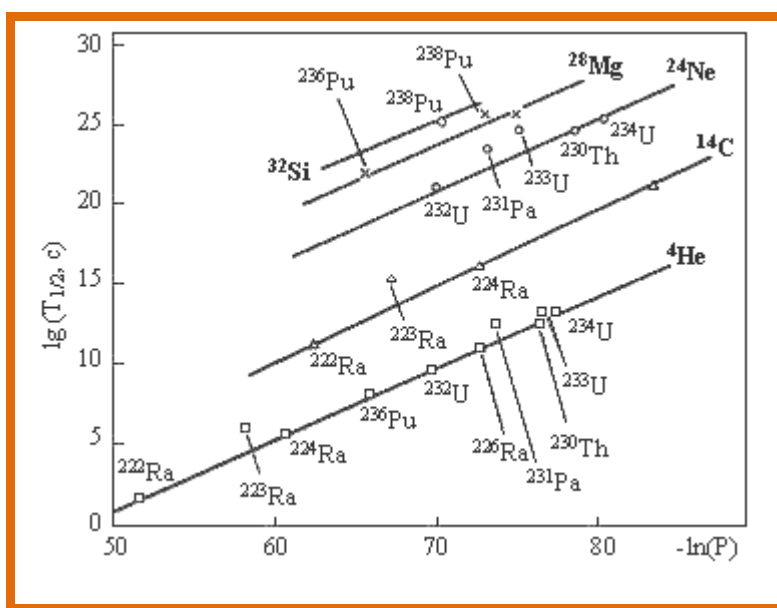
Альфа-парчаланиш бўлиниш жараёнидан қуйидаги бир неча белгилари бўйича кескин фарқ қилади:

1. α -парчаланиш тўсиқ ости жараёни.
2. Дастлабки(ёки бошланғич) ядро α -зарра ва иккиламчи ядрога парчаланганда, иккиламчи ядро асосий ёки кучсиз уйғонган ҳолатда ҳосил бўлади.
3. α -парчаланиш натижасида ядро катта ўзгаришлар содир бўлмайди.

Кластер парчаланиш доимийси λ , ярим парчаланиш даври $T_{1/2}$, вақт бирлигида ядро сиртида кластер ҳосил бўлиш эҳтимоллиги w ва D потенциал тўсиқдан ўтиш эҳтимолликлари орқали аниқланади:

$$\lambda = \ln 2 / T_{1/2} = wD \quad (1.30)$$

Кластер радиоактивлик парциал ярим парчаланиш даврининг Кулон потенциал тўсиғи шаффофлиги (тўсикдан ўтиш эҳтимоллиги) логарифмига боғланиши 1.17-расмда келтирилган. Бу ерда солиштириш учун α -парчаланишга оид боғланиш ҳам келтирилган. Расмдан кўринадики, ҳамма ҳоллардаги кластерлар ва α -парчаланишда чизиқли боғланишлар кузатилади.



1.17-расм. Кластер радиоактивлик парциал ярим парчаланиш даврининг Кулон потенциал тўсиғи шаффофлиги (тўсикдан ўтиш эҳтимоллиги) логарифмига боғланиши

Альфа-парчаланиш ва спонтан бўлиниш жараёнларини ўрганиш шуни кўрсатдики, иккала ҳолда ҳам ҳал қилувчи омил бўлиб, α -зарра ёки оғирроқ кластерларнинг потенциал тўсикдан ўтиши ҳисобланади. Келтирилган далиллар шуни кўрсатадики, ҳар кластер парчаланишлар кўпроқ α -парчаланиш ҳодисасига ўхшаш экан.

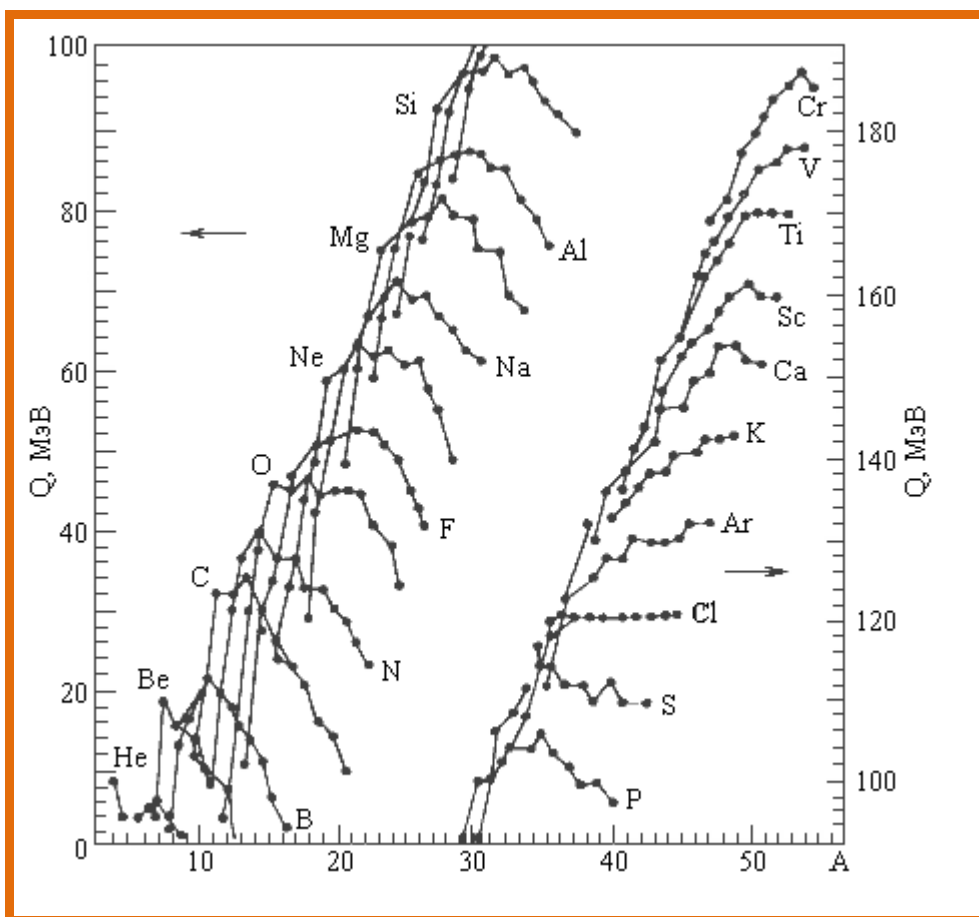
Дастлабки ядродан учиб чиқаётган кластерларнинг $E_{\text{кин}}$ кинетик энергиясини экспериментал ўлчашларни бу ҳулосага қўшимча далил сифатида келтириш мумкин. Ушбу кинетик энергия қуйидаги ифода билан аникланади:

$$E = Q(F_t/F_i) \quad (1.31)$$

бу ерда Q – кластер парчаланиш энергияси, F_i – дастлабки (ёки бирламчи) ядро массаси, F_t – иккиламчи ёки парчаланишдан кейин ҳосил бўлган ядро массаси. Чиқаётган кластерларнинг массаси ошиши билан (1.31) муносабатдан баъзи бир четланишлар оғирроқ кластерлар чиқаришида α -парчаланиш механизимидан узоқ давом этувчи механизмга ўтишга далолат беради. Шундай қилиб, ушбу ҳолда ҳам α -парчаланиш жараёнидаги каби парчаланиш энергияси асосий омиллардан бири ҳисобланади. Кўпчилик оғир ядролар иккита ядрога, яъни, $A \rightarrow A_1 + A_2$ парчаланишга энергетик жиҳатдан нотурғун бўлади. Бунда парчаланиш энергияси қуйидагига тенг бўлади:

$$Q = [M(A) - M(A_1) - M(A_2)]c^2. \quad (1.32)$$

Демак, бунда Q катталики катта сонли A_1 ва A_2 ларнинг турли комби-нациялари учун мусбат бўлар экан. Аммо, A_1 ва A_2 масса сонла-рининг фақат баъзи бир бирикмаси кучли ажралиб турган бўлади ва парчаланишда айнан ушбу бирикмалар ҳосил бўлади. Парчаланиш энергиясига берк қобиклар кучли таъсир кўрсатади. Кластер парчаланиш энергияси яққол кўринадиган максимумга эга. Бу максимум нейтронлар билан тўлган қобик ва $N = 8, 14, 20$ каби энгил фрагментлар ости қобиклари билан боғланган.



1.18-расм. ^{208}Pb оғир фрагменти ҳосил бўлишига олиб келувчи турли парчаланишлар учун кластер Q парчаланиш энергиясининг чиқаётган кластер масса сонига боғланиши.

Бу боғланиш 1.18-расмда аниқ кўриниб турибди. Бу расмда кластер парчаланиш энергияси Q нинг, ^{208}Pb ҳосил бўлишига олиб келувчи турли парчаланишлар учун, чиқаётган кластерлар массаларига боғланиши кўрсатилган. Энг катта эҳтимолликдаги чиқишлар сеҳрли сонли фрагментларга тўғри келади. $A_1=208$ ($Z_1=82$, $N_1=126$) ва $A_2=14, 24, 28, 34$ ($N_2=8, 14, 20$) ядроларда энг катта чиқишларга эга.

Кластер парчаланишларни назарий тушунтириш учун турли моделлар таклиф этилган. Ушбу моделлар ёрдамида кейинги ва ҳали кашф этилмаган кластер парчаланишларни олдиндан башорат қилин-

моқда. Тажрибалар шуни кўрсатдики, ушбу моделлар билан кластер парчаланиш параметрларини ҳисобланган натижалари тажриба натижалари билан яхши мос тушар экан.

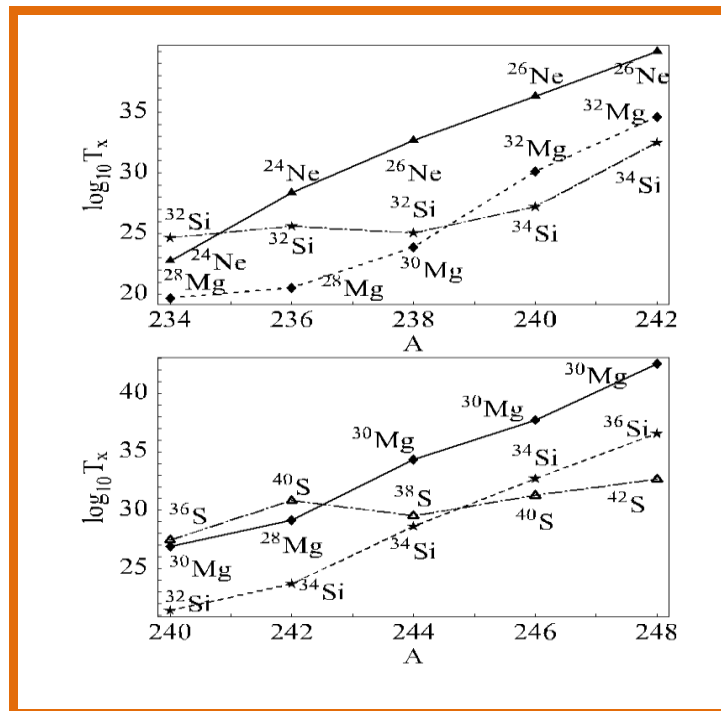
1.2-жадвал

**Кластер радиоактивлик учун тажрибада ўлчанган
ярим парчаланиш даври билан назарий ҳисобланган
ярим парчаланиш даврларини солиштириш**

$A \rightarrow A_x + A_f$	Q, МэВ	$T_{1/2}^{\text{exp}}, \text{с}$	$T_{1/2}, \text{с}$
$^{222}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	33,05	$1,7 \cdot 10^{11}$	$2,3 \cdot 10^{11}$
$^{228}\text{Th} \rightarrow ^{20}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$	44,73	$5,4 \cdot 10^{20}$	$5,1 \cdot 10^{20}$
$^{232}\text{U} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$	62,32	$2,5 \cdot 10^{20}$	$2,7 \cdot 10^{19}$
$^{234}\text{U} \rightarrow ^{26}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$	59,48	$1,2 \cdot 10^{25}$	$2,1 \cdot 10^{25}$
$^{236}\text{U} \rightarrow ^{30}\text{Mg} + ^{206}\text{Hg}$	72,51	$3,8 \cdot 10^{27}$	$8,3 \cdot 10^{27}$
$^{236}\text{Pu} \rightarrow ^{28}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$	79,85	$3,5 \cdot 10^{21}$	$3,4 \cdot 10^{20}$
$^{238}\text{Pu} \rightarrow ^{32}\text{Si} + ^{206}\text{Pb}$	91,20	$1,9 \cdot 10^{25}$	$1,1 \cdot 10^{25}$
$^{242}\text{Cm} \rightarrow ^{34}\text{Si} + ^{208}\text{Pb}$	96,52	$1,4 \cdot 10^{23}$	$4,8 \cdot 10^{23}$

Кластер парчаланиш моделлардан энг охириларида бири ёрдамида ҳисобланган ярим парчаланишлар даври 1.2-жадвалда келтирилган. Шунингдек, бу жадвалда тажрибада олинган натижалар ҳам солиштириш учун алоҳида устунда келтирилган. Ушбу модел Бирлашган ядро тадқиқотлар институти (Россия) ходимлари Г.Г. Адамян, С.Р. Куклин ва Н.В. Антоненколар тамонидан таклиф этилган. Мазкур модел асосида ҳисобланган ярим парчаланиш даврининг дастлабки (бирламчи) ядро масса сонига боғланиши **1.19-расм**да келтирилган. Бу ерда неон, магний ва кремний кластерларининг плутонийдан (юқори график), магний, кремний ва олтингугурт

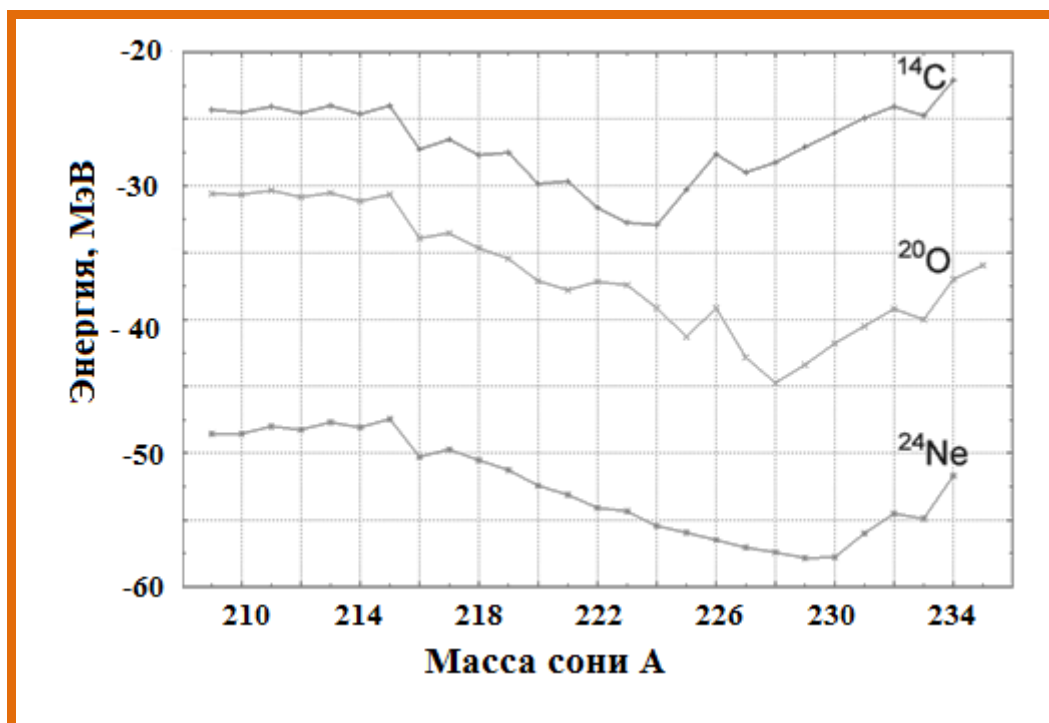
кластерларининг кюрийдан (пастки график) чиқиши учун боғланиш келтирилган. **1.2-жадвал**да кластер радиоактивлик учун тажрибада ўлчанган ярим парчаланиш даври билан назарий ҳисобланган ярим парчаланиш давлари солиштирилган. Бу ердан кўринадикки, мазкур модел асосида бажарилган ҳисоблашлар тажрибада олинган маълумотлари билан қониқарли даражада мос тушар экан.



1.19-расм. Ҳисобланган ярим парчаланиш даврининг дастлабки(бирламчи) ядро масса сонига боғланиши. Бу ерда неон (қора учбурчак), магний (қора ромб) ва кремний(юлдузча) кластерларининг плутонийдан (юқори график), ва магний, кремний ва олтингугурт (ёруғ учбурчаклар) кластерларининг кюрийдан (пастки график) чиқиши учун. Нуқталар ёнида енгил кластерларнинг масса сони кўрсатилган.

Бу жадвалдан кўринадикки, бирламчи ядронинг масса сони ошганда реакция энергияси ҳам ошади. Ушбу ҳолни тажрибада олинган ва 1.18-расмда келтирилган ^{208}Pb оғир фрагменти ҳосил бўлишига олиб келувчи турли парчаланишлар учун кластер Q парча-

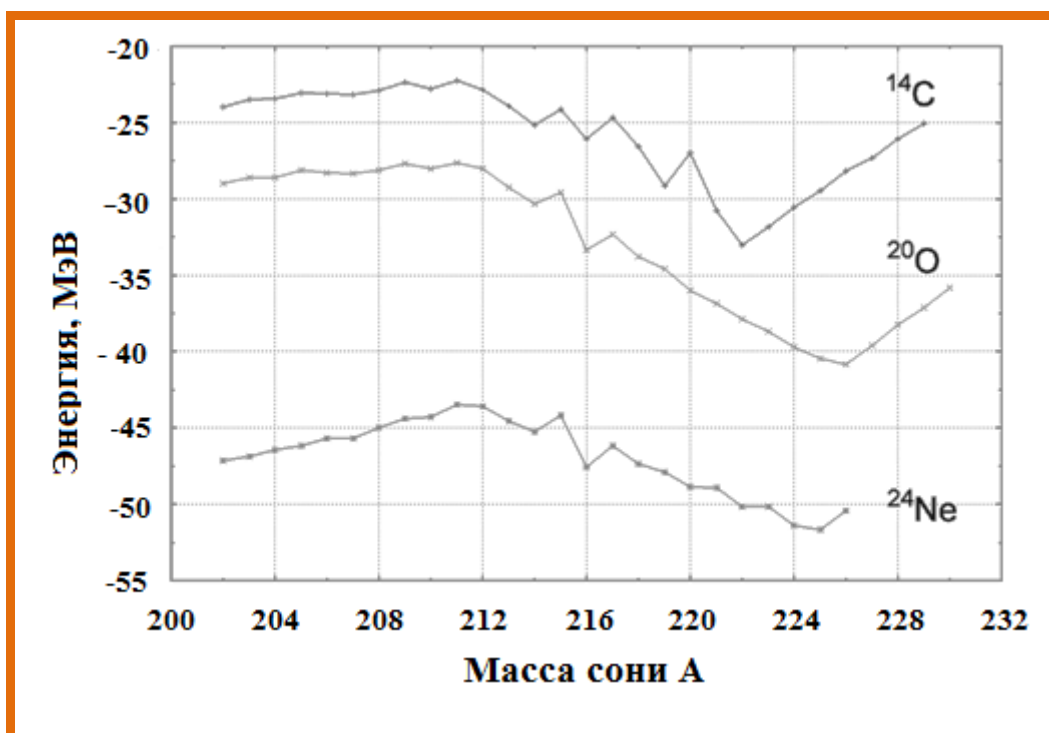
ланиш энергиясининг чиқаётган кластер масса сонига боғланишида ҳам кўриш мумкин.



1.20-расм. Торий $_{90}\text{Th}$ ($A = 209\text{--}234$) изотопларидан ^{14}C , ^{20}O , ^{24}Ne кластерларни ажратиш энергиясининг масса сонига боғланиши.

Битта элемент изотопларидан кластерларнинг чиқиши, масса сони A га қандай боғлиқ бўлишини 1.20 ва 1.21-расмлардан кўриш мумкин. 1.20-расмда торий $_{90}\text{Th}$ ($A = 209\text{--}234$) изотопларидан ^{14}C , ^{20}O , ^{24}Ne кластерларни ажратиш энергиясининг масса сонига боғланиши келтирилган. Ушбу энергия ^{14}C , ^{20}O , ^{24}Ne кластерлар учун масса сони ошиши билан камайиб боради ва маълум нуқтадан кейин яна ортиши кузатилади (1.20-расм). Бу нуқта энгилроқ кластерлар учун кичик масса сонларида кузатилади. Кластерлар оғирлашган сайин бу нуқта масса сонининг катта қийматларига тўғри келади. Бу ҳолатни 1.21-расмда ҳам кузатиш мумкин. Бу расмда радий $_{88}\text{Ra}$ ($A=202\text{--}230$)

изотоп-ларидан ^{14}C , ^{20}O , ^{24}Ne кластерларни ажратиш энергиясининг масса сонига боғланиши кўсатилган.

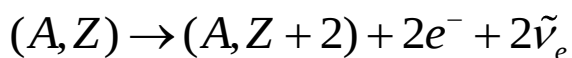


1.21-расм. Радий ^{88}Ra ($A = 202\text{--}230$) изотопларидан ^{14}C , ^{20}O , ^{24}Ne кластерларни ажратиш энергиясини масса сонига боғланиши.

1.9-§. Қўшалок бета-парчаланишлар

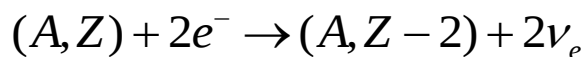
Қўшалок бета-парчаланишлар кучсиз ўзаро таъсир сабабли ядро заряди иккига ўзгарадиган атом ядроларнинг радиоактив парчаланишларидир. Қўшалок бета-парчалаишлар $2\beta^-$ ва $\beta\beta$ -парчаланишлар кўринишларида бўлади.

Қўшалок β -парчаланишда ядро заряди иккита бирликка оши ва иккита электрон чиқиши содир бўлади:

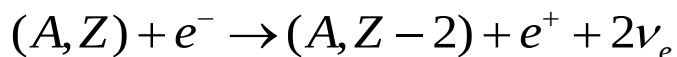


2 β - парчаланишнинг бошқа бир турида эса ядро заряди икки бирликка камаяди.

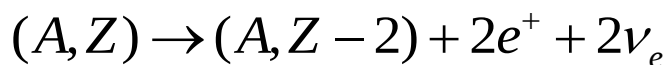
Булардан ташқари қўшалок электрон қамраш (**2e қамраш**) мавжуд, яъни:



Электрон қамрашнинг яна бир ноёб тури бу позитрон ва иккита нейтрино чиқиши билан содир бўладиган қамрашдир:



Позитрон парчаланишнинг ҳам қўшалок парчаланиши мавжуд, яъни:

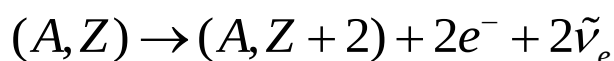


Қўшалок бета-парчалаишлар барча радиоактив жарёнлари ичида энг кам учрайдиган тури ҳисобланади. Ҳозирги кунда 11та нуклидда мазкур жараён юқори ишончликда кузатилган бўлиб, уларнинг ярим парчаланиш даври $7 \cdot 10^{18}$ йилдан ортиқ, ^{128}Te изотопининг ярим парчаланиш даври $(3,5 \pm 2,0) \cdot 10^{24}$ йилни ташкил қилиб, бу бугунги кунда ҳамма радиоактив изотоплар ичида мутлоқ рекорд ҳисобланади.

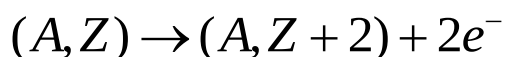
Шуни ҳам таъкидлаб ўтиш керакки, тасдиқланган кузатишлар фақат **2 β -парчаланиш**га тааллуқлидир. Қўшалок қамрашлар фақат **барий-130** изотопида кузатилган ва унинг ярим парчаланиш даври $(2,2 \pm 0,5) \cdot 10^{24}$ йилни ташкил қилади. Ушбу парчаланишлар нафақат иккиламчи ядронинг асосий ҳолатида, балки уйғонган ҳолатида ҳам

амалга ошиши мумкин. Бундай ҳолларда бир ёки бир неча гамма-квант ёки конверсион электронлар нурланиши содир бўлади.

Ҳозирги кунда назария бўйича иккита қўшалок бета-парчаланишлар мавжуд бўлиб, биринчиси юқорида келтирилди, яъни:



Икинчиси эса экзотик бўлиб, бунда нейтрино ҳосил бўлмайди ва нейтриносиз парчаланиш дейилади:



Бугунги кунда фақат икки нейтриноли қўшалок бета-парчаланиш мавжудлиги ишонч билан аниқланган. Нейтриносиз парчаланиш эса аниқланмаган.

Қўшалок бета-парчаланиш юз бераётган радионуклидлар жуда катта ярим парчаланиш даврига эга бўлади деб айтилган эди ва бу тажрибаларда тасдиқланди.

Қўшалок бета-парчаланишларни ўрганиш орқали нейтрино заррачасининг тинчликдаги массага эгами ёки йўқми деган саволга ҳам жавоб бериш мумкин. Бу фактор коинотимизнинг келажакдаги космологик сцена-рийсини танлашда ҳам муҳим аҳамиятга эгадир.

1.10-§. Нейтрон радиоактивлик

Бизга маълум бўлган N-Z диаграмманинг ўнг тамонида турғун ядролардан кейин нейтронга бой (нейтронлар сони ортиқ) бўлган ядролар жойлашган. Ушбу соҳа ҳозирги кунда етарлича ўрганилмаган. Ядро модели томонидан олдиндан айтилган (башорат қилин-

ган) мавжуд бўлиши мумкин бўлган 3 мингта ядро айнан ушбу соҳада жойлашган бўлиб, ҳозирги кунда бу ядролар топилмаган.

Нейтрон радиоактивлик чегарасида жойлашган нейтронга бой енгил ядроларда (neutron drip-line) (A,Z) ядронинг асосий ҳолатидан нейтроннинг чиқиши кузатилади. Бунда масса сони A бирга камаяди, ядро заряди эса ўзгармайди:



Ҳозирги кунда аниқланган нейтрон радиоактив ядролар сони ~ 20 та.

Нейтрон радиоактивликка эга бўлган енгил ядроларнинг оғир изотоплари топилмоқда. Масалан $Z=1$ (${}^{4,5,6}\text{H}$) ва $Z=2$ (${}^{5,7,9,10}\text{He}$) бўлган енгил ядроларда. Нейтрон радиоактивлик $Z=16$ бўлган ядрогача бўлган ядроларда кузатилади. Енгил ядроларнинг оғир изотоплари, яъни, ${}^{26}\text{O}$, ${}^{33}\text{Ne}$, ${}^{36}\text{Na}$, ${}^{39}\text{Mg}$ ва ${}^{49}\text{S}$ изотоплар нейтрон нурлатгичлар ҳисоб-ланади.

Ядродаги нейтронлар сонининг ортиши билан нейтронлар чиқариш эҳтимолликлари ошишига симметрия энергиясининг ошиши сабаб бўлади. Симметрия энергияси қуйидагига тенг:

$$E_{\text{симм}} = 23.6(A-2Z)^2/A \quad (1.33)$$

Протон радиоактивликдан фарқли равишда нейтрон радиоактивликда ярим парчаланиш даври асосан парчаланиш содир бўлганда ядродан чиқиб кетадиган нейтрон олиб кетган орбитал момент билан аниқланади. Нейтрон зарядга эга бўлмаганлиги учун Кулон потенциал тўсиғи мавжуд эмас. Аммо марказдан қочма потенциал тўсиқ мавжуд бўлади.

Атом ядроларининг нейтронлар чиқариб парчаланишида бирламчи ядронинг конфигурацияси кучли ўзгариши мумкин. Бу ўз навбатида радиоактив ядроларнинг яшаш вақтининг ошишига олиб келади.

Ядро асосий ҳолатидан нейтрон чиқариши $Z > 8$ бўлган қуйидаги нейтронга бой бўлган изотопларда кузатилган: ^{28}F , ^{33}Ne , ^{36}Na , ^{39}Mg , ^{49}S . Бу изотопларнинг ҳаммаси тоқ сонли нейтронларга эга. 1.23-1.26-расмларда нейтрон радиоактивлиги аниқланган кимёвий элементлар ($Z=4\div 16$) учун ҳисоблаб топилган нейтронлар ажратиш энергиясининг масса сонига боғланишлари келтирилган.

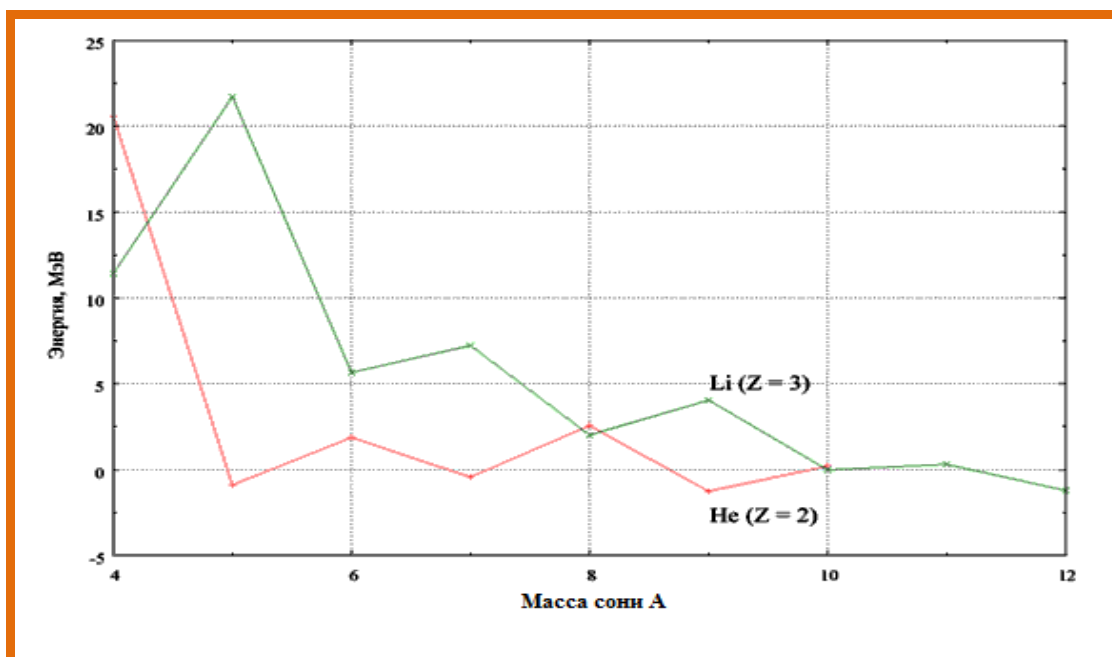
1.3-жадвалда турғун изотопларнинг максимал масса сони ва нейтрон радиоактивлиги аниқланган изотоплар масса сонлар келтирилган. Ушбу маълумотлар нейтрон радиоактивлик чегараси қадардан ўтишини аниқлаш ва тушунишга имкон беради.

Радиоактив парчаланиш содир бўлаётган изотопларнинг масса сони ошиши билан улардан нейтронлар ажратиш энергияси ҳам камай боради. Буни 1.23-1.27-расмларда келтирилган боғланишларда ҳам кузатиш мумкин. Бу камайиш қонуниятини элемент тартиб номери ёки ядродаги протонлар сони ошиши билан яққол намоён бўлади. Яъни, бу ерда камайиш экспоненциал қонунга яқин қонун бўйича камай боради.

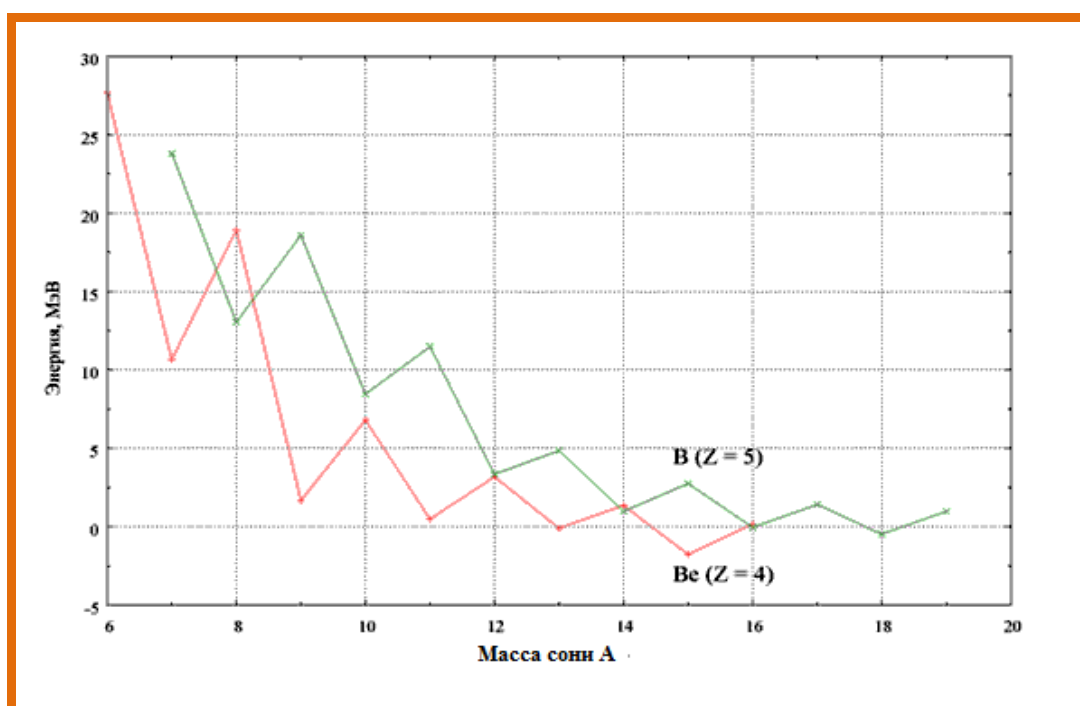
1.3-жадвал

Нейтронлар нурланувчи изотопларнинг мавжудлик чегараси

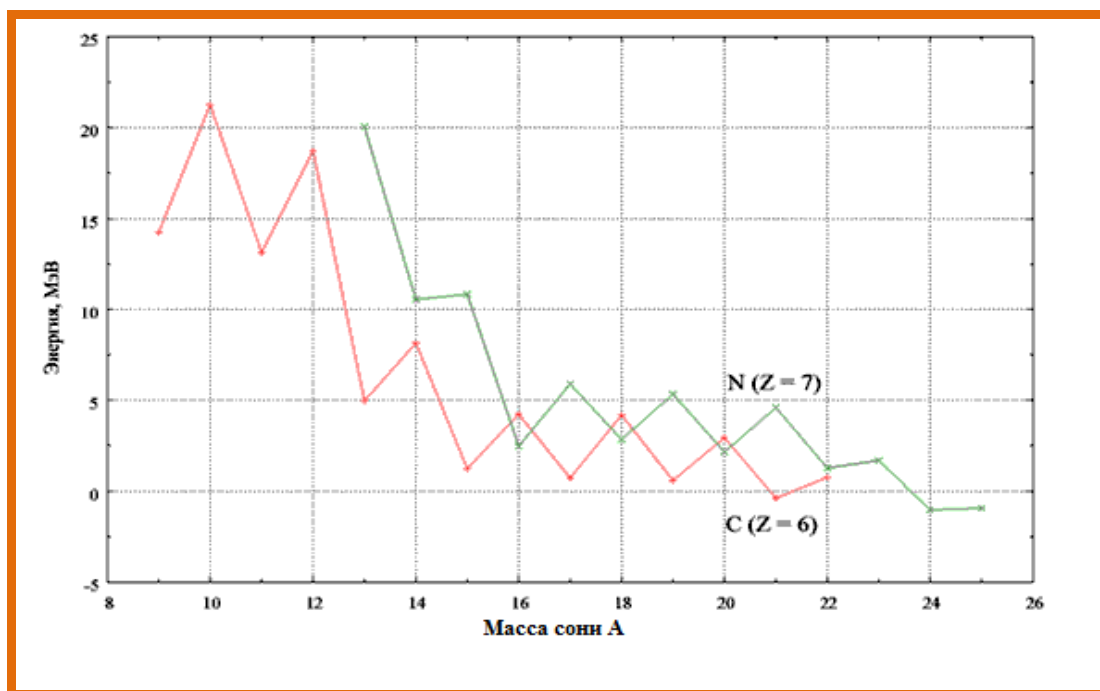
Кимёвий элементлар тартиб номери	Кимёвий элемент символи	Турғун изотоплар масса сони, А	Нейтрон- радиоактив изотоплар масса сони, А
1	H	2, 3	4, 5, 6
2	He	3, 4	7, 9, 10
3	Li	6, 7	10, 12
4	Be	9	13, 15
5	B	10, 11	16, 18
6	C	12, 13	21
7	N	14, 15	17, 18
8	O	16, 17, 18	25, 26, 27, 28
9	F	19	28, 30
10	Ne	20, 21, 22	33
11	Na	23	36
12	Mg	24, 25, 26	39
16	S	32, 33, 34	49



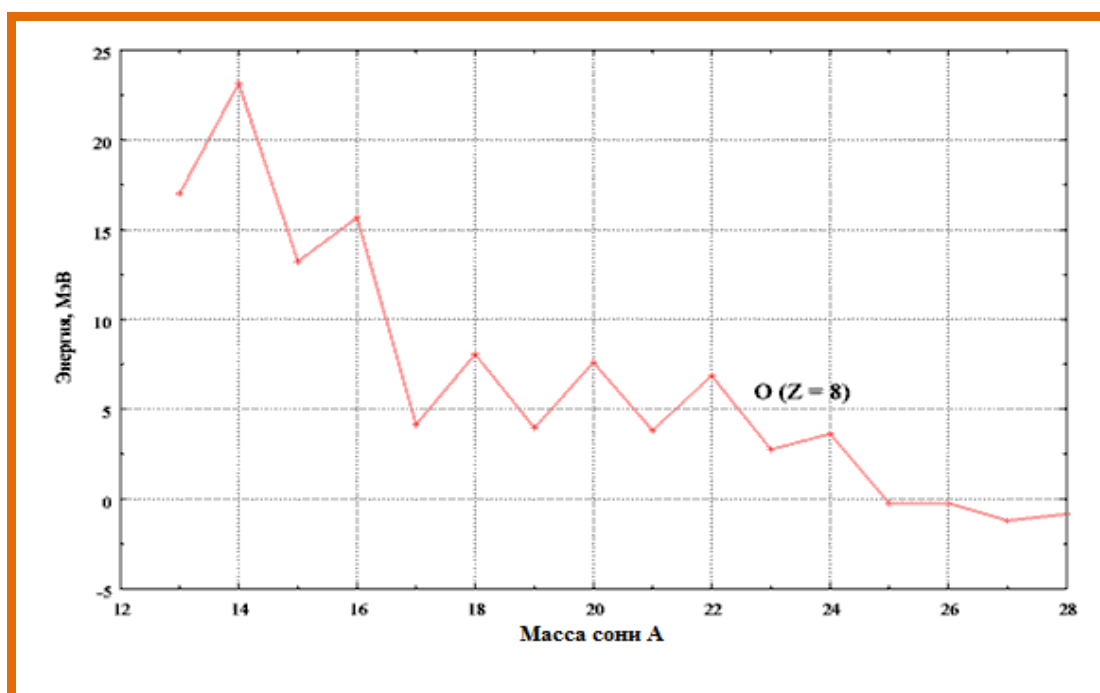
1.23-расм. He ($Z = 2$) ва Li ($Z = 3$) изотопларида нейтронни ажратиш энергияси.



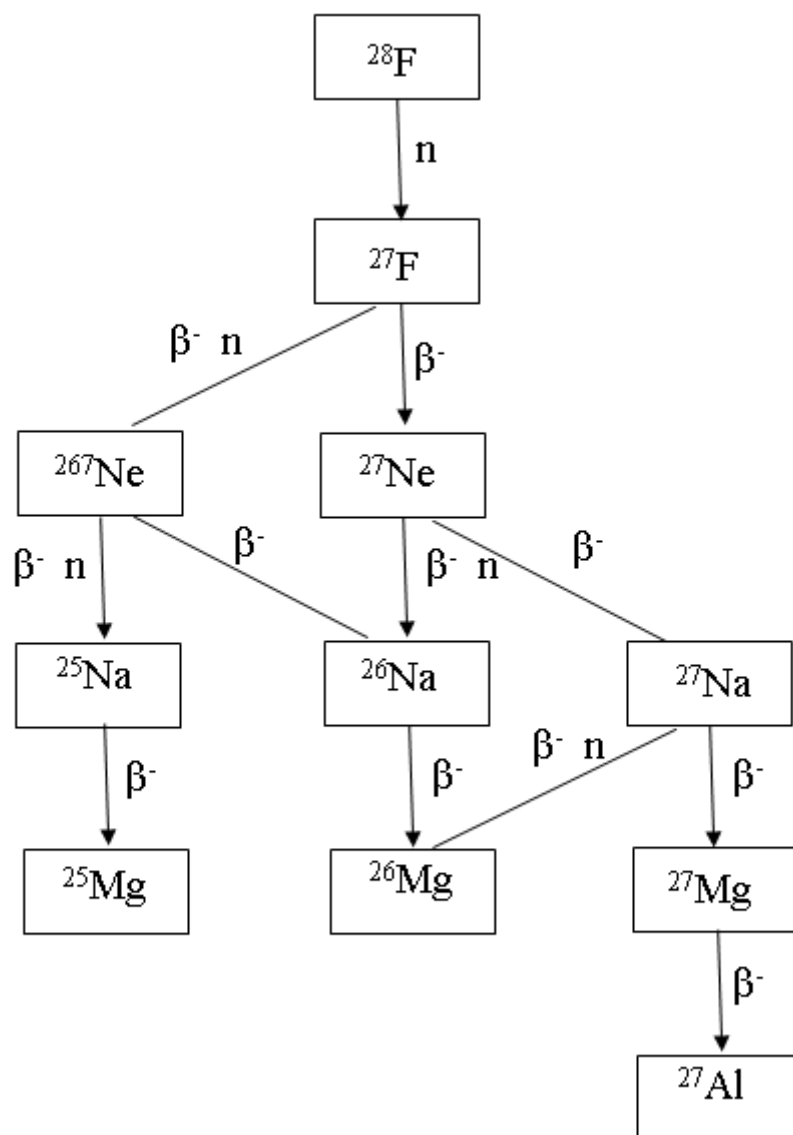
1.24-расм. Be ($Z = 4$) ва B ($Z = 5$) изотопларида нейтронни ажратиш энергияси.



1.25-расм. C ($Z = 6$) ва N ($Z = 7$) изотопларида нейтронни ажратиш энергияси.



1.26-расм. O ($Z = 8$) изотопларида нейтронни ажратиш энергияси.



1.27-расм. ^{28}F изотопининг парчаланиши.

Нейтрон радиоактивликка мисол сифатида ^{28}F изотопнинг парчаланиши схемаси 1.27-расмда келтирилган. Фтор битта ^{19}F турғун изотопга эга. ^{28}F изотопи нейтронларга бой ва асосий ҳолатидан нейтрон чиқариб парчланади, яъни: $^{28}\text{F} \rightarrow ^{27}\text{F} + n$. ^{28}F изотопнинг ярим парчаланиш даври $T_{1/2} < 40$ нс. ^{28}F изотопи парчала-ниши натижасида ҳосил бўлган изотоплар ҳам нейтронларга бой бўлгани учун уларнинг

асосий парчаланиш канали бу β^- -парчаланишдир. ^{27}F , ^{26}Ne , ^{27}Na изотоплар кечиккан нейтронлар чиқа-риб парчаланадилар.

1.11-§. Радиоактив парчаланиш жараёнларини синфларга бўлиниши

Ҳозирги кунда маълум бўлган радиоактив парчаланиш жараёнлари синфларга бўлиб чиқилди. Ушбу маълумотлар 1.4-жадвалда келтирилган.

1.4-жадвал

Радиоактив парчаланишлар турлари

Парчаланиш тури	Парчаланишда иштирок этувчи зарралар	Иккиламчи нуклид
<i>Атом ядросидан енгил атом ядролари чиқиши билан содир бўладиган парчаланишлар</i>		
α -парчаланиш	Ядродан чиққан α -зарра	(A-4, Z-2)
Протонлар чиқиши	Ядродан чиққан протон	(A-1, Z-1)
Нейтронлар чиқиши	Ядродан чиққан нейтрон	(A-1, Z)
Қўш нейтрон эмиссияси	Ядродан бир вақтда чиққан қўш нейтрон	
Спонтан бўлиниш	Ядро икки ёки бир неча кичик ядроларга парчланади	
Кластер парчаланишлар	Ядродан α -заррадан катта аммо бирламчи ядродан кичик бўлган ядро	(A-A1, Z-Z1) + (A1,Z1)
<i>Бета парчаланиш турлари</i>		
β^- - парчаланиш	Ядро электрон ва антинейтрино чиқаради	(A, Z+1)
β^+ - парчаланиш	Ядро позитрон ва нейтрино чиқаради	(A, Z-1)
Электрон қамраш	Ядро орбитал электронни қамраб олади ва нейтрино чиқаради. Иккиламчи ядро (ёки нуклид) уйғонган ва	(A, Z-1)

	ностабил ҳолатда бўлади	
Қўшалок β - парчаланиш	Ядро иккита электрон ва иккита антинейтрино чиқаради	(A, Z+2)
Қўшалок электрон қамраш	Ядро иккита орбитал электронни қамраб олади ва иккита нейтрино чиқаради. Иккиламчи ядро (ёки нуклид) уйғонган ва ностабил ҳолатда бўлади.	(A, Z-2)
Позитрон эмиссияси билан содир бўладиган электрон қамраш	Ядро орбитал электронни қамраб олади ва битта позитрон ва иккита нейтрино чиқаради.	(A, Z-2)
Қўшалок позитрон чиқадиган парчаланиш	Ядро иккита позитрон ва иккита нейтрино чиқаради.	(A, Z-2)
<i>Гамма-нурланишлар (ядро ҳолатлари орасидаги ўтиш)</i>		
Гамма-парчаланишлар	Уйғонган ядро юқори энергияли фотон (гамма-нурлар) чиқаради.	(A, Z)
Ички конверсия	Уйғонган ядро ўз энергиясини орбитал электронга беради	(A, Z)

1.12-§. Радиоактив фон

Ҳар бир тирик организм, шу жумладан инсон ўз индивидуал ҳаёти давомида ва энг қуйи формадан *Homo sapiens* (идрокли одам) деб номланувчи ҳозирги инсонларгача бўлган тирик табиатнинг бутун ривожланиши босқичида радиоактив (радиацион) фон деб номланувчи ионловчи нурлар таъсири остида бўлиб келган.

Радиоактив фонни шартли равишда иккига бўлиш мумкин, яъни:

1. Табiiй радиоактив фон .
2. Сунъий радиоактив фон.

Радиоактив фон инсонга боғлиқ бўлмасдан Қуёш систе-маси вужудга келган вақтда пайдо бўлган бўлиб, уни асосан табиатда сочилган уран-торий оиласи ва табиий радионуклидлари вужудга келтиради. Иккинчи фон эса бевосита инсон фаолияти билан боғлиқ бўлиб, унинг вужудга келиши инсон томонидан ядро қуроллари яратилиши ва ядро энергетикасини ўзлаштирилиши билан узвий боғ-лиқдир. Сунъий радиоактив фон интенсивлиги вақт ўтиши билан ошиб бормоқда ва маълум бир даражада экологик хавф туғдириши мумкин. Ушбу фонни доимо кузатиш ва назорат қилиб туриш давр талабидир.

Табиий радиоактив фонни вужудга келтирувчи омиллар асосан қуйидагилар:

1. Космик нурланишлар.
2. Уран-торий оиласи.
3. Табиий радионуклидлар.
4. Табиий радиоактив аэрозоллар.

Ҳар бир инсон доимо ташқи радиация манбаи бўлган космик нур-лар таъсири остида бўлади. Ушбу нурланишлар бизга коинотнинг узок соҳаларидан келади ва Ерга ҳар томондан тушади.

Космик ёки космик радиацион нурланишни Галактикада ва Қуёшда содир бўлувчи портлашлар натижасида ҳосил бўлади. Коинотдан Ерга келаётган зарядланган заррачалар оқими, одатда, бирламчи коинот нурланишлари дейилади. Бирламчи коинот нурла-нишлар асосан протонлар (~90%), α -зарралар (гелий атомининг ядроси) ва тартиб номери 30 дан кичик бўлган кимёвий элементлар атом ядроларидан иборат. Бирламчи коинот нурланишлари атмос-ферани ташкил этган кимёвий элементлар атом ядролари билан ўзаро таъсирлашиши натижасида янги (иккиламчи) зарралар – иккиламчи коинот нурлари ҳосил бўлади. Иккиламчи коинот нурлари асосан 20

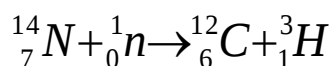
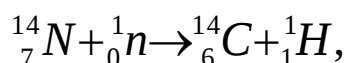
ки баландликдан то Ер сиртигача бўлган ораликда содир бўладиган бўлиб, бирламчи коинот нурланишидан кескин фарқ қилади ва асосан юқори энергияли мезонлар, нейтронлар, протонлар ва «юмшоқ» компонентли электрон ва гамма-квантлардан иборат. Денгиз сатҳида юмшоқ компонентлар интенсивлиги коинот нурланишлари тўлиқ интенсивлигининг тахминан $1/3$ қисмини ташкил қилади.

Космик нурланишларнинг 10 см қалинликдаги қўрғошинда деярли ютиладиган қисмига юмшоқ, ютилмасдан ўтган қисмига эса қаттиқ компонентлар дейилади. Текширишлар шуни кўрсатдики, коинот нурларининг юмшоқ ва қаттиқ компонентларга бўлиниши чуқур физик маънога эга бўлиб, компонентларни ташкил этган зарраларнинг табиати билан узвий боғлиқ экан. Масалан, юмшоқ компонент моддада кучли ютилувчи зарралар-электронлар ва гамма-квантлардан, қаттиқ компоненти эса, асосан релятивистик мюонлардан иборат. Мюон массаси электрон массасидан 206,8 марта катта бўлиб, улар моддада кучсиз ютилади. Сабаби, уларнинг тормозланиш нурланиши жуда кучсиз бўлиб, ўз энергиясини асосан ионлаштириш ҳисобига сарфлайди. Мюонларнинг икки асосий тури мавжуд бўлиб, уларнинг ўртача яшаш вақти $\sim 2,2$ мкс га тенг.

Космик нурланишлар юзага келтирувчи ядро реакциялари натижасида ҳосил бўладиган радионуклидларга космоген радионуклидлар дейилади. Бунда бомбордимон қилувчи зарралар вазифасини бирламчи ва иккиламчи космик нурлар таркибидаги зарралар, нишон сифатида атмосфера ҳавоси таркибига кирувчи кимёвий элементлар, яъни азот, кислород ва аргонлар бажаради. Бу жараёнлар натижасида тритий, углерод-14, бериллий-7 ва натрий-22 космоген радионуклидлари ҳосил бўлади. Тритий тритиланган сувга айланади ва ёғин ёғишилар билан Ер сиртига тушади ва табиатда сувнинг айланишларида иштирок этади. Тирик организм тўқималаридаги тритий концентрацияси ўртача 0,4 Бк/кг ни ташкил

этади. Углерод-14 оксидланади ва фотосинтез орқали одатдаги карбонат ангидрид гази билан биотик айланишларда қатнашади. Бу радионуклиднинг ўртача концентрацияси 27 Бк/кг ташкил этади. Бериллий-7 радионуклидининг ёмғир сувлари билан ўсимликлар, сабзавотлар, инсон ва ҳайвонлар организмларига тушадиган миқдори 50 Бк/йил га тенг бўлади.

Тритий ва углерод-14 космоген радионуклидлари ҳосил бўлиш жараёнига батафсил тўхталиб ўтамиз. Бирламчи космик нурланишлар таъсирида атмосфера таркиби-даги азот атомидан радиоактив изотоплар – тритий ва углерод-14 ҳосил бўлади. Бу мураккаб жараён бўлиб, қуйидаги тартибда содир бўлади: бирламчи тез протонлар азот ва кислород атоми ядроларидан нейтронларни уриб чиқаради, бу нейтронлар эса ўз навбатида бошқа азот атомлари ядроси билан ўзаро таъсирлашиб, протон ва тритон (тритий атом ядроси) ҳосил бўлади. Ушбу жараён қуйидаги тенглама кўринишда ёзилади:



Радиоактив углерод-14 инсон организмига нафас олганда CO₂ газ билан, ҳамда сув ва турли озиқ-овқат маҳсулотлари орқали киради. Шу жумладан тритий ҳам организмда мавжуд бўлиб, бу радио-актив изотоплар умумий радиоактив фонни ташкил қилади. Атроф-муҳит, инсон ва барча жонзотлар ушбу радиоактив фон таъсири ости-да бўлади. Космик нурланишлар интенсивлиги объектнинг географик жойлашишига боғлиқ ва денгиз сатҳидан кўтарилган сари ошиб боради. Масалан, Тошкент шаҳри географик кенглигида экватор-дагига нисбатан инсон тўқималарида ютиладиган ўртача йиллик доза тахминан 1,3 марта катта бўлади ва қутбга яқинлашган сайин ошиб боради.

Табиий радиоактив фонни вужудга келтирувчи омиллардан бири бу уран-торий оиласи ҳисобланади.

Табиий радиоактив изотоплар орасида ярим парчаланиш даври Ернинг ёши ($4,5 \cdot 10^9$ йил) га яқин учта изотоп маълум. Буларга уран-238 ($T_{1/2}=4,5 \cdot 10^9$ йил), уран-235 ($T_{1/2}=7 \cdot 10^8$ йил) ва торий-232 ($T_{1/2}=1,4 \cdot 10^{10}$ йил) лар мисол бўлади. Бу изотопларнинг ҳаммаси Менделеев даврий системасининг охиридан жой олган бўлиб, учта радиоактив оилани бошлаб беради. Уран оиласи даврий системада энг барқарор бўлган кўрғошиннинг ^{206}Pb ва ^{207}Pb , торий оиласи эса ^{208}Pb изотоплари билан тугайди. Радиоактив оилалар 1.5-жадвалда келтирилган бўлиб, бу оилалар ичида нептуний оиласи ҳозирги кунда учрамайди, сабаби ярим парчаланиш даври нисбатан кичик бўлгани сабабли бу оила йўқ бўлиб кетган.

1.5-жадвал.

Радиоактив оилалар

Оилалар	Масса сонининг формуласи	Энг узок яшовчи нуклид	Энг узок яшовчи нуклиднинг ярим парчаланиш даври	Парчаланиш охириги махсулоти
Торий	$4n$	$^{232}_{90}\text{Th}$	$1,39 \cdot 10^{10}$ йил	$^{208}_{82}\text{Pb}$
Нептуний	$4n+1$	$^{237}_{93}\text{Np}$	$2,2 \cdot 10^6$ йил	$^{209}_{83}\text{Bi}$
Уран-радий	$4n+2$	$^{238}_{92}\text{U}$	$4,5 \cdot 10^9$ йил	$^{206}_{82}\text{Pb}$
Уран-актино	$4n+3$	$^{235}_{92}\text{U}$	$7,8 \cdot 10^8$ йил	$^{207}_{82}\text{Pb}$

Учта радиоактив оиладан ташқари радиоактивлик хусусиятига эга бўлган бешта табиий радиоактив ядролар ҳам мавжуд бўлиб, уларнинг парчаланиши натижасида турғун ядролар ҳосил қилади. Булар қуйидагилар:

$${}_{19}^{40}\text{K}(\beta^{-}, \beta^{+}, \varepsilon), T_{1/2} = 1,4 \cdot 10^8 \text{ йил};$$

$${}_{37}^{87}\text{Rb}(\beta^{-}), T_{1/2} = 4,8 \cdot 10^{10} \text{ йил};$$

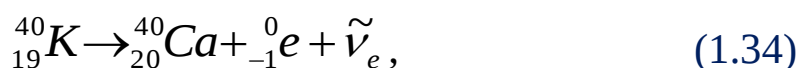
$${}_{62}^{152}\text{Sm}(\alpha), T_{1/2} = 1,7 \cdot 10^{11} \text{ йил};$$

$${}_{71}^{176}\text{Lu}(\varepsilon; \beta^{-}), T_{1/2} = 5 \cdot 10^{10} \text{ йил};$$

$${}_{75}^{187}\text{Re}(\beta^{-}), T_{1/2} = 4 \cdot 10^{10} \text{ йил}.$$

Булар ичида кўп учрайдигани ўсимликлар таркибида, инсон ва ҳайвонлар организмида учрайдигани калий-40 радионуклиди ҳисобланади.

Табиий калий учта изотопнинг аралашмасидан ташкил топган, яъни калий-39 (p=93,08%), 40 (p=0,01%) ва 41 (p=6,91%) (p-изотопнинг табиатда тарқалганлиги). Булар ичида калий-40 изотопи радиоактивдир. Табиий калийнинг изотоп таркиби ўзгармас бўлгани учун, унинг исталган бирикмасида калий-40 радиоизотопи бўлади. ${}^{40}\text{K}$ радионулидиниинг 89% улуши β^{-} парчаланиш натижасида, асосий ҳолатдаги ${}^{40}\text{Ca}_{20}$ изотопига айланади:



бу ерда $\tilde{\nu}_e$ - электрон антинейтриноси.

${}^{40}\text{K}$ изотоп ядроси чиқарадиган электронлар нолдан то 1330 КэВ гача бўлган узлуксиз энергия спектрига эга, яъни чиқаётган электронларнинг максимал кинетик энергияси 1330 кэВ гача бўлади. Ушбу максимал энергия β - спектрнинг чегара энергияси ҳам дейилади.

${}^{40}_{19}\text{K}$ ядроси, 11% ҳолда орбитадаги электронни қамраб (К-қамраш, яъни К-қобикдаги электрони қамраш), уйғонган ҳолатдаги

${}^{40}_{18}\text{Ar}$ ядросини ҳосил қилади:



Ушбу аргон ядроси уйғонган ҳолатдан асосий ҳолатига $E_\gamma=1461$ кэВ энергияли γ -квант чиқариб ўтади:



Шундай қилиб, калий радиоизотопи β -парчаланиши натижасида узлуксиз спектр максимал энергияси **1330 кэВ** бўлган **β -зарралар** (электронлар) ва **1461 кэВ** энергияли моноэнергетик **γ -нурланишлар** чиқарар экан.

Энди мазкур маълумотлар асосида 1 г табиий калий 1 секундда чиқарадиган β -зарралар ва γ -квантлар сонини ҳисоблаймиз. Бу ҳисоблашларни бажаришдан олдин m массали радиоактив модданинг активлиги аниқланадиган ифодани келтириб чиқарамиз.

Массаси m бўлган манбадаги радиоактив ядролар сони:

$$N = \frac{m}{\mu} N_A \quad (1.38)$$

бу ерда N_A - Авогадро сони, μ -изотопнинг моляр массаси. (1.6) ва (1.38) ларни $A=\lambda N$ га қўямиз ва m массали моноизотоп манбанинг активлигини аниқлайдиган ифодани оламиз:

$$A = 0,693 \cdot \frac{m N_A}{T_{1/2} M} \quad (1.40)$$

Агар активлик **Бк** ларда эмас, балки **Кюри**ларда ҳисобланса, у ҳолда (1.36) ифодани қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$A = \frac{0,693}{3,7 \cdot 10^{10}} \cdot \frac{mN_A}{T_{1/2}M} Ku \quad (1.41)$$

1г табиий калий чиқараётган **β -зарралар** сонини топиш учун ^{40}K радиоизотопининг табиий аралашмадаги процент миқдорини ва **β -зарралар** чиқиши юз берадиган парчаланишлар улушини ҳисобга олиш керак. Массаси 1 г табиий калийда $m' = p \cdot 1g = 10^{-4} \cdot 1g = 10^{-4}g$ миқдорда ^{40}K радиоизотопи бор; β^- - **парчаланиш** улуши $I_\beta = 0,89$ га тенг. Кўрилатган ҳол учун (1.41) ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$A_\beta = 0,693 \cdot m' \cdot \frac{N_A}{T_{1/2} \cdot M} I_\beta \quad (1.42)$$

Агар бу ифодага юқорида таъкидланган қийматларни қўйиб ҳисобласак, **$A_\beta = 28$ Бк** қийматни оламиз. Бошқача айтганда 1 г табиий калий 1 с да тахминан 28 та **β -заррача (электрон)** чиқаради. Шунга ўхшаш ҳисобни **К-қамраш** учун бажарсак, 1 г табиий калий 1 с тахминан 4 та **γ -квант** чиқаришини аниқлаймиз. Массаси 1 г табиий калий чиқараётган **β -зарралар** ва **γ -квантлар** сонини билган ҳолда, ихтиёрий массали исталган калий бирикмаси чиқараётган **β -зарралар** ва **γ -квантлар** сонини топиш мумкин.

1.13-§. Табиий радиоактив аэрозоллар

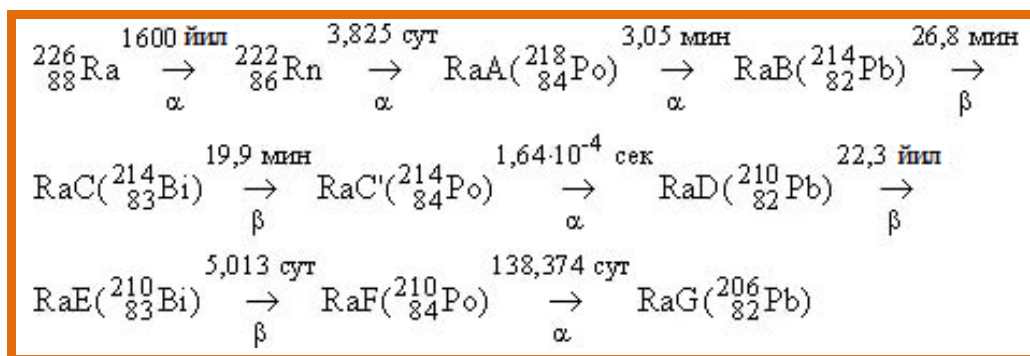
Табиий радиоактив аэрозоллар эманацияларнинг атмосферада парчаланиши натижасида ҳосил бўлади. «Эманация» - лотинча «emanatio» - ажралиб чиқиш, сизиб чиқиш, тарқалиш маъносини англатади. Эманация – радий табиий радиоактив изотоплари парчала-

нишининг газсимон радиоактив маҳсуллари. Радий-224 (^{224}Ra) нинг парчаланиши натижасида газсимон радон (Rn), ^{224}Ra дан тарон (Tn), ^{223}Ra дан эса актинон (An) ҳосил бўлади. Ушбу радионуклидлар яъни ^{222}Rn , ^{220}Tn ва ^{219}An атом номери 86 бўлган кимиёвий элемент – радон (Rn) нинг нуклидлари бўлиб, уларнинг парчаланиш даврлари ($T_{1/2}$) мос ҳолда 3,825 сут, 54,5 с ва 3,92 с га тенг. Радий-226, 224, ва 223 лар мос равишда уран-235, торий-232 ва уран-238 радиоактив оилаларнинг парчаланиш занжирида жойлашган.

Радон, тарон ва актинонлар, яъни эманациялар атмосферага тупроқ, тоғ жинслари ва табиий сувлардан ўтади. Улар атмосферада ҳаво оқими ва диффузияси асосида тарқалади. Уларнинг ҳаводаги концентрацияси баландлик ошган сари, уларнинг парчаланиши туфайли, камая боради. Тарон ва актинонларнинг яшаш вақти қисқа, шу сабабли атмосферанинг ер сиртига яқин бўлган қатламларида учрайди. Радон концентрацияси одатда тарон концентрациясидан бир неча тартибда юқори бўлади. Радиацион хавфсизлик нуқтаи назаридан фақат радон муҳим аҳамиятга эга бўлиб тарон ва актинон газлари кам аҳамиятга эга. Радон газини кўп миқдорда уран конларида тўпланади ҳамда ер ости табиий минерал сувларида ҳам бўлади.

Эманация инерт газ бўлиб, атмосферада атомар ҳолатда бўлади. Эманация атомлари конденсация ядроларига яъни чанг зарралари, оғир ионлар ва ҳ.к. бирикмайдилар. Шу сабабли ўзлари бевосита аэрозол ҳосил қилмайдилар. Радиоактив аэрозоллар, эманация парчаланиш маҳсулотлари бўлган полоний, висмут ва кўрғошин изотопларининг конденсация ядроларига қўшилиши натижасида ҳосил бўлади.

Радон парчаланиш занжирини батафсил кўриб чиқамиз:



Бу парчаланишда ^{210}Pb гача бўлган барча маҳсулотлар қисқа яшовчилардир. Узоқ яшовчи ^{210}Pb ($T_{1/2}=22 \text{ йил}$) ўзи эса ҳавода етарли миқдорда тўпланишга улгурмайди шу сабабли ундан кейинги парчаланиш маҳсулотларини ҳисобга олмаса ҳам бўлади.

