

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті

ӘОЖ 539.172(043.3)

қолжазба құқығында

УСАБАЕВА ГУЛНАЗ АЮПЖАНОВНА

**Сутегі мен гелийдің тұрақты изотоптарының ^{27}Al және ^{59}Co ядроларымен
өзара әрекеттесуіндегі жеңіл зарядталған бөлшектердің эмиссиясын
зерттеу**

6D060500 – Ядролық физика

Философия докторы (PhD)
дәрежесіне алу үшін дайындалған диссертациясы

Отандық ғылыми кеңесші:
ф.-м.ғ.к., профессор
Жолдыбаев Т.К.
Шетелдік ғылыми кеңесші:
PhD, профессор Бозтосун И.
(Ақдениз университеті, Түркия)

Қазақстан Республикасы
Алматы, 2025

МАЗМҰНЫ

БЕЛГІЛЕУЛЕР МЕН ҚЫСҚАРТУЛАР	3
КІРІСПЕ.....	4
1 ГИБРИДТІ ЭЛЕКТРОЯДРОЛЫҚ ҚОНДЫРҒЫЛАРДЫ ДАМУ	9
1.1 Үдеткішпен басқарылатын жүйе	9
1.2 Болжамдық теориялық модельдің дамуы	12
2 ТӘЖІРИБЕ ӘДІСТЕМЕСІ	18
2.1 Тәжірибелік қондырғының негізгі сипаттамалары	18
2.2 Реакция өнімдерін тіркеу және сәйкестендіру	20
2.2.1 ΔE - E әдісі	20
2.2.2 Зарядталған бөлшектерді сәйкестендіру	22
2.3 Энергияны калибрлеу	24
2.3.1 CsI(Tl) және кремний детекторлары	24
2.3.2 «LISE» бағдарламасы.....	26
2.4 Реакция қимасын есептеу бағдарламасы «HWR».....	28
2.4.1 Ішкі бағдарлама «HWR010».....	28
2.4.2 Ішкі бағдарлама «HWR011».....	29
2.4.3 Ішкі бағдарлама «HWR012».....	29
2.4.4 Ішкі бағдарламаның математикалық алгоритмі «HWR»	30
2.4.5 Қос-дифференциалдық қималарды массалық центр жүйесінде есептеу. ..	31
2.4.6 Интегралдық спектр және толық қиманы анықтау	32
3 ТӘЖІРИБЕЛІК ДЕРЕКТЕР	34
3.1 ^{27}Al және ^{59}Co ядроларының қос-дифференциалдық және интегралдық қималары	34
4 ЯДРОЛЫҚ ПРОЦЕСТЕРДІҢ ТЕОРИЯЛЫҚ НЕГІЗДЕРІ.....	45
4.1 Ядроның тепе-теңдік алдылық ыдырауының модельдері	45
4.2 Ядроның тепе-теңдік алдылық ыдырауының экситондық моделі.....	46
4.2.1 Бөлшектің ұшып шығу ықтималдылығы.....	48
4.2.2 Ішкіядролық көшулер ықтималдылығы	50
4.2.3 Орташаквадраттық матрицалық элемент	51
4.2.4 Жабық түрдегі кинетикалық теңдеулер.....	52
4.3 Толық инклюзивті спектрлерді сипаттау	54
4.3.1 Бір сатылы тікелей процесстердің қимасы.....	54
4.3.2 Бөлшектің тепе-теңдік күйдегі эмиссиясы.....	56
4.3.3 Хаузер-Фэшбах теориясы.....	57
4.3.4 Ядроның оптикалық моделі	59
4.4 Бұрыштық таралулар	61
4.5 TALYS бағдарламасы	62
5 ТӘЖІРИБЕЛІК ДЕРЕКТЕРДІҢ ТЕОРИЯЛЫҚ СИПАТТАМАСЫ.....	65
5.1 ^{27}Al ядросымен әсерлесудегі (p, α) және (p, α) реакциялары.....	65
5.2 ^{59}Co ядросымен әсерлесудегі (p, α) және (p, α) реакциялары	74
5.3 ^{27}Al и ^{59}Co ядроларымен әсерлесудегі (α, α) , (α, α) реакциялары	82
ҚОРЫТЫНДЫ.....	90
ҚОЛДАНЫЛҒАН ӘДЕБИЕТТЕР ТІЗІМІ.....	92

БЕЛГІЛЕУЛЕР МЕН ҚЫСҚАРТУЛАР

АЭЖХА	— Атом энергиясы жөніндегі халықаралық агенттігі
БТБЖ	— бұрмаланған толқындардың Борн жуықтауы
ЖЖ	— жоғары жиілік
КСҚ	— көпсатылы құрама
КСТ	— көпсатылы тікелей
ҚДҚ	— қос-дифференциалдық қима
ТМС	— турбомолекулалық сорғы
ҮБЖ	— үдеткішпен басқарылатын жүйе
ФКК	— Фешбах-Керман-Кунин моделі
ШК	— шашырау камерасы
ЭМ	— экситондық модель

КІРІСПЕ

Жұмыстың жалпы сипаттамасы. Бұл диссертациялық жұмыс ^{27}Al және ^{59}Co ядроларын атқылайтын протондардың энергиясы 7 МэВ және 22 МэВ болатын (р,хр) және (р,х α) реакцияларының, сонымен қатар α -бөлшектердің энергиясы $E_{\alpha}=29$ МэВ болатын (α ,хр) и (α ,х α) реакцияларының қос-дифференциалдық және интегралдық қималарын тәжірибелік зерттеуге және теориялық талдауға арналады.

Тақырыптың өзектілігі. Қазіргі уақытта орташа энергиялы зарядталған бөлшектердің қос-дифференциалдық реакция қималары туралы жаңа дәлдіктегі тәжірибелік деректер өте маңызды, себебі жаңа ядро-физикалық тәжірибелердің рөлі ядролық деректер қорын құруда және заманауи тәсілдерге сәйкес теориялық үлгілерді әзірлеудегі сияқты іргелі және қолданбалы зерттеулерде басты орын алады. Мысалы, әртүрлі радиоизотоптарды алу үшін, соңғы изотоптардың пайда болуы туралы көбірек тәжірибелік мәліметтер қажет. Сондай-ақ жартылай ыдырау периоды ұзақ радиоактивті қалдықтардың жинақталу мәселесін, жоғары энергиялы протонды үдеткіштен және субкритикалық ядролық реактордан тұратын ҰБЖ (Accelerator Driven System) гибридті ядролық-энергетикалық қондырғыларды әзірлеу арқылы шешуге болады. Негізгі идея-ауыр элемент нысандарында нейтрондарды өндіру үшін жоғары энергиялы бөлшектердің үдеткіштерін пайдалану болып табылады. Бұл жүйе, энергияны өндіруге, радиоуытты изотоптарды немесе термоядролық көздер үшін тритийді түрлендіруге қолданылатын жеткілікті жоғары нейтрондық ағындарды алуға мүмкіндік береді. Мұндай қондырғылар АЭЖХА-нің барлық қауіпсіздік талаптарына жауап береді. Үдеткішті өшіру нейтрондардың нысанадан субкритикалық реакторға шығуын тоқтатумен іске асады, бұл тізбекті ядролық реакцияның тез әлсіреуіне әкеледі. Мұндай жүйенің жұмыс істеуінің физикалық сценарийі нуклидтердің өзара әрекеттесуінің негізгі параметрлері – өзара әрекеттесу қималары, энергетикалық спектрлері және нейтрондардың шығарылуын бастайтын реакцияларының рөлін атқара алатын екінші ретті бөлшектердің ($^{1,2,3}\text{H}$, $^{3,4}\text{He}$ және т.б.) бұрыштық таралулары бойынша тәжірибелік деректердің болуын талап етеді.

Ядролардың тепе-теңдік алдылық ыдырауын тәжірибелік зерттеуге барлық ашық арналар бойынша үздіксіз бұрыштық үлестірімдерді бір уақытта өлшеуге мүмкіндік беретін әдістерді қолдану маңызды болып табылады. Қозған күйдің пайда болуы мен эволюциялық динамикасының көрсеткіші ретінде ядролық аралық ыдырау ұғымын дамыту ядролық реакциялар теориясының маңызды мәселелерінің бірі болып табылады. Практикалық тұрғыдан жеңіл зарядталған ($^{1,2,3}\text{H}$, $^{3,4}\text{He}$ және т.б.) бөлшектердің затпен әрекеттесуін зерттеу, олардың дифференциалдық қималарын білу тек ядролық және термоядролық ғылымда ғана емес, сонымен қатар дозиметрия, сәулелік терапия, медициналық радионуклеотиктер алу сияқты салаларда өте маңызды рөл атқарады. Тиісінше, негізгі міндет феноменологиялық тәсілдер негізінде есептеу кодтарын жетілдіру және тестілеу болып қала береді.

Жұмыстың мақсаты. Сутегі мен гелий нуклидтерінің ^{27}Al және ^{59}Co ядроларымен әсерлесу реакцияларының қос-дифференциалдық және интегралдық қималары бойынша жаңа тәжірибелік деректер алу және оларды ядролық ыдыраудың экситондық модель негізінде теориялық талдау жүргізу.

Қойылған мақсатқа сәйкес, осы жұмыста келесі міндеттерді шешу жолдары қарастырылды:

- Ядролық реакциялар өнімдерін тіркеу мен сәйкестендіруге арналған тәжірибелік автоматтандырылған жүйені қамтамасыз ету, сондай-ақ тәжірибелік деректерді өлшеу мен талдау бағдарламаларын оңтайландыру;

- ^{27}Al және ^{59}Co ядроларын атқылайтын протондардың энергиясы 7 МэВ және 22 МэВ болатын (p,xp) және (p,x α) реакцияларының, сонымен қатар α -бөлшектердің энергиясы 29 МэВ болатын (α ,xp) и (α ,x α) реакцияларының қос-дифференциалдық және интегралдық қималарын тәжірибелік анықтау;

- TALYS бағдарламасын тепе-теңдік алдылық күйге негізделген экситондық модель арқылы ядролық реакцияларының қималарын есептеу үшін оңтайландыру және интегралдық спектрлерін қалыптастырудағы әртүрлі ядролық реакция механизмдерінің үлестерін анықтау.

Зерттеу нысаны. ^{27}Al және ^{59}Co ядролары.

Зерттеу пәні. ^{27}Al және ^{59}Co ядроларын атқылайтын протондардың энергиясы $E_p=7$ және 22 МэВ болатын (p,xp) және (p,x α) реакцияларының, сонымен қатар α -бөлшектердің энергиясы $E_\alpha=29$ МэВ болатын (α ,xp) и (α ,x α) реакцияларының қос-дифференциалдық және интегралдық қималары.

Зерттеу әдістемесі. Қазақстан Республикасының Ядролық физика институтының У-150М циклотронында шығарылған шоқтарында көпөлшемді бағдарламаланатын талдаудың автоматтандырылған жүйесі арқылы екінші реттік бөлшектерді тіркеу және сәйкестендіру. Қазіргі теориялық тәсілдерге негізделген есептеу кодтарын қолдану арқылы тәжірибе нәтижелерін теориялық талдау.

Ғылыми жаңалығы.

1. ^{27}Al және ^{59}Co ядроларын атқылайтын протондар энергиясы $E_p=7$ және 22 МэВ болатын (p,xp) және (p,x α) реакцияларының, сонымен қатар α -бөлшектердің энергиясы $E_\alpha=29$ МэВ болатын (α ,xp) и (α ,x α) реакцияларының (30÷135⁰ з.ж.) бұрыштық диапазондарда алғаш рет энергетикалық спектрі кең энергия ауқымында алынды.

2. ^{27}Al және ^{59}Co ядроларындағы (p,xp) және (p,x α) реакцияларының қос-дифференциалдық және интегралдық қималарының тәжірибелік деректері теориялық тұрғыдан алғаш рет кең энергия ауқымында талданды.

3. $E_\alpha = 29$ МэВ энергиясында ^{27}Al және ^{59}Co ядроларымен (α ,x α) және (α ,xp) реакцияларының қос-дифференциалдық және интегралдық қималарының алғаш рет тәжірибелік деректері талданды.

Қорғауға ұсынылған ережелер.

1. ^{27}Al және ^{59}Co ядроларымен өзара әсерлесуіндегі протондардың энергиясы 7 және 22 МэВ болатын (p,xp) және (p,x α) реакцияларының, сондай-ақ α -бөлшектердің энергиясы 29 МэВ болатын (α ,xp) және (α ,x α)

реакцияларының жаңа қос-дифференциалдық және интегралдық қималар бойынша мәліметтер, кең ауқымды қолданбалы мақсаттар үшін ядролық деректер қорын толықтыруға бағытталған.

2. Протондардың ^{27}Al және ^{59}Co ядроларымен өзара әсерлесуіндегі (р,хр), (р,х α) реакцияларының қос-дифференциалдық және интегралдық қималарына теориялық талдау негізінде, энергия артқан сайын тепе-теңдік алдылық механизмдердің рөлі артып, 30 МэВ энергияда жоғары мәнге ие болатыны анықталды.

3. $E_\alpha = 29$ МэВ болатын ^{27}Al және ^{59}Co ядроларымен әсерлесуіндегі (α ,х α) және (α ,хр) реакцияларының қос-дифференциалдық және интегралдық қималарына теориялық талдау негізінде, екінші ретті бөлшектердің түзілуі тепе-теңдік механизмі арқылы жүзеге асатыны анықталды, себебі α -бөлшектердің массасы мен зарядының жоғары болуы күрделі тепе-теңдік алдылық механизмдер мен ядроішілік каскадтардың пайда болу мүмкіндігін шектейді.

Автордың жеке үлесі. Зерттеу ^{27}Al және ^{59}Co ядроларын атқылайтын бөлшектің энергиясы протондар үшін $E_p=7$ және 22 МэВ-ке тең болатын (р,хр) және (р,х α) реакцияларының, сонымен қатар α -бөлшектер үшін $E_\alpha=29$ МэВ-ке тең болатын (α ,хр) и (α ,х α) реакцияларының қималарын өлшеуге байланысты тәжірибені жоспарлауға, дайындауға және жүргізуге тікелей қатысты. Автор тәжірибенің нәтижелерін өңдеуге және оларды теориялық талдауға шешуші үлес қосты.

Алынған нәтижелердің сенімділігі мен негізділігі ең алдымен ҚР Ядролық физика институтының У-150М циклотронында алынған шоқтарда көпөлшемді бағдарламаланатын талдаудың автоматтандырылған жүйесін пайдалана отырып, екінші ретті бөлшектерді тіркеу және анықтаудың заманауи тәжірибесімен расталады. Сондай-ақ Scopus және Web of Science мәліметтер базасына кіретін журналдарда және Қазақстан Республикасы Ғылым және жоғары білім министрлігінің Ғылым және жоғары білім саласындағы сапаны қамтамасыз ету комитеті ұсынған басылымдарда жарық көрген жарияланымдар, алыс және жақын шетелдердегі халықаралық ғылыми конференциялардағы материалдар ескерілді.

Диссертациялық жұмысты апробациялау. Диссертацияда алынған нәтижелер баяндалып, талқыланды:

- «NUCLEUS 2018» LXVIII халықаралық конференциясы. Ядролық физиканың, ядролық энергияның және ядролық технологиялардың іргелі мәселелері (2018 ж., Ресей, Воронеж).
- «ЯДРОЛЫҚ ҒЫЛЫМ ЖӘНЕ ТЕХНОЛОГИЯ» II халықаралық форумы (2019 ж., Қазақстан, Алматы (ЯФИ)).
- «NUCLEUS-2020» LXX халықаралық конференциясы (2020 ж., Ресей, Санкт-Петербург).
- «ЯДРОЛЫҚ ҒЫЛЫМ ЖӘНЕ ТЕХНОЛОГИЯ» III халықаралық форумы (2021 ж., Қазақстан, Алматы (ЯФИ)).

• «Ядролық энергетика және ядролық технологиялардың заманауи мәселелері» халықаралық конференциясы (2021 ж., Өзбекстан, Ташкент).

Тақырыптың ғылыми жұмыс жоспарларымен байланысы.

Диссертациялық жұмыс ғылым комитетінің AP08955998 гранттық жобасы «Болашағы зор электроядролық қондырғылардың конструкциялық материалдары ядроларымен сутегі нуклидтерінің әрекеттесу қималарын зерттеу», сондай-ақ ҚР Энергетика министрлігінің BR09158499 мақсатты қаржыландыру бағдарламасы «Қазақстандық үдеткіш кешендер негізінде ядролық және радиациялық физика саласындағы кешенді ғылыми зерттеулерді дамыту» аясында орындалған.

Жарияланымдар. Диссертациялық жұмыс материалдары бойынша 12 баспа жұмысы жарияланды: 1-еуі Қазақстан Республикасы Ғылым және жоғары білім министрлігінің Ғылым және жоғары білім саласындағы сапаны қамтамасыз ету комитеті ұсынған журналдарда және 5-еуі Scopus және Web of Science мәліметтер базаларына кіретін халықаралық журналдарда; 6 жұмыс Халықаралық ғылыми конференциялар жинақтарында жарық көрген.

Scopus / Web of Science мәліметтер базаларына кіретін халықаралық ғылыми журналдардағы жарияланымдар.

1. Gusseinova D., **Ussabayeva G.**, Zholdybayev T.K., Boztosun I., Kucuk Y., Koning A.J., Kerimkulov Zh., Sadykov B., Temirzhanov A., Canbula B. New measurements of (p,xp) and (p,x α) reactions on ^{27}Al at 7.0, 22.0 and 30.0 MeV // The European Physical Journal A. – 2025. – Vol. 61. – Article ID: 133. <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-025-01603-8>

2. Zholdybayev T.K., Duisebayev B.A., Sadykov B.M., Nassurlla M., **Ussabayeva G.**, Ismailov K.M. Emission of light charged particles from reaction of ^3He ions of energy 50.0 MeV with ^{59}Co nucleus // Acta Physica Polonica B. – 2018. – Vol. 49, No. 3. – P. 693-698. <https://doi.org/10.5506/APhysPolB.49.693>

3. Zholdybayev T.K., Sadykov B.M., Nassurlla M., **Ussabayeva G.**, Duisebayev B.A., Ismailov K.M., Dyachkov V.V., Saduyev N.O. Inclusive spectra of protons and α particles from the interaction between α particles with an energy of 29 MeV and ^{27}Al and ^{59}Co nuclei // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. – 2019. – Vol. 83, No. 9. – P. 1183-1186. <https://doi.org/10.3103/S1062873819090326>

4. **Ussabayeva G.A.**, Zholdybayev T.K., Sadykov B.M., Duisebayev B.A., Nassurlla M., Kerimkulov J.K., Ismailov K.M., Temirzhanov A.A. Proton and α -particles emission from the interaction of 22 MeV energy protons with ^{59}Co nucleus // Acta Physica Polonica B. Proceedings Supplement. – 2023. – Vol. 16, Issue 2. – A13. <https://doi.org/10.5506/APhysPolBSupp.16.2-A13>

5. Zholdybayev T.K., **Ussabayeva G.A.**, Temirzhanov A.A., Mukan Zh.T., Sadykov B.M., Duisebayev B.A. Proton emission from the interaction of 7 MeV energy protons with ^{59}Co nucleus // Journal of Physics: Conference Series. – 2023. – Vol. 2642, Issue 1. – 012001. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2642/1/012001>

ҚР ҒЖБМ ҒЖБССҚК ұсынған басылымдағы жарияланымдар.

1. **Усабаева Г.**, Жолдыбаев Т.К., Садыков Б.М., Дуйсебаев Б.А., Насурлла М. Инклюзивные спектры протонов из взаимодействия альфа-частиц с энергией 29 МэВ с ядрами ^{27}Al и ^{59}Co // Recent Contributions to Physics. – 2018. – Т. 65, № 2. – С. 33-41.

Халықаралық ғылыми конференциялық тезистер жинақтарындағы жарияланымдар.

1. Dusebayev B.A., Zholdybayev T.K., Sadykov B.M., **Ussabayeva G.**, Nassurlla M., Ismailov K.M., Dyachkov V.V. The inclusive cross sections for the formation of p, d, α from the interaction of α -particles of 29 MeV energy with nuclei ^{27}Al and ^{59}Co // LXVIII International conference «NUCLEUS 2018». Fundamental problems of nuclear physics, atomic power engineering and nuclear technologies. Russia, Voronezh, July 2-6, 2018. – P. 117.

2. Dusebayev B.A., Zholdybayev T.K., Sadykov B.M., Nassurlla M., Ismailov K.M., **Ussabayeva G.**, Boztosun I. Measurement of the (p,xp) reaction cross-section for proton energies of 7 MeV on the middle nuclei // LXVIII international conference «NUCLEUS 2018». Fundamental problems of nuclear physics, atomic power engineering and nuclear technologies. Russia, Voronezh, July 2-6, 2018. – P. 112.

3. **Усабаева Г.**, Жолдыбаев Т.К., Садыков Б.М. Исследование вторичной эмиссии легких заряженных частиц при взаимодействии ионов ^3He с ядрами ^{27}Al , ^{59}Co , ^{112}Sn при энергии 50 МэВ // II Международный Форум «ЯДЕРНАЯ НАУКА И ТЕХНОЛОГИИ». Казахстан, Алматы, 24-27 июня, 2019. – С. 38.

4. Alimov D., **Ussabayeva G.**, Kerimkulov J.K., Nassurlla M., Pan A., Sadykov B.M., Zholdybayev T.K. Investigation of inclusive spectra of light charged particles emitted from (p,x) reaction with ^{27}Al nucleus // LXX International conference «NUCLEUS 2020». NUCLEAR PHYSICS AND ELEMENTARY PARTICLE PHYSICS. NUCLEAR PHYSICS TECHNOLOGIES. Russia, Saint-Peterburg, October 12-17, 2020. – P. 234.

5. **Ussabayeva G.**, Zholdybayev T.K., Sadykov B.M. Investigation of continues energy spectra of light charged particles from interaction of ^3He ions with ^{27}Al wide energy range // III Международный Форум «ЯДЕРНАЯ НАУКА И ТЕХНОЛОГИИ». Казахстан, Алматы, 20-24 сентября, 2021. – С. 25.

6. **Ussabayeva G.**, Sadykov B.M., Zholdybayeva S, Zholdybayev T.K. Light charged particles production from interaction of ^3He ions with ^{27}Al wide energy range // Modern problems of nuclear energetics and nuclear technologies. Tashkent, Uzbekistan, November 23-25, 2021. – P. 44.

Диссертациялық жұмыстың құрылымы және көлемі

Диссертациялық жұмыс кіріспеден, 5 тараудан, қорытындыдан және пайдаланылған әдебиеттер тізімінен тұрады. Жұмыс көлемі 99 беттен, соның ішінде 46 сурет, 12 кестеден тұрады.

1 ГИБРИДТІ ЭЛЕКТРОЯДРОЛЫҚ ҚОНДЫРҒЫЛАРДЫ ДАМУ

1.1 Үдеткішпен басқарылатын жүйе

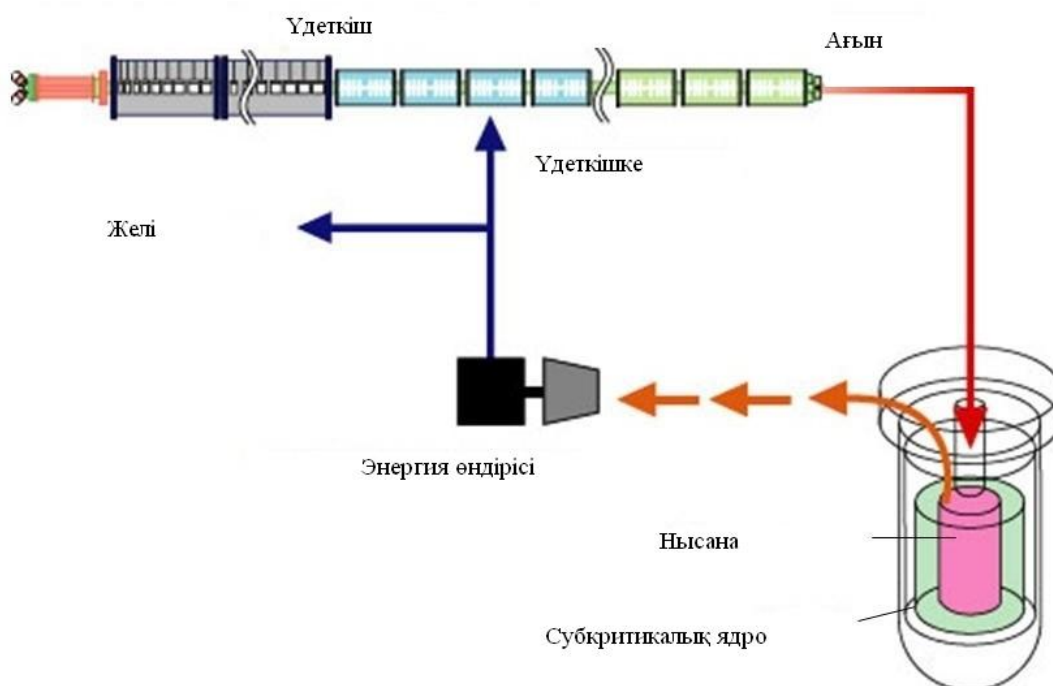
Өткен ғасырдың ортасында энергиясы 0,8–1,5 ГэВ және тоқ шамасы 30–100 мА протондық үдеткіштен, қуаттылығы 30–100 МВт-тық нейтрон-өндіретін нысанадан және жылулық нейтрондар ағыны $(1-5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ болатын субкритикалық реактордан тұратын, қазіргі таңда ҮБЖ деп аталатын ядролық-энергетикалық қондырғыны құрастыру жөнінде ой туындады [2-6].

Сурет 1.1-де бейнеленген ҮБЖ қондырғысы негізгі осы үш жүйені біріктіруден тұрады:

- Протон үдеткіші: субкритикалық ядро үшін нейтрондар ағынын қамтамасыз ететін протондар шоғын ыдырату нысанасына жеткізетін жоғары қарқынды протондық қондырғы.

- Ыдырату нысанасы: ыдырату үдерісі арқылы қозғалыстағы нейтрондардың көзін қамтамасыз ететін және жоғары қуатты протон үдеткіші мен субкритикалық ядро арасындағы механикалық функционалды интерфейсті білдіретін механикалық бөлігі.

- Субкритикалық ядро: нейтрондардың сыртқы көзімен де, бөліну реакцияларының кезінде шығарылатын нейтрондар әсерінен де орын алатын ядролық реакцияларының (бөліну, қағып алу және т.б.) жылу бөлу аймағы.



Сурет 1.1 – ҮБЖ-тің негізгі сызбасы

Мұндай ядролық-энергетикалық жүйені техникалық іске асыру нақты ядролық деректердің үлкен көлемін алу қажеттілігімен байланысты. ҮБЖ жұмысының физикалық сценарийіне сәйкес, жоғары энергиялы протондар құрылымдық элементтердің ядроларымен және реактор отынымен

әрекеттескенде, реакцияларының нәтижесінде екінші ретті бөлшектердің спектрін тудырады (нейтрондар, протондар, дейтрондар, ^3He , ^4He гелий нуклидтері және т. б.), олар өз кезегінде тікелей және тепе-теңсіздік (алдылық тепе-теңдік) реакциялары арқылы үшінші бөлшектердің пайда болуына әкеледі және т. б. ҮБЖ –те бөлінетін ядролардың құрамы мен қозу энергиясының ауқымы дәстүрлі реакторлардағы тиісті диапазондарға қарағанда өте кең. Қазіргі таңда қолда бар ядролық параметрлер – нуклондар мен кластерлердің өзара әрекеттесу қималары, олардың энергетикалық спектрлері талап етілгеннен 10 есе нашар екені белгілі. Тәжірибелік нәтижелердің таралуы да кем (2-3 есе немесе одан да көп). ҮБЖ жүйелерін әзірлеу үшін қажетті тәжірибелік мәліметтер [7] изотоптар мен элементтер кесте 1.1 - де келтірілген.

Кесте 1.1 – ҮБЖ үшін қажетті деректер, изотоптар мен элементтер

Нысан	Элементтер/Изотоптар
Нысана түйіні	^{209}Bi , ^{208}Pb , ^{207}Pb , ^{206}Pb , ^{204}Pb , Pb ^{186}W , ^{184}W , ^{183}W , ^{182}W , W , ^{181}Ta , Ta Zr , Sn , Hg , U , Pu , F , Cl , Na , Fe , Al
Ро өндірісі	$^{209}\text{Bi}(\text{p},\text{xn})^{207,208,209}\text{Po}$ $^{209}\text{Bi}(\text{n},\gamma)^{210}\text{Bi} \rightarrow ^{210}\text{Po}$
Минорлық актинидтер	^{237}Np , ^{238}Np , ^{241}Am , ^{242}Am , ^{243}Am , ^{242}Cm , ^{243}Cm , ^{244}Cm , ^{245}Cm , ^{246}Cm , ^{247}Cm
Ұзақ өмір сүретін бөліну өнімдері	^{79}Se , ^{93}Zr , ^{99}Tc , ^{107}Pd , ^{126}Sn , ^{129}I , ^{135}Cs
Жанармай торабы	^{238}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}Pu , $^{14,15}\text{N}$, O , F , Cl
Торий циклі	^{232}Th , ^{231}Pa , ^{232}Pa , ^{233}Pa , ^{233}U , ^{234}U
Құрылымдық материалдар	Zn , Cu , Ni , Co , Fe , Mn , Cr , Ti , Ca , Ar , Al , Mg , Na , O , N , C , B , Be , He
Қорғау	O , Si , P , Ca , Ti , Fe

Жалпы ядролық қондырғылардың құрылымдық материалдарына қойылатын негізгі талаптар:

- барлық энергия диапазонының өзгерісінде нейтрондарды жұту қимасы төмен болу қажет;
- жоғары радиациялық төзімділік;
- коррозияға және эрозияға төзімділік;
- жоғары жылу өткізгіштік;
- өндірістік қабілеттілік, қолжетімділігі және төмен құны.

Жоғарыда аталған барлық талаптарды қанағаттандыратын құрылымдық материалды таңдау мүмкін емес. Сондықтан, іс жүзінде материалды таңдағанда, ең алдымен негізгі талапты - сенімділікті басшылыққа алу қажет.

«Таза» технологиялардың дамуымен маңызды металдар нарығы қарқынды дамып келеді. Энергетикалық ауысудың бөлігі ретінде өнеркәсіпке қажетті басты сыни металдар: никель, кобальт, литий, мыс, алюминий және т.б. болып табылады. Халықаралық энергетикалық агенттігінің зерттеуіне сәйкес, соңғы бес жылда литийге деген сұраныс үш есе, кобальт 70 пайызға өскен. Ал, Халықаралық алюминий институтының мәліметтері бойынша, 2020 жылдан 2030 жылға дейінгі кезеңде алюминийге деген жаһандық сұраныс шамамен 40%-ға өсіп, 119,5 миллион тоннаға жетеді деп күтілуде.

Біздің жұмыста жобаланған ядролық-энергетикалық қондырғыларда кеңінен қолданылатын, құрылымдық материал болып табылатын алюминий және кобальт элементтерін қарастыру көзделген. Бұл элементтердің негізгі қасиеттері төмендегі кесте 1.2-де келтірілген.

Кесте 1.2 – Алюминий және кобальт элементтерінің физикалық қасиеттері

Материалдар	Атомдық массасы М, абм	Балку температура, °С	Тығыздық, г/см ³	Жылулық нейтрондарды жұту қимасы, барн	Жылуөткізгіштік, Вт/(м·К)
Алюминий	26,98	600	2,69	0,22	237
Кобальт	58,93	1495	8,9	37	100

Атом өнеркәсібі үшін бірінші құрылымдық материал ретінде алюминий таңдалды. Ол 1943 жылдың аяғында Манхэттен жобасының шеңберінде плутоний өндіру үшін жобаланып салынған Оак-Риджедегі әлемдегі екінші Х-10 жасанды ядролық реакторда ядролық отынды қаптайтын материал ретінде пайдаланылды. Алюминий мен оның қорытпалары үшін нейтронды сіңіру қимасы төмен, бірақ олардың беріктігі мен жұмыс температурасы өте шектеулі болғандықтан өнеркәсіптік жоғары энергиялы реакторларда пайдалануы белгілі бір шарттар аясында ғана жүзеге асады. Әдетте нейтрондық ағындар төмен ($<10^{19} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) және салқындату сұйықтығының температурасы 100°C аспайтын зерттеу реакторының өзектерінің неғұрлым қолайлы жағдайында алюминий қорытпалары әлі де кеңінен қолданылады [8, 9], әрі олар қол жетімділігімен қызықтырады.

Табиғи кобальт Co_{27} бір тұрақты изотоптан тұрады және жиырма сегіз радиоизотоптармен сипатталады. Солардың ішіндегі ең тұрақтылары жартылай ыдырау периоды 5,3 жыл болатын ^{60}Co , ^{57}Co (271,8 күн), ^{56}Co (77,27 күн) және ^{58}Co (70,86 күн). ^{59}Co ядросының магниттік моменті жоғары, сондықтан ол ядролық магниттік резонанс зерттеулерінде және магнетизмді зерттеуде маңызды рөл атқарады. Реакторда табиғи кобальт ^{59}Co нейтрондардың әсерінен ол бағалы материалға – ^{60}Co -қа айналады [10-12].

Ғылыми-зерттеуде, әсіресе коммерциялық гамма-сәулелену қондырғыларында қолданылатын кобальт-60 жоғары коммерциялық құндылыққа және күшті сұранысқа ие, сонымен қатар әлемнің көптеген елдерінде кеңінен қолданылады. ^{60}Co ыдырауы жоғары энергиялы гамма-

сәулеленумен жүреді (1,17 МэВ және 1,33 МэВ). Бұл қасиет қазіргі таңда атомдық электр станциясы өнеркәсібімен қатар медицинаның көптеген салаларында – сәулелік терапияда, медициналық құрылғыларды зарарсыздандыру, тамақ өнімдерін дезинфекциялау және материалдарды модификациялау үшін қолданылатын ^{60}Co шығара бастады.

ҮБЖ жүйесінде алюминий мен кобальтты қолданудың артықшылықтары:

Нейтрондық энергияның бақылауы: ҮБЖ жүйелері субкритикалық реакторлар болғандықтан, нейтрондық энергияны дұрыс басқару қажет. Алюминий нейтрондарды модерациялауға көмектеседі, ал кобальт нейтрондарды жұтып, реактордағы энергия ағындарын реттеуге ықпал етеді.

Радиациялық төзімділік және құрылымдық материалдардың тұрақтылығы: ҮБЖ жүйесінде нейтрондардың көп болуы және радиациялық сәулеленудің әсері маңызды мәселелер болып табылады. Құрылымдық материал ретінде алюминий мен кобальттың жоғары температура мен радиация әсерінде тұрақтылығы олардың тиімді қолданылуына мүмкіндік береді. Алюминий мен кобальттың жақсы механикалық қасиеттері және термиялық тұрақтылығы ҮБЖ жүйелерінің ұзақ мерзімді және қауіпсіз жұмыс істеуіне ықпал етеді.

Экономикалық тиімділік: Алюминий мен кобальттың салыстырмалы түрде қолжетімділігі және кең таралуы оларды құрылымдық материалдар ретінде пайдалану экономикалық тұрғыдан тиімді етеді.

1.2 Болжамдық теориялық модельдің дамуы

Ядролық физикада ядролық реакцияның екі шекті түрі жақсы зерттелінген: нысана-ядро өрісіне келіп түсетін бөлшектің ұшып өту уақытынан ұзақ уақытқа созылатын (10^{-16} - 10^{-18} с) құрама ядроның пайда болуымен және бөлшектің ядролық әсерлесуге тән уақытқа ($\sim 10^{-22}$ с) жуық уақытта өтетін тікелей ядролық реакциялар. Соңғы жылдардағы зерттеулер нәтижесінде ядролық реакцияларының тобы барына куә болып отырмыз, яғни осы екі шекті аралықта орын алатын және аралық жүйеде (құрама ядроның пайда болуының классикалық түсінігінде) тепе-теңдік орнағанға дейін бөлшектердің эмиссиясының ерекше механизмі жүзеге асуымен байланысты, бұларды түсіндіруде реакция механизмдерінің дәстүрлі көрінісі қауқарсыз болды. Сөйтіп, тепе-теңдік алдылық ядролық реакциялар құрама ядро мен тікелей реакциялар арасындағы өтпелі сипатқа ие және олардың уақыт шкаласы 10^{-18} -ден 10^{-21} с дейінгі аралықта болады.

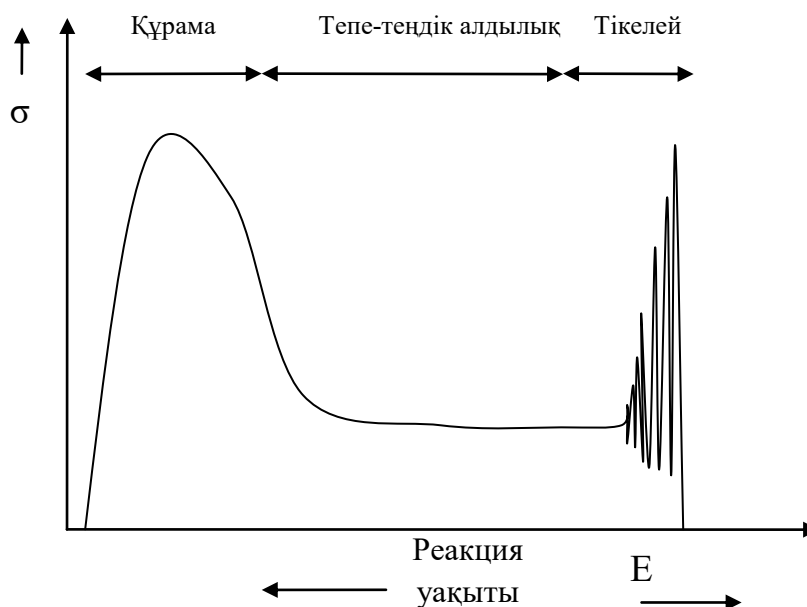
Бұл реакцияларда аралық жүйе (мысалы, қозған күйдегі ядро) толық тепе-теңдікке жетпей тұрып, бөлшектер немесе сәулелену эмиссиясы жүзеге асады. Сурет 1.2-де осы реакциялар тобы көрсетілген.

Мұндай реакцияларының ерекшелігі:

- Құрама ядроның классикалық түсінігіне сәйкес келмейтін динамика, яғни ядро қалыптасып үлгермей жатып, энергияның бір бөлігі бөлшектердің эмиссиясына жұмсалады.

- Эмиссия механизмі ядролық жүйедегі ерте кезеңдегі жылдам процестерге тәуелді.

Бұл реакцияларды зерттеу ядролық құрылым мен бөлшектер арасындағы әсерлесу динамикасы туралы терең түсініктер береді.



Сурет 1.2 – Ядролық реакциялар тобы

Тепе-теңдік алдылық ядролық реакцияларды сипаттайтын *экситондық модельдің (ЭМ) негізін* алғаш рет Дж. Гриффиннің [13] жұмысы арқылы қаланды. Бұл модель ядролық жүйедегі нуклондардың біртіндеп қайта бөлінуін сипаттап, екі дененің әрекеттесуіндегі құрама жүйенің динамикасын қарастырады. ЭМ нуклондардың қатысуымен жүзеге асатын реакцияларды сипаттауда ерекше табысты болды, әсіресе бөлшектердің энергетикалық спектрі мен реакцияның қозу функцияларын есептеуде. Бұл тәсіл арнайы нуклидтік өнімдер түзілетін кең ауқымды реакцияларда қолданылады.