Висмут-214 (0,04%) изотопининг парчаланиши туфайли ҳосил бўлган ^{210}Tl изотопининг чиқиш катталиги кичик бўлганлиги сабабли ^{210}Tl ни ^{214}Po га нисбатан ҳисобга олмаса ҳам бўлади. **Полоний-214** атомлари ўта қисқа яшаши ($10^{-4} \text{ с лар атрофида}$) сабабли, ^{214}Po изотопи доимо ^{214}Bi изотопи билан радиоактив мувозанатда бўлади. Шундай қилиб радон парчаланиш маҳсулотлари ўзаро айланишини соддалаштириб қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:



Ҳаводаги ^{218}Po , ^{214}Pb ва ^{214}Bi атомлари концентрацияси мос ҳолда n_1 , n_2 ва n_3 бўлсин. Радон парчаланиш маҳсулотларининг активлик концентрациялар $A_1=\lambda_1 n_1$; $A_2=\lambda_2 n_2$; $A_3=\lambda_3 n_3$ бўлади, бу ерда λ_1 , λ_2 ва λ_3 мос ҳолда ^{218}Po , ^{214}Pb ва ^{214}Bi изотопларининг парчаланиш доимийлари. Радон ва унинг парчаланиш маҳсулотлари орасида радиоактив мувозанатда $A_1=A_2=A_3$, бинобарин бу мувозанат ҳолат учун

$$n_1 : n_2 : n_3 = 1 : (\lambda_1 / \lambda_2) : (\lambda_1 / \lambda_3)$$

(1.44)

$$A_1 : A_2 : A_3 = 1 : 1 : 1$$

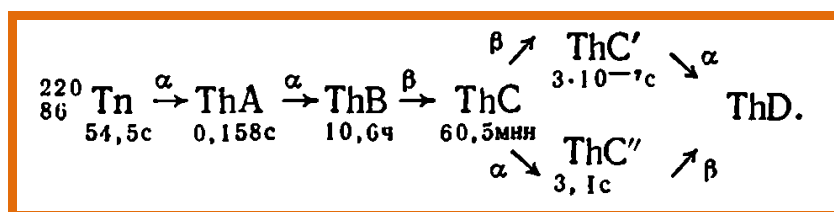
Доимий катталикларнинг қийматларини (1.40) га қўйиб, қуйидаги натижани оламиз:

$$n_1 : n_2 : n_3 = 1 : 8,8 : 6,45$$

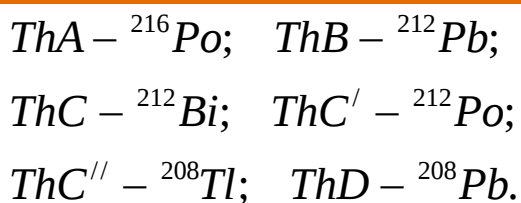
(1.45)

Одатда, маълум ҳажмли берк идишда радиоактив мувозанат 3 соатдан кейин қарор топади. Реал шароитда, одатда мувозанатнинг ^{218}Po атомлари концентрацияси устунлик қиладиган томонга силжиши кузатилади. Бунга сабаб, ҳаво ҳаракати натижасида ^{214}Pb ва ^{214}Bi атомларининг кўчиб кетишидир. Ҳавода фақат ^{218}Po атомлари бўлганда ниҳоятда номувозанат ҳолатига мос келади.

Тарон парчаланиш занжири қуйидагича:



Парчаланиш маҳсулотларининг изотоп таркиби қуйидагича:

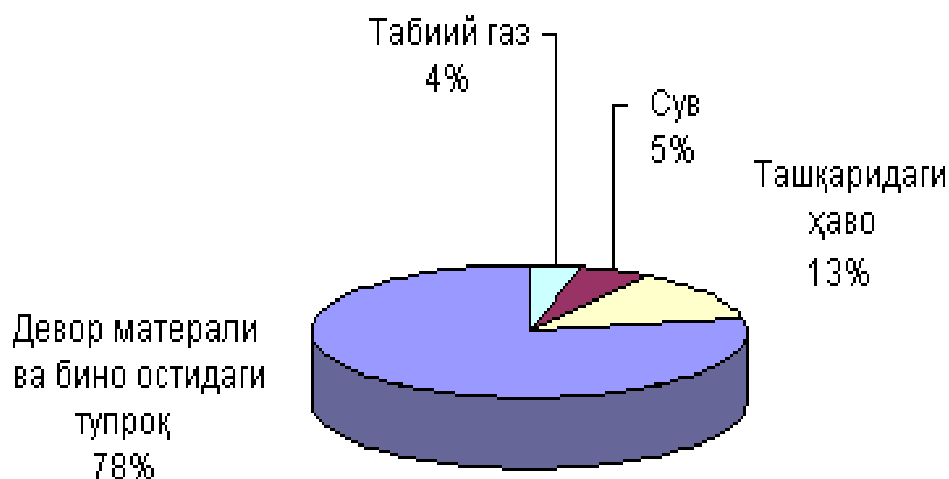


Бу ерда, ҳамма вақт ^{218}Po ва ^{208}Tl изотоплари ^{12}Bi билан мувозанатда бўлади деб фараз қилиш ҳаққоний бўлади. **Поллоний-216** кичик ва

^{212}Pb эса катта ярим парчаланиш даврига эгалиги эътиборни ўзига жалб этади. Берк идишда тарон ва парчаланиш маҳсулотлари орасида мувозанат бир неча ўн соатлардан кейин қарор топади.

Радон ва унинг парчаланиш маҳсулотларининг концентрацияси кузатиш жойига, об-ҳаво шароитига ва кузатиш вақтига юқори даражада боғлиқ. Ер сиртидаги қуруқлик устида **3,7 парчаланиш/с** ни радон юзага келтиради ва фақат **0,037 парчаланиш /с** эса тарон сабабли юзага келади. Бошқача сўз билан айтганда табиий радиоактив аэрозоллар активлигини асосан радон парчаланиши маҳсулотлари билан аниқланади.

Атрофимиздаги ушбу инерт газнинг асосий манбаи Ер қобиғи (ернинг устки қаттиқ қатлами) ҳисобланади. Радон фундамент, пол ва девор ёриқ ва тирқишлари орқали кириб олиб, хонада қолиб кетади. Уй ичидаги (хона ичидаги) радоннинг яна бир манбаи-таркибида табиий радионуклидлар мавжуд бўлган қурилиш материаллари (бетон, ғишт ва ҳ.к.) ҳисобланади. Бу радионуклидлар парчаланиши натижасида радон газни ҳосил бўлади. Радон хонага сув (айниқса агар у артезиан қудуқдан олинаётган бўлса) билан, табиий газни ёқишда ҳам ва ҳ.к. кириши мумкин. Радон ҳаводан 7,5 марта оғирдир. Бунинг натижасида, радон газининг концентрацияси кўп қаватли биноларнинг юқори қаватларида пастки қаватларига нисбатан кам бўлади. Инсон радон газидан асосий нурланиш дозасини шамоллатилмайдиган берк хона ичида олади. Доимий равишда шамоллатилиб туриладиган хона ичида радон газининг концентрациясини бир неча марта камайтириш мумкин. Инсон организмига узоқ вақт давомида радон ва унинг маҳсулотлари тушиб туриши, ўпка раки ҳосил бўлиш хавфини бир неча марта ошириши мумкин. 1.28-расмда келтирилган диаграмма бизга радоннинг ҳар хил манбаларининг нурланиш қувватини солиштиришга имкон беради.



1.28-расм. Теварак-атрофимиздаги радон газининг манбалари.

1.14-§. Сунъий радиоактив фон

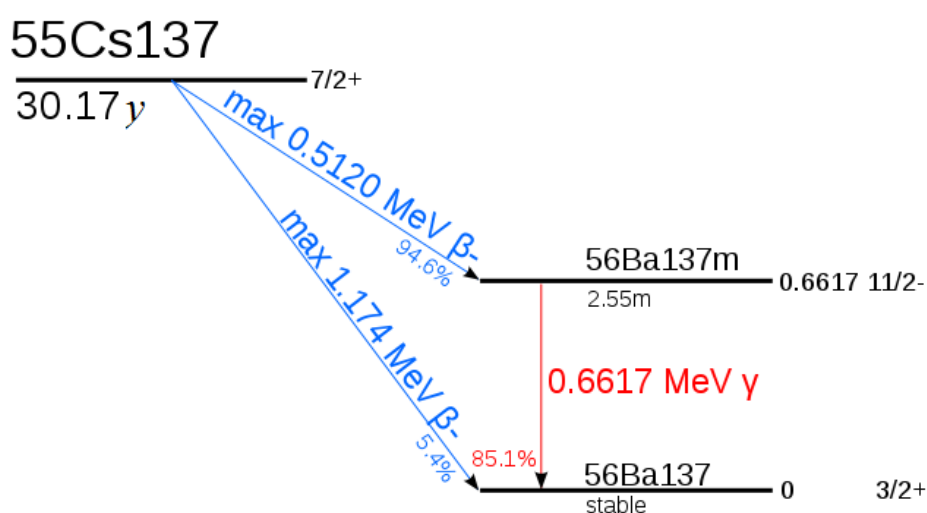
Табиий радиоактив γ -фоннинг ошишига максимал ҳиссани узоқ яшовчи техноген радионуклидлар қўшиб, улар ичида тирик организмларга ўзининг токсик таъсири катталиги билан эътиборга эга бўлган ^{137}Cs ҳисобланади. ^{137}Cs атмосфера, тупроқ ва сувларни ифлослаб, «тупроқ-ўсимлик-инсон» ва «тупроқ-ҳайвон-ўсимлик-инсон» биологик занжир бўйича инсон организмига кириб келади. Биологик ўта фаол ҳисобланган ^{137}Cs радионуклидлари ўсимликларда, инсон ва ҳайвонлар организмларида юз берадиган ҳамма алмашув реакцияларида фаол иштирок этади ва Ер аҳолиси нурланиши эффектив эквивалент дозасининг $\sim 40\%$ (540 мкЗв) эканлиги сабаб бўлади.

Цезийнинг масса сонлари $A=114-148$ га тенг бўлган 35 та изотопга эга бўлиб, шулардан 34 таси радиоактив ва фақат ^{133}Cs изотопи турғун ҳисобланади. Масса сони $A=134-148$ га тенг цезий радионуклидлари U ва Th ядроларнинг спонтан ёки мажбурий бўлинишидан ҳосил бўлади. Радиацион-гигиеник нуқтаи назаридан ^{137}Cs радионуклиди катта қизиқиш уйғотиб, у бўлиниш бўлаги

сифатида ва масса сони $A=137$ изобара бўлган бошқа бўлиниш бўлакларининг кетма-кет парчаланиш маҳсулоти сифатида ҳам ҳосил бўлиши мумкин. Ушбу кетма-кет парчаланишлар қўйидагича юз беради: $^{137}\text{Tc}(4\text{ с}) \rightarrow ^{137}\text{I}(24,2\text{ с}) \rightarrow ^{137}\text{Xe}(3,83\text{ мин}) \rightarrow ^{137}\text{Cs}(30,17\text{ йил}) \rightarrow ^{137\text{m}}\text{Ba}(2,55\text{ мин}) \rightarrow ^{137}\text{Ba}(\text{стабил})$. Цезия-137 радионуклидининг парчаланиш схемаси 1.29 –расмда келтирилган. Схемадан кўринадики, ^{137}Cs радионуклиди бета-парчаланиш орқали ^{137}Ba нуклидга ўтади:



Бу жараёнда максимал кинетик энергияси 0,512 МэВ (β_1^- , 94,6%) ва 0,1174 МэВ (β_2^- , 5,4%) бўлган электронлар чиқиши билан содир бўлади.



1.29 -расм. Цезия-137 парчаланиш схемаси.

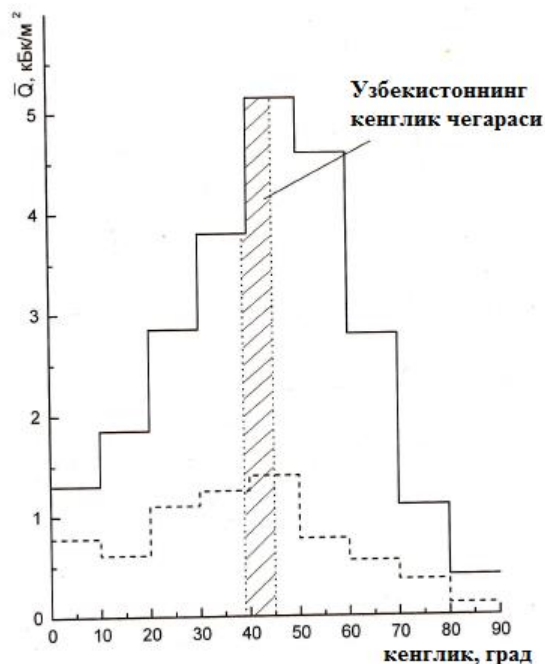
Тупроқ ва минералларда табиий ^{137}Cs радионуклидининг мувозанат солиштирама активлиги жуда кичик бўлиб, 3,7 дан 370 мкБк/кг гача, ер қобиғида мувозанат миқдори $\sim 6 \cdot 10^{16}$ Бк атрофида, тупроқнинг бир метр устки қатламидаги миқдори эса $\sim 8 \cdot 10^{11}$ Бк.

Атроф муҳитга ^{137}Cs радионуклидининг асосий келиб тушиш манбалари бўлиб, атмосферада ядро қўроллари синаш натижасида

ҳосил бўлган ядро бўлиниш маҳсулотларининг глобал ва регионар ёғиши ҳисобланади. Йигирманчи асрда ядро қуролига эга бўлган давлатлар томонидан 2060 дан ортиқ термоядро зарядлари синашдан ўтказилган бўлиб, шулардан 457 таси шимолий ва 44 таси жанубий ярим шарларнинг атмосферасида ўтазилган. Ушбу синашлар натижасида ташқи муҳит, йиғинди активлиги $\sim 1,8 \cdot 10^{21}$ Бк бўлган ядро бўлиниш маҳсулотлари билан ифлосланиб, шуларнинг $\sim 9 \cdot 10^{17}$ Бк активлигини ^{137}Cs ташкил этади. Ер шарининг турли жойида ядро бўлиниш маҳсулотларининг кенгликлар бўйича тақсимооти портлашнинг қувватига, портлаш ўтказиш шароитларига, географик, об-ҳаво шароитларга ва бошқа омилларга боғлиқ бўлади.

Ядро бўлиниш маҳсулотлари ^{30}Zn дан ^{64}Gd гача бўлган элементларнинг 200 дан кўпи нейтронга бой изотопларини ўз ичига олади. Бу радионуклидларнинг кўпчилиги нисбатан қисқа ярим парчаланиш даврига эга бўлганлиги сабабли ядро бўлиниш маҳсулотларининг бошланғич активлиги (портлашдан бир соатдан кейин) жуда тез камаяди. Етти кундан кейин 10 марта, 49 кундан кейин 10^2 марта, 343 кундан кейин 10^3 марта, 10 йилдан кейин эса 10^4 марта камайиб, асосан ядро бўлиниш маҳсулотларининг ўта узоқ яшовчилари бўлган ^{90}Sr ($T_{1/2}=28$ йил) ва ^{137}Cs ($T_{1/2}=30$ йил) радионуклидларнинг активликларидан иборат бўлиб қолади. Тирик организмларга ^{137}Cs нинг радиацион таъсири ^{90}Sr радионуклидга қараганда анча катта. Бунга сабаб биринчи радионуклиднинг β -парчаланишда энергияси 662 кэВ бўлган интенсив γ -нурланиш чиқариши билан содир бўлишидир.

Цезий-137 радионуклиди глобал ёғилиши $\bar{Q}$ ўртача зичлигининг кенгликлар бўйича тақсимооти 1.31-расмда келтирилган.



1.31-расм. Ернинг шимолий(-) ва жанубий (---) ярим шарларида цезий-137 радионуклидининг глобал ёғилишининг ўртача зичлигининг кенгликлар бўйича тақсимооти.

Ушбу тақсимотдан кўринадики, Ўзбекистон территорияси бу радионуклиднинг ёғилиши максимал зичлигига тўғри келади, яъни $\bar{Q} = 5,17 \text{ kBq/m}^2$. Аммо бу қиймат чегаравий рухсат этилган концентрациядан катта эмас.

1.15-§. Цезий-137 радионуклидининг тупроқдаги миграцияси

Техноген радионуклидлар билан атроф муҳит ифлосланишини тадқиқ қилиш, атроф муҳит турли объектлардаги уларнинг миқдорини ўрганиш ва техноген радионуклидларнинг муҳитда миграциясига сабаб бўлувчи қонуниятларни аниқлашдан иборат бўлади. Бу тадқиқотлар қуйидаги занжир бўйича олиб борилади:

- атмосфера-тупроқ-ўсимлик-инсон,

- *атмосфера-тупроқ-ўсимлик-ҳайвонлар-инсон*

Тупроқ Ер сиртида энг кўп тарқалган табиий ион алмашувчи материал ҳисобланади ва у энг инерцион ҳалқа ҳисобланиб, бутун занжир бўйича техноген радионуклидларнинг тарқалиш тезлигини белгилайди. Тупроқда радионуклидларнинг вертикал ва горизонтал миграцияси уларнинг ўсимлик, ер ости сувлари (сизот сувлар), ҳовуз-даги сувларга тушишига (кўшилишга) сабаб бўлади. Тупроқда радионуклидларнинг кўчиш механизмлари ўз табиати бўйича турли тумандир:

- ҳаво ёғинлари фильтрацияси,
- тупроқ сиртида сувнинг ҳаракати,
- ўсимликлар илдиз тизими бўйича кўчишлар,
- эркин ва адсорбирланган ионлар диффузияси,
- антропоген фаолият натижасида ва ҳ.к.

Буларнинг миграция тезлиги, миграцион жараёндаги улуши қуйидагилар бўйича аниқланади:

- радионуклидларнинг кимёвий хусусияти (ион заряди ва катталиги, бирикма шакли, адсорбцияланишига, гидролизига),
- тупроқнинг физик-кимёвий хусусиятларига (минераллашига, кимёвий ва гранулометриқ таркибига, зичлигига, намлигига, органик моддалар таркиби ва миқдори, кислота миқдори, ютилиш ҳажмига, температурага, тупроқ эритмасининг концентрациясига ва таркибига),
- об-ҳаво шароитига (фаслнинг давомийлигига, температуранинг давомийлигига, йилнинг ва ойнинг ўртача температурасига, йиллик ёғингарчиликка ва уларнинг фасллар бўйича тақсимотига).

Йигирманчи асрнинг 80-йилларига келиб, радионуклидларнинг дунёнинг турли регионларидаги тупроқлардаги миқдори, тақсимоти

ва силжиши бўйича жуда катта экспериментал материаллар тўпланган. Ушбу маълумотлар асосида радионуклидларнинг вертикал силжишини (миграцияси) ифодаловчи қатор моделлар яратилган. Тупроқда техноген радионуклидларнинг миграция жараёнини моделлар орқали ифодаланиши турли амалий масалаларни ечиш учун зарурдир.

Республикаимиз худудида техноген радионуклидларнинг миграцияси бўйича ҳам кенг қамровли илмий тадқиқот ишлар олиб борилган. Бу текширишлар академик Т.М.Мўминов раҳбарлик қилган гуруҳ томонидан узоқ йиллар давомида олиб борилган ва бу тадқиқотлар натижалари эълон қилинган. Мазкур тадқиқотлар учун намуналар мамлакатимизнинг турли ҳудудлардан олинган ва тадқиқ қилинган. Бунда ^{137}Cs радионуклидининг вертикал тақсимотини тажрибада ва моделлар орқали ифодалаш учун Ўзбекистоннинг Жиззах, Навоий, Самарқанд ва Тошкент вилоятларида 20 та тажриба участкалари танланиб, улардаги тупроқлардан намуналар олинган ва таҳлил ишлари олиб борилган.

2.10-§. Радиацион экология

Радиоэкология» атамаси 1956-йилда фанга киритилган бўлиб, ушбу фан соҳаси XX асрнинг 1950-йилларида ядро қуроли синовлари, атом электр станциялари ва ядро объектларида юз берган ҳалокатлар таъсирида атроф-муҳитнинг радиацион ифлосланиш даражаси ортиши билан боғлиқ ҳолатда шаклланган.

Радиацион экология - табиий ва сунъий (антропоген) манбалар асосидаги ионлаштирувчи радиацион нурланишнинг (радионуклидлар) биоценозларга таъсир механизмларини ўрганувчи фан соҳаси ҳисобланади.

Радиацион экология (радиоэкология) - тирик организмлар ва уларнинг жамоаларининг табиий радионуклидлар ёки техноген таъсиридаги радиоактив ифлосланиш манбалари таъсири шароитда мавжудлиги хусусиятларини ўрганувчи фан соҳаси ҳисобланади.

Россияда радиоэкология фани ривожланишига В.И.Вернадский, Л.П.Рихванов, А.М.Кузин, А.А.Передельский, В.М.Клечковский, Н.В.Тимофеев-Ресовский, Ф.А.Тихомиров, Р.М.Алексахин, В.А.Шевченко каби олимлар катта ҳисса қўшишган.

Радиоэкология фани табиий ва антропоген келиб чиқиш таъсирига эга бўлган ионлаштирувчи нурланиш турлари ва манбаларини ўрганади, радионуклидларнинг биосфера таркибий қисмларига тушиш қонуниятларини тадқиқ қилади ва қуйидаги бўлимларга ажратилади:

Назарий радиоэкология - радионуклидларнинг экотизимларда миграцияси масалаларини ўрганади;

Экспериментал радиоэкология - биологик организмларга ионлаштирувчи нурланишнинг таъсир механизмларини ўрганади ва уларни радиацион нурланишдан ҳимоя қилиш чора-тадбирларини илмий асослаб беради. Радиоэкология бевосита - ҳайвонлар радиоэкологияси, ўсимликлар радиоэкологияси, гидрорадиоэкология, микроорганизмлар радиоэкологияси, ўрмонлар радиоэкологияси, қишлоқ хўжалиги радиоэкологияси ва бошқа йўналишларга ажратилади.

Экологик биофизика, жумладан радиацион экология фан соҳаларининг амалий жихатдан муҳим вазифаларидан бири - бу атроф-муҳитнинг антропоген омиллар таъсирида ифлосланиш (кимёвий ва физик, жумладан радиацион) даражасини мониторинг қилиш ва уни бартараф қилиш чора-тадбирларини ишлаб чиқишни илмий жихатдан асослаб беришдан ташкил топади. Ушбу мақсадда 1989-йилда атроф-муҳитнинг ифлосланиш даражасини баҳолаш учун,

Халқаро «Биотест» дастури ишлаб чиқилган. Радиацион экологияда атроф-муҳитнинг турли ҳил токсик таъсир кўрсатиш ҳоссасига эга бўлган, радиоактив чиқиндилар билан ифлосланиш даражасини баҳолашда биотест ва биоиндикация услубларидан фойдаланилади:

- Биотест (bioassay) - лаборатория шароитида ифлосланиш муҳи-ти таркибидан олинган биологик объектлар синов намуналарининг морфологик, генетик, биокимёвий ва ҳақозо структура-функционал тизимларидаги ўзгаришлар асосида муҳитнинг ифлосланиш даражасини баҳолаш услуби ҳисобланади.
- Биоиндикация (bioindication) - яшаш муҳитида табиий ва антропоген таъсирга эга зарарли чиқиндилар таъсирига нисбатан тирик организмларнинг жавоб реакцияси асосида, мавжуд ҳолатни баҳолаш услуби ҳисобланади.

Атроф-муҳитни радиоэкологик мониторинг қилиш асосида олиб борилган радиоэкологик тадқиқотлар натижалари, ядро қуроллар синашни чеклаш ва уларни уриш шароитида ишлатишдан бош тортиш учун халқаро конвенцияларни қабул қилишда катта таъсир кўрсатди. Саноатда радиоэкологик тадқиқотлар тавсияларидан келиб чиққан ҳолда, ядро реакторларни совутиш ёпиқ цикллари, радиоактив аэрозол тутқичлар, радиоактив чиқиндиларни сақлаш зарарсизлантириш усуллари ишлаб чиқилмоқда ва амалга оширилмоқда.

МАСАЛАЛАР ЕЧИШ УЧУН НАМУНАЛАР

1-масала. Активлиги $A=1\text{кКи}$ ^{60}Co радиоизотопининг массаси аниқлансин. Унинг активлиги $t=10,5$ йилдан кейин қанча марта камаяди.

Ечилиши: Активлик билан радиоактив элемент ядролар сони орасида қуйидаги боғланиш мавжуд:

$$A = \lambda N \quad (1)$$

Радиоактив ядролар сони:

$$N = \frac{m}{M} N_A \quad (2)$$

бу ерда $N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$ - Авогадро доимийси, m - радиоизотоп массаси, M - моляр масса. Бу ифодани (1) ифодага қўямиз:

$$A = \frac{m\lambda}{M} N_A \quad (3)$$

λ ва $T_{1/2}$ орасидаги боғланиш, яъни (1.5) формулага кўра:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = \frac{0,693}{T_{1/2}} \quad (4)$$

(4) ни (3) га қўямиз,

$$A = \frac{mN_A}{M} \cdot \frac{0,693}{T_{1/2}}$$

ва бу ифодадан m ни топамиз:

$$m = \frac{A M T_{1/2}}{N_A \cdot 0,693}$$

Формулага масала шартидаги қийматларни қўйиб, ҳисоблашларни бажарамиз.

$$A = 1 \text{ kCi} = 10^3 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \cdot 10^3 \frac{\text{нарч}}{\text{с}} = 3,7 \cdot 10^{13} \frac{\text{нарч}}{\text{с}}$$

$$N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{моль}}, \quad M = 60 \cdot 10^3 \frac{\text{кг}}{\text{моль}}$$

$$T_{1/2} = 5,25 \text{ йил} = 5,25 \cdot 365 \cdot 24 \cdot 60 \cdot 60 = 16556,4 \cdot 10^4 \text{ с.}$$

$$m = \frac{3,7 \cdot 10^{13} \cdot 60 \cdot 10^{-3} \cdot 16556,4 \cdot 10^4}{6,022 \cdot 10^{23} \cdot 0,693} = 0,882 \cdot 10^{-3} \text{ кг}$$

Жавоб: $m = 0,882 \cdot 10^{-3} \text{ кг}$ ёки $m = 0,882 \text{ г}$.

Энди $t = 10,5$ йилда активликни қанча марта камайишини аниқлаш учун $N = N_0 e^{-\lambda t}$ формуладан фойдаланамиз.

$$N = N_0 e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t}$$

бундан N_0 / N ни топамиз.

$$\frac{N_0}{N} = e^{\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t} = e^{\frac{0,693}{T_{1/2}} t} = e^{\frac{0,693}{5,25 \text{ йил}} \cdot 10,5 \text{ йил}} = 4 \text{ марта.}$$

Жавоб: 4 марта камаяди.

2-масала. Массаси 1г бўлган изоляцияланган ^{226}Ra радио-изотопининг активлиги ва унинг қанча вақтдан кейин 10 % га камайиши аниқлансин.

Ечилиши: Активликни қуйидаги формула билан аниқлаймиз:

$$A = \lambda N \quad (1)$$

Радиоизотопдаги ядролар сони:

$$N = \frac{m}{M} N_A \quad (2)$$

(2) ни (1) га қўямиз ва қуйидаги ифодани оламиз:

$$A = \lambda \frac{m}{M} N_A \quad (3)$$

Формулага масала шартидаги қийматларни қўйиб, ҳисоблашларни бажарамиз.

$$T_{1/2}({}^{226}\text{Ra}) = 1620 \text{ йил};$$

$$\lambda = \frac{0,693}{T_{1/2}} = \frac{0,693}{1620 \cdot 365 \cdot 24 \cdot 3600} c^{-1} = 1,354 \cdot 10^{-11} c^{-1}$$

$$N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{моль}}, \quad M = 226 \cdot 10^{-3} \frac{\text{кг}}{\text{моль}}$$

$$A = 1,354 \cdot 10^{-11} \frac{6,022 \cdot 10^{23} \cdot 10^{-3}}{226 \cdot 10^{-3}} = 3,61 \cdot 10^{10} c^{-1} = 0,975 \text{ Ки}$$

2) $N = N_0 e^{-\lambda t}$ дан

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\lambda t} \quad \text{ёки} \quad \frac{N_0}{N} = e^{\lambda t}.$$

Бу ифоданинг логарифласак:

$$\ln \frac{N_o}{N} = \ln e^{\lambda t}$$

бундан

$$\lambda t = \ln \frac{N_o}{N}$$

ва

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln \frac{N_o}{N} = \frac{1}{\lambda} \ln \frac{N_o}{0,9 N_o} = \frac{1}{\lambda} \ln \frac{1}{0,9} = \frac{1}{1,354 \cdot 10^{-11}} \ln \frac{1}{0,9} \approx 243 \text{ йил}$$

Жавоб: $A = 0,975 \text{ Ки}$; $t \approx 243 \text{ йил}$.

3-масала. Тоза ^{239}Pu радиоизотопининг солиштирма активлигини аниқланг. ^{239}Pu радиоизотопининг ярим парчаланиш даври $T_{1/2}(^{239}\text{Pu}) = 24100 \text{ йил}$.

Ечилиши: Радиоизотопининг солиштирма активлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$a = \frac{A}{m}$$

(1)

ёки

$$a = \frac{A}{m} = \frac{\lambda \cdot N(t)}{m_a \cdot N(t)} = \frac{\lambda}{m_a} = \frac{\ln 2}{T_{1/2} \cdot m_a},$$

яъни солиштирма активлик вақтга боғлиқ эмас. Формулага масала шартидаги қийматларни қўйиб, ҳисоблашларни бажарамиз:

$$a = \frac{\ln 2}{T_{1/2} \cdot m_a} = \frac{0,693}{24100 \cdot 365,25 \cdot 24 \cdot 3600 \cdot 239 \cdot 1,66 \cdot 10^{-24}} = 2,3 \cdot 10^9 \text{ Бк/г}$$

Жавоб: $a = 1,3 \cdot 10^9 \text{ Бк/г} = 6,2 \cdot 10^{-2} \text{ Ки/г}$.

4-масала. Препаратнинг солиштирма активлиги **6,8 Ки/г** бўлиши учун **1 мг** радиоактив бўлмаган стронцийга қанча миллиграмм **β-актив ^{90}Sr** қўшиш керак? ^{90}Sr радиоизотопининг ярим парчаланиш даври $T_{1/2}(^{90}\text{Sr}) = 28,6 \text{ йил}$.

Ечилиши: Препаратнинг солиштирма активлиги:

$$a = \frac{A(^{90}\text{Sr})}{m(^{90}\text{Sr}) + m(\text{Sr})} = \frac{a(^{90}\text{Sr}) \cdot m(^{90}\text{Sr})}{m(^{90}\text{Sr}) + m(\text{Sr})} \quad (1)$$

Бу тенгламадан

$$m(^{90}\text{Sr}) = \frac{a \cdot m(\text{Sr})}{a(^{90}\text{Sr}) - a} \quad (2)$$

Радионуклиднинг солиштирма активлигини **3-масаладаги** формула ёрдамида аниқлаймиз:

$$a(^{90}\text{Sr}) = \frac{\ln 2}{T_{1/2} \cdot m_a} = \frac{0,693}{28,6 \cdot 365,25 \cdot 24 \cdot 3600 \cdot 90 \cdot 1,66 \cdot 10^{-24}} = 5,14 \cdot 10^{12} \text{ Бк/г}$$

$$a(^{90}\text{Sr}) = 5,14 \cdot 10^{12} \text{ Бк/г} = 139 \text{ Ки/г}$$

Бу қийматни (2) ифодага қўямиз ва жавобни оламиз:

$$m(^{90}\text{Sr}) = \frac{a \cdot m(\text{Sr})}{a(^{90}\text{Sr}) - a} = \frac{6,8 \cdot 1 \cdot 10^{-3}}{142 - 6,8} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ г}$$

Жавоб: $m(^{90}\text{Sr}) = 5 \cdot 10^{-5} \text{ г}$.

5-масала. Берк идишда массаси $m = 0,1 \text{ г}$ бўлган радий бор. Идишда **24 соат**дан кейин қанча миқдорда радон йиғилади? Радийнинг ярим парчаланиш даври **1600 йил**, радонники эса **3,8 кун**.

Ечилиши: Масалани қуйидаги формуладан фойдаланиб ечамиз:

$$N_{\text{Rn}} = N_{\text{Ra}} \frac{\lambda_{\text{Ra}}}{\lambda_{\text{Rn}} - \lambda_{\text{Ra}}} (e^{-\lambda_{\text{Ra}} t} - e^{-\lambda_{\text{Rn}} t})$$

Радий атомлари миқдори:

$$N_{\text{Ra}} = \frac{m}{A_{\text{Ra}}} N_A$$

бу ерда N_A - Авагадро сони

Радиоактив парчаланиш доимийлари:

$$\lambda_{\text{Ra}} = \frac{\ln 2}{T_1}, \quad \lambda_{\text{Rn}} = \frac{\ln 2}{T_2}$$

Бинобарин

$$N_{\text{Rn}} = \frac{m N_A}{A_{\text{Ra}}} \left[(e^{\ln 2})^{\frac{t}{T_1}} - (e^{\ln 2})^{\frac{t}{T_2}} \right] \frac{T_2}{T_1 - T_2}$$

Бу формулага масала шартдаги қуйидаги

$$m = 0,1\text{г} = 10^{-4}\text{кг}, \quad t = 24 \cdot 60 \cdot 60 = 8,64 \cdot 10^4\text{с}$$
$$A_{\text{Ra}} = 226, \quad N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{моль}}$$

$$T_1 = 1600 \cdot 365 \cdot 24 \cdot 3600 = 5,05 \cdot 10^{10}\text{с}$$

$$T_2 = 3,8 \cdot 24 \cdot 3600 = 328,3 \cdot 10^3 = 3,3 \cdot 10^5\text{с}$$

қийматларни қўямиз ва ҳисоблаш натижасида қуйидаги жавобни оламиз:

$$N_{\text{Rn}} \approx 32 \cdot 10^{14} \text{ (атом)}$$

Жавоб: $N_{\text{Rn}} \approx 32 \cdot 10^{14}$ (атом).

МУСТАҚИЛ ЕЧИШ УЧУН МАСАЛАЛАР

1.1. Янги тайёрланилган препарат таркибида 1,4 мкг радиоактив натрий-24 нуклиди бор. Унинг активлиги бир суткадан кейин нимага тенг бўлади? Натрий-24 нуклидининг ярим парчаланиш даври 15 соат.(Жавоби: 4 Ки).

1.2. Массаси 1 мг бўлган церий-144 радиоизотопининг қанча ядроси, а) 1с ва б) 1 йил вақт оралиқларида парчаланишини аниқланг. Церийнинг ярим парчаланиш даври 285 кун. (Жавоби: $\Delta N = 2,5 \cdot 10^{18}$).

1.3. Массаси 1 г бўлган радий билан мувозанатда бўлган радоннинг масса ва ҳажми топилсин. (Жавоби: $m_2 = 6,5 \cdot 10^{-9}\text{кг}$; $V = 6,6 \cdot 10^{-10}\text{м}^3$).

1.4. Натрий-22 радиоактив изотопи энергияси 1,28 МэВ бўлган гамма-квантларни нурлантирмоқда. Массаси 5 г бўлган натрий изотопининг 5 мин давомида нурланаётган гамма-нурланишлар қуввати ва энергияси аниқланилсин. Ҳар бир парчаланиш актида энергияси юқорида кўрсатилган қийматга тенг бўлган битта гамма-квант нурланади деб ҳисоблансин. (*Жавоби: 70,6 кЖ*).

1.5. Активлиги $14,8 \cdot 10^{10}$ Бк бўлган нуқтавий изотроп радиоактив манбадан 5 см узоқликда гамма-нурланишлар интенсивлиги аниқлансин. Радиоактив парчаланишнинг ҳар бир актида ҳар бирининг энергияси 0,51 МэВ бўлган ўртача 1,8 гамма-квантлар нурланилади деб ҳисоблансин (*Жавоби: 0,6 Вт/м²*).

НАЗОРАТ САВОЛЛАР

1. Радиоактив парчаланиш тезлигини қандай катталик белгилайди?
2. Радионуклид активлиги қандай формула билан аниқланилади?
3. Солиштирма, ҳажмий ва сирт актиликка таъриф беринг. Бу катталиклар қандай бирликларда ўлчанилади?
4. Радиоактив оилалар деб нимага айтилади?
5. Қандай вазиятда аср мувозанати вужудга келади?

ТЕСТ САВОЛЛАР

1. Стабил ядронинг тинчликдаги массаси $m_{\text{я}}$ ва уни ташкил этган протонларнинг Zm_p ҳамда нейтронларнинг Nm_n тинчликдаги массалари йиғиндисига орасидаги муносабат қандай?

- A) $m_{\text{я}} > (Zm_p + Nm_n)$;
- B) $m_{\text{я}} < (Zm_p + Nm_n)$;
- C) $m_{\text{я}} = Zm_p + Nm_n$;
- D) $m_{\text{я}} < (Zm_p + Nm_n) \cdot 100$;

2. Атом ядроларини қандай гуруҳларга ажратиш мумкин?

- A) Турғун ва радиоактив
- B) Зарядланган ва нейтрал
- C) Кучли ва кучсиз
- D) Суюқ ва қаттиқ

3. Гейгер-Неттол қонунини ифодаловчи муносабатни кўрсатинг.

- A) $\log T_{1/2} = C + \frac{D}{\sqrt{E}}$;
- B) $\tau = \frac{T_{1/2}}{\ln 2}$;
- C) $\bar{n} = N\lambda t$;
- D) $\tau = \frac{1}{\lambda}$;

4. Радиоактив парчаланиш қонунини кўрсатинг.

- A) $N = N_0 e^{-\lambda t}$
- B) $N = N_0 + A$
- C) $N = N_0 e^{-\lambda t}$
- D) $N = A + CX$.

5. Бета парчаланиш ҳодисасида Кулон тўсиғи асосан қандай зарраларга таъсир қилади?

- A) позитрон;
- B) электрон;
- C) нейтрон;
- D) протон

6. Радиоактив парчаланиш юз бераётган радиоактив атомлар ўртача сони қуйидагига тенг:

- A) $dN = -\lambda/Ndt$;
- B) $dN = \lambda Ndt$;
- C) $dN = -\lambda \ln Ndt$;
- D) $dN = -\lambda Ndt$

7. Иккита ярим парчаланиш даври давомида қанча радиоактив ядролар парчаланеди?

- A) 50%
- B) 10%
- C) 100%
- D) 75%

8. Альфа-парчаланишда ядродан нима чиқиб кетади?

- A) Гелий атомининг ядроси
- B) Водород атомининг ядроси
- C) Фотон
- D) Тритон

9. Радиоактив парчаланишда гамма-квантлар қандай ҳосил бўлади?

- A) γ – квант атомнинг уйғонган ҳолатидан асосий ҳолатига ўтганда нурланилади
- B) γ – квантлар уйғонган атом ядролар томонидан нурланилади
- C) γ – квантлар α – зарраларнинг модда орқали ўтганида ҳосил бўлади
- D) γ – квантлар β – зарраларнинг модда орқали ўтганида ҳосил бўлади

10. Радиоизотоплар қандай қоида бўйича парчаланеди?

- A) Чизикли
- B) Экспоненциал
- C) Кимёвий.
- D) Биологик.

11. Радиоактивлик қандай жараён?

- A) Статистик.
- B) Динамик.
- C) Кинетик
- D) тўғри жавоб йўқ.

12. *Радиоактив препаратларнинг активлиги бу ...*

- A) Радиоактив ядроларнинг яrimi парчаланиши учун кетган вақт
- B) Парчаланиш натижасида чиқаётган зарралар йиғинди энергияси
- C) Вақт бирлиги ичида содир бўладиган парчаланишлар сони
- D) Радиоактив ядроларнинг ўртача яшаш вақти

13. *λN катталиқ қандай номланади?*

- A) Тезлик.
- B) Динамик катталиқ
- C) Активлик.
- D) Босим.

14. *1 Ки (Кюри) нимага тенг?*

- A) $3,7 \cdot 10^{10}$ парч./с
- B) 10^4 парч./с
- C) 2 парч./с
- D) $2 \cdot 10^5$ парч./с

15. *Ички конверсия коэффиценти деб нимага айтилади?*

- A) Электронлар сонининг протонлар сонига нисбатига
- B) Нейтронлар сонининг электронлар сонига нисбатига.
- C) Ички конверсион электронлар сонининг гамма-квантлар сонига нисбатига
- D) Гамма-квантлар сонининг ички конверсион электронлар сонига нисбатига айтилади.

16. *Нурланиш жараёнида радиоизотопларнинг ҳосил бўлиш ва парчаланишини ифодаловчи тенгламага нима деб айтилади?*

- A) Активация тенгламаси.
- B) Квадрат тенглама.
- C) Синтез тенгламаси.
- D) Фотосинтез тенгламаси.

17. Қисқа яшовчи радиоизотоплар деб, ярим парчаланиш даври ... га тенг бўлган радиоизотопларга айтилади?

- A) $T_{1/2} > 10^6$ йил
- B) $0,01 \text{ мин} < T_{1/2} < 10 \text{ мин.}$
- C) $T_{1/2} < 0,01$ йил.
- D) $T_{1/2} > 1$ йил.

18. Ўта қисқа яшовчи радиоизотоплар деб ярим парчаланиш даври ... га тенг бўлган радиоизотопларга айтилади?

- A) $T_{1/2} < 0,01$ мин.
- B) $10 \text{ мин} < T_{1/2} < 1 \text{ кун}$
- C) $T_{1/2} > 1$ йил.
- D) $0,01 \text{ мин} < T_{1/2} < 10 \text{ мин.}$

19. Узоқ яшовчи радиоизотоплар деб, ярим парчаланиш даври ... га тенг бўлган радиоизотопларга айтилади?

- A) $T_{1/2} > 1$ йил.
- B) $1 \text{ кун} < T_{1/2} < 1 \text{ йил}$
- C) $T_{1/2} > 10^6$ йил.
- D) $0,01 \text{ мин} < T_{1/2} < 10 \text{ мин ОК.}$

20. Радиоактив парчаланиш жараёнининг асосий олти та кўринишини кўрсатинг.

- A) α -парчаланиш; β -парчаланиш; $\alpha\gamma$ -парчаланиш; ядро реакцияси; нейтрон ва протонлар парчаланиши.
- B) α -парчаланиш; β -парчаланиш; ядро реакцияси; молекуляр парча-ланиш; λ -парчаланиш; атом парчаланиш.
- C) L, β -парчаланиш; электрон парчаланиш; изомер ҳосил бўлиш;
- D) α -парчаланиш; β -парчаланиш; γ -парчаланиш; ядро бўлиниши; кечиккан нейтрон ва протонлар.

II БОБ

ЯДРО РЕАКЦИЯЛАРИ

Биринчи ядро реакцияси 1919 йилда Э.Резерфорд томонидан амалга оширилди. Бу инсоният тарихида илк бор сунъий равишда ядрони ўзгартириш жараёни эди. Э. Резерфорд кўп асрлар давомида алхимиклар амалга оширишга ҳаракат қилиб, амалга ошира олмаган ва орзу бўлиб қолган жараённи, яъни бир моддани иккинчи бир моддага ўзгартиришни амалга оширди. У тажрибада гелий атом ядроси, яъни альфа-зарралар билан азот атом ядросини бомбардимон қилган. Ушбу жараён натижасида водород атом ядроси – протон ҳосил бўлган. Протонлар ҳосил бўлганлигини биринчи тажрибада сцинтилляция методи билан сўнгра Вильсон камераси ёрдамида кузатишган. Кейинчалик зарядланган зарралар тезлаткичлари пайдо бўлиши билан ядро реакцияларнинг турлар купайиб борди. Ядро реакцияларни ўрганиш атом ядросининг структураси ва хусусиятларини ўрганишга ёрдам беради. Бундан ташқари ушбу маълумотлар катта амалий аҳамиятга ҳам эгадир. Ҳозирги кунда ядро реакциялари ёрдамида, фан ва техникада, тиббиётда кенг қўлланилаётган радиоизотоплар олинмоқда.

Мазкур бобда ядро реакцияларининг турлари, уларни тавсифловчи катталиклар, активация тенгламаси, радиоизотопларни олиш ва уларнинг тиббиётда қўлланилиши, ядро тиббиётида қўлланилаётган радионуклидларнинг синфларга бўлиниши, кобальт-57 ва йод-123 радиоизотопининг олишда қўлланиладиган ядро реакциялар ва методикаларига батафсил тўхталиб ўтилади.

2.1-§. Ядро реакцияларининг таърифи. Асосий тушунчалар

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

Ядро реакцияларининг энг кўп тарқалгани бу енгил a зарра билан A ядро орасидаги ўзаро таъсирлашиши натижасида b зарра ва B ядро ҳосил бўлишидир, яъни



ёки қисқача



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

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

Реакция энергияси Q ифодасини энергия сақланиш қонунидан фойдаланиб аниқлаймиз. Юқорида келтирилган (2.2) реакция учун энергия сақланиш қонунини ёзами:

$$E_1 = E_2$$

ёки

$$E_{01} + T_1 = E_{02} + T_2, \quad (2.3)$$

бу ерда E_{01} ва E_{02} - мос ҳолда бирламчи ва иккиламчи зарраларнинг тинчликдаги энергияси, T_1 ва T_2 эса кинетик энергияси. Бу катталиқ ўз навбатида қуйидагиларга тенг:

$$E_{01} = M_A c^2 + m_a c^2;$$

$$E_{02} = M_B c^2 + m_b c^2;$$

$$T_1 = T_A + T_a;$$

$$T_2 = T_B + T_b.$$

Умумий ҳолда $E_{01}=E_{02}$ тенглама бажарилмайди, чунки тинчликдаги массаси ўзгаради. Тинчликдаги энергиялар фарқиға ёки кинетик энергиялар фарқиға реакция энергияси дейилади:

$$Q = E_{01} - E_{02} = T_2 - T_1, \quad (2.4)$$

Агар (2.1) ифодани реакцияда қатнашган зарраларнинг тинчликдаги массалари орқали ифодалансак:

$$Q = [M_a + M_A - (M_b + M_B)]c^2, \quad (2.5)$$

ёки формулани мегаэлектронвольтларда ёзилса:

$$Q = (M_a + M_A - M_b - M_B) \cdot 931,5 \text{ МэВ}. \quad (2.6)$$

Агар $Q > 0$ бўлса, ядро реакциясида энергия ажралади ва экзо-энергетик (ёки экзотермик) реакция дейилади. Агар $Q < 0$ бўлса, ядро реакциясида энергия ютилади ва эндоэнергетик (ёки эндотермик) реакция дейилади.

Зарранинг ядро билан тўқнашиши натижасида эндоэнергетик реакция юз бериши мумкин бўлган минимал кинетик энергиясига реакция остонаси дейилади. Остона энергияси бу ядро билан тўқнашаётган зарранинг ядро реакциясини содир қилишга етарли бўлган лаборатория санок ситемасидаги минимал кинетик энергиясидир.

Қўзғалмас нишонни зарралар оқими билан бомбардимон қилинса, остона ва реакция энергиялари орасида қуйидагича боғланиш мавжуд бўлади:

$$E_{th} = |Q| \frac{M_A}{M_a + M_A},$$

бу ерда M_A ва M_a – мос ҳолда нишон ядроси ва у билан тўқнашаётган зарра массалари. Агар нишон ядро юқори энергияли γ -квантлар билан нурлантирилса, остона энергияси реакция энергиясига тенг бўлади, яъни $E_{th} = |Q|$.

2.2-§. Ядро реакцияларининг кесими ва чиқиши

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

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

$$N = N_0 \sigma n \quad (2.8)$$

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

Агар нишон қалинлиги маълум бўлса, бирлик юзаға мос келувчи ядролар сонини ҳисоблаш мумкин:

$$n = \frac{\rho d N_A}{A} \quad (2.9)$$

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

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

$$\sigma = \sum \sigma_b \quad (2.10)$$

бу ерда σ_b – парциал кесим.

Кесим ўлчов бирлиги қилиб барн қабул қилинган бўлиб, **1 барн = 10^{-24} см²** га тенг.

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

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

$$\sigma_{ab} = \frac{dN_b}{nN_0} \quad (2.11)$$

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

$a + A \rightarrow b + B$ реакция дифференциал кесими деб қуйидаги катталикка айтилади:

$$\frac{d\sigma_{ab}}{d\varepsilon_b} = \frac{1}{nN_0} \frac{dN_b}{d\varepsilon_b}, \quad (2.12)$$

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

$a + A \rightarrow b + B$ реакция икки марта дифференциал кесими деб қуйидаги катталикка айтилади:

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

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

Ядро реакциясини тавсифловчи яна бир муҳим катталиклардан бири бу реакция чиқиши ҳисобланади. Реакция чиқиши деб юз берган реакциялар сонининг бирлик юзага келиб тушган зарралар сонига нисбатига айтилади. Айрим ҳолларда ядро ўзгаришларида иштирок этаётган зарралар сонининг нишонга келиб тушаётган зарралар сонига нисбатига ҳам реакция чиқиши дейилади:

$$Y = \frac{N_{яр}}{N_0}, \quad (2.14)$$

бу ерда Y – реакция чиқиши; $N_{яр}$ – ядро ўзгаришларида иштирок этаётган зарралар сони; N_0 – нишонга келиб тушаётган зарралар

сони. Тажрибаларда асосан реакция чиқишлари ўлчанилади. Бу маълумотлар асосида реакция кесими аниқланилади.

Умумий ҳолда реакция чиқиши, нишонда содир бўлган ядро ўзаро таъсирлар сонининг нишонга келиб тушаётган зарралар оқимига нисбати кўринишда ҳам ифодаланади, яъни:

$$Y = \frac{N}{\Phi}, \quad (2.15)$$

бу ерда N - нишонда содир бўлган ядро ўзаро таъсирлар сони; Φ – зарралар оқими, зарра/(см²·с).

Ядро реакцияси чиқиши билан кесими орасидаги муносабатни аниқлаймиз. Бунинг учун ядро реакцияси тезлиги тушунчасидан фойдаланамиз. Реакция тезлиги бу берилган нурланиш шароитида зарралар оқими, реакция кесими ва бошланғич ядролар сони билан қуйидагича боғланган:

$$\frac{dN_B}{dt} = \Phi \sigma N_A, \quad (2.16)$$

бу ерда N_B – реакция маҳсулотининг атомлар сони; N_A – бошланғич атомлар сони. Ушбу ҳолда реакция чиқиши:

$$Y = \frac{dN / dt}{\Phi} = \sigma N_A. \quad (2.17)$$

Бу формула моноэнергетик нурланишлар учун ўринлидир. Агар нишонга келиб тушаётган зарралар ёки нурланишлар энергияси моноэнергетик бўлмаса, яъни нурланиш спектри узлуксиз бўлса, реакция чиқиши қуйидагига тенг бўлади:

$$Y = N_A \int_0^{E_{\max}} \Phi_0(E) \sigma(E) dE, \quad (2.18)$$

бу ерда $\Phi_0(E)$ - нурланиш спектри, $\sigma(E)$ - реакция уйғониш функцияси, яъни реакция кесимининг зарра энергиясига боғланиши.

Реакция чиқишини аниқлашда лабораторияда қўлланилаётган қўрилма ва ўлчаш асбоблари параметрлари, ўлчаш геометрияси ва ҳ.к. эътиборга олинади.

2.3-§. Фотоядро реакциялари

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

$$\gamma + A \rightarrow B + b \quad (2.19)$$

ёки қуйидаги кўринишда ҳам ёзиш мумкин:

$$A(\gamma, b)B. \quad (2.20)$$

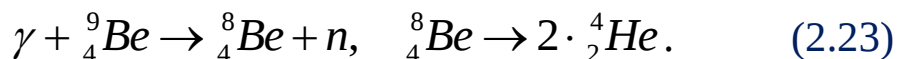
Ядродан чиқаётган зарралар турига қараб фотоядро реакциялари қуйидаги турларга бўлинади: (γ, n) , (γ, p) , (γ, np) , $(\gamma, 2n)$, (γ, d) , (γ, α) ва ҳ.к. Ҳозирги кунда энг яхши ўрганилган реакциялар: (γ, n) ва (γ, p) . Бу реакциялар эндотермик бўлгани учун ушбу реакция юз бериши учун, γ -квантларнинг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

$$E_{\gamma} > \varepsilon_n(\varepsilon_p, \varepsilon_{\alpha}) \quad (2.21)$$

Ядро фотоэффекти биринчи марта 1934– йилда Чедвик (James Chadwick) ва Гольдхаберлар (Maurice Goldhaber) томонидан дейтронни фотопарчаланиш мисолида кузатилган:

$$\gamma + {}^2_1H \rightarrow n + p, \quad E_{\gamma}({}^2_1H) = 2,22 \text{ МэВ} \quad (2.22)$$

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



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

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

2.4-§. Нейтронлар иштирокидаги ядро реакциялари

Ядрога келиб тушаётган нейтрон энергиясига боғлиқ ҳолда ҳар хил турдаги ядро реакциялари содир бўлиши мумкин. Нейтронларни энергиясига қараб турли гуруҳларга ажратиш мумкин. Бу гуруҳлар 2.1-жадвалда келтирилган.

2.1-жадвал

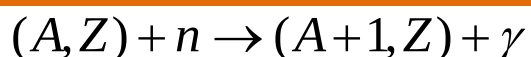
Нейтронларни энергия бўйича гуруҳлаш

Гуруҳлар	Нейтрон энергияси
Совуқ нейтронлар	$E_n \leq 0,005 \text{ эВ}$
Иссиқ нейтронлар	$0,005 \text{ эВ} \leq E_n \leq 0,1 \text{ эВ}$
Секин нейтронлар:	$0,1 \text{ эВ} \leq E_n \leq 1000 \text{ эВ}$
Оралик нейтронлар	$1 \text{ кэВ} \leq E_n \leq 500 \text{ кэВ}$
Тез нейтронлар	$0,5 \text{ МэВ} \leq E_n \leq 50 \text{ МэВ}$
Ўта тез нейтронлар	$E_n > 50 \text{ МэВ}$

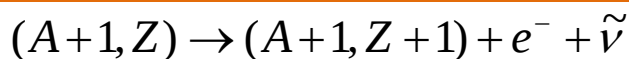
Бу реакциялар билан танишиб ўтамиз. Нейтронлар иштирокидаги реакциялар турлари нейтронлар энергиясига боғлиқ бўлади.

Нейтронларнинг радиацион қамраши

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



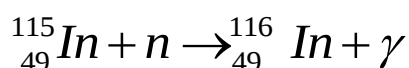
Бу реакция натижасида β^- -радиоактив $(A+1, Z)$ ядро ҳосил бўлади ва у қуйидаги схема бўйича парчаланади:



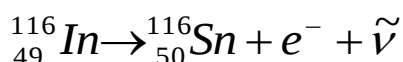
Ядро реакцияларида нейтрон ютилиши ва ундан кейин γ -квант чиқиши билан юз бергани учун бу реакциялар (n, γ) кўринишдаги ра-

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

Радиацион қамраш реакциясига мисол қилиб, энергияси 1,46 эВ бўлган нейтрон-ларнинг индий ядроси томонидан қамраб олиши жараёнини келтириш мумкин:

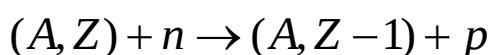


Бу жараён натижасида ҳосил бўлган ${}_{49}^{116}\text{In}$ радиоактив изотопнинг ярим парчаланиш даври $T_{1/2}=54$ мин ва у қуйидаги схема бўйича парчаланadi:



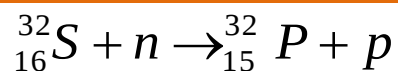
Протонлар ҳосил бўлиши билан юз берадиган реакциялар.

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



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

(n,p) турдаги реакцияга мисол қилиб остона энергиясига эга бўлган қуйидаги реакцияни келтириш мумкин:



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

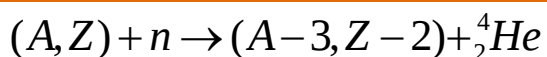
Хатто иссиқлик нейтронлари таъсири остида юз берадиган реакциялар ҳам мавжуд бўлиб, бунга мисол қилиб қуйидагини келтириш мумкин:



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

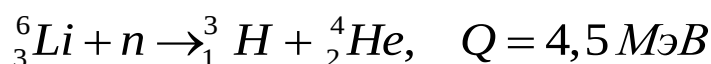
Альфа-зарралар ҳосил бўлиши билан юз берадиган реакциялар.

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

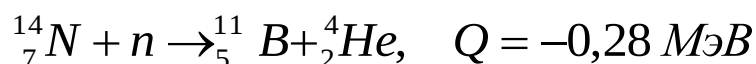


(n, α) турдаги реакцияларнинг самарали кечиши учун энергиялари **0,5** дан **10 МэВ** ораликда бўлган нейтронлар зарур бўлади. Аммо айрим ҳолларда ушбу реакция катта эҳтимолик билан секин нейтронларда ҳам юз беради.

Бундай реакцияга мисоллар:

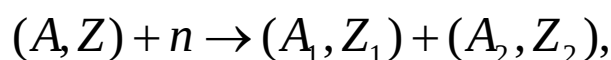


Эндознергетик реакцияларга мисол қилиб қуйидаги (n, α) турдаги реакцияни келтириш мумкин:



Бўлиниш реакцияси.

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

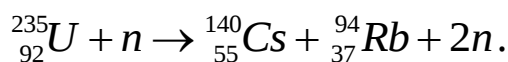


бу ерда

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

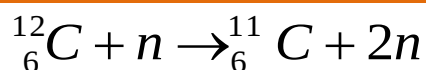
$$\bar{A}_1 : \bar{A}_2 \approx 2 : 3.$$

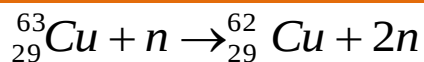
Бундай турдаги реакцияларни бўлиниш реакцияси дейилади ва **(n,f)** кўринишда ёзилади. Бўлиниш реакциялари ядро энергиясини олишда кенг қўлланилади. Бундай реакцияга мисол сифатида иссиқ нейтронлар таъсирида уран-235 ядросининг бўлинишини келтириш мумкин:



Икки ва ўндан ортиқ нуклонлар ҳосил бўлувчи реакциялар.

Энергияси $T_n > 10$ МэВ бўлган нейтронлар таъсири остида порогли детекторлар сифатида кенг қўлланиладиган **(n,2n)**, **(n,pn)**, **(n,3n)** ва бошқа турдаги реакциялар содир бўлади. Бу реакцияларга мисол қилиб қуйидаги реакцияларни келтириш мумкин:





Бу реакцияларининг остона энергиялари мос ҳолда **20** ва **10 МэВ**.

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

Нейтронларнинг ноэластик сочилиши. Энергияси бир неча юз килоэлектронвольт бўлган нейтронлар ядрога тушгандан кейин уни уйғонган ҳолатга ўтказиши ва кейин ундан яна камроқ энергия билан чиқиб кетиши мумкин. Бу ерда келиб тушган нейтрон чиқиб кетиши шарт эмас, балки бошқа бир нейтрон ҳам чиқиб кетиши мумкин. Бундай жараён нейтронларнинг ноэластик сочилиши дейилади. Нейтронларнинг ноэластик сочилиш жараёни, яъни (n,n') оғир ядроларда нейтронлар кинетик энергияси $T_n > 0,6$ МэВ бўлганда, енгил ядроларда эса $T_n > 1$ МэВ энергияларда содир бўлади.

Нейтронларнинг ноэластик сочилиш кесими атом номерига ва нейтронлар энергиясига боғлиқ бўлади. Енгил ядролардан оғир ядролар соҳасига ўтганда ва нейтронлар энергияси ошганда реакция кесими ҳам ошади. Бунда ноэластик сочилиш кесимининг қиймати кескин ўзгармайди, яъни 0,6-3 барн чегарасида ўзгаради.

Нейтронларнинг эластик сочилиши. Биз тўхталмоқчи бўлган охирги жараён бу нейтронларнинг эластик сочилишидир. Маълумки эластик сочилиш натижасида ядро олдинги ҳолатида қолади. Нейтрон эса инерция марказидаги санок системага нисбатан бошланғич кинетик энергиясини сақлайди (лаборатория санок системасига нисбатан эса нейтрон ва ядронинг йиғинди кинетик энергияси

сакланади). Ушбу турдаги реакциялар амалий ядро физикасида кенг қўлланилади.

2.5-§. Активация тенгламаси

Активация деб, турғун ядроларни нейтронлар, гамма-квантлар, протонлар ёки бошқа зарралар билан нурлантирганда юз берадиган ядро реакцияси натижасида радиоактив моддалар ҳосил бўлишига айтилади. Активацион таҳлил методида асосан радиоактив ядролар ҳосил бўладиган ҳол кўрилади. Активацион таҳлил методининг энг муҳим тенгламаларидан бири бу активация тенгламасидир. Бу ерда биз ушбу тенглама билан танишиб чиқамиз.

Берилган шароитда $A(a,b)B$ ядро реакциясининг тезлиги (2.16) муносабат орқали аниқланади. Агар реакция натижасида ҳосил бўлган маҳсулот радиоактив ва унинг парчаланиш доимийси λ бўлса, у ҳолда радиоактив ядроларнинг тўпланиш (йиғилиш) тезлиги иккита жараён орқали аниқланади: ядро ўзаро таъсир натижасида радиоизотоплар ҳосил бўлиш тезлиги ва радиоактив парчаланиш натижасида уларнинг камайиш тезликлари:

$$\frac{dN_B}{dt} = \Phi \sigma N_A - \lambda N_B. \quad (2.24)$$

Маълум бир t_0 нурланиш вақти давомида тўпланган (ҳосил бўлган) B радиоизотоп атомларининг миқдорини (сони) (2.24) тенгламани интеграллаш орқали топиш мумкин. Нурланиш жараёнида Φ , σ ва N_A катталиклар ўзгармайди деб фараз қиламиз. Бунда активация қилувчи нурланиш оқим зичлиги Φ нурланиш вақтида ўзгармайди ва намунанинг ихтиёрий нуқтасида бир хил бўлади. Шунингдек,

активация қилувчи нурланиш энергияси ва нурланаётган изотопнинг сони камаймайди дегани. Мазкур шароитда (2.24) тенгламани интеграллаб, қуйидаги ифодага келамиз:

$$N_B = \frac{\Phi \sigma N_A}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_n}), \quad (2.17)$$

Бу ерда t_n – нурланиш вақти.

Нурланиш тугагандан кейин маълум бир t_u вақт давомида (ўлчаш вақти) парчаланишлар сони ўлчанади. Бу ўлчаш вақтини ҳисобга олинса (2.17) ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$N_B = \frac{\Phi \sigma N_A}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_n})(1 - e^{-\lambda t_u}). \quad (2.18)$$

Бу тенглама моноизотоп элемент учун ўринли бўлади. Агар элемент кўпизотопли бўлса, у ҳолда тенглама қуйидаги кўринишни олади:

$$N_B = \frac{\Phi \sigma N_\theta}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_n})(1 - e^{-\lambda t_u}). \quad (2.19)$$

бу ерда N_θ – элемент атомларининг бошланғич сони; θ – активация қилинаётган изотопнинг табиий изотоплар аралашмасидаги улуши.

Ушбу (2.19) тенглама нурланиш тугаган моментдаги парчаланишлар сонини беради. Агар ўлчаш маълум бир t_p вақт ўтгандан кейин (пауза вақти) амалга оширилса, унда мазкур вақт оралиғида радиоизотоп парчала-нишини ҳисобга олиш лозим, яъни:

$$N_B = \frac{\Phi \sigma N_\theta}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_n})(1 - e^{-\lambda t_u})e^{-\lambda t_p}. \quad (2.20)$$

Агар индукцияланган (реакция натижасида ҳосил қилинган) активликни ўлчаш *γ-спектрометр*да бажарилса, у ҳолда

парчаланишлар сони фоточўкки юзаси билан ёки чўккидаги импульслар сони билан аниқланади:

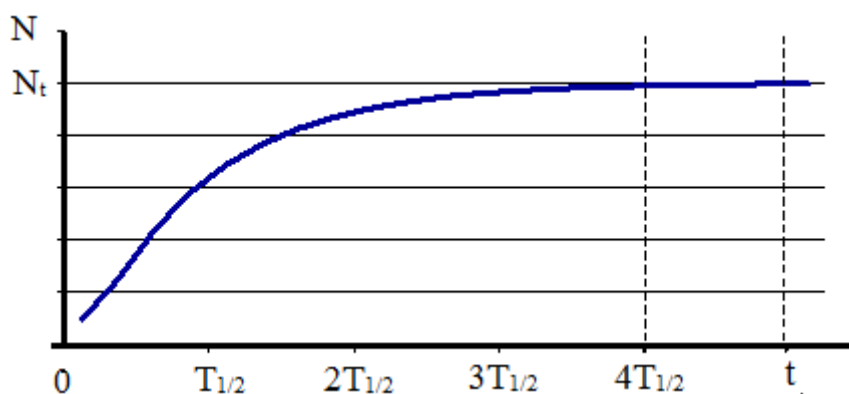
$$N_d = \frac{N_\Sigma}{\varepsilon I_\gamma}, \quad (2.21)$$

бу ерда N_Σ – фоточўккидаги импульслар сони; ε – спектрометрнинг эффективлиги; I - γ -квант интенсивлиги. Юқоридаги (2.20) ва (2.21) тенгламалардан қуйидагини оламиз:

$$N_\Sigma = \frac{\Phi \sigma N_\circ \theta \varepsilon I_\gamma}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_n})(1 - e^{-\lambda t_u}) e^{-\lambda t_p}. \quad (2.22)$$

Энди (2.17) тенгламани таҳлил қиламиз. Бу ердан кўринадики, нурланиш вақти ошиши билан ҳосил бўлган радиоактив ядролар (ёки радиоизотоплар) сони ошиб боради ва маълум бир вақтдан кейин эгри чизик тўйинишга (платога) чиқади. Бунда $dN_B / dt = 0$ ва $N_t = \Phi \sigma N_A / \lambda$ бўлади. Тўйиниш юз берганда нурланиш натижасида ҳосил бўлаётган ядролар сони парчаланаётган ядролар сонига тенглашиб қолади. Мазкур ҳол учун (2.17) ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$N_B = N_t (1 - e^{-\lambda t_o}).$$



2.1-расм. Активация эгри чизикки

Тўйинишга $t \approx (4 \div 5) T_{1/2}$ вақт ичида эришилади. Кичик t вақтларда $N(t)$ боғланиш чизиқли характерга эга бўлади (**2.1-расм**).