Жеңіл зарядталған бөлшектермен реакциялар: модельдің негізгі қиындықтары зарядталған бөлшектердің қатысуымен болатын реакцияларды сипаттағанда байқалады. Мұндай реакциялар кезінде тікелей нуклондық өту, кластерлердің жұлынуы және серпімсіз процестер сияқты күрделі механизмдерді ескеру қажет.

Модель пайда болғаннан бері оған көптеген толықтырулар енгізілді. Ең маңызды өзгерістер:

- Бұрыштық моменттер мен изоспинді ескеру [14, 15];
- Шебер теңдеулерді сенімді шешу әдістерін пайдалану [16];
- Жоғары энергиялардағы Монте-Карло жуықтауларын енгізу [17];
- Беттік түзетулерді қосу [18, 19];
- γ -сәулелердің эмиссиясын ескере отырып кеңейту [20, 21];
- Екі компонентті формализмді енгізу [22].

Бұл толықтырулар экситондық модельдің болжау мүмкіндіктерін арттырып, оның дәлдігін жақсартуға бағытталды. Модельдің негізгі мақсаты –

физикалық негізсіз болжамдарды түзету. Бір мәнді еместігіне қарамастан, экситондық модель инклюзивтік спектрлерді сипаттауда ең мықты құрал болып тұр.

ЭМ кинетикалық энергияны ядролық реакцияның микроскопиялық теориясымен байланыстыруға негізделген. Бұл бағытта бірқатар маңызды зерттеулер жүргізілді, олардың ішінде *Агасси (1975 ж.)* [23] еңбегі ерекше орын алады. Ол Липман-Швингердің тұрақты амалын қолдану арқылы ЭМ теңдік теңдеуімен үйлесімді, уақыт бойынша интегралданған кинетикалық теңдеуді алды. Бұл зерттеу экситондық модельді әрі қарай дамытуға негіз болды.

Nishioka және әріптестері [24] Агасси жұмысын кеңейтіп, статистикалық көпсатылы құрама (КСҚ) механизмін сипаттаудың жалпы тұжырымдамасын ұсынды. Бұл тәсіл құрама ядроның қасиеттері мен оның қозу үдерісін сипаттайды. КСҚ реакциялар теориясы реакцияның уақытша даму динамикасын терең түсінуге мүмкіндік берді. Тамура және т.б. [25] статистикалық көпсатылы тікелей процесстер (КСТ) қимасын есептеуге арналған бұрмаланған толқындардың Борн жуықтауы (БТБЖ) негізделген статистикалық амал ұсынды.

Фешбах, Керман және Кунин (ФКК) [26], ұсынған статистикалық теория ядролық реакцияларды сипаттаудағы маңызды қадам болды. *КСҚ* және *КСТ үдерістер* теориялары ядролық реакцияларының екі негізгі механизмін біртұтас модельде сипаттайтын алғашқы жұмыстардың бірі. Ядролық реакцияның уақыттық дамуын модельдеу үшін қолайлы Липман-Швингер теңдеулері қолданылады. БТБЖ әдісі статистикалық тәсілдермен біріктірілген. Бұл әдіс ядролық жүйелердегі бөлшек энергиясының өзгерістерін дәл есептеуге мүмкіндік береді. Реакцияның уақыттық дамуының квантты-механикалық сипаттамасын Беляевым С.Т. дамытты және өзара үйлестірілген ядро өрісінің релаксациясын ескере отырып кинетикалық теңдеуі алынды. Уақытқа тәуелді релаксациялық үдерісі Хатри-Фок жуықтауында сипатталынады [27]. Атап өту керек, тепе-теңдік алдылық эмиссиясын есептеуде қазіргі уақытқа дейін дамытылған кванттық-механикалық амалдарды негізінен нуклонмен жүрген [28, 29] реакцияларға қолданады.

ҮБЖ элементтері үшін ядролық реакцияларының барлық қажетті бөлімдерін физикалық және экономикалық тұрғыдан өлшеу мүмкін емес. Бұл жағдайда реакция механизмінің ядролық модельдерін жасау және дамыту, олардың болжамды күшін арттыру өте маңызды, себебі нейтрондар өндірісі, белсендіру, радиациялық қыздыру және материалдардың зақымдалуы туралы теориялық болжамдарды жақсарту үшін жаңа қималардың деректері қажет. Жаңа қималардың деректерін құру, жобалардың сапасын жақсарту мен шығындарын азайту мақсатында іске асырылады.

Ядролық реакцияларды модельдеу үшін 1 кэВ-тен 200 МэВ-қа дейінгі энергия диапазонында ықтимал барлық реакция арналарын есептеуге мүмкіндік беретін компьютерлік бағдарламалар жасалды. Бұл бағдарламалар ядролық процестерді сипаттайтын модельдер негізінде жұмыс істейді және болжамды ядролық деректерді алуға арналған. Бағдарламалардың дәлдігі мен тиімділігін

арттыру үшін модельдік параметрлерді нақтылау қажет, бұл ядролық реакцияларының қималары бойынша жаңа тәжірибелік деректерді жинауды талап етеді.

Нуклондармен және ауыр бөлшектермен болатын ядролық реакциялар саласындағы қолда бар тәжірибелік деректерге жан-жақты шолу жүргізілді. Бұл деректердің маңыздылығы ядролық қалдықтарды түрлендіру, ғарыштық технологияларда радиациялық әсерлерді бағалау, сондай-ақ протондық терапияны жетілдіру сияқты заманауи қолданбаларда ерекше көрініс табады. Осы бағыттарда жасалынған тәжірибелерде ерекше рөл атқаратын факторлардың бірі – ұшып шығатын бөлшектердің қос-дифференциалдық қималары (ҚДҚ), олар тасымалдауды есептеу кезінде негізгі маңызға ие. Бұл қималар келіп түсетін энергияға байланысты энергетикалық және бұрыштық үлестірімдермен анықталады.

Қазіргі уақытқа дейін бірнеше жұмыс ^{27}Al атомында (p, xp) және (p, α) реакцияларын зерттеуге арналды. Мысалға Bertrand және Peelle [30] 29,0 және 62,0 МэВ энергиясындағы протондардың әсерінен пайда болған екінші ретті бөлшектердің $(p, d, t, {}^3\text{He}, \alpha)$ энергия спектрлерін өлшеп, оларды ядроішілік каскадтық модель шеңберінде талдады. Harada және т.б. [31] ұшып келетін протон энергиялары 42 және 68 МэВ кезіндегі ^{12}C , ^{27}Al , ^{58}Ni , ^{90}Zr , ^{197}Au , ^{209}Bi ядроларындағы (p, xp) , (p, xd) және (p, α) реакцияларды қарастырған болатын. Ол жерде көрініп тұрғандай есептеу нәтижелерінің шамасы (p, xp) реакциясының ҚДҚ-сы ^{27}Al ядросы үшін тәжірибе нәтижелерімен жақсы үйлеседі. Y.Watanabe [32] тобымен ^{90}Zr , ^{93}Nb , $^{92,94,96,100}\text{Mo}$, ^{106}Pd , Ag ядроларындағы $E_p=18$ МэВ энергиялы протондардың шашырауының (p, xp) энергетикалық спектрі алынды. Протондардың 10 МэВ-тен жоғары энергияларда эмиссиясы нәтижесінде қиманың тепе-теңдікке дейінгі компонентінің қалыптасатыны көрсетілді.

[33] жұмысында энергиясы 30 МэВ болатын протондардың ^{27}Al ядросымен әсерлесудің инклюзивті спектрі қарастырылған. Ұшып келетін протон энергиясы 30 МэВ тағайындалуының себебі, бұл энергияларда көптеген реакция арналары ашық болады, ал реакцияның толық қимасы зерттеліп отырған ядро үшін өзінің максимумы 30 МэВ мәнінде жететіндігі көрсетілген. Қос-дифференциалдық және интегралдық қималары алынған, сәйкесінше теориялық талдау EMPIRE бағдарламасында жүргізіліп тікелей және құрама механизмдері анықталынған болатын.

Sprinzak протон энергиясы 14 МэВ кезіндегі протон эмиссиясының энергетикалық спектрі үшін тәжірибелік мәліметтерді теориялық мәліметтермен салыстырған болатын [34-36]. Ұшып шығатын протон энергиясы 3,5 МэВ пен 13,5 МэВ аралығында тәжірибелік мәліметтердің теориямен салыстыруы жақсы үйлескен. Протон энергиясы 14 МэВ кезінде тепе-теңдік эмиссиясының үлесі көп екендігі көрінеді, сонымен қатар бұл реакцияның интегралдық қимасы да алынған. ^{59}Co ядросы бойынша зерттеулер саны шектеулі болғанымен, Lewandowski және Wagner 72,0 және 72,3 МэВ энергиялы протондарды пайдаланып, ^{59}Co ядросында жүретін (p, α) және (p, xt) реакцияларының тәжірибелік қос-дифференциалдық қималарын анықтаған.

Әртүрлі реакция механизмдері, соның ішінде тікелей реакциялар мен құрама ядроның ыдырауы талданды. Cowley өзінің еңбектерінде энергиясы $E_p = 120$ және $E_p = 160$ МэВ болатын протондардың ^{59}Co ядросымен әсерлесудегі (p, α) реакцияларының ҚДҚ-ды әр түрлі бұрыштар үшін алған болатын. Сонымен қоса тәжірибелерінде протондардың энергиясы $E_p = 100$ МэВ болатын $^{59}\text{Co}(p, \alpha)$ реакциясының ҚДҚ-сы алынып, теориялық есептеулермен салыстырылған. Теориялық есептеулер Фешбах, Керман және Куниннің тікелей көпсатылы теориясының негізінде қарастырылды. Н.С. Шон, Г. Орлов, Р.Дж. Макдональд [37], ^{56}Fe , ^{59}Co ядроларын протондармен атқылай отырып 10-60 МэВ энергия аралығында индукцияланған радиоактивті изотоптарды қоздыру функцияларына зерттеу жұмыстарын жасаған болатын. Протондардың энергиясы 10-60 МэВ аралығында болатын зерттеулер жүргізу, бұл орташа және жоғары энергия деңгейлеріндегі реакция механизмін жақсырақ түсінуге көмектесті. Протондардың ядролармен өзара әрекеттесуінің басты механизмі ретінде статистикалық көпқадамды тікелей реакциялар басым болды. ^{59}Co үшін нейтрондық эмиссиямен байланысты қосымша механизмдер анықталды.

[38] жұмысында ^3He бөлшектерінің ^{59}Co ядросымен 50,5 МэВ болатын әсерлесуіндегі $(^3\text{He}, x\text{d})$, $(^3\text{He}, x\text{t})$ және $(^3\text{He}, x\alpha)$ реакцияларының инклюзивті қималарын қалыптастыратын механизмдердің тәжірибелік нәтижелері мен теориялық есептеулерінің салыстырмалы сипаттамалары көрсетілген. Жалпы алғанда, екінші реттік дейтрондар үшін қанағаттанарлық сәйкестік алынған. Алайда, тритондар мен α -бөлшектердің ұшып шығу реакцияларында теорияның тәжірибелік деректерден алшақтығы байқалады. Бұл, негізінен, бір сатылы тікелей процестердің рөлін артық бағалаумен түсіндіріледі. Мұндай сәйкессіздіктер есептеу бағдарламасына енгізілген параметризацияның толық дұрыс болмауынан туындауы мүмкін. Тәжірибелік және теориялық түрде есептелген интегралды спектрлерді салыстырудан, $(^3\text{He}, x\text{d})$ реакциясында төмен энергиялы дейтрондардың спектрі құрама механизмі және тепе-теңдік алдылық механизмдері арқылы қалыптасатыны анықталған. Ұшып шығатын дейтрондардың энергиясы өскен сайын тепе-теңдік механизмнің үлесі тез азайып, тікелей процестердің рөлі арта түседі. Энергия 30 МэВ-тен асқанда, тікелей процестердің үлесі басым бола бастайды.

Тепе-теңдік алдылық ыдырау – ядролық реакцияларының маңызды механизмі, әсіресе кулондық бөгеттен асатын энергияларда көрінеді. Соңғы жылдары бұл саладағы зерттеулер айтарлықтай жетістіктерге жетіп, ядро ішінде термодинамикалық тепе-теңдік орнағанға дейінгі процестерді дәлірек сипаттауға мүмкіндік берді. Зерттеулер көрсеткендей, тепе-теңдік алдылық механизм ядролық реакцияларының сипаттамаларына орташа энергияларда да айтарлықтай әсер етеді. Мысалы, Sharma және оның әріптестерінің [39] зерттеулері көрсеткендей, ^{12}C және ^{16}O иондары арқылы қоздырылған реакцияларда тепе-теңдік алдылық үлесі кулондық бөгетке жақын энергияларда байқалады. Бұл аймақ бұған дейін тек тепе-теңдік процестердің басымдығымен сипатталады деп есептелген болатын.

[40-48] еңбектерде төмен және орташа энергиялардағы α -бөлшектер қоздырған реакцияларда тепе-теңдік алдылық механизміне зерттеулер

жүргізген. Бұрынғы теориялық және тәжірибелік зерттеулер бұл құбылысты тек салыстырмалы түрде жоғары энергияларда байқаса, кейінгі уақыттарда жүргізілген жұмыстар булану үдерісі басым болатын төмен энергияларда да, тепе-теңдік алдылық эмиссиясының бар екенін анықтады. Бұл жаңалық аталған реакция механизмін тереңірек зерттеуге деген қызығушылықты арттырды.

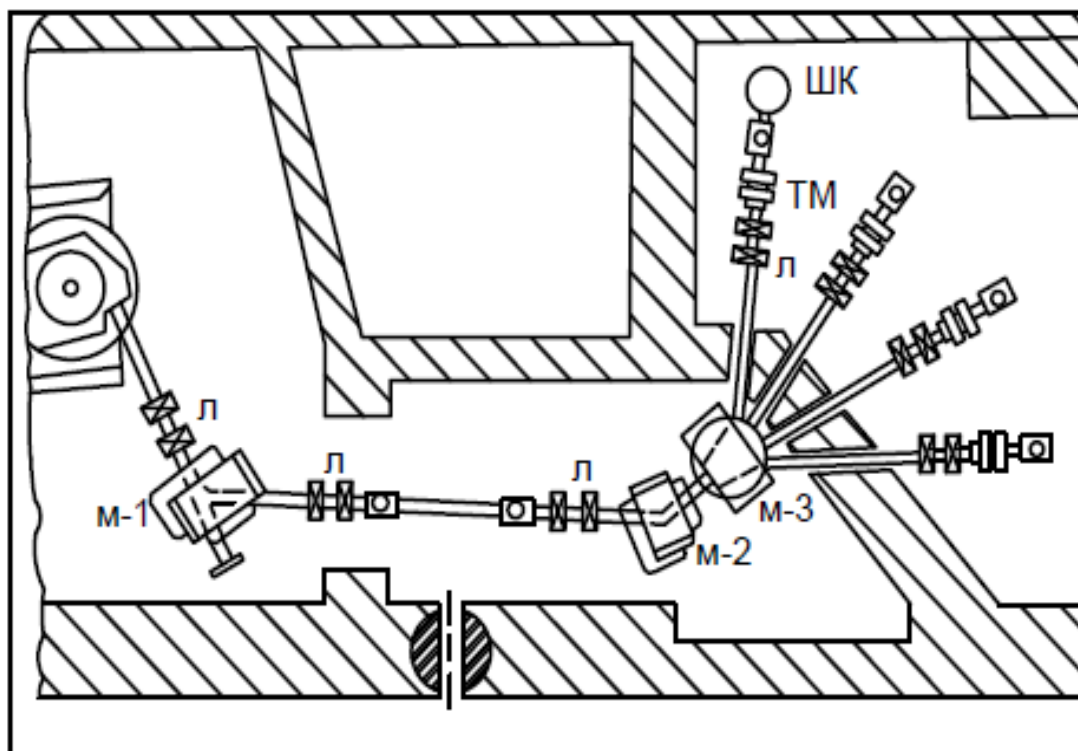
Байқап отырғанымыздай, жеңіл зарядталған бөлшектердің инклюзивті таралуларымен байланысты тәжірибелер өте шектеулі [35, 247 б.]. Bertrand және Sprinzak жұмыстарынан басқа 30 МэВ-тен төмен энергияларда $^{27}\text{Al}(p, xp)$, $^{59}\text{Co}(p, xp)$, $^{27}\text{Al}(p, x\alpha)$, $^{59}\text{Co}(p, x\alpha)$ реакциялары үшін қос-дифференциалдық және интегралдық қималар бойынша деректер шектеулі болып тұр.

2 ТӘЖІРИБЕ ӘДІСТЕМЕСІ

2.1 Тәжірибелік қондырғының негізгі сипаттамалары

Тәжірибе ҚР ҰЯО ЯФИ У-150М изохрондық циклотрон [49] үдеткішінде жасалды. У-150М изохрондық циклотроны атқыланатын бөлшектердің энергиясын келесі диапазондарда алуға мүмкіндік береді: протондар (p) 6-дан 30,3 МэВ-қа дейін, дейтрондар (d) 12,5-тен 25,0 МэВ-қа дейін, гелиондар (h) 18,6-дан 61,0 МэВ-қа дейін, ^4He - (α) бөлшектер 29,3-тен 50,5 МэВ-қа дейін.

Үдеткіш жүйе ұзындығы 180° болатын екі дуанттан тұрады. Үдетілген бөлшектердің сәулесін зерттелетін нысандарға тасымалдау жүйесі 2.1-суретте көрсетілген. Циклотрондағы зарядталған бөлшектер тиісті газ (сутегі, дейтерий, гелий-3, гелий-4) берілген кезде камераның орталық бөлігінде доғалық разрядта орналасқан кезде қалыптасады. Олардың үдетілуі бөлшектердің дуанттар арасынан өтуі кезінде 1,5 метрлік магниттік аралық кеңістікте орын алады. Циклотрон камерасында үдетілген ион сәулесі тиісті иондық-оптикалық жүйемен иондық өткізгіш бойымен үлестірме магнитіне тасымалданады, оның көмегімен сәулені өлшеу орталығындағы төрт каналдың біріне жіберуге болады.



Л – квадрупольдік линзалар, М-1, М-2 – бұру магниттері, М-3 – жіктеуші магнит, ТМ – түзету магниті, ШК – шашырау камерасы.

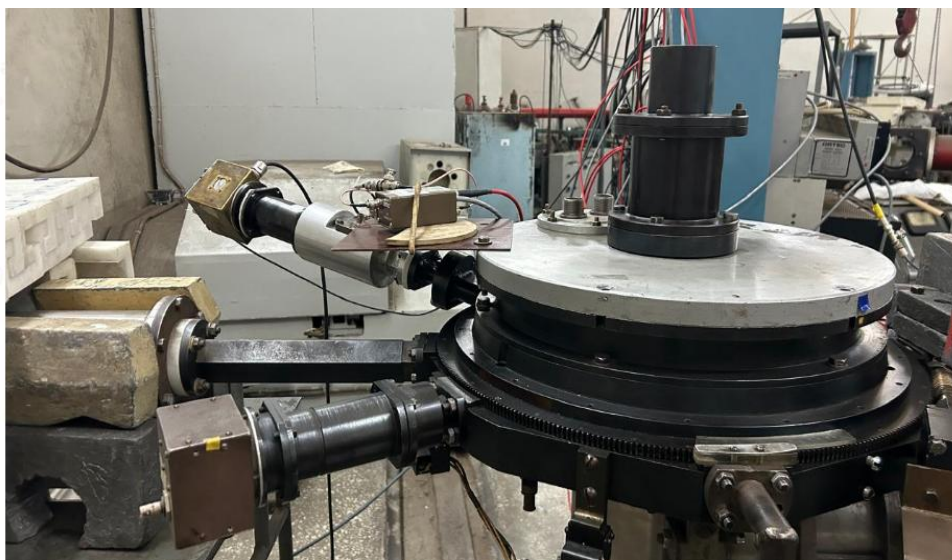
Сурет 2.1 – Циклотронның ион сәулелерін шашырату камерасына тасымалдау геометриясы

Бұл құрылғыда үдету процесі кезінде магнит өрісі, оның салыстырмалы таралуы және синхрондаушы өріс (СӨ) жиілігі 9,2 МГц-тен 18,5 МГц-ке дейінгі диапазонда өзгеріп отырады. Үдетілген иондар электростатикалық ауытқыту жүйесі мен түзету магниттері (ТМ) арқылы вакуумдық камерадан шығарылып, арнайы иондық өткізгішке бағытталады. Бұдан кейін сәуле 4 жұп магниттік квадрупольдық линзалар жүйесімен (МЛ) фокусқа келтіріліп, қажетті бағытқа дәл жеткізіледі.