2.11-§. Ядро хусусисияти ва ядро реакциялар бўйича маълумотлар марказлари

Ҳозирги кунда жаҳонда жуда кўп ядровий маълумот марказлари фаолият кўрсатиб келмоқда. Халқаро ядровий маълумот марказлар тармоқлари ўз ичига Австрия, Венгрия, Хитой, Россия, АҚШ, Украина, Франция, Япония давлатларидаги ташкилотларни ўз ичига олади. Россиянинг ўзида бешта ядро маълумот марказлари мавжуд. Булар ичида бизнинг мавзуга бевосита алоқаси бўлган ташкилот бу Фотоядро тажрибалар маълумотлар маркази (Центр данных фотоядерных экспериментов (ЦДФЭ) НИИЯФ МГУ) ҳисобланади. Ушбу марказда ядро реакциялари ва ядро маълумотларига таллуқли ҳамма маълумотлар жамланган. Бундан ташқари бу марказ орқали бошқа марказларга чиқиш мумкин. Ушбу марказларнинг асосий мақсади замонавий компьютер технологияларидан фойдаланган ҳолда жаҳоннинг исталган нуқтасида жойлашган ва интернет тизимига уланган илмий марказларни энг охирги маълумотлар билан таъминлаб туришдан иборат. Гамма-активацион таҳлил учун мўлжалланган маълумотлар маркази бир нечта бўлиб, булар ичида энг кўп маълумотлар базасига эга бўлгани **Россиянинг Ростов-Дон** шаҳридаги *Ростов давлат университети Физика илмий текишириш институти*нинг маълумотлар маркази ҳисобланади.

Халқаро ядро маълумотлар марказларнинг сайтлари:

1. <http://cdfc.sinp.msu.ru/index.ru.html>
2. <http://www-nds.iaea.org>
3. <http://www.ippe.obninsk.ru/podr/cjd/>
4. <ftp://bnlnd2.dne.bnl.gov>
5. <http://www.nndc.bnl.gov>

МАСАЛАЛАР ЕЧИШ УЧУН НАМУНАЛАР

1-масала. ${}^7_3\text{Li} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^7_4\text{Be} + {}^1_0\text{n}$ ядро реакцияси қандай реакция, яъни экзотермикми ёки эндотермикми эканлигини аниқланг. Ядро реакция энергияси аниқлансин.

Ечилиши: Ядро реакция энергияси қуйидаги ифода билан аниқланилади:

$$Q = c^2 \left(\sum m_i - \sum m_f \right) \quad (1)$$

бу ерда m_i ва m_f - мос ҳолда реакция бошидаги ва охиридаги зарраларнинг тинчликдаги массасларининг йиғиндиси. Мазкур ҳолда бу тенглама қуйидаги кўринишда бўлади:

$$Q = (m_{\text{Li}} + m_{\text{H}} - m_{\text{Be}} - m_{\text{n}})c^2 \quad (2)$$

Бу формулага масала шартидаги ва жадваллардаги қийматларни қўйиб, ҳисоблашларни бажарамиз:

$$m_{\text{Li}} = 11,65079 \cdot 10^{-27} \text{ кг}, \quad m_{\text{H}} = 1,6736 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$$

$$m_{\text{Be}} = 11,65231 \cdot 10^{-27} \text{ кг}, \quad m_{\text{n}} = 1,675 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$$

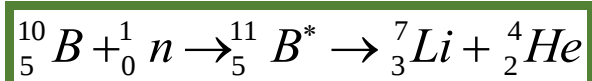
$Q = -1,64 \text{ МэВ}$. Демак ядро реакцияси эндотермик реакция экан.

Жавоб: $Q = -1,64 \text{ МэВ}$.

2-масала. Тинч турган бор ядроси билан ўта секин нейтронларнинг ўзаро таъсири натижасида юз берадиган қуйидаги ${}^{10}\text{B}(\text{n},\alpha){}^7\text{Li}$ ядро реакциясининг Q энергияси аниқлансин.

Ечилиши: ${}^{10}\text{B}(\text{n},\alpha){}^7\text{Li}$ ядро реакцияси қуйидаги механизм бўйича юз беради, яъни бор ${}^{10}_5\text{B}$ ядроси секин ${}^1_0\text{n}$ нейтронларни ютади

(яъни ўзига қўшиб олади) ва оралиқ $^{11}_5B$ ядрога айланади. Ушбу ядро кучли қўзғалган (уйғонган) ҳолатда бўлгани учун, ўзидан **α -зарра** (4_2He) чиқаради ва литий 7Li ядросига айланади. Ушбу реакция жараёнини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:



Реакция **Q** энергиясини қуйидаги ифода билан топамиз:

$$Q = (m_{Be} + m_n - m_{Li} - m_{He})c^2$$

Ядроларнинг тинчликдаги массаларини, ушбу ядро атомларининг тинчликдаги массаларига алмаштирамиз ва жадвалдан олинган атом массаларини охириги ифодага қўямиз:

$$Q = 931 \cdot (10,01294 + 1,00867 - 7,01601 - 4,00260) \text{ МэВ} = 2,80 \text{ МэВ}$$

Реакция маҳсулотлари бўлган литий 7Li ва **α -зарралар**нинг кинетик энергиясини топиш учун реакция энергиясини қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$Q = \sum T_f - \sum T_i \quad (1)$$

бу ерда T_i ва T_f - мос ҳолда реакция бошидаги ва охиридаги зарраларнинг кинетик энергияларининг йиғиндиси. Масала шартига кўра $\sum T$ катталикини ҳисобга олмаса ҳам бўлади. У ҳолда 7Li ва 4_2He зарралар кинетик энергияларининг йиғиндиси:

$$T_{Li} + T_{He} = Q \quad (2)$$

T_{Li} ва T_{He} номаълумларни боғловчи иккинчи бир тенгламани тузиш учун импульсни сақланиш қонунини қўллаймиз. Зарралар импульс-

лари йиғиндиси, реакциягача нолга тенг десак, у ҳолда реакциядан кейин ҳам у нолга тенг бўлади.

$$\vec{P}_{Li} + \vec{P}_{He} = 0 \quad (3)$$

Бу ердан импульс модуллари учун:

$$P_{Li} = P_{He} \quad (4)$$

Зарралар импульслари тенгламаларидан уларнинг кинетик энергияси тенгламаларига ўтамиз

$$T_{Li} = \frac{P_{Li}^2}{2m_{Li}}, \quad T_{He} = \frac{P_{He}^2}{2m_{He}} \quad (5)$$

(4) ва (5) дан

$$m_{Li}T_{Li} = m_{He}T_{He} \quad (6)$$

ни ҳосил қиламиз. (2) ва (6) тенгламаларни биргаликда ечиб,

$$\begin{aligned} T_{Li} &= Qm_{He} / (m_{Li} + m_{He}) \\ T_{He} &= Qm_{Li} / (m_{Li} + m_{He}) \end{aligned}$$

тенгламаларни оламиз ва m_{He} ва m_{Li} ядро массалар қийматини бутун сонга яхлитлаб қуйидагиларни топамиз:

$$T_{Li} = 4Q / 11 = 1,02 \text{ МэВ}, \quad T_{He} = 7Q / 11 = 1,78 \text{ МэВ}$$

Жавоб: $T_{Li} = 4Q / 11 = 1,02 \text{ МэВ}, \quad T_{He} = 7Q / 11 = 1,78 \text{ МэВ}.$

3-масала. Қуйидаги фотоядро реакциясининг остона энергияси топилсин: $\gamma + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{11}\text{B} + p, \quad \gamma + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{11}\text{C} + n.$

Ечилиши: Юқори энергияли *γ-квантлар* таъсирида юз берадиган ядро реакцияларига фотоядро реакцияси дейилади. Ушбу реакция эндоэнергетик реакция бўлгани учун, у остона энергиясига эгадир. Реакция остона энергияси қуйидаги ифода билан аниқлани:

$$E_{ost} = \frac{m + M}{M} |Q| \quad (1)$$

бу ерда *m* ва *M*- мос ҳолда ядрога учиб келаётган зарра ва нишон ядро массалари. (1) ифодани фотоядро реакцияси учун ёзамиз.

$$E_{ост} = |Q| \quad (2)$$

Реакция энергиясини *Q* ни топамиз,

$$Q = c^2 (\sum M_i - \sum M_f) \quad (3)$$

$$\sum M_i = m_C = 12 \text{ м.а.б.}$$

$$\sum M_f = m_B + m_p = (11,00930 + 1,0078) \text{ м.а.б.}$$

Ушбу қийматларни (3) га қўямиз.

$$Q = 931 \frac{\text{МэВ}}{\text{м.а.б.}} (12 - (11,00930 + 1,00783)) = -15,96 \text{ МэВ}$$

Худди шунга ўхшаш ҳисоблашларни иккинчи реакция учун ҳам бажарамиз ва қуйидагини оламиз:

$$Q = -18,72 \text{ МэВ}$$

Демак,

$$E_{ост}(\gamma, p) = |Q| = 15,96 \text{ МэВ}$$

$$E_{\text{осм}}(\gamma, n) = |Q| = 18,72 \text{ МэВ.}$$

Жавоб: $E_{\text{осм}}(\gamma, p) = |Q| = 15,96 \text{ МэВ}$, $E_{\text{осм}}(\gamma, n) = |Q| = 18,72 \text{ МэВ}$.

4-масала. Массаси M бўлган ядронинг $\hbar\omega$ энергияли γ - квантни ютиши натижасида олган уйғониш энергиясини топинг.

Ечилиши: Мазкур жараён учун энергия ва импульсининг сақланиш қонунларини ёзамиз:

$$\begin{cases} Mc^2 + \hbar\omega = Mc^2 + E_{\gamma} + E^* \\ \frac{\hbar\omega}{c} = p \end{cases}$$

бу ерда E_{γ} -ядронинг тепки энергияси, E^* -уйғониш энергияси. Бу тенгламалардан γ - квантни ютиши натижасида олган уйғониш энергиясини топамиз:

$$E_{\gamma} = \frac{P^2}{2M} = \frac{(\hbar\omega)^2}{2Mc^2}, \quad E^* = \hbar\omega\left(1 - \frac{\hbar\omega}{2Mc^2}\right)$$

Жавоб: $E^* = \hbar\omega\left(1 - \frac{\hbar\omega}{2Mc^2}\right)$

5-масала. Юпқа пластика кўринишидаги ^{113}Cd нишонн оқим зичлиги $1,0 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ бўлган иссиқлик нейтронлар билан нурлантирилган. Агар нурланишнинг 6- суткасида кейин ^{113}Cd нуклиди миқдори 1% камайса, (n, γ) реакция кесими топилсин.

Ечилиши: Реакция схемасини ёзамиз:



Бирлик вақт давомида модданинг бирлик ҳажмида юз берадиган реакциялар сони қуйидагига тенг бўлади:

$$Y = n\sigma\Phi.$$

dt вақт оралиғида нишон ядролар концентрацияси қуйидагича ўзгаради:

$$dn = -Ydt = -n\sigma\Phi dt.$$

Ушбу тенгламани $n(t=0) = n_0$ бошланғич шартни ҳисобга олиб ечилса, унинг ечими қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$n(t) = n_0 \cdot \exp(-\sigma\Phi t)$$

Бу формула асосида қуйидаги ифодани оламиз:

$$\frac{n_0 - n(t)}{n_0} = 0,01 = 1 - \exp(-\sigma\Phi t).$$

Бу тенгламадан (n, γ) реакция кесими топилади:

$$\sigma = \frac{\ln 0,99}{\Phi \cdot t} = \frac{0,01}{1 \cdot 10^{12} \cdot 6 \cdot 24 \cdot 3600} = 1,9 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2 = 2 \cdot 10^4 \text{ барн.}$$

Жавоб: $2 \cdot 10^4$ барн.

МУСТАҚИЛ ЕЧИШ УЧУН МАСАЛАЛАР

2.1. Қуйидаги реакциянинг остона энергияси топилсин:



2.2. Қуйидаги реакциянинг остона энергияси топилсин:



2.3. Дейтерий ва тритийнинг термоядровий бирикиш реакциясида қанча энергия ажралади? (Жавоб: $Q = 17,6 \text{ МэВ}$)

2.4. Иссиқлик нейтронлари дастаси бўшлиқда 10 м масофани ўтганда дастанинг интенсивлиги қанчага ўзгаради? (Жавоб: $[N_0 - N(t)] / N_0 \cong 5 \cdot 10^{-6}$)

2.5. $\gamma + {}^{14}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{C} + n + n$ фотоядро реакциянинг остона энергиясини топинг. (Жавоб: $E_{\text{ост}}(\gamma, 2n) = 18,2 \text{ МэВ}$)

2.6. Литий-7 ядроси секин нейтронни қамраб олади ва γ -квант чиқаради. Гамма-квант энергияси нимага тенг? (Жавоб: $E_\gamma = 2,034 \text{ МэВ}$).

2.7. Массаси 0,20 г бўлган олтин фольгани 6,0 соат давомида иссиқлик нейтронлари билан нурлантирилган. Нейтронлар фольга сиртига нормал тушмоқда. Нурланиш тамом бўлгандан кейин 12 соат ўтгандан кейин фольга активлиги ўлчанганда унинг активлиги $1,9 \cdot 10^7$ Бк тенг бўлган. Агар радиоактив изотоп ядроларининг ҳосил бўлиш эффектив кесими 96 барн ва ярим парчаланиш даври 2,7 сут бўлса, нейтронларнинг оқим зичлигини аниқланг.

(Жавоб: $J = Ae^{\lambda\tau} / \sigma N_0 (1 - e^{-\lambda t}) = 6 \cdot 10^9 \text{ зарра}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$, бу ерда N_0 - олтин ядроларининг сони).

НАЗОРАТ САВОЛЛАР

1. Реакция канали деб нимага айтилади?
2. Ядро реакцияларида қандай сақланиш қонунлари бажарилади?
3. Қандай реакциялар остона энергиясига эга бўладилар?
4. Ядро реакцияларини ўрганишнинг фундаментал ва амалий аҳамиятини тушунтиринг.
5. Нейтронлар энергиялари бўйича қандай гуруҳларга бўлинади?
6. Юқори энергияли фотонлар таъсирида қандай ядро реакцияси содир бўлади?

ТЕСТ САВОЛЛАР

1. *Ядро реакцияси нима?*
 - A) Элементар зарраларнинг ядро билан ўзаро таъсири.
 - B) Молекулаларнинг ядро билан ўзаро таъсири.
 - C) Ионларнинг модда билан ўзаро таъсири.
 - D) Электронларнинг модда билан ўзаро таъсири.
2. *Энергия ажралиши билан юз берадиган ядро реакциясига ...реакция деб аталади?*
 - A) Остона
 - B) Эндотермик.
 - C) Фотосинтез.
 - D) Экзотермик
3. *Энергия ютилиши билан юз берадиган ядро реакциясига ... реакция деб аталади?*
 - A) Эндотермик. B) Фотосинтез. C) Экзотермик D) Остона
4. *Ядро реакциясининг кесими деб нимага айтилади?*
 - A) Реакция остона энергиясига
 - B) Реакция юз бериш эҳтимоллигига.
 - C) Реакция чиқишига.
 - D) Реакция турига.
5. *Ядро реакциясининг чиқиши деб ... айтилади?*
 - A) Ҳосил бўлган ядролар сонига.
 - B) Реакция остона энергиясига.
 - C) Ядро тартибига.
 - D) Реакция юз бериш эҳтимоллигига
6. *Ядро реакцияси кесимининг ўлчов бирлиги нима?*
 - A) Барн
 - B) Жоуль
 - C) см^3
 - D) Беккерель
7. *(γ, n) турдаги, яъни ядродан нейтрон чиқиб кетадиган фотоядро реакциясида қандай ядро ҳосил бўлади?*
 - A) Нейтронлар сони ошган
 - B) Нейтрондефицит
 - C) Альфа радиоактив
 - D) Тўғри жавоб йўқ

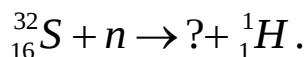
8. Иссиқлик нейтронлар деб энергияси ... оралиқда бўлган нейтронларга айтилади.

- A) $E_n > 50 \text{ МэВ}$
- B) $0,5 \text{ МэВ} \leq E_n \leq 50 \text{ МэВ}$
- C) $2 \text{ МэВ} \leq E_n \leq 5 \text{ МэВ}$
- D) $0,005 \text{ эВ} \leq E_n \leq 0,4 \text{ эВ}$

9. $\gamma + {}^{113}_{49}\text{In} \rightarrow x + 2n$ фотоядро реакцияси натижасида қандай “х” ядро ҳосил бўлади?

- A) ${}^{111}\text{In}$
- B) ${}^{113}\text{Te}$
- C) ${}^{57}\text{Co}$
- D) ${}^{56}\text{Co}$

10. Қуйидаги ядро реакцияси натижасида қандай ядро ҳосил бўлади?



- A) ${}^{32}_{15}\text{P}$
- B) ${}^{32}_{16}\text{S}$
- C) ${}^{17}_{17}\text{Ce}$
- D) ${}^{16}_8\text{O}$

11. Қандай ядро реакциялари остона энергияга эга бўлади?

- A) Кинетик.
- B) Энзотермик.
- C) Эндотермик.
- D) Термодинамик.

12. Ядро реакцияларининг оралиқ ядро модели ким томонидан таклиф этилган?

- A) Э. Резерфорд
- B) И. Курчатов
- C) Н. Бор
- D) Макс Планк

13. $a + A \rightarrow C^* \rightarrow B + b$ реакция қандай реакция механизми бўйича юз бермоқда?

- A) Оралиқ ядро механизми;
- B) Тўғри ядро реакция механизми
- C) Термоядро реакцияси механизми;
- D) Фотоядро реакцияси механизми.

14. $\alpha + {}^{14}_7\text{N} \rightarrow ? + p$ реакция натижасида ҳосил бўлган ядрони кўрсатинг.

- A) Азот-17;
- B) Кислород-17;
- C) Уран-27;
- D) Водород-3.

15. $p + {}^7_3\text{Li} \rightarrow p + {}^7_3\text{Li}$ реакцияда қандай жараён юз берди?

- A) Эластик сочилиш;
- B) Ноэластик сочилиш;
- C) Ютилиш;
- D) Бўлиниш.

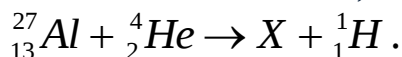
16. Фотоядро реакцияси деб ... ядро билан ўзаро таъсирлашиш жараёнига айтилади.

- A) Паст энергияли нейтронларнинг
- B) Паст энергияли протонларнинг
- C) Юқори энергияли электронларнинг;
- D) Юқори энергияли γ -квантларнинг

17. Нильс Бор қандай ядро реакция механизмини таклиф қилган?

- A) Компаунд ядро ҳосил бўлиш механизми;
- B) Тўғри реакция механизми;
- C) Узиш реакцияси;
- D) Фотоядро реакцияси.

18. Қуйидаги ядро реакцияси натижасида қандай ядро ҳосил бўлади?



- A) ${}^{23}_{11}\text{Na}$
- B) ${}^{30}_{14}\text{Si}$
- C) ${}^{14}_7\text{N}$
- D) ${}^{31}_{15}\text{P}$

19. ${}^{14}\text{N}$ ядрода (n,p) реакция натижасида қандай ядро ҳосил бўлади?

- A) ${}^{14}\text{C}$
- B) ${}^{13}\text{C}$
- C) ${}^{14}\text{N}$
- D) ${}^{13}\text{N}$

20. Иссиқ нейтронлар таъсири остида юз берадиган реакцияни кўрсатинг

- A) (n, 2n)
- B) (n, 3n)
- C) (n, γ)
- D) (n, p)

III БОБ

ЯДРО НУРЛАНИШЛАРИНИНГ МОДДА БИЛАН ЎЗАРО ТАЪСИРИ

Ядро нурланишлари ёки аксарият ҳолларда ионловчи нурланишлар деб номланган нурланишлар радиоактив моддаларда содир бўладиган радиоактив парчаланишлар, оғир ядро атомларининг бўлиниши, ядро реакциялари натижасида ҳосил бўлади. Ядро нурланишлари қуйидаги турларга бўлинади: зарядланган зарралар оқими (электрон, позитрон, протонлар, мюонлар, альфа зарралар ва ҳ.к.), қисқа тўлқинли электромагнит нурланишлар (рентген нурланишлар, гамма-нурланишлар) ва зарядланмаган зарралар оқими (нейтронлар). Ионловчи нурланишлар манбалари ҳам ўз навбатида иккига бўлинади, яъни табиий ва сунъий манбалар. Табиий манбаларга табиий радиоактив моддаларда содир бўладиган радиоактивлик, Қуёшда содир бўлаётган термоядро реакцияси, космик нурлар. Сунъий манбаларга сунъий радионуклидлар, ядро реакторлари, зарядланган зарралар тезлаткичлари, рентген трубкаси киради.

Ядро нурланишларининг модда билан ўзаро таъсири муаммоси билан асосан қуйидаги фанлар шуғулланадилар: радиацион физика, радиацион кимё, радиобиология ва бошқалар.

Радиацион физика ядро нурланишларининг модда орқали кўчиш ёки ўтиши жараёнларини тадқиқ қилиш билан шуғулланади. Нурланишнинг ўтиши ва қайтиши (альбедро) жараёни ва моддани ташкил этган элемент атом ядролари билан юз бериши мумкин

бўлган турли ядро реакциялари, ҳимоя муҳитида(моддасида) сочилган ва ҳосил бўлган иккиламчи нейтронлар ва фотон нурланишларнинг бурчак ва энергетик тақсимотини баҳолаш, нейтрон ва фотон нурланишларни ўлчаш методологияларини ишлаб чиқишларга катта эътибор қаратилади. Физик тадқиқотлар конструкцион материалларда ютилган дозани ҳисоблаш ва ҳимоя тўсиқларнинг оптимал конструкцияларини ҳисоблашга йўналтирилган.

Радиацион кимё бу кимё фанининг ионловчи нурланишлар таъсирида уйғонадиган кимёвий жараёнларни ўрганадиган соҳаси ҳисобланади. Бунда ионловчи нурланишлар асосан қуйидагилар йўналишларда қўлланилади: модда ва материалларни радиацион модификация қилиш; уларни бузилишлардан сақлаш усулларини ишлаб чиқишда; ионловчи нурланишларни кимё технологияларида органик шунингдек, юқори молекуляр моддаларни радиацион-кимёвий синтез қилишда.

Радиобиология бу ионловчи нурланишларнинг биологик объектларга (биомолекулалар, хужайрлар, тўқималар, организмлар, популяция) таъсирини ўрганувчи фандир.

Радиобиология фанида радиобиологиянинг физикавий асослари, нурланишнинг хужайрага таъсири, радиация таъсирида хужайранинг ҳалокати, радиациядан кейинги тикланиш, радиация таъсирининг назарий асослари, тана органларининг радиацияга сезгирлиги, ўткир нур касаллиги, организмга кирган радиоактив моддаларни биологик таъсири, радиация таъсирида умрнинг қисқариши, нурланиш оқибатлари ва ундан ҳимояланиш каби масалалар атрофича ўрганилади.

Мазкур бобда зарядланган зарралар ва гамма нурларнинг муҳит атомлари билан ўзаро таъсир этиш натижасида содир бўладиган жараёнлар билан танишамиз.

3.1-§. Зарядланган оғир зарраларнинг модда орқали ўтиши

Зарядланган оғир зарраларнинг модда билан ўзаро таъсири қуйидагича: Зарра модда ичидан ўтганда, у ўз Кулон майдони билан атом электронларини “туртади” (“туртки” беради) ёки “суриб” ўтади. Бунинг ҳисобига зарра ўз энергиясини аста секин йўқотади. Модда атомлари эса ё ионлашади, ё бўлмаса, уйғонган ҳолатларга ўтади. Кўпчилик ҳолларда асосан ионизация жараёни содир бўлиб, бунда камида битта электрон чиқиб кетади:



бу ерда стрека билан ионловчи нурланиш таъсири кўрсатилган. Демак, умумий ҳолда зарра ўз энергиясини модда атомларини уйғотишга ва ионлашга сарфлар экан.

Кулон кучларининг узоқдан таъсир қилиш хусусияти ҳисобига модда орқали учиб ўтаётган зарядланган зарра, жуда кўп микдордаги электронлар билан ўзаро таъсирлашади (туртиб ўтишга улгуради). Модда орқали ўтаётган зарранинг массаси электрон масса-сига нисбатан катта бўлганлиги сабабли, у электрон билан тўқнаш-ганда ўз йўлидан жуда кичик микдорда четлашади. Ҳаракат давомида бундай тўқнашишлар жуда кўп бўлиб, бундай хаотик йўналишдаги тўқнашишлар бир бирини компенсациялайди. Шу сабабли зарядланган оғир зарраларнинг моддадаги траекторияси деярли тўғри чизик бўлади.

Зарядланган оғир зарраларнинг модда орқали ўтиши қуйидаги физик катталиклар орқали тавсифланади:

- йўл бирлигида энергия йўқотиши ёки солиштира ионизацион

$$\text{йўқотиш} - \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ион}}.$$

- Зарранинг моддадаги тўлиқ югуриш йўли – R.

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

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ион}} = \frac{4\pi n_e Z^2 z^2 e^4}{m_e v^2} \ln \frac{2m_e v^2}{I(Z)}, \quad (3.1)$$

бу ерда n – муҳитнинг 1 см^3 ҳажмидаги электронлар сони ёки концентрацияси; Z – зарралар ўтаётган модда (ёки муҳит) нинг атом номери; $I(Z)$ – муҳит атомларининг ўртача ионизация потенциали, яъни $13,5 \cdot Z$ эВ; m_e – электроннинг тинчликдаги массаси; v – зарра тезлиги; ze – зарра заряди.

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

$$\Delta T_{\text{max}} = 2m_e c^2. \quad (3.2)$$

(3.1) формула фақат $E \sim I(Z)$ шарт бажарилганда ўринли бўлади. Энди ушбу формуладан келиб чиқадиган хулосаларга тўхталиб ўтамиз. (3.1) формуладан кўринадики, ионизацион йўқотиш асосан қуйидаги катталикларга боғлиқ бўлади:

- зарра тезлигига.
- зарра массасига.

- ҳажм бирлигидаги электронлар сони ёки концентрациясига.
- ўртача ионизацион потенциалга.

Буни ифода кўринишда ёзсак:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ион}} \approx Z^2 n_e \varphi(v). \quad (3.3)$$

Бунда ўртача ионизацион потенциалга боғланиш логарифмик равишда кучсиз боғланган. Ҳажм бирлигидаги электронлар сони n модда зичлиги ρ га пропорционалдир:

$$n = \frac{Z \rho N_A}{A}, \quad (3.4)$$

бу ерда N_A – Авогадро сони; A – масса сони; Z – атомдаги электронлар сони.

Демак ионизацион йўқотиш модда зичлигига тўғри пропорционал экан. (3.1) формуладан келиб чиқадики, зарраларнинг катта энергияларида ($v \rightarrow c$ бўлганда), ионизацион йўқотиш монотон равишда камая бориши керак. Аммо амалда бу ҳол кузатилмайди ёки (3.1) формула аниқ бўлмай қолади. Бу ердан келиб чиқадики, юқори энергияларда бу формула аниқ бажарилмас экан. Ушбу ҳолни ҳисобга олиб релятивистик ҳоллар учун қуйидаги формула ўринли бўлар экан:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ион}} = \frac{4\pi n_e Z^2 z^2 e^4}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I(Z)} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \quad (3.5)$$

бу ерда $\beta = \frac{v}{c}$.

(3.5) формуладан кўринадики, зарра энергияси ошиши билан ионизацион йўқотиш олдин жуда тез камаяди (энергияга тескари пропорционал равишда) аммо ёруғлик тезлигига яқинлашган сайин

бу камайиш секинлашиб боради. Бу (3.5) формуланинг махражида деярли ўзгармас катталиқ, яъни $\vartheta^2 \approx c^2$. Аммо қавс ичидаги ҳадларда кўринадики, зарранинг баъзи бир юқори энергияларидан бошлаб, dE/dx катталиқ аста секин (логарифмик равишда) ўсади, ундан кейин тўйинишга чиқади.

Юқорида таъкидлаб ўткандек, зарядланган зарраларнинг модда орқали ўтишини тавсифловчи яна бир катталиқ бу зарранинг моддадаги тўлиқ югуриш йўли ҳисобланади. Зарра модда орқали ўтганда энергиясини йўқотиб кейин тўхтади. Зарранинг моддада босиб ўтган йўли югуриш йўли дейилади. Бу катталиқ зарра зарядига, массасига ва энергиясига боғлиқ бўлади. Югуриш йўли R қўйидаги формула ёрдамида аниқланилади:

$$R = \int_{E_0}^0 \frac{dE}{-dE / dx}, \quad (3.6)$$

бу ерда E_0 – зарранинг моддага келиб тушгунгача бўлган энергияси. Югуриш йўли узунлиқ (м, см, мкм) ёки “зичлик” (г/см^2) ўлчов бирликларида аниқланилади. Агар ионизацион йўқотишни учун (3.1) ифода қўлланилса, у ҳолда югуриш йўли ифодаси қўйидаги кўринишда бўлади:

$$R = \frac{M}{z^2} f(\vartheta), \quad (3.7)$$

бу ердаги $f(\vartheta)$ функция зарра турига боғлиқ эмас. Аммо бу ифодадаги солиштирма ионизацион йўқотишни аниқловчи формула турли энергиялар соҳасида ҳам ўринли эмас. Шу сабабли ҳақиқий югуриш йўлининг зарра энергияси ва модда турига боғланиши (3.7) формулага қараганда мураккаб бўлиб, унинг формуласи назарий ва тажриба натижаларини ўзаро таққослаш йўли билан аниқланилади.

Турли муҳитларда айрим зарраларнинг югуриш йўли билан энергиясини боғловчи бир нечта формулаларни келтирамиз.

- Нормал шароитда α -зарраларнинг ҳаводаги ўртача югуриш йўли:

$$\bar{R}_{\alpha} = 0,31T^{3/2}\text{см} ; 4 < T < 7 \text{ МэВ} \quad (3.3)$$

- Масса сони A бўлган моддада α -зарранинг ўртача югуриш йўли:

$$\bar{R}_{\alpha} = 0,56R_{\alpha}(\text{см})A^{1/3}\text{мг} / \text{см}^2, \quad (3.4)$$

бу ерда $R_{\alpha}(\text{см})$ -шу энергиядаги α -зарранинг ҳаводаги югуриш йўли.

- Нормал шароитда T -кинетик энергияли протоннинг ҳаводаги югуриш йўли:

$$R_{\rho}(T) = R_{\alpha}(4T) - 0,2 \text{ см}; T > 0,5 \text{ МэВ}, \quad (3.5)$$

бу ерда R_{α} –кинетик энергияси $4T$ бўлган α -зарранинг ҳаводаги ўртача югуриш йўли.

3.2-§. Зарядланган енгил зарраларнинг модда орқали ўтиши

Зарядланган енгил зарралар, яъни электрон ва позитронларнинг модда орқали ўтиши барча зарядланган зарраларнинг модда орқали ўтишидан кескин фарқ қилади. Бунга асосий сабаб, **электрон** ва **позитрон** массаларининг кичиклигидир. Моддага учиб келаётган электронларнинг массаси кичиклигидан, модда ичидаги ҳар бир тўқнашишда импульслари ўзгаради. Бунинг оқибатида берилган йўналишга нисбатан йўналишини ўзгартиради. Шу сабабли электронларнинг траекториялари тўғри чизик бўлмайди.

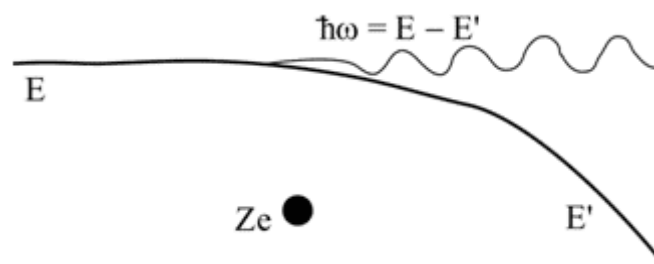
Электронлар ҳам модда орқали ўтганда бошқа зарядланган зарралар каби, ўз энергиясини атомларни уйғотишга ва ионлаштиришга сарфлайди. Бундан ташқари электрон энергиясини радиацион эффектга ҳам сарфлайди. Радиацион эффект ёки радиацион йўқотишда электрон атом қобиғидаги электроннинг ёки ядронинг Кулон майдонида тормозланиши натижасида узлуксиз спектрга эга бўлган

тормозланиш нурларни ҳосил қилади. Бу ҳолда моддага учиб кирган элект-рон ўз энергиясининг бир қисмини мазкур жараён натижасида йўқотади.

Демак электронлар модда орқали ўтганда уларнинг энергияси қуйидаги жараёнларга сарфланади:

1. Ионизацион йўқотишга.
2. Радиацион йўқотишга

Электронларнинг радиацион тормозланиши. Зарядланган зар-
ралар атом ядросининг ва атом электронларининг электр майдонида
тез тормозланиши натижасида радиацион (ёки тормозли) нурла-
нишлар чиқаради(3.1-расм).



3.1-расм. Заряди Ze бўлган ядро Кулон майдонидаги электроннинг тормозланиш нурланиши.

Энергияни нурланишга йўқотиши $(dE/dx)_{нур}$ тезланиш квадрати-
га пропорционалдир, яъни $\ddot{x}^2$. Зарядлар қиймати тенг бўлган
зарраларнинг ядро билан Кулон ўзаро таъсир кучи билан бир хил
бўлгани учун,

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

ва

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

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

Электронлар учун радиацион йўқотиш моддадаги атомлар концентрациясига, ядро зарядига ва электронларнинг кинетик энергияларига боғлиқ бўлади:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{нур} \propto Z^2 n T_e$$

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

Тормозли нурланишлар қуввати (Вт) қуйидаги формула бўйича ҳисобланади:

$$W_{\text{торм}} = 1,9 \cdot 10^3 (E_e - 0,511) Z^2 \rho d i / A, \quad (3.6)$$

бу ерда $W_{\text{торм}}$ - тормозли нурланишлар қуввати, Вт; E_e - нишонга тушаётган электронлар энергияси, МэВ; Z ва A - мос ҳолда атом заряди ва масса сони; ρ - модда зичлиги, кг/м³; d - нишон қалинлиги, м; i - электронлар оқимининг токи кучи, А.

Электроннинг $T_e \propto m_e c^2$ энергиялар соҳасида электронлар тормозланиш нурланишларининг йўналиши, электронлар ҳаракат йўналиши бўйича йўналган бўлади ва ёйилиш бурчаги қуйидаги ифода билан аниқланиладиган конус чегарасида тўпланади:

$$\theta \approx \frac{m_e c^2}{E_e} \approx \frac{0,511}{E_e}. \quad (3.7)$$

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

Электрон энергиясининг ионизацион ва радиацион йўқотишларини солиштириш. Электронларнинг кичик энергияларида энергияни ионизацион йўқотиш устун бўлади. Юқори энергияларда эса радиацион йўқотиш устунликка эришади. Радиацион йўқотишнинг роли Z нинг қиймати катта бўлган моддаларда катта бўлади. Ионизацион йўқотиш, радиацион йўқотиш билан тенглашадиган энергияга $E_{кр}$ критик энергия дейилади. Критик энергияни баҳолашда қуйидаги тахминий муносабатдан фойдаланиш қулайдир:

$$\frac{(-dE/dx)_{рад}}{(-dE/dx)_{ион}} \approx \frac{ZE_e (МэВ)}{800}. \quad (3.10)$$

Бу формуладан қуйидаги критик энергияни аниқловчи ифодани олиш мумкин:

$$E_{кр} = \frac{800}{Z}, \quad (3.8)$$

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

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

$$E_e = E_e^0 \exp\left(-\frac{x}{X_0}\right). \quad (3.9)$$

X_0 нинг қиймати Pb учун $58 \frac{кг}{м^2}$ (ёки $5,8 \frac{г}{см^2}$) дан, He учун $850 \frac{кг}{м^2}$ гача ўзгаради.

3.3-§. Вавилов-Черенков нурланиши

С.И.Вавилов раҳбарлигида электромагнит нурланишларнинг моддага таъсирини ўрганаётган ёш олим П.А.Черенков 1934 йилда радиий гамма-нурлари таъсирида суюқликларнинг алоҳида тур нурланишга эга бўлишини аниқлади. Бундай нурланишларнинг ҳосил бўлиши бошқа зарралар, масалан электронлар таъсирида ҳам вужудга келиши аниқланилди. С.И.Вавилов бу турдаги нурланишларнинг манбаи гамма-нурларни вужудга келтираётган катта тезликдаги электронлар бўлиши керак деган хулосага келди. Бу ҳодисага Вавилов-Черенков эффекти деб ном берилди. Ушбу ҳодисани 1937 йилда И.Е.Тамм ва И.М.Франклар классик электродинамик асосида назарий тушунтириб беришди. Ушбу кашфиёт учун 1958 йилда П.А.Черенков, И.Е.Тамм ва И.М.Франклар Нобель мукофотиغا сазовор бўлишди. В.Л.Гинзбург 1940 йилда бу эффектнинг квант назариясини яратган бўлиб, бунда ҳам классик электродинамик асосида олинган натижалар келиб чиқди.

Маълумки, муҳитдаги ёруғликнинг тарқалиш тезлиги қуйидаги формула билан аниқланилади:

$$c' = c / n \quad (3.12)$$

бу ерда n – муҳитнинг синдириш кўрсаткичи.

Агар $n > 1$ бўлса, у ҳолда катта энергияга эга бўлган зарра муҳитдаги ёруғликнинг тарқалиш тезлигидан ҳам катта тезликда ҳаракатланиши мумкин. Бунда заррача тўғри чизикли текис ҳаракатланса ҳам нурланиш ҳосил бўлади. Классик электродинамикага асосан тезланишсиз ўзгармас тезликда ҳаракатланаётган заррача электромагнит тўлқинлар (ёки нурланишлар) чиқармайди. Аммо бу эффектда зарра тезланишга эга бўлмаса ҳам нурланишлар чиқмоқда. Бу ерда

электромагнит тўлқинларнинг муҳитдаги тарқалиш тезлиги назарда тутилмоқда. Нисбийлик назариясига асосан зарранинг тезлиги электромагнит тўлқинларнинг вакуумдаги тарқалиш тезлигидан катта бўлиши мумкин эмас. Аммо ёруғликнинг шаффоф муҳитда тарқалиш тезлиги вакуумдаги тарқалиш тезлигидан кичик, яъни c/n бўлади. Масалан ёруғликнинг сувда тарқалиш тезлиги $\sim 2,3 \cdot 10^8$ м/с, яъни ёруғликнинг вакуумда тарқалиш тезлигининг 75% ни ташкил қилади. Шу сабабли электрон ёки протон ҳаракатланаётган муҳитдаги тезлиги мазкур муҳитдаги ёруғликнинг тарқалиш тезлигидан катта бўлиши мумкин.

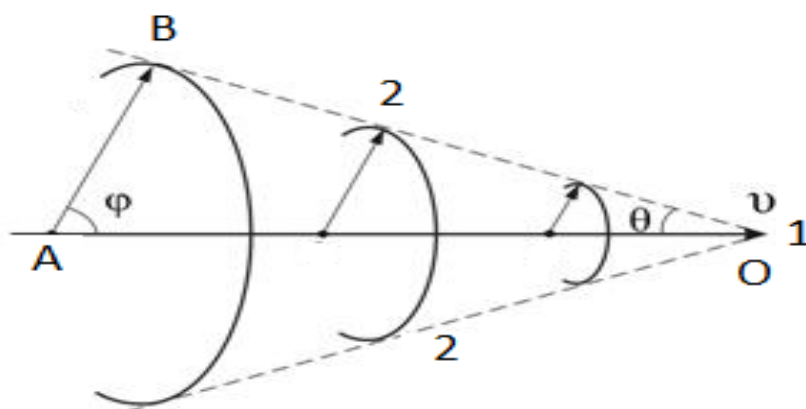
Зарра томонидан чиқарилаётган Вавилов-Черенков нурланишлар тўлқин фронти эгилувчи сферик тўлқин ҳисобланади. Бу тўлқин фронти (*нурланишлар*) фақат зарра тезлиги ёруғликнинг мазкур муҳитдаги тарқалиш тезлигидан катта бўлгандагина юзага келади. Бу нурланишлар зарра ҳатто текис ҳаракатласа ҳам ҳосил бўлар экан. Бу ердан $v < c/n$ бўлганда черенков нурланишлар юзага келмас экан. Ушбу нурланишлар чиқаётган θ бурчагига 3.1-расмдаги АВО учбурчакдан топиш мумкин:

$$\cos \theta = \frac{AB}{AO} = \frac{c}{vn} \quad (3.13)$$

Вавилов-Черенков нурланишида қисқа тўлқинлар кўп бўлгани учун у ҳаво ранг бўлиб кўринади.

Кўпчиликда океаннинг жуда чуқур жойларида тим қоронғилик (зимистон) бўлади, сабаби ёруғлик сув сиртидан жуда чуқур жойларига етиб бормади деган хато фикр тарқалган. Океан сувларидаги радиоактив изотопларнинг хусусан *калий-40* радиоизотопи емирилиши натижасида вужудга келадиган Вавилов-Черенков эффекти

ҳисобига хаттоки катта чуқурликларда ҳам кучсиз нур сочилиб туради. Шундай гипотеза мавжудки, бунга асосан чуқур сув остида яшовчи мавжудодлар бундай кучсиз нурланишларни кўриш учун уларнинг кўзлари катта бўлиши лозим. Шунингдек яна бир хулоса, бу зарра нурланиш ҳосил қилиши учун у ўзининг кинетик энергиясини сарфлаганлиги сабабли нурланиш жараёнида зарра тезлиги камаяди.



3.1-расм. Вавилов-Черенков нурланиши вужудга келиш схемаси. 1-муҳитда ҳаракатланаётган зарра вужудга келтирган нурланиш тўлқинларнинг фронти бўлиб, у зарра тезлиги векторига θ бурчак остида йўналган бўлади.

Черенков нурланишларини қайд қилувчи детекторлар юқори энергиялар физикасида релятивистик зарраларни қайд қилишда кенг қўлланилади. Бу детектор ёрдамида зарра тезлиги ва ҳаракат йўналишини аниқлаш мумкин. Агар ушбу нурланишни вужудга келтирувчи зарранинг массаси маълум бўлса, у ҳолда бир вақтнинг ўзида унинг кинетик энергияси ҳам аниқланилади.

3.3-§. Синхротрон нурланишлар

Синхротрон нурланиш (ёки магнит-тормозли нурланиши) бир жинсли магнит майдонда релятивистик тезлик билан ҳаракатланаётган зарядланган зарраларнинг электромагнит тўлқинлар нурланишидир. Ушбу нурланишга зардланган зарра траекториясининг магнит майдон таъсирида эгриланиши натижасида вужудга келадиган тезланиш сабабчи бўлади. Бу нурланиш механизми, электроннинг ядро электростатик майдонида тормозланиши, яъни траекториясини ўзгариши натижасида тормозланиш нурланишлари ҳосил бўлишига ўхшашдир.

Синхротрон нурланишлар номи ушбу нурланишни ҳосил бўлган манба билан боғлиқ бўлиб, бу нурланиш биринчи марта электрон тезлаткич – синхротронда олинган. Синхротронда электрон доиравий орбита бўйлаб ҳаракатланиши натижасида марказга интилма тезланиш ҳосил бўлади ва бу тезланиш натижасида синхротрон нурланишлар ҳосил бўлади. Бу нурланишни инфрақизил, инсон кўзи кўрадиган ва рентген нурлар диапазонларида олиш мумкин бўлиб, бу электроннинг энергиясига ва магнит майдони катталигига боғлиқ. Индукцияси B бўлган магнит майдон электроннинг нурланишининг тўлиқ интенсивлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$I = \frac{2e^2 B^2 \gamma^2 \mathcal{G}_e^2}{3m_e^2 c^5}, \quad (3.14)$$

бу ерда $\mathcal{G}$ - электрон тезлиги, γ - релятивистик фактор бўлиб, у қуйидагига тенг:

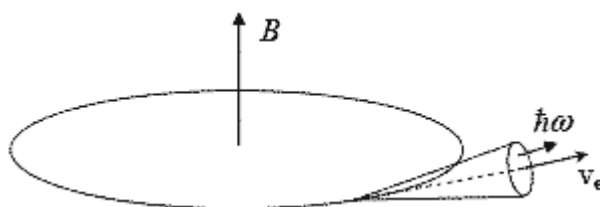
$$\gamma = 1 / \sqrt{1 - \mathcal{G}^2 / c^2}. \quad (3.15)$$

Электрон магнит майдонида доира бўйлаб бир марта айланганда қуйидаги энергияни нурланади:

$$\Delta E = 88 E_e^4 / R \quad (3.16)$$

бу ерда E_e - электрон энергияси, ГэВ; R - айланиш радиуси, см.

Релятивистик электрон учун нурланишнинг деярлик ҳамма қисми унинг тезлиги йўналишида бўлади ва нозик конус шаклида бўлади (3.2-расм).



3.2-расм. Синхротрон нурланишнинг йўналиши.

Энергияси $E=mc^2$ бўлган зарранинг тўлиқ нурланиш қуввати қуйидагига тенг бўлади:

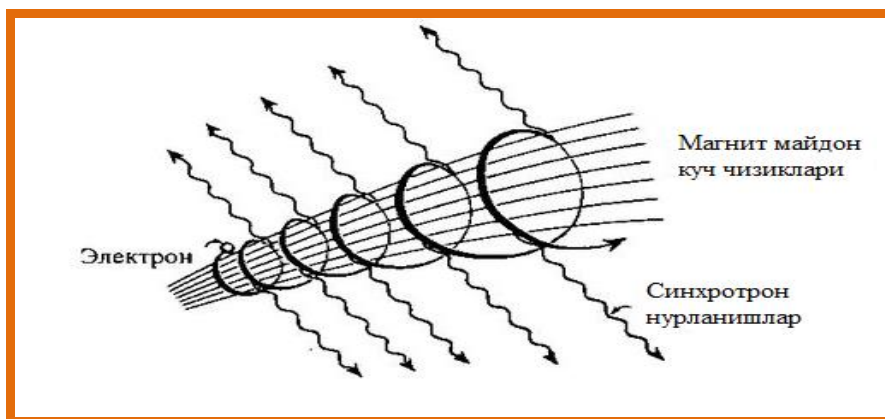
$$-\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{2e^2}{3m^4c^7} H_{\perp}^2 E^2 = 0,98 \cdot 10^{-3} H_{\perp}^2 \cdot \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 \quad \text{эВ / сек} \quad (3.14)$$

бу ерда e - зарра заряди, $H_{\perp}$ - зарра тезлигига перпендикуляр бўлган магнит майдон ташкил этувчиси. Мазкур ифодадан кўринадики, нурланиш қуввати (ёки интенсивлиги) зарра массасига тескари пропорционал бўлиб, бу нурланиш қуввати енгил зарраларда (электрон ва позитрон) катта бўлади. Шу сабабли синхротрон нурланишлар манбаи сифатида электрон тезлатгичлар қўлланилади.

Синхротрон нурланишларга ўхшаш яна бир нурланиш мавжуд бўлиб, бу нурланиш норелятивистик зарраларнинг (энергияси $E=mc^2$ бўлган зарра) доиравий ёки спирал траектория бўйлаб ҳаракатланишда ҳосил бўлади ва уни циклотрон нурланишлар дейилади. Умумий ҳолда циклотрон ва синхротрон нурланишлар магнит майдонида тормозланиш нурланишлари дейилади.

Магнит майдонда электронлар дастасининг синхротрон нурланишлари, дастадаги электронларни ўз-ўзини радиацион қутблашига олиб келади (**Соколов-Тернов эффекти**). Бу ҳодиса техникада қутбланган электронлар дастасини ҳосил қилиш учун қўлланилади.

Кейинги вақтларда интенсив ва нозик даста кўринишда йўналган синхротрон нурланишлар, электромагнит нурланишларнинг модда билан ўзаро таъсирини ўрганилаётган замонавий фанларнинг деярлик ҳамма соҳаларида кенг қўлланилмоқда. Тиббиётда ташхис қўйишда ва даволашда қўлланилмоқда. Бу нурланиш ёрдамида кўпчилик касалликларга эрта ташхис қўйиш мумкин. Нанотехнологияда мазкур нурланиш ёрдамида модданинг жуда юпқа қатламларини ҳам ўрганиш мумкин. Ҳозирги кунда турли мамлакатларда 100 та тезлаткич синхротрон нурланишлар манбалари сифатида ишлаб турибди, 40 таси қурилмоқда.



3.3-расм. Синхротрон нурланишлар ҳосил бўлиши.

Синхротрон нурланишлар астрофизикада ҳам кенг тарқалган ва турли объектларда (магнит майдон ва релятивистик зарралар мавжуд бўлган объектлар) асосий ролни уйнайди. Катта тезлик билан кетаётган электрон ўз йўлида кучли магнит майдоннига учраса, ушбу майдон магнит кучлари электроннинг траекториясини буриб, спирал кўринишга олиб келади. Электронлар магнит майдон чизиклари

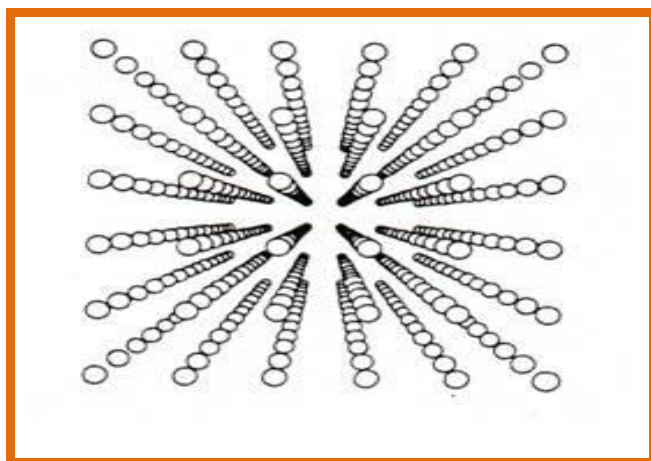
атрофида айланма ҳаракат қилади ва синхротрон нурланишлар ҳосил бўлади (**3.3-расм**). Бундай магнит майдонлар юлдузлараро фазони эгаллаган бўлади.

Синхротрон нурланишларининг тиббиётда қўлланилишига мисол қилиб синхротрон нурланишларни **рентген** соҳасида қўлланилишини келтириш мумкин. Бизга маълум бўлган **рентген** трубкаларда ҳосил қилинаётган **рентген нурлар** ёрдамида ташхис қўйиш методи кенг қўлланилишига қарамасдан мазкур метод ҳам айрим камчиликлардан ҳоли эмас. Биринчидан **рентген нурлари** ёрдамида олинган расмлар сифати (контрасти) ҳамма вақт ҳам врачларни қониқтирмайди. Контраст текширилаётган объектнинг зичлиги ва атом оғирлиги фарқи орқали аниқланилади. Биологик тўқималар учун бундай фарқ нисбатан катта эмас. Масалан инсон организмида ўсимталар ҳосил бўлишини эрта босқичида аниқлаш осон эмас. Иккинчидан пухта текширишда нурланиш дозаси етарлича катта бўлиши ва инсон организмига салбий таъсир кўрсатиши мумкин. Бунга сабаб, оддий рентген трубкасида ҳосил бўлган нурланишнинг энергетик спектри узлуксиз бўлишидир. Пухта текшириш учун эса монохроматик фотонлар керак бўлади. Объектнинг қалинлиги ва зичлигига мос ҳолдаги энергияга эга бўлган монохроматик фотонлар ёрдамидагина сифатли (контрасти яхши бўлган) расмлар олиш мумкин. Рентген трубкаси билан нурлантирилганда фотонларнинг кўпчилиги “бефойда” кетади ва нурланиш дозасини оширади. Бу муаммоларни осон ҳал қилиш йўли бу синхротрон нурланишларнинг рентген соҳасидан фойдаланишдир. Ҳозирги кунда бу ташхис методи тиббиётда кенг қўлланилмоқда.

3.4-§. Зарядланган зарраларнинг каналлашиши.

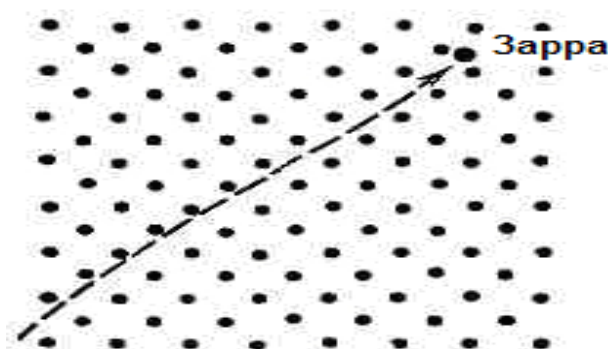
Каналлашиш шарти. Линхард бурчаги

Зарядланган зарралар кучсиз тартибланган қаттиқ объектга келиб тушганда уларнинг сочилиши маълум бир даражада (бир мунча) хаотик бўлади. Бунга сабаб, улар алоҳида атомлар билан тўқнашади. Агар зарядланган зарралар нозик дастаси маълум бир бурчак остида кристалга келиб тушса, у ҳолда алоҳида атомларда сочилиш кооператив эффектга олиб келади, яъни атомлар занжири ёки текисликлари томонидан зарралар ҳаракати йўналтирилади (каналлаштирилади). Монокристалл ичида атомлар параллел қатори ёки текисликлари ҳосил қилган “каналлар” бўйлаб зарядланган зарраларнинг ҳаракатига зарядланган зарраларнинг каналлашиши дейилади. Зарядланган зарраларнинг кристалларда каналлашиш ҳодисаси 1961–йилда М.Т.Робинсон (М.Т.Robinson) ва О.С.Оэн (O.S.Oep) лар томонидан олдиндан айтилган бўлиб, у 1963–йилда тажрибада кузатилди. Зарядланган зарраларнинг бундай каналлашган ҳаракати уларнинг кристалл ичига чуқур кириб боришига имкон беради. Кристалдаги асосий кристаллографик йўналишлар бўйлаб атомлар қаторлари (занжири) шакллантирган каналлари 3.4-расмда кўрсатилган.



**3.4-расм. Кристалдаги асосий кристалло-
график йўналишлар бўйлаб атомлар қаторлари
(занжири) шакиллантирган каналлар.**

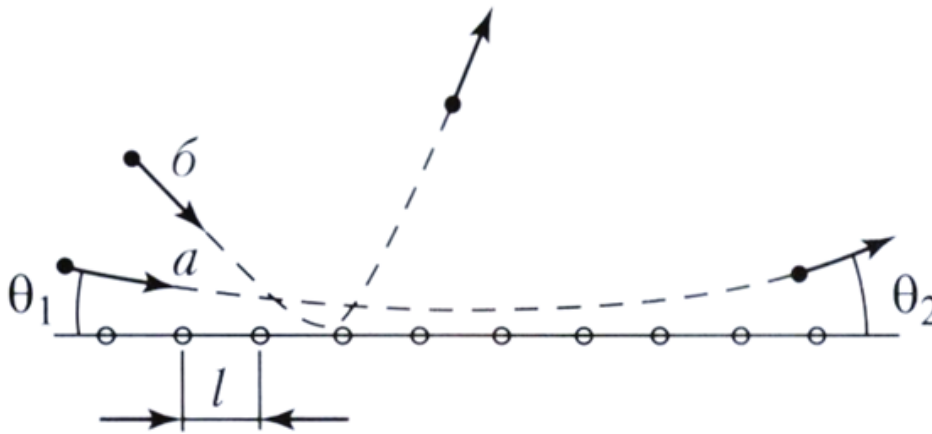
Кристалнинг симметрия текислиги бўйлаб ҳаракатланаётган зарядланган зарралар ўзини одатдагидан бошқача тутати, яъни улар алоҳида (якка) атомлар билан ўзаро таъсирлашмасдан, балки атом текисликлари ёки қаторлари билан ўзаро таъсирлашади. Кристалларда зарядланган зарраларнинг каналлашиши бу бир бирига параллел бўлган атомлар қаторлар ҳосил қилган “каналлар” да зарралар ҳаракатидир. Бунда зарралар уларни мазкур каналларда ушлаб турувчи атомлар қаторлари билан сирпанувчи (сирғанувчи) (импульс деярли ўзгармайди) тўқнашишларни “бошидан кечиради” (3.5-расм).



**3.5-расм. Зарядланган зарраларнинг кристалларда
каналлашуви**

Зарядланган зарраларнинг каналлашуви, аксиал ва текисликдагиларга фарқ қилинади. Каналлашув зарядланган зарралар дастаси моно-кристалга унинг кристалаграфик ўқларнинг бирига кичик бурчак остида тушганда кузатилади. Бунда тез ҳаракатланаётган мусбат зарядланган зарра (масалан, протон) кристаллографик ўққа параллел бўлган атомлар қаторига (зажирига) яқинлашади ва кетма-кет содир бўлган кучсиз сочилишлар натижасида ўз траекториясини сил-

лик эгри чизик кўринишда ўзгартиради. Бу ерда зарраларнинг атомлар занжиридан деярли кўзгусимон қайтиши содир бўлади (3.6-расм).



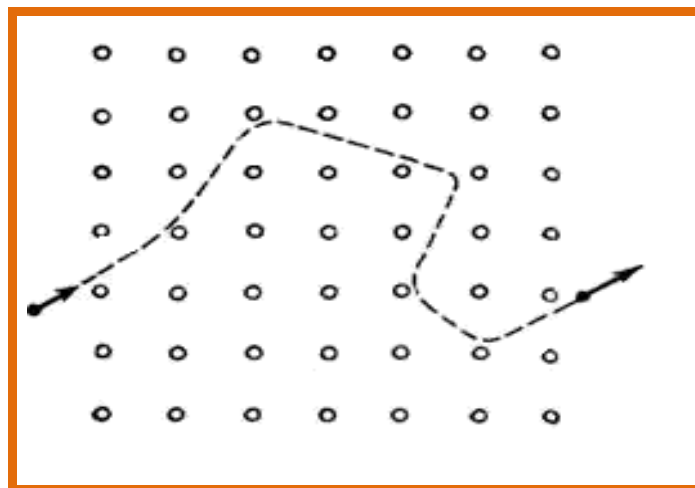
3.6-расм. Зарядланган зарраларнинг кристалдаги траекторияси: 1) $\vartheta < \vartheta_L$ (a эгри чизик); 2) $\vartheta > \vartheta_L$ (b эгри чизиги).

Назарияга асосан бундай “кўзгусимон қайтиш $\vartheta < \vartheta_L$ шарт бажарилгандагина кузатилади.

Бу ерда ϑ_L - Линдхард бурчаги дейилади ва у қуйидаги ифода ёрдамида аниқланади:

$$\vartheta_L = \sqrt{\frac{Z_1 Z_2 e^2}{El}}. \quad (3.15)$$

Бу ерда $Z_1 e$, $Z_2 e$ - мос ҳолда ҳаракатланаётган зарра ва монокристалл атом ядроларининг зарядлари, E - зарралар энергияси, l - қатордаги (ёки занжирдаги) қўшни атомлар орасидаги масофа (3.7-расм). ϑ_L бурчакнинг қийматини $\vartheta > \vartheta_L$ гача оширганда, зарраларнинг ҳаракатланиш хусусияти ўзгаради.

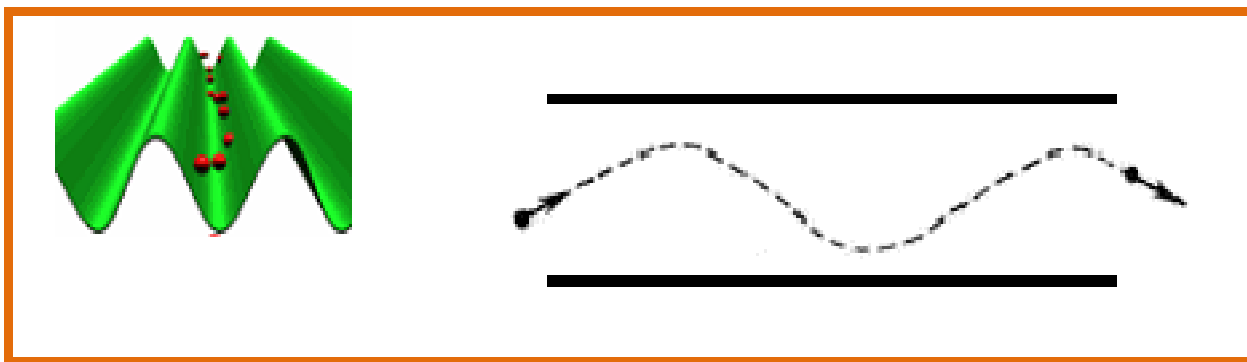


3.7-расм. Кўндаланг текисликда бундай зарранинг ҳаракати умумий ҳолда тасодифий “тентиращ” ни ифодалайди

Зарра атом ядроси билан яқиндан тўқнашиши мумкин. Бунинг натижасида улар катта бурчакларга сочилади (θ - эгри чизик) ва кейин нотартиб муҳитда ҳаракатга ўхшайди. θ_L - Линдхард бурчаги градуснинг улушлари тартибида бўлади. Қалин кристалда зарядланган зарралар аксиал каналлашуви режимида ҳаракатланиб, турли атом қаторларидан кетма-кет “кўзгусимон” қайтиш актлари юз беради.

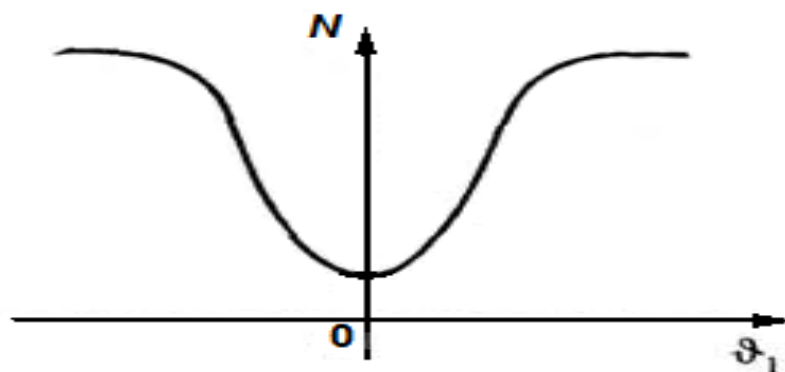
Текисликдаги зарядланган зарралар каналлашиши кристаллограф текисликка нисбатан кичик бурчак остида тушганда кузатилади.

Ушбу ҳолда зарралар қўшни текисликлардан галма-гал қайтади ва унинг траекторияси синусоидани эслатади (**3.8-расм**). Бунда зарра ядродан маълум бир узоқликда ушлаб турилади.



3.8-расм. Текисликдаги зарядланган зарралар каналлашиши

Зарядланган зарралар каналлашиши, монокристалли нишонда ядро реакциялари юз берганда улар маҳсулотларининг бурчак тақсимида яққол намоён бўлади (3.9-расм). $\vartheta_1 = 0$ бўлганда нишондан чиқаётган зарраларнинг интенсивлиги кескин камайиб кетиши, нишонга келиб тушаётган зарралар дастасининг асосий қисми зарядланган зарралар каналлашиши режимида тушишидан дарак беради ва уларнинг ядро билан тўқнашиш эҳтимоллиги, бинобарин ядро реакция-арининг юз бериши сезиларли камаяди.



3.9-расм. Қайд қилинган реакция маҳсулоти бўлган N зарралар сонининг тушаётган зарралар дастаси йўналиши билан кристаллографик ўқ орасидаги ϑ_1 бурчакка боғланиши.

Каналлашган (ёки каналга тушган) зарраларни атомлар қатори ёки занжири ўқидан ушлаб туриш бошқа физикавий жараёнларга ҳам

олиб келиши мумкин. $\mathcal{A}_1 < \mathcal{A}_L$ бўлганда ички электрон қобикдан характеристик рентген нурлар чиқиши камаяди. Каналлашган зарраларнинг югириш йўли, зарядланган зарралар каналлашиш ҳодисаси содир бўлмаган зарраларнинг югириш йўлига нисбатан сезилрали равишда катта бўлади. Бунга сабаб, бир томондан ядро билан яқиндан тўқнашиш мавжуд эмаслиги ядровий энергия йўқотишни камайиши бўлса, иккинчи тамондан эса каналлашган зарралар траекторияси электрон зичлиги камайган соҳада бўлишидир. Бу ўз навбатида ионизацион йўқотишни камайтиришга олиб келади.