Бұру магниттері (БМ) мен жіктеуші магниттердің (ЖМ) көмегімен сәуленің бағытын үш рет өзгерту нейтрондық және γ -фон деңгейін минимумға дейін төмендетуге мүмкіндік береді. Бөлшектік сәуленің иондық өткізгіштегі туралануы айқастырылған 12 кварцтық экрандармен және қашықтан басқарылатын теледидарлық камералар арқылы басқарылады. Иондық өткізгіштің әртүрлі нүктелеріндегі сәулелік тоқтың мөлшерін анықтау үшін 9 ток сынаспабы қарастырылған. Екі БМ қамтитын сәуленің тасымалдау жүйесі иондық сәуле жолының геометриялық ортасында орналасқан аралық фокус нүктесінде сәуленің шоғырлануын қамтамасыз етеді. Бұл әдіс үлестіруші магнит арқылы өткенде шығынды азайтуға ықпал етеді.

Үдетілген бөлшектер сәулесі импульсті, макро және микро құрылымды: $S=2\div 100$ (біздің тәжірибеде $S=2$) қуыстылық кезіндегі $\tau_n=0,3\div 2,0$ мсек маңайында макроимпульстер ұзақтылығы реттелінеді. F бөлшектердің макрожиынтық жиілігі τ_n және S дан тәуелділігі келесідей: $f=(\tau_n \cdot S)^{-1}$, ол $f=5\div 1666$ Гц маңайында өзгереді. Сәулелік тоқтың микропульстері ЖЖ генераторының жиілігімен анықталады және олардың ұзындығы $t_{жж}=10$ нсек, олардың арасындағы қашықтық $T_{жж}=100$ нсек құрайды. Сәуленің кеңістіктік және уақыттық параметрлерін осылайша оңтайландыру арқылы: әртүрлі шу деңгейін төмендетуге, электронды жабдықтың жүктемесін біркелкі бөлуге, нысанадағы сәулелік токты $10^{-9} - 10^{-7}$ ампер аралығында реттей отырып өлшеу жүргізуге мүмкіндік туды. Бұл әдіс тәжірибелік зерттеулерде дәлдік пен сенімділікті едәуір арттырды.

Шашырау камерасы (ШК) [50] сәуленің бұрылу бұрышы $90,5^\circ$ болатын, №1 циклде циклотронның сәулесінен 23,9 м қашықтықта орнатылған, сурет 2.2 қараңыз. Ол иондық түтіктен пассивті вакуумдық қақпамен бөлінген. Шашырау камерасының ішінде жоғары вакуумды құру үшін меншікті вакуумдық жапқышы бар ТМС-500 турбомолекулалық сорғыға негізделген майсыз сорғы жүйесі қолданылды. Тербелістің ТМН-500 -ден тәжірибелік қондырғыға берілуін болдырмау үшін арнайы діріл өшіргіш қолданылады. Шашырау камерасынан ион өткізгішін ажырататын клапан камераға ион өткізгішінен ауа енбестей кіруге мүмкіндік береді. Жеделдету және тасымалдау жолындағы орташа вакуум $5 \cdot 10^{-5}$ мм сын.бағ. Пайдаланылған шашырау камерасының ішкі диаметрі 60 см құрайды, шашырау камерасының тікелей маңында орналасқан коллиматор жүйесінің максималды бұрыштық белгісіздігі $\pm 24'$ болды, бұл нысанадағы сәуленің 3 мм сызықтық өлшемдерін қамтамасыз етті.



Сурет 2.2 – Шашырау камерасы

Шашыраған бөлшектерді тіркеуге арналған негізгі спектрометр камераның вакуумдық нығыздалған айналмалы қақпағында орналасқан. Камераның басқару тақтасы $\pm 0,1^0$ бұрыш санағының механикалық дәлдігімен зертханалық координаталар жүйесінде 10^0 тен 170^0 градус интервал аралығында екінші реттік бөлшектердің тіркелген θ бұрышын өзгертуге мүмкіндік береді. Нысанда сегізпозициялық кассетасы бар, ол камераның ішінде сәуле осіне қатысты -45^0 , $+90^0$, $+45^0$ бұрыштарындағы электр жетектері арқылы қашықтан орналастырылады. Нысанаға келіп түсетін бөлшектер санын анықтау үшін Фарадей цилиндр жүйесін - тоқ интеграторын қолдандық [50, 80 б.]. Интегратор тұрақтысын анықтау кезіндегі қателік 1% аспады.

2.2 Реакция өнімдерін тіркеу және сәйкестендіру

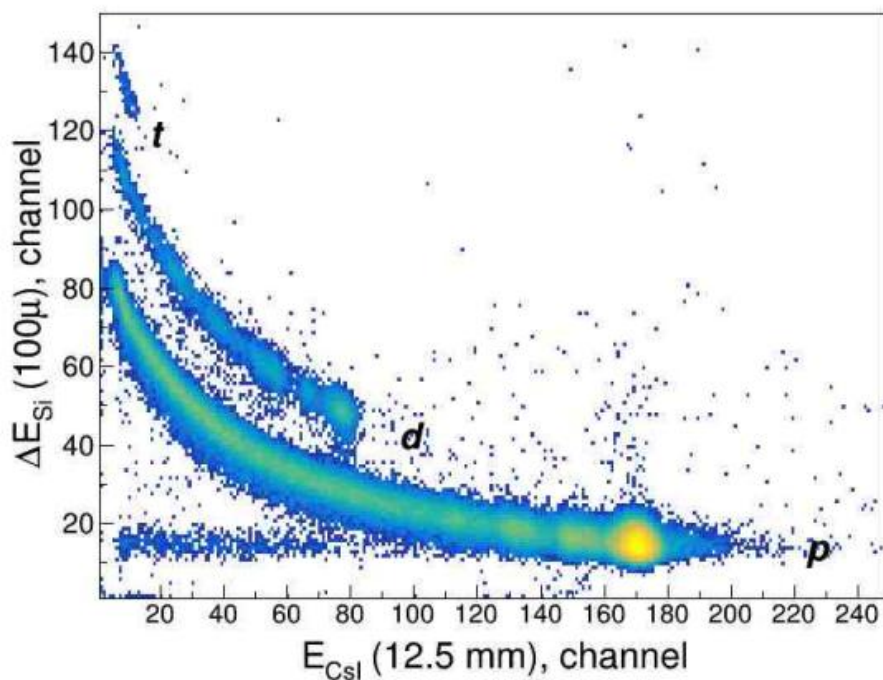
2.2.1 ΔE - E әдісі

Протондардың нысана ядролармен әрекеттесуі кезінде көптеген реакция арналары ашылады, ал бізді қызықтыратын реакция өнімдері басқа бәсекелес процестердің үлкен фоны жағдайында жазылады. Бөлшектердің қажетті түрін таңдау үшін біз тіркелетін бөлшектің екі параметрін тіркеу әдісін қолдандық: меншікті иондану (dE/dx) және энергия (E). ΔE - E әдісінің негізінде зарядталған бөлшектің энергиясы мен меншікті иондану арасындағы Бете-Блоха қатынасы жатыр [51, 52]:

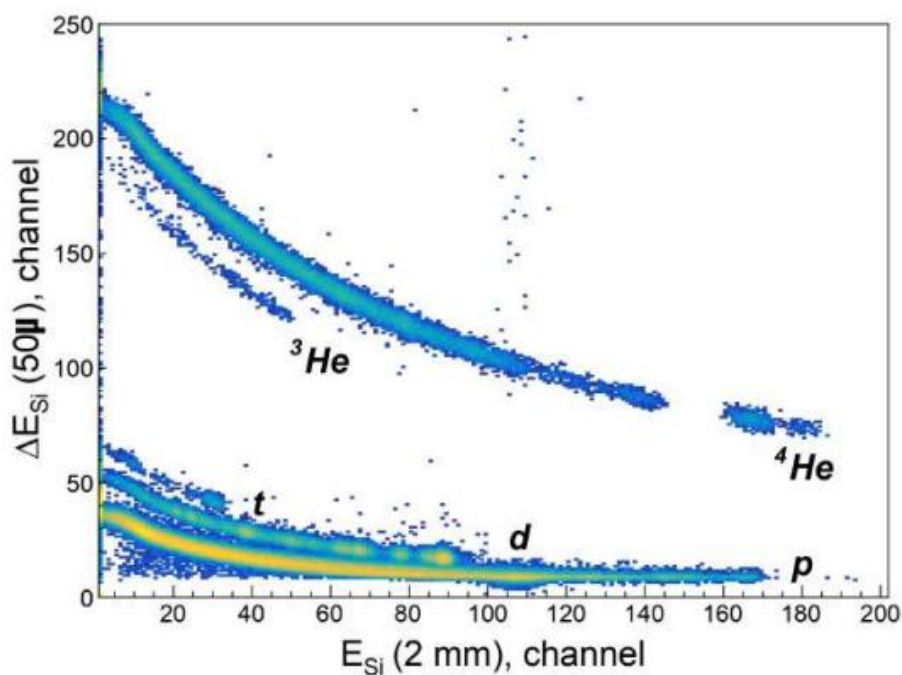
$$\frac{dE}{dx} = \frac{kMZ^2}{E}. \quad (2.1)$$

Бұл жерде M және Z – масса және заряд, k – тұрақты, жуық шамамен барлық бөлшектер үшін бірдей. Формуладан көретіндей, бір мезетте E және dE/dx өлшеу бөлшектің әр түрі E - dE/dx координаттық кеңістігінде өзінің гиперболласына түседі. ^1H – ^4He ең жеңіл ядролары үшін MZ^2 көбейтіндісі 1-

ден 16-ға дейін сатылы өзгереді және сәйкестендірудің қолайлы параметрі болып табылады. ΔE - E жазықтығына проекцияның сипаттық көрінісі 2.3-суретте Si-CsI(Tl) және Si- Si детекторлары үшін көрсетілген және толығырақ сипатталған.



(a)



(ə)

Төменгі локустар – бір зарядты бөлшектер, жоғарғы локустар – екі зарядты бөлшектер

Сурет 2.3 – (a) Si-CsI(Tl) және (ə) Si- Si детекторымен p , d , t , ^3He , ^4He екінші ретгі бөлшектердің екі өлшемді ΔE - E таралуы

2.2.2 Зарядталған бөлшектерді сәйкестендіру

Соңғы өлшемдерде Өзбекстан Республикасының Ядролық физика институтында шығарылған микроконтроллерлердегі екі өлшемді анализатор пайдаланылды.

Анализатор дербес компьютердің USB портына қосылатын құрылғы ретінде жасалған. Жүйелік бағдарлама анализатордың жұмыс тәртібін белгілейді және деректерді графикалық визуализациялау мен оның файлдарында сақтау үшін мәліметтерді компьютерге жіберуді басқарады.

ΔE - және E -детекторларынан сигналдар блоктың A және B нүктелеріне екі спектрометриялық жол (« E », « dE ») арқылы келеді (Сурет 2.4). Олардың амплитудалары пик детекторлары арқылы жазылады. Strobe сигналы қабылданған кезде кіріс сигналының жазылған амплитудалары екі арнада синхронды түрде сандық кодқа түрлендіріледі. Strobe сигналы қашықтағы блоктың сыртында бір мезгілде (сәйкестік тізбегінің шешу уақыты ішінде) ΔE - және E -детекторларынан келетін сигналдар бойынша жасалады, бұл зарядталған бөлшектің екі детектор арқылы өтуіне сәйкес келеді.

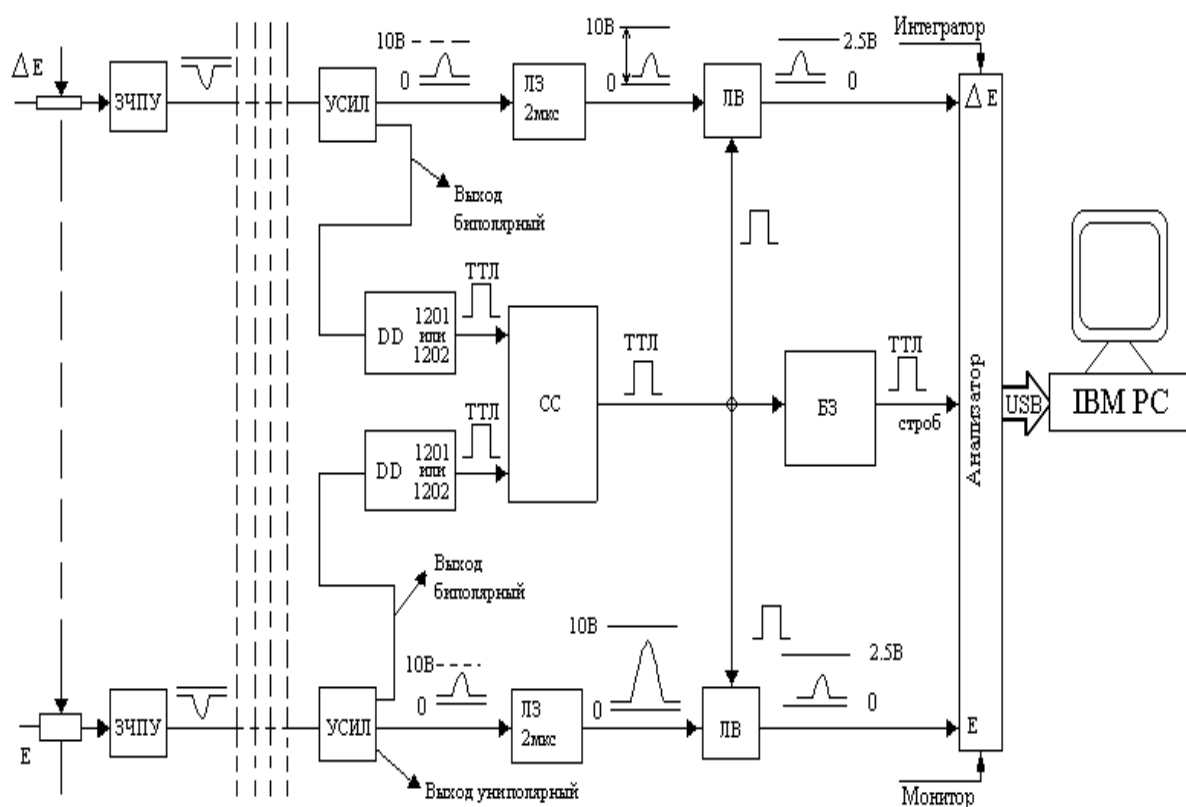
Цифрланған « E » және « dE » мәндері MATRIX типті матрицаның [E , dE] индекстерін анықтайды. Бұл жағдайда бірлік сәйкес ұяшыққа қосылады. Процесс бағдарламаланатын өлшеу уақытына дейін жалғасады. Жиым индекстерін сыртқы түрі бойынша өзгертуге болады: MATRIX [$E + dE$, dE] немесе MATRIX [$E + dE/2$, $dE/2$], өңдеуге ыңғайлы болу үшін бұл екі өлшемді матрицаны ΔE осі бойымен кеңейтуге мүмкіндік береді. Түрлендіру рұқсатын 256 немесе 512 арнаға орнатуға болады, ол да бағдарламалық құралмен анықталады.

Сондай-ақ қашықтағы блокта екі өлшемді матрицадағы алынған қате есептеулердің шамасын олардың санын матрицалық өрісте тіркелген оқиғалардың интегралдық санымен салыстыру арқылы бағалауға арналған басқару импульстерінің санауышы және сыртқы оқиғалардың екі есептегіші бар. (мысалы, үдеткіш сәулесінің ток интеграторынан және мақсатты монитордан түскен сигналдар) [53-60].

Негізгі компьютерге деректерді тасымалдауды жылдамдату үшін қашықтағы блокта C8051F321-GM микроконтроллеріндегі USB2.0 интерфейсін пайдаланады. Микроконтроллерге арналған бағдарламалық қамтамасыз ету keiluVision 3 біріктірілген жүйесінде «C» тілінде жазылған.

Блоктың негізгі техникалық сипаттамалары: Кіріс сигналы – оң, бірполярлы; кіріс сигналының диапазоны 0–2,5 В; анализатордың өлі уақыты: 256×256 матрицасы бар 18 мкс, 512×512 матрицасы бар 28 мкс; Аналогты-цифрлық түрлендіргіштің арна ені 16 бит, санауыш ені 32 бит.

MATRIX бағдарламасы өлшеу параметрлерін орнату, құрылғыны іске қосу және басқару сияқты функцияларын орындау үшін Windows XP жүйесінде жұмыс істеуге арналған қолданба болып табылады. Негізгі компьютерге деректерді екі өлшемді спектрді жинақтау үшін таңдалған уақыт қадамдарымен автоматты түрде де, қолмен де жіберу мүмкіндігі бар. Өлшеу деректері әр уақыт қадамында жаңадан жинақталады және жинақтау 4 байт ұяшықтардағы



ЗЧПУ - зарядты сезгіш алдын-ала күшейткіш, УСИЛ - күшейткіш, ЛЗ - кешіктіру сызығы, СС - сәйкестік тізбегі, ЛВ - сызықтық қақпа, БЗ - кідірту блогы.

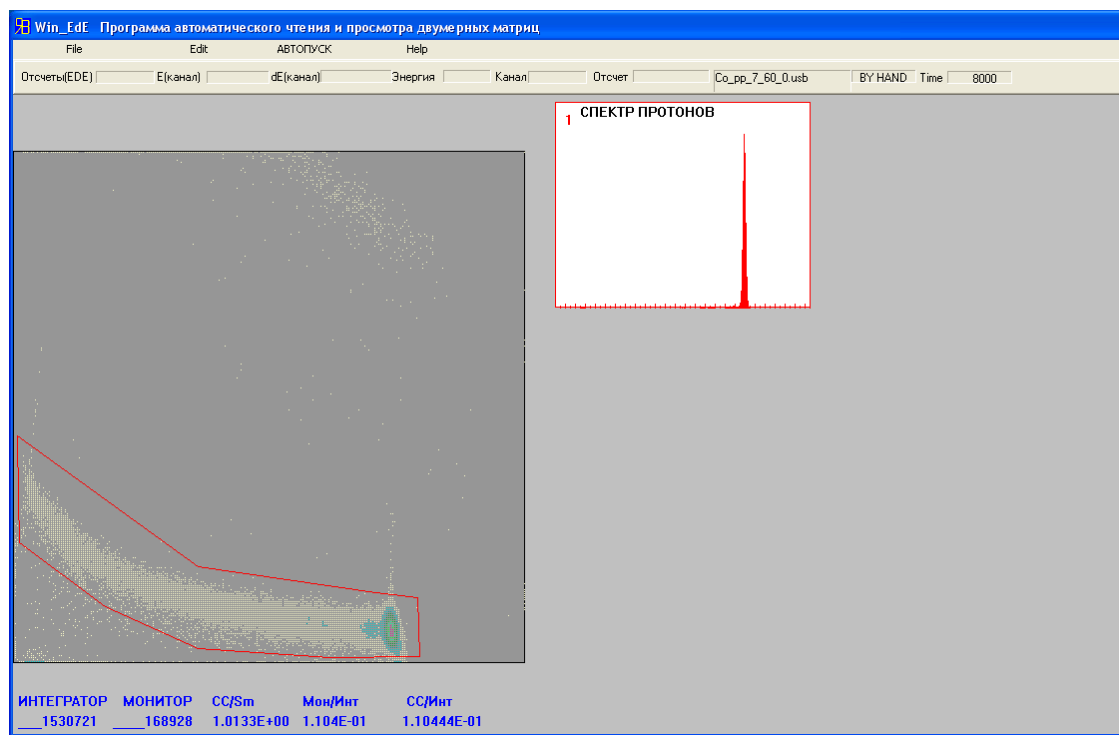
Сурет 2.4 – Зарядталған бөлшектерді тіркеу және идентификациялау жүйесінің құрылымдық сызбасы

бағдарлама буферінде орын алады. Осылайша, арнадағы максималды санға (65000) шектеу алынып тасталынады. Буфердің мазмұны мезгілімен компьютердің қатты дискісіне лақтырылады.