Ҳозирги кунда зарядланган зарралар каналлашиш ҳодисаси қаттиқ жисмлар физикасида, тезлаткичлар физикасида ва амалий ядро физикасининг айрим йўналишларида қўлланилмоқда.

3.5-§. Гамма-нурларнинг модда билан ўзаро таъсири

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

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

$$N = N_0 e^{-\mu x} \quad (3.16)$$

ёки

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (3.17)$$

бу ерда N_0 , I_0 – қалинлиги x бўлган модда қатламига келиб туша-ётган γ -квантлар сони ёки интенсивлиги; N , I – ушбу қатламдан ўтган γ -квантлар сони ёки интенсивлиги; μ – чизиқли ютилиш коэффиценти (ёки ютилиш коэффиценти) м^{-1} . $1/\mu$ катталик γ -нурларнинг ўртача югуриш йўли дейилади. Гамма-квантлар моддада $1/\mu$ масофани

ўтганда уларнинг сони ёки интенсивлиги e марта камаяди. Чизиқли ютилиш коэффициентини μ модданинг зичлиги ва тартиб номерига, шунингдек γ -квантлар энергиясига боғлиқ бўлади:

$$\mu = \mu(\rho, Z, E_\gamma) \quad (3.18)$$

Ютилиш коэффициентидан ташқари, $\mu_m = \mu / \rho$ га тенг бўлган массавий ютилиш коэффициенти тушунчаси ҳам қўлланилади. Бу ерда ρ – модда зичлиги. Массавий ютилиш коэффициенти ўлчов бирлиги - м²/кг. Ҳисоблашларда массавий ютилиш коэффициентидан фойдаланганда модда қалинлигини кг/м² бирликда ифодалаш қўлайдир.

Агар γ -квантлар ютилиш бир неча турли жараёнлар ҳисобига бўлса, у ҳолда ҳар бир жараённинг мос ҳолда ўз μ_i ютилиш коэффициентлари бўлади. Бу жараёнларнинг тўла ютилиш коэффициенти ҳамма μ_i коэффициентлар йиғиндисига тенг бўлади:

$$\mu = \sum_i \mu_i. \quad (3.19)$$

Бу ердаги μ ва μ_i катталиклар ўлчами м⁻¹ (см⁻¹).

Ютилиш коэффициенти γ -квантларнинг моддан орқали ўтиши жараёнини тўлиқ тавсифлайди ва у кўрилатган жараённинг тўла кесимига боғлиқ бўлади. Ҳар бир жараённинг тўлиқ кесими ютилиш коэффициенти билан қуйидагича боғланган бўлади:

$$\mu_i = n_i \sigma_i, \quad (3.20)$$

бу ерда n_i - ютувчи (ёки сочувчи) марказлар концентрацияси.

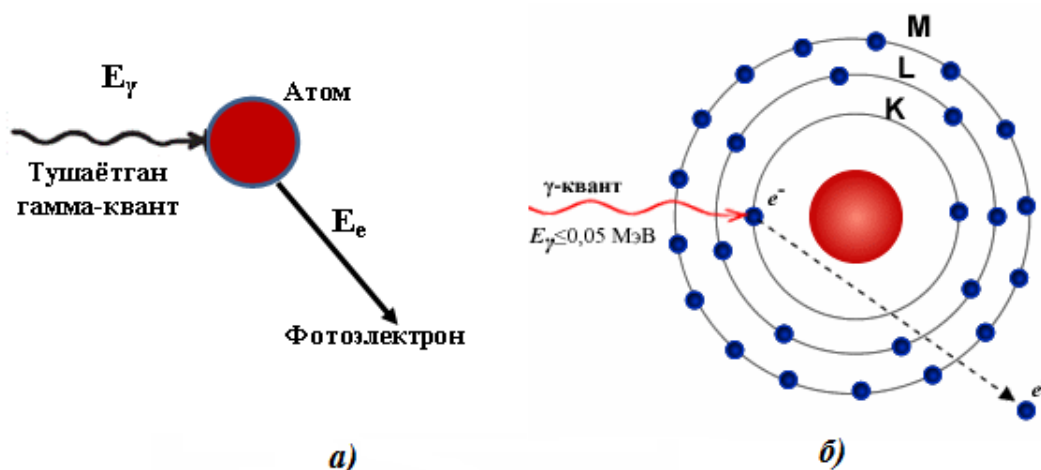
Фотоядро реакцияларини ҳисобга олмаганда γ -квантлар модда орқали ўтганда қуйидаги жараёнлар юз беради: а) фотоэффект, б) Комптон эффекти, в) электрон-позитрон жуфтнинг ҳосил бўлиши.

Фотоэффект. Бу жараёнда γ -квант атом томонидан ютилади ва ундан электрон чиқиб кетади (3.10-расм). Янада аниқроқ қилиб баён

этилса, фотоэффект жараёнида γ -квант бутун энергиясини учраган атом электронларидан бирига беради ва γ -квант бутунлай йўқ бўлади, электрон эса атомдан чиқиб кетади. Бу электроннинг энергиясини энергия сақланиш қонунидан фойдаланиб аниқлаймиз:

$$E_e = E_\gamma - I_i - E_\gamma \quad (3.21)$$

бу ерда I_i – атомнинг электрон чиқаётган i - қобикдаги ионизация потенциали (электроннинг боғланиш энергияси), E_e – ядронинг тепки энергияси, E_e – фотоэффект натижасида чиққан электрон кинетик энергияси, E_γ – γ -квант энергияси. Ядро тепки энергияси қиймати жуда кичик бўлганлиги сабабли уни эътиборга олмаса ҳам бўлади.



3.10-расм. Фотоэффект жараёнининг схемаси

Фотоэффект юз бериши учун $E_\gamma > I_i$ шарт бажрилиши лозим. $E_\gamma < I_K$ шарт бажарилганда фотоэффект фақат L -, М - ва ҳ.к. қобикларда юз беради. К – қобикда эса юз бермайди. $E_\gamma < I_L$ шарт бажарилганда фотоэффект фақат М - , N - ва ҳ.к. қобикларда юз беради. К - ва L – қобикларда эса юз бермайди. Шунини ҳам таъкидлаб ўтиш лозимки, фотоэффект фақат боғланган электронларда юз беради. Эркин электронларда эса юз бермайди. Буни энергия ва импульс сақланиш қонунлари ёрдамида исботлаш мумкин.

Атомдаги фотоэффект ҳодисаси, характеристик рентген нурлар ёки Оже электронларнинг ҳосил бўлиши билан биргаликда юз беради. Характеристик рентген нурлар, фотоэффект натижасида электрон қобикда ҳосил бўлган вакант жойга электронларнинг ўтиши натижасида юзага келади. Шунингдек, уйғонган ҳолатдаги атом ўз энергиясини атомнинг ташқи қобикидаги электронларга ҳам бериши мумкин. Ушбу ҳолда атомдан энергияси E_e бўлган фотоэлектронлардан ташқари, энергиясининг қиймати жиҳатидан ионизация энергиясига E_i (атомнинг i -қобикидаги боғланиш энергияси) яқин бўлган электронлар – Оже электронлари ҳам чиқади. Оже электронлари катта эҳтимоллик билан атом номери Z кичик ва ўрта бўлган атомларда кузатилади.

Фотоэффект юз бериш эҳтимоллиги атом тартиб номерига кучли боғланган бўлади, яъни: $\sigma_\phi \propto Z^5$. Бу атомдаги электронларнинг ҳар хил боғланишга эга эканлиги билан тушунтирилади.

Фотоэффект кесимини ҳисоблашлар шуни кўрсатдики, бу жараён асосан К-қобикда (80%) содир бўлар экан. Гамма-нурлар энергиясининг $E_\gamma > E_K$ соҳаларида К-қобикда фотоэффект юз бериш кесими:

$$\sigma_\phi^{[K]} \propto \frac{Z^5}{(E_\gamma)^{7/2}}. \quad (3.22)$$

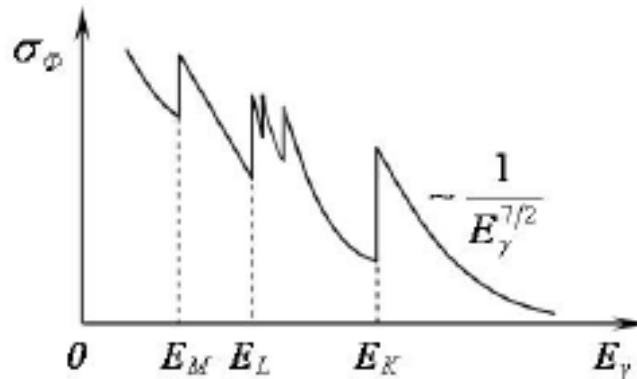
Мазкур жараённинг тўлиқ кесими қуйидагига тенг:

$$\sigma_\phi \approx \frac{5}{4} \cdot \sigma_\phi^{[K]}. \quad (3.23)$$

Шунингдек, фотоэффектнинг турли қобикларда юз бериш кесимлари орасида қуйидаги муносабат аниқланган:

$$\frac{\sigma_{\phi}^{[L]}}{\sigma_{\phi}^{[K]}} \approx \frac{1}{5} \text{ ва } \frac{\sigma_{\phi}^{[M]}}{\sigma_{\phi}^{[L]}} \approx \frac{1}{4}. \quad (3.24)$$

3.10-расмда фотоэффект кесимининг γ -квантлар энергиясига боғланиши келтирилган.

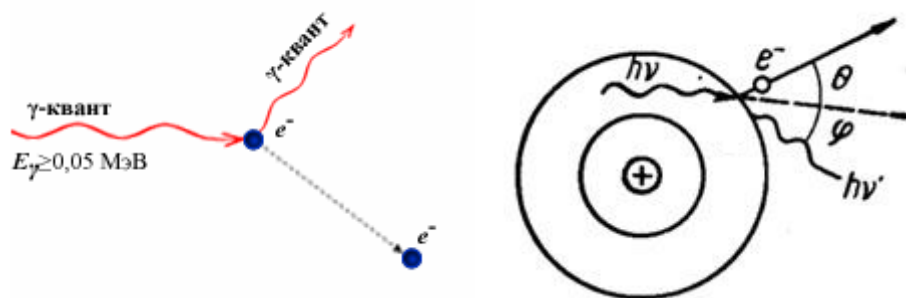


3.10-расм. Фотоэффект кесимининг γ -квантлар энергиясига боғланиши келтирилган.

Расмдан кўринадики, γ -квантларнинг катта энергияларида кесим жуда кичик бўлади. Бу энергияларга нисбатан электронлар боғланиш энергиялари кичик бўлади ва электрон деярли эркин бўлади. Гамма-квантлар энергияси E_{γ} нинг камайши билан кесим дастлаб $1/E_{\gamma}$ қонун бўйича, кейин $1/E_{\gamma}^{7/2}$ қонун бўйича ошиб боради.

Фотоэффект жараёни оғир моддаларда кичик энергияли γ -нурланишларнинг ютилишида асосий механизим ҳисобланади. Масалан алюминийда $E_{\gamma} < 60$ кэВ энергияларда, қўрғошинда эса $E_{\gamma} < 600$ кэВ энергиялар соҳаларида фотоэффект жараёни устунлик қилади.

Комптон эффекти. Гамма-квантлар эркин ёки кучсиз боғланган электролар билан ўзаро таъсирлашганда, энергиясининг фақат бир қисмини электронга бериш жараёни юз беради (3.11-расм).



3.11-расм. Комптон эффектининг юз бериш схемаси

Бунда сочилиш бурчагига қараб, электрон нолдан максимал қиймати қуйидагига тенг бўлган соҳадаги турли энергияларни қабул қилади (Комптон сочилишидаги электронларнинг максимал энергияси):

$$E_{\max} = \frac{E_{\gamma}}{1 - \frac{m_0 c^2}{2E_{\gamma}}} \quad (3.25)$$

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

Комптон сочилишининг дифференциал кесимини Клейн – Нишина – Тамм формуласи бўйича топиш мумкин:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{E'_{\gamma}}{E_{\gamma}} \right)^2 \left[\frac{E_{\gamma}}{E'_{\gamma}} + \frac{E'_{\gamma}}{E_{\gamma}} - \sin^2 \theta \right] Z, \quad (3.26)$$

бу ерда $r_0 = e^2 / m_e c^2$ – электроннинг классик радиуси, Z – атомнинг тартиб номери, E_0 – фотоннинг бошланғич энергияси, E' – сочилган фотон энергияси, θ – сочилиш бурчаги.

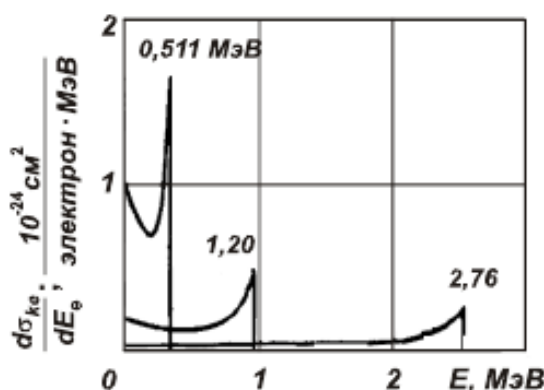
Келтирилган муносабат, Z та электронда (яъни тартиб номери Z бўлган атомда), бирлик фазовий бўрчак ва θ – бурчак йўналишида Комптон сочилиш эҳтимоллигини топишга имкон беради.

Комптон сочилиши тўлиқ кесимини (3.26) ифоданинг тўлиқ фазовий бурчак бўйича интеграллаш орқали олиш мумкин:

$$\sigma_k = \pi \cdot r_0^2 \frac{Z}{\gamma} \left\{ \left[1 - 2 \frac{(\gamma + 1)}{\gamma^2} \right] \ln(2\gamma + 1) + \frac{1}{2} + \frac{4}{\gamma} - \frac{1}{2}(2\gamma + 1) \right\}, \quad (3.27)$$

бу ерда $\gamma = E_\gamma / m_e c^2$.

2.6-расмда тепки электронлар (Комптон электронлари) спектри келтирилган. Бу ерда юқори энергияларада Комптон электронлари тақсимооти дейарлик тенг эҳтимоллика эга бўлиб, фақат фотонлар энергиясига яқин соҳадагина сезирали даражада ўсиш кузатилади.



2.6-расм. Тепки электронлар спектри.

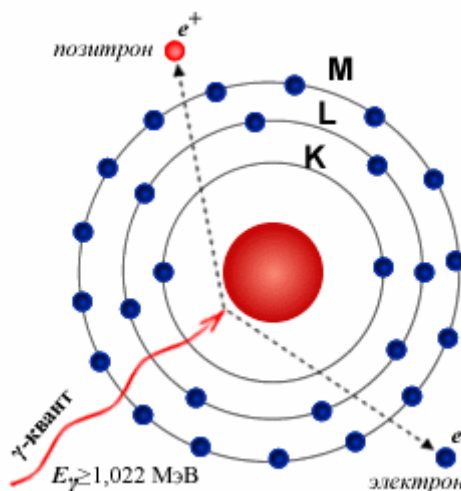
Ҳар бир электрон сочилиш жараёнида алоҳида қатнашганлиги сабали сочилиш кесими Z га пропорционал бўлади, яъни: $\sigma_k \propto Z / E_\gamma$.

$h\nu \propto mc^2$ бўлганда (3.27) формула қуйидаги кўринишга ўзгаради

$$\sigma_k \propto \frac{NZ}{E_\gamma} \left(\ln \frac{2E_\gamma}{mc^2} + \frac{1}{2} \right),$$

бу ерда N – ҳажм бирлигида атомлар сони.

Электрон-позитрон жуфтининг ҳосил бўлиши. Гамма-квантларнинг етарлича юқори энергияларида ($E_\gamma > 2m_e c^2$) фотоэффект ва Комптон эффектлари билан бир қаторда учинчи бир жараён, яъни γ -квантларнинг модда билан ўзаро таъсирлаши натижасида электрон-позитрон жуфтининг ҳосил бўлиши жараёни юз беради (3.11-расм).



3.11-расм. Электрон-позитрон жуфтининг ҳосил бўлиши схемаси.

Жуфтларнинг ҳосил бўлиш жараёни фақат фотонлар энергиялари, электрон ва позитронларнинг тинчликдаги энергиялари йиғиндисидан юқори бўлган ҳолдагина содир бўлиши мумкин, яъни $E_\gamma > 2m_e c^2$.

Бўшлиқда битта фотондан электрон-позитрон жуфти ҳосил бўлмайди. Бу жараён энергия сақланиш қонуни бўйича тақиқланган бўлиб, у ядро ёки электрон майдонида содир бўлиши мумкин.

Ядро Кулон майдонида электрон ва позитронлар жуфтининг ҳосил бўлиши учун қуйидаги шарт бажарилиши лозим:

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

Атом қобиғидаги электронларнинг Кулон майдонида электрон-позитрон жуфтининг ҳосил бўлиши учун қуйидаги шарт бажарилиши керак:

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

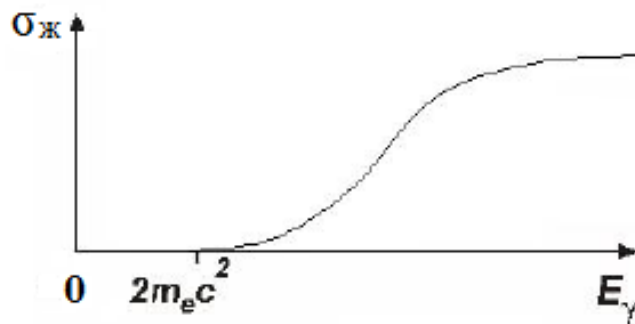
Электрон-позитрон жуфти ҳосил бўлиши кесими γ -квантлар энергиясига мураккаб боғланган. Агар электронларнинг экранловчи таъсирини ҳисобга олмаганда, яъни электрон қобикларсиз “яланғоч” ядро бўлган ҳолда, $m_e c^2 \ll E_{\gamma} \ll 137m_e c^2 Z^{-1/3}$ энергиялар соҳаси учун электрон-позитрон жуфти ҳосил бўлиш кесими қуйидагига тенг бўлади:

$$\sigma_{\text{жуфт}} = \frac{Z^2}{137} r_e^2 \left[\frac{28}{9} \ln \frac{2E_{\gamma}}{m_e c^2} - \frac{218}{27} \right]. \quad (3.21)$$

Экранловчи таъсирни ҳисобга олганда ва $E_{\gamma} \square 137m_e c^2 Z^{-1/3}$ энергиялар соҳасида:

$$\sigma_{\text{жуфт}} = \frac{Z^2}{137} r_e^2 \left[\frac{28}{9} \ln(183Z^{-1/3}) - \frac{2}{27} \right].$$

$E_{\gamma} \square 137m_e c^2 Z^{-1/3}$ катталик қиймати алюминий учун 30 МэВ ва қўрғошин учун 15 МэВ атрофида бўлади. 3.12-расмда электрон-позитрон жуфти ҳосил бўлиш кесимининг γ -квантлар энергиясига боғланиши келтирилган. Электрон ва позитронлар жуфт ҳосил бўлиш кесими олдин кескин ошиб бориб, кейин секинлашади ва юқори энергиялар соҳасида, яъни $E_{\gamma} \square 137m_e c^2 Z^{-1/3}$ ўзгармас қийматга эришади.



3.12-расм. Электрон-позитрон жуфти ҳосил бўлиш кесимининг γ -квантлар энергиясига боғланиши.

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

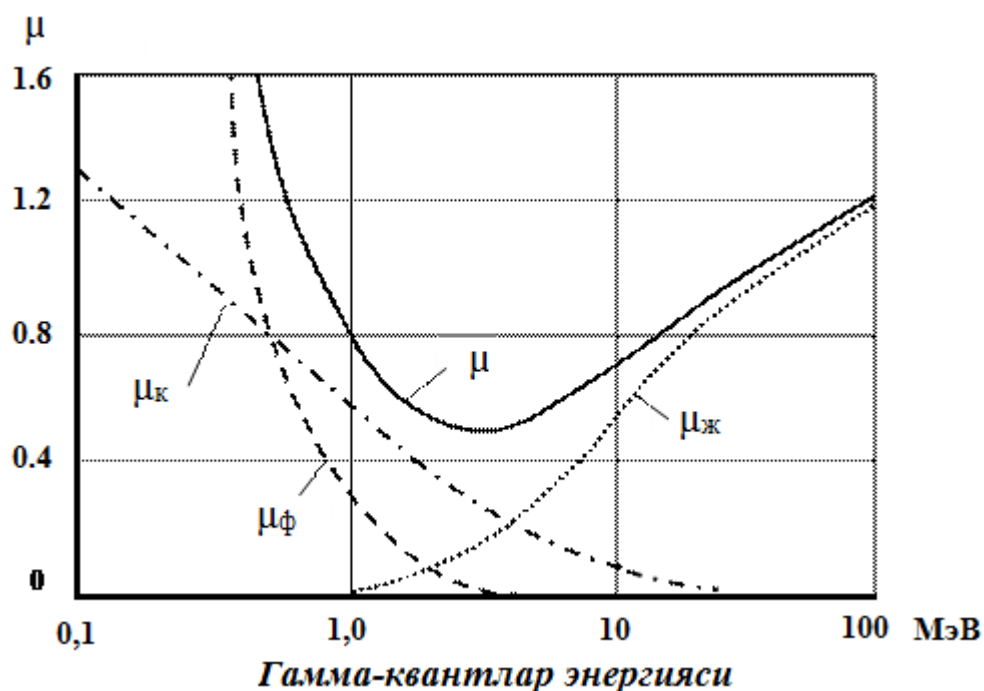
Гамма-квантларнинг тўла ютилиш коэффиценти ва кесими. Гамма-квантлар модда орқали ўтганда фотоэффект, комптон эффект ва электрон-позитрон жуфти ҳосил бўлиш эффектларига энергиясини сарфлайди. Гамма-квантларнинг моддада тўлиқ ютилиш коэффиценти, юқорида кўриб чиқилган уч жараён ютилиш коэффицентлари йиғиндисига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

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

ёки ушбу жараёнларни юз бериш кесимлари орқали ифодаласак:

$$\sigma = \sigma_{\phi} + \sigma_e + \sigma_{\pi}$$

Кичик энергиялар соҳасида фотоэффект жараёни устунлик қилади, ўрта ва юқори энергиялар соҳасида эса Комптон эффектининг юз бериш кесими ошиб боради, фотоэффект кесими эса камая боради, $E_{\gamma} > 2mc^2 = 1,02 \text{ МэВ}$ энергиялардан бошлаб электрон-позитрон жуфти ҳосил бўлиш жараёни бошланади. Юқори энергиялар соҳасида асосан Комптон ва электрон-позитронлар жуфтининг ҳосил бўлиш жараёнлари юз беради. Ушбу жараёнлар 3.10-расмда қурғошин мисолида келтирилган.



3.10-расм. Қўрғошин учун γ -нурлар чизикли ютилиш коэффициентининг γ -квантлар энергиясига боғланиши.

Гамма-квантлар модда орқали ўтганда содир бўладиган учта жараённинг асосий устунлик қиладиган энергиялар диапозони маълум бир моддалар, яъни ҳаво, алюминий, темир ва қўрғошинлар мисолида 3.2-жадвалда келтирилган.

3.2-жадвал

Гамма-нурланишларнинг ҳаво, алюминий, темир ва қўрғошинлардан ўтиш

Модда	Гамма-квантлар энергиясининг ўзгариш диапозони, E_γ , МэВ		
	Фотоэффект	Комптон- эффект	Электрон-позитрон жуфтининг ҳосил бўлиши
Ҳаво	$<0,02$	$0,02 < E_\gamma < 23$	>23
Алюминий	$<0,05$	$0,05 < E_\gamma < 15$	>15
Темир	$<0,012$	$0,12 < E_\gamma < 9,5$	$>9,5$
Қўрғошин	$<0,50$	$0,50 < E_\gamma < 4,9$	$>4,7$

Юқорида баён қилинган учта ўзаро таъсир жараёни тўлиқ массавий ютилиш коэффициентига ўз хиссасини қўшади. Бу учта жараёнинг нисбий улиши γ -квантлар энергиясига ва модданинг атом номерига боғлиқ бўлади.

МАСАЛАЛАР ЕЧИШ УЧУН НАМУНАЛАР

1-масала. Радиоактив ^{32}P препарати чиқараётган β -зарраларнинг ҳаво, алюминий ва қўрғошин учун ярим ютилиш қатлами қалинлиги ҳисоблансин.

Ечилиши: Бета-зарралар модда орқали ўтганда қуйидаги қонун бўйича ютилади:

$$N = N_0 e^{-\mu x} \quad (1)$$

бу ерда N_0 —моддага тушаётган β -зарралар сони, N - қалинлиги x бўлган қатламдан ўтган β -зарралар сони. Агар бета-зарралар оқими модданинг x қалинлигидан ўтганда ярими ютилса, яъни $N=N_0/2$. Буни (1) формулага қўямиз

$$N_0 / 2 = N_0 e^{-\mu d_{1/2}}$$

ёки

$$\frac{1}{2} = e^{-\mu d_{1/2}}$$

Бу ифодани логарифмлаб қидириლაётган ярим ютилиш қатламининг қалинлигини аниқлаймиз:

$$d_{1/2} = \ln 2 / \mu \quad (2)$$

^{32}P радиоизотоп учун бета-зарралар максимал кинетик энергияси $T_{\beta\max}=1,71 \text{ МэВ}$. Бета-зарралар энергияси $0,5 < T_{\beta\max} < 6 \text{ МэВ}$ бўлса, массавий ютилиш коэффиценти билан бета-зарралар кинетик энергияси орасида қуйидаги муносабат ўринли бўлади:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{22}{T_{\beta\max}^{4/3}} \quad (3)$$

бу ерда ρ – *модда зичлиги*. Бу муносабат ёрдамида $\mu_{\text{хаво}}$, μ_{Al} ва μ_{Pb} коэффицентларни аниқлаймиз ва бу қийматларни (2) ифодага қўйиб қуйидаги қийматларни оламиз:

$$d_{1/2}(\text{хаво}) = 50 \text{ см}$$

$$d_{1/2}(\text{Al}) = 2,4 \cdot 10^{-2} \text{ см}$$

$$d_{1/2}(\text{Pb}) = 5,7 \cdot 10^{-3} \text{ см}$$

Жавоб: 50 см; $2,4 \cdot 10^{-2}$ см; $5,7 \cdot 10^{-3}$ см.

2-масала. Оғир зарядли зарраларнинг, моддадаги см^2 ларда ифодаланган югуриш йўли ютувчи моддага боғлиқ эмаслигини кўрсатинг. Ушбу хулосанинг таъсир этиш чегараларини кўрсатинг.

Ечилиши: Оғир зарядли зарралар моддадан ўтганда улар ҳамма энергиясини асосан ютувчи модда атомларини ионизациялашга ва уйғонган ҳолатга ўтказишга сарфлайди (ионизация йўқотишлар). Заряди Z_1 ва тезлиги v бўлган зарранинг ионизация йўқотишлари қуйидагига тенг:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = \frac{4\pi e^4 z_1^2}{mv^2} ZNB,$$

бу ерда Z -ютувчи модданинг атом рақами, N -1 см³ ҳажмдаги атомлар сони, B -модданинг ионизация потенциалига кучсиз боғланган тормозланиш коэффициенти. Бу боғланишни эътиборга олмаган ҳолда, E_1 энергияли зарранинг югуришини топамиз:

$$R = \int_0^{E_1} \frac{dE}{-\left(\frac{dE}{dx}\right)} \cong \frac{f(E)}{ZN} = \frac{f(E)}{ZN_A \rho} A$$

бу ерда N_A - Авагадро сони, $f(E)$ зарранинг хусусиятларига боғлиқ ва ютувчи моддага боғлиқ бўлмаган катталиқ. Енгил ва ўртача ютгичлар учун $Z/A = 1/2$, ва $R \cdot \rho = R(\text{с.м.}^2)$. Демак, бундай ютувчи моддалар учун $R \cdot \rho$ купайтма тахминан доимий катталиқ.

3-масала. Энергияси $E_p = 10 \text{ МэВ}$ бўлган протоннинг ҳавода чизикли югуриши аниқлансин.

Ечилиши: Олдин протонлар бошланғич тезлигида ҳаракатланаётган α -зарранинг кинетик энергиясини топамиз:

$$\frac{T_p}{T_\alpha} = \frac{m_p v_p^2 / 2}{m_\alpha v_\alpha^2 / 2} = \frac{m_p}{m_\alpha} \approx \frac{1}{4}$$

Энергияси $T_\alpha = 40 \text{ МэВ}$ бўлган-зарранинг ҳаводаги чизикли югуриши:

$$R_\alpha = 0,148 \quad T_\alpha^{1,8} = 114 \text{ см}$$

Ҳавода бир хил бошланғич тезлик билан ҳаракатланаётган икки турдаги заррачалар учун чизиқли югуришлар нисбати:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{m_1}{m_2} \left(\frac{q_2}{q_1} \right)^2$$

бу ерда m_1 ва m_2 –зарралар массалари, q_1 ва q_2 –эса уларнинг зарядлари. Бизнинг ҳол учун:

$$\frac{R_p}{R_\alpha} = \frac{m_p}{m_\alpha} \left(\frac{2e}{e} \right)^2 = 4 \frac{m_p}{m_\alpha} = 4 \cdot \frac{1}{4} = 1$$

Бу ердан R_p ни топамиз:

$$R_p = R_\alpha = 114 \text{ см}$$

Жавоб: 114 см.

4-масала. Кинетик энергияси **0,2 МэВ** бўлган альфа зарра, протон ва электронларнинг фотоэмульсиядаги қора излар зичлик-лари нисбатларини тахминий баҳоланг.

Ечилиши: Норелятивистик зарралар учун ионизацион йўқотишлар нисбатларини қуйидагига тенг:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_\alpha : \left(\frac{dE}{dx} \right)_p : \left(\frac{dE}{dx} \right)_e \cong \frac{Z_\alpha^2}{v_\alpha^2} : \frac{1}{v_p^2} : \frac{1}{v_e^2} = 4m_\alpha : m_p : m_e$$

Фотоэмульсиядаги изларнинг зичлиги, тахминан ионизацион йўқотишларга пропорционал.

5-масала. Энергияси **10 ГэВ** бўлган электрон ва протон учун ионизацион йўқотишлар нисбатларини баҳоланг.

Ечилиши:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_e : \left(\frac{dE}{dx}\right)_p = \frac{\frac{2\pi e^4 z N}{mc^2} \left\{ \ln \frac{E_e^2}{2I^2 \sqrt{1-\beta_e^2}} + \frac{1}{8} \right\}}{\frac{4\pi e^4 z N}{mc^2} \ln \frac{mc^2}{I^2 (1-\beta_p^2)}}$$

Бу ҳолда иккала зарра ҳам релятивистик бўлгани учун, уларнинг ионизацион йўқотишлари нисбати юқоридагига тенг.

Бу ерда I-модданинг ионизация потенциали бўлиб, у тартиб рақами кичик бўлган ютувчи моддалар учун **I~100 эВ** га тенг.

$$\frac{1}{\sqrt{1-\beta_e^2}} = \frac{E_e}{mc^2} = 2 \cdot 10^4; \quad \frac{1}{\sqrt{1-\beta_p^2}} = \frac{E_p}{m_p c} \cong 10$$

эканлигидан ионизацион йўқотишлар нисбатини топамиз:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_e : \left(\frac{dE}{dx}\right)_p \cong 2$$

Жавоб: 2.

МУСТАҚИЛ ЕЧИШ УЧУН МАСАЛАЛАР

3.1. Препарат қалинлиги ошганда ҳам, қайд қилинаётган альфа нурланишлар интенсивлиги ошмайдиган радиоактив ^{238}Pu манба қалинлигини аниқланг. Альфа-зарралар энергияси 5,5 МэВ. (Жавоб: $R = 3,3 \text{ мг} / \text{см}^2$).

3.2. Фотоэмульсиядаги зарралар изининг охири нима учун кенгайишини тушунтиринг.

3.3. Электрон ва протонни радация орқали йўқотишлар нисбатини баҳоланг (Жавоб: $W_e : W_p = a_e^2 : a_p^2 \cong m_p^2 : m_e^2 = 3 \cdot 10^6$).

3.4. Ҳавода югуриш йўли 6 м бўлган электронлар оқимидан ҳимояланиш учун алюминийдан тайёрланган экран қалинлигини аниқланг. (Жавоб: 3 мм).

3.5. Энергияси $E_\alpha = 5 \text{ МэВ}$ бўлган α -заррачанинг бериллийдаги ($A = 9$, $\rho = 1800 \text{ кг} / \text{м}^3$) массавий ва чизиқли югуриши топилсин. (Жавоб: 33,5 г/м³, 18,5 мкм).

3.6. Энергияси 1 МэВ бўлган гамма-квантлар оқимини 1000 марта камайтирувчи қуйидаги ютувчи моддаларнинг қалинлигини топинг: 1) қўрғошин, 2) графит. Энергияси 1 МэВ гамма-квантни қўрғошинда оқим камайиши эффектив кесими 24 барн. (Жавоб: $x(\text{Pb}) = 8,5 \text{ см}$; $x(^{12}\text{C}) = 40 \text{ см}$).

3.7. Эркин электронда фотоэффект ҳодисаси содир бўлмаслигини кўрсатинг.

3.8. Вакуумда гамма-квант электрон-позитрон жуфтига айланмалигини исбот қилинг.

НАЗОРАТ САВОЛЛАР

1. *Зарядланган оғир зарралар модда орқали ўтганда қандай жараёнлар содир бўлади?*
2. *Оғир зарраларнинг ўртача югуриш йўли деб қандай катталиikka айтилади?*
3. *Ионизация деб қандай жараёнга айтилади?*
4. *Солиштирма ионизацион йўқотиш нима?*
5. *Электрон модда орқали ўтганда энергиясини қандай жараёнларга сарфлайди?*
6. *Электронлар радиацион нурланишлари қандай катталикларга боғлиқ бўлади?*
7. *Гамма-квантлар модда орқали ўтганда уларнинг интенсивлиги қандай қонун бўйича камайяди?*

ТЕСТ САВОЛЛАР

1. *Ионизация жараёни деб ...айтилади.*
 - A) Нейтрал атом ёки молекулалардан ионлар ҳосил бўлишга
 - B) Ионлардан молекулалар ҳосил бўлишига
 - C) Кимёвий элементлардан молекулалар ҳосил бўлишига.
 - D) Молекулалардан атомлар ҳосил бўлишига.
2. *Ўртача ионизацион йўқотиш нимага тенг?*
 - A) $\bar{I} \approx 13,5 \cdot Z \text{ eV}$
 - B) $\bar{I} \approx 100 \cdot Z \text{ eV}$
 - C) $\bar{I} \approx 13,5 \cdot AZ \text{ eV}$
 - D) $\bar{I} \approx 135 \cdot \sqrt{AZ} \text{ eV}$
3. *Қандай зарраларга зарядланган енгил зарралар дейилади?*
 - A) Электрон ва позитрон
 - B) Протон ва электрон
 - C) Ион ва протон
 - D) Позитрон ва нейтрон
4. *Қандай зарраларга зарядланган оғир зарралар дейилади?*
 - A) Позитрон ва нейтрон
 - B) Протон, ион, альфа-зарра, тритон
 - C) Ион ва протон
 - D) Электрон ва позитрон
5. *Зарядланган оғир зарралар модда орқали ўтганда асосан қандай жараёнлар содир бўлади?*
 - A) Протонларнинг парчаланиши
 - B) Модда атомларининг уйғониш ва ионизация жараёни
 - C) Оон ва протонлар ҳосил бўлади.
 - D) Позитрон ва нейтронлар ҳосил бўлади.
6. *Зарядланган енгил зарралар модда орқали ўтганда асосан қандай жараёнлар содир бўлади?*
 - A) Позитрон ва нейтронлар ҳосил бўлади.
 - B) Модда атомларининг уйғониш ва ионизация жараёни

С) Ионизация жараёни.

Д) Модда атомлариннг уйғониши, ионизация ва радиацион нурланишлар жараёни

7. Солиштирма ионизацион йўқотиш қандай катталикларга боғлиқ бўлади?

А) Муҳитдаги электронлар концентрациясига, зарранинг тезлига ва зарядига

В) Муҳитдаги электронлар концентрациясига

С) Муҳитдаги атомлар зарядига ва диффузия коэффициентига

Д) Муҳитнинг температурасига ва массасига.

8. Зарраларнинг муҳитдаги юугуриш йўли деб ...айтилади.

А) Зарранинг муҳитда тўхтагунча босиб ўтган йўлига

В) Зарранинг муҳитда икки марта босиб ўтган йўлига

С) Зарранинг муҳитда энергияси икки марта камайгунча босиб ўтган йўлига

Д) Зарранинг муҳитдан ташқарида босиб ўтган йўлига

9. Зарранинг муҳитдаги йўлининг узунлиги қандай катталиikka боғлиқ бўлади?

А) Зарранинг ҳажмига

В) Зарранинг траекториясига

С) Зарра энергиясига боғлиқ бўлади.

Д) Зарранинг де Бройл тўлқин узунлигига.

10. Электронлар учун радиацион йўқотиш қандай катталикларга боғлиқ бўлади?

А) $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{нур} \approx Z^2 n T_e.$

В) $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{нур} \approx \sqrt{46} Z^2 n T_e$

С) $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{нур} \approx 2 A Z^2 n$

$$D) \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{нур}} \approx 300nT_e$$

11. Юқори энергияларда яъни радиацион нурланишлар устунлик қиладиган энергияларда муҳитда зарра энергияси қандай қонуният бўйича камаяди?

A) $E = E_0 e^{-x}$. B) $E = E_0 e^{-x/t_r}$ C) $E = E_0 2^{-x/t_r}$ D) $E = E_0 \sqrt{2} e^{-x}$

12. Вавилов-Черенков нурланиши қандай ҳосил бўлади?

A) Зарядли зарранинг муҳитдаги тезлиги шу муҳитдаги ёруғликнинг тарқалиш тезлигидан катта бўлса.

B) Зарядланган зарра тезлиги нолга тенг бўлса.

C) Зарядланган зарра тезлиги ёруғликнинг вакуумда тарқалиш тезлигидан катта бўлса.

D) Зарядланган зарра ҳаракатланаётган муҳитнинг температураси ошганда.

13. Синхротон нурланиши қандай ҳосил бўлади?

A) Зарядланган зарра ҳаракатланаётган муҳитнинг температураси ошганда.

B) Зарядланган зарра тезлиги нолга тенг бўлса.

C) Зарядланган зарраларнинг магнит майдонда релятивистик тезлик билан ҳаракатланганда.

D) Зарядланган зарра тезлиги ёруғликнинг вакуумда тарқалиш тезлигидан катта бўлса.

14. Гамма-нурлар модда орқали ўтганда унинг интенсивлиги қандай қонуният бўйича камаяди?

A) $J = J_0 e^{-\mu x}$. B) $J = J_0 2^{-\mu x}$ C) $J = J_0 e^{-\mu \sqrt{2} x}$ D) $J = \sqrt{3} J_0 e^{-\mu x}$.

15. Гамма-нурларнинг ютилиш коэффиценти нималарга боғлиқ бўлади?

A) Муҳит атомларининг зарядига.

B) Муҳитнинг температурасига ва зичлигига

C) Гамма-квант энергиясига ва югуриш йўлининг узунлигига

D) Муҳитнинг хусусиятига ва гамма-квант энергияси.

16. Гамма-нурларнинг ютилиши қандай жараёнлар ҳисобига содир бўлади?

- A) Фотоэффект, Комптон эффекти ва электрон-позитрон жуфтнинг ҳосил бўлиши.
- B) Фотоэффект ва Комптон эффектилари.
- C) Гамма-квант энергиясига ва югуриш йўлининг узунлигига
- D) Муҳит атомларининг зарядига.

17. Гамма-квантларнинг энергияси қандай бўлганда электрон-позитрон жуфтнинг ҳосил бўлиши содир бўлади?

- A) $E_\gamma > 2m_e c^2 + 511$
- B) $E_\gamma < 2m_e c^2$.
- C) $E_\gamma > 2m_e c^2$
- D) $E_\gamma = 100m_e c^2$

18. Фотоэффект ҳодисаси қандай ҳолатдаги электронларда содир бўлади?

- A) Эркин электронларда.
- B) Боғланган электронларда.
- C) Кучсиз боғланган электронларда
- D) Электронлар ҳолатига боғлиқ эмас.

19. Комптон эффект ҳодисаси қандай ҳолатдаги электронларда содир бўлади?

- A) Кучсиз боғланган электронларда
- B) Боғланган электронларда
- C) Эркин электронларда.
- D) Электронлар ҳолатига боғлиқ эмас.

20. Электроннинг Кулон майдонида электрон-позитрон жуфтнинг ҳосил бўлиши учун гамма-квантларнинг остона энергияси қандай бўлиши лозим?

- A) $E_\gamma > 4m_e c^2$
- B) $E_\gamma > 2m_e c^2$.
- C) $E_\gamma > 2m_e c^2 + 511$
- D) $E_\gamma = 100m_e c^2$

IV БОБ

ЯДРО НУРЛАНИШЛАРИНИНГ ТИББИЁТДА ҚЎЛЛАНИЛИШИ

Ядро нурланишларининг тиббиётда ташхис қўйишда ва даволашда кенг қўлланилади. Ядро нурланишлари асосан радионуклидлар кўринишда ташхис қўйишда қўлланилади. Радионуклид ташхиси ёки айрим ҳолларда нишонланган атомлар деб номланган метод қалқонсимон без касаллигини аниқлаш учун қўлланилади. Шунингдек, бу метод қон ва бошқа суюқликларнинг тақсимотини ўрганишга, юрак ва бошқа аъзоларнинг касалиklarини ташхис қўйишга имкон беради.

Кейинги вақтларда замонавий ташхис қўйиш методларидан бири бўлган позитрон эмиссион томография методи тиббиётда кенг қўлланилмоқда. Бу метод қисқа яшовчи радиоизотопларни қўллашга асосланган. Позитрон эмиссион томография (ПЭТ), уни икки фотонли эмиссион томография ҳам дейилади. Бу методда инсон ва ҳайвонларнинг ички аъзоларини радионуклидли томография ёрдамида ўрганилади.

Ядро нурланишлари тиббиётда даволаш сифатида ҳам кенг қўлланилади. Тиббиётда бу метод нур терапияси деб юритилади. Бу метод хавфли ўсмаларни (саратон касаллиги) даволашда асосий восита ҳисобланади. Ўсмаларни нурлантириш учун турли ядро нурланишлари қўлланилади, яъни гамма-нурланиш, электронлар, нейтронлар, протонлар. Бу нурланишлар манбалари сифатида реактор, тезлаткичлар, радионуклид кўрилмалар ишлатилади.

Мазкур бобда ядро нурланишларни турли ядро қурилмаларида олиш имкониятлари ва уларнинг қўлланилиш соҳаларига оид маълумотлар берилади. Шунингдек ПЭТ методининг ишлаш тамойиллари ва унинг физикавий асосларига ҳам тўхталиб ўтилади.

4.1-§. Дозиметрия асослари

Ионловчи ядро нурланишлар, яъни зарядланган зарралар, гамма-нурланиш ва нейтронлар муҳит орқали ўтганда муҳит атомлари таркибидаги электронлар, атомларнинг ядролари билан ўзаро таъсирлашиб, турли эффектларни юзага келтиради. Бу эффектлар учинчи бобда батафсил ёритилиб берилган.

Турли жисмларда, жумладан тирик организм тўқималарида ҳам, нурланишлар таъсирида маълум энергия ютилади ва улардаги атомлар ионлашади ёки уйғонган ҳолатга ўтади. Шунинг учун ҳам нурланиш дозасини ўлчаш асосан ионизация натижасида ҳосил бўлган заряд миқдорини ўлчашга асосланган бўлиши мумкин. Ҳақиқатан ҳам, гамма-квантлар муҳит орқали ўтганда юқорида айtilган эффектлар натижасида электрон ёки позитронлар юзага келади.

Нурланиш таъсирида тирик организм хужайрасида турли ўзгаришлар юз беради. Масалан, нурлатилган хужайраларнинг бўлиниш механизми ва хромосома аппарати бузилади, хужайраларнинг янгиланиш ва бўлиниш жараёнлари сусаяди ва х.к. Нурланиш организмнинг турли қисмларига турлича таъсир кўрсатади. Масалан, илик, қора талоқ, жинсий безлар каби хужайралари доимо янгиланиб турувчи тўқима ва аъзоларга радиоактив нурланишлар таъсири айниқса кучли бўлади. Хужайраларнинг шикастланиши ва nobуд бўлиши эса алоҳида аъзоларнинг ишлаш функциясининг бузилишига

сабаб бўлади ва булар ўз навбатида киши организмнинг ҳалок бўлишига олиб келади.

Ионлаштирувчи нурланишларнинг тирик организм хужайрасига таъсирини ўрганиш бўйича олиб борилган фундаментал ва амалий тадқиқотлар натижасида янги фан - радиология вужудга келди. Радиология - турли касалликларни ташхислаш ва даволаш учун инсон танасида ионлаштирувчи нурланиш таъсирини ўрганадиган тиббиётнинг махсус бўлими. Ушбу фаннинг таъйинларига асосланган радиацион терапия бугунги кунда онкологияни жарроҳлик ва кимётерапия билан бирга даволашда кенг қўлланилади. Бу фанда ионлаштирувчи нурланишларнинг тирик организмга салбий таъсирининг ижобий томонидан кенг фойдаланилади, яъни мазкур нурланиш ёрдамида хавфли ўсмаларни мавжуд бўлган соҳа нурлантирилади. Бу нурланишлар натижасида саратон хужайраларининг ДНК структураси бузилади ва улар купайиш ва бўлиниш қобилиятини йўқотадилар.

Дозиметрия - ионлаштирувчи нурланишни ўлчаш усуллари ва қурилмалари, радиоактив нурланишнинг биологик организмга таъсир даражасини миқдорий кўрсаткичлар асосида тавсифлаш ҳақидаги назарий ва амалий билимлар мажмуаси ҳисобланади.

1901-йилда А.Беккерель ва Мария Склодовская-Кюри, Пьер Кюри томонидан радиацион нурланишнинг терига куйдирувчи таъсир кўрсатиши қайд қилинган ва рентген нурланишининг биологик таъсирини ифодалаш учун дастлабки - HED (Haut erithem dosis - тери эритемасини юзага келтирувчи доза) ўлчов бирлиги фанга киритилган ва радиацион дозиметрия йўналишига асос солинган.

Ионловчи нурланиш таъсири остида муҳитда содир бўладиган ва қайд қилинадиган физика-кимёвий ҳодисаларнинг табиатида боғлиқ ҳолда ионловчи нурланишларни аниқлаш ва қайд қилиш

ионизацион, кимёвий, сцинтилляцион, фотографик ва бошқа усулларига бўлинади.

Дозиметрияда қўлланиладиган физик катталиклар кутилаётган радиация эффектлари билан боғлиқ бўлади. Одатда бу катталиклар дозиметрик катталиклар дейилади. Ўлчаган физик катталиклар ва кутилаётган радиация эффекти ўртасидаги ўрнатилган муносабатлар дозиметрик катталикларнинг энг муҳим хусусиятдир. Дозиметрияда қўлланиладиган асосий физик катталиклар ва уларнинг ўлчов бирликлари 4.1-жадвалда келтирилган.

4.1-жадвал

Асосий дозиметрик катталиклар ва уларнинг ўлчов бирликлари

Физика катталиклар	Бирлиги, номланиши, белгиланиши		Бирликлар орасидаги муносабат
	Тизимдан ташқари	Халқаро бирликлар тизимида	
Активлик	Кюри (Ci, Ки)	Беккерель (Bq, Бк)	1 Бк = $2,7 \times 10^{-11}$ Ки 1 Ки = $3,7 \times 10^{10}$ Бк
Нурланишнинг экспозицион дозаси	Рентген (R, Р)	Кулон/кг (C/kg, Кл/кг)	1 К/кг = 3876 Р 1 Р = $2,58 \times 10^4$ Кл/кг
Экспозицион дозанинг қуввати	Рентген/секунд (R/s, Р/с)	Ампер/кг (A/Kg, А/кг)	1 А/кг = 3876 Р/с 1 Р/с = $2,58 \times 10^{-4}$ А/кг
Нурланишнинг ютилган дозаси	Рад (rad, рад)	Грей (Gy, Гр)	1 Гр = 100 рад 1 рад = 0,01 Гр
Ютилган дозанинг қуввати	Рад/секунд (rad/s, рад/с)	Грей/секунд (Gy/s, Гр/с)	1 Гр/с = 100 рад/с 1 рад/с = 0,01 Гр/с
Нурланишнинг интеграл дозаси	рад·грамм (rad·g, рад·г)	Джоуль (J, Дж)*	1 Дж = 10^5 рад·г 1 рад·г = 10^{-5} Дж
Нурланишнинг эквивалент дозаси	Бэр (rem, бэр)	Зиверт (Sv, Зв)	1 Зв = 100 бэр 1 бэр = 0,01 Зв

Эквивалент доза куватти	Бэр/секунд (rem/s, бэр/с)	Зиверт/секунд (Sv/s, Зв/с)	1 Зв/с = 100 бэр/с 1 бэр/с = 0,01 Зв/с
----------------------------	------------------------------	-------------------------------	---

Ушбу жадвалда келтирилган катталиклар билан танишиб чиқамиз. Дозиметрияда асосан тўртта нурланиш дозаси қўлланилади, яъни экспозицион доза, ютилган дозаси, интеграл доза ва эквивалент доза.

Ионлаштирувчи нурланиш таъсирини баҳолаш учун дозиметрияда қабул қилинган асосий физик катталик бу ютилган доза ёки оддийгина нурланиш дозаси ҳисобланади. Нурланиш дозаси бу нурланаётган модданинг бирлик массасида ютилган нурланиш энергиясидир. Агар модда ҳажми элементининг массаси dm ва ўртача ютилган энергия dE бўлса, нурланиш ютилган дозаси қуйидаги формула билан аниқланилади:

$$D = \frac{dE}{dm}$$

Халқаро ўлчов бирликлари тизимида ютилган доза қиймати ўлчов бирлиги Грей (Гр) ҳисобланади:

$$1 \text{ Гр} = 1 \text{ Ж/кг}.$$

Шунингдек, ютилган дозани ўлчашда Халқаро ўлчов бирликлари тизимидан ташқари ўлчов бирлиги сифатида Рад ишлатилади:

$$1 \text{ Рад} = 0,01 \text{ Гр}.$$

Ютилган нурланиш дозасини бевосита аниқлаш қийин масала ҳисобланади, шу сабабли экспозицион доза деб номланган катталикдан фойдаланилади.

Экспозицион доза деб гамма-нурлар таъсирида ҳавонинг элементар ҳажмида ҳосил бўлган бир хил ишорали барча ионлар тўлиқ зарядининг мазкур ҳажмдаги dm ҳаво массасига нисбатига айтилади:

$$X = \frac{dQ}{dm},$$

бу ерда dQ - ҳавонинг элементар ҳажмида ҳосил бўлган бир хил ишорали ионларнинг тўлиқ заряди. Ушбу ионлар ҳавонинг элементар ҳажмида фотонлар таъсирида юзага келган барча иккиламчи электронлар тормозланиши натижасида ҳосил бўлади.

Экспозицион доза рентген ва гамма-нурларининг ионлаш қобилятини белгилайди ва атмосфера ҳавосининг бирлик массаси бўйича зарядланган заррачаларнинг кинетик энергиясига айлантирилган нурланиш энергиясини ифодалайди.

Экспозицион доза бирлиги Халқаро ўлчов тизимида Кл/кг қабул қилинган. Шунингдек, амалда ва илмий адабиётларда экспозицион дозанинг Халқаро ўлчов бирликлари тизимидан ташқари ўлчов бирлиги сифатида Рентген (Р) ҳам ишлатилади:

$$1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг.}$$

Жонли тўқималар нурланишининг индивидуал таъсирини ўрганиш шуни кўрсатдики, худди шу ютилган дозаларда, турли хил нурланишлар организмга бир хил бўлмаган биологик таъсир кўрсатади. Бу оғир зарралар (масалан, протон) тўқимада йўл бирлигида енгил зарраларга (масалан, электрон) нисбатан кўпроқ ион ҳосил қилиши билан боғлиқ. Бир хил ютилган дозада, нурланиш ҳосил қилган ионизация зичлиги қанчалик катта бўлса, шу нурланишнинг радиобиологик ҳалокат таъсири шунчалик юқори бўлади. Ушбу таъсирни ҳисоблаш учун эквивалент доза тушунчаси жорий этилган. Эквивалент доза, ютилган дозанинг қийматини махсус коэффитцент - нисбий биологик самарадорлик коэффитценти (РБЕ) ёки сифат коэффитцентига кўпайтириш билан ҳисобланади

$$D_{\text{экв}} = \sum D_i K_i$$

Халқаро ўлчов бирликлари тизимида эквивалент доза қиймати ўлчов бирлиги Зиверт (Зв) ҳисобланади. Шунингдек, эквивалент дозани ўлчашда Халқаро ўлчов бирликлари тизимидан ташқари ўлчов бирлиги сифатида Бэр (Б) ишлатилади: $1 \text{ Бэр} = 0,01 \text{ Зв}$. Ҳозирги вақтда ишлаб чиқарилувчи барча турдаги дозиметрлар Зв ўлчов бирлиги шкаласи бўйича белгиланади. Зиверт (Зв) ўлчов бирлиги Швециялик радиофизики Рольф Зиверт шарафига қўйилган.

Турли нурларнинг биологик таъсирини таққослаш учун сифат коэффиценти (СК) ёки нисбий биологик эффе́ктивлик деб аталувчи катталиқдан фойданилади. Бу катталиқлар энергия ютилиши бир хил бўлганда кўри́лаётган нурланишнинг биологик таъсири гамма-нурланишнинг биологик таъсиридан неча марта катта эканини кўрсатади. 4.2-жадвалда нурланишларнинг сифат коэффиценти (СК) қийматлари келтирилган.

4.2-жадвал

Нурланишларнинг сифат коэффиценти (СК)

Нурланиш турлари ва энергия диапазони	Сифат коэффиценти (СК)
Гамма ва рентген нурлар	1
Барча энергиядаги электролар	1
Альфа-зарралар ($E_\alpha \leq 10 \text{ МэВ}$)	10
Протонлар ($E_p \leq 10 \text{ МэВ}$)	10
Оғир тепки ядролари	20
Иссиқ нейтронлар	3
Энергиялари қуйидаги диапозондаги нейтронлар	
5 кэВ	2,5
20 кэВ	5
100 кэВ	8
500 кэВ	10
1 МэВ	10,5
5 МэВ	7,0

10 МэВ	6,5
--------	-----

Ионловчи нурланишларнинг манбалар билан ишлаганда радиацион хавфсизлик масалалар ҳал қилиш учун чегаравий рухсат этилган эквивалент доза тушунчасидан кенг фойдаланилади. Агар ходимнинг йилилик олган нурланиш дозаси шу чегара эквивалент дозадан ортмаса, бундай нурланиш таъсирида 50 йил давомида ишлаганда ҳам ходимнинг соғлигида сезиларли ўзгариш юз бермайди.

Радиоактив нурланишлар таъсирида ишловчи кишилар (А категория) учун чегара эквивалент доза 5 бэр/йил (0,05 Зв/йил) деб белгиланган. Бошқа категориядаги кишилар учун бу қиймат тахминан 10 марта кичик бўлиши керак. Ҳар хил ёшдаги (А категориядаги) ходимларнинг олиши мумкин бўлган чегаравий йиғинди дозанинг қиймати қуйидаги формуладан аниқланади:

$$D \leq 5(N - 18), \quad (4.4)$$

бу ерда N - радиоактив нурланиш манбалар билан ишлаётган ходимнинг ёши, 18 – радиоактив манбалар билан ишлашни бошланган ёши. $N < 18$ да формула маъносини йўқотади, чунки ёши 18 дан кичик бўлган ходимлар радиоактив нурланиш билан боғлиқ бўлган ишга қўйилиши тақиқланади. Ҳамма ҳолларда ёши 30 ёшга тўлган ходим учун унинг организмида тўпланган доза 60 бэрдан ортмаслиги лозим.

Дозиметрияда дозалардан ташқари доза қуввати деб номланган катталиклардан ҳам фойдаланилади. Вақт бирлиги ичида нурланиш дозасига доза қуввати дейилади. Мос равишда, ютилиш дозаси ва экспозицион доза қуввати қуйидаги ифодалар орқали ифодаланади:

$$P_{\text{юм}} = \frac{D}{t}; \quad P_{\text{экз}} = \frac{X}{t}.$$

Доза қувватининг ўлчов бирликлари: ютилган доза қуввати - Гр/с (рад/с), экспозицион доза қуввати – Р/с.

4.2-§. Ионлаштирувчи радиациянинг биологик таъсир механизми

Ионлаштирувчи радиациянинг таъсирида организмдаги атом ва молекулалар ионлашади ва бу эса организмдаги кимёвий бирикмалар таркибларининг ўзгаришига ва нормал молекуляр бирикмаларда ўзилишлар содир бўлишига олиб келади. Бу ўз навбатида тирик ҳужайралардаги модда алмашинивунинг бузилишига ва организмда биокимёвий жараёнларнинг ишдан чиқишига сабаб бўлади. Юқори интенсивликдаги нурланишлар таъсири узок вақт давом этса, баъзи бир ҳужайраларнинг ҳалокати кузатилади ва бу айрим аъзоларнинг, ҳаттоки бутун организмнинг ҳалокати билан тугайди.

Ионлаштирувчи радиациянинг биологик таъсир қуйидаги кўринишларга бўлинади: детерминацион таъсир, стохастик таъсир.

Детерминацион таъсир — бу оғирлик даражаси радиацион нурланиш дозаси қийматига боғлиқ ҳолатда белгиланувчи, шунингдек пағона даражасига эга бўлган тавсифда юзага келувчи ва нурланиш касаллиги, дерматит, катаракта, бепуштлик каби патологик ҳолатлар юзага келиши билан ифодаланади.

Стохастик таъсир — радиацион нурланиш дозаси пағона қийматига эга бўлмаган тавсифда, нурланишдан кейин маълум вақт давомида ривожланувчи ўсма касалликлари, лейкоз ва ирсий касалликлар юзага келиши билан ифодаланади.

Радиацион нурланишнинг стохастик таъсири: А. Лейкемия (қон саратони); Б. Ошқозон лимфомаси (саратон); В. Меланома (тери саратони).

Шунингдек, радиацион нурланишнинг биологик таъсири оқибатларига кўра, куйидаги 3 та гуруҳга ажратилади:

Ўткир зарарланиш юқори дозада радиацион нурланиш таъсирида қайд қилинади. Жумладан, одам организмида $\sim 0,5-1$ Зв (50-100 Бэр) радиацион нурланиш таъсирида қон тизимида жиддий бузилишлар юзага келади. Шунингдек, $\sim 3-5$ Зв (300-500 Бэр) радиацион нурланиш олган ҳолатда, суяк илиги функцияси бузилиши ва қон таркибида лейкоцитлар миқдори кескин камайиши шароитида, нурланиш олган $\sim 50\%$ одам ўткир нур касаллиги оқибатида оламдан ўтиши кузатилади. $\sim 10-50$ Зв (100-5000 Бэр) радиацион нурланиш таъсирида, 1-2 ҳафтадан кейин ошқозон-ичак тизими шиллиқ қаватида хужайраларнинг нобуд бўлиши натижасида, қон кетиши оқибатида оламдан ўтиш ҳолати қайд қилинади. 100 Зв (10 000 Бэр) радиацион нурланиш таъсирида марказий асаб тизими функцияси издан чиқиши оқибатида одам бир неча соат ёки бир неча кундан кейин оламдан ўтиши кузатилади. Шунингдек, ривожланаётган ва вояга етган одам организмида бир хил радиация дозаси турли хил таъсирга эга бўлиши аниқланган. Жумладан, ўсаётган организмда бўлиниш жараёни жадал амалга ошаётган хужайралар радиацион нурланиш таъсирида нисбатан тез нобуд бўлади.

Давомийликда (вақт ўтиши билан, аста-секин) юзага келувчи нурланиш оқибатлари. Тажриба ҳайвонлари устида амалга оширилган тадқиқотлар ва шунингдек, Хиросима ва Нагасаки (Япония) шаҳарларида атом бомбаси портлатилиши оқибатларини таҳлил қилиш асосида, радиацион нурланиш нафақат одам организмига нурланиш касаллиги шаклида намоён бўлиши, балки вақт ўтиши билан, аста-секин давомийликда юзага келувчи оқибатлар кўринишида ҳам ифодаланиши кузатилади.

Радиацион нурланиш таъсирида биологик организм ҳужайраларида юзага келувчи бузилишлар қайтмас тавсифга эга бўлиб, турли хил касалликлар, жумладан ўсма касалликлари келиб чиқишига сабаб бўлади. Масалан, радиацион нурланиш таъсирида юзага келган лейкоз оқибатида оламдан ўтиш муддати ўртача 10 йилни ташкил қилади. Радиацион нурланиш таъсирида ўсма касалликларининг келиб чиқиш эҳтимоллиги даражаси радиация дозасига боғлиқ ҳисобланади. Масалан, 1 Зв (100 Бэр) радиацион нурланиш таъсирига учраган ҳар 2 тадан битта одам организмида лейкоз, 10 тадан битта одамда қалконсимон без ўсма касаллиги, 10 тадан битта аёлда кўкрак беzi саратони, шунингдек ҳар 1000 тадан 5 та одамда ўпка саратони касаллиги юзага келиши аниқданган. Юқорида келтирилган маълумотлар асосида, қайд қилиш мумкинки, вояга етган одам организмида 0,01 Зв (1 Бэр) радиацион нурланиш таъсирида ўсма (саратон) касаллиги келиб чиқиш эҳтимоллиги $2 \cdot 10^{-4}$ $3 \cdot 10^{-4}$ га тенг ҳисобланади.

Радиацион нурланишнинг генетик оқибатлари. Амалга оширилган тадқиқотлар натижасида, сурункали тавсифда 1 Зв (100 Бэр) радиацион нурланиш таъсирида одам организми авлодлари давомида (~30 йил давомида) ҳар 1000 та тугилган чақалоқдан 2 таси жиддий генетик нуқсон билан дунёга келиши аниқланган. Агар, радиацион нурланиш таъсири доимий равишда, сурункали тарзда қайд қилинса, у ҳолда генетик мутацияларга учраш эҳтимоллиги даражаси ҳам ортади.

Нисбий биологик таъсир эффекти. Нисбий биологик таъсир эффекти (НБЭ) бир хил таъсирга олиб келадиган стандарт нурланиш дозаси билан маълум бир биологик таъсирга олиб келадиган радиация дозасини таққослаш йўли билан баҳоланади. Нисбий

биологик таъсир эффектининг коэффиценти қуйидаги формула бўйича ҳисобланади:

$$K_{нбэ} = \frac{D_{\gamma}}{D_x},$$

бу ерда D_{γ} - рентген ёки γ -нурланишларнинг ютилган дозаси, D_x - шу эффектга вужудга келтирувчи ўрганилаётган ютилиш дозаси.

Биологик организмларнинг радиацион нурланиш таъсирига чидамлилиқ даражаси. Биологик организмлар радиацион нурланиш таъсирига чидам-лилиқ хусусияти бўйича ўзаро фарқланади. Масалан, радиацион нурланиш таъсирида 30 сутка давомида нурлантирилган ҳайвон-ларнинг 50% қисми нобуд бўлиши қайд қилинувчи радиация қий-мати - денгиз чучқаси учун - 250 *Рентген*, ит учун - 335 Рентген, маймун учун - 600 Рентген, сичқонлар учун - 550-650 Рентген, илон учун - 8000-20000 Рентген га тенг ҳисобланади. Шунингдек, айрим ачитқи турлари 30 000 Рентген, амёба - 100000 Рентген, инфузория - 300000 Рентген радиацион нурланиш таъсирида нобуд бўлиши аниқланган. Ўсимлик турлари орасида карам ўсимлиги уруғлари унувчанлигига 64000 *Рентген* нурланиш сезиларли салбий таъсир кўрсатмаслиги қайд қилинган.

Радиацион нурланиш таъсирига сезгирлик (радиосезгирлик) - бу ҳужайра, тўқима ва биологик организмнинг ионлаштирувчи нурланиш таъсирига кўрсатувчи жавоб реакциясининг намоён бўлиш даражаси ҳисобланади. Радиосезгирлик ўлчов бирлиги сифатида нурланиш дозаси (Гр) қийматидан фойдаланилади.

Радиосезгирлик хоссаси биологик турларда ва шунингдек, организмларда якка тартибда ўзаро фарқланади.

Турли хил биологик турларнинг радиосезгирлик хоссасини ўзаро солиштиришда ***LD*₅₀** қийматидан фойдаланилади. ***LD*₅₀** - радиацион нурланиш таъсирида нурланиш олган организмларнинг **50%** қисми нобуд бўлиши қайд қилинувчи доза ҳисобланади.

Wangiella dermatitidis, *Cryptococcus neoformans*, *Cladosporium sphaerospermum* микроскопик замбруғ турлари ҳужайраларида радиацион нурланиш таъсирида биосинтез жараёни фаоллашиши (радиостимуляция) қайд қилинади.

4.3-жадвал

Айрим биологик турларнинг γ -нурланиш таъсири шароитида LD_{50} қиймати

Биологик тур	LD_{50} (Гр)
<i>Micrococcus radiodurens</i>	>2000
Ўсимлик турлари	10-1500
Ҳашарот турлари	10-100
Илон турлари	80-200
Балиқ турлари	8-20
Қуш турлари	8-20
Сичқон линиялари	6-15
Каламуш линиялари	7-9
Қуён	9-10

Жумладан, А.Эйнштейн коллежи (Англия) тадқиқотчилари томонидан атом реакторларида ҳаёт кечирувчи айрим микроскопик замбруғ турлари, масалан - *Wangiella dermatitidis* айнан, радиацион нурланиш энергиясидан биосинтез жараёнида фойдаланиши мумкинлиги тахмин қилинган.

2002-йилда амалга оширилган тадқиқотлар давомида Чернобыль атом ҳалокати худудидида қурилган «саркофаг» ички қисмидан йиғиб

олинган микроскопик замбруғлар таркибида юқори самарадорликка эга бўлган антиоксидант тизим функция бажариши аниқланган.

4.2-§. Ташхис қўйишда қўлланиладиган радионуклидлар

Тиббий диагностиканинг (ташхислаш) асосий масаласи бу инсон ички аъзолари структурасини ўрганишдан (визуализациялашдан) иборат. Нурли тиббиёт ташхис қўйиш методини **3 та** гуруҳга бўлиш мумкин:

- Рентгенография, компьютерли рентген томографияси;
- Магнит-резонансли томография (ядромагнит резонансли томография);
- Ташхис қўйиш учун радионуклидлардан фойдаланиш;
- Эмиссион томография.

Радионуклидлар тиббиётнинг турли соҳаларида диагностик (ташхислаш) тадқиқотлари ўтказиш учун кенг қўлланилади.

Умумий ҳолда тиббиётда радионуклидлар икки йўналишда, яъни диагностика ва даволашда қўлланилади. Диагностик тиббиётда радионуклидлар турли таҳлиллар учун қўлланилмоқда, яъни қалқонсимон безнинг функциясини тадқиқ қилишда, қон ҳажмини аниқлашда, буйрак ва жигар функцияларини тадқиқ қилишда, В витаминининг инсон организмда ҳазм бўлишини ўрганишда, ичакларда ёғларнинг шимилишининг бузилишини текширишда, темир алмашинувини ўрганишда, юрак-томир системаларининг ҳажмини аниқлашда, жигар ишини ўрганишда ва ҳ.к. Ҳозирги вақтда кенг қўлланилаётган кўпчилик радионуклидлар циклотрон ва ядро реакторларида ишлаб чиқилган. Шу билан бир вақтда радионуклидлар ишлаб чиқаришнинг ўсиши электрон тезлатгичларда ҳам кузатилмоқда. Тиббиётда қўлланиладиган радионуклидларни уларнинг хусусиятлари бўйича шартли равишда синфларга бўлдик.

Ташхис қўйишда(диагностикада) қўлланиладиганларни иккига, яъни β^+ - нурлатгичлар ва γ -нурлатгичлар. Бундай мақсадларда қўлланиладиган радионуклидлар ахборот ташувчи радионуклидлар бўлиб хизмат қилади.

Бета-нурлатгичларнинг ярим емирилиш даври секунддан бир неча соатгача. Бундай радионуклидлар позитрон-эмиссион томографияда (ПЭТ) қўлланилади.

Ҳозирги кунда ташхис қўйишда қўлланилаётган ва қўлланилиши мўжалланилаётган радионуклидлар бўйича маълумотлар тўпланиб, уларни маълум бир тартибда жойлаштириб чиқилди. Бу маълумотлар 4.4-жадвалда келтирилган.

4.4 –жадвал

Радионуклидлар хусусиятлари

R*	T_{1/2}	E_γ, кэВ	R	T_{1/2}	E_γ, кэВ	R	T_{1/2}	E_γ, кэВ
⁷ Be	53,2 сут	478	^{81m} Kr	13 с	190	¹²⁸ Cs	3,6 мин	441
²⁸ Mg	21,1 соат	401	^{85m} Kr	4,5 соат	151	¹²⁹ Cs	32,1 соат	372
²⁸ Al	2,2 мин	1779	⁸¹ Rb	4,6 соат	190	^{133m} Ba	38,9 соат	276
³⁸ Cl	37,2 мин	1642	⁸⁵ Sr	64,8 сут	514	^{137m} Ba	2,6 мин	662
⁴³ K	22,6 соат	373	^{87m} Sr	2,8 соат	388	¹³⁴ La	6,5 мин	605
⁴⁷ Sc	3,4 сут	159	^{89m} Y	16,1 с	909	¹³⁹ Ce	138 сут	166
⁵¹ Cr	27,7 сут	320	^{90m} Nb	18,8 с	122	¹⁴⁰ Pr	3,4 мин	307307
⁵⁴ Mn	312,2 сут	835	⁹⁵ Tc	20,0 соат	766	¹⁴⁴ Pr	17,3 мин	697
⁵² Fe	8,3 соат	169	^{97m} Tc с	89 сут	96,5	¹⁵⁷ Dy	8,1 соат	326
⁵⁹ Fe	44,5 сут	1099	^{99m} Tc	6,0 соат	141	¹⁶⁷ Tm	9,3 сут	208

⁵⁵ Co	17,5 соат	477	⁹⁷ Ru	2,9 сут	216	¹⁶⁹ Yb	32 сут	63
⁵⁷ Co	272 сут	122	^{103m} Rh	56,1м ин	40	¹⁷² Lu	6,7су т	1094
⁶² Cu	9,7м ин	1173	^{109m} Ag	39,6 с	88	^{195m} Pt	4,0 сут	130
⁶⁴ Cu	12,7 соат	1346	¹¹¹ In	2,8 сут	171	^{183m} W	5,2 с	108
⁶⁷ Cu	61,8 соат	185	^{113m} In	99,5 мин	392	^{191m} Ir	4,9 с	129
⁶² Zn	9,3 соат	597	^{115m} In	4,5 соат	336	^{195m} Pt	4,0 сут	130
^{69m} Zn	13,9 соат	439	^{117m} Sn	13,6 сут	159	^{195m} Au	30,5 с	262
⁶⁶ Ga	9,4 соат	1039	¹¹⁷ Sb	2,8 соат	159	^{197m} Au	7,8 с	279
⁶⁷ Ga	61,8 соат	185	¹¹⁸ Sb	3,6 мин	1230	¹⁹⁸ Au	2,7 сут	412
⁷² As	26 соат	834	¹²¹ Te	16,8 сут	573	¹⁹⁷ Hg	64,1 соат	77
⁷⁴ As	17,8 сут	596	^{123m} Te	119,7 сут	159	^{197m} Hg	23,8 соат	134
⁷² Se	8,4 сут	46	¹²³ I	13,3 соат	159	²⁰³ Hg	46,7 сут	279
⁷³ Se	7,2 соат	361	¹³¹ I	8,1 сут	365	¹⁹⁹ Tl	7,4 соат	455
⁷⁵ Se	120 сут	136	¹³² I	2,3 соат	668	²⁰¹ Tl	72,9 соат	167
⁷⁷ Br	56 соат	239	^{127m} Xe	70 с	125	²⁰⁴ Bi	11,2 соат	6687
* R – радионуклид, T _{1/2} - ярим парчаланиш даври, E _γ – гамма-квантлар энергияси.								

Ҳозирги кунда тиббиётда қўлланиладиган радиоизотопларга бўлган талаблар кундан кунга ошиб, уларнинг номенклатураси эса кенгайиб бормоқда. Бу эса юқорида келтирилган радионуклидлар рўйхатига янги қўлланилиш хусусиятлари кенг бўлган радионуклидларнинг қўшилишига олиб келади.

2.6-§. Радиоизотопларни олиш ва уларнинг тиббиётда қўлланилиши

Ҳозирги кунда радиоизотоплар (радиоактив нуклидлар) ва радиопрепаратлар фан ва техниканинг турли соҳаларида кенг қўлланилмоқда. Ионловчи нурланишлар манбаи ва радиоактив индикаторлар методлари қўлланилмаган илмий изланишлар ёки ишлаб чиқаришлар соҳаларини топиш қийиндир. Бу методлар қўлланилиб, амалга ошириш учун мўлжалланган муаммолар сони доимо ошиб бормоқда ва бу эса ўз навбатида кенг номенклатура радиоактив нишон бирикмалари ва радионуклидларни олиш ва ажратиш методларини ривожлантиришга йўналтирилган ядро физикаси ва радиохимия соҳасидаги илмий тадқиқотларни кенгайтириш ва чуқурлаштириш зарурлигига сабаб бўлмоқда.

Медицинада радиоизотоплар икки йўналишда, яъни диагностика ва терапияда қўлланилади. Диагностик медицинада радиоизотоплар ҳар хил таҳлиллар учун қўлланилмоқда, яъни қалқонсимон безнинг функциясини тадқиқ қилишда, қон ҳажмини аниқлашда, буйрак ва жигар функцияларини тадқиқ қилишда, B_{12} витаминининг инсон организмида ҳазм бўлишини ўрганишда, ичакларда ёғларнинг шимилишининг бузилишини текширишда, темир алмашилишини ўрганишда, юрак-томир системаларининг ҳажмини аниқлашда, жигар ишини ўрганишда ва ҳ.к. Ҳозирги вақтда кенг қўлланилаётган кўпчилик радиоизотоплар циклотрон ва ядро реакторларида ишлаб чиқарилган. Шу билан бир вақтда радиоизотопларнинг ишлаб чиқаришларнинг ўсиши электрон тезлатгичларда ҳам кузатилмоқда.

2.7-§. Ядро тиббиётида қўлланилаётган радионуклидларнинг синфларга бўлиниши

Ҳозирги кунда радиоактив изотоплар қуйидаги тўртта йўналишларда қўлланилиши мумкин:

1) илмий тадқиқотларда, саноатда ва медицинада радио-актив индикатор сифатида;

2) технологик назорат қилувчи радиоизотоп асбобларда, модда таркибини ядро-физикавий таҳлил қилувчи асбоб ва қурилмаларда;

3) радиацион технологияларда ва радиотерапияда моддага таъсир қилиш учун кучли нурланиш манбалари кўринишда;

4) “кичик” энергетика (яъни иссиқлик радиоизотоп манбала-рида, радиоизотоп термоэлектрон генераторларда ва атом бата-реяларда) радиоактив ёқилғи сифатида.

Тиббиётда радиоизотоплар икки йўналишда, яъни **диагнос-тика** ва **даволашда** қўлланилади. Тиббиётда қўлланиладиган радио-нуклидларни уларнинг хусусиятлари бўйича шартли равишда синф-ларга бўлдик.

Ташхислашда (диагностикада) қўлланиладиганларни иккига, яъ-ни β^+ - **нурлатгичлар** ва γ -**нурлатгичларга** бўлиш мумкин. Бундай мақсадларда қўлланиладиган радионуклидлар ахборот ташувчи ра-дионуклидлар бўлиб хизмат қилади.

Бета-нурлатгичларнинг ярим парчаланиш даври секунддан бир неча соатгача. Бундай радионуклидлар **позитрон-эмиссион томог-рафияда (ПЭТ)** қўлланилади.

Даволаш мақсадида қўлланиладиган радионуклидлар инсон орга-низмидаги маълум бир аъзо ёки касалликни келтириб чиқараётган хўжайраларни нурлантиришга асосланган. Бунда бошқа соғлом ху-жайраларга минимал таъсир қилишга ҳаракат қилинади.

Даволаш мақсадида қўлланилаётган радионуклидлар қуйидаги учта гуруҳга бўлинади:

- Энергияси **200÷2000 кэВ** соҳада жойлашган β^- -**зарралар** чиқараётган β^- - **нурлатгичлар**;
- Юқори чизикли энергия узатувчи (**ЛПЭ ~100 кэВ/мкм**) ва қисқа югуриш йўлига (**50÷100 мкм**) эга бўлган α -**нурлатгичлар**;
- Электрон қамраш (**ЭК**) ёки ички электрон конверсия (**ИЭК**) бўйича парчаланадиган радионуклидлар.

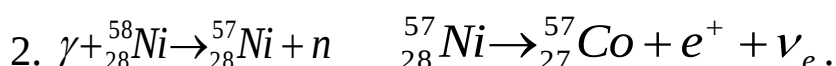
Кейинги **30 йил** ичида **БФЭКТ** техникаси ёрдамида бажариладиган ташхислаш процедуралар асосан ^{99m}Tc препарати билан амалга оширилиб келинмоқда. Кейинги йилларда тезлатгичлар техникасининг ривожланиши янги радионуклидларни ишлаб чиқаришга имкон берди. Ҳозирги кунда **I-123, Tl-201, In-111, Cr-51, Ga-67, Kr-81m, I-131** ва ҳ.к. радионуклидлар ташхис қўйишда кенг қўлланилмоқда. Позитрон нурланувчи радионуклидлар ичида асосан **C-11, N-13, O-15** ва **F-18** радионуклидлари кенг қўлланилади.

Ҳозирги кунда беморларни даволашда нур терапияси ҳам кенг қўлланилмоқда. Бунда очик радиоактив манба билан беморларнинг аъзолари нурлантирилади. Очик радиоактив манбалар алоҳида ёки қўшимча восита сифатида қўлланилади. Ушбу метод хавфли лимфаларни, қалқонсимон без ракини ва ҳ.к. ларни нур терапияси ёрдамида даволаш самарали ҳисобланади.

Инсон организми функциясини текширишда кенг қўлланиладиган бошқа бир радиоизотоп бу **кобальт-57** ҳисобланади. У **В₁₂** витаминининг инсон организмида ҳазм бўлишини тадқиқ қилиш учун қўлланилади. **Кобальт-57** нисбатан оғир кобальт радиоизотопига нисбатан қисқа яшаш вақти ва юқори санаш эффективлиги бўйича

устунликка эгадир. Ҳозирги кунда ушбу радиоизотоп асосан циклотронда олинади.

Электрон тезлаткичларда кобальт-57 радиоизотопини олиш учун кимёвий тозалиги юқори бўлган никель металл юқори энергияли гамма-квантлар нурлантирилади ва бунинг натижасида никель-58 стабил изотопида қуйи-даги фотоядро реакциялари содир бўлади:



Биринчи реакция натижасида кобальт-57 бевосита ҳосил бўлади. Иккинчи реакцияда эса олдин никель-57 радиоизотопи ҳосил бўлиб, кейин унда β^+ - парчаланиш содир бўлади, бунинг натижасида ядродан позитрон ва нейтрино чиқиб кетади ва кобальт-57 радиоизотопи ҳосил бўлади. Кобальт-57 ва никель-57 радиоизотопларининг ярим парчаланиш даври мос ҳолда: 270 кун ва 36 соат. Будан кўринадики, биринчи реакцияда кобальт-57 юқори чиқиши (ҳосил бўлиш миқдори) кузатилади. Иккинчи реакциядан ҳам фойдаланиш учун нурлантирилган нишонни кобальт-57 ажратиб олишгача $t > 3T_{1/2}$ ($t > 108$ соат) вақт давомида ушлаб туриш лозим. Демак, 108 соатдан кейин кобаль-57 ни ажратиб олиш бошланса, биз олаётган радиоизотоп миқдори юқори бўлар экан. Кобальт-57 радиоизотопининг гамма-нурланишлар энергияси (~ 130 кэВ) кичик бўлиб, инсон организмига катта таъсир кўрсатмайди. Шу сабабли, бу радиоизотоп медицинада кенг қўлланилиб келинмоқда.

2.8-§. Йод-123 радиоизотопининг тиббиётда қўлланилиши

Ҳозирги кунда ядро тиббиётида талаб катта бўлган яна бир радиоизотоп бу йод-123 радиоизотопидир. Йод бир неча радиоактив изотопларга эга бўлиб, булардан йод-123 ва йод-131 радионуклидлари тиббиётда кенг қўлланилади. Йод-131 ўрнига йод-123 қўлланганда инсон қалқонсимон безининг функцияси, қон ҳажмини ўлчашда, миани онкологик текширишда, буйрак ва жигарни текширишда бемор оладиган нурланиш дозасини 100 марта камайтиради. Бунга сабаб, йод-123 электронлар чиқармайди ва нисбатан қисқа яшовчи радиоизотоп ҳисобланади. Нурланиш дозасини бундай камайтириш педиатрия ва акушерликда катта аҳамиятга эгадир.

Йоднинг баъзи бир радиоактив изотопларининг хусусиятлари 4.5-жадвалда келтирилган. 4.5-жадвалда кўринадикки йод-123 радионуклиди қулай яъни қисқа ярим парчаланиш даврига ва электрон қамраш жараёни содир бўлиши билан йод-131 дан устунликка эга. Шунга қарамасдан йод-131 радионуклидлари тиббиётда қўлланилиб келмоқда. Бу радионуклидни чақалоқ ва айрим беморларга қўллаш мумкин эмас.

4.5-жадвал.

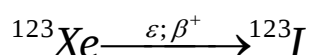
Йоднинг баъзи бир радиоактив изотопларининг хусусиятлари

Изотоп	^{123}I	^{124}I	^{125}I	^{131}I
$T_{1/2}$	13,3 соат	4,18 кун	60,0 кун	8,05 кун
Парчаланиш Тури	ЕС	ЕС(77%), β^+ (23%)	ЕС	β^-
Нурланиш энергияси, кэВ (интенсивлик, парчаланиш %)	$E_\gamma=529(1)$ 159(83) КХ 28(87)	$E_{\beta^+}=2140(11)$ 1530(12) $E_\gamma=1691(11)$ 723(10) 603(63)	$E_\gamma=36(7)$ КХ 28(150)	$E_{\beta^+}=606(89)$ 334(7) ва бошқалар $E_\gamma=723(2)$ 637(7)

		511(46) KX 28(56)		364(7) 284(82)
--	--	----------------------	--	-------------------

Тиббиёт амалиётида таркибида радиоактив нуклид йод-131 бўлган препаратлар кенг қўлланилади. Бу биринчи навбатда қалқонсимон без ва буйрак, шунингдек бошқа органларни текширишда қўлланилади. Бироқ ^{131}I диагностик муложалар хавфли нурланиш дозасига олиб келади чунки бу радионуклид жуда катта ярим емирилиш даври, яъни 8 суткага эга ва β^- зарралар чиқаради. Масалан қалқонсимон безни сканер қилинганда организмга активлиги 0,5 бўлган йод-131 киритилади, натижада унинг тўқималари 100 рад доза олади. Бундай текширишларни чақалоқ аъзоларида ўтказиш эса катта хавф туғдиради.

Йод-123 радиоизотопи циклотронда ва электрон тезлатгичларда олинмоқда. Циклотронда йод-123 радионуклид қуйидаги реакция ёрдамида олинади:

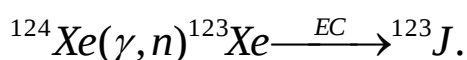


^{123}I препаратининг юқори сифатини кўрсатувчи унинг таркибида ^{124}I ва ^{125}I лар кам миқдорда бўлиши ҳисобланади. Буларнинг иккаласи ҳам радиацион дозанинг ошишига олиб келувчи радиоизотоплар ҳисобланади.

Кейинги пайтларда ^{123}I радиоизотопи юқори энергияли гамма-квантлар юзага келтирадиган (γ, n) турдаги фотоядро реакциялари натижасида ҳам олинмоқда. Ушбу реакциялар орқали ^{123}I радиоизотопи олиш имкониятлари ўрганиш бўйича ўтказилган тажриба ишларида баён қилинган. Ҳозирда мавжуд бўлган электрон тезлатгичлар (электронлар энергияси 20 МэВдан ортиқ) яъни юқори энергияли (тормозли) гамма-квантлар манбаи ҳисобланган чизиқли

электрон тезлатгич ва микротронлар ёрдамида медицина диагностикаси учун ^{123}I радиоизотопини ишлаб чиқаришга мўлжалланган худудий марказларнинг тармоғларини яратиш муаммосини ҳал қилиш мумкин.

Ушбу усуллар реакция таркибида сезиларли ^{124}I ва ^{125}I аралашмалари бўлмаган, энг юқори сифатли препарат олишга имкон беради. Электрон тезлатгичларда эса ^{123}I радиоизотопни олиш қуйидаги реакция орқали олиш мумкин:



Бу реакция остона энергияси 10 МэВ атрофида бўлиб, реакция эффектив кесими $E_\gamma=15$ МэВ энергияда максимумга эришади ва у 450 мб га тенг. Ушбу реакция самарали амалга ошиши учун электронлар энергияси 20 МэВ дан юқори ва 50 МэВ дан кичик бўлиши керак. Юқори энергияларда кераксиз радионуклидлар ҳосил бўлади. $E_e=25-35$ МэВ энергиялар оралиғи оптимал диапазон ҳисобланади.

Нишон таркибида ^{126}Xe изотопи бўлгани учун унда $^{126}\text{Xe}(\gamma, n)^{125}\text{Xe}$ фотоядро реакцияси содир бўлади. Ҳосил бўлган ^{125}Xe ($T_{1/2}=17$ соат, EC) радионуклидининг радиоактив парчаланиши ҳисобига ^{125}I радионуклиди вужудга келади, яъни



Агарда нишон таркибидаги ^{124}Xe ва ^{126}Xe лар тенг миқдорда бўлганда ҳам, ^{125}I активлиги нурланиш тугагандан кейин бир неча соат давомида ^{123}I активлигининг 0,3 % ни ташкил этади ва бу фоизлар ^{126}Xe нинг нисбий миқдори камайиши билан мос ҳолда камая боради. $E_e < 35$ МэВ энергияда $^{124}\text{Xe}(\gamma, pn)$ реакция бўйича ҳосил бўлган ^{124}I радиоизотопининг чиқиши жуда ҳам кичик бўлади. Шунинг учун электрон тезлатгичда олинган ^{123}I препарат сифати

жиҳатидан ҳозирги вақтдаги тижорат препаратлари билан бир хил. Нишон таркибида ксеноннинг оғирроқ изотопларининг миқдориға бўлган талаб, ксенон-124 нинг бойитилиши ҳисобиға автоматик равишда қондирилади.

Йод-123 радиоизотопини ишлаб чиқариш учун электрон тезлатгичларни қўллашнинг асосий техник ва иқтисодий афзалликларини қайд қилиб ўтамз. Булар қуйидагилардан иборат:

- маҳсулот таркибида ^{124}I ва ^{125}I аралашмаларининг миқдори кам бўлиши;
- нишонни қайта ишлашдаги биологик химояға сарф харажат минимал бўлиши;
- электрон тезлатгичлари циклотронларға нисбатан бир неча марта арзон, ихчам, хизмат харажатлари кам бўлишлиғи.

Бу усулнинг камчиликлариға фақат нишон (^{124}Xe 10 г юқори бойитилган) нархини ажратилган Те изотоплар циклотрон нишони нархидан бир неча марта юқори эканлиғидир. Шу билан бир вақтда битта Хе регенерация циклидаги нисбий йўқотиш Те дағиға нисбатан анча кам ҳисобланади.

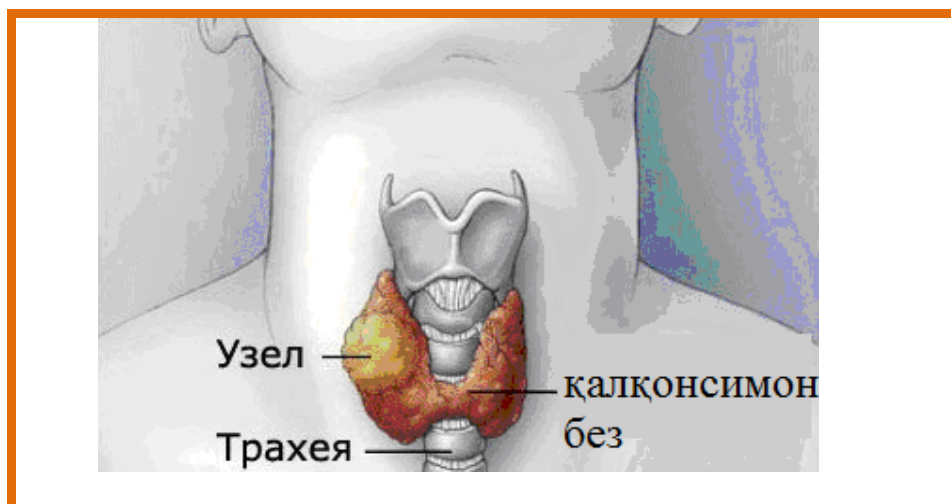
Ксенон-124 изотопи нурлантирилганда ксенон-123 радиоизотопи ҳосил бўлиб, бу изотоп радиоактив бўлганлиғи сабабли у парчаланиб йод-123 радиоизотопи ҳосил бўлади. Радиоизотоп нурлантирилган нишондан маҳсус усуллар билан ажратиб олинади ва улардан радиоактив препаратлар тайёрланади. Бу препаратлар инсон организмиға киритилади ва радионуклид (ёки радиоизотоп) ташхис амалға оширилади.

Радионуклид диагностика, бу нур диагностикасининг бир кўриниши ҳисобланиб, у инсон организмиға радиофармацевтик препарат киритилгандан кейин, инсон аъзо ва тўқималаридан чиқаётган нурланишни ташқи радиометрик ўлчашға асосланган. Инсон организмиға

киритилган радиофармацевтик препарат, инсоннинг касал аъзо ва тўқималарига кўпроқ бориб жойлашади ва ўзидан гамма-нурланишлар чиқаради. Бу нурланишларни махсус радиометрик асбоблар (сцинтилляцион датчик) ёрдамида ташқаридан қайд қилинади. Ўлчашлар орқали киритилган изотопнинг локализацияси (жойлашгани ёки тўпланган), миқдори ва тақсимоти аниқланади. Олинган маълумотлар орқали ташхис қўйилади.

Радиофармацевтик препарат деб нимага айтилишини ҳам эслатиб ўтишимиз лозим. Радиофармацевтик препарат деб инсон организмига диагностик ёки даволаш мақсадида киритиладиган ва молекулларида маълум бир радиоактив нуклид бўлган кимёвий бирикмага айтилади.

Юқорида баён қилинганларни йод-123 изотопи мисолида кўриш мумкин. Бунда беморга йод-123 радиоизотопи мавжуд бўлган эритма ичирилади. Бу радиоактив йод-123 организмга киритилмасдан олдин сцинтилляцион датчик орқали ўлчаб олинади ва 100% деб қабул қилинади. Организм сцинтилляцион датчик ёрдамида қалқонсимон без соҳасидан чиқаётган нурланишларни ўлчаш амалга оширилади. Ўлчашлар йод киритилгандан кейин 2 соат, 4 соат ва бир сутка ўтгандан кейин ҳам бажарилади. Шундай қилиб препаратнинг қалқонсимон безда тўпланиш нормаси эмпирик аниқланади. Агар тўпланиш тез бўлса, у ҳолда қалқонсимон безнинг гиперфункцияси, агар тўпланиш нормадагидан секин тўпланса, гипофункцияси мавжудлигини кўрсатади. Йод радиоизотопи терапевтик мақсадларда ҳам қўлланилади. Йод қалқонсимон без нормал ишлаши учун зарур бўлган элемент ҳисобланади.



2.2- расм. Қалқонсимон без кўриниши

трахея

Қалқонсимон без бўйин асосида жойлашган (2.2-расмга қаралсин). У организмда модда ва энергия алмашувини регуляциясида иштирок этувчи йодли гормонлар ишлаб чиқаради ва тўплайди. Организмга киритилган радиоактив йод оддий йод каби қалқонсимон без хужайрасига киради ва тўплана бошлайди. Бу эса ўз навбатида қалқонсимон безни тестлашга, диагностика ва даволашга имкон беради. Даволаш эффекти йод-131 радиоизотопининг радиоактивлик хусусиятига асосланган бўлиб, ундан чиқаётган бета-ва гамма-нурланишлар ичкаридан ҳамма безни нурлантиради. Терапевтик эффектнинг 90% бета-нурланишга асосланган. Бета-парчаланишда ҳосил бўладиган электронларнинг югуриш йўли 2-3 мм бўлиб, улар безни ичкарида нурлантиради. Радиоактивлик, без хужайрасини ҳам, унинг чегарасидан ташқарига тарқалаётган ўсма хужайрасини ҳам йўқ қилади. Даволаш деярли оғриқсиз кечади.

Нурланишларни қайд қилувчи мукамалроқ датчиклар, замонавий радиофармпрепаратлар ва радиоактив нишонлар қўлланилишига қарамасдан, айнан ишлаб турган тўқималарда радиоизотоп тўпланиши қайд қилиш ва баҳолаш тамойиллари ўзгармасдан қолмоқда. Радиобиологлар тасдиқлашича, кичик дозали нурланишлар инсон

организмига ижобий таъсир кўрсатар экан. Бундан радионуклид диагностикасида қўлланиладиган радиоизотоплар хавфли эмаслиги келиб чиқади.

Шуни ҳам такидлаб ўтишимиз керакки, ҳозирги кунда республикада, Ўзбекистон Фанлар Академияси Ядро физикаси институтида, йод-125, 131 ва кобальт-57 радиоизотоплари ишлаб чиқарилмоқда ва чет элларга экспорт қилинмоқда. Айниқса йод-131 радиоизотопи (радиофармацевтик препарати) ўзининг юқори сифатлилиги билан бошқа чет эл маҳсулотларидан ажралиб туради. Бундан ташқари, мазкур даргоҳда медицинада қўлланиладиган ўндан ортик радиоизотоплар ишлаб чиқилмоқда ва медицинада самарали қўлланилиши кутилаётган янги радиизотоплар устида илмий-тадқиқот ишлари олиб борилмоқда. Институтда радиоизотоплар Ядро реактори ва У-150 турдаги циклотронда ишлаб чиқилади. Мазкур институтда ишлаб чиқарилаётган радиоактив изотоплар бўйича батафсил маълумотни www.inp.uz сайти орқали олиш мумин.

Ҳозирги кунда радионуклидли диагностика замонавий технологиялардан бири бўлиб, у кўпчилик касалликларни олдиндан, ҳали бошқа усуллар билан аниқлаш мумкин бўлмаган вақтда ташхис қўйишга имкон беради.

4.3-§. Ядро реакторларида олинадиган радионуклидлар

Ядро реакторларида ҳосил бўладиган нейтронлар энергетик спектрини асосий улушини иссиқлик нейтронлари ташкил қилади. Бу нейтронлар таъсирида радиацион қамраш реакцияси, яъни (n, γ) содир бўлади ва бу реакция натижасида нейтронга бой ядролар ёки радионуклидлар ҳосил бўлади. Мазкур радионуклидлар β^- -парчаланашга учрайди ва ўзидан электронлар ва гамма-квантлар чиқа-

ради. **4.6-жадвал**да ядро реакторида олинадиган радионуклидлар келтирилган бўлиб, булар асосан ядровий тиббиётда ташхис қуйишда қўлланилади.

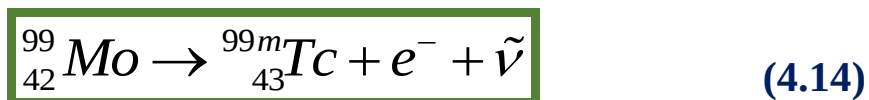
4.6-жадвал

Ядро тиббиёти учун ядро реакторида ишлаб чиқиладиган радионуклидлар.

Изотоп	T _{1/2}	Изотоп	T _{1/2}
³² P	14,3 сут	¹³¹ I	8,0 сут
³⁵ S	87,4 сут	¹³² I	2,3 соат
⁴⁵ Ca	162,6 сут	¹³³ Xe	5,2 сут
⁴⁷ Sc	3,4 сут	¹⁴⁵ Sm	340 сут
⁵¹ Cr	27,7 сут	¹⁵³ Sm	46,7 соат
⁵⁵ Fe	2,7 лет	¹⁵³ Gd	241,6 сут
⁵⁹ Fe	44,5 сут	¹⁶⁵ Dy	2,35 соат
⁶⁰ Co	5,3 лет	¹⁶⁶ Dy/ ¹⁶⁶ Ho	81,5соат/26,2 соат
⁷⁵ Se	119,8 сут	¹⁷⁰ Tm	128,6 сут
⁸⁶ Rb	18,8 сут	¹⁷⁵ Yb	4,2 сут
⁸⁵ Sr	64,8 сут	¹⁷⁷ Lu	6,71 сут
⁹⁹ Mo/ ^{99m} Tc	66 соат/6 соат	¹⁸⁶ Re	90,6 соат
¹⁰³ Pd	16,7 сут	¹⁸⁸ W/ ¹⁸⁸ Re	69 сут/16,9 соат
¹⁰⁹ Pd	13,7 сут	¹⁹¹ Os/ ¹⁹¹ Ir	15,4 сут/4,9 с
¹⁰³ Ru	39,4 сут	¹⁹² Ir	74 сут
¹¹⁵ Cd	53,5 соат	^{195m} Pt	4 сут
^{117m} Sn	13,6 сут	¹⁹⁸ Au	2,6 сут
¹²⁵ I	60,1 сут	¹⁹⁹ Au	3,2 сут

Радионуклидлар ичида ядро реакторида олинадиган ва инсондаги қатор касаликларни ташхис қўйиш учун ядро тиббиётида энг кўп

тарқалган ва кенг қўлланиладиган радионуклид бу ^{99m}Tc ҳисобланади. Ушбу изотоп ^{99}Mo иккиламчи изотопи бўлади.



Ушбу радионуклидни ишлаб чиқариш 90-чи йиллар ўрталарига келиб **10 кКи** га яқинлашди (**Канада, Бельгия, Россия** ва ҳ.к давлатлардаги ядро реакторлари). Ядро реакторида мазкур радионуклидни олиш учун қуйидаги иккита схема қўлланилади:

уран бўлиниш реакцияси - $^{235}\text{U}(n,f)^{99}\text{Mo}$,

радиацион қамраш реакцияси - $^{98}\text{Mo}(n,f)^{99}\text{Mo}$.

Мазкур реакция кесимлари мос ҳолда **582,6** ва **0,136** барн қийматларга тенг.

Биринчи методнинг камчилиги, бу керак бўлмаган радиоактив чиқиндиларнинг ҳосил бўлишидир, яъни **1 Ки** ^{99}Mo радионуклидини олишда **50 Ки** радиоактив чиқинди ҳосил бўлади. Бу радиоактив чиқиндини қайта ишлаш ва утилизация қилиш ва қайта ишлаш мақсадида ундан урани ажратиб олиш катта экологик муаммоларни туғдиради. (n,f) радиацион қамраш реакциясини қўллаганда деярли чиқинди ҳосил бўлмайди. Бу методда асосий муаммо юқори солиш-тирма активликдаги ^{99}Mo радионуклидини олиш билан боғлиқ. Масалан таркибида **24,13%** ^{98}Mo бўлган табиий молибденни **1** 10^{14} н/см²с иссиқлик нейтронлар оқими билан **100 соат** нурлантирганда ^{99}Mo радионуклиднинг чиқиши **0,35 Ки/г** ошмайдиган. Худди шундай шароитда бойитилган ^{98}Mo (*бойитилганлик даражаси* > **95 %**) изотопида ^{99}Mo нинг ҳисобланган активлиги, реактор нейтрон спектридаги резонанс ташкил қилувчиларининг ўсиши ҳисобига **(12-15) Ки/г** гача ошиши мумкин. Бунда реакциянинг кесими **0,7 барн** ва ундан ҳам

катта қийматларга эришиши мумкин. Нейтронлар оқими $5 \cdot 10^{15} \text{ н/см}^2$ бўлган реакторларда ^{99}Mo радионуклидини **200 Ки/г** тартибдаги қийматларгача ишлаб чиқариш имконияти мавжуд. (n,f) реакция ^{99}Mo радионуклидини юқори солиштирма активликда ишлаб чиқаришга имкон беришига қарамасдан, уни юқори самарада бунда хомашёдан юқори активликдаги **технеций-99m** радионуклидини олиш учун қўллаш мумкин:

Бу радионуклид генератори дейилади ва бунда ^{99m}Tc радионуклиди-нинг тўпланиши содир бўлади. Радионуклидларни ажратиб олиш учун турли радиокимёвий усуллардан фойдаланиш мумкин: **сорб-цион, хроматография ва экстракцион**. Биринчи иккита усул асосида *1-2 тиббиёт муассасалари* учун мўлжалланган кўчма кўтариб юриш учун ва унча катта қувватга эга бўлмаган генераторлар ишлаб чиқилган. Экстракцион усул асосида экстракцион генератор ишлаб чиқилган. Бу генератор қуввати катта бўлиб, у радионуклидлар билан бутун бир регионини қамраб олиши мумкин.

4.4-§. Циклотронда радионуклидлар ишлаб чиқариш

Ҳозирги вақтда радионуклидлар ишлаб чиқариш учун бир неча юзлаб тезлаткичлар қўлланилмоқда. Ядровий тиббиёт ҳозирги кунда ишлаб чиқиладиган ҳамма радионуклидларнинг **50%** истимол қилади. Радионуклидлар ишлаб чиқишга мўлжалланган циклотронларнинг катта қисми нейтрон дефицит бўлган радионуклидларни ишлаб чиқаради. Бу радионуклидлар асосан **позитрон-эмиссион томография** учун ишлаб чиқиладиган ва уларнинг энергияси **~10-18 МэВ** ни ташкил қилади. Тезлаткичларнинг энергиясини ошириш яна

қўшимча радионуклидлар ишлаб чиқишга имкон беради ва уларнинг сонини оширади.

Циклотронларда радионуклидлар ишлаб чиқариш учун қуйидаги турдаги ядро реакциялар қўлланилади: (p,n) , (p,α) , (p,pn) , $(p,2n)$, $(p,3n)$, $(p,5n)$, (d,p) , (d,n) , $(d,2n)$, $(d,3n)$, (d,α) , $(^3\text{He},n)$, $(^3\text{He},\alpha)$, $(^3\text{He},pn)$, $(^3\text{He},2n)$, $(^3\text{He},3n)$, (α,p) , (α,n) , $(\alpha,2n)$, (α,pn) , $(\alpha,3p)$. Циклотронларда радионуклидлар ишлаб чиқариш ядро реакторида ишлаб чиқилганга нисбатан анча устунликларга эгадир. **4.7-жадвал**да циклотронда ишлаб чиқилган ва ташхис қўйишда қўлланиладиган изотоплар рўйхати ва ядро-физикавий характеристикалари келтирилган.

4.7-жадвал

Ташхис қўйишда қўлланиладиган радионуклидлар. Радионуклидлар циклотронда ишлаб чиқилади.*

Радионуклид ҳосил бўладиган реакция	Нуклид	Ярим емирилиш даври	Емирилиш тури; чиқаётган нурланиш ва унинг энергияси, МэВ	Қўлланиши соҳаси
$^{10}\text{B} (d, n)$ $^{11}\text{B} (d, 2n)$ $^9\text{Be} (^3\text{He}, n)$ $^{14}\text{N} (p, \alpha)$ $^{12}\text{C} (^3\text{He}, \alpha)$ $^{12}\text{C} (p, pn)$	^{11}C	20,38 мин	$\beta^+(1,0)$	Тиббиётда (ташхис қўйишда); қишлоқ хўжалигида (метка)
$^{12}\text{C} (d, n)$	^{13}N	9,96 мин	$\beta^+(1,2)$	Тиббиётда (ташхис

				қўйишда)
$^{14}\text{N} (d, n)$	^{16}O	122 с	$\beta+(1,74)$	Тиббиётда (ташхис қўйишда)
$^{16}\text{O} (^3\text{He}, n)$ $^{16}\text{O} (\alpha, pn)$ $^{20}\text{Ne} (d, \alpha)$ $^{20}\text{Ne} (^3\text{He}, \alpha n)$	^{18}F	109,8 мин	$\beta+(0,63)$	Тиббиётда (ташхис қўйишда)
$^{27}\text{Al} (\alpha, 3p)$	^{28}Mg	21 соат	$\beta-$ (0,42); γ (0,03; 0,40; 0,95; 1,35)	Тиббиётда (ташхис қўйишда)
$^{50}\text{Cr} (^3\text{He}, n)$ $^{52}\text{Cr} (^3\text{He}, 3n)$ $^{50}\text{Cr} (\alpha, 2n)$	^{52}Fe	8,3 соат	$\beta+$ (0,80); ЭЗ; γ (0,16)	Тиббиётда (ташхис қўйишда)
$^{64}\text{Ni} (d, 2n)$ $^{64}\text{Ni} (d, n)$	^{64}Cu	12,7 соат	$\beta-$ (0,57); $\beta+$ (0,66); ЭЗ; γ (1,34)	Тиббиётда (ташхис қўйишда); қишлоқ хўжалигида (метка)
$^{69}\text{Ga} (\alpha, n)$	^{72}As	26 соат	$\beta+$ (2,5; 3,34); ЭЗ; γ (0,63; 0,83)	Тиббиётда (ташхис қўйишда); қишлоқ хўжалигида (метка)
$^{74}\text{Ge} (d, 2n)$ $^{73}\text{Ge} (d, n)$ $^{71}\text{Ga} (\alpha, n)$	^{74}As	17,78 кун	$\beta-$ (0,72; 1,36); $\beta+$ (0,91); ЭЗ; γ (0,60)	Тиббиётда (ташхис қўйишда); қишлоқ хўжалигида (метка)

$^{75}\text{As}(\alpha, 2n)$	^{77}Br	57 соат	γ (0,24; 0,52)	Тиббиётда (ташхис қўйишда)
$^{79}\text{Br}(\alpha, 2n)$	^{81}Rb	4,6 соат	β^+ (1,05); ЭК; γ (0,45; 1,1)	Генератор ^{81}Kr (тиббиёт ташхисида)
$^{86}\text{Kr}(^3\text{He}, 2n)$	$^{87\text{m}}\text{Sr}$	2,8 соат	ЭК; γ (0,39)	Тиббиёт (диагностик а)
$^{85}\text{Rb}(\alpha, 2n)$	^{87}Y	80 соат	β^+ (0,47); ЭЗ; γ (0,48)	Генератор $^{87\text{m}}\text{Sr}$ (тиббиёт ташхисида)
$^{110}\text{Cd}(d, n)$ $^{111}\text{Cd}(p, n)$ $^{112}\text{Cd}(p, 2n)$ $^{109}\text{Ag}(^3\text{He}, n)$	^{111}In	67 соат	γ (0,17; 0,25)	Тиббиётда (ташхис қўйишда)
$^{114}\text{Cd}(\alpha, n)$	$^{117\text{m}}\text{Sn}$	14 сут	γ (0,16)	Тиббиётда (ташхис қўйишда)
$^{115}\text{In}(\alpha, 2n)$	^{117}Sb	2,8 соат	β^+ (0,57); ЭЗ; γ (0,16)	Тиббиётда (ташхис қўйишда)
$^{121}\text{Sb}(\alpha, 2n)$ $^{123}\text{Sb}(^3\text{He}, 3n)$ $^{122}\text{Te}(^3\text{He}, 2n)$ ^{123}Xe $^{123}\text{Xe} \rightarrow ^{123}\text{I}$ $^{123}\text{Te}(p, n)$	^{123}I	13 соат	ЭК; γ (0,16)	Тиббиётда (ташхис қўйишда)
$^{127}\text{I}(\alpha, 2n)$	^{129}Cs	32 соат	ЭК; γ (0,38)	Тиббиётда (ташхис

				қўйишда)
$^{131}\text{Xe} (p, n)$ $^{131}\text{Xe} (d, 2n)$	^{131}Cs	9,7 сут	ЭҚ	Тиббиётда (ташхис қўйишда)
$^{131}\text{Xe} (d, n)$ $^{132}\text{Xe} (p, n)$ $^{132}\text{Xe} (d, 2n)$	^{132}Cs	6,6 Сут	β^+ (0,41); ЭҚ; γ (0,67)	Тиббиётда (ташхис қўйишда)
$^{155}\text{Gd} (\alpha, 2n)$ $^{159}\text{Tb} (p, 3n)$	^{157}Dy	8,1 сут	ЭҚ; γ (0,33)	Тиббиётда (ташхис қўйишда)
$^{200}\text{Hg} (d, n)$ $^{201}\text{Hg} (d, 2n)$ $^{203}\text{Tl}(p, 3n)$ ^{201}Pb $^{201}\text{Pb} \rightarrow ^{201}\text{Tl}$	^{201}Tl	73 соат	ЭҚ; γ (0,14; 0,17)	Тиббиётда (ташхис қўйишда)
$^{203}\text{Tl} (d, 2n)$ $^{203}\text{Tl} (p, n)$	^{203}Pb	52 соат	ЭҚ; γ (0,28; 0,40)	Тиббиётда (ташхис қўйишда)
* ЭҚ-электрон қамраш.				

4.5-§. Электрон тезлатгичларда радионуклидлар чиқишларини аниқлаш

Мазкур ишдан мақсад айрим радионуклидларнинг электрон тезлатгичларда олиш имкониятларини ўрганиш ва тиббиётда ташхис қўйиш ва даволаш мақсадида қўлланилаётган радионуклидлар бўйича маълумотларни систематика қилишдан иборат.

Ҳозирги кунда электрон тезлатгичларда олинаётган ва тиббиётда ташхис қўйиш ва даволаш мақсадида қўлланилаётган радионуклидларнинг систематикаси **4.8-жадвал**да келтирилган.

4.8-жадвал

Электрон тезлатгичлар ёрдамида олинадиган радионуклидлар

Изотоп	$T_{1/2}$	Реакция	Қўлланилиш соҳалари
^{11}C	20.38 м	$^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$ $^{16}\text{O}(\gamma, n\alpha)^{11}\text{C}$ $^{14}\text{N}(\gamma, t)^{11}\text{C}$ $^{14}\text{N}(\gamma, nd)^{11}\text{C},$ $^{14}\text{N}(\gamma, p2n)^{11}\text{C}$	Позитрон-эмиссион томографияда (ПЭТ) қўлланилади
^{13}N	9.98 м	$^{14}\text{N}(\gamma, n)^{13}\text{N}$ $^{16}\text{O}(\gamma, t)^{13}\text{N}$ $^{16}\text{O}(\gamma, nd)^{13}\text{N},$ $^{16}\text{O}(\gamma, p2n)^{13}\text{N}$	Позитрон-эмиссион томографияда қўлланилади
^{15}O	122 с	$^{16}\text{O}(\gamma, n)^{15}\text{O}$	Позитрон-эмиссион томографияда қўлланилади
^{18}F	109.8 м	$^{23}\text{Na}(\gamma, n\alpha)^{18}\text{F},$ $^{19}\text{F}(\gamma, n)^{18}\text{F}$ $^{20}\text{Ne}(\gamma, d)^{18}\text{F},$ $^{20}\text{Ne}(\gamma, pn)^{18}\text{F}$	Позитрон-эмиссион томографияда қўлланилади
^{47}Sc	3.42 сут	$^{48}\text{Ti}(\gamma, p)^{47}\text{Sc}$	Радиоиммунотерапияда (РИТ) қўлланилади
^{57}Co	271.7 сут	$^{58}\text{Ni}(\gamma, p)^{57}\text{Co}$	Аъзо ўлчамларини баҳолашда маркер сифатида қўлланилади.

^{67}Cu	61.9 соат	$^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$	Бета-нурлатгич бўлиб, радиоиммунотерапияда (РИТ) қўлланилади.
^{99}Mo	66.02 соат	$^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo} \rightarrow ^{99\text{m}}\text{Tc}$	$^{99\text{m}}\text{Tc}$ генератордаги бирламчи изотоп
^{111}In	2.83 сут	$^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111}\text{In}$ $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn} \rightarrow ^{111}\text{In}$	Ташхис қўйиш тадқиқотлари учун қўлланилади
^{123}I	13.0 соат	$^{124}\text{Xe}(\gamma, n)^{123}\text{Xe} \rightarrow ^{123}\text{I}$	Мия, юрак, қалқонсимон без, буйракларни тадқиқ қилганда ташхис қўйиш учун қўлланилади.
^{125}I	60.2 сут	$^{126}\text{Xe}(\gamma, n)^{125}\text{Xe} \rightarrow ^{125}\text{I}$	Простата ва мия саратон касаллиги брахитерапиясида, буйрак филътрациясининг тезлигини баҳолашда ва оёқдаги чуқур веналар тромбозини ташхислашда қўлланилади.

Бу жадвалдан кўринадикки, электрон тезлатгичларда олинган радионуклидлар қўлланилиш чегараси жуда ҳам кенг бўлиб, у ҳали етарлича ўрганилмаган.

Электрон тезлатгичларнинг энг муҳим афзалликларидан бири катта массага эга бўлган нишонларни ҳеч қандай бошланғич тайёргарликсиз ҳам нурлантириш имкониятидир. Бунда нурланти-

ришга мўлжалланган нишонни вакуум камераси ичига киритмасдан ва вакуумни бузмасдан ташқарида ҳам нурлантириш мумкин. Бундан ташқари, электрон тезлатгичларда нишонни тайёрлаш жараёни циклотронга нисбатан анча асон ва тез бўлади. Яна бир муҳим аҳамиятга эга бўлган маълумот бу циклотрон нархидир. Циклотроннинг нархи электрон тезлатгичларнинг нархидан анча юқори бўлади. Демак, электрон тезлатгичларда ишлаб чиқиладиган радионуклидларининг нархи ҳам анча арзон бўлади. Хулоса қилиб айтиш мумкинки, келажакда радионуклидлар ишлаб чиқаришда электрон тезлатгичларнинг қўлланиш имконияти жуда катта бўлади.

Радионуклидларни ишлаб чиқариш учун электрон тезлатгичларни қўллашнинг принципиал техник ва иқтисодий афзалликларини қайд қилиб ўтамиз. Булар қуйидагилар: маҳсулот таркибида қўшимча аралашмаларининг миқдори кам бўлади; нишонни қайта ишлашдаги биологик химояга сарф харажат минимал бўлади; электрон тезлатгичлари циклотронларга нисбатан бир неча марта арзон, улар ихчам, эксплуатацион сарф харажатлари кам. Аммо бугунги кунда радионуклидлар ишлаб чиқаришда электрон тезлатгичлар бошқа ядро қурилмаларининг ўрнини тўлиқ эгалламасдан балки уларни тўлдириб турибди.

4.6-§. Позитрон эмиссион томография

Тиббиёт фани техникасининг ривожланиши ҳамма вақт физика фанининг ривожланиши билан чамбарчас боғлиқ бўлиб келган. Физика фанидаги кашфиётлар маълум вақт ўтгандан кейин тиббиётга маълум бир ташхис қўйиш ёки даволаш усуллари сифатида кириб келган. Бунга мисол қилиб оддий инсон қон босимини ўлчаш, ультратовуш ташхис усули, радиоизотоплар усуллари ва ҳ.к. келтириш мумкин.

Ҳозирги кунда тиббиётнинг турли соҳаларида кенг қўлланилаётган метод бу позитрон эмиссион томография ҳисобланиб, бу метод қисқа яшовчи радиоизотопларни қўллашга асосланган. **Позитрон эмиссион томография** (ПЭТ), уни икки фотонли эмиссион томография ҳам дейилади. Бу методда инсон ва ҳайвонларнинг ички аъзоларини ра-дионуклидли томография ёрдамида ўрганилади.

1933 –йилда немис биохимики **Ворбург (Ўтто Гёнрих Варбург)** хавфли шиш (ўсма) юқори даражада глюкоза истеъмол қилишини (эҳтиёжи) аниқлади. 1977–йилда олимлар каламуш миясида хавфли шишнинг глюкозага бўлган эҳтиёжини ўрганишда углерод радиоактив изотопи ёрдамида дезоксиглюкозасининг маҳаллий тарқалиш даражасини ўлчашни ўрганишди. Ушбу тажриба 1979–йилда инсонларда ўтказилган. Бунда радиоактив фтор ^{18}F изотопининг фторо-дезоксиглюкозасидан фойдаланилган. Фтородезоксиглюкоза бу - глюкозанинг аналогиси ҳисобланади. У глюкозадан фарқ қилиб, унинг метаболизими тез тугалланади ва унинг маҳсулотлари бирикмаларга тўпланади. Радиоактив **фтор-18** изотопи (ярим парчаланиш даври 109.8 мин) парчаланади ва ўзидан позитронлар чиқаради. Бу бажарилган илмий тадқиқот ишлари позитрон эмиссион томография методининг яратилишига асос бўлди.

Позитрон-эмиссион томография - бу онкологик, кардиологик ва неврологик касалликларга эрта ташхис қўйишнинг аниқ ва замонавий усули бўлиб қолмоқда.

Позитрон-эмиссион томография қуйидаги соҳаларда қўлланилади:

- 1. онкологияда: рақни ташхислашда, метастазага ташхис қўйишда, рақнинг самарали давошни назорат қилишда;**
- 2. кардиологияда: юракнинг ишемик касаллигида, аортокоронар шунтлашдан олдин;**

3. неврологияда: паришонхотир склероз ва бошқа касалликларда;

4. психиатрия ва геронтологияда - Альцгеймер касаллигида.



4.3-расм. Позитрон-эмиссион томография умумий кўриниши

Позитрон-эмиссион томография усули хужайра даражасида модда алмашинуви ҳақида ахборот олишга имкон беради.

4.9-жадвал

Позитрон-эмиссион томографияда қўлланилаётган радионуклидларни электрон тезлатгичлар ёрдамида олиш

Радионуклид	Ярим парчаланиш даври, $T_{1/2}$	Радионуклидни ҳосил қиладиган реакциялар
^{11}C	20.38 м	$^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$ $^{16}\text{O}(\gamma, n\alpha)^{11}\text{C}$

		$^{14}\text{N}(\gamma, t)^{11}\text{C}$ $^{14}\text{N}(\gamma, nd)^{11}\text{C}, ^{14}\text{N}(\gamma, p2n)^{11}\text{C}$
^{13}N	9.98 м	$^{14}\text{N}(\gamma, n)^{13}\text{N}$ $^{16}\text{O}(\gamma, t)^{13}\text{N}$ $^{16}\text{O}(\gamma, nd)^{13}\text{N}, ^{16}\text{O}(\gamma, p2n)^{13}\text{N}$
^{15}O	122 с	$^{16}\text{O}(\gamma, n)^{15}\text{O}$
^{18}F	109.8 м	$^{23}\text{Na}(\gamma, n\alpha)^{18}\text{F}, ^{19}\text{F}(\gamma, n)^{18}\text{F}$ $^{20}\text{Ne}(\gamma, d)^{18}\text{F}, ^{20}\text{Ne}(\gamma, pn)^{18}\text{F}$

Ҳозирги кунда позитрон эмиссион томографияда қўлланилаётган радионуклидлар асосан циклотрон ва электрон тезлатгичлар ёрдамида олинади. Мазкур ишдан биз электрон тезлатгичларда ва циклотронда олинаётган радионуклидлар бўйича маълумотлар тўпладик ва **4.7** ва **4.8-жадваллар** кўринишида келтирдик. **4.7-жадвал**да электрон тезлатгичда олинаётган радионуклидар ва уларни ҳосил қиладиган фотоядро реакциялар ва уларни олишда ҳам келтирилган. Шунингдек, бу жадвалда ҳозирги кунда радионуклидларни олишда қўлланилаётган асосий фотоядро реакциялари қора тўқ рангда ажратиб кўрсатилган. Бу жадвалга қўшимча олиши мумкин бўлган фотоядро реакцияларни ҳам киритдик, улар интенсивлиги катта бўлган электрон тезлатгичларда амалга ошиши мумкин.

4.10-жадвалда циклотронда олинаётган радионуклидлар ва уларни ҳосил қилувчи ядро реакциялари келтирилган.

4.10-жадвал

Циклотрон ёрдамида олинadиган радионуклидлар

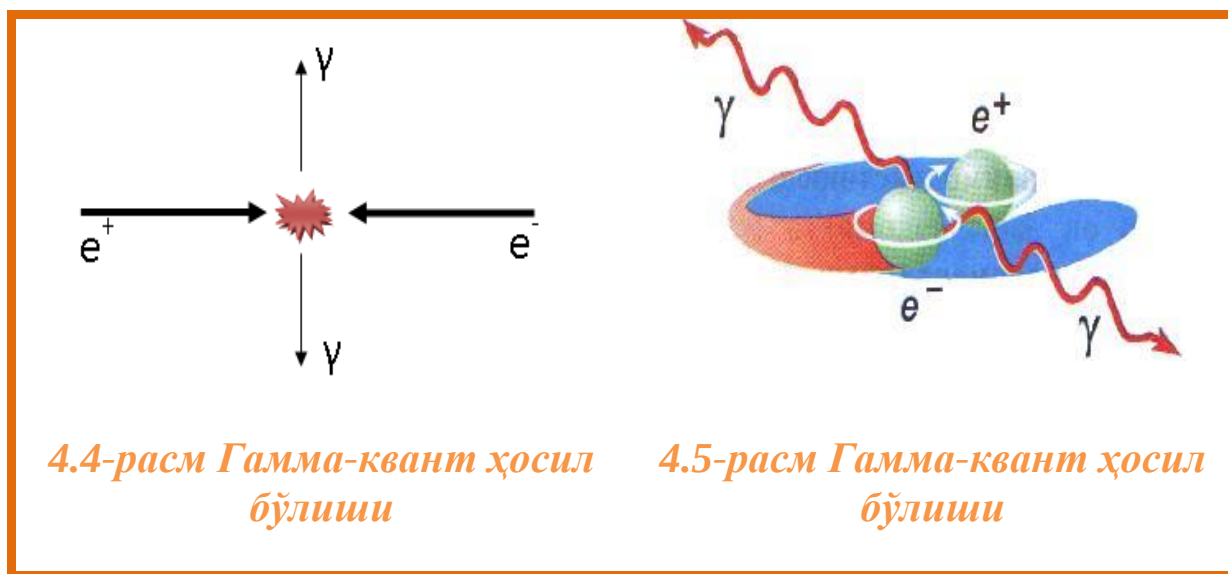
Радионуклид	Ярим парчаланиш даври, $T_{1/2}$	Радионуклидни ҳосил қиладиган реакциялар
^{11}C	20.38 м	$^{10}\text{B} (d, n)$ $^{11}\text{B} (d, 2n)$ $^9\text{Be} (^3\text{He}, n)$ $^{14}\text{N} (p, \alpha)$ $^{12}\text{C} (^3\text{He}, \alpha)$ $^{12}\text{C} (p, pn)$
^{13}N	9.98 м	$^{12}\text{C} (d, n)$
^{15}O	122 с	$^{14}\text{N} (d, n)$
^{18}F	109.8 м	$^{16}\text{O} (^3\text{He}, n)$ $^{16}\text{O} (\alpha, pn)$ $^{20}\text{Ne} (d, \alpha)$ $^{20}\text{Ne} (^3\text{He}, \alpha n)$

4.7-§. Позитрон эмиссион томографиянинг ишлаш тамойили

Мазкур метод позитронларнинг электронлар билан аннигиляция бўлиши натижасида ҳосил бўладиган гамма-квантлар жуфтлигини қайд қилишга асосланган. **Позитрон** (инглизча сўздан олинган бўлиб, *positive*– мусбат ва *electron* – электрон, яъни мусбат зарядланган электрон) бу электроннинг антизарраси ҳисобланади. Позитроннинг массаси ва электр зарядининг абсолют қиймати мос равишда электрон массаси ва зарядига тенг. Позитрон стабил зарра ҳисобланади, лекин у модда электронлари билан таъсирлашиб аннигиляция натижасида қисқа вақт яшайди. Масалан кўрғошинда позитрон $5 \cdot 10^{-11}$ с давомида аннигиляцияга учрайди. "Аннигиляция" термини (**annihilation**) йўқ бўлиш, йўқликка айланиш маъносини беради. Позитрон би-

лан электрон тўқнашганда аннигиляция ҳодисаси содир бўлади. Аннигиляция натижасида асосан иккита гамма-квант ҳосил бўлади ва улар ўзаро 180° бурчак остида сочилади (4.4-расм ва 4.5-расм):

$$e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma \quad \text{ёки} \quad \beta^- + \beta^+ \rightarrow \gamma + \gamma \quad (4.15)$$



Позитронлар қаердан пайдо бўлади, деган саволга жавоб берамиз. Позитронлар радиоактив парчаланиш туфайли пайдо бўлади. Атом ядросининг ўз – ўзидан бир ёки бир нечта зарралар чиқариб парчаланиш (**емирилиш**) ҳодисаси радиоактивлик деб аталади. Радиоактивлик ҳодисаси юз берадиган ядроларга радиоактив ядролар дейилади. Радиоактив бўлмаган ядролар эса турғун (**стабил**) ядролар дейилади.

ПЭТ қўлланиладиган радионуклидлар турлари ва улардан чиқаётган позитронларнинг биологик тўқималарда максимал югуриш йўли жадвалда келтирилган. Бу ерда $L_{\max}$ – позитроннинг биологик тўқималарда максимал югуриш йўли. Югуриш йўли қанча катта бўлса, методнинг фазовий ажратиш қобилияти шунчалик ёмонлашади.

Аммо, бу ҳолда ташхис қўйиш чуқурлиги ошади. Шу сабабли ташхис қўйишда чуқурлигини эътиборга олган ҳолда турли радионуклидлар қўлланилади. 4.6-расмда ПЭТда қўлланилаётган радионуклидлар ва улардан β^+ -парчаланиш натижасида чиқаётган позитроннинг биологик тўқималарда максимал югуриш йўли келтирилган.

4.11 жадвал

Позитрон-эмиссион томографияда қўлланилаётган радионуклидлар ва улардан чиқаётган позитронларнинг биологик тўқималарда максимал югуриш йўли.

Изотоп	$L_{\max}$, mm
^{18}F	2,6
^{11}C	3,8
^{68}Ga	9,0
^{82}Rb	16,5

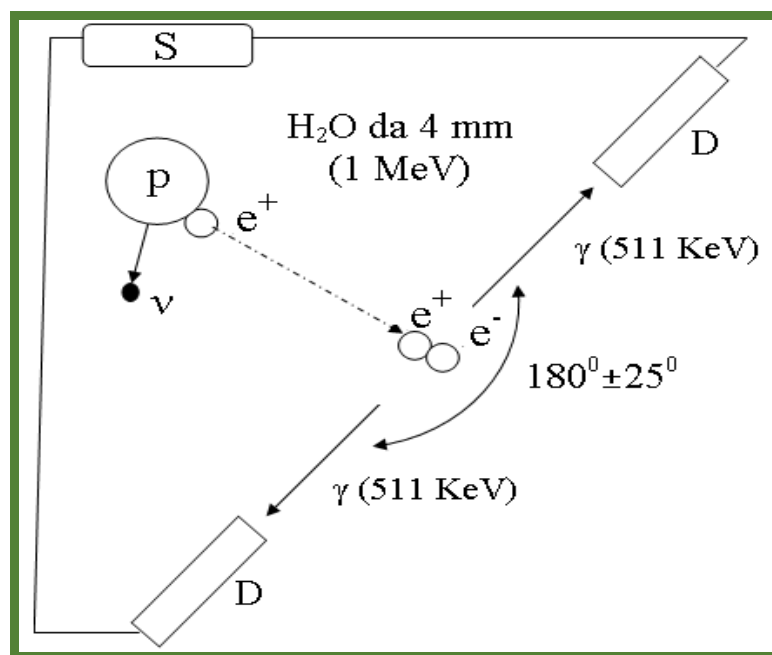
ПЭТ қўлланилаётган радиоизотоплар ҳаммаси позитрон эмиссия қилиш йўли билан парчаланади. Парчаланаётган ядро томонидан чиқарилган по-зитрон (β^+) яқинида жойлашган атомнинг электронлари билан тўқ-нашгунча у қисқа масофани (йўлни) босиб ўтади.

Позитрон биричи учраган атом электрон билан бирикади ва позитронни ҳосил қилади. Позитрон, электрон ва позитронлари спинларининг ўзаро жойлашувига қараб, ортопозитрония (спинлари параллел) ва парапозитрония (спинлари антипараллел) га фарқланади. Позитрония ностабил система бўлиб, у электрон ва позитрон аннигиляциси жараёнида қатнашади. Заряд жуфтлигини сақланиш қонунидан парапозитрония иккита гамма-квантга ($1,25 \cdot 10^{-10}$ с ичида) ва ортопозитрония учта гамма-квантга ($1,4 \cdot 10^{-7}$ с ичида)

парчаланати. ПЭТ учун бу вақт жуда ҳам кичик бўлгани учун улар деярли “бир зумда” парчаланати. Электрон ва позитроннинг нисбий тезликлари катта бўлмаса, улар базида позитроний атомини ташкил қилади. Учта гамма-квантга парчаланиш эҳтимоллиги жуда ҳам кам бўлади.