Win_EdE бағдарламасы Windows қолданбасы ретінде жасалған, сондықтан жүйелік және графикалық бағдарламалар Windows XP көп тапсырма режимінде бір уақытта жұмыс істейді. Бағдарламаның негізгі мақсаты – визуализация үшін анализатордың спектрометриялық ақпаратын монитор экранында екі өлшемді матрица түрінде көрсету (Сурет 2.5).

Бастапқы тәжірибелік ақпаратты өңдеу және реакция өнімдерінің $d^2\sigma/d\epsilon d\Omega$ үздіксіз таралуын есептеу үшін бірқатар компьютерлік бағдарламалар қолданылды [59, 32 б.]. Бастапқы тәжірибелік ақпаратты өңдеу процесін төрт негізгі жұмыс рәсіміне дейін қысқартуға болады:

- 1) бөлшек спектрін энергетикалық калибрлеу;
- 2) фонды алу;
- 3) берілген энергия қадамымен спектрлердің орташа мәні;
- 4) реакция қимасын есептеу.



Сурет 2.5 – Win_EdE бағдарламасының терезесі

2.3 Энергияны калибрлеу

2.3.1 CsI(Tl) және кремний детекторлары

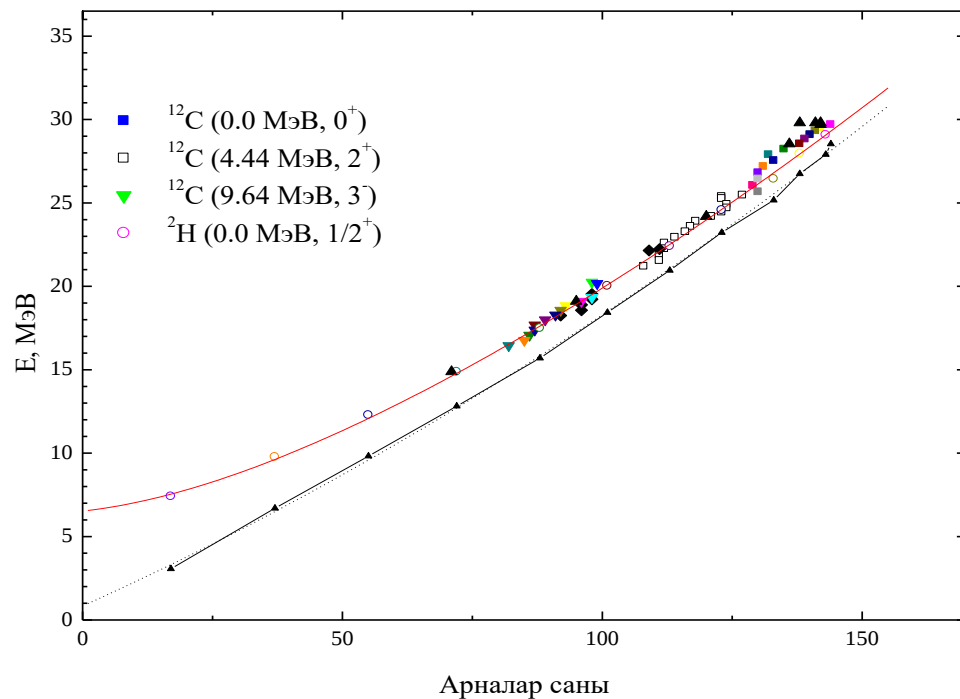
Е-детекторды [61-65] калибрлеу үшін X арнасына сәйкес келетін бөлшектің кинетикалық энергиясы қалдық ядроның белгілі күйлерінен (нысандар ^{12}C , CH_2) анықталды. Нысана мен ΔE -детектордағы бөлшектің энергия жоғалуын алып тастағанда, біз арна нөміріне сызықтық тәуелді және бөлшектердің барлық түрлеріне бірдей болатын жұтылған энергияның мәнін табамыз.

Е-детекторында жұтылған энергияны сызықтық спектрлердегі арна нөмірімен байланыстыратын осындай функцияны *калибрлеу тірегі* ретінде аламыз. Мұны біле отырып және ΔE -детекторындағы қалдық энергия шығыныдарының мәліметі бойынша қалпына келтіріп, детекторлар телескобына түсер алдындағы бөлшектердің энергиясын алуға болады, содан кейін нысанадағы соңғы жоғалтуды қосқанда, біз ядродан шыққан бөлшектің энергиясын табамыз.

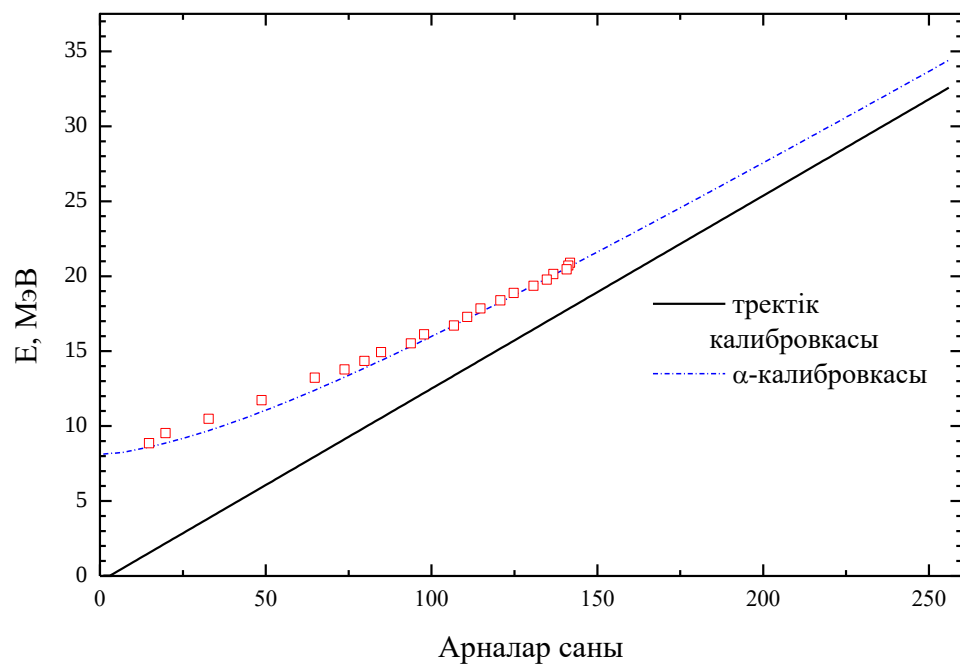
CsI(Tl) сцинтилляциялық Е-детектордан тұратын телескопты калибрлеу үшін, дәл осылай істеуге болады. Бұндай жағдайда бөлшектің әр түрі үшін өзіндік калибрлік тірегі болады, ол сызықты емес, Е-детекторында бөлшек жоғалтқан энергия мен жарықшығу арасындағы байланысты көрсетеді.

Бұл тәуелділік - сцинтиллятор материалына әмбебап сипаттама. Осылайша, жарық шығарудың энергияға тәуелділігі белгілі болғанын ескере отырып, калибрлеу тірегін анықтау амплитудалық спектрдегі жарықшығу мен арналар нөмірі арасындағы сызықтық байланысты орнатуға болады. Жоғарыда аталған бастапқы энергияны қалпына келтіру жолын қайталап, Е-детектор CsI(Tl) тұратын телескоп үшін әр түрлі бөлшектерге қатысты калибрлеу

аламыз. Сонымен калибрлеу тірегі $\Delta E \times E$ (E - детектор CsI(Tl)) протондар үшін парабола көрсетеді (Сурет 2.6), ал $\Delta E \times E$ (E – кремний детекторы) түзу бойынша орташаланады және бөлшек түріне тәуелсіз (Сурет 2.7).



Сурет 2.6 – Протондар үшін $\Delta E \times E$ (CsI(Tl)) телескоптың калибрлеу тірегінің сипаттамасы



Сурет 2.7 – α -бөлшектер үшін $\Delta E \times E$ (Si-Si) телескоптың калибрлеу сипаттамасы

2.3.2 «LISE» бағдарламасы

LISE бағдарламасы зарядталған бөлшектердің энергия жоғалтуын үш негізгі механизмдер арқылы қарастырады:

Электрондық соқтығыстар (иондану және қоздыру): бөлшектер зат арқылы өткенде, олардың энергиясы электрондарды қоздыруға немесе иондандыруға жұмсалады. Бұл процесс Бете-Блох формуласына негізделген.

Ядролық соқтығыстар (серпінді шашырау): бөлшектердің ядролық өзара әрекеттесуі энергия жоғалтуға ықпал етеді.

Радиациялық шығындар: аса жоғары энергияларда бөлшектер радиациялық процестер арқылы энергия жоғалтуы мүмкін (синхротрон немесе тежеулік сәулелену).

LISE бағдарламасы келесідей жұтқыш қабаттың қасиеттерін ескереді: материалдың тығыздығы (ρ); энергия жоғалтудың орташа қабаты; материалдың атомдық нөмірі (Z) мен массалық нөмірі (A); ионизация энергиясы (I). «LISE» бағдарламасында жұтқыш қабатынан өткен зарядталған бөлшектердің энергиясын есептеуін қарастырайық. Рәсімде келесі алгоритм іске асырылған. Бете-Блох [66, 67] формуласына сәйкес жұтқыштың dx (мг/см²) шексіз жұқа қабатын өткенде $-dE$ (МэВ) энергия шығыны мынаған тең:

$$-dE = 0,30058z^2 \frac{mc^2}{\beta^2} \frac{Z}{A} dx \left[\ln \frac{2mc^2 \beta^2 \varepsilon_{\max}}{I^2 (1 - \beta^2)} - 2\beta^2 - 2 \frac{C}{Z} - \delta \right], \quad (2.2)$$

мұнда z – заряд (e бірлікте) ұшып келе жатқан бөлшектің; mc^2 – электронның тыныштық энергиясы; β – жылдамдық (c бірлікте) ұшып келе жатқан бөлшектің; Z – заряд (e бірлікте) орта атомдарының ядросы; A – орта ядроларының атомдық салмағы; I – ортаның атомдарының орташа қозу энергиясы; C/Z – қабықтық эффектке түзету; δ – тығыздық эффектісіне түзету; $\varepsilon_{\max}$ – массасы M қозғалыстағы бөлшектің байланыспаған тыныштықтағы электронға берген максималды энергиясы:

$$\varepsilon_{\max} = \frac{2mc^2}{(1 - \beta^2)} \left[1 + \frac{2m}{M} \frac{1}{\sqrt{(1 - \beta^2)}} + \left(\frac{m}{M} \right)^2 \right]^{-1}. \quad (2.3)$$

Жұтқыштың ақырғы қалыңдық қабатынан өткеннен кейін бөлшектердің энергиясын табу үшін (2.2) теңдеуі төртінші ретті Рунге-Кутта әдісімен шешілді. Бұл үшін жұтқыш қабаты қалыңдығы Δ (мг/см²) теңдей қабаттарға m_{kf} бөлінді. (2.2) теңдеуі келесі түрде көрсетуге болады:

$$\frac{dT}{dx} = f(T), \quad (2.4)$$

Сонда оның шешімі T_k кинетикалық энергиясын координаттар нүктелерінде табуға әкеледі: $x_k = k\Delta$, бұл жерде $k = 0, 1 \dots k_f$, сондықтан: $x_{k_f} = d_t$, бұл жерде d_t – жұтқыш қабатының қалыңдығы. Төртінші ретті Рунге-Кутта формуласын пайдаланып, алатынымыз:

$$\begin{aligned} s_1 &= f(T_k)\Delta, \\ s_2 &= f(T_k + s_1/2)\Delta, \\ s_3 &= f(T_k + s_2/2)\Delta, \\ s_4 &= f(T_k + s_3)\Delta, \\ T_{k+1} &= T_k + \frac{1}{6}(s_1 + 2s_2 + 2s_3 + s_4). \end{aligned} \quad (2.5)$$

Жұтқыштан өткен бөлшектің орташа кинетикалық энергиясы T_{kf} мәніне тең.

Спектрлердің мәнін орташалау немесе математикалық жағынан бірдей, спектрлерді берілген энергия шкаласына қайта есептеу туралы мәселе келесі жағдайларда туындайды:

1. E - кодтаушының сол бір арнасы үшін әр түрлі нысаналарға сәйкес әр түрлі ионизациялық шығындардың мәндеріне, әр түрлі кинетикалық энергиялар сәйкес келеді. Нәтижесінде екі түрлі энергетикалық калибрлеуге сәйкес екі түрлі нысанадан шыққан сызықты спектрлерді орташалау қажет. Фонды шегеру рәсімі жұмысы үшін, калибрлік спектр мен шынайы нысаннан алынған спектр сол бір энергетикалық калибрлеуге сәйкес болулары қажет.

2. Үздіксіз екінші ретті дифференциалдық спектрлерді $d^2\sigma/d\epsilon d\Omega$ зерттеу барысында, ақпарат жинаудағы кездейсоқ сипатқа байланысты олардағы флуктуацияны азайту мақсатында бұл спектрлерге алдын ала орташалау жүргізу қажет. Бірінші жағдайда бір келкі емес қадаммен энергетикалық калибровкаға сәйкес спектр бар, бұл спектрді сондай бір келкі емес қадаммен энергетикалық шкалаға ауыстыру қажет. Орташалау процессі үлкен қадаммен бір келкі энергетикалық шкалаға спектрді қайта санауға баламалы.

Бағдарламада келесі алгоритм іске асырылған. ϵ – шығыс калибрінің шкаласы болсын, ϵ_1 – 1 арнадағы энергия; ϵ_2 – 2 арнадағы энергия; C_1 – бірінші арнадағы сандық санау; C_2 – екіншідегі; E_{i-1} , E_i , E_{i+1} – алғашқы спектр қайта есептелетін шкала жаңа калибрлеумен. 1-ші арнаның «терезе» ені: $\Delta_1 = (\epsilon_2 - \epsilon_0)/2$ екіншісінікі $\Delta_2 = (\epsilon_3 - \epsilon_1)/2$. 1-ші арнадағы, 1 МэВ сәйкес келетін сандық санақ: $\rho_1 = c_1 / \Delta_1$, 2-сі: $\rho_2 = c_2 / \Delta_2$. E_2 арнасындағы санақ: $C_i = \rho_1 x_1 + \rho_2 x_2$, бұл жерде x_1 – Δ_1 терезесімен E_1 каналына сәйкес келетін «терезе» қиылысы ұзындығы (МэВ), x_2 – Δ_2 «терезесімен», яғни: $x_1 = \Delta_1 \cap D_i$, $x_2 = \Delta_2 \cap D_i$. Осылайша сәйкес каналға барлық терезелер бойынша біркелкі таралу күтіледі.

2.4 Реакция қимасын есептеу бағдарламасы «HWR»

«HWR» бағдарламасы негізгі үш ішкі бағдарламадан тұрады: «HWR010», «HWR011», «HWR012»:

- Ішкі бағдарлама «HWR010» қиманы есептеуде бастапқы мәліметтерді және оларға сәйкес қателерді енгізуді іске асырады.
- Ішкі бағдарлама «HWR011» келесі әрекеттерді іске асырады: зертханалық қималарды есептеу, массалар центріне оларды ауыстыру, энергия бойынша қима шкаласын біркелкі тұрғызу, бұрыш бойынша интегралдау және берілген реакция бойынша парциалдық қиманы есептеу [68].
- Ішкі бағдарлама «HWR012» есептелген қималарды кесте түрінде шығарады.

Жоғарғыда аталған үш негізгі ішкі бағдарламалар кейін басқа да ішкі бағдарламалармен оқуға болатындай әр қайсысы өздерінің жұмыстарының нәтижелерін дискке, атаулы файлдарға жазылады. Бағдарламаның осындай құрылымы өңдеу процессі кезінде тұрақты диалогты қажет етуімен түсіндіріледі.

2.4.1 Ішкі бағдарлама «HWR010»

Ішкі бағдарлама «HWR010» алты ішкі бағдарламадан тұрады: «TARGET», «PROJECT», «CHARGE», «EMISSN», «DETECT» және «REST», бұлардың әр қайсысы оператордың командасымен бастапқы мәліметтерді енгізуді іске асырады және басқа да ішкі бағдарламаларға қолжетімді болатындай оларды дискке жазады.

Ішкі бағдарлама «TARGET» нысана қалыңдығын (мг/см^2) және оның атомдық нөмірін анықтаудағы қателікті (%) енгізеді, атомдық салмақ (а.м.б.) пен нысана ядроның дефектісін (МэВ), градуспен алынған шоқ бағытына қатысты нысананың бұрылу бұрышын және бұл мәліметтерді файл «TARGET.GNL» жазады.

Ішкі бағдарлама «PROJECT» ұшып келе жатқан бөлшектің сипаттамасын енгізеді, атомдық нөмер, масса дефектісі, энергия және оны анықтаудағы салыстырмалы қателігін. Енгізілген мәліметтерді «PROJECT.GNL» файлына жазады.

Ішкі бағдарлама «CHARGE2» ток интеграторына қатысты сипаттамалар енгізеді: бір микро кулонға сәйкес интегратор санағының санын, экспозиция уақытындағы интегратор санағының санын, интегратормен зарядты анықтаудағы салыстырмалы қателік. Мәліметтер «CHARGE.GNL» файлында сақталады.

Ішкі бағдарлама «EMISSN» ұшып шығатын бөлшектердің сипаттамаларын енгізеді, атомдық нөмірін, атомдық салмақ және масса дефектісі, оны анықтаудағы зертханалық бұрыш және абсолюттік қателік, сызықтық спектр. Мәліметтер «EMISSN. GNL» файлында сақталады.

Ішкі бағдарлама «DETECT» детектордың телескопымен байланысты шамаларды енгізеді: денелік бұрыш (ср), оны анықтаудағы салыстырмалы қателік (%), берілген сызықты спектрге энергетикалық калибрлеу және оны

анықтаудағы абсолюттік қателік (МэВ). Мәліметтер «DETECT.GNL» файлында сақталады.

Ішкі бағдарлама «REST» енгізеді немесе қажет болса қалдық ядроның сипаттамасын есептейді-атомдық нөмір, атомдық салмақ және масса дефектісі. Мәліметтер «REST.GNL» файлында сақталады. Атап айтқанда бастапқы мәліметтерді енгізудегі барлық ішкі бағдарламалар негізгі үш режимде жұмыс істей алады:

- «Толық енгізу» – яғни барлық мәліметтерді енгізу орын алады;
- «Модификация» – енгізілген мәліметтерді түзетуге мүмкіндік береді;
- «Терминалға енгізу» – ертерек енгізілген бастапқы мәліметтерді терминалда шығару.