Позитрония атомлари парчаланганда электрон ва позитрон аннигиляцияланади ва уларнинг ўрнига энергияси 511 кэВ бўлган иккита гамма-квантлар ҳосил бўлади. Бу гамма-квантлар қарама қарши йўналишда, яъни 180 градус остида йўналган бўлади. Ушбу фотонлар жисмдан (инсон танасидан) ташқарисига осонгина чиқиб кетади ва уларни ташқи детекторлар (қайд қилувчи қурилмалар) қайд қилиши мумкин. Мазкур детекторлар аннигиляция натижасида ҳосил бўлган гамма-квантларни қайд қилади. Сабаби улар мос тушиш схемасига уланган бўлади, яъни бир вақтда ва ўзаро 180 градус остида чиқаётган гамма-квантлар детекторлар ёрдамида қайд қилинади.

Мос тушиш чизиқлари қайд қилиш схемасида позитрон томографияда томографик тасвирларни шакиллантиришда қўлланади. Объект ичида радиоактив парчаланиш интенсивлигининг картасини олиш учун бу маълумотлар реконструкция қилинади (молекуляр зонднинг фазовий тақсимотини реконструкцияси). Радиацион майдон интенсивлигидаги аномалияни аниқлаш мақсадида олинган тасвирлар махсус методлар ёрдамида таҳлил қилинади. Позитрон молекуляр зонднинг концентрацияси ошган(камайган) соҳаси инсон аъзосининг нормал фаолият кўрсатмаётганлигини билдиради.

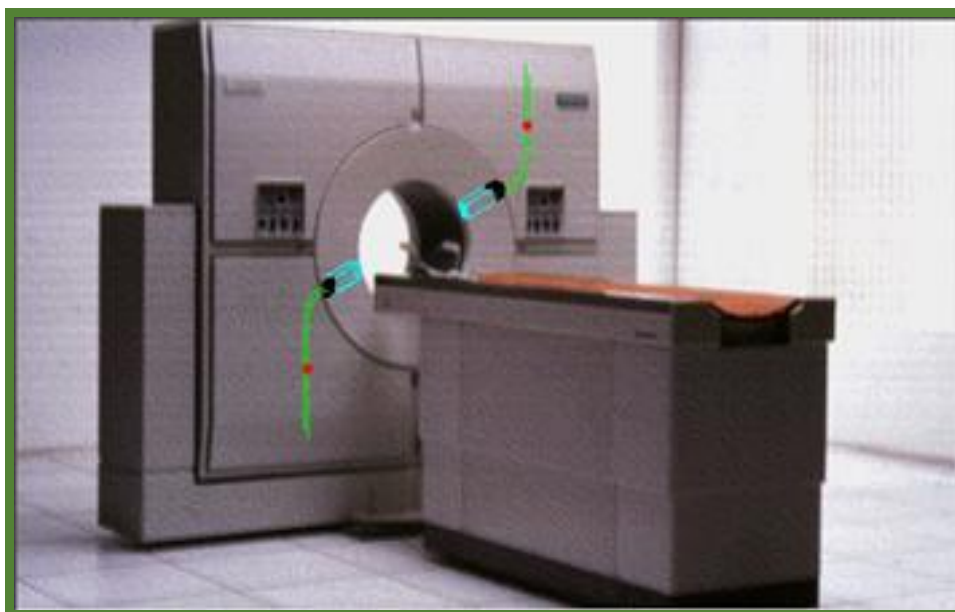


4.7-расм. Позитрон-эмиссион томография ишлаш тамойили. D – детектор, S – санагич.

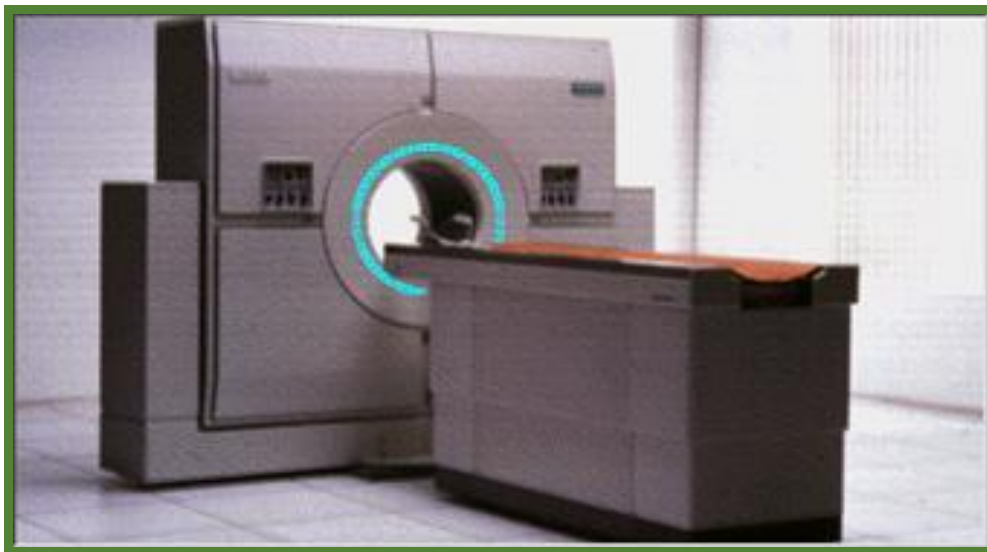
ПЭТ-тадқиқот жараёнида позитрон-эмитация(чиқарувчи) қилувчи радиоизотоп бемор венасига (внутривенно) ёки ингаляция йўллари билан киритилади. Бундан кейин, радиоизотоп қон оқимида циркуляция бўлиб, маълум бир аъзога, масалан бош миёга ёки юрак мускулларига етиб боради. Аннигиляция жараёни бошланиши билан томограф изотоп локализациясини (бир жойга тўпланишини) қайд қилади ва унинг концентрациясини ҳисоблайди. *Позитрон-эмиссион томография* ишлаш тамойили **4.7-расм**да келтирилган.



4.9-расм. ПЭТ диагностик (ташхисловчи) курилмасидаги электрон-позитрон жуптикларининг аннигиляцияси.



4.10-расм. Фазонинг бирор нуктасида бир вақтда юзага келган ва қарама-қарши томонга йўналган икки гамма-квантни қайд қилиш схемаси.



**4.11-расм. Таҳлил қилинаётган объект атрофида
ҳалқасимон жойлашган детекторлар.**

Мавзу якунида *позитрон-эмиссион томография*ни қўллаш жараёни билан танишиб чиқамиз. **РФП** – бу радиоизотоп билан биохимик бирикма қўшилмасидир. Кўпчилик ҳолда радиоизотоп сифатида **фтор-18** қўлланилади. Бундан ташқари **углерод-11**, **азот-13** ва **кислород-15** ва бошқа радиоизотоплар ҳам қўлланилади. Биокимёвий модда сифатида юқорида таъкидлаб ўтгандек, глюкоза қўлланилади. Инсон хўжайраси **РФП** ни ютади ва улар хужайраларда тўплана бошлайди. Хўжайрадаги **РФП** нинг радиоактив парчаланиши (бета парчаланиш) натижасида позитрон ҳосил бўлади. Ушбу позитрон тўқимада ҳаракатлана бошлайди. Позитрон унча катта бўлмаган масофани, яъни **~ 1 мм** масофани босиб ўтади. Ушбу вақт ичида позитрон кинетик энергияси электрон билан ўзаро таъсирлашиши даражасигача камаяди ва бунинг натижасида қарама-қарши тамонга ҳаракатландиган иккита фотон (гамма-квант) ҳосил бўлади (**4.7-расмга қаранг**). Бу иккита фотон бир вақтда иккита **D** детекторлар орқали қайд қилинади ва мос тушган ушбу сигнал **S** санагичга тушади, ҳамда тасвир ясовчи компьютерга узатилади.

Ҳозирги кунда ПЭТ да фтор-18 радионуклиди кенг қўлланилмоқда. Фтор-18 ПЭТ да қўллаш учун оптимал характеристикага эгадир: нисбатан катта бўлмаган ярим парчаланиш даврига ва энг кичик нурланиш энергиясига эга. Иккинчи тамондан фтор-18 нисбатан кичик бўлган ярим парчаланиш даврига эгаллиги бўлиб, бу эса миқдори паст доза билан нурланишига ва юқори контрастли ПЭТ-тасвир олишга имкон беради. Ушбу изотопнинг ярим парчаланиш даври бошқа қисқа яшовчи изотопларга нисбатан катталиги учун фтор-18 олинган ва бу асосида тайёрланган РФП ни ПЭТ-сканерларга эга бўлган бошқа клиника ва институтларда транспортировка қилишга имкон беради. Шунингдек, ПЭТ-тадқиқотлар ва РФП синтез вақт чегарасини кенгайтиришга имкон беради. Ҳозирги кунда дунёдаги етакчи корхоналардан бири бўлган Siemens AG компанияси ўзининг ПЭТ/КТ қурилмаларида Lu_2SiO_5 ва LSO турдаги сцинтилляцион детекторларни қўлламоқда.

Позитрон-эмиссион томографиянинг қўллаш жараёни қуйидагича: позитрон-эмиссион томографияни қўллашдан олдин беморнинг венасига таркибида қисқа яшовчи радиоизотоп бўлган радиофармпрепарат киритилади ёки беморга ушбу радиофармпрепарат нафас олиши орқали газ кўринишда киритилади. Кейин бемор 30-60 мин давомида ҳаракат қилмасдан ётиши керак бўлади. Бу вақт давомида препарат инсон аъзоларига тарқалади. Бунда бемор ўзини нохуш ҳис қилмайди. Кейин бемор кушетка (замбил) билан бирга ҳалқа ичига киритилади ва инсондан чиқаётган нурланишларни детекторлар қайд қила бошлайди. Кейин эса бу сигналлар детекторлардан компьютерга узатилади. Бу маълумотлар компьютерда қайта ишланади ва тасвир ҳосил қилинади.

Биз бу ерда тиббиётнинг замонавий ташхис қўйиш усуллари билан биттаси билан танишиб чиқдик. Ҳозирги кунда бундай усуллар сони

кундан кунга ошиб бормокда. Умуман айтганда ҳар куни тиббиёт фани физика фанининг ютуқлари эвазига модернизацияланиб бормокда. Бу эса ўз навбатида жуда кўп касалликларни олдиндан аниқлашга ва даволашга имкон беради.

МАСАЛАЛАР ЕЧИШ УЧУН НАМУНАЛАР

1-масала. Нормал шароитда ҳавони гамма-нурлар билан нурлантирилмоқда. Нурланиш экспозицион дозаси $D=258$ мкКл/кг бўлганда массаси $m=5$ кг бўлган ҳаво ютадиган энергия ҳисоблансин.

Ечилиши: Ҳаво томонидан ютиладиган энергия қуйидагига тенг:

$$E = \varepsilon m N \quad (1)$$

бу ерда ε – ҳавони ионлаш энергияси, N - масса бирлигидаги ионлар жуфтлиги.

Масала ечишда, гамма-нурларнинг ҳамма энергияси ионлашга сарф бўлади деб фараз қиламиз. Нормал шароитда куруқ ҳавода битта ионлар жуфтини ҳосил қилиш учун зарур бўлган энергия $\varepsilon=33,85$ эВ= $5,416 \cdot 10^{18}$ Ж га тенг. Масса бирлигидаги ионлар жуфтининг миқдори қуйидагига тенг:

$$N = \frac{D}{e} \quad (2)$$

бу ерда $e=1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл элементар заряд. (2) формулани (1) формулага қуямиз ва қуйидаги ифодани оламиз:

$$E = \varepsilon m N = \varepsilon m \frac{D}{e} \quad (3)$$

Бу формулага масала шартидаги катталиклар қийматларини қўйиб ҳисоблаймиз: $D=258$ мкКл/кг= $258 \cdot 10^{-6}$ Кл/кг;

$$E = \varepsilon m \frac{D}{e} = 4,37 \cdot 10^{-5} \text{ Ж} = 43,7 \text{ мкЖ}$$

Жавоб: 43,7 мкЖ.

2-масала. Космик нурлар таъсирида денгиз сатҳида 1 см^3 ҳавода **1 мин** вақт давомида **120 та** ионлар жуфти ҳосил бўлса, бир суткада инсон оладиган экспозицион доза аниқлансин.

Ечилиши: Инсон t вақт давомида оладиган экспозицион доза қуйидаги ифода орқали топилади:

$$D_{\text{э}} = P_{\text{э}} t \quad (1)$$

бу ерда $D_{\text{э}}$ —экспозицион доза, $P_{\text{э}}$ —экспозицион доза қуввати. Бу ерда экспозицион доза қуввати:

$$P_{\text{э}} = \frac{\Delta Q}{\Delta m \cdot \Delta t} \quad (2)$$

Бу ерда ΔQ - массаси Δm бўлган ҳавода Δt ва t давомида ҳосил бўлган зарядлар йиғиндиси. У ҳолда (2) ни (1) га қўямиз ва қуйидаги ифодани оламиз:

$$D_{\text{э}} = \frac{\Delta Q}{\Delta m \cdot \Delta t} t \quad (3)$$

Бу ерда ҳаво массаси қуйидагига тенг бўлади:

$$\Delta m = \rho \Delta V \quad (4)$$

ΔV ҳажмида ҳосил бўладиган зарядлар йиғиндиси бир хил ишорали барча ионларнинг зарядини e элементар зарядли ионлар сонига кўпайтмасига тенг:

$$\Delta Q = |e| N \quad (5)$$

(4) ва (5) ифодаларни ҳисобга олсак (3) формула қуйидаги кўринишга келади:

$$D_{\text{н}} = \frac{|e| \cdot N \cdot t}{\rho \Delta V \cdot \Delta t} \quad (6)$$

Формуладаги катталикларни СИ бирликларидаги

$$\begin{aligned} |e| &= 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}, \quad N = 120, \\ t &= 24 \cdot 3600 \text{ с} \quad \rho = 1,29 \cdot \text{кг} / \text{м}^3, \\ \Delta V &= 1 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3, \quad \Delta t = 60 \text{ с} \end{aligned}$$

қийматларидан экспозицион дозани ҳисоблаймиз:

$$D_{\text{э}} = 21,4 \text{ нКл} / \text{кг}$$

3-масала. Активлиги **50 мКи** бўлган $^{60}\text{Со}$ манбаидан нурланган нурланишлар дозасини рентгентларда ҳисобланг. Манбагача бўлган масофа **40 см**, экспозиция вақти эса **6 соат**га тенг. Агар манбанинг дозаси рухсат этилган дозадан юқори (ҳафтада **1 мбэр**дан катта) бўлса, қўрғошин ҳимоя экранининг қалинлигини аниқланг. **Кобальт-**

60 гамма доимийси $I_{\gamma} = 13,2 \frac{\text{рентген} \cdot \text{см}^2}{\text{МКи} \cdot \text{соат}}$ га тенг. **Кобальт-60** манбанинг қўрғошиндаги ютилиш коэффиценти эса **1 см⁻¹**.

Ечилиши: Нурланиш дозаси

$$D = I_{\gamma} \frac{A \cdot t}{R^2} = 16,5 \text{ рентген}$$

Бу ерда **A**- активлик, **t**-вақт, **R**- масофа. Қўрғошин ҳимоя экранининг қалинлиги **7,5 см** дан кам эмас.

4-масала. Энергияси $E_\gamma=1 \text{ МэВ}$ га тенг бўлган γ -квантлар параллел дастасининг қўрғошинда ($Z=82$) ва алюминийда ($Z=13$) а) ярим сусайиши қатламининг қалинлиги, б) дастани икки марта сусайтирувчи қўрғошин ва алюминий массалари ($\text{кг/м}^2\text{да}$) ҳисоблансин.

Ечилиши: Чизиқли тўлиқ сусайиши коэффициентлари:

$$\mu_{Pb} = 80 \text{ м}^{-1}, \quad \mu_{Al} = 15 \text{ м}^{-1} :$$

зичликлари эса:

$$\rho_{Pb} = 11340 \text{ кг} / \text{м}^3, \quad \rho_{Al} = 2700 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3} :$$

а) Ярм сусайиш қалинлиги қўрғошин учун:

$$d_{1/2} = 0,693 / \mu_{Pb} = 0,693 / 80 \approx 8,65 \cdot 10^{-3} \text{ м} .$$

алюминий учун эса $d_{1/2} = 4,6 \cdot 10^{-2} \text{ м}$. Массавий сусайиш коэффициентлари, қўрғошин учун, $\mu_m = \mu / \rho = 80 / 11340 \approx 7 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2/\text{кг}$, алюминий учун эса $\mu_m = 5,55 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2 / \text{кг}$ га тенг.

б) Дастани икки марта сусайтирувчи қўрғошиндан бўлган нишон массаси

$$\mu_{Pb} = \rho_{Pb} d_{1/2} = 11340 \cdot 8,65 \cdot 10^{-3} = 98,7 \text{ кг} / \text{м}^2 ,$$

алюминий учун эса $\mu_{Al} = 12,4 \text{ кг} / \text{м}^2$ га тенг.

5--масала. Массаси 10^{-6} г былган ^{60}Co нуқтавий манбадан қандай R масофада, олти соатлик иш кунида оладиган доза, рухсат этилган дозага тенг бўлади.

Ечилиши: Массаси 10^{-6} г нуқтавий ^{60}Co манбадаги атомлар миқдори:

$$N = \frac{m}{M} N_A = \frac{1,0 \cdot 10^{-9}}{60} 6,02 \cdot 10^{26} = 1,0 \cdot 10^{16} \text{ та атомга тенг.}$$

Кобальт активлиги $(T_{1/2} = 5,27 \text{ йил})$:

$$A = \lambda N = \frac{0,693}{5,27 \cdot 3,15 \cdot 10^7} \cdot \frac{1,0 \cdot 10^{16}}{3,7 \cdot 10^7} = 1,13 \text{ мКи}$$

олти соатлик иш кунида чегаравий рухсат этилган доза қуввати

$$P_{p..o.} = 2,8 \cdot 10^{-2} \text{ бэр / с.}$$

Нуқтавий манбадан чиқаётган γ -квантларнинг ҳаводаги экспозицион дозаси K_γ ионизацион доимий билан ифодаланади. Кольбалт ^{60}Co нуқтавий манба учун

$$K_\gamma(^{60}\text{Co}) = 12,93 \text{ Рсм}^2 / (\text{соат.мКи})$$

$$P(R) = AK_\gamma / R^2$$

бу ерда **Р-экспозицион доза, Р/соат**

А-γ-манбанинг мКи лардаги активлиги.

Р-манбагача блган масофа (см). Ушбу формуладан R топамиз:

$$R = \sqrt{AK_\gamma / R_{p.g}} = \sqrt{1,13 \cdot 12,93 / 2,8 \cdot 10^{-2}} \approx 72 \text{ см.}$$

Жавоб: $R \approx 72 \text{ см.}$

МУСТАҚИЛ ЕЧИШ УЧУН МАСАЛАЛАР

4.1. Энергияси 0,6 МэВ бўлган нозик гамма-нурлар дастасининг ярим ютилиш қатламининг қалинлигини бетон учун аниқланг (*Жавоб: 35,46*).

4.2. Нозик гамма-нурлар манбасини (гамма-кант энергияси 1,6 МэВ) сувга қандай чуқурликгача ботирилганда сувдан чиқаёиган гамма-нурлар интенсивлиги 1000 марта камаяди? (*Жавоб: 115 см*).

4.3. Ионловчи рентген нурлар экспозицион дозаси 1 Р бўлганда нормал шароитда 1 см³ ҳаводаги молекулаларнинг қанча улуши ионланади? (*Жавоб: $0,8 \cdot 10^{-10}$*).

4.4. Энергияси 1 МэВ бўлган гамма-квантлар 10 см қалинликдаги алюминийдан ўтганда унинг интенсивлигининг 5 марта камайиши, асосан Комптон эффект туфайли бўлади. Гамма-квант интенсивлигини камайиши 10 см қўрғошиндан ўтганда 3000 марта булса, уларни қўрғошиндаги фотоютилиш кесимини топинг (*Жавоб: 6,3 барн*).

НАЗОРАТ САВОЛЛАР

1. Ютилган доза ва унинг ўлчов бирликлари.
2. Нурланиш дозаси ва доза қуввати нима?
3. Сифат коэффициентлари нима?
4. γ -нурланиш дозиметрияси.
5. β -нурланиш дозиметрияси
6. α -зарралар ва протонлар дозиметрияси
7. Нейтрон нурланиш дозиметрияси
8. Чегаравий рухсат этилган нурланиш
9. Нуқтавий манбанинг доза қуввати
10. Радиоактив фон нима?
11. Радиоактив фон қандай манбалар ҳисобига вужудга келади?

ТЕСТ САВОЛЛАР

1. *Қуйидаги нурланишларнинг қайси бири билвосита ионловчи нурланишларга киради?*
 - A) Ионлар ва мюонлар
 - B) Электрон, позитрон, протон ва ионлар.
 - C) Космик нурлар дастаси.
 - D) Рентген ва гамма-нурланишлар.
2. *Активлик ўлчов бирлиги қилиб нима қабул қилинган?*
 - A) Кг/м
 - B) Ж/с.
 - C) Ион/с.
 - D) Бк.
3. *Нурланиш дозаси деб қандай катталиikka айтилади?*
 - A) Ҳар қандай модда, тирик организм ва унинг тўқималари таъсир даражаси баҳолаш учун қўлланиладиган катталиikka айтилади.
 - B) Ҳар қандай модданинг бирлик массасида ютилган нурланиш энергияси.
 - C) Ҳар қандай модданинг бирлик массасида ютилган иссиқлик миқдори
 - D) Ҳар қандай модда массасининг унинг ҳажмига нисбатига.
4. *Ютилган доза деб қандай катталиikka айтилади?*
 - A) Бирлик ҳажмда ютилган энергия.
 - B) Модданинг бирлик массасида ютилган нурланиш энергияси.
 - C) Модданинг бирлик массасида ютилган иссиқлик миқдори
 - D) Модда массасининг унинг ҳажмига нисбатига.
5. *Ютилган доза ўлчов бирлиги қилиб нима қабул қилинган?*
 - A) Кг/м B) Ж/кг. C) Ион/с. D) Гр.
6. *Ютилган доза қандай формула билан аниқланилади?*
 - A) $D = dE / dm$
 - B) $D = dE / dm + dV$
 - C) $D = dP / dm$
 - D) $D = dE / dt$.

7. *Экспозицион доза деб қандай катталикка айтилади?*

- А) Ҳавонинг бирлик ҳажмидаги бир хил ишорали ионлар зарядлар йиғиндисининг шу ҳажмдаги ҳаво массасига нисбатига айтилади.
- В) Ҳавонинг бирлик массасида ютилган нурланиш энергияси.
- С) Ҳавонинг модданинг бирлик массасида ютилган иссиқлик миқдори
- Д) Ҳаво массасининг унинг ҳажмига нисбатига.

8. *Экспозицион доза ўлчов бирлиги қилиб нима қабул қилинган?*

- А) Кл/кг
- В) Ж/кг.
- С) ион/с.
- Д) Гр.

9. *Экспозицион доза қандай формула билан аниқланилади?*

- А) $D = dE / dm$
- В) $D = dE / dm + dV$
- С) $D = dQ / dm$
- Д) $D = dE / dt$.

10. *Грэй (Гр) ўлчов бирлиги қандай катталик ўлчанадин?*

- А) Гамма-эквивалент
- В) Ютилган доза
- С) Доза қуввати.
- Д) Радиоактивлик.

11. *Эффектив доза деб қандай катталикка айтилади?*

- А) Инсон бутун танаси ва унинг алоҳида аъзолари ва тўқималари уларнинг радиосезгирлигини эътиборга олган ҳолда нурланиши оқибатида узоқ келажакда юзага келиши мумкин бўлган хавфнинг ўлчови сифатида қўлланиладиган катталик.
- В) Ҳавонинг бирлик массасида ютилган нурланиш энергиясини белгиловчи катталик бўлиб, у доза катталигини кўрсатади..
- С) Ҳавонинг модданинг бирлик массасида ютилган иссиқлик миқдорининг ўлчов бирлиги бўлиб, у иссиқликнинг моддаларда тарқалишини кўрсатади.

D) Ҳаво массасининг унинг ҳажмига нисбатига, яъни ҳавонинг зичлигидир..

12. *Радияциянинг атомлар билан ўзаро таъсирлашиши ... олиб келади.*

A) Ионизация

B) Рентген нурланишлар ҳосил бўлиши жараёнига.

C) Аннигиляция ҳодисасига

D) Радиоактивликка

13. *Зиверт(Зв) ўлчов бирлиги қандай катталиқ ўлчанадин?*

A) Эквивалент доза

B) Ютилган доза

C) Доза қуввати.

D) Экспозицион.

14. *Сифат коэффицентининг қандай нурланишлар учун 1 га тенг бўлади?*

A) Рентген ва гамма-нурланишлар, электронлар, позитронлар

B) Альфа-зарралар, $E_{кин} < 10$ МэВ; оғир ядролар

C) Нейтронлар, $0.1 < E_{кин} < 10$ МэВ; протонлар, $E_{кин} < 10$ МэВ

D) Нейтронлар, $E_{кин} < 0.02$ МэВ

15. *Альфа-нурланишлар қандай зарралар оқимидан иборат?*

A) Гелий ядроларидан

B) Электронлардан

C) Позитронлардан.

D) Протонлардан

16. *Табиий фон қандай бўлган хавфсиз ҳисобланади?*

A) 25 мкР/соат

B) 150 мкР/соат.

C) 430 мкР/соат

D) 122 мкР/соат

17. *Доза қуввати объектгача бўлган масофа ошиши билан ...*

A) Масофага тескари пропорционал равишда камаяди

B) Масофага тўғри пропорционал равишда ошади

- C) Масофага тескари пропорционал равишда ошади
D) Масофанинг квадратига тескари пропорционал равишда камаяди

18. *Қуйидаги радиоизотопларнинг қайси бирлари ПЭТ қўлланилади?*

- A) ^{11}C , ^{13}N , ^{15}O , ^{18}F
B) ^{22}Na , ^{63}Cu , ^{16}O , ^{53}Fe
C) ^{13}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{19}F
D) ^{12}C , ^{14}N , ^{111}In , ^{19}F

19. *Радиофармпрепаратлар (РФП) нима?*

- A) Таркибида радионуклид бўлган модда бўлиб, у инсон аъзоларида маълум бир диагностик масалаларни ҳал қилишга имкон беради
B) Таркибида радионуклид, фармакинетика бўлган кимёвий бирикмалар комплекси бўлиб, у инсон аъзоларида маълум бир диагностик масалаларни ҳал қилишга имкон беради
C) Таркибида фармакинетика бўлган кимёвий бирикмалар комплекси бўлиб, у инсон аъзоларида маълум бир диагностик масалаларни ҳал қилишга имкон беради
D) Таркибида витаминлар бўлган кимёвий бирикмалар комплекси бўлиб, у инсон аъзоларида маълум бир диагностик масалаларни ҳал қилишга имкон беради

20. *1933 йилда немис биохимики Ворбург (Отто Гёнрих Вёрбург) нимани аниқлаган?*

- A) Хавфли шиш (ўсма) юқори даражада глюкоза истеъмол қилишини аниқлади.
B) Хавфли шиш (ўсма) юқори даражада витаминлар истеъмол қилишини аниқлади.
C) Хавфли шиш (ўсма) юқори даражада темир моддасини истеъмол қилишини аниқлади.
D) Хавфли шиш (ўсма) юқори даражада мис моддасини истеъмол қилишини аниқлади.

АКТИВАЦИОН ТАҲЛИЛ

Ядро физикаси ва аналитик кимё фанлари чегарасида янги йўналиш – ядро-физикавий таҳлил методи вужудга келди. Ушбу метод вужудга келишидан олдин, модда таркибини элемент таҳлили фақат аналитик кимё ёрдамида амалга оширилган. Ҳозирги кунда бундай методларнинг сони элликдан ошди. Бу методларда активация сифатида қўлланилаётган зарралар ва ўлчаш методлари бўйича фарқ қиладилар. Ядро-физикавий методлар қўйидаги турлага бўлинади: рентгенорадиометрик метод (*рентгенофлуоресцент ва рентгеноабсорбцион таҳлил методлари*), нейтрон метод (*нейтрон-радиацион, нейтрон-активацион таҳлил методлари*), фотоядровий метод (*фотонейтрон, фото-активацион ёки гамма-активацион таҳлил методлари*), зарядланган зарралар таҳлил методи (*оний нурланишларни қайд қилиш ва активацион таҳлил методлари*). Шунингдек, ядро-физикавий методларга *Резерфорд тескари сочилиш* методини ҳам киритишади.

Мазкур бобда активацион таҳлил методининг физикавий асослари, методлари, уни тавсифловчи асосий физикавий катталиклар ва умумий йўналишларига тўхталиб ўтилади.

5.1-§. Активацион таҳлил методи

Замонавий фан ва техника, мураккаб моддаларнинг кимёвий таркиби, тоза металл ва ярим ўтказгичларда микроаралашмалар ҳақида янада аниқ маълумотлар беришни талаб қилмоқда. Масалан,

транзисторлар ишлаб чиқариш технологиясининг янада ривожланишига, германий ва кремний таркибидаги жуда кам микдордаги аралашмаларни аниқлашда эришилган ютуқлар сабаб бўлди. Бундай кам микдордаги аралашмаларни аниқлаш учун замонавий ядро – физикавий методларни қўллаш керак бўлади. Ядро физика ва аналитик кимё орасида вужудга келган ва кейинги йилларда фан ва техниканинг турли соҳаларида кенг қўлланилаётган методлардан бири бу активацион таҳлилдир. Активацион таҳлил методи модда таркибини аниқловчи метод бўлиб, у атом ядросини активация қилиш ва ядронинг нуклон таркиби ёки энергетик ҳолатларининг ўзгаришлари натижасида вужудга келадиган радиоактив нурланишларни тадқиқ қилишга асосланган.

Активацион таҳлил методи энг кўп тарқалган модда таркибини аниқловчи ядро-физикавий методлардан биридир. Ушбу метод биринчи бўлиб венгер олимлари Д. Хевиши (G. Hevesy) ва Г. Леви (Levi) (1936) лар томонидан таклиф этилган. Д. Хевиши радио-кимёвий ва активацион таҳлил соҳасида олиб борган илмий ишлари учун 1943 йилда Нобель мукофотиغا сазовор бўлган. Ҳозирги кунда активацион таҳлил методининг саноатда, геологияда ва халқ хўжалигининг турли соҳаларида кенг қўлланишига мисол килиб, Навоий тоғ – кон комбинатида олтин микдорини аниқлаш ва Польша республикасининг Любинский мис руда комбинатидаги руда таркибидаги мис микдорларини аниқлаш бўйича саноат микёсидаги ишлаётган активацион лабораторияларни айтиш мумкин.

Активацион таҳлилнинг муваффақиятли қўлланишига яна бир мисол килиб, Наполеон Бонапарт сочини ўрганиш бўйича ўтказилган тажрибани келтириш мумкин. Наполеон соч толаларидан олинган наmunани ядро реакторида нурлантириш натижасида ҳосил бўлган радиоизотопларнинг активлигини (индукцияланган активлигини)

ўлчаш орқали унинг таркибида маргимуш (мишьяк As) борлиги аниқланилди. Бу маълумотлар асосида Наполеон ўлиmidан олдин баъзи бир вақт давомида таркибида маргимуш бўлган овқат истеъмол қилган деган хулосага келинган. Бундай жуда кам микдордаги маргимушни аниқлаш учун қўлланаётган метод ўта катта сезгирликка эга бўлиши лозим. Юқори сезгирлик, бу активацион таҳлил методининг табиатига хос бўлиб, у моддани юқори ўтиш қобилиятига эга бўлган нурланишлар, яъни: нейтронлар, зарядланган зарралар ва гамма – квантлар билан нурлантириш жараёнида ҳосил бўладиган ҳар бир радиоактив ядролар парчаланишини қайд қилишдан келиб чиқади.



Д. Хевииши (1885-1966)

Бир гуруҳ инглиз ва америкалик тадқиқотчилари буюк инглиз олими Исаак Ньютон хатларини ўрганиш орқали унинг касаллигига асосий сабаб, бу симобдан заҳарланишидир деб тахмин қилишади. Унинг симоб билан тажрибалар ўтказгалиги ҳақида етарлича маълумотлар сақланиб қолган. Олдермастондаги инглиз ядро тадқиқотлар маркази ходимлари И. Ньютонга тегишли бўлган соч толаларининг таркибини нейтрон-активацион методи билан таҳлил

қиладилар. Тажрибада Ньютон сочи толаларидан олинган намунани ядро реакторида нейтронлар оқими билан 5 кундан 14 кунгача нурлантирилади. Таҳлил методи сочдаги натрий, хлор, марганц, бром, рух, алюминий, олтин ва симоб элементлар концентрацияларини аниқлашга имкон берди. Ньютон сочида инсон организими учун заҳарли бўлган металлларнинг тўпланиши нормадан анча юқори, симоб миқдори эса нормадагидан 40 марта ортиқ эканлигини кўрсатди. Олинган натижалар олимлар таҳминини исботлади.

Активацион таҳлил методи криминалистикада ҳам кенг қўлланилмоқда. Бунга мисол қилиб, йигирманчи асрнинг ўрталарида Канаданинг Эдмундстон номли шаҳрчасида содир бўлган жиноятнинг очилиш жараёнини келтириш мумкин. 1958 йил 13 майда Канада-Америка чегараси яқинидаги Канаданинг Эдмундстон номли шаҳарчасида 16 ёшли Гаэтан Бушар исмли қизнинг мурдаси топилади. Мазкур иш бўйича мавжуд бўлган билвосита далиллар асосида Эдмундстонга иш бўйича келган ёш америкалик Жон Фоллмен гумон қилинади. Аммо у мазкур жиноятга алоқадорлигини қатъий рад қилади. Тергов ишлари бевосита далилларга мухтож эди. Бушарнинг мурдасини синчиклаб кўздан кечирганда унинг қўлида сиқилиб қолган битта соч толаси борлиги аниқланди. Ушбу соч толаси қизники ёки қотилники бўлиши мумкин эди.

Битта соч толаси бўйича унинг кимга тегишли эканлигини аниқлаш мумкинми? Бундай савол билан полициячилар нейтрон активацион таҳлил бўйича мутахассис бўлган Роберт Жервига мурожат қиладилар. Бу саволга жавоб бериш учун мураккаб тадқиқотлар олиб боришга тўғри келди. Мазкур тадқиқотларининг асосий ғоя шундан иборатки, бунда ҳар бир инсоннинг сочи ўзининг такрорланмайдиган микроэлементлар тўплами ва концентрацияси

(миқдори) билан тавсифланади. Буни тўғри эканлигини исбот қилиш учун Жерви ўнлаб кишиларнинг сочларини текшириб чиқишга тўғри келди. Тиришқоқлик билан олиб борилган изланишлар натижасида қизнинг қўлида топилган битта соч толаси Фоллменга тегишли эканлиги исбот қилинди. Бу унинг айибдорлигини исботловчи ҳал қилувчи ваз ж бўлди. Бу масалани активацион таҳлил методидан ташқари бошқа ҳеч қандай метод ҳал қилишга кучи етмас эди. Ахир бу ерда гап инсон соч толасидаги концентрацияси 10^{-6} % дан ошмайдиган мышьяк, натрий, мис, рух, бром элементлари ҳақида кетган эди.

Активацион таҳлил археологияда ҳам кенг қўлланилмоқда. Олимлар пўлатдан ясалган машҳур Дамашқ қиличи таркибаги углерод миқдорини ва бронзадан ясалган санъат асари таркибидаги Fe, Ni, Zn, Sn ва Pb элементлар миқдорларини аниқлаганлар.

5.2-§. Миқдорий натижаларни олиш услубиятлари

Киритилган (ёки индукцияланган) активлик A_t катталиги бомбардион қилинаётган нурланиш оқими f , активация қилинаётган элемент ядролар сони N , активация кесими σ , ҳосил бўлган изотоплар ярим парчаланиш даври $T_{1/2}$ ва активация вақтига боғлиқ бўлиб, қуйидаги муносабатга бўйсунди:

$$A_t = f \sigma N (1 - e^{-0,693t/T_{1/2}}). \quad (5.1)$$

Активацион таҳлил методида миқдорий натижаларни олиш учун абсолют, нисбий ва монитор методлари (усуллари) қўлланилиши мумкин.

Абсолют метод. Абсолют метод, активация қилинаётган элемент ядролар сонини (N) киритилган активлик катталигини ўлчаш йўли

билан аниқлашга асосланган. Юкорида келтирилган тенгламадан келиб чиққан ҳолда, ўлчанган абсолют активлик A_t , маълум нурланиш ва ўлчаш шартлари (f , $t_{\text{нур}}$, $t_{\text{ўлч}}$) ва ядро параметрларининг жадвалдаги қийматлари (σ , A , θ , λ) бўйича элемент миқдорини аниқлаш мумкин.

Ҳосил бўлган радиоактив ядролар миқдорини аниқлашнинг абсолют методи ўта мураккаб масала бўлиб, у жуда кам қўлланилади. Бунга асосий сабаб, физикавий методлар билан намунага келиб тушаётган зарралар оқимини бевосита катта аниқлик билан ўлчаб бўлмайди. Агар зарядланган зарралар билан активацион таҳлил амалга оширилаётган бўлса, зарядланган зарралар дастасининг токи ўлчанилади. Абсолют методда намунага келиб тушаётган оқимини максимал даражада стабил ушлаб туриш лозим бўлади. Аммо оқимини узоқ вақт давомида домий ушлаб туриш мураккаб жараён ҳисобланилади.

Абсолют методнинг яна бир камчилиги бу активация кесимининг аниқлаш хатолигига боғланишидир. Бу катталик нисбатан катта хатолик билан аниқланилади.

Эталонлар методи. Абсолют методига хос бўлган айрим камчиликлардан холи бўлган метод бу эталонлар методи ҳисобланади. Ушбу методда таҳлил қилинаётган намуна билан бир вақтда таркибида аниқланаётган элементнинг миқдори маълум бўлган ёки асосан шу элементдан ташкил топган модда – эталон нурлантирилади. Нурланиш тугагандан кейин активацион таҳлилнинг инструментал ёки радиоактив вариантлари қўлланилиши мумкин. Иккала ҳолда ҳам текширилаётган намуна ва эталон активлиги бир хил шароитда ўлчанилади. Бунда аниқланиши лозим бўлган элемент миқдори қуйидаги муносабат ёрдамида аниқланилади

$$\frac{m_x}{m_{et}} = \frac{A_x}{A_{et}},$$

бу ерда m_x ва m_{et} - мос ҳолда намуна ва эталондаги элемент миқдори, A_x ва A_{et} - мос ҳолда намуна ва эталонларнинг активлиги. Агар ўлчашлар γ -спектрометрда ва бир хил шароитда (бир хил ўлчаш вақти ва геометриясида) олиб борилаётган бўлса, унда активлик ўрнига γ -спектрдаги фоточўққи юзасини олиш мумкин.

Эталон методида активация қилинаётган зарралар ёки γ -квантлар оқим зичлигини аниқ билишга ҳожат қолмайди. Бу ҳолдаги муҳим шартлардан бири, эталон ва намуна эгаллаган ҳажимда оқим зичлиги бир хил бўлиши лозим. Шунингдек, нурланиш давомида оқим интенсивлиги ўзгармасдан туришга ҳам талаб шарт бўлмай қолади. Активация кесими катталигининг хатолигига ва нурланиш спектридаги энергетик ўзгаришлар охириги натижага таъсир қилмайди. Абсолют ўлчашлар ўрнига нисбий ўлчашларни қўллаш активацион таҳлил ўтказиш жараёнини асонлаштиради ва методининг аниқлигини оширади.

Монитор методи. Монитор методининг асосий мазмуни нурланиш жараёнини, яъни активация қилаётган зарралар (γ -квантлар) оқими ёки интенсивлигини назорат қилишдан иборатдир. Ушбу методда монитор ва эталон биргаликда нурлантирилади ва уларнинг активликлар ўлчанади. Худди шундай жараён намуна учун ҳам бажарилади, яъни монитор ва эталон биргаликда нурлантирилади ва уларнинг активликлар ўлчанади. Миқдорий натижа қуйидаги муносабат ёрдамида аниқланилади

$$m_x = \frac{A_x}{A_{et}} \cdot \frac{A_{met}}{A_{mx}} \cdot m_{et}.$$

бу ерда m_x ва m_{et} - мос ҳолда намуна ва эталондаги элемент миқдори, A_x ва A_{et} - мос ҳолда намуна ва эталонларнинг активлиги, A_{mx} ва A_{met} - мос ҳолда намуна ва эталонларнинг монитори активлиги.

Монитор методи билан бир вақтда бир нечта элементни аниқлаш мумкин. Бу эса ўз навбатида экспересс ва кўп элементли активацион анализни амалга оширишга имкон беради. Монитор сифатида активация кесимлари катта ва ярим емирилиш даври ўлчашга қўлай бўлган элементлар ёки брикмалар олинади. Монитор танлаш активацион таҳлил турига ҳам боғлиқ бўлади. Масалан иссиқлик нейтронлар таъсири остида активацион таҳлил амалга оширилаётган бўлса, олтин, кобальт, марганец, мис ва бошқа элементлар, шунингдек баъзи бир қотишмалар(кобальт ва алюминий қотишмаси) ҳам қўлланилади. Активацион таҳлил жараёнини амалга оширганда битта ёки бир шаклда бўлган бир нечта мониторлар қўлланилади. Монитор тайёрланмоқчи бўлган модда шундай шаклда бўлиши керакки унда бир нечта стандарт мониторлар тайёрлаш мумкин бўлсин. Кўпчилик ҳоллар монитор фольга ёки сим кўринишда бўлади. Ҳозирги кунда активацион таҳлил методида асосан монитор методи кенг қўлланилади.

5.3-§. Активацион таҳлил сезгирлиги. Аниқланиш ва пайқаш чегараси

Радионуклидларнинг (ёки радиоизотопларнинг) чиқиши қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$Y = \frac{S}{m\Omega\varepsilon I_\gamma (1 - e^{-\lambda t_0}) e^{-\lambda t_n}}, \quad (5.2)$$

бу ерда S – гамма-спектрдаги фоточўққининг юзаси, m – намуна массаси, Ω – зарраларни қайд қилиш фазовий бурчаги, ε –

детекторнинг гамма-квантларни қайд қилиш эффективлиги, I_γ - гамма-квантларнинг интенсивлиги, t_c , t_n - мос ҳолда гамма-спектрни ўлчаш ва пауза (нурланиш тугагандан ўлчашгача бўлган вақт) вақтлари.

Аниқланиш чегараси сифатида спектрометрнинг аппаратура (табiiй) фонида **0,3** стандарт четланиш билан аниқлаш мумкин бўлган элемент массаси қабул қилинган яъни фойдали сигнал минимал импульслар сони $N_{\min} = 3\sqrt{N_{\text{fon}}}$. Агарда аналитик гамма-чизик юқори энергияли гамма-квантларнинг комптон тақсимоотида ётган бўлса, $N_{\min}$ сифатида аналитик чўққи соҳасидаги реал қайд қилинаётган фон олинади. Аниқланиш чегараси қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$m_{\min} = \frac{3 \sqrt{N_{\text{fon}}}}{S} m_s \quad (5.3)$$

Бу ерда S – фоточўққи юзаси, m – эталондаги элемент намуна массаси. Айрим ҳолларда бу катталиқ реакция чиқиши орқали ҳам аниқланилади:

$$m_{\min} = \frac{3 \sqrt{N_{\text{fon}}}}{Y}. \quad (5.4)$$

5.4-§. Активацион таҳлилнинг умумий йўналиши

Модда таркибини активацион таҳлил қилиш усули кетма-кет бир нечта босқичлардан иборат. Таҳлил вақтида бу кетма-кетликларга қатъий риоя қилинади. Босқичлар сони ва уларнинг хусусияти тадқиқ

қилинаётган модда турига, аниқланиш чегарасига, аниқланаётган элементлар сонига, нурланиш турларига ва бошқа яна бир нечта омилларга боғлиқ бўлади.

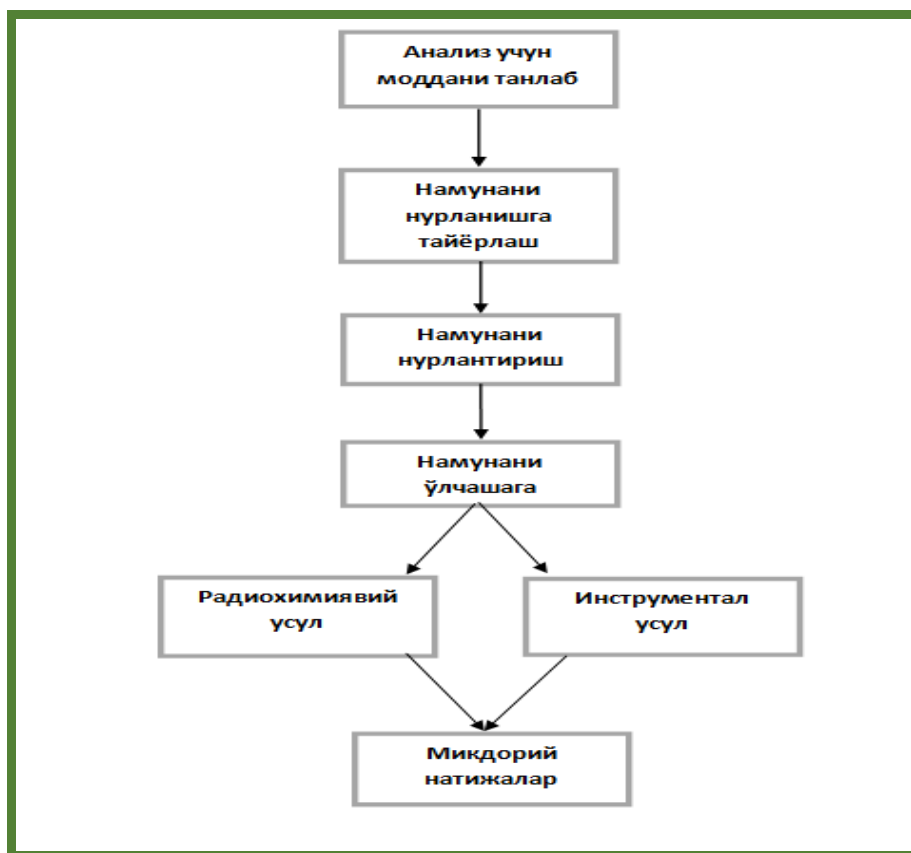
Юқорида айтиб ўтилгандек активацион таҳлил, таҳлил схемаси бўйича иккита босқичга бўлинади, яъни инструментал ва радио-кимёвий активацион таҳлил. Икки ҳол учун қаттиқ моддани таҳлил қилиш усули **5.1-расм**да келтирилган.

Биринчи босқичда аналитик тадқиқотлар учун ёки илмий ёки ишлаб чиқариш масалаларини ҳал қилиш учун назорат мақсадида объект (модда) танланади. Ушбу модда ёки материалнинг аналитик лабораторияга етиб келгунча бўлган тарихи маълум бўлиши шарт. Бундан ташқари унинг бирламча таркиби (макрокомпоненталарининг таркиби) ҳам маълум бўлиши керак. Яна бир муҳим шартлардан бири бу унинг массаси етарли миқдорда бўлишидир. Чунки айрим ҳолларда зарур бўлиб қолган тақдирда қайта таҳлил (таҳлил) қилишга тўғри келади.

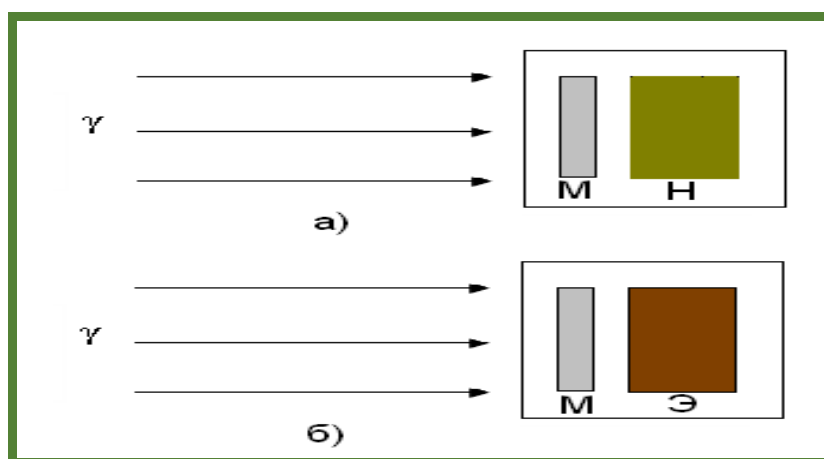
Иккинчи босқичда таҳлил учун мўлжалланган намунани нурланишга тайёрлаш. Намуна бу текшириш учун берилган модда ёки материалдан олиниб тайёрланилади. Намуна шакли, эталон ва монитор шакллари билан бир бўлиши лозим. Кўпчилик ҳолларда намуналар диск кўринишида тайёрланади. Агар намуна порошок кўринишида бўлса унда бу парашокдан таблетка тайёрланади. Бунинг учун гидравлик пресслардан фойдаланилади. Агар намуна металл кўринишида бўлса у ҳолда станокда диск шаклига олиб келтирилади. Намунанинг массаси, активацион таҳлил турига ва нурланиш дозасига ёки интенсивлигига қараб олинади.

Намуна (монитор) ва **эталон (монитор)** лар махсус идишларга жойлаштирилади. Бу идишни **контейнер** дейилади. Контейнерлар

кўпчилик ҳолларда (**нейтрон- ва гамма-активацион таҳлилда**) полиэтилен ёки алюминдан тайёрланилади.



5.1-расм. Активацион таҳлилнинг умумий йўналиши



5.2-расм. Нурлантириш схемаси. а) – намуна билан монитори нурлантириш; б) – эталон билан монитори нурлантириш.

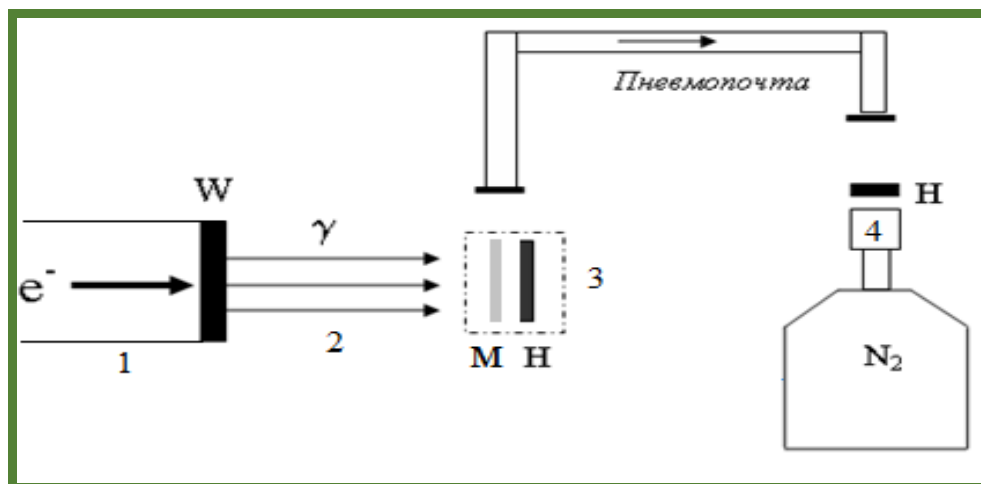
Учинчи босқич намунани нурлантириш. Бу босқичда текширилаётган намуна монитор ва эталон билан биргаликда мониторлар контейнерларга жойлаштирилади (**5.2-расмга қаранг**). Биз ушбу жараённи электрон тезлатгичда (микротрон, бетатрон ёки чизиқли электрон тезлатгичлар) намуналарни ва эталонларни нурлантириш мисолида тушунтирамиз. Намунани нурлантириш ва ўлчаш схемаси **5.3-расм**да келтирилган. Контейнерга жойлаштирилган намуна ва монитор пневмопочта ёрдамида нурлантириш постига (майдонига) олиб борилади ва маълум бир вақт нурлантирилгандан кейин, контейнер ўлчаш хонасига, яъни детектор жойлашган хонага келтирилади. Активация тенгламасидан намуналарни нурлантириш вақти келиб чиқади, яъни намунадаги текширилаётган радиоизотопда (ёки аналитик радиоизотопда) максимал активликка эришиш учун уни **$5\div 10$ ярим емирилиш даври**гача нурлантириш лозим. Аммо бунга ҳамма вақт ҳам эришиб бўлмайди. Сабаби айрим аналитик радиоизотопларнинг ярим емирилиш даврлар бир неча кун ёки ой (узоқ яшовчи радиоизотоплар) бўлиши мумкин, бундай ҳолларда шароитдан келиб чиққан ҳолда нурланиш вақти аниқланади.

Кўпчилик кимёвий элементларни нурлантирилганда ядро характеристикалари хусусан ярим емирилиш давлари ҳар хил бўлган икки ёки ундан ортиқ радиоизотоплар ҳосил бўлиши мумкин. У ёки бу радиоизотопни элемент миқдорини аниқлаш учун танлаб олиш бир неча факторларга боғлиқ бўлади. Тадқиқотчи қисқа яшовчи ёки узоқ яшовчи радиоизотопни танлаб олиши мумкин. Танлаб олинган радиоизотоп аналитик радиоизотоп дейилади. Агар қисқа яшовчи радиоизотоп аналитик радиоизотоп сифатида олинса, у ҳолда **тезкор** (ёки **экспресс**) таҳлилни амалга ошириш мумкин. Қисқа яшовчи радиоизотоплар билан ишлаганда нурлантирилган намуна тезкорлик билан ўлчаш қурилмасига олиб келиниши керак. Бу пневмопочта ёрдамида

амалга оширилади. Қисқа яшовчи радиоизотоплар билан таҳлил ўтказишнинг камчиликларидан бири бу усул билан бир вақтда кўп элементни аниқлаб бўлмаслигидир. Шунга қарамасдан ҳозирги кунда sanoatda асосан экспресс таҳлиллар қўлланилади. Ўрта ва узоқ яшовчи радиоизотоплар билан бир вақтда кўп элементли таҳлилларни амалга ошириш мумкин. Бу усул асосан илмий тадқиқот ишларида қўлланилади.

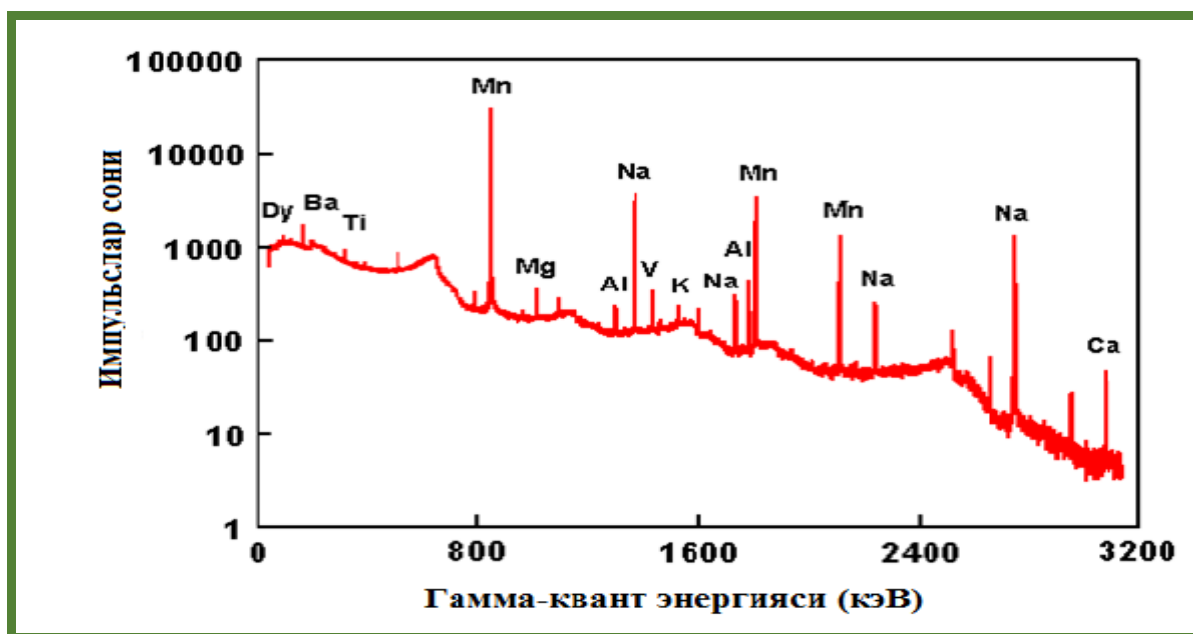
Охирги босқич бу намуна, эталон ва мониторларнинг индукцияланган активликларини ўлчаш ва бу ўлчаш натижаси бўйича элемент миқдорини аниқлаш. Нурланиш тугагандан кейин ўлчашгача бўлган вақтни пауза вақти ҳам дейилади. Бу вақт аналитик радиоизотопнинг ярим емирилиш даврига қараб белгиланади. Айрим ҳолларда аналитик радиоизотопни ўлчашга ҳалал берувчи қисқа яшовчи радиоизотопларни емирилиши кутиш учун намуна маълум бир вақт ўлчамасдан турилади.

Ҳозирги кунда индукцияланган активликларини ўлчаш учун асосан ўта тоза германийли ярим ўтазгичли детекторлар қўлланилади. Бу детекторлар юқори самарадорликка ва юқори энергетик ажратиш қобилиятига эгадир.



5.3-расм. Намунани нурлантириш ва ўлчаш схемаси. 1 – электрон тезлатгич канали, 2 – гамма-квантлар дастаси, 3 – контейнер, 4 – ярим ўтказгичли детектор, Н – намуна

Активацион таҳлилда умуман ядро физикасидаги каби нурланишлар интенсивлигини регистрация қилишда импульсларни кучайтиргич, токни кучайтиргич, импульслар шакллантирувчи (формировка қилувчи) қурилма ва аппаратураларни таъминот манбаларидан ташқари қатор махсус қайд (регистрация) қилувчи қурилмалар керак бўлади. Биз булар ичида замонавий бўлган кўп каналли таҳлилаторга тўхталамиз. Кўп каналли анализатор – импульслар амплитуда тақсимотини олиш учун мўлжалланган қурилма бўлиб, ундаги каналлар сони 4096 ва ундан ошиқ бўлади. Кўп каналли таҳлилаторлар таркибига γ -спектрларни қайта ишлашга ёрдам берувчи программали компьютер ҳам киради.



5.4-расм. Гамма-нурланиш бўйича модда таркибида аниқланган элементлар.

Ҳозирги кунда активацион таҳлилда олинадиган маълумотларни қайта ишловчи ҳар хил турдаги программалар ишлаб чиқилган бўлиб, улар таҳлил жараёнини тўлиқ автоматлаштиришга ёрдам беради. Нурланиш тури ва энергияси, шунингдек, ярим парчаланиш даври катталиги бўйича изотопларни идентификация, яъни қайси ядрога тегишли эканлигини, нурланиш интенсивлиги бўйича эса миқдорини (ёки концентрациясини) аниқлаш мумкин. Ҳар бир кимёвий элемент атом ядроси ўзига тегишли α , β ва γ - **нурланишлар** чиқаради. Оддий қилиб айтганда ҳар бир радиоизотоп ўзининг “**бармоқ изларига**” эга. **5.4-расм**да гамма-нурланишларни ярим ўтазгичли детекторда ўлчанганда ҳосил бўлган **гамма-спектр** бўйича модда таркибида аниқланган элементлар кўрсатилган.

Охирги босқичда активликларини ўлчаш ва бу ўлчаш натижаси бўйича элемент миқдорини аниқлаш. Нурланиш тугагандан кейин ўлчашгача бўлган вақтни пауза вақти ҳам дейилади. Бу вақт аналитик радиоизотопнинг ярим емирилиш даврига қараб белгиланади. Айрим ҳолларда аналитик радиоизотопни ўлчашга ҳалал берувчи қисқа яшовчи радиоизотопларни емирилишини кутиш учун намуна маълум бир вақт ўлчанмасдан турилади. Активликлар маълум бўлгандан кейин қуйидаги формула орқали модда миқдори аниқланади:

$$m_x = \frac{A_x}{A_{et}} m_{et} \quad (5.5)$$

Бу ерда m_{et} – эталондаги элемент массаси; A_x ва A_{et} – намуна ва эталон активлиги.

5.5-§. Нейтрон-активацион таҳлил

Маълумки нейтрон электр зарядга эга эмас. Нейтрон электр зарядга эга бўлмагани учун, у атом қобиғидаги электронлар ва ядронинг **Кулон майдони** билан ўзаро таъсирлашмайди. Шу сабали нейтрон ядро ичига кичик энергияга эга бўлган тақдирда ҳам кириши мумкин.

Нейтроннинг атом ядроси билан ўзаро таъсир турлари жуда ҳам турли тумандир. Бу ўзаро таъсирлар нейтроннинг энергиясига ва атом ядросининг структурасига боғлиқ бўлади. Нейтронлар энергия бўйича бир неча гуруҳларга бўлинган бўлиб, булар орасидаги чегара маълум даражада шартлидир. Бу гуруҳлар жадвалда келтирилган.

Аналитик мақсадларда совуқ ва ўта тез нейтронлар қўлланилмайди.

Ядрога келиб тушаётган нейтрон энергиясига боғлиқ ҳолда ҳар хил турдаги ядро реакциялари содир бўлиши мумкин.

Нейтрон манбалари

Радиоизотоп манбалар. Радиоизотоп манбалар асосан нейтрон активацион таҳлилда кенг қўлланилади ва уларга нейтронлар манбаи дейилади. Нейтронлар изотоп манбаларининг учта тури мавжуд яъни:

- ***(α ,n) реакцияга асосланган манбалар;***
- ***(γ ,n) реакцияга асосланган манбалар;***
- ***Ядролар спонтан бўлинишида чиқариладиган нейтронлар манбаи.***

Радиоизотоп манбалар ядро реакцияларининг тадқиқ қилишда деярли қўлланилмайди. Хусусан (***n,2n***) турдаги реакцияларни ўрганишда қўлланилмайди. Бунга сабаб, мазкур турдаги ядро реакциялари эндотермик реакция бўлиб, улар остона энергиясига эгадирлар. Мазкур реакциялар энергияси ***T_n>10 МэВ*** бўлган нейтронлар таъсири остида содир бўлади. Бундан ташқари радиоизотоп манбалар

асосий камчиликларидан бири уларнинг интенсивликлари нисбатан кичиклигидадир.

Нейтронларнинг изотоп манбаларига мисоллар **5.1 – жадвалда** келтирилган.

5.1-жадвал.

Нейтронларнинг баъзи изотоп манбалари

Манба	Манба тури	Ярим парчаланиш даври	Нейтронлар ўртача энергияси, МэВ
$^{226}\text{Ra-Be}$	α, n	1620 йил	4,5
$^{210}\text{Po-Be}$	α, n	138 кун	4,5
$^{239}\text{Pu-Be}$	α, n	24000 йил	4,5
$^{238}\text{Pu-Be}$	α, n	85 йил	4,5
$^{241}\text{Am-Be}$	α, n	462 йил	4,5
$^{210}\text{Po-B}$	α, n	138 кун	2,5
$^{124}\text{Sb-Be}$	γ, n	60 кун	$25 \cdot 10^{-6}$
^{252}Cf	Спонтан	2,2 йил	1,4

Ядро реакторлари. Ядро реакторлари - бу бошқариладиган занжир реакцияси амалга ошадиган қурилма. Бу қурилма катта оқимга эга бўлган нейтронлар манбаи ҳисобланади. Ҳар бир ядрони бомбар-димон қилувчи нейтронлар таъсири остида бўлиниш жараёнида **2-3** эркин нейтронлар вужудга келади. Бу ҳодиса ядро реакторида улкан нейтронлар оқимини олишга имкон беради. Ядро реакторлари ўз мақсади бўйича қуйидаги турларга бўлинади: тадқиқот, ихтисос-лаштирилган ва энергетик. Активацион таҳлил учун тадқиқот ва ихтисослаштирилган реакторлар ишлатилади. Тадқиқот реакторлари нейтронлар дастасини чиқариш учун мўлжалланган каналларнинг кўплиги билан фарқ қилади, кўпинча иссиқлик нейтронларини олиш учун иссиқлик колонна билан

жихозланган бўлади. Одатда экспериментал бир ёки бир неча каналлари намуналарини актив зонага киритиб қўйувчи ва уларни реактордан чиқариб қўйувчи пневмо-транспорт билан жихозланган бўлади. Замонавий тадқиқот реакторлари актив зонали иссиқлик нейтронлар оқими 10^{13} - 10^{15} нейтрон/(см²·с) ни ташкил этади. Реакторда нейтронлар оқими жуда юқори стабиллиги билан фарқ қилади.

Ихтисослашган реакторлар. Бу турдаги реакторлар тоғкон металлургияси ва ҳалқ хўжалигининг бошқа соҳаларида қўлланиладиган изотоплар олиш мақсадида танланган бўлиб, активацион таҳлилни ўтказиш учун ҳам қўлланилади. Одатда бу реакторлар унча катта бўлмаган қувватга ва тадқиқот реактори билан солиштирилганда анча кичик нейтронлар оқими 10^{11} - 10^{12} нейтрон/(см²·с) га эга. Бундай реакторлар сериалаб ишлаб чиқарилади, уларни жойлаштириш учун ва лабораториявий ва контрол-ўлчаш жихозлар учун махсус бинолар ва проектлар ишлаб чиқарилган.