2.4.2 Ішкі бағдарлама «HWR011»

Ішкі бағдарлама «HWR011» төрт ішкі бағдарламадан тұрады: «HWR001», «HWR002», «HWR003», «HWR004».

- Ішкі бағдарлама «HWR001» зертханалық қималарды $d^2\sigma/d\varepsilon_\gamma d\Omega_\gamma$ есептеуді және оларды анықтаудағы $\Delta d^2\sigma/d\varepsilon_\gamma d\Omega_\gamma$ абсолюттік қателерді жүзеге асырады, есептелінген қималарды аталған файлдағы дискке жазады. Бастапқы мәліметтер «HWR010» файл блогынан есептелінеді.

- Ішкі бағдарлама «HWR002» массалық центр жүйесінде $d^2\sigma/d\varepsilon d\Omega$ қималарды және абсолюттік қателіктерді $\Delta d^2\sigma/d\varepsilon d\Omega$ және оларды дискке жазады.

- Ішкі бағдарлама «HWR003» м.ц.ж. энергия бойынша біркелкі шкалаға м.ц.ж. қималарды қайта санауды жүзеге асырады. Яғни бұл ішкі бағдарлама $d^2\sigma/d\varepsilon_{eq} d\Omega_{eq}$ бұрыштық таралуларды есептейді, сөйтіп интегралдық спектрді анықтау үшін мәліметтерді дайындайды. Бастапқы мәліметтер ішкі бағдарламаның «HWR002» шығыстық файлынан алынады.

- Ішкі бағдарлама «HWR004» интегралдық спектрді $d\sigma/d\varepsilon$, абсолюттік қатені $\Delta d\sigma/d\varepsilon$, толық қиманы σ және қателіктерді есептеуді жүзеге асырады.

2.4.3 Ішкі бағдарлама «HWR012»

Ішкі бағдарлама «HWR012» төрт ішкі бағдарламадан тұрады: «ASZ001», «ASZ002», «ASZ003» және «ASZ004».

Ішкі бағдарлама «ASZ001» зертханалық жүйеде есептелген қималардың кестелерін басып шығарады. Мәліметтер ішкі бағдарламаның «HWR001» шығыстық файлынан алынады.

Ішкі бағдарлама «ASZ002» массалық центр жүйесінде қималардың кестелерін басып шығарады. Бастапқы мәліметтер ішкі бағдарламаның «HWR002» шығыстық файлынан оқып алынады.

Ішкі бағдарлама «ASZ003» м.ц.ж. бұрыштық таралулардың кестесін басып шығарады. Бастапқы мәліметтер ішкі бағдарламаның «HWR003» шығыстық файлынан алынады.

Ішкі бағдарлама «ASZ004» толық қиманың және интегралдық спектрлердің қималарын шығарады. Бастапқы мәліметтер ішкі бағдарламаның «HWR004» шығыстық файлынан алынады.

2.4.4 Ішкі бағдарламаның математикалық алгоритмі «HWR»

Қос-дифференциалдық қималардың тәжірибелік есебі келесідей жүргізіледі. Зертханалық жүйе координатасында қос-дифференциалды қималар келесі қатынастан табылды:

$$\frac{d^2\sigma}{d\varepsilon_n d\Omega_n} = \frac{A_t z_x e I_n \cos \varphi_t}{\rho_t p N_0 \Delta\Omega_n \Delta Q}, \quad (2.6)$$

бұл жерде: A_t – а.м.б. нысана ядролардың массасы; $z_x e$ – микрокулондағы ұшып келетін бөлшектің заряды; I – n арнасындағы санақ саны; φ_t – нысана мен шоқ арасындағы бұрыш; ρ_t – нысана қалыңдығы (мг/см); p – нысананы байыту (салыстырмалы бірлік); $N_0 = 6,02217 \times 10^{20}$ (мгмоль) $^{-1}$ бір миллиграмм-мол заттағы атом саны; $e = 1,602192 \times 10^{-13}$ мкКл; $\Delta\Omega_n$ – детекторлардың телескоп коллиматорымен керілетін, денелік бұрыш (ср); ΔE_n – n нөмерлі МэВ арна ені; ΔQ – заряд, экспозиция уақытында ток интеграторы арқылы өткен (мкКл).

Егер (2.6) өрнегін мына түрде:

$$\frac{d^2\sigma}{d\varepsilon_n d\Omega_n} = f(i_n, \rho_t, \Delta\Omega_n, \Delta\varepsilon_n, \Delta Q), \quad (2.7)$$

онда зертханалық қиманы $\Delta \frac{d^2\sigma}{d\varepsilon_n d\Omega_n}$ табудың абсолюттік қателігін анықтайтын қатынасты былай жазуға болады:

$$\Delta \left(\frac{d^2\sigma}{d\varepsilon_n d\Omega_n} \right) = \left[\left(\frac{\partial f}{\partial I_n} \right)^2 (\Delta I_n)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial \rho_t} \right)^2 (\Delta \rho_t)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial (\Delta\Omega_n)} \right)^2 (\Delta(\Delta\Omega_n))^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial (\Delta Q)} \right)^2 (\Delta(\Delta Q))^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (2.8)$$

бұл жерде: ΔI_n – n арнасындағы санақ санын анықтаудағы абсолюттік қателік $\sqrt{I_n}$ тең деп алынған; $\Delta(\Delta\Omega)$ – денелік бұрышты анықтаудағы абсолюттік қателік:

$$\Delta(\Delta\Omega) = 2\Delta\Omega \sqrt{\left(\frac{\Delta\varnothing}{\varnothing} \right)^2 + \left(\frac{\Delta L}{L} \right)^2}, \quad (2.9)$$

бұл жерде $\emptyset$, $\Delta\emptyset$ – коллиматор саңылауының диаметрі; L , ΔL – нысанның ортасынан коллиматордың алдыңғы шетіне дейінгі арақашықтық және оның қателігі; $\Delta(\Delta Q)$ – ток интеграторының зарядын анықтаудағы қателік мынаған тең деп алынды:

$$\Delta(\Delta Q) = \Delta Q \sqrt{\left(\frac{\Delta C}{C}\right)^2 + \left(\frac{1}{N}\right)^2}. \quad (2.10)$$

бұл жерде C , ΔC – интегратор тұрақтысы (мкКлн/отсчет) оны анықтаудағы қателік, N – экспозиция уақытындағы интегратордың санақ саны.

2.4.5 Қос-дифференциалдық қималарды массалық центр жүйесінде есептеу

Қос-дифференциалдық қималарды зертханалықтан массалар центрі жүйесіне қайта есептеу келесі формула бойынша іске асырылады [68, 77 б.]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\varepsilon d\Omega} = \frac{p}{p_3} \frac{d^2\sigma}{d\varepsilon_3 d\Omega_3} \quad (2.11)$$

бұл жерде p_3 және p – сәйкесінше зертханалық және массалық центрінде тіркелген бөлшектер импульсі.

Импульстің бұл қатынасы массалар центрі жүйесінен зертханалық жүйеге ауысқан кезде бөлшектің кинетикалық параметрлерінің өзгерісін есепке алады. Ол келесі формуламен анықталады:

$$p_{мц} = \sqrt{p_3^2 + 2p_3 M \cos\theta_3 + M^2} \quad (2.12)$$

мұндағы M – жүйенің жалпы массасы, θ – зертханалық бұрыш. Зертханалық және массалар центрі бұрыштарының арасындағы байланыс:

$$\tan\theta_{мц} = \gamma + \cos\theta_3, \quad (2.13)$$

мұндағы $\gamma = v/v_{мц}$ – жылдамдықтар қатынасы.

Зертханалық және массалар центрі жүйесіндегі бұрыш элементтері арасындағы байланыс:

$$d\Omega_{мц} = d\Omega_3 / \sin\theta_3 \quad (2.14)$$

Энергияның массалар центрі жүйесіндегі мәні:

$$E_{мц} = \frac{m}{m+M} E_3, \quad (2.15)$$

мұндағы m – реакцияға түсетін бөлшектің массасы.

$d^2\sigma/d\varepsilon d\Omega$ шамасының абсолюттік қателігін анықтау үшін (2.11) өрнегін мына түрде көрсету ыңғайлы:

$$\frac{d^2\sigma}{d\varepsilon d\Omega} = f_1(E_a, \varepsilon_n, \theta_n) f_2(A) \quad (2.16)$$

бұл жерде $f_1(E_a, \varepsilon_n, \theta_n) \equiv \frac{p}{p_n}$ – үш айнымалының функциясы: шок энергиясы E_a , бөлшекті тіркеудің зертханалық бұрышы θ_n және ε_n – з.к.ж. бөлшектің шығарған энергиясы; $A = E_a$, θ_n , ε_n енбейтін, параметрлер жиынтығы.

З.к.ж.-нен көшу лоренц түрлендіруі арқылы іске асырылады, сол f_1 функциясын анықтайды. Сонда қос дифференциалдық қималарды $d^2\sigma/d\varepsilon d\Omega$ анықтауда абсолюттік қателікті м.ц.ж. табуға болады:

$$\Delta(d^2\sigma/d\varepsilon d\Omega) = \left\{ f_2^2 \left[\left(\frac{\partial f_1}{\partial E_a} \right)^2 (\Delta E_a)^2 + \left(\frac{\partial f_1}{\partial \varepsilon_n} \right)^2 (\Delta \varepsilon_n)^2 + \left(\frac{\partial f_1}{\partial \theta_n} \right)^2 (\Delta \theta_n)^2 \right] + f_1^2 \Delta f_2^2 \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (2.17)$$

бұл жерде ΔE_a – энергия шоғын (МэВ) анықтаудағы абсолюттік қателік; $\Delta \varepsilon_n$ – ұшып шыққан бөлшектің энергиясын анықтаудағы абсолюттік қателік МэВ; $\Delta \theta_n$ – ұшып шыққан бөлшектің тіркелген бұрышын анықтаудағы абсолюттік қателік (град); $\Delta f_2 \equiv \Delta \left(\frac{d^2\sigma}{d\varepsilon_1 d\Omega_1} \right)$ – з.к.ж. қос-дифференциалдық қималарды анықтаудағы абсолюттік қателік.

2.4.6 Интегралдық спектр және толық қиманы анықтау

Азимуталық симметрия салдарынан денелік бұрыш бойынша интегралдауды келесі түрде жазуға болады:

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = 2\pi \int_0^x \sin \theta \frac{d^2\sigma}{d\varepsilon d\Omega} d\theta. \quad (2.18)$$

$$\frac{d^2\sigma}{d\varepsilon_i d\Omega_i} \equiv Y_i - \text{м.ц.ж. қос-дифференциалдық қима,}$$

сәйкесінше j – ші энергия мәні және i – ші бұрыш мәні, $j=I \div M$, $i=I \div N$, бұл жерде: M – біркелкі тордағы түйін саны, $N = Y_i$ шамалардың мәндері үшін алынған, бұрыштар саны.

Сонда (2.18) өрнегін трапеция әдісімен интегралдау келесідей жазуға болады:

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \pi \sum_0^N (Y_i \sin \theta_i + Y_{i+1} \sin \theta_{i+1}) (\theta_{i+1} - \theta_i), \quad (2.19)$$

бұл жерде $\theta_0=0$, $\theta_{N+1}=\pi$.

Келесі шаманы енгізейік:

$$F_i \equiv \frac{d(d\sigma/d\varepsilon)}{dY_i} = \pi \sin \theta_i (\theta_{i+1} - \theta_i) H(n-1) + \\ + \pi \sin \theta_i (\theta_i - \theta_{i-1}) H(i-1); \quad (2.20)$$

бұл жерде: $H(x) = \begin{cases} 1, & x \geq 0 \\ 0, & x < 0. \end{cases}$

Интегралдық спектр қателігі келесідегідей түрде табылады:

$$\Delta(d\sigma/d\varepsilon) = \left[\sum_1^n F_i^2 (\Delta Y_i)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.21)$$

$G_i \equiv \frac{d\sigma}{d\varepsilon_j}$, $j=1 \div M$. Сонда толық қима:

$$\sigma = \frac{1}{2} \sum_1^{m-1} (G_i + G_{i+1}) (\varepsilon_{j-1} - \varepsilon_j). \quad (2.22)$$

Энергия бойынша интегралдау трапеция әдісі бойынша жасалды. $\Delta\sigma$ толық қиманы анықтаудағы қателік мынаған тең:

$$\Delta\sigma = \left[\sum_1^m (R_i \Delta G_i)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (2.23)$$

бұл жерде:

$$R_i = \frac{d\sigma}{dG_i} = \frac{(\varepsilon_{i+1} - \varepsilon_i)}{2} H(M-i-1) + \frac{(\varepsilon_i - \varepsilon_{i-1})}{2} H(i-2) \\ i-1 \div M. \quad (2.24)$$

«HWR» бағдарламасының шеңберінде қималарды және қималардың қателіктерін есептеу жүргізілді.

3 ТӘЖІРИБЕЛІК ДЕРЕКТЕР

3.1 ^{27}Al және ^{59}Co ядроларының қос-дифференциалдық және интегралдық қималары

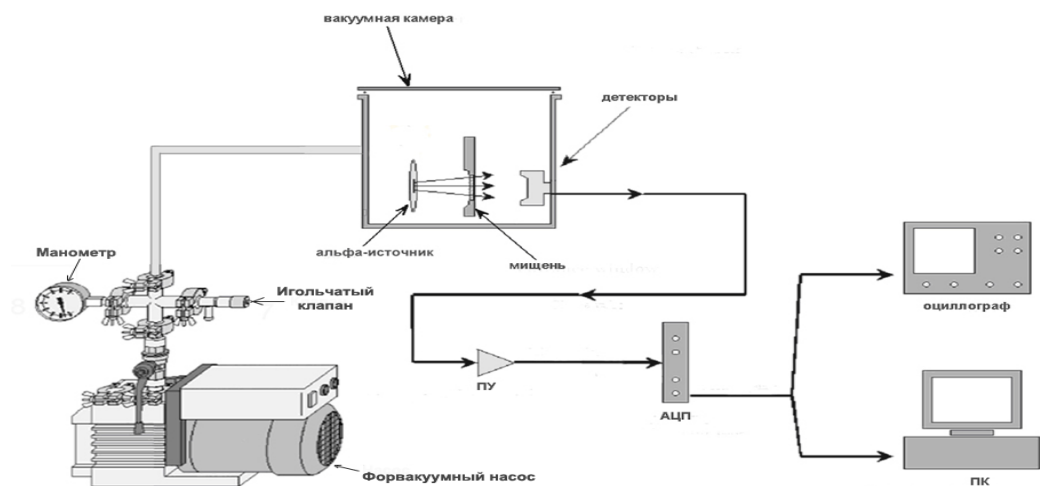
Бұл жұмыста 7 және 22 МэВ энергиялы протондармен және 29 МэВ энергиялы альфа-бөлшектермен индукцияланған реакциялар бойынша қос-дифференциалды және интегралдық қималарға жаңа тәжірибелік деректер ұсынылды. Нысана ядролар ретінде ^{27}Al және ^{59}Co таңдалды, себебі бұл ядролар болашақ ядролық қондырғыларды жобалауда кеңінен қолданылатын конструкциялық элементтер болып табылады. Сонымен қатар, алюминий мен кобальт тек бір ғана тұрақты изотопқа ие болғандықтан, олар мұндай зерттеулер үшін ыңғайлы нысандар болып табылады. Нысана мәліметтері кесте 3.1-де, ал тәжірибе шартының негізгі сипаттамалары кесте 3.2-де келтірілген.

Зерттеу үшін таңдалған изотоптардың байытылған фольгалары дайындалды, олардың қалыңдығы мен біртектілігі ^{226}Ra изотопының альфа-бөлшектерінің энергия шығындарын өлшеу арқылы анықталды. Бұл изотоптың спектрінде 4,782; 5,305; 5,490; 6,002 және 7,687 МэВ энергиялы бес α -жолақ бар. Сурет 3.1-де өлшеу құрылғысының схемасы көрсетілген. Альфа-радиоактивті көзі мен жартылай өткізгіштік детектор герметикалық вакуумдық камераның ішінде орналасқан. Камера форвакуумдық сорғымен сорғызылады. Бірінші кезеңде детектордың көмегімен α -бөлшектердің әртүрлі энергия шыңдарына сәйкес келетін орындары анықталады. Екінші кезеңде радиоактивті көзден шыққан α -бөлшектер кремний детекторына түсер алдында, қалыңдығын өлшеу қажет нысана материалынан өтеді. Альфа-бөлшектердің жүру жолы қысқа болғандықтан, өлшеулер 10^{-1} мбар-дан төмен қысымдағы вакуумда жүргізіледі. Альфа-бөлшектер спектрлерінің ығысуын талдау нәтижесінде нысана материалының энергия шығындары анықталады, соның негізінде нысананың қалыңдығы дәл есептеледі.

Кесте 3.1 – Нысана мәліметтері

Нысана	Бөлшек энергиясы, МэВ	Қалыңдығы, $\text{мг} \cdot \text{см}^{-2}$	Байытылуы, %
^{27}Al	7; 22; 29	3,65	Моноизотоп
^{59}Co	7; 29	2,3	
^{59}Co	22	5,2	

Өнімдерді массалары мен энергиясы бойынша тіркеу және сәйкестендіру үшін стандартты ($\Delta E - E$) әдісі қолданылды. Тәжірибелік шарттар кестеде көрсетілген. Спектрометрлердің энергетикалық шешімі Si+Cs(I) үшін 400 КэВ-тен, ал Si+Si үшін 120 КэВ-тен аспады және негізінен бастапқы шоғырдағы бөлшектер энергиясының шашырауымен анықталды. Детекторлардың энергетикалық калибрленуі LISE++ бағдарламалық коды шеңберіндегі кинематикалық есептеулер негізінде жүргізілді.

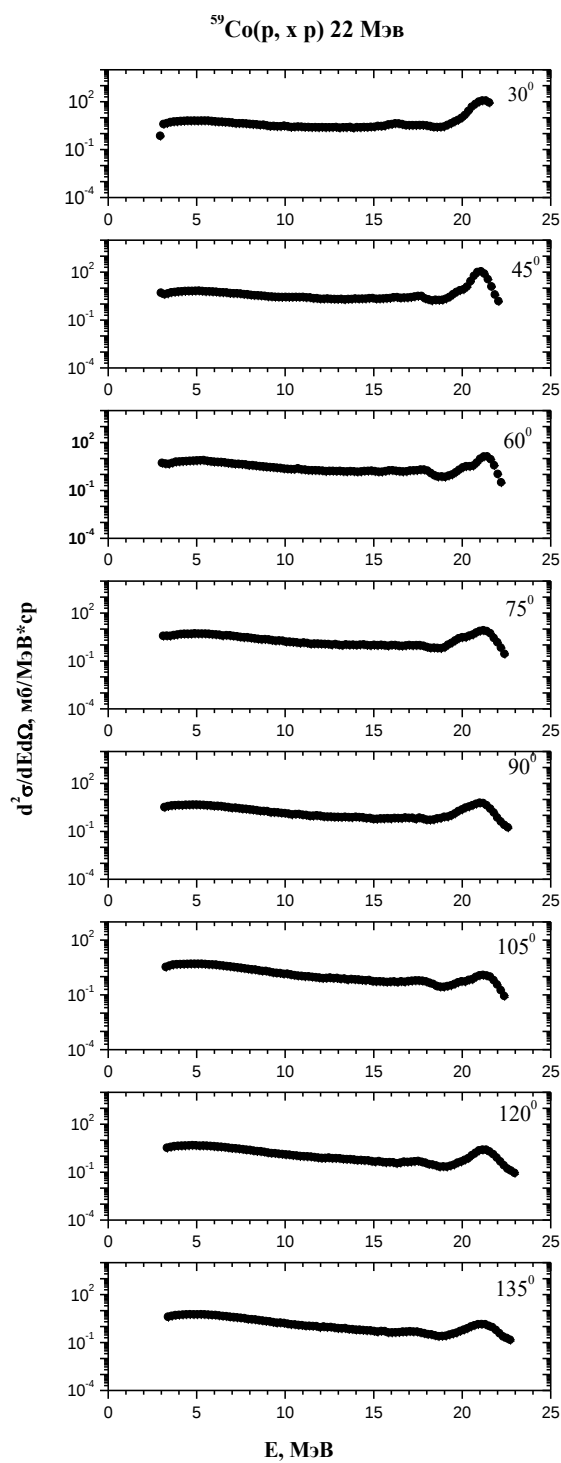


Сурет 3.1 – Нысана қалыңдығын өлшеуге арналған қондырғының сипаттамасы

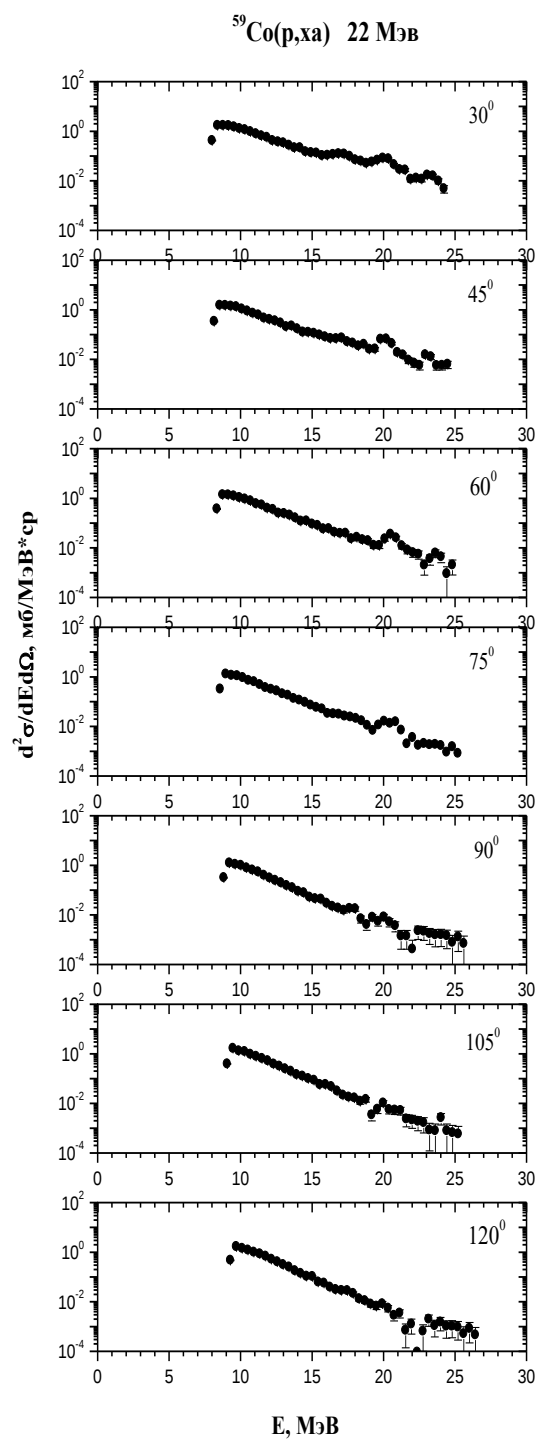
Тәжірибелік спектрлерді өңдеудің нәтижесінде 7 МэВ және 22 МэВ энергиялар кезіндегі ^{27}Al және ^{59}Co ядроларымен (p,xp), (p,xa) реакцияларының қос-дифференциалдық қималары есептелініп 3.2-3.4 суреттерінде келтірілген, ал 29 МэВ энергиялы α -бөлшектермен болған (α ,xp) және (α ,xa) реакцияларының қос-дифференциалдық қималары 3.5 және 3.6-суреттерде көрсетілген. Алынған қос-дифференциалдық қималар бұрыш бойынша интегралданды және 0.5 МэВ энергия диапазонында орташаланды. Бұрыш бойынша интегралдаудан кейін зерттеліп отырған реакцияларының интегралдық қималары анықталды. ^{27}Al және ^{59}Co ядроларымен протондардың әсерлесуі нәтижесінде жүзеге асатын (p,xp) және (p,xa) реакцияларының интегралдық қималары 3.7–3.9-суреттерде көрсетілген. Ал α -бөлшектердің аталған ядролармен әсерлесуі нәтижесіндегі (α ,xa) және (α ,xp) реакцияларының интегралдық қималары 3.10 және 3.11-суреттерде ұсынылған.

Кесте 3.2 – Тәжірибе шартының негізгі сипаттамалары

Реакция	Бөлшек Энергиясы, МэВ	Телескоп $\Delta E-E$	Детектор қалыңдығы ΔE , мкм	Детектор қалыңдығы E , мкм	Денелік бұрыш, 10^{-5} ср	Тіркеу бұрыштаы, $\Delta\theta=15^\circ$
(p,xp)	7	Si-Si	25	1000	4,2	$30^\circ \div 135^\circ$
(p,xp)	22	Si-CsI(Tl)	100	25000	2,62	$30^\circ \div 135^\circ$
(p,xa)	22	Si-Si	50	1000	3,83	$30^\circ \div 120^\circ$
(α ,xa)	29	Si-Si	50	1000	1,7	$30^\circ \div 135^\circ$
(α ,xp)	29	Si-CsI(Tl)	100	25000	1,7	$30^\circ \div 135^\circ$

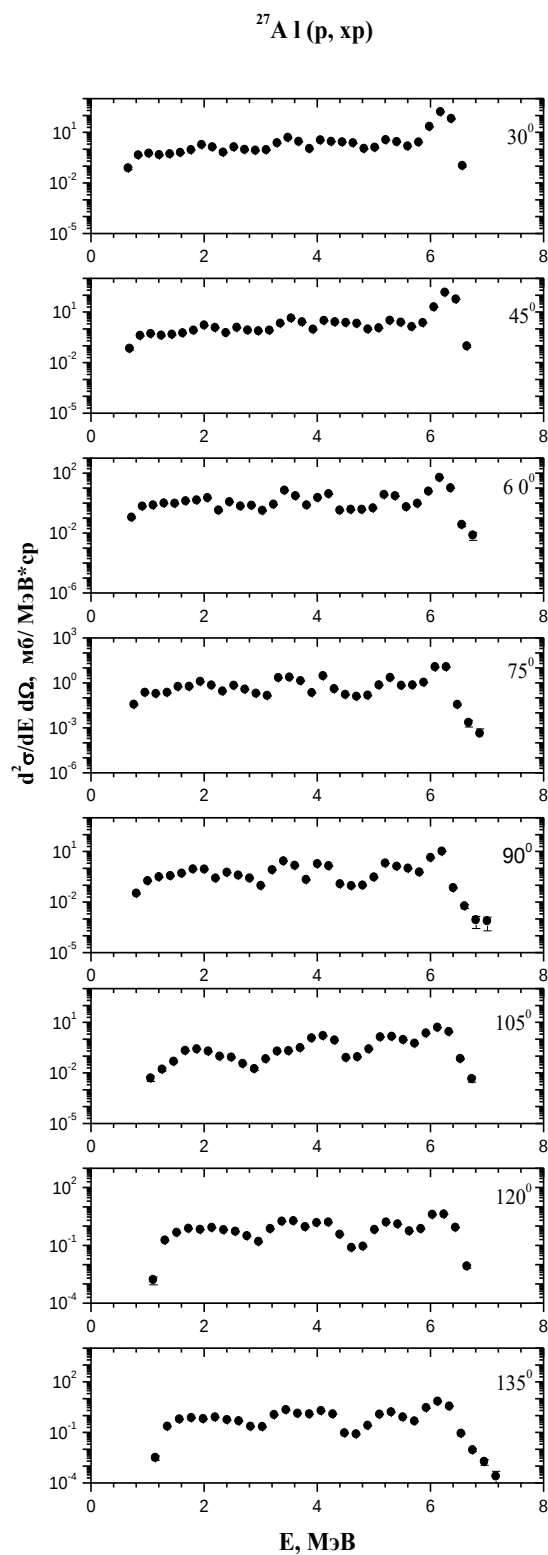


a)

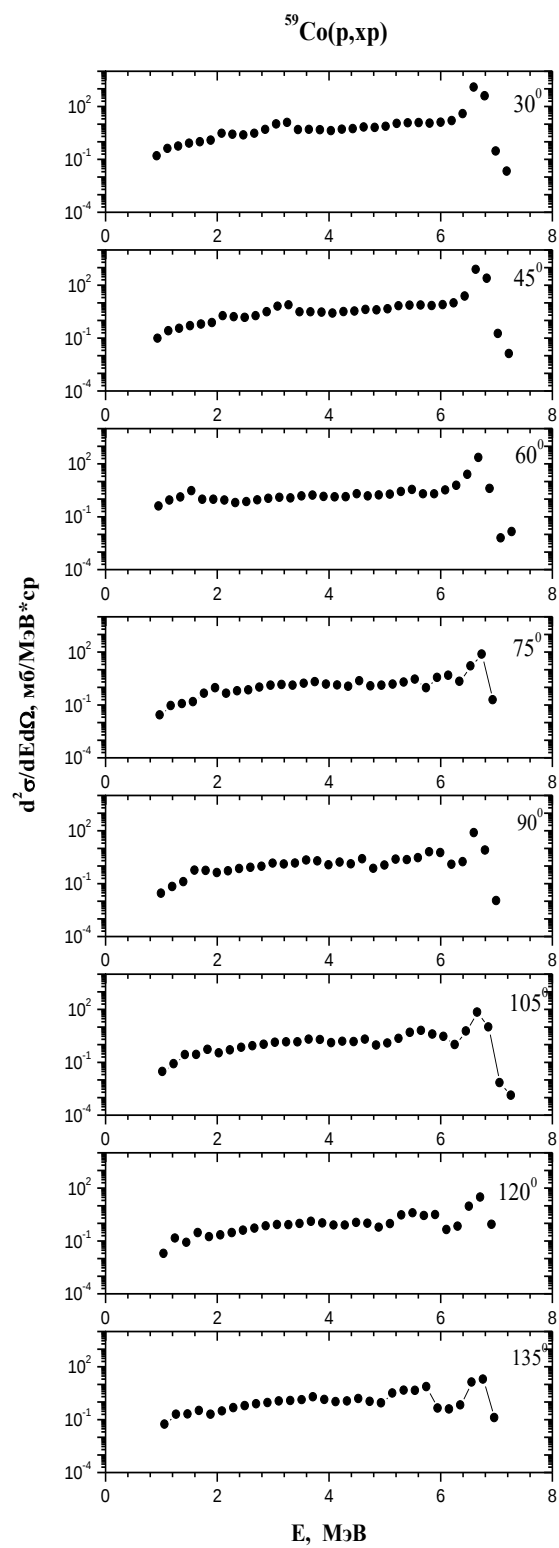


б)

Сурет 3.2 – $E_p=22 \text{ МэВ}$ кезіндегі (а) $^{59}\text{Co}(p, xp)$ және (б) $^{59}\text{Co}(p, \alpha)$ реакцияларының ҚДҚ-ры

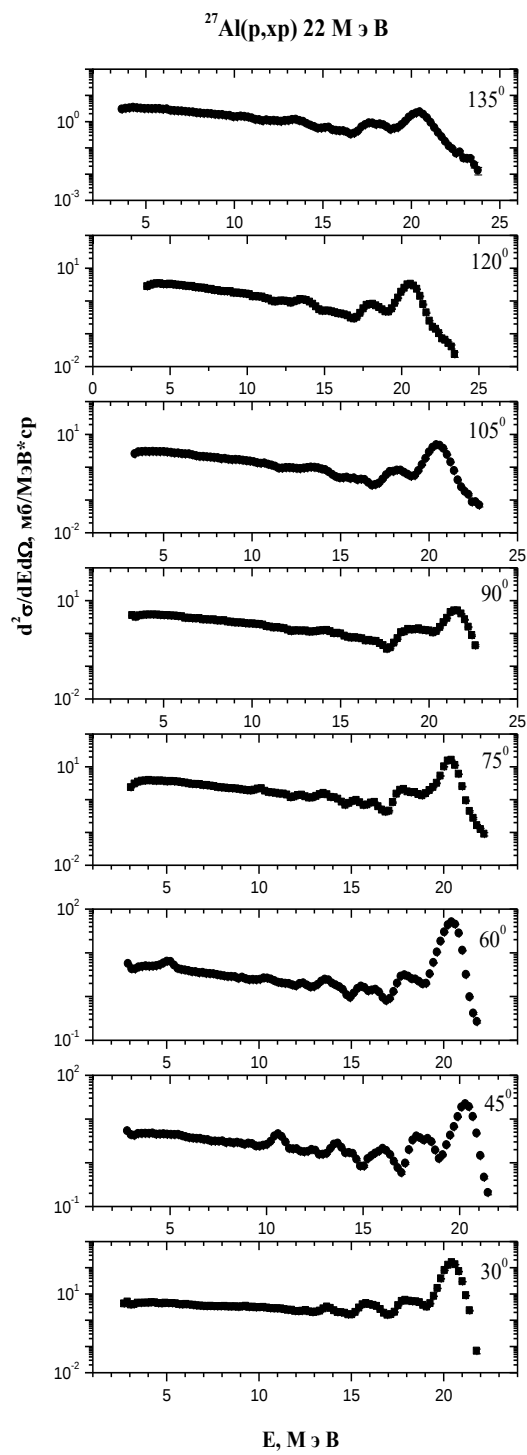


a)

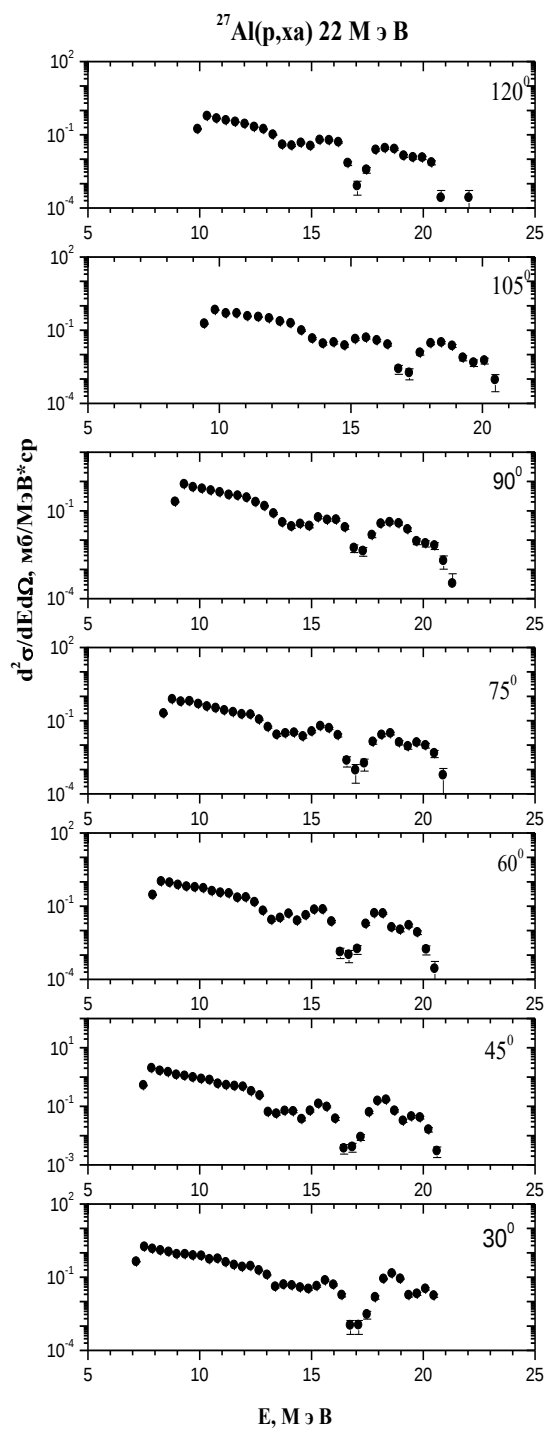


ә)

Сурет 3.3 – $E_p=7$ МэВ кезіндегі (а) $^{27}\text{Al}(p, xp)$ және (ә) $^{59}\text{Co}(p, xp)$ реакцияларының ҚДҚ-ры

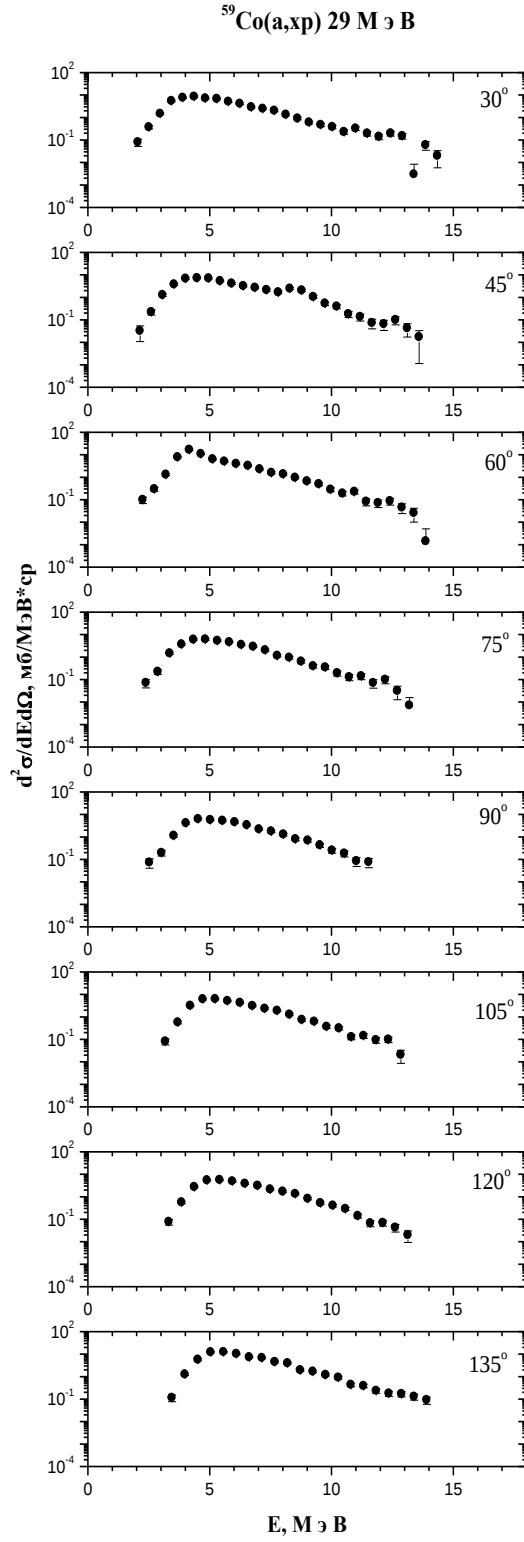


a)