Россияда **Р1-1** ва **РГ-1М** турдаги ихтисослашган реакторлар ишлаб чиқилган. Ҳозиги кунда янги **ИВВ-3** турдаги реакторлар ишлаб чиқарилмоқда. Охирги тури махсус активацион таҳлил учун мослашган.

Нейтрон генератори. Нейтрон генераторларида кўпинча кесим максимуми унча катта бўлмаган энергияларда жойлашган $t(d,n)^4\text{He}$ ва $d(d,n)^3\text{He}$ ядро реакциялари қўлланилади (**5.6 ва 5.7-расмларга қаралсин**). Бу эса ўз навбатида унча катта бўлмаган тезлаткичларни қўллашга имкон беради. Масалан, каскад генераторларини. Инерция марказидаги системага нисбатан дейтрон энергияси **130 кэВ**, лаборатория системасида $d(t,^4\text{He})n$ реакция кесими максимумга эришадиган энергияга қиймат **~220 кэВ** мос келади. Бундай нейтрон генераторида

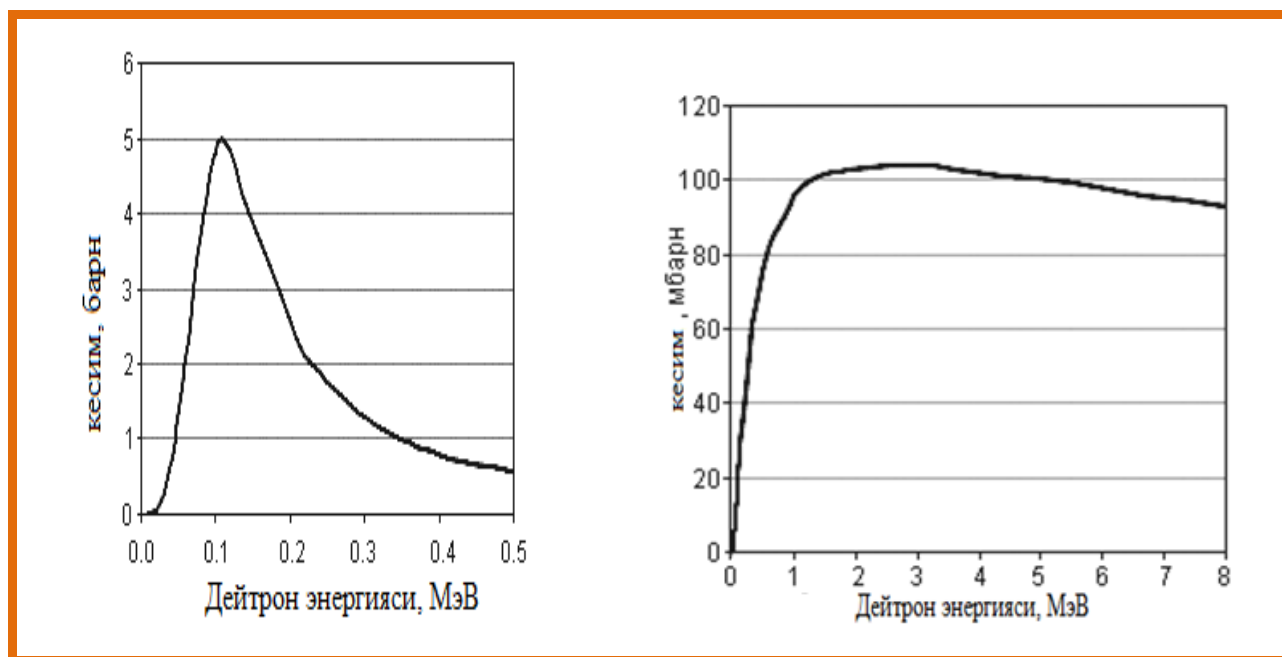
тезлатилган зарралар энергияси **100 – 300 кэВ**. Одатда дейтронларни тезлатадилар.

Ушбу реакция энергиялари тезлатилган зарралар энергияларида сезиларли катта бўлгани учун нейтронлар нишондан деярли бир хил энергияда чиқадиладар. Дейтронларнинг 200 кэВ энергиясида бурчакнинг ҳамма диапазонида нейтронларнинг энергияси 15.1 дан 13.2 МэВ гача ўзгаради.

5.2-жадвал.

$t(d,n)^4\text{He}$ ва $d(d,n)^3\text{He}$ ядро реакцияларининг асосий хусусиятлари

Реакция	Реакция энергияси Q, МэВ	Нейтронлар энергияси, МэВ	Максимал кесим σ_{max} , барн	σ_{max} бўлганда и.м.с да тезлатилган зарралар энергияси, МэВ
$d(d,^3\text{He})n$	3.3	~2.5	~0.1	~1.0
$d(t,^4\text{He})n$	17.6	~14.2	5.0	0.13



5.6-расм. $t(d,n)^4\text{He}$ реакция учун уйғониш функцияси

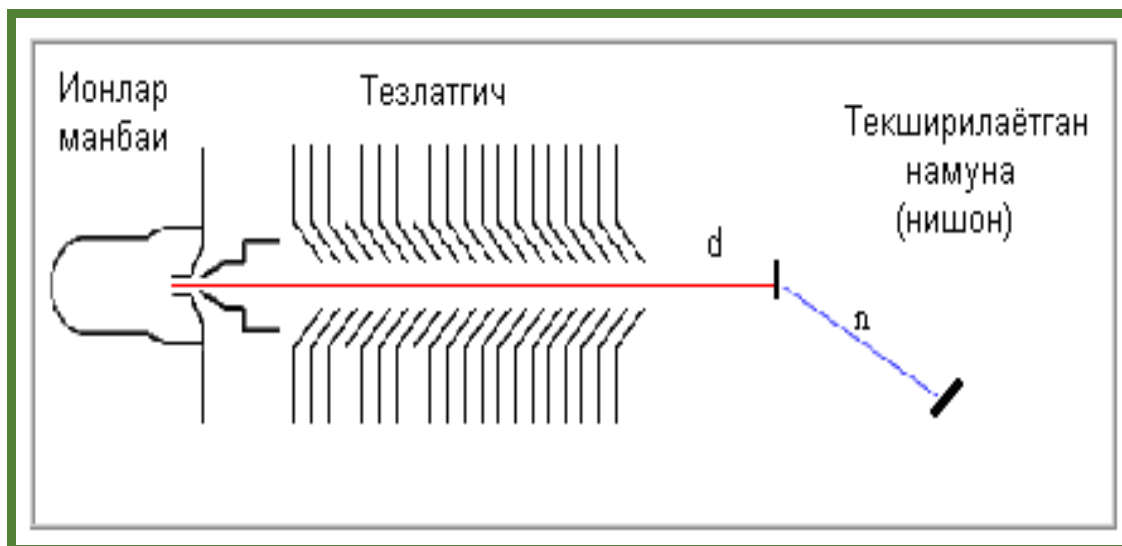
5.7-расм. $d(d,n)^3\text{He}$ реакция учун уйғониш функцияси.

Нейтрон генератори нуқтавий моноэнергетик нейтронлар манбаи бўлиши мумкин. **d-t** реакцияда ҳосил бўлган нейтронлар изотропдир. Бундай нейтрон генераторларида қўлланиладиган тезлатгичлар одатда узлуксиз таъсирли тезлатгичлардир.

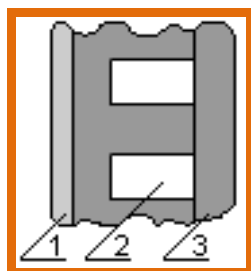
Импульс дастали ионларни олиш учун импульсли ионли манбалардан фойдаланилади. **5.8-расм**да нейтрон генераторнинг соддалашган схемаси келтирилган.

Юқори интенсивликдаги нейтронлар оқимини олишга имкон берувчи нейтрон генераторларнинг нишон конверторлари одатда қаттиқ жисмдан иборат бўлиб, мис таглик суртилган титан, скандий ёки цинк юпқа қатламли (бир неча ўн мкм гача) (**5.9-расм**) бўлади. Бу металллар металл гидридлари деб номланган ҳолатни ҳосил қилишга қодир. Титан ёки скандий гидриди битта металл атомига иккитага яқин водород изотопи атомини ушлаб қолиш қобилиятига эгадир.

Металл гидридларнинг бу хусусияти уларни водород изотопларини аккумулятор сифатида қўллашга имкон беради.



5.8-расм. Нейтрон генераторнинг соддалашган схемаси



5.9-расм. Нейтрон генератор нишони кесими; 1) титан қатлами, 2) совутиш учун канал, 3) мис таглик.

Зарядланган зарралар дастасининг нишонда йўқотадиган энергияси жуда катта қийматларга эга бўлиши мумкин (1 см^2 га ўнлаб кВт тўғри келиши мумкин). Бу эса ўз навбатида нишон-конверторнинг самарали совутиб туриши талаб этади. Одатда сув билан совутиш кўп қўлланилади. Бундан ташқари нишон тез айланучи диск кўринишда бўлади. Шундай қилиб, даста тушадиган эффектив майдонни оширади. Нейтрон генераторда $d(t, {}^4\text{He})n$ реакция қўлланганда 4π фазовий бурчакка $\sim 10^{12}$ нейтронов/с гача нейтронлар оқимини

ҳосил қилиш мумкин. Стандарт нейтрон генераторларда у анча кам ($\sim 10^{10}$ нейтронов/с). Ўзбекистон Фанлар Академия Ядро физикаси институтида НГ-150 нейтрон генераторида 14 МэВ энергияли нейтронлар дастасида ҳосил қилинади (5.10-расм).



5.10-расм. НГ-150 нейтрон генераторнинг кўриниши

НГ-150 нейтрон генератори – ядро физикаси, ва радиацион физика соҳаларида кенг доирада тадқиқотлар олиб бориш, шунингдек тез нейтронлар оқимидан фойдаланган ҳолда модда таркибини элемент таҳлилларини ўтказишга мўлжалланган қурилмадир. Ушбу қурилма дейтерий ва тритий нишонларида $D+d \rightarrow {}^3\text{He}+n$ ёки $T+d \rightarrow \alpha+n$ реакциялар ёрдамида энергиялари ~ 2.4 ва 14 МэВ бўлган тез нейтронлар оқимлари ҳосил қилинади. Бунда нейтронлар оқими мос ҳолда $\sim 10^8$ ва 10^{10} н/сек ташкил қилади.

НГ-150 нейтрон генераторининг асосий катталиклари:

- Нейтронлар максимал оқими – $2 \cdot 10^{10}$ н/сек.
- Тезлатилган ионларнинг номиналь энергияси – 150 кэВ.
- Ионлар энергиясини ўзгартириш чегараси – 50-150 кэВ.
- Нишонга келиб тушаётган ионлар дастасининг ток кучи – 3 мА гача.

- Номинал режимда нишонга келиб тушган даста диаметри – 10-30 мм.
- Ишлаш режими узлуксиз.

5.6-§. Гамма-активацион таҳлил

Моноэнергетик ва тормозли гамма-нурланишлар. Гамма-нурланишлар манбаи сифатида радиоизотоп ва электрон тезлатгичлар манбалари қўлланилади. Ярим емирилиш даври катта бўлган радиоизотоп манбаларнинг баъзи бирларидан чиқаётган гамма-квантларнинг энергиялари **2 МэВ**дан катта, аммо **3 МэВ** дан кичик. Тажрибаларда кенг қўлланиладиган монохроматик гамма-нурланишлар манбалари ва уларнинг хусусиятлари **5.3-жадвал**да келтирилган.

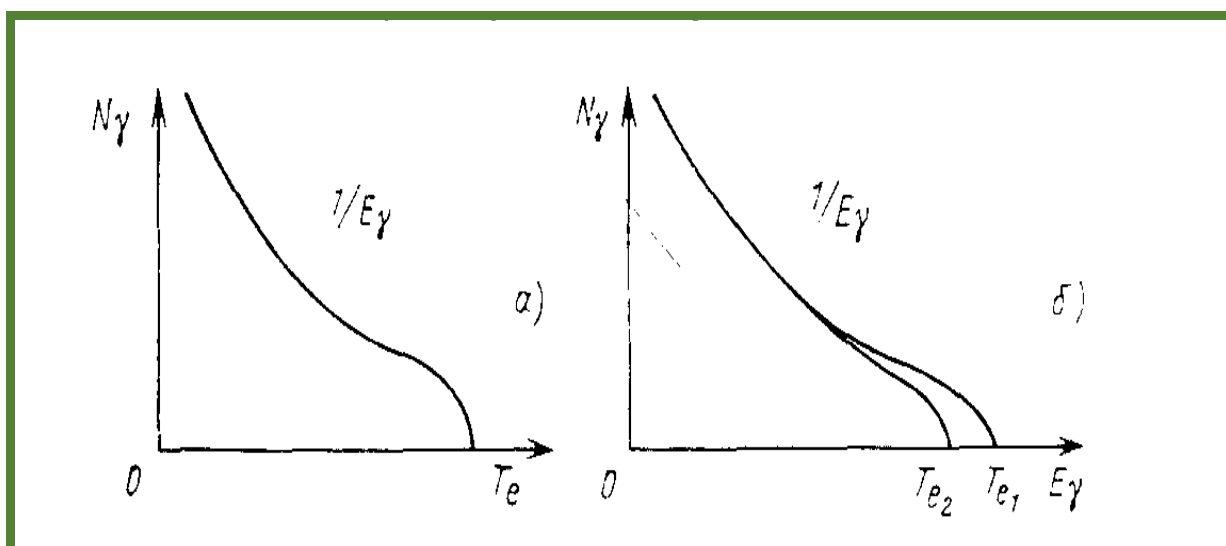
Ушбу реакция билан табиий радиоактив элементларнинг гамма-квантлари таъсирида юз берадиган фотоядро реакцияларнинг рўйхати чекланади. Бошқа ҳамма ядроларда нуклоннинг ажралиш энергияси радиоактив ядролар чиқараётган гамма-квантларининг энергиясидан катта бўлганлиги сабабли фотоядро реакцияси юз бермайди.

5.3-жадвал.
Монохроматик гамма-нурланишлар манбаи

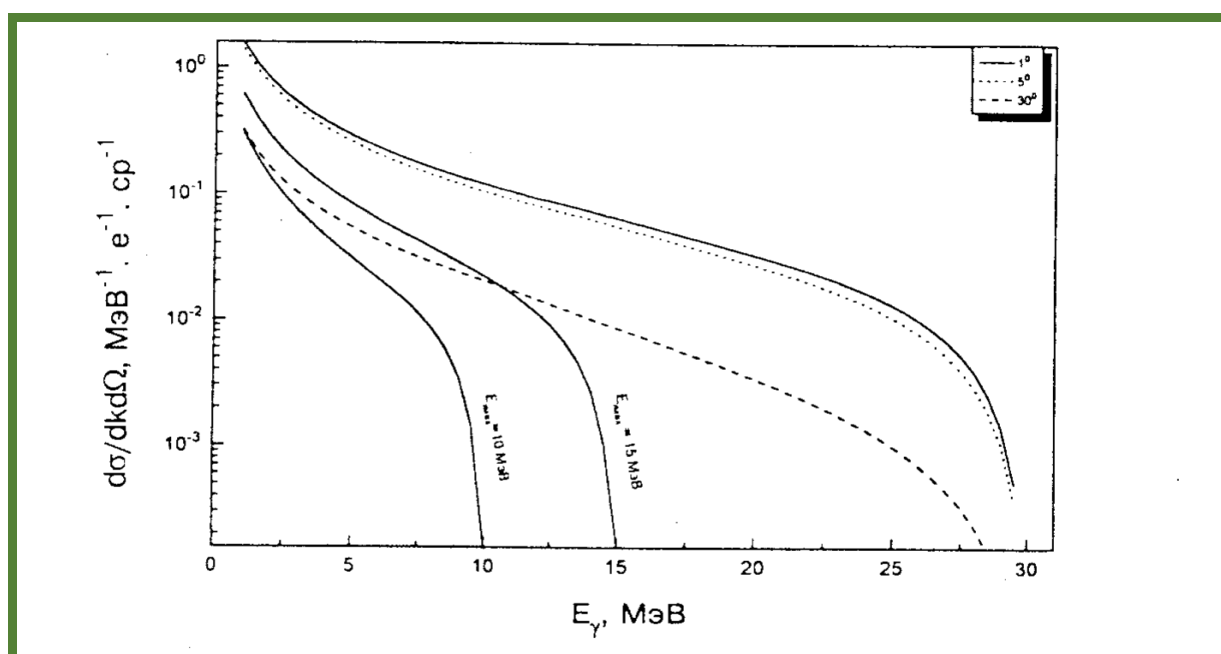
Нуклид	γ-квантлар энергияси, МэВ	γ-квантлар интенсивлиги, %	T _{1/2}
⁶⁰ Co	1173,2	99,90	5,27 лет
	1332,5	99,98	
¹³⁷ Cs	0,662	85,21	30 лет
²⁴ Na	2,754	99,94	15,02 ч
⁴⁶ Sc	1,12 1	99,99	83,81 сут
⁵⁶ Mn	0,847	98,90	2,578 ч
	1,811	27,20	

	2,113	14,30	
--	-------	-------	--

Юқори энергияли гамма-квантларни олиш имконияти фақат юқори энергияли электрон тезлатгичларни яратгандан кейингина пайдо бўлди. Электрон тезлатгичларда (бетатрон, микротрон ва чизикли электрон тезлатгич) юқори энергияли гамма-квантларни рентген трубкасида тормозли рентген нурлар ҳосил қилишига ўхшаш вазиятда ҳосил қилинади, яъни юқори энергиягача тезлатилган монокроматик электронлар Z катта бўлган элементдан (W,Pb) тайёрланган нишонга келиб тушадилар ва унда тормозланадилар. Натижада тормозли гамма-нурлар ҳосил бўлиб, уларнинг спектри узлуксиздир. Ушбу спектр 5.11-расмда кўрсатилган. Тормозли гамма-нурланишларнинг максимал энергияси тормозланаётган электронларнинг кинетик энергиясига тенг бўлиб, интенсивлиги эса энергияга тескари пропорционал равишда камаяди. Шундай қилиб, электронларнинг тормозланиши натижасида берилган максимал энергияли узлуксиз гамма-квантлар спектрини олиш мумкин экан. 5.12–расмда қалин нишонда (микротрон ва чизикли электрон тезлатгичларда қўлланиладиган нишон) ҳосил бўладиган тормозли нурлар спектрининг ҳисоблаш натижасида олинган шакли келтирилган. Асосан вольфрам элементида ясалган тормозли нурлар нишонлари кенг қўлланилади. Бетатронларда нишонлар юпқа нишон деб қабул қилинади. Бу ушбу тезлатгичларда тормозли нурлар ҳосил қилиш механизми билан боғлиқ.



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

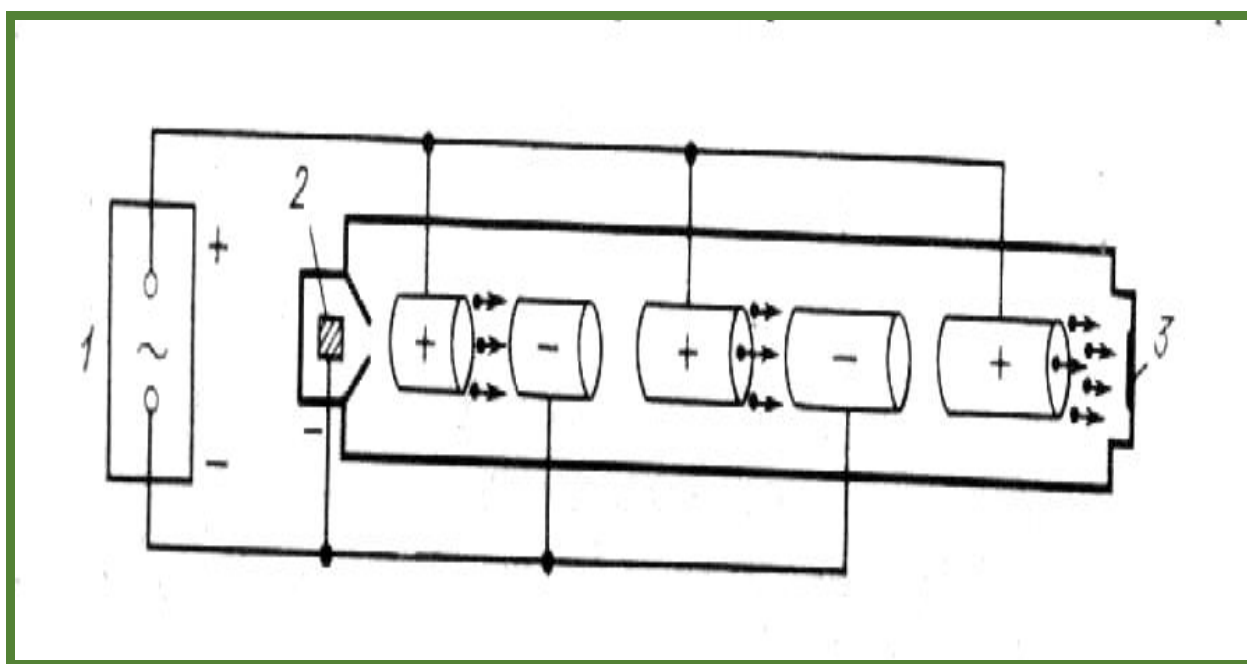


5.12–расм. Қалин нишонда ҳосил бўладиган тормозли нурлар спектрининг ҳисоблаш натижасида олинган шакли.

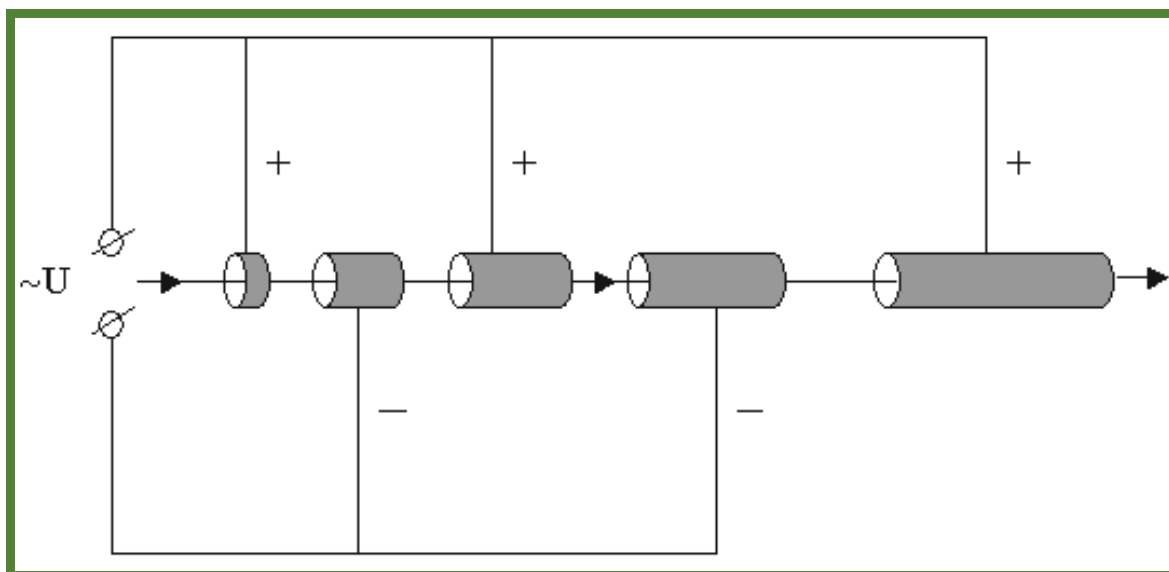
Чизиқли тезлатгичлар. Чизиқли тезлатгичлар деб ундаги тезлашаётган зарралар траекторияси тўғри чизиққа яқин бўлган қурил-

маларга айтилади. Шунини таъкидлаб ўтиш керакки, тўғри тезланиш деб номланган методга асосланган юқори вольтли қурилмаларда ҳам зарралар тўғри чизиқ бўйлаб ҳаракатланадилар. Айрим ҳолларда бундай тезлатгичларни электростатик чизиқли тезлатгичлар деб ҳам айтилади. Бундай тезлатгичларда зарраларга энергия доимий потенциаллар айирмаси катта бўлган ораликдан бир марта ўтганда берилади. Бундай потенциаллар фарқи манбаи сифатида *каскад генератори, Ванде-Грааф генератори, импульс генератори, импульсли трансформатор* ва бошқалар ишлатилади. Биз айрим чизиқли тезлатгичларнинг ишлаш принципи билан танишиб чиқамиз.

Чизиқли резонанс тезлатгичлар. Ушбу тезлатгичларда зарралар тўғри чизиқ бўйича ўзгарувчан электр майдон таъсирида тезлатилади.



5.13-расм. Чизиқли резонанс тезлатгич: 1-ЮЧ-генератор; 2-ионлар манбаи; 3-нишон



5.14-расм. Чизиқли резонанс тезлатгич

Юқори вольтли чизиқли тезлатгичлардан фарқли равишда, резонанс чизиқли тезлатгичларда катта кучланиш эмас, балки резонанс тезлатиш принципи қўлланилади. Чизиқли резонанс тезлатгичлар тезлатиш трубкасида ионларни тезлатиш юқори частотали (**ЮЧ**) генератордан берилган унча катта бўлмаган кучланиш орқали кўп марталаб ўтиш орқали амалга оширилади (**5.13 ва 5.14-расмлар**). Трубкасимон электродларнинг узунлиги ионлар ҳаракат йўналиши бўйлаб катталашиб боради. Ионларнинг инерциал ҳаракатланиш вақти ҳамма трубкаларда бир хил ва **ЮЧ-генератор кучланиш** ўзгаришининг ярим даврига тенг. Жуфт трубкасимон электродлар **ЮЧ-генератор**нинг битта клеммасига, тоқлари эса иккинчи клеммасига уланади.

Мусбат зарядланган ионлар биринчи ва иккинчи электродлар орасидаги тирқишга кирган бўлсин. Бу вақтда тоқ электродларга мусбат, жуфт электродларга эса манфий кучланиш берилади. Ионлар иккинчи электроддан чиққан моментда эса жуфт электродларга мусбат, тоқ электродларга манфий кучланиш берилади в.х.к. Ҳар бир

электроддан ионларнинг ўтиш вақти ўзгарувчан кучланиш даврига тенг. Шунинг учун ҳам ушбу тезлатгичларни резонанс тезлатгичлар дейилади. Чизиқли резонанс тезлатгичларнинг чиқишида зарралар энергиясини бир метр узунликда **10÷15 МэВ** гача ошириш мумкин. Ушбу тезлатгичларда зарралар нишонга импульс бўлиб келиб тушади ва тушиш вақти **ЮЧ-генератор**нинг даврига тенг. Чизиқли резонанс тезлатгичлар импульсли тезлатгичлар ҳисобланадилар. Одатда бу тезлатгичларнинг ўртача токи бир неча **мкА** ни (*баъзан 20÷30 мкА гача*) ташкил этади. Импульсдаги ток **50 мА** гача бўлади.

Чизиқли резонанс тезлатгичларнинг устунлиги бу катта ток олиш ва зарралар инжекцияси (киритиш) ва чиқишининг соддалиги ҳисобланади. Бундан ташқари чизиқли тезлатгичларда зарралар траекторияси тўғри чизиқ бўлганлиги сабабли улар электромагнит нурланишлар чиқармайди. Кейинги ҳол оғир зарралар учун ҳеч қандай роль ўйнамайди, лекин юқори энергияли (*бир неча юз МэВ ва ундан ортиқ*) электронлар учун муҳимдир. Электронлар ҳалқали тезлатгичларда тезлатилганда уларнинг энергиясининг бир қисми электромагнит нурланишларга сарф бўлади. Шунинг учун ҳам чизиқли тезлатгичлар асосан электронларни тезлатиш учун қурилади.

Циклик тезлатгичлар. Циклик тезлатгичларни шартли равишда иккига бўлиш мумкин: ***резонанс ва индукцион тезлатгичлар***. Циклик резонанс тезлатгичларда қўйилган бошқарувчи магнит майдон таъсирида зарралар траекторияси эгриланиб, айлана ёки ясси спирал шаклини олади ва шу билан бирга тезлатилаётган зарралар битта тезлатувчи ораликни кўп марталаб ўтади. Зарраларнинг тезлатувчи оралик орқали кейинги икки ўтишлар орасидаги вақт тезлатувчи майдон даврининг ўзгаришига тенг ёки каррали бўлиши керак.

Тезлатувчи электр майдон ва бошқарувчи магнит майдонлар хусусиятларига боғлиқ ҳолда циклик резонансли тезлатгичлар қуйидаги турларга бўлинади: циклотрон, синхротрон, синхрофазотрон.

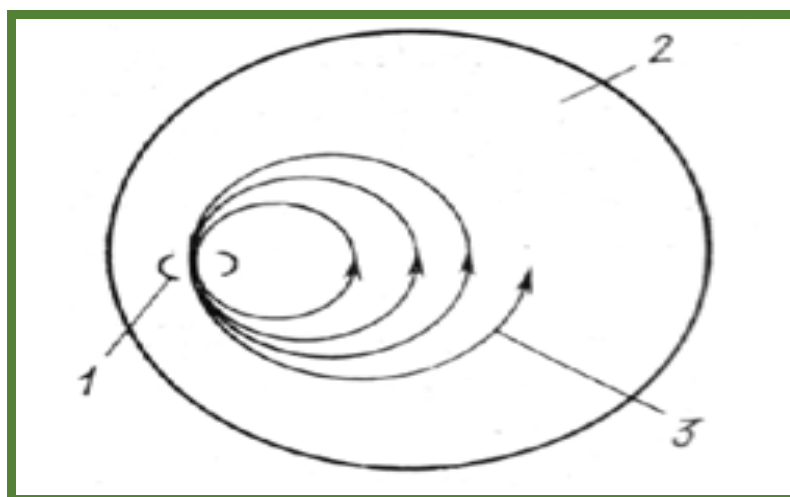
Қўлланилаётган фокусировкаланишнинг хусусиятига қараб, циклик резонанс тезлатгичлар кучли фокусировкали ва кучиз фокусировкали тезлатгичларга бўлинади. Бу ерда циклик тезлатгичлардан *микротрон* ва *бетатронлар* келтирилган

Микротрон. Циклотронда электронларни тезлатиб бўлмайди, сабаби улар тез релятивистик тезликка эришадилар. Шунга қарамай шундай тезлатгичлар мавжудки уларда электронлар бир жинсли магнит майдонда электр майдон импульси билан тезлатилади. Бундай турдаги тезлатгичларни микротрон дейилади (*баъзан электрон циклотрони деб ҳам айтилади*). Микротронда заррача телатгич камерасига магнит майдоннинг марказий қисмига киритилмасдан балки четига киритилади. Заррача чиқиш жойига ковак (*ичи бўш*) тезлатувчи резонатор жойлаштирилади.

Резонаторда заррача ҳар бир айланишида электронинг тинчликдаги энергиясига аниқ тенг бўлган **0,511 МэВ** энергия олади. Электроннинг *n-айланиш даври* T_n биринчи айланиш даврига қарари бўлади:

$$T_n = nT_1 = \frac{2\pi m c}{eH \sqrt{1 - v^2 / c^2}}. \quad (5.6)$$

Шунинг учун ҳам электрон ҳар бир айланишда резонаторга тезлатиш моментида тушади. Микротронда электронлар радиуси ошиб боровчи айлана бўйича ҳаракатланиб, ҳамма айланалар резонатор ичида бир-бирига тегади (**5.15-расм**).



5.15-расм. Микротрон схемаси. 1 – резонатор, 2 – электронлар траекторияси.

Микротронлар импульс режимида ҳам узлуксиз режимида ҳам ишлайди. Ушбу тезлатгичларда эришилган чегаравий энергия **50-100 МэВ** лар атрофида баҳоланади. Энергиянинг кейинги ошишига магнит майдонига қўйиладиган шартлар ҳалқит беради. Ҳозирги кунда мавжуд бўлган микротронлар **4** дан **30 МэВ** гача энергияга эга. Энергия ошиши билан микротронларда интенсивлик кескин тушади. Масалан **13 МэВ** энергияли микротрон импульсда **100 мА**, **30 МэВ** энергияли микротронда эса атига **0,05 мА** ток беради. Одатда ўртача ток импульс қийматидан уч тартибгача камдир. Микротроннинг афзалликларига электронлар дастаси чиқишининг соддалиги, дастанинг юқори моноэнергетиклиги (фақат электростатик тезлатгичларга ён беради) ва паст энергияларда етарлича юқори интенсивлиikka эга бўлишлари киради. Шунинг учун ҳам паст энергияларда микротрон перспектив турдаги электрон тезлатгич ҳисобланади. Ҳозирги кунда микротрон республикамизнинг Самарканд давлат университетида мавжуд бўлиб, унинг параметрлари қуйидагича: *максимал орбиталар сони – 22; биринчи тезлатиш режимида электронлар максимал энергияси – 13 МэВ; иккинчи тезлатиш режимида – 22,5 МэВ;*

биринчи режимдаги ўртача ток **30 мкА** гача; иккинчи режимда **20 мкА** гача; импульс токи **20 мА**; импульс токининг давомийлиги – **2,3 мкс**; истъмол қиладиган қувват – **20 кВт**.

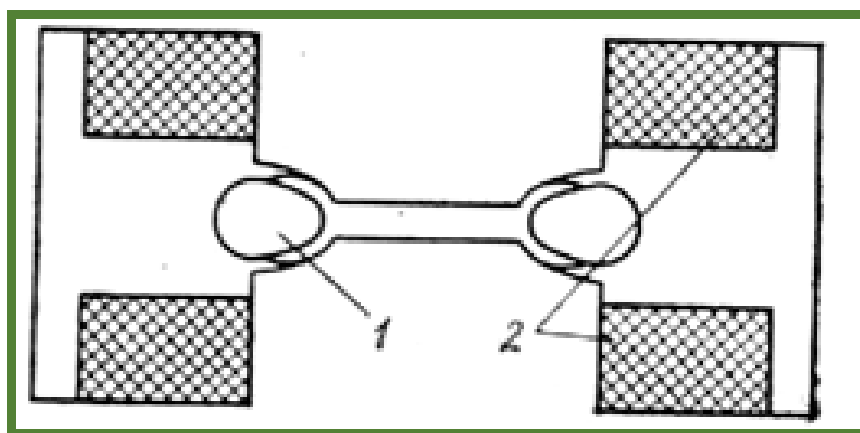
Бетатрон. Ўрта ва паст энергияли электрон тезлатгичлардан энг кўп тарқалгани бетатрон ҳисобланиб, у электронларнинг биринчи циклик тезлатгичидир. Унинг биринчи нусхаси 1940 – йилда америкалик олим Д.Крест томонидан ясалган. *Бетатрон* бошқа тезлатгичлардан шу билан фарқ қиладики, бу турдаги тезлатгичларда зарраларни тезлатувчи электр майдон ташқаридан берилмайди, балки зарраларни доиравий орбиталарда ушлаб турувчи магнит майдоннинг вақт бўйича тез ўзгариши натижасида ҳосил бўлади. Ҳақиқатдан ҳам агар аксиал симметрик магнит майдон вақт бўйича ўзгарса, унда **Максвеллнинг** қуйидаги тенгламасига асосан

$$\text{rot}\vec{E} = -\frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (5.7)$$

куч чизиқлари концентрик айланалардан иборат бўлган **E** электр майдон ҳосил бўлади. Ушбу ҳолда электронлар ультрарелятивистик хусусияти туфайли магнит майдонининг $H(R)$ радиал боғланиши шундай танлаб олиниши мумкинки, бунда электрон орбиталар радиуси вақт бўйича ўзгармас бўлади.

Бетатроннинг ишлашини маълум даражада электр трансформаторнинг ишлашига ўхшатиш мумкин. Маълумки трансформатор берк пўлат ўзакдан ва унга кийдирилган сим чўлғамли иккита ғалтакдан иборат.

Агар бирламчи чўлғамдан ўзгарувчан электр токи ўтказилса, ўзакда ўзгарувчан магнит майдони ҳосил бўлади. Ўз навбатида иккиламчи чўлғамда индукция **электр юритувчи куч (ЭЮК)** ҳосил қилади.



5.16-расм. Бетатроннинг вертикал кесими. 1- электронларни тезлатиш учун камера; 2 – электромагнит ғалтаклар

Агар иккиламчи чўлғамни туташтирсак унда у орқали электр токи ўтади. Бетатронда иккинчи ўзак ҳалқасимон вакуум камерасига алмаштирилган. Бу камера «**тешик кулчага**» ўхшайди. Бетатроннинг кўндаланг кесими схемаси **5.16-расм**да кўрсатилган. Шиша ёки фосфордан ясалган тороидал камера магнит қутблари орасига жойлаштирилади. Камера ичида 10^{-6} мм **Hg** устуни тартибидаги босим ушлаб турилади. Энергиялари бир неча ўн килоэлектронвольт бўлган электронлар **0,001 с** вақт ичида камерага «электрон тўп» ёрдами билан инъекцияланади (киритилади). Электронлар манбаи, электронларни чиқарувчи вольфрам толали чўлғам ва электронларни дастлабки тезлатувчи ва фокусловчи электродлар системасидан иборат.

Камерага киритилган электронлар уярмавий **ЭЮК** таъсири остида айланади. Ушбу **ЭЮК**ни ўзгарувчан магнит майдон ҳосил қилади. Электронларни тезлатиш вақтида магнит майдон шундай катталашадики, бунда электронлар трубка ичида турғун орбита бўйлаб ҳаракатланади. Электронларни тезлатиш электромагнит ғал-

такларида кучланишнинг нолдан максимал қийматгача ошиш вақти ичида, яъни таъминот манбаи чорак даври давомида юз беради.

Одатга кўра бетатрон электронларни бир неча **МэВ** дан **50 МэВ** гача тезлатиш учун ишлатилади. Бир вақтлар бундан ҳам катта энергияли ҳатто **240 МэВ** гача бўлган бетатронлар ҳам ишлаб чиқилган. Аммо бундай энергияларда магнитнинг катта оғирликда (синхротронга нисбатан) бўлиши, шунингдек **100 МэВ** дан юқори энергияларда бетатронда тезлатиш режими, электронларнинг электромагнит нурланиши туфайли бузилиш сабабли тезлатишнинг бетатрон усулининг афзаллиги йўқ.

Бетатронларда интенсивлик катта эмас. Импульсда 10^9 - 10^{10} зарра бўлганда ўртача ток 10^{-2} мкА дан ошмайди. Ушбу тезлатгичларнинг камчиликлардан яна бири унда амалда электронлар дастасини чиқариб бўлмаслигидир. Шунинг учун ҳам бетатронлар фақат тормозли гамма-нурлар манбаи сифатида ишлатилади.

5.7-§. Зарядланган зарралар ёрдамида активацион таҳлил

Фотонлар ва нейтронлардан ташқари зарядланган заррлар билан ҳам активацион таҳлил амалга оширилади. Бунда текширилаётган намуналар зарядланган зарралар билан активация қилинади. Активация қилувчи зарралар сифатида асосан водород ва гелий изотопларининг ядролари қўлланилади, яъни: *протон p , дейтрон d , тритон t , гелий-3 (^3He)* ва *α -зарралар*.

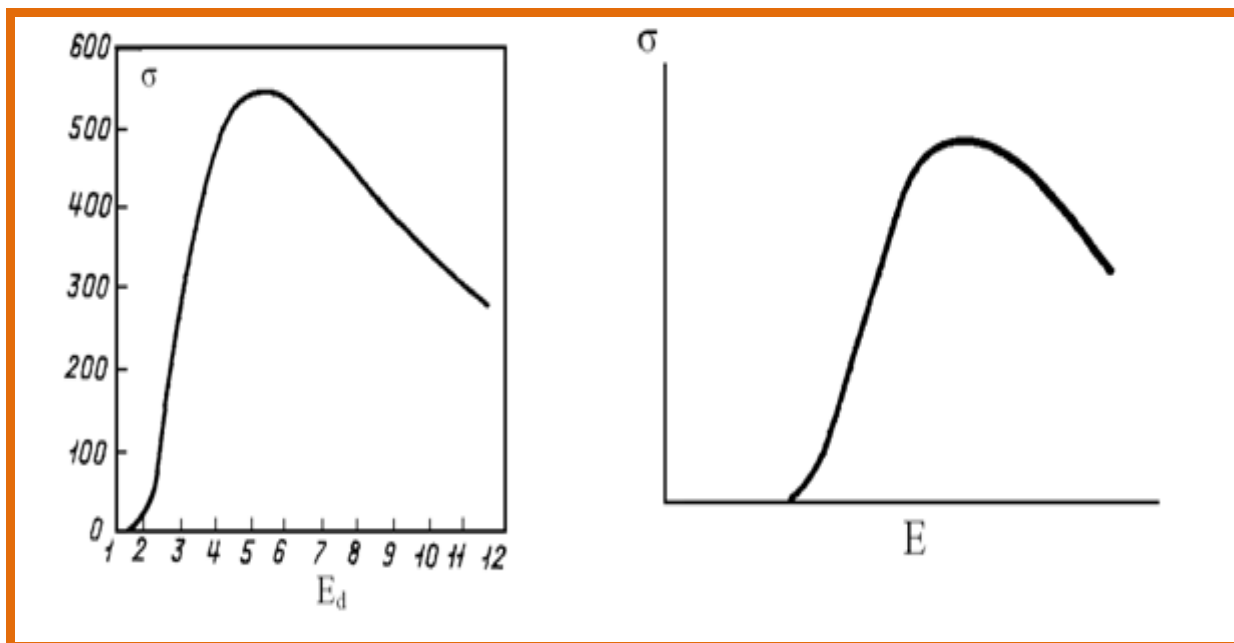
Зарядланган зарралар билан активацион таҳлил ўтказилганда қуйидаги иккита факторни ҳисобга олиш лозим;

- *Кулон тўсиги*
- *Зарядланган зарраларнинг кимёвий элемент атомларидаги электронлар билан ўзаро таъсири.* Зарядланган зарралар атом

ядролари билан ўзаро таъсирлашганда **Кулон потенциали**ни ҳисобга олишга тўғри келади. Сабаби мусбат зарядланган зарра, мусбат зарядланган ядро билан ўзаро таъсирлашганда **Кулон потенциали** ушбу ўзаро таъсирни амалга оширишга тўсқинлик қилади ва бунинг натижасида зарядланган зарралар иштирокидаги ядро реакциялари остона энергиясига эга бўлади. Зарядланган зарра ядро билан ўзаро таъсирлашиши учун унинг энергияси потенциал тўсиқ энергиясидан катта бўлиши лозим. Маълумки энергияси потенциал тўсиқнинг баландлигидан кичик бўлган зарралар ҳам туннел эффекти ҳисобига ядро ичига кириши ва ядро реакциясини амалга ошириш мумкин. Аммо бундай жараёнларнинг эҳтимолликлари жуда ҳам кичик бўлгани учун амалда ҳисобга олинмайди.

Зарядланган зарралар иштирокидаги ядро реакциялар кесимининг зарра энергиясига боғланиши, яъни уйғониш функцияси умумий кўриниши **5.17** ва **5.18-расм**да келтирилган. **5.18-расм**да мисол тариқасида $^{23}\text{Na(d,p)}\ ^{24}\text{Na}$ реакциянинг уйғониш функцияси келтирилган. Зарраларнинг кичик энергияларида **Кулон тўсиғи**, зарранинг ядрога тушишига тўсқинлик қилади, бунинг натижасида реакция кесими кичик бўлади. Зарралар энергияси ошиши билан **Кулон тўсиғи**нинг шаффофлиги (зарраларнинг ўтиш эҳимоллиги) ошади ва бунга мос ҳолда реакция кесими ҳам ошади. Реакция кесими максимум қийматга, зарра энергиясининг тахминан Кулон тўсиғининг баландлигига тенг бўлганда эришади. Энергиянинг кейинги ошишида реакция кесими камаяди. Бунга сабаб, энергия ошиши билан рақобатланувчи реакциялар пайдо бўлади. Умуман олганда, энергия ошиши билан ядро реакцияларнинг каналлари сони ошади. Рақобатланувчи реакция деб битта радиоактив ядро иккита ёки ундан ортиқ реакция натижасида ҳосил бўлишига айтилади. **Экзотермик** ва **эндотермик** реакциялар кесимларининг зарядланган зарраларнинг энергияларига боғ-

ланиши 5.19-расмда келтирилган. Бу ерда U_q – Кулон тўсигининг ба-
ландлиги, E_{ost} – реакция остона энергияси.



5.17-расм. $^{23}\text{Na}(d,p)^{24}\text{Na}$
реакциянинг уйғониш
функцияси

5.18-расм. Реакция кесимининг
зарядланган зарра энергиясига
боғланиши

Рақобатланувчи реакциялар активацион таҳлилда кўпчилик ҳолларда салбий ролни ўйнайдилар. Масалан битта ядро иккита ҳар хил элемент ядроларидаги реакциялар натижасида ҳам ҳосил бўлиши мумкин. Бу эса элемент миқдорини аниқлашда систематик хатоликларни келтириб чиқаради. Ўрта энергияли протонлар таъсирида қуйидаги реакциялар рўй бериш эҳтимолликлари катта бўлади:

$$^M_Z A(p, \gamma) ^{M+1}_{Z+1} B;$$

$$^M_Z A(p, n) ^M_{Z+1} B;$$

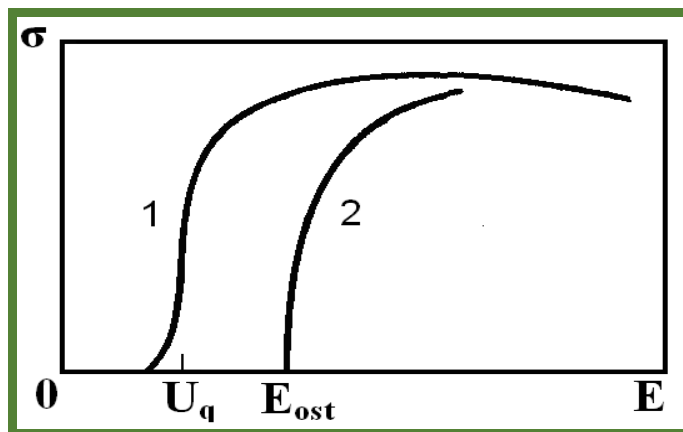
$$^M_Z A(p, 2n) ^{M+1}_{Z+1} B;$$

$$^M_Z A(p, d) ^{M-1}_Z B;$$

$$^M_Z A(p, \alpha) ^{M-3}_{Z-1} B.$$

Агар бунга таҳлил қилинаётган намуна таркибида бир неча элемент ва ўз навбатида ушбу элементларнинг изотоплари қўшилса,

ядро реакциялар сони кескин ошиб кетади. Бу эса методикалар ишлаб чиқишда рақобатланувчи реакцияларни сифат ва миқдорий жиҳатдан ҳисобга олишни талаб қилади.



5.19-расм. Экзотермик ва эндотермик ядро реакцияларининг уйғониш функциялари

Зарядланган зарралар билан активацион таҳлил ўтказганда яна бир муҳим омилни ҳисобга олиш лозим, яъни зарядланган зарраларнинг кимёвий элемент атомларидаги электронлар билан ўзаро таъсири. Бунинг натижасида зарядланган зарралар ўз энергиясини муҳит атомларини ўйғотишга ва ионизация қилишга сарфлайдилар ва энергиясини тез йўқотадилар. Шу сабабли, мазкур таҳлил методида намуна ўлчамини аниқлашда зарраларнинг югуриш йўллари ҳам ҳисобга олиш зарур.

Зарядланган зарралар билан активацион таҳлил ўтказганда асосан эталон ва монитор таҳлил методлари қўлланилади. Айрим ҳолларда абсолют методдан ҳам фойдаланилди. Бу камдан кам учрайдиган ҳолдир.

Зарядланган зарралар манбаи сифатида асосан циклотрон ва чизикли тезлатгичлар қўлланилади. Ушбу қурилмалар ёрдамида катта энергияли ва юқори интенсивликка эга бўлган зарралар оқимини олиш мумкин.

Циклотрон бу норелятивистик оғир зарядланган зарраларни (*протонлар, ионлар*) тезлатувчи **циклик тезлатгич** бўлиб, бунда зарралар доимий ва бир жинсли магнит майдонда ҳаракатланадилар. Ушбу зарраларни тезлатиш учун эса юқори частотали электр майдон қўлланилади. *Электр майдон* частотаси ўзгармас бўлади. Циклотронда протонлар **25 МэВ** гача, **α -зарралар 50 МэВ** гача тезлатилади.

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

Зарядланган зарраларда активацион таҳлилни, нурлантириш учун қўлланилаётган зарядланган зарраларнинг турига қараб қуйидаги методларга бўлиш мумкин:

- ***протонлар билан нурлантириш методи;***
- ***дейтронлар билан нурлантириш методи;***
- ***третий ядроси билан нурлантириш методи;***
- ***^3He ядроси билан нурлантириш методи;***
- ***альфа-зарралар билан нурлантириш методи.***

Ушбу нурлантиришлар натижасида қуйидаги ядро реакциялари содир бўлиши мумкин: (p,γ) , (p,n) , (p,α) , (d,p) , (t,n) , $(^3\text{He},n)$, $(^3\text{He},p)$, $(^3\text{He},\alpha)$, (α,n) , (α,p) , $(\alpha,\gamma n)$ ва ҳ.к.

Юқорида келтирилган методларни қўллаб, кенг доирадаги элементлар миқдорини турли моддаларда аниқлаш бўйича методикалар

ишлаб чиқиш мумкин. Шунга қарамасдан, зарядланган зарраларда ўтказиладиган активацион таҳлил асосан енгил элементлар миқдорини аниқлашга қаратилган. Кейинги вақтларда янги яратилаётган материаллар тозалигига талаб ошмоқда. Айниқса ҳар хил тоза ва ўта тоз материаллар таркибида углерод, азот ва кислород миқдорини аниқлаш алоҳида ўрин эгаллайди. Ушбу ҳолларда аниқланиш чегараси 10^{-4} - 10^{-7} % атрофида бўлади. Мазкур йўналишларда юқори сезгирликка эга бўлган зарядланган зарраларда ўтказиладиган активацион таҳлил қўл келади. Углерод, азот ва кислород миқдорини аниқлаш учун қуйидаги ядро реакциялари қўлланилади: $^{14}\text{N}(p,n)^{14}\text{O}$, $^{12}\text{C}(^3\text{He},n)^{14}\text{O}$, $^{14}\text{N}(d,n)^{14}\text{O}$ ва $^{16}\text{O}(^3\text{He},\alpha)^{15}\text{O}$. Ушбу реакцияларни қўллаб тоза металллар *молибден, вольфрам, темир* ва *кремний карбиди* таркибида *углерод, азот* ва *кислород* миқдорини аниқлаш бўйича методикалар ишлаб чиқилган. Булардан ташқари турли ярим ўтказгичли материаллар ва тоза металллар таркибида таркибда ўта муҳим бўлган элементлардан *бор, углерод, азот, кислород* ва бошқа енгил элементлар миқдорини аниқлаш бўйича методикалар ҳам ишлаб чиқилган ва амалда қўлланилмоқда.

Зарядланган зарралар билан нурлантириш элементнинг изотоп таркибини аниқлашга имкон беради. Изотоп таркибини, юпқа қатламда ёки унча кўп бўлмаган моддада ҳам аниқлаш мумкин.

5.8-§. Инструментал активацион таҳлилнинг спектрометрик методлари

Таҳлил қилинаётган намуналарни *нейтронлар, гамма-квантлар* ёки *зарядланган зарралар* билан нурлантириш, иккиламчи (оний ёки кечиккан) нурланишларнинг мураккаб спектрини келтириб чиқаради. Ушбу иккиламчи нурланишларнинг хусусисиятларини ўрганиш ядро реакцияларини ёки радиоизотопларини идентификация қилишга

имкон яратади. Активацион таҳлилда иккиламчи нурланишлар энергетик спектрини таҳлил қилиш орқали, сифат ва миқдорий натижалар олиш мумкин.

Нурлантирилган элементларни, иккиламчи нурланиш бўйича дискриминация, идентификация ва миқдорий аниқлаш физикавий усулларга тўлиқ асосланган таҳлил методини умумлаштириб, инструментал активацион таҳлил деб номланган. Инструментал активацион таҳлил методи ҳам ўз навбатида яна иккига бўлинади, яъни спектрометрик инструментал активацион таҳлил ва активацион таҳлилнинг махсус методлари. Активацион таҳлилнинг махсус методлари ёрдамида бир ёки икки элементни аниқлашда ёки спектрометрик инструментал активацион таҳлилга қўшимча сифатида қўлланилиши мумкин. Замонавий активацион таҳлилда асосан спектрометрик инструментал активацион таҳлил кенг қўлланилади.

Ионловчи нурланишлар ва биринчи навбатда **γ-нурланишлар** спектрометрияси, инструментал активацион таҳлилнинг энг унверсал ва имкониятлари катта бўлган методларидандир. Спектрометрик методнинг имкониятлари, ионловчи нурланишлар хусусияти ва қайд қилувчи қурилманинг кўрсаткичлари бўйича белгиланади.

Активацион таҳлилда ионловчи нурланишлар спектрометриясининг жуда кўп турли методларидан биттаси, яъни тадқиқ қилинаётган нурланиш энергиясини, электрик импульслар кетма кетлига айлантириб, амплитудалар тақисимотини таҳлил қилишга асосланган тамойил бўйича ишловчи тизим муҳим аҳамият касб этади.

Активацион таҳлилда асосан қуйидаги ионловчи нурланишлар спектрометрияси қўлланилади: оғир зарралар, **β- нурланишлар** ва **γ-нурланишлар** спектрометрияси. Ҳозирги кунда активацион таҳлилда биринчи ва иккинчи турдаги спектрометрия деярли қўлланилмайди (айрим тадқиқотларда қўлланилиши мумкин), амалда асосан γ-нур-

ланишлар спектрометрияси кенг қўлланилади. Йигирманчи асрнинг 60-йилларида сцинтилляцион **γ-спектрометрлар**, 70- ва 80-йилларда асосан **Ge(Li)** детектодан иборат бўлган **γ-спектрометрлар** қўлланилган. 90-йилларнинг охири ва йигирма биринчи асрнинг бошларидан бошлаб, асосан тоза германийдан **HPGe** иборат бўлган ва компьютер тизимига уланган замонавий таҳлилаторлардан ташкил топган **γ-спектрометрлар** қўлланилмоқда.

5.9-§. Гамма-нурланишлар спектрометрияси

Гамма-нурланишлар спектрометрияси ядродан чиқаётган **γ-квантларни** қайд қилишга асосланган. Ноэластик ядро ўзаро таъсир жараёни натижасида ядро уйғониши, ёки радиоактив парчаланишлар натижасида ҳосил бўлган ядро уйғонган ҳолатда бўлиши мумкин. Ядро уйғонган ҳолатдан асосий ҳолатга ёки иккинчи бир пастки энергетик ҳолатга ўтганда **γ-квантлар** чиқариши мумкин. Ушбу гамма-нурланишлар аниқ бир энергияга ва жуда ҳам энсиз табиий чизиқ кенглигига эга бўлади. Гамма-нурланишларнинг мазкур хусусиятлари, элементларни идентификация қилиш ва элементларни ажратиб аниқлаш учун яхши асос бўлади. Гамма-нурланишларнинг юқори ўтувчанлик қобилияти, етарлича қалинликдаги намуналарни **γ-спектрометрик** таҳлил қилишга имкон берадиган қулай усуллари бири ҳисобланади. Бу санаб ўтилган хусусиятлар ва имкониятлар, **γ-спектрометрик** методга, инструментал активацион таҳлилда етакчи ўрин эгаллашга имкон беради.

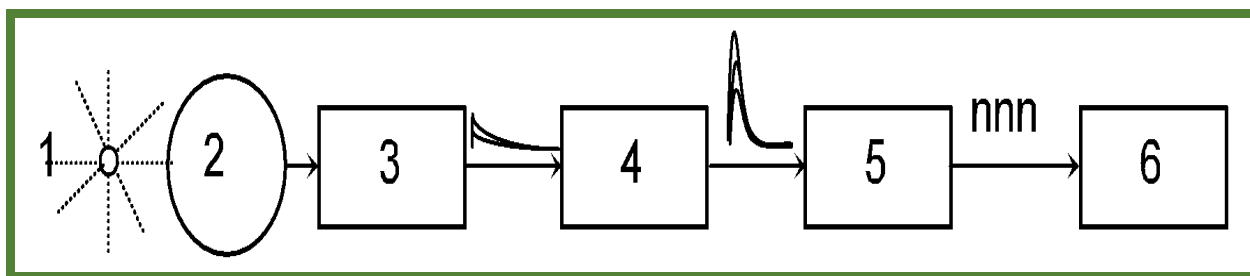
Гамма-спектрометрлар тузилиши ва ишлаш тамойилларини ўрганишдан олдин **γ-нурланишларнинг** модда билан ўзаро таъсирларини кўриб чиқамиз.

Яримўтказгичли гамма-спектрометр. **Ge(Li)-детекторли γ -спектрометрлар** пайдо бўлиши инструментал активацион таҳлил учун мутлақо янги имкониятларни очди десак муболаға бўлмайди. Бунга асосий сабаб, мазкур детекторларнинг яхши энергетик ажратиш қобилиятига эга бўлганлиги бўлиб, улар **NaI(Tl)** кристалли спектрометрларга нисбатан бир тартиб юқоридир.

Яримўтказгичли **Ge(Li)-детекторлар** суяқ азот темературасида ва чуқур вакуумда нормаль ишлайди. Суяқ азот билан тўлдирилган Дьюар идиши ушбу детекторли **γ -спектрометрлар**нинг доимий элементи ҳисобланади. Суяқ азот детекторни паст температурада ушлаб туради. Дьюар идишига маълум бир вақтдан кейин суяқ азот қуйилиб турилади. Бу интервал идиш сиғимига қараб **6 кундан 15 кунгача** бўлган интервални ташкил қилади.

Яримўтказгичли детекторлардан чиқаётган сигнал катталиги жуда ҳам кичик бўлади (милливольтлар катталикида). Шунинг учун детектор чиқишига бирламчи кучайтиргич уланади. Бу кучайтиргичларга қаттиқ талаб қўйилиб, у детектор энергетик ажратиш қобилитини белгилайди. Бирламчи кучайтиргичнинг шумини камайтириш учун уни паст температурагача совутишга тўғри келади. Шумни камайтириш ҳисобига детектор энергетик ажратиш қобилитини яхшилаш мумкин.

Ҳозирги кунда асосан тоза германий **HPGe-детекторли γ -спектрометрлар** қўлланилади. Мазкур детекторлар билан ишлаш қулай бўлиб, улар фақат ишлатилган вақтда суяқ азотда сақланади. Агар детектор узоқ вақт давомида ишлатилмаса, уни азотда сақлаш шарт эмас. Тоза германий **HPGe-детекторли γ -спектрометр**нинг блок схемаси **5.20-расм**да келтирилган.



5.20-расм. 1 – γ -нурланиш манбаи, 2 – ўта тоза германийдан иборат γ -нурланиш детектори (HPGe-детектор), 3 – бирламчи кучайтиргич (предусилитель), 4 – асосий кучайтиргич, 5 – амплитуда-рақамли ўзгартиргич, 6 – компьютер.

Ўта тоза германийдан иборат бўлган **γ -нурланишлар** детектори (**HPGe-детектор**) ярим ўтказгичли **p-n** ўтишли дйоддан иборат бўлиб, унинг сезгир соҳаси ҳажмини ошириш учун коаксиаль (цилиндрик) геометрияда тайёрланади. Детекторнинг коаксиал геометрияси **γ -квантлар** қайд қилиш эффективлигини, текислик геометриядаги детекторга нисбатан анча оширади.

Детекторнинг **γ -квантларни** қайд қилиш эффективлиги ишчи соҳа ҳажмидан ташқари детектор тайёрлаган материалга ҳам кучи боғлиқ бўлади. Ҳозирги вақтда ярим ўтказгичли детекторлар тайёрланадиган энг кенг тарқалган материаллар бу кремний ва германий ҳисобланади. Гамма-квантларни қайд қилиш учун кўпинча германийдан ясалган детекторлар қўлланилади.

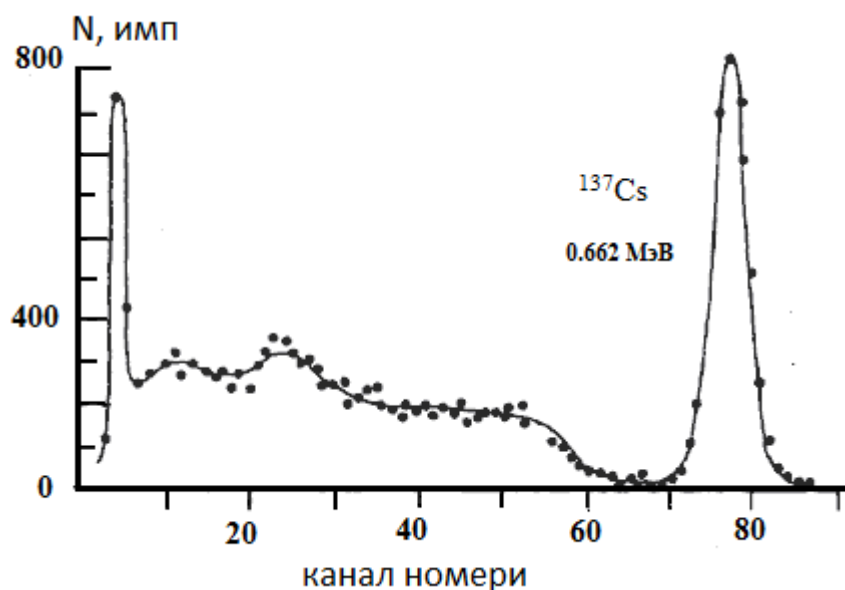
Тайёрлаш қийин бўлишига қарамасдан, детекторни тайёрлаш учун бошланғич материал сифатида германий танлаб олинади. Бу **γ -квантларнинг** ўзаро таъсир кесими модданинг **Z** атом номерига кучли боғланганлигидир. Айниқса фотозэффект кесими **Z** га кучли боғлиқ бўлади ($\sigma_f \sim Z^5$), Комптон эффекти кесими эса **Z** га пропорционал бўлади. Электрон-позитрон жусфти ҳосил бўлиш жараёнининг кесими - **Z²**. Германийда **Z** катта қийматга эга бўлади (**Z(Ge)=32**, **Z(Si)=14**). Шу сабабли ушбу материал танланган бўлиб, у

детекторнинг γ -квантларни қайд қилиш юқори эффективлигини таъминлайди.

Спектрометр асосини ядро нурланишларининг **HPGe-детектори** ташкил қилади. Гамма-квантларнинг детектор моддаси билан ўзаро таъсир қилиши натижасида унинг чиқишида электр зарядлар ҳосил бўлиб, унинг катталиги γ -квантнинг детекторда йўқотган энергиясига пропорционал бўлади. Ҳосил бўлган заряд катталигини пропорционал равишда кучланиш амплитудасига айлантириш учун юқорида айтиб ўтилган бирламчи кучайтиргичдан, давомийлиги бўйича сигналларни шакллантириш ва шовқинларни бостириш учун эса асосий кучайтиргичлардан фойдаланилади.

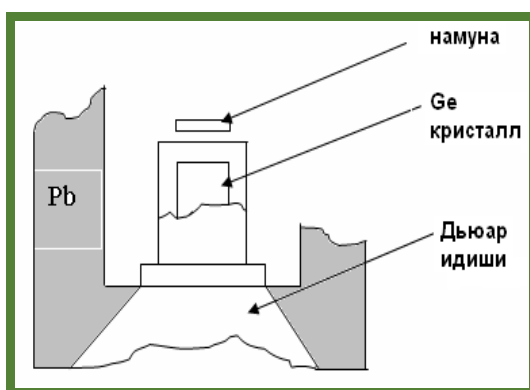
Кучайтиргич тракти чиқишидаги сигналларнинг амплитуда тақсимооти бўйича нурланиш спектрини баҳолаш мумкин.

Амплитуда тақсимооти компьютер ёрдамида қайд қилинади ва қайта ишланади. Амплитуданинг тадқиқ қилинаётган диапазонни тенг чекли сонли интервалларга бўлинади ва ҳар бирига тартиб номер берилади. Ушбу интервалларни **каналлар** деб номлаш қабул қилинган. Асосий кучайтиргич чиқишидаги аналог сигналларни, компьютер ишлай оладиган рақамли кодларга айлантиришни, амплитуда-рақамли ўзгартиргич ёрдамида амалга оширилади. Амплитуда-рақамли ўзгартиргич ҳар бир импульс амплитудасини ўлчайди ва унга мос келадиган канал номерини аниқлайди. Кейин мазкур маълумотлар компьютерда қайта ишланади ва компьютер мониторида γ -спектр ҳосил бўлади (5.21-расм).



5.21-расм. Cs-137 радионуклиднинг γ -спектри

Гамма-нурланишлар детектори ташқи табиий γ -нурланишлар ва космик нурланишлар фонидан ҳимоя қилиш учун уни қўрғошин уйча ичига жойлаштирилади. Мазкур ҳимоя радионуклидларнинг жуда ҳам кичик активитарини ўлчаш аниқликларини оширади (5.22-расм).



5.22-расм. Намунанинг активлигини ўлчаш схемаси

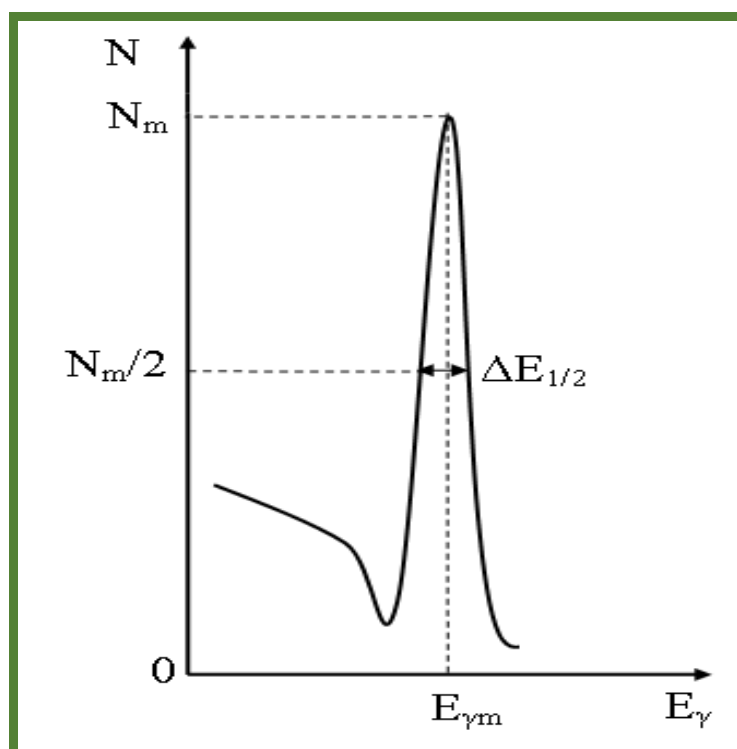
Активацион таҳлилда гамма-спектрометрларни тавсифловчи қуйидаги иккита асосий катталик эътиборга олинади:

1. Энергия бўйича ажратиш қобилияти;

2. γ -квантларни қайд қилиш эффективлиги.

Энергетик ажратиш қобилитини икки хил кўринишда ифодалаш мумкин, яъни: абсолют ва нисбий энергетик ажратиш қобилияти. Абсолют ажратиш қобилияти деб фоточўққи баландлиги ярмининг кенглигига ($\Delta E_{1/2}$) айтилади (5.23-расм). Нисбий ажратиш қобилияти деб қуйидаги катталиikka айтилади:

$$\delta_{1/2} = \Delta E_{1/2} / E_{\gamma}$$



5.23-расм. Гамма-спектр.

Сцинтилляцион γ -спектрометрларни энергетик ажратиш қобилитини тавсифлашда нисбий ажратиш қобилияти ишлатилади. Ярим ўтказгичли γ -спектрометрларда эса абсолют ажратиш қобилияти қўлланилади.

Ярим ўтказгичли γ -спектрометрларнинг энергетик ажратиш қобиятидан ташқари уни тавсифлайдиган яна бир муҳим катталиик бу

детекторнинг қайд қилиш эффективлигидир. Гамма-спектрометрларнинг эффективлиги деб фоточўққидаги қайд импульслар сонининг **γ -манбадан 4π** фазовий бурчакда **γ -квантлар** сонига нисбатига айтилади. Тажрибада **γ -спектрометрлар**нинг абсолют ва нисбий эффективликлари аниқланади. Танланган ўлчаш шароити (фазовий бурчак ва ютилиш филтрлари) учун абсолют эффективлик қуйидаги формула билан аниқланади:

$$\boxed{\varepsilon_{\text{эфф}} = \frac{S/\tau}{I \exp(-\lambda t)}} \quad (5.8)$$

Бу ерда S – берилган энергиядаги фоточўққи юзаси;

τ – γ -спектрни ўлчаш вақти;

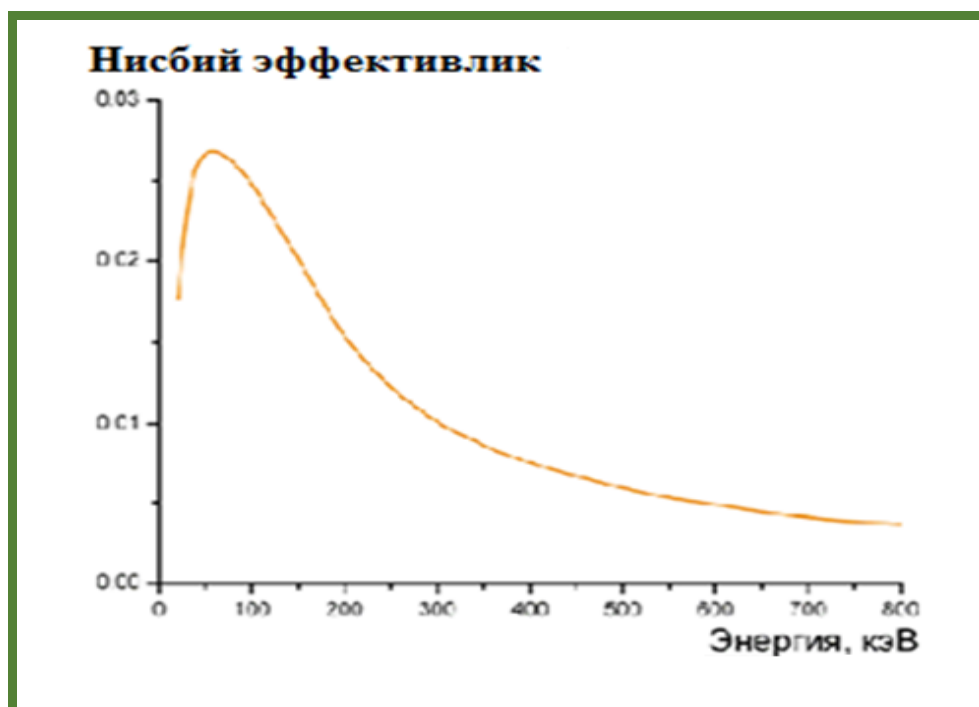
I – 4π фазовий бурчакда 1с вақт давомида манба чиқараётган берилган энергияда моноэнергетик γ -квантлар сони;

$\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$ – парчланиш доимийси, сут⁻¹;

t – аттестация моментида ўлчаш моментида ўтган вақт, сут.

Юқорида таъкидлаб ўтганимиздек гамма-спектрометрни энергия ва эффективлик бўйича калибровка қилиш (даражалаш) намунавий спектрометрик гамма-манбалар тўплами (НСГМ ёки рус тилида ОСГИ) ёрдамида амалга оширилади. Аттестация моменти бу намунавий радионуклид ишлаб чиқарилган сана(ой ва йил).

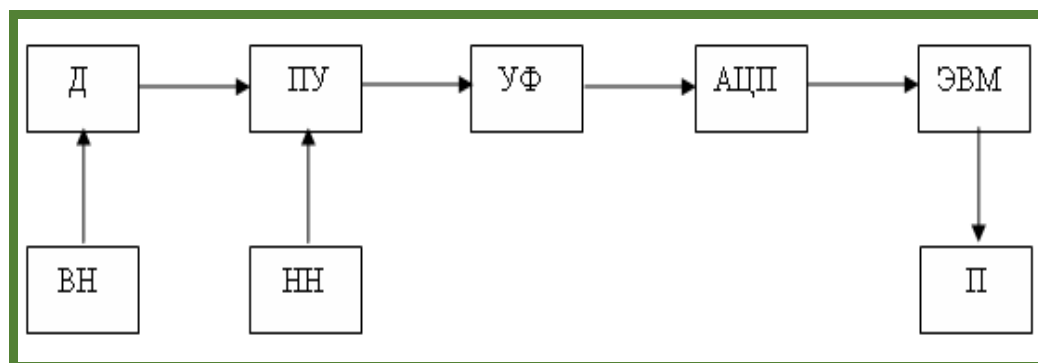
Ўзбекистон Фанлар Академияси Ядро физикаси институтининг Радиоаналитик марказида замонавий **γ -спектрометрлар** мажмуаси мавжуд бўлиб, бу мажмуада фундаментал ва амалий тадқиқотлар олиб борилади.



5.24-расм. Нисбий эффективликнинг гамма-квантлар энергиясига боғланиши

Мазкур марказда намуналарнинг киритилган активлигини энергетик ажратиш қобилияти **1332,5 кэВ (^{60}Co)** гамма-чизик учун $\Delta E_{1/2} = 1,8$ кэВ ва нисбий эффективлиги **15 %** бўлган **HPGe** детектордан ташкил топган гамма-спектрометр билан ўлчанди. Гамма-спектрометр **DSA-1000** турдаги кўп каналли рақамли таҳлилатор ва **γ-спектрларни** қайта ишловчи **Genie-2000** программалар пакетлари билан бутланган. **Genie-2000** программалар мажмуаси кўп каналли таҳлилатор билан спектрларни ўлчаш ва қайта ишлаш имкониятига эга ва **WINDOWS-XP** муҳитида ишлаш учун мўлжалланган. Мазкур программалар пакети ёрдамида гамма-спектрнинг асосий хусусиятларини, яъни гамма-чизик фоточўққиларининг ўрнини, энергиясини, фоточўққи юзасини ва унинг статистик хатосини автоматик равишда аниқлаб беради. Гамма-спектрометрни энергия ва эффективлик бўйича калибровкалаш **ОСГИ** намунавий спектрометрик гамма-манбалар тўплами (**НСГМ**

ёки рус тилида **ОСГИ**) ёрдамида амалга оширилади. Гамма-спектрометр блок-схемаси **5.25-расм**да келтирилган. **5.26-расм**да **DSA-1000** турдаги рақамли кўп каналли таҳсилатор расми илова қилинган.



5.25-расм. Ўлчаш комплексининг блок-схемаси:
Д – Ge-детектор; ПУ – олдинги кучайтиргич; УФ
– кучайтиргич-импульсларни шакиллатгич
(формирователь); ВН – юқори кучланиш манбаи;
НН – паст кучланиш манбаи; АЦП – аналогои-
рақамли айлантиргич; ЭВМ – Pentium-4; П –
принтер HP Laser Jet 1000

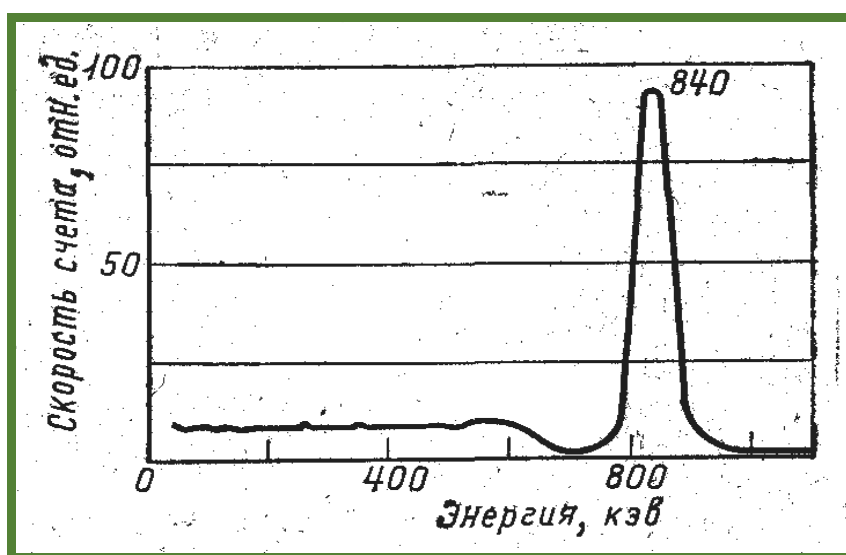


5.26-расм. DSA-1000 турдаги рақамли кўп каналли таҳсилатор

Гамма-спектрометр чизикларининг аппаратура шакли.

Моноэнергетик гамма-нурлаишларни регистрация (қайд) қилганда гамма-спектрометр чиқишидаги сигнал амплитуда тақсимотининг шакли мураккаб бўлиб, у кўпгина омилларга боғлиқ бўлади. Албатта амплитуда тақсимотининг шаклини биринчи навбатда **γ-нурла-**

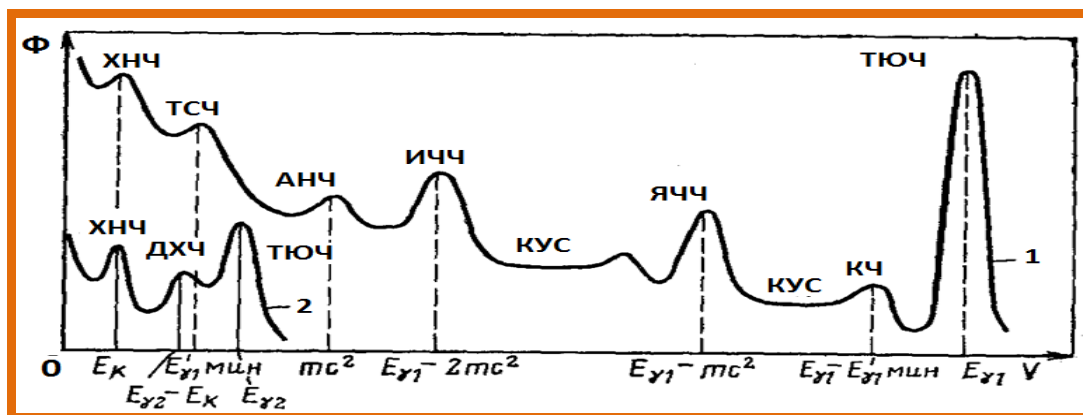
нишларнинг детектор моддаси билан ўзаро таъсири белгилайди. Иккинчи томондан амплитуда тақсимотининг шаклига қатор омиллар маълум бир таъсир кўрсатади, яъни детекторда кечадиган иккиламчи жараёнлар юзага келтирадиган, **γ-спектрометр** конструкциясининг ўзига хос хусусияти, ўлчанаётган радиоизотоплар аралашмасининг таркиби, шунингдек нурланиши **γ-спектрометр**да таҳлил қилинаётган намунанинг модда таркиби, массаси ва геометрик шакли ҳам муҳим аҳамиятга эгадир.



5.27-расм. γ-нурланишарни қайд қилганда амплитуда тақсимотининг типик шакли

Экспериментал шароит шундай созланган бўлсинки, бунда гамма-спектрнинг шаклланишига салбий таъсир кўрсатувчи ҳамма қўшимча омилларнинг улуши минимал бўлсин. Ушбу ҳолда моно-энергетик **γ-нурланишарни** қайд қилганда амплитуда тақсимотининг типик шакли **5.27-расм**даги кўринишда бўлади. Бу олинган амплитуда тақсимотида иккита соҳа аниқ ажралиб турибди, яъни **γ-квантлар** энергияси тўлиқ ютилиши билан боғлиқ бўлган чўққи (**фотоэффект** ва **кўп марталик сочилиш**) ва ҳосил бўлишига **Комптон сочилиши** сабабчи бўлган узлуксиз амплитуда тақсимоти.

Тўлиқ ютилиш чўққиси **γ-спектрометрик** таҳлил учун фундаментал аҳамиятга эга. Тўлиқ ютилиш чўққиси максимумининг ўрни (ҳолати), қайд қилинган **γ-нурланишларнинг** энергиясини, унинг юзаси ёки баландлиги мазкур энергияли нурланиш интенсивлигини аниқлашга хизмат қилади.



**5.28-рasm. Сцинтилляцион ёки ярим ўтказ-
гичли детекторли гамма-спектрометрдаги гипо-
тик гамма спектр. 1 – $E_\gamma > 1,02 \text{ МэВ}$. 2 – $\leq 200 \text{ кэВ}$.
ТЮЧ – тўлиқ ютилиш чўққиси (фоточўққи); КЧ –
комптон чўққиси; ЯЧЧ – якка(битта) гамма-
квант чиқиб кетиш чўққиси; КУС – комптон
узлуксиз спектри; ИЧЧ – иккиталик чиқиб кетиш
чўққиси; АНЧ – аннигиляция нурланиш чўққиси;
ДХЧ – детектор характеристик нурланишининг
чиқиб кетиш чўққиси; ТСЧ – тескари сочилиш
чўққиси; ХНЧ – ҳимоянинг характеристик
нурланишининг чўққиси.**

Тўлиқ ютилиш чўққиси узлуксиз амплитуда тақимотининг чети-
дан унча катта бўлмаган чуқурлик билан ажралиб туради. Бу
энергетик бирликларда **250 кэВ** ни ташкил этади. Мураккаб спектр-
ларда узлуксиз амплитуда тақсимоти халал берувчи ролни ўйнайди.
Шу сабабли, чўққиларни идентификация қилганда ва спектрларни
миқдорий қайта ишлаганда узлуксиз амплитуда тақсимотини диққат

билан эътиборга олиш зарур. **5.28-расм**да гипотик гамма спектр кўрсатилган. Бу ерда турли жараёнлар ҳисобига вужудга келадиган чўққилар ва узлуксиз тақсимотлар келтирилган.

5.28-расмдаги γ -спектр идеаллашган бўлиб, бунда спектр шаклига таъсир қилувчи омиллар ҳисобга олинмаган. Амалда бундай идеаллашган спектрни олиш жуда мураккаб масала. Реал шароитда ушбу омиллар спектрга сезиларли таъсир қилиб, унинг амплитуда тақсимотини деформациялашга олиб келади ва бунинг натижасида спектрда қўшимча деталлар (қисмлар) пайдо бўлади. Амплитуда тақсимотининг шаклини ўзгартиришга ички (детекторнинг тури, ўлчами ва шакли) ва ташқи (таҳлил қилинаётган намунанинг таркиби, ўлчами, массаси, шунингдек спектрометр конструкциясининг ўзига хос хусусияти ва ҳ.к) омиллар сабабчи бўладилар.

Иккиламчи жараёнлар ва γ -спектрометр конструкциясининг таъсири

- Иккиламчи зарра ва квантларнинг детектордан чиқиб кетиш эффектлари.
- Тескари сочилишлар.
- Мураккаб флуоресценция.
- Геометриянинг таъсири.
- Тормозланиш нурланишлари.
- Энергиялар қўшилиши.
- Позитрон нурланишлар.

Иккиламчи зарра ва квантларнинг детектордан чиқиб кетиш эффектлари. Ютилган γ -квант тўлиқ ютилиш чўққисига ўз улушини қўшиши учун у ҳосил қилган иккиламчи зарралар ва квантларнинг детектор ишчи ҳажмида энергияларини тўлиқ йўқотишлари керак. Аммо иккиламчи нурланишлар ўзи билан энергиянинг бир қисмини ёки ҳаммасини олиб, детектор ишчи ҳажмини ташлаб чиқиб кетиши

маълум бир эҳтимолликка эга. Бирламчи γ -квант детектор сиртига қанчалик яқин соҳада ютилса, чиқиб кетиш эҳтимоллиги шунчалик катта бўлади.

5.10-§. Активацион таҳлил ўтказиш учун зарур бўлган аппаратуралар комплекси

Активацион таҳлилни амалга ошириш методи бўйича иккита катта гуруҳга ажратиш мумкин:

- 1) инструментал активацион таҳлил;
- 2) кимёвий қайта ишлаш ва намуналарни кимёвий ажратиш билан амалга ошириладиган таҳлил.

Инструментал активацион таҳлил. Инструментал метод фақат нурланишни детекторлаш блоки ва электрон аппаратуралар ёрдамида намунани кимёвий ажратмасдан, аниқланаётган элементни идентификация қилиш ва микдорини аниқлашга имкон беради. Алоҳида энг содда ҳолларда фақат умумий киритилган радиоактивликни қайд қилиш, бошқа ҳолларда эса нурланиш спектрометриясини амалга ошириш зарур. Баъзан, алоҳида ҳолларда мураккаб таркибли моддани таҳлил қилинаётганда қайд қилишнинг янада мураккаб методларини ишлатиш зарур, ядроларнинг парчаланиш схемалари ўзига хос хусусиятларидан фойдаланган ҳолда, масалан нурланишнинг ҳар хил турлари орасидаги вақт боғланиши (γ - γ -ёки β - γ -мос тушуш деб номланган). Ҳосил бўлган радиоизотопларнинг ярим емирилиш даври анча фарқ қилганда уларни алоҳида аниқлаш, ўлчаш вақтлари орасидаги паузани танлаш билан амалга оширилади. Айрим ҳолда инструментал таҳлилнинг селективлиги маълум бир нурланиш шароитини яратиш йўли билан ҳам ошириш мумкин, яъни ҳар хил энергияли нейтрон

ёки γ - квантлар билан активация қилиш, оптимал нурланиш вақтини танлаш ва ҳоказо.

Инструментал таҳлил кўпчилик ҳолларда юқори экспрессликка эга бўлиб, бу технологик контроллар учун жуда ҳам муҳимдир. Бундай экспресс таҳлилга типик мисол қилиб, олтин микдорини γ - активацион таҳлил методи билан аниқлашни келтириш мумкин.

Кўп компонентали инструментал таҳлилни ўтказиш, детекторлаш блокларининг ажратиш қобилиятини ошириш ва ўлчанган натижаларни таҳлил қилиш компьютерлар билан боғлиқдир.

Радиокимёвийни қўллаб активацион таҳлил ўтказиш. У ёки бу элементни мураккаб кимёвий таркибдан иборат бўлган намунада инструментал активацион таҳлил билан аниқлаш имкони бўлмаганда радио кимёвийни қўллаш орқали активацион таҳлил ўтказилади. Ушбу методда нурлантирилган намунанинг киритилган активлигини ўлчашдан олдин унга кимёвий ажратиш ва тиндириш жараёнлари қўлланилади. Оддий қилиб айтганда нурлантирилган намунадан радиокимёвий усул билан керакли радиоизотоплар ажратилиб олинади ва инструментал активацион таҳлил каби киритилган активлик ўлчанади.

Активацион таҳлил ўтказиш учун зарур бўлган аппаратуралар комплекси. Активацион таҳлил методини ўтказиш учун керак бўлган асбоб ва ускуналарга қуйидагилар киради:

- Активация қилиш учун нурланиш манбалари;
- Нурлантирилган намунани детекторлаш системасига олиб боровчи восита;
- Нурланишларни детекторлаш блоклари;
- Таҳлил ва натижаларни қайта ишлаш жараёнларини автоматлаштирувчи қурилмалар.

Активацион таҳлил учун нурланиш манбалари. Гамма–активацион таҳлил учун қуйидаги юқори энергияли γ - квантлар манбалари ишлатилиши мумкин: радиоизотоп, электронлар электростатик тезлатгичи, чизиқли электрон тезлатгичлар, бетатронлар, микротронлар. Гамма – активацион таҳлил учун энг қулайи электрон тезлатгичлардир. Тезлатгичларни қўллаганда, маълум бир энергиягача тезлатилган электронлар дастаси оғир металлдан иборат нишонга йўналтирилади. Электронларнинг тормозланиши ҳосил бўлган юқори энергияли γ - нурланишлар юқори интенсивликка эга ва юқори сезгирликдаги гамма – активацион таҳлил ўтказишга имкон беради.

Электрон тезлатгичлар оддий, кичик ўлчамли. Шунинг учун ҳозирги вақтда гамма – активацион таҳлил учун энг қулайи бетатрон ҳисобланади.

Бетатроннинг вакуумли тезлатгич камерасида электронларни тезлатиши уюрмавий электр майдон орқали амалга оширилади. Бетатронлар олинаётган тормозли γ - нурланишлар энергиясини 10 дан 30 МэВ гача диапозонида аниқ ўзгартириш ва доза қувватини 100 – 200 р/мин (нишондан 1 м узоқликда) атрофида олишга имкон беради. Ўта юқори перспективага эга бўлган катта интенсивликдаги γ -нурланишлар манбаларидан бири бу микротрондир. Унинг ўлчами бетатроникидан кичик бўлиб, анча катта интенсивликдаги тормозли нурланиш олишга имкон бериши билан фарқ қилади.

Нейтрон-активацион таҳлил методида нурланиш манбалари сифатида қуйидагилар қўлланилади: радиоизотоп манбалар, нейтрон генераторлар ва ядро реакторлари. Айрим ҳолларда нейтронлар манбаи сифатида электрон ва ион тезлатгичлар ҳам қўлланилади.

Зарядланган зарралар ёрдамида активацион таҳлил ўтказганда нурланишлар манбалари сифатида асосан циклотронлар қўлланилади.

Намунани нурланиш манбаидан детекторга олиб борувчи воситалар. Кучли активация манбалари билан, шунингдек нурланган намуналар билан ишлаганда хавфсизликни таъминлаш учун намунани нурланиш манбаидан детекторга олиб борувчи махсус системалардан (қурилмалардан) фойдаланилади. Бундан ташқари, олиб борувчи системалар транспортировкани тезлатади, активация ва ўлчаш орасидаги вақт оралиғини камайтиради.

Ҳаммадан кўпроқ олиб борувчи системаларнинг икки тури, яъни: механик ва пневматик турлари қўлланилади. Намунани транспортировка қилишни механик системаси одатда буриладиган поромисло, айланувчи диск ёки чизикли транспорт механизми (конвейер, бориб – келиб турувчи механизм ва хоказо) кўринишда бўлади. Пневмотранспорт оддий чанг ютгичларга ўхшаб ишлайди.

СБ-50 бетатронида намуналарни нурланиш постига ва ундан ўлчаш хонасига олиб келиш учун К5-2А турдаги пневмотранспорт қурилмасидан фойдаланилади. Ушбу қурилмада намуналар жойлаштирилган контейнер ҳаракатланадиган трубаларнинг (йўлнинг) узунлиги 40 метрга тенг. Қурилма қуйидаги техник кўрсаткичларга эга:

- Намуналарни бир томонга яъни нурланиш постига ёки ундан ўлчаш хонасига олиб бориш вақти – 4 с;
- Контейнернинг фойдали ҳажми – 800 мм³;
- Нурланаётган намуналарнинг максимал массаси – 50 г.

Механик системанинг устунлиги, катта массали, яъни массаси бир неча килограммгача бўлган намуналарни транспортировка қилиш имкониятига эга бўлишидир.

Пневмотранспорт системалари (ёки кўпчилик ҳолларда «пневмопочта» деб номланади) кучли нурланиш манбалари: ядро реактори, нейтронлар генератори ва хоказо билан ишлаганда кенг қўлланилади. Пневмотранспорт системаси намуналарни ташувчи (солувчи) ва

чиқариб олувчи махсус қурилма билан таъминланган, доира ёки тўрт-бурчак кесимли трубалар (металлдан ёки полиэтилендан) система-сидан иборат. Металл ёки полиэтилен капсулаларга солинган намуналар, сиқилган ҳаво ёки инерт газ ёрдамида нурланиш жойига ёки тескари қайтариб олиб келади. Баъзан пневмотранспорт системалари наmunани талаб қилинган детекторга, маълум вақт сақлаб турувчи жойга ёки наmunани сақлайдиган жойга олиб бориш учун стрелкалар билан таъминланган, кўп сонли тармоққа эгадир. Замонавий транспорт системаларида наmunани капсуладан олишни ҳам ўз ичига олган ҳолда амалларни бошқариш тўлиқ автоматлашгандир.

Ионловчи нурланишларни ўлчаш. Ядро жараёнларида ёки радиоактив парчаланишларда чиқаётган нурланишларни (α , β ва γ - нурланишлар) қайд қилиш, миқдорий ҳисоблашлар ва аниқлаётган элементларни идентификация қилиш учун муҳим маълумотлар беради.

Энг муҳим ва кенг қўлланиладиган қайд қилиш усуллари қайд қилинаётган зарра (квант) энергиясини электр импульсларига айлантиришга асосланган. Ушбу импульслар кейин махсус электрон қурилмаларга узатилади ва бу қурилмаларда импульслар қайта ишланади. Зарра энергиясини электр импульсига айлантирувчи қурилмалар нурланиш детекторлари дейилади. Нурланиш детекторларларининг турлари жуда кўп бўлиб, уларнинг ишлаш тамойили уларда зарядланган зарралар ўтганда модда атомларини ионизациялаш ёки уйғонган ҳолатга ўтказишга асосланган. Бунда гамма-квантлар ва нейтронлар уларнинг модда билан ўзаро таъсирлашиши натижасида ҳосил бўлган зарядланган зарралар(иккиламчи зарралар) ионизацияси бўйича қайд қилинади.

Пропорционал счетчик. Пропорционал счетчикларда кучланишнинг маълум бир ионизацион ток бирламчи ионизацияга про-

порционал, бинобарин тушаётган нурланиш энергиясига ҳам. Шунинг учун нурланиш детектори сифатида пропорционал счетчикни қўллаб, γ - нурланишлар ва β -зарралар энергетик тақсимотини олиш мумкин.

Гейгер счетчиги. Гейгер счетчикларда зарядланган зарралар ва γ - квантлар қайд қилиш учун счетчик орқали заррачалар ўтишда ҳосил бўладиган мустақил газ разрядидан фойдаланилади. Гейгер счетчигидан тушаётган нурланишнинг энергетик тақсимотини олиш учун фойдаланиб бўлмайди.

Бугунги кунда пропорционал ва Гейгер счетчиклари қўлланилмайди. Замонавий активацион таҳлилда бошқаларга нисбатан кўпроқ сцинтилляцион ва ярим ўтказгичли детекторлар қўлланилади.

Сцинтилляцион детекторлар. Сцинтилляцион детектор блоки-нурланиш таъсирида ёруғлик чақнашлари юз берадиган сцинтилляциятор ва фотоэлектрон кучайтиргичлар комбинациясидан иборат бўлади. Фотокуайтиргичда ёруғлик чақнашлари электр импульсларига айлантирилади. Ушбу импульслар амплитудаси қайд қилинаётган (регистрация қилинаётган) нурланиш энергиясига пропорционал бўлади.

Сцинтилляциятор сифатида таллий билан активланган натрий йод кристаллари яъни NaJ(Te), таллий билан активланган цезий йод кристаллари яъни CsJ(Te), рух сульфат – ZnS, сцинтилляцияланувчи пластмассалар – антрацен, стильбен ва хоказо қўлланилади.

Сцинтилляцион детекторлаш блоки юқори қайд қилиш эффективлигига эга булиб, улар анча «ўлик вақт»га эга бўлган газоразрядли счетчиклардан фарқ қилиб, катта интенсивликдаги нурланишларни ўлчаш учун ишлатилиши мумкин. Сцинтилляцион детекторлаш блокнинг камчиликларидан бири фотокуайтиргичга берилаётган юқори кучланишнинг яхши стабил бўлиши кераклигидадир. Бу счетчик

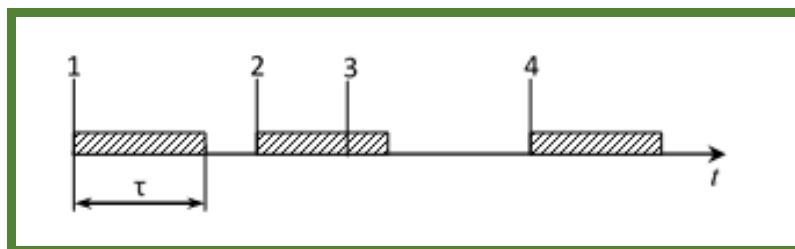
температура тебранишларига ўта сезгирдир. Бундан ташқари, мазкур детекторларнинг энергетик ажратиш қобилияти жуда ҳам паст.

Ярим ўтказгичли детекторлар. Ядро зарраси ярим ўтказгичли детекторнинг ишчи хажмига тушганда у энергиясини электрон-тешик жуфтини ҳосил қилишга сарфлайди. Ушбу жараён натижасида электр зарядлар ҳосил бўлиб, улар электродларга йиғилади ва электр импульси ҳосил қилади. Бундай импульслар амплитудаси зарра детекторнинг ишчи хажмидан ўтган вақтда сарф қилган энергиясига пропорционал бўлади. Ярим ўтказгичли детекторларнинг асосий устунлиги уларнинг юқори ажратиш қобилияти бўлиб, у сцинтилляцион детекторникидан бир тартиб юқоридир. Камчиликларидан бири паст эффективлиги ва у билан ишлаганда ва уни сақлашда паст температурали суюқ азотдан фойдаланишдир.

Ҳозирги кунда асосан ўта тоза германийли ярим ўтазгичли детекторлар қўлланилади. Бу детекторлар юқори эффективликка ва юқори энергетик ажратиш қобилиятига эгадир.

МАСАЛАЛАР ЕЧИШ УЧУН НАМУНАЛАР

1-масала. Ажратиш вақти $\tau = 0,20$ мс бўлган Гейгер-Мюллер санагичи $3,0 \cdot 10^4$ имп./мин ни қайд қилган. Санагич орқали 1 минут-да ўтган ўртача зарралар сонини баҳоланг.



Ечилиши: Ҳар қандай ядро нурланишлар санагичлари заррани қайд қилгандан кейин ўзининг хусусиятини тиклаш учун маълум бир τ вақт оралиқини сарфлайди. Бу τ вақтни ядро зарралар санагичларининг энг асосий характеристикаларидан бири бўлиб, уни тикланиш вақти дейилади. Агар ушбу вақт оралиғида санагичга зарра келиб тушган бўлса, уни санагич қайд қилмайди. Ушбу ҳодиса қуйидаги расмда тасвир эттирилган бўлиб, бунда **1, 2, 4 зарралар** қайд қилинади, **3 зарра** эса қайд қилинмайди. Бунга сабаб **3-зарра** санагич ўз хусусиятини тиклаш учун кетган вақт интервалига тўғри келганда келиб тушган.

Ушбу вақт ичида санагич орқали ўтган зарраларнинг N_0 ўртача сонини аниқлаш ифодасини қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$N_0 = N + \Delta N \quad (1)$$

бу ерда $t \gg \tau$ вақт давомида қайд этилган зарралар сони N га тенг; $\Delta N = n_0 \cdot \Delta t$ – қуйидаги йиғинди тўлиқ вақт ичида қайд қилинмаган зарралар сони:

$$\Delta t = \tau N = \tau \dot{n} t \quad (2)$$

бу ерда τ N – йигинди вақт бўлиб, бу вақт давомида санагич зарраларни қайд қилмайди. У ҳолда

$$N_0 = N + \dot{n}_0 \tau \dot{n} t \quad (3)$$

Бу ифоданинг чап ва ўнг томонларини t га бўламиз ва қуйидагини оламиз

$$\dot{n}_0 = \dot{n} + \dot{n}_0 \dot{n} \tau \quad (4)$$

Бу тенгламадан қуйидагини оламиз

$$\dot{n}_0 = \frac{\dot{n}}{1 - \dot{n} \tau} = \frac{3 \cdot 10^4}{1 - 3 \cdot 10^4 \cdot 2 \cdot 10^{-4} / 60} = 3,3 \cdot 10^4 \text{ имп./мин}$$

Жавоб: $\dot{n}_0 = 3,3 \cdot 10^4$ имп./мин.

2-масала. Ажратиш вақти $\tau = 1,0$ мкс бўлган санагич орқали ўтаётган зарралар сонининг қанча улиши санаш тезлиги $\dot{n} = 100$ ва $1,0 \cdot 10^5$ имп./с бўлганда санагич томонидан қайд этилмайди?

Ечилиши. Қайд қилинмаган зарралар сонини олдинги масалада келтирилган формула билан аниқлаш мумкин. У ҳолда қайд қилинмаган зарраларнинг улуши қуйидаги ифода билан аниқланилади:

$$\eta = \frac{\dot{n}_0 - \dot{n}}{\dot{n}_0} = \frac{\dot{n} + \dot{n}_0 \dot{n} \tau - \dot{n}}{\dot{n}_0} = \dot{n} \tau$$

у ҳолда

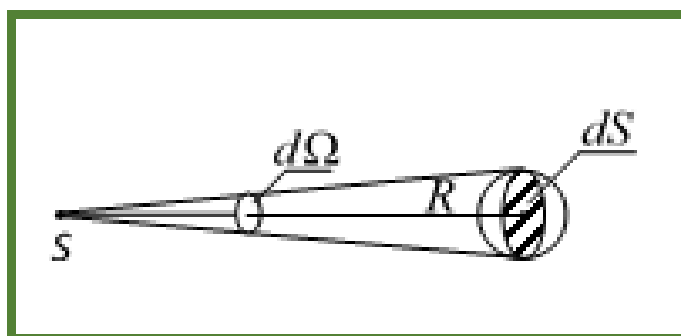
$$\eta_1 = 100 \cdot 1,0 \cdot 10^{-6} = 10^{-4} = 0,01\%$$

$$\eta_2 = 10^5 \cdot 1,0 \cdot 10^{-6} = 0,1 = 10\%$$

Жавоб: $\eta_1 = 0,01\%$, $\eta_2 = 10\%$.

3-масала. Агар ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ реакциянинг чиқиши $0,8 \cdot 10^{-4}$ га тенг бўлса, таркибида ${}^{210}\text{Po}: 0,63 \cdot 10^{10}$ Бк (0,17 Ки) бўлган унча катта бўлмаган ${}^{210}\text{Po-Be}$ -манбаидан 10 см узоқликдаги масофада нейтронлар оқимини топинг.

Ечилиши. Зарралар оқими деб юза бирлигидан вақт бирлигида ўтаётган зарралар сонига айтилади (1-расм):



$$\Phi = \frac{d\dot{N}}{dS}$$

(1)

Бу ерда Φ – зарралар оқими, $d\dot{N}$ - сферанинг ички ҳажмига вақт бирлигида тушаётган зарралар сони, dS - сфера сигментининг юзаси (1-расм).

$R = 10$ см масофада манбани нуқтавий нурланиш манбаи деб ҳисоблаш мумкин. Фараз қиламиз S манбадан бир секунда $\dot{N}_0$ та изотроп нейтронлар чиқаётган бўлсин. У ҳолда чексиз кичик ҳажимдаги сфера чегарасида $\Phi = \text{const}$ деб ҳисоблаш мумкин ва S нуқтавий манбадан R масофада жойлашган dS юзага секундига келиб тушаётган нейтронлар сони:

$$d\dot{N} = \frac{\dot{N}_0}{4\pi} d\Omega \quad (2)$$

Таърифига асосан фазовий бурчак элементи

$$d\Omega = \frac{dS}{R^2}. \quad (3)$$

(3) ни (2) га қўямиз ва қуйидаги ифодани эга бўламиз

$$d\dot{N} = \frac{\dot{N}_0}{4\pi} \frac{dS}{R^2} \quad (4)$$

(4) ни (1) га қўямиз ва зарралар оқимини топишга имкон берувчи қуйидаги ифодани оламиз:

$$\Phi(R) = \frac{dN}{dS} = \frac{\dot{N}_0}{4\pi R^2} \quad (5)$$

Манбадан секундига чиқаётган нейтронлар сони:

$$\dot{N}_0 = Y \cdot \dot{N}_\alpha = Y \cdot A(^{210}\text{Po})$$

Битта ^{210}Po ядроси *α -парчаланган*да битта *α -зарра* пайдо бўлади. Ушбу ифодани (5) га қўямиз ва манбадан **10 см** узоқликдаги масофада нейтронлар оқимини топамиз

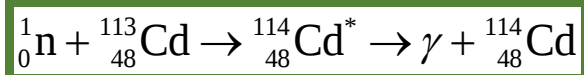
$$\Phi(R=10) = \frac{Y \cdot A(^{210}\text{Po})}{4\pi R^2} = \frac{0,8 \cdot 10^{-4} \cdot 0,63 \cdot 10^{10}}{4 \cdot 3,14 \cdot 100} = 4,0 \cdot 10^2 \frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}.$$

Жавоб: $\Phi(R=10) = 4,0 \cdot 10^2 \frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$

4-масала. Оқим зичлиги $1,0 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ бўлган иссиқ нейтронлар оқими билан **кадмий-116** дан ташкил топган юпқа пластинка

нурлантирилган. Агар нурланишдан олти сутка ўткандан кейин ^{113}Cd нуклид ядролари таркиби **1%** камайган бўлса, (n,γ) реакция кесимини аниқланг.

Ечилиши. Реакция схемасини ёзамиз:



Вақт бирлигида модданинг ҳажм бирлигида содир бўлаётган реакциялар сони:

$$\nu = n\sigma\Phi$$

dt вақт оралиғида нишон ядроларнинг концентрациясининг ўзгариши:

$$dn = -\nu dt = -n\sigma\Phi dt$$

Ушбу тенгламани $n(t=0) = n_0$ бошланғич шарт билан ечилганда тенглама ечими қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$n(t) = n_0 \exp(-\sigma\Phi t)$$

бундан

$$\frac{n_0 - n(t)}{n_0} = 0,01 = 1 - \exp(-\sigma\Phi t)$$

Ушбу ифодадан реакция кесимини аниқлаймиз:

$$\sigma = -\frac{\ln 0,99}{\Phi \cdot t} = \frac{0,01}{1 \cdot 10^{12} \cdot 6 \cdot 24 \cdot 3600} = 1,9 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2 = 2 \cdot 10^4 \text{ барн}$$

Жавоб: $2 \cdot 10^4$ барн.

5-масала. Кинетик энергияси **1 МэВ** бўлган дейтронлар билан оғир муздан иборат бўлган юпқа нишон нурлантирилганда $^2\text{H}(\text{d},\text{n})$

^3He реакциянинг чиқиши ва кесими мос ҳолда $0,8 \cdot 10^{-5}$ ва $0,020$ мб га тенг бўлган. Кинетик энергияси 2 МэВ бўлган дейтронлар учун мазкур реакциянинг кесимини аниқланг. Ушбу энергия учун реакция чиқиши $4,0 \cdot 10^{-5}$ га тенг.

Ечилиши. Юпқа нишон учун $^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$ реакция чиқиши қуйидагига тенг

$$Y = \frac{\dot{N}}{\Phi_0} = n\sigma d$$

бу ерда $\dot{N}$ – вақт бирлигида бирлик юзада содир бўлаётган реакциялар сони. У ҳолда

$$\frac{Y_1}{Y_2} = \frac{\sigma_1}{\sigma_2},$$

бу ердан

$$\sigma_2 = \sigma_1 \frac{Y_2}{Y_1} = 0,020 \frac{4,0 \cdot 10^{-5}}{0,8 \cdot 10^{-5}} = 0,10 \text{ б}$$

Жавоб: $\sigma_2 = \sigma_1 \frac{Y_2}{Y_1} = 0,020 \frac{4,0 \cdot 10^{-5}}{0,8 \cdot 10^{-5}} = 0,10 \text{ б}.$

МУСТАҚИЛ ЕЧИШ УЧУН МАСАЛАЛАР

5.1. Радиоуглерод методи билан қадимги топилманинг ёшини аниқлаш бўйича ўтказилган тажрибада топилмадаги санаш тезлиги минутига 14 импульс, фонни санаш тезлиги эса минутига 9,5 импульсни ташкил этган. Топилма ёшини 5% аниқликда топиш учун қанча вақт ўлчаш зарур бўлади? (*Жавоби: 19 соат*).

5.2. Санагичнинг ажратиш вақти $\tau = 8 \cdot 10^{-6}$ с бўлса, санаш тезлиги қандай бўлганда зарраларни санамаслик ҳолати 5% дан ошмайди? (*Жавоби: $2,5 \cdot 10^3$ имп. /с*).

5.3. Плутон-бериллий нейтронлар манбаи секундига $2,8 \cdot 10^7$ нейтрон чиқаради. Агар плутоний чиқараётган α -зарра таъсирида бериллийда содир бўлган (α, n) турдаги реакция чиқиши $2,6 \cdot 10^{-5}$ га тенг бўлса, плутоний миқдори аниқлансин. Манбада плутоний бериллий билан аралашма кўринишида бўлади. (*Жавоби: $9,0 \cdot 10^{-4}$ г*).

5.4. Кинетик энергияси 1,0 МэВ бўлган протон дейтрон томонидан қамраб олинади. Ҳосил бўлган ядронинг уйғониш энергиясини аниқланг. Бу қандай ядро? (*Жавоби: 6,16 МэВ*).

5.5. Кинетик энергияси 7,8 МэВ бўлган α -зарра билан ҳавода нормал шароитда уйғотилган $^{14}\text{N}(\alpha, p)^{17}\text{O}$ реакция ўртача кесимини аниқланг. Ушбу шароитда ва энергияда ўлчанган реакция чиқиши $2,0 \cdot 10^{-5}$ ни ташкил этади. (*Жавоби: 0,14 б*).

НАЗОРАТ САВОЛЛАР

1. Активацион анализ сезгирлиги, аниқланиш ва пайқаш чегараси.
2. Активацион анализ умумий йўналиши қандай жараёндан бошланади?
3. Нейтрон активацион анализ.
4. Нейтронларнинг манбаларини кўрсатинг.
5. Иссиқлик нейтронлар активацион анализ методлари.
6. Нейтрон активацион анализнинг аналитик имкониятлари.
7. Моноэнергетик ва тормозли гамма-нурланишлар манбалари.

ТЕСТ САВОЛЛАР

1. *Активацион таҳлилни амалга ошириш босқичлари қандай?*
 - А) Таҳлил учун моддани танлаш, намунани нурланишга тайёрлаш, нурланиш, активликни ўлчаш, натижа олиш
 - В) Нурлантириш, нурланиш дозасини ўлчаш, энергияни аниқлаш
 - С) Нурланиш дозасини ўлчаш, намунани массасини ўлчаш, намунани майдалаш
 - Д) Намунани кимёвий таҳлил қилиш ва нурлантириш.
2. *Активацион таҳлил иккига бўлинади яъни ... активацион таҳлил.*
 - А) Инструментал ва кимёвий.
 - В) Инструментал ва радиокимёвий.
 - С) Радиокимёвий ва биокимёвий.
 - Д) Кимёвий ва физикавий.
3. *Қуйидаги детекторлардан қайси бирининг энергетик ажратиш қобилияти юқори?*
 - А) Пропорционал счетчиги.
 - В) NaI(Ta)-детектори
 - С) Органик сцинтиллятор.
 - Д) Ge(Li)-детектори;
4. *Детекторнинг эффективлиги деб ... айтилади?*
 - А) Детектор регистрация қилган импульслар сонининг унинг ишчи ҳажми келиб тушган зарралар сонига нисбатига.
 - В) Детектор қайд қилинган импульслар катталиги ва ўлчамига.
 - С) Детекторга тушган зарралар сонининг у қайд қилган импульслар сонига нисбатига.
 - Д) Детекторга тушган зарралар турига.
5. *Детекторларнинг асосий характеристикаларини кўрсатинг.*
 - А) Ажратиш қобилияти, массаси
 - В) Зичлиги, ҳажми, умумий эффектлиги.
 - С) Умумий эффектлиги, ўлик вақти, энергетик ажратиш қобилияти;
 - Д) Умумий эффектлиги, ўлик вақти, зичлиги.

6. *Активацион таҳлилда миқдорий натижалар олинадиган методларни кўрсатинг.*

- А) Абсолют метод, эталон методи, монитор методи
- В) Абсолют метод, гамма-методи, энергетик метод.
- С) Монитор методи, активлаш методи, остона методи.
- Д) Эталон методи, монитор методи, энергетик метод.

7. *Эталон нима?*

- А) Моддани ташкил этган элементлар сони.
- В) Таркиби номаълум бўлган модда.
- С) Элементар модда.
- Д) Аниқламоқчи бўлган элементлардан тайёрланган модда.

8. *Монитор нима учун қўлланилади?*

- А) Модда таркибини аниқлаш учун.
- В) Нурланиш интенсивлигини назорат қилиш учун.
- С) Гамма-квантлар оқимини ўлчаш учун.
- Д) Модданинг тузилишини ўрганиш учун.

9. *Инструментал активацион таҳлилда қўлланиладиган спектрометрия методларини кўрсатинг.*

- А) α -спектрометрия, β -спектрометрияси ва γ -спектрометрия.
- В) Оғир зарядланган зарралар спектрометрияси, β -нурланишлар спектрометрияси ва λ - нурланишлар спектрометрияси.
- С) УК-спектрометрия, СДО-спектрометрия L-спектрометрия.
- Д) L-спектрометрия, λ - спектрометрия ва УК-спектрометрия.

10. *Эталон сифатида қандай модда олинади?*

- А) Кимёвий тоза, таҳлил учун тоза ва ўта тоза маркали моддалар.
- В) Намуна, манитор ва ўта тоза.
- С) Таҳлил учун тоза маркали, намуна ва манитор.
- Д) Радиоактив модда, геологик намуна ва ярим ўтказгичли модда.

11. *Детекторлар ташиқи радиоактив фондан қандай ҳимоя қилинади?*

- А) Ўлчаш вақтини камайтириш
- В) Бетонли уйча ичига жойлаштирилади
- С) Ёғочдан ясалган уйча ичига жойлаштирилади.

D) Қўрғошин уйча ичига жойлаштирилади

12. *Экспресс активацион таҳлил ўтказиш учун қандай радионуклидларнинг гамма-чизиқларидан ва қандай қурилмалардан фойдаланиш лозим?*

A) Узоқ яшовчи радиоизотоплар, амперметрлардан

B) Қисқа яшовчи радиоизотоплар, пневмопочталардан

C) Ўта узоқ яшовчи радиоизотоплар, микроскоплардан

D) Узоқ яшовчи радиоизотоплар, телескоплардан

13. *Нейтрон активацион таҳлил усулининг қандай методлари мавжуд?*

A) Иссиқлик нейтронларда активацион таҳлил, резонанс нейтронларда активацион таҳлил, тез нейтронларда активацион таҳлил

B) Иссиқлик нейтронларда активацион таҳлил, энергетик активацион таҳлил, гамма-квантларда активацион таҳлил

C) Ўта узоқ яшовчи радиоизотопларда активацион таҳлил, микроскоплардан активацион таҳлил, фотонларда активацион таҳлил

D) Узоқ яшовчи радиоизотоплар активацион таҳлил, телескоплардан нейтрон активацион таҳлил

14. *Активацион таҳлилда интерференцияланувчи ядро реакцияси деб нимага айтилади?*

A) Бир неча реакция натижасида бир хил радиоизотоп ҳосил бўлишига.

B) Радиоизотоплар ҳосил бўлишига.

C) Ядро реакторида нейтронлар ҳосил бўлишига

D) Нейтрон таъсирида реакция юз беришига.

15. *Гамма-спектрдаги гамма-чизиқ ва фоточўққилар қандай жараён ҳисобига ҳосил бўлади?*

A) Комптон эффекти

B) Ионизация

C) Фотоэффект

D) Гамма-квантлар сочилиши

16. Қандай активацион таҳлил усулида катта массали намуналарни тезкор таҳлил қилиш мумкин?

- A) Спектрал таҳлил усули
- B) Нейтрон-активацион усули
- C) Гамма-активацион усули
- D) Гамма-ютилиш усули

17. Аналитик гамма-чизиқ деб қандай гамма-чизиққа айтилади?

- A) Элементни аниқлаш учун қўлланиладиган
- B) Гамма-активацион усулида қўлланиладиган
- C) Энергияни аниқлаш учун қўлланиладиган
- D) Нейтрон-активацион усули қўлланиладиган

18. Эталон методидида элемент миқдори қандай муносабат ёрдамида аниқланади?

- A) $\frac{m_x}{m_y} = \frac{A_x}{A_y}$;
- B) $m_x = \frac{A_x}{A_y} \cdot \frac{A_{mэ}}{A_{mx}} m_y$;
- C) $\frac{m_x}{m_y} = \frac{A_x}{A_y} \sqrt{3}$;
- D) $\frac{m_x}{m_y} = \frac{A_x}{A_y} \sqrt{N}$.

19. Монитор методидида элемент миқдори қандай муносабат ёрдамида аниқланади?

- A) $\frac{m_x}{m_y} = \frac{A_x}{A_y}$;
- B) $m_x = \frac{A_x}{A_y} \cdot \frac{A_{mэ}}{A_{mx}} m_y$;
- C) $\frac{m_x}{m_y} = \frac{A_x}{A_y} \sqrt[3]{150}$;
- D) $\frac{m_x}{m_y} \sqrt{N} = \frac{A_x}{A_y}$.

20. Гамма спектрдаги 511 кэВ энергияли гамма-чизиқлар қандай жараён ҳисобига вужудга келади?

- A) Комптон эффекти
- B) Ионизация
- C) Позитронларнинг аннигиляцияси
- D) Гамма-квантлар сочилиш

ТЕСТ САВОЛАРИНИНГ ЖАВОБЛАРИ

I БОБ. РАДИОАКТИВЛИК ҲОДИСАСИ

- | | | | |
|------|-------|-------|-------|
| 1) B | 6) D | 11) A | 16) A |
| 2) A | 7) D | 12) C | 17) B |
| 3) A | 8) A | 13) C | 18) A |
| 4) C | 9) B | 14) A | 19) B |
| 5) A | 10) B | 15) C | 20) D |

II БОБ. ЯДРО РЕАКЦИЯЛАРИ

- | | | | |
|------|-------|-------|-------|
| 1) A | 6) A | 11) C | 16) D |
| 2) D | 7) B | 12) C | 17) A |
| 3) A | 8) D | 13) A | 18) B |
| 4) B | 9) A | 14) B | 19) A |
| 5) A | 10) A | 15) A | 20) C |

III БОБ. ЯДРО НУРЛАНИШЛАРИНИНГ МОДДА БИЛАН ЎЗАРО ТАЪСИРИ

- | | | | |
|------|-------|-------|-------|
| 1) A | 6) D | 11) B | 16) A |
| 2) A | 7) A | 12) A | 17) C |
| 3) A | 8) A | 13) C | 18) B |
| 4) D | 9) C | 14) A | 19) C |
| 5) B | 10) A | 15) D | 20) A |

IV БОБ. ЯДРО НУРЛАНИШЛАРИНИНГ ТИББИЁТДА ҚЎЛЛАНИЛИШИ

1) D	6) A	11) A	16) A
2) D	7) A	12) A	17) D
3) A	8) A	13) B	18) A
4) B	9) C	14) A	19) B
5) D	10) B	15) A	20) A

V БОБ. АКТИВАЦИОН ТАҲЛИЛ

1) A	6) A	11) D	16) D
2) B	7) D	12) B	17) A
3) D	8) B	13) A	18) A
4) A	9) A	14) A	19) B
5) C	10) A	15) C	20) C

ГЛОССАРИЙ

Абсолют метод – модда таркибини бевосита таҳлил қилиш методи.

Активацион таҳлил – модда атом ядроларини активация қилиш усулида модда кимиёвий таркибини таҳлил қилиш методи.

Атом – мусбат зарядланган оғир ядро ва манфий зарядланган электронлар қобикларидан ташкил топган микрозарра.

Атом ядроси – мусбат зарядланган протонлар ва зарядсиз нейтронлардан ташкил топган микрозарра.

Активлик – радиоактив моддаларнинг парчаланиш тезлигини тавсифловчи катталик. Бирлик вақт ичидаги парчаланишлар сони.

Альфа-зарра – гелий атомининг ядроси бўлиб, иккита протон ва иккита нейтронлардан ташкил топган.

Бета-парчаланиш – ядроларнинг ўз-ўзидан электрон, антинейтрино (нейтрино) чиқариб парчаланиши.

Бета-зарра – радиоактив модда ядролар парчаланиши натижасида чиқараётган уч хил нурланишларнинг бири, яъни электрон.

Бетатрон – электронларни юқори энергиягача тезлатувчи қурилма.

Водород атоми – битта протон ва битта электрондан ташкил топган микрозарра.

Гамма-нурлар – радиоактив ядролар парчаланиши натижасида чиқараётган уч хил нурланишларнинг бири. Гамма-нурлар бу қисқа тўлқин узунликка эга бўлган электромагнит нурланишлар.

Дейтерий – водороднинг табиий турғун изотопи бўлиб, у битта нейтрон, битта протон ва битта электрондан ташкил топган. “Оғир водород” ҳам дейилади.

Дейтрон – дейтерий атомининг ядроси бўлиб, у битта нейтрон ва битта протондан ташкил топган.

Ионизация – электр нейтрал атомларни актив ионларга айланиш жараёни.

Ион – электронини йўқотган ёки электрон бириктириб олган атом.

Изотоп – протонлар сони бир хил бўлган ядролар. Масалан водорода учта изотоп мавжуд.

Изомер ядролар – протонлар ва масса сонлари бир хил бўлиб, радиоактивлик хусусиятлари ҳар хил бўлган ядролар.

Квант сонлар – квант системаларнинг (атом, ядро, молекула ва ҳ.к.) тавсифловчи физик катталикларнинг қабул қилувчи қийматларини аниқловчи бутун ёки каср сонлар.

Лептонлар – кучсиз ўзаро таъсирда иштирок этувчи зарралар бўлиб, буларга электрон, мюон, тау-лептон ва нейтринолар киради.

Масса сони – атом ядросини ташкил этган нуклонлар (протон ва нейтронлар) сони.

Нуклон – протон ва нейтронларнинг умумий номланиши. Ядро зарраси деган маънони англатади.

Микрозарралар – элементар зарралар, ядро, атом, молекулалар.

Микротрон - электронларни юқори энергиягача тезлатувчи қурилма.

Молекула – атомлардан ташкил топган заррача бўлиб, у модданинг кимёвий хусусиятларини белгилайди.

Паули принципи–битта атомда 4 та квант сони бир хил бўлган электрон мавжуд бўлмаслик принципи.

Протий – ядроси битта протондан иборат бўлган енгил водород атоми.

Радиоактивлик – ядронинг ўз – ўзидан бир ёки бир нечта зарралар чиқариб парчаланиш (емирилиш) ҳодисаси.

Радиоактив оилалар – бир биридан радиоактив парчаланиш натижасида ҳосил бўладиган элементлар занжири. Табиатда тўртта радиоактив оила мавжуд.

Тритий – водороднинг табиий изотопи бўлиб, у иккита нейтрон, битта протон ва битта электрондан ташкил топган “Ўта оғир водород” ҳам дейилади.

Тритон – тритий атомининг ядроси бўлиб, иккита нейтрон ва битта протондан иборат.

Рентген нурланишлари – жуда қисқа тўлқин узунликка эга бўлган электромагнит нурланишлар ($0,06 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 20 \text{ \AA}$).

Фермионлар - спин квант сонлари бутун ярим қийматлар қабул қиладиган зарралар.

Фотон – элементар зарра, электромагнит нурланишларнинг кванти.

Ядро реакцияси-юқори энергияли микрозарралар ёки енгил ядроларнинг ядро билан ўзаро таъсирлашиши натижасида ядро ички ҳолатининг ўзгариши ёки янги ядро ҳосил бўлиш жараёни.

Ядро реакция кесими – реакция юз бериш эҳтимоллиги.

1. Т.М. Muminov, A.B. Xoliqov. Sh.X. Xolmurodov. Atom yadrosi va zarralar fizikasi. T.: O'zbekiston faylasuflar jamiyati, 2009.
2. Кадилин В.В., Милосердин В.Ю., Самосадный В.Т. Прикладная ядерная физика. Учебное пособие. М.: МИФИ, 2007.
3. Мухин, К. Н. Экспериментальная ядерная физика / К. Н. Мухин. –СПб.–М.–Краснодар: Лань, 2009. – Т. 1. – С. 297–363.
4. Полвонов С.Р., Каноков З., Караходжаев А., Рузимов Ш.М. Ядро физикасидан масалалар тўплами. Ўқув қўлланма. Тошкент, ЎзМУ, 2006, 119 б.
5. Kayumov M.A. Dozimetriya asoslari va ionlashtiruvchi nurlanishlardan himoyalanih. T.: Davr, 2013.
6. Физические величины. Справочник. – М.: Энергоатомиздат, 1991.
7. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика, М.: Наука, 1980.
8. Бекжонов Р.Б. Атом ядроси ва зарралар физикаси. Тошкент, Ўқитувчи, 1994.
9. Иродов И. Е. Сборник задач по атомной и ядерной физике. уч. пос. Атомиздат. М. 1971.
10. Тешабоев Қ.Т. Ядро ва элементар зарралар физикаси. Ўқитувчи, Тошкент, 1992.
11. Иродов, И. Е. Задачи по квантовой физике. – М.: Высш. школа, 1991.
12. Холл Э.Дж. - Радиация и жизнь - М., Медицина, 1989.
13. Ярмоненко С.П. - Радиобиология человека и животных- М., Высшая школа, 1988.

14. Практикум по ядерной физике - М., Изд-во МГУ, 1980.
Широков Ю.М., Юдин Н.П. - Ядерная физика -М., НАУКА, 1980.
15. Морей А.Н., Бархударов Р.М., Новиков Н.Я. Глобальные выпадения цезия-137 и человек. М.: Атомиздат, 1974.-168 с.
16. Мосиев А.А. Цезий-137. Окружающая среда. Человек. М., Энергоатомиздат, 1985. -121 с.
17. Шуколюков Ю.А. Деление ядер урана в природе. М.: Атомиздат, 1970. - 270 с.
18. Василенко И.Я. - Радиационные поражения продуктами ядерного деления - Здоровоохранение Белоруссии. 1986, N12., с.68.
19. Информация об аварии на Чернобыльской АЭС и ее последствиях, подготовленная для МАГАТЭ - Атомная энергия, 1986. т, 61, вып. 5.,с. 301-320.
20. Нормы радиационной безопасности (нрб-2006) и основные санитарные правила обеспечения радиационной безопасности (оспорб-2006). www.lex.uz
21. Биологическое действие продуктов ядерного деления. Метабо-лизм и острые поражения - Радиобиология, 1992, т.32, в.1, с.69-78.
22. Биологическое действие продуктов ядерного деления. Отдаленные последствия поражения - Радиобиология, 1993, т.33, в.3, с. 442-452.
23. Иванов, В. И. Курс дозиметрии / В. И. Иванов. – М.: Атомиздат, 1978. – С. 12–36.
24. Shultis, J. K. Radiation shielding / J. K. Shultis, R. E. Faw. – Illinois:
25. American Nuclear Society, Inc., 2000. – P. 28–72.

26. Василенко О.И. - "Радиационная экология" – М.: Медицина, 2004. – 216 с.
27. Rose, H. J. and Jones, G. A. (1984-01-19). «A new kind of natural radioactivity». *Nature* **307**: 245–247. DOI: 10.1038/307245a.
28. Baum, E. M. et al. (2002). Nuclides and Isotopes: Chart of the nuclides 16th ed.. Knolls Atomic Power Laboratory (Lockheed Martin).
29. Александров Д.В. и др. Письма в ЖЭТФ. 1984 т.40 с152-154/
30. Kuklin S.N., Adamian G.G., Antonenko N.V. Spectroscopic factors and cluster decay half-lives of heavy nuclei.//Phys.Rev. C.71, 014301(2005).
31. Kuklin S.N., Shneidman T.M., Adamian G.G., Antonenko N.V. Alpha-decay fine structures of U isotopes and systematics for isotopes chains of Po and Rn.//Eur. Phys. J. 2012, A**48**, p.112-120.
32. <http://www.nndc.bnl.gov>
33. <http://www.oecd-neo.org>
34. <http://www-nds.iaea.org>
35. G. Audi, O. Bersillon, J. Blachot and A. H. Wapstra (2003). «The NUBASE evaluation of nuclear and decay properties». *Nuclear Physics A* **729**: 3–128.DOI:10.1016/j. nuclphysa. 2003.11.001.
36. List of Adopted Double Beta ($\beta\beta$) Decay Values. National Nuclear Data Center. Brookhaven National Laboratory, 2010. Brookhaven National Laboratory Report BNL-91299-2010.
37. Ажабов А.К., Мухамедов А.К., Потешкин Г.В., Маматкулов О.Б., Муминов И.Т., Рашидова Д.Ш. «Вертикальная миграция ^{137}Cs в некоторых почвах Узбекистана». Атомная энергия, т.87, вып.4, 1999, с. 311-314.

38. Алимов Г.Р., Рашидова Д.Ш., Холбаев И., Маматкулов О.Б., Муминов И.Т., Худайбердыев А.Т., Бегимкулов Х.Х., Мухамедов А.К., Потешкин Г.В., Хазратов Т. Гамма-спектрометрическое определение содержания радионуклидов в почвах. Узбекский физический журнал, №5-6, 2000, с.447-455.
39. <http://www.phys.msu.ru>
40. <http://nuclphys.sinp.msu.ru>
41. <http://cdfе.sinp.msu.ru/index.ru.html>
42. <http://cdfе.sinp.msu.ru>
43. <http://www.inp.uz>
44. <http://www.phys.msu.ru>
45. <http://nuclphys.sinp.msu.ru>

46. ҚАЙДЛАР УЧУН

**Дарслик Мирзо Улуғбек номли Ўзбекистон Миллий университети
Кенгашининг кенгайтирилган йиғилишида муҳокама қилиниб, чоп
этишга тавсия қилинган. (2017–йил «25» октябрь № 2-сон йиғилиш баёни).**

Бадий муҳаррир: З.Ф.Фазылова

Корректор: А.Н.Ишмуратов

Техник муҳаррир: В.Р.Цой

Дарслик

Б.С.Юлдашев, Э.Х.Бозоров, С.Р.Полвонов.

“АМАЛИЙ ЯДРО ФИЗИКАСИ”

Чоп этиш 2018 й. 27.03. да рухсат берилди.

Нашириёт – ҳисоб табағи – 20

Адади 500 нусха

Буюртма № 8

Ўзбекистон Республикаси Фанлар Академияси

Ядро Физикаси Институти босмахонасида

“Ризограф” нусха кўпайтириш қурилмасида чоп этилди.

100214, Тошкент, Мирзо Улуғбек тумани, Мирзо Улуғбек шаҳарчаси