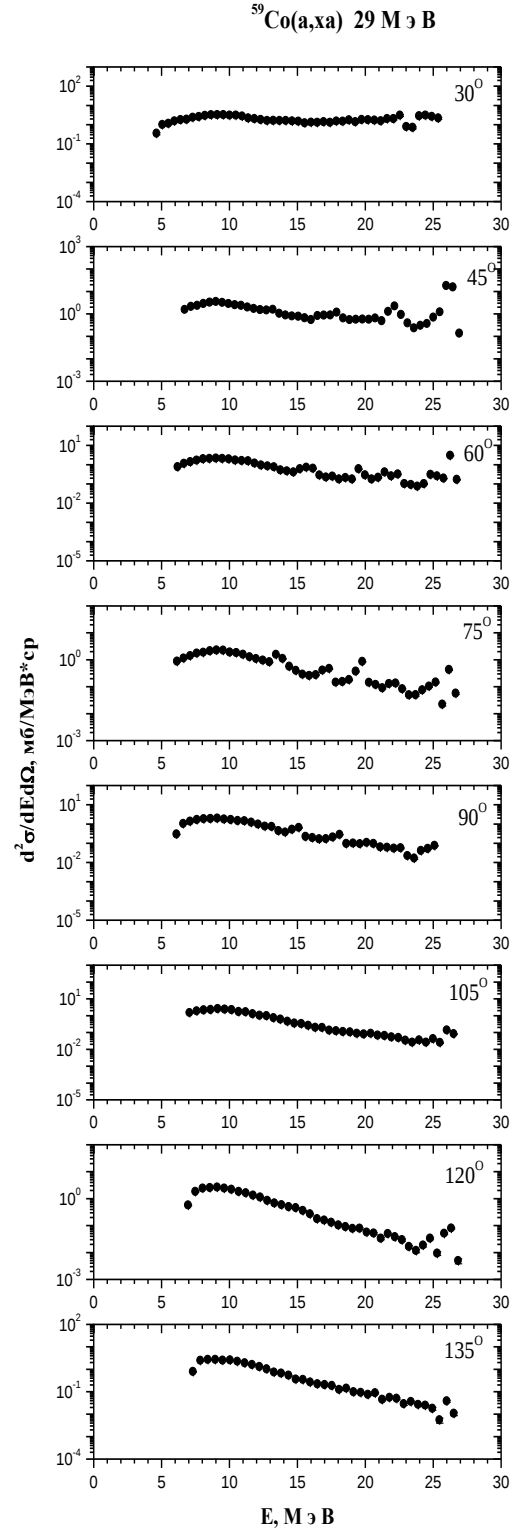


б)

Сурет 3.4 – $E_p=22 \text{ МэВ}$ кезіндегі (а) $^{27}\text{Al}(p, xp)$ және (б) $^{27}\text{Al}(p, xa)$ реакцияларының ҚДҚ-ры

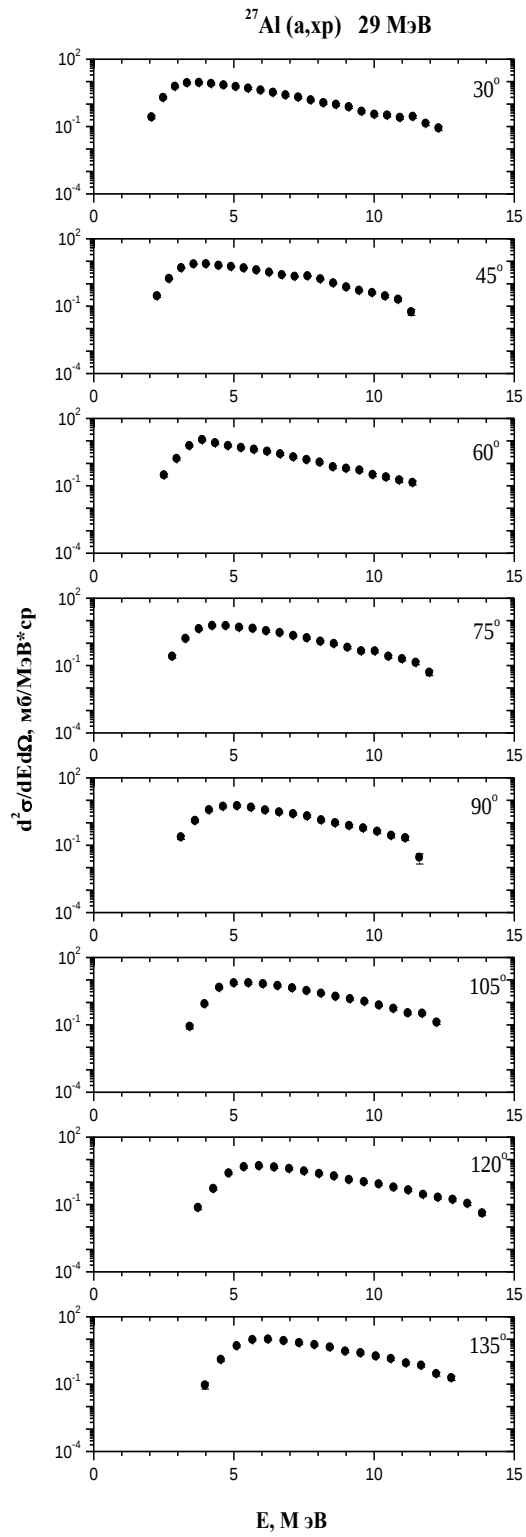


a)

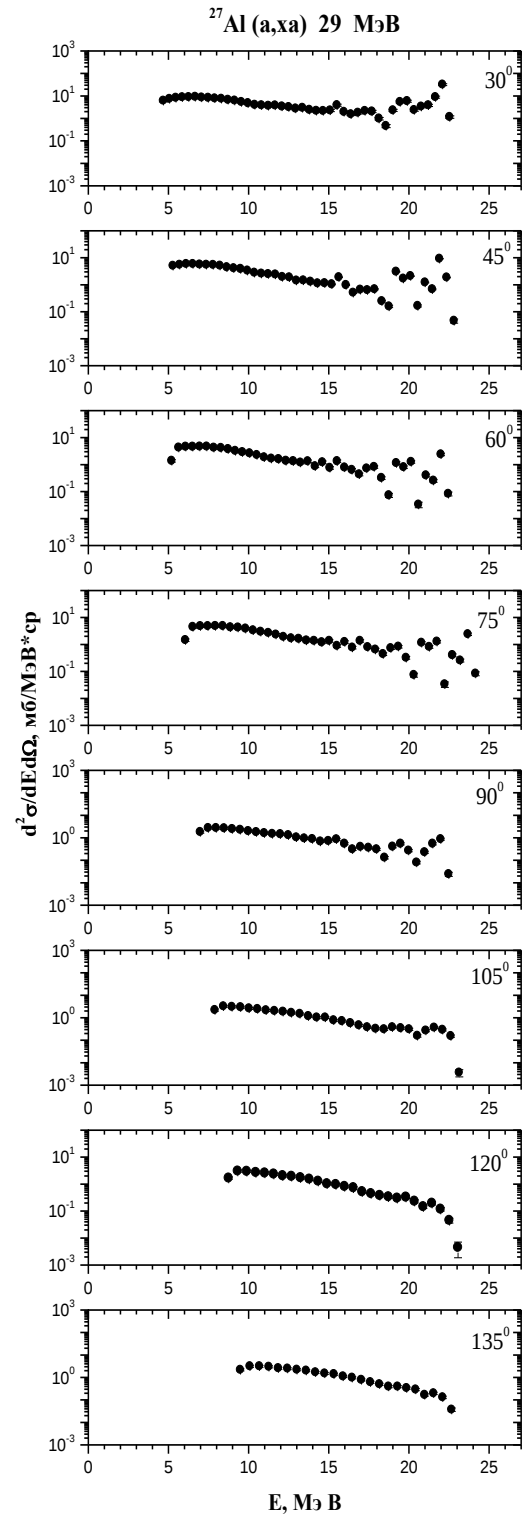


ә)

Сурет 3.5 – $E_\alpha = 29 \text{ МэВ}$ кезіндегі (а) $^{59}\text{Co}(\text{a},\text{xp})$ және (ә) $^{59}\text{Co}(\text{a},\text{x}\alpha)$ реакцияларының ҚДҚ-ры

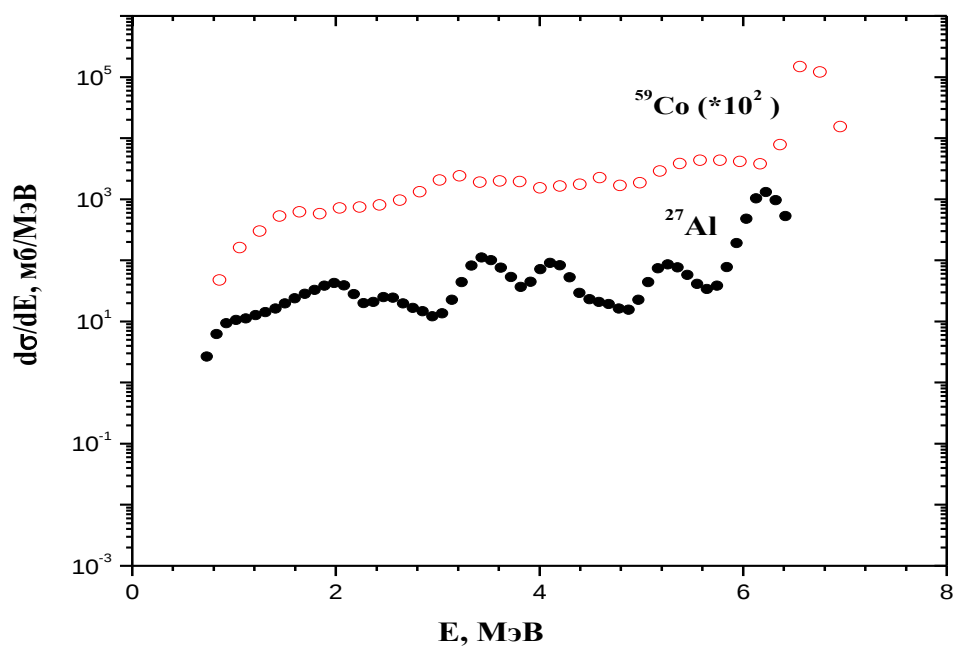


а)

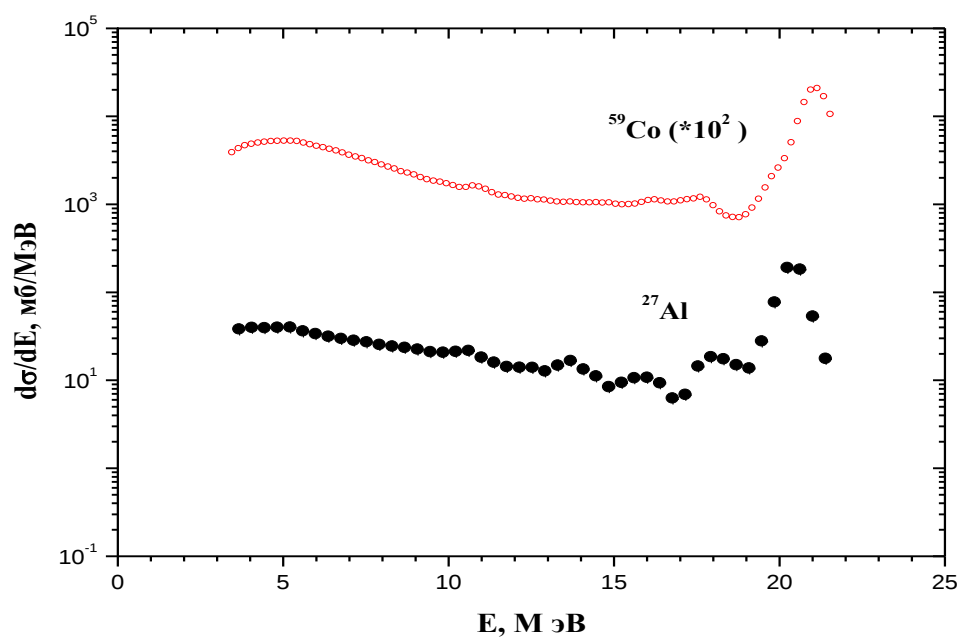


ә)

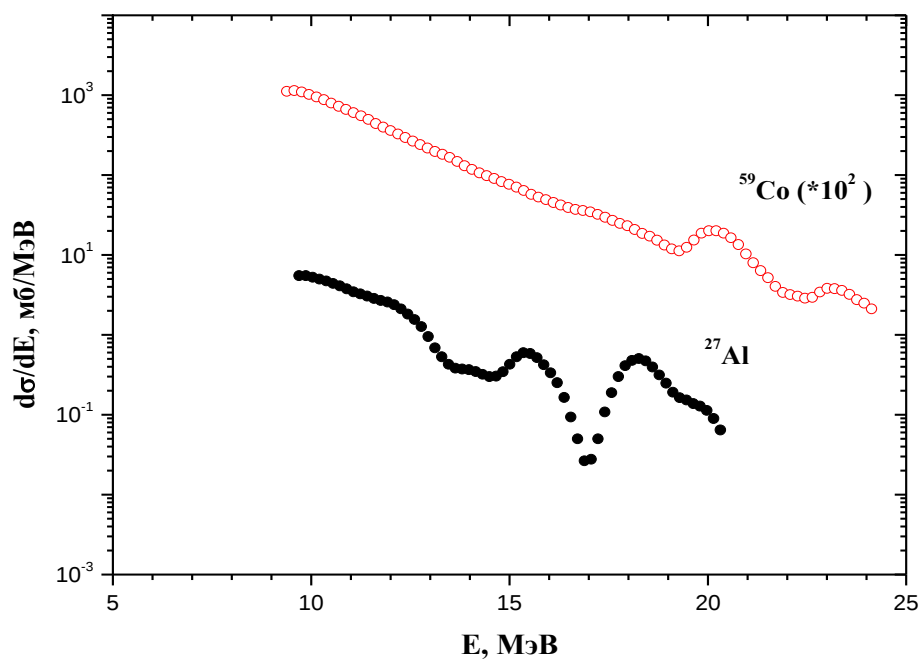
Сурет 3.6 – $E_\alpha = 29 \text{ МэВ}$ кезіндегі (а) $^{27}\text{Al}(\text{a}, \text{xp})$ және (ә) $^{27}\text{Al}(\text{a}, \text{xa})$ реакцияларының ҚДҚ-ры



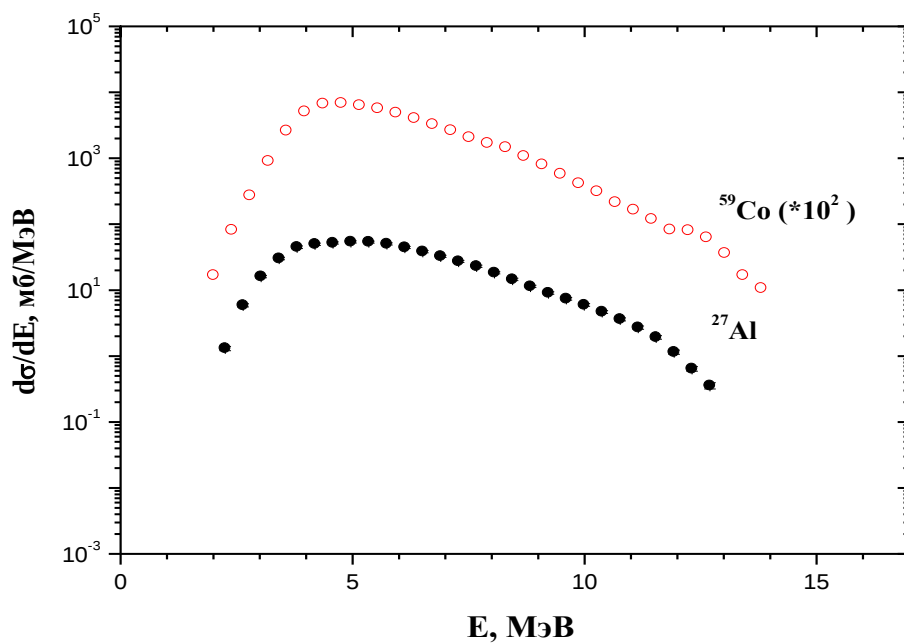
Сурет 3.7 – $E_p=7$ МэВ кезіндегі ^{27}Al және ^{59}Co ядросындағы (р,хр) реакциясының интегралдық қимасы



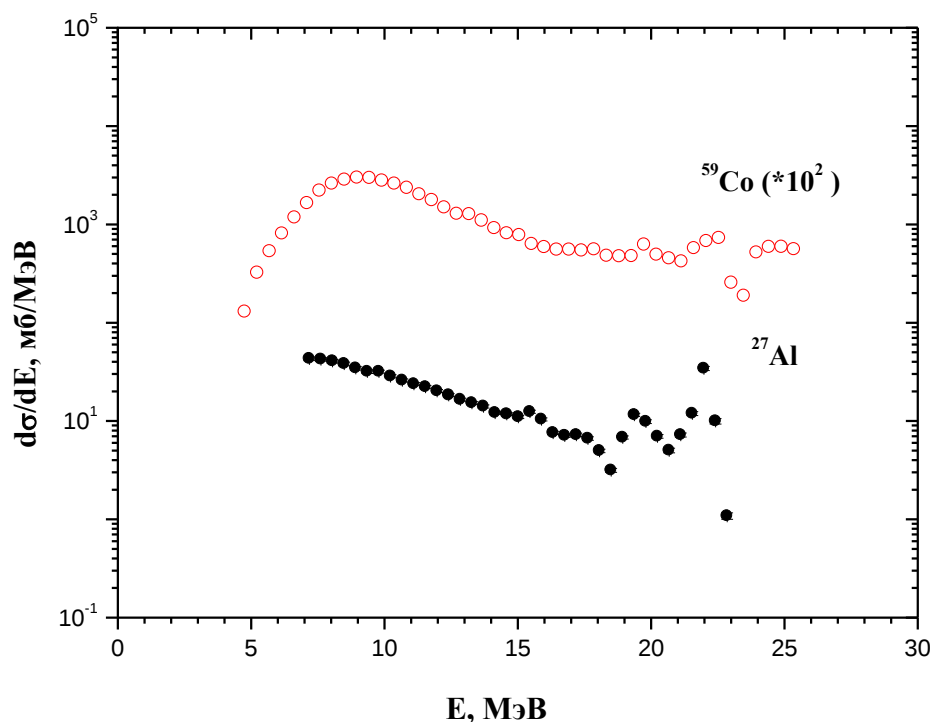
Сурет 3.8 – $E_p=22$ МэВ кезіндегі ^{27}Al және ^{59}Co ядросындағы (р,хр) реакциясының интегралдық қимасы



Сурет 3.9 – $E_p=22$ МэВ кезіндегі ^{27}Al және ^{59}Co ядросындағы (p,α) реакциясының интегралдық қимасы



Сурет 3.10 – $E_a=29$ МэВ кезіндегі ^{27}Al және ^{59}Co ядросындағы $(\alpha, \text{хр})$ реакциясының интегралдық қимасы



Сурет 3.11 – $E_a=29$ МэВ кезіндегі ^{27}Al және ^{59}Co ядросындағы $(\alpha, \chi\alpha)$ реакциясының интегралдық қимасы

Жалпы реакция қимасын есептеу 2.4 тармақшасында айтылып кеткен «HWR» бағдарламасы аясында жүргізілді. Алынған тәжірибелік парциалды қималар мәндері 3.3 кестеде көрсетілген. Жүйелік қателіктердің қимасы ең басты нысана қалыңдығын анықтаудағы (<7%), ток интеграторын калибрлеудегі (1%) және спектрометрдің денелік бұрышы (1,3%) қателіктермен шартталады.

Кесте 3.3 – Тәжірибелік парциалды қималар

Реакция түрлері	Энергия, МэВ	Қималар, мбн
Al(p,xp)	7	148±0.7
Al(p,xp)	22	523±1.1
Al(p,xa)	22	128±0.3
Al(a,xp)	29	230±2.5
Al(a,xa)	29	174±1.4
Co(p,xp)	7	1455±43
Co(p,xp)	22	542±0.9
Co(p,xa)	22	27±0.01
Co(a,xp)	29	230±2.1
Co(a,xa)	29	82±0.7

Үдетілген бөлшектер шоғының энергиясы 1,2% дәлдікпен өлшенді. Интеграторға қатысты монитор санағының санына қатынас шамасы тұрақты 1% арасында сақталды. «Физикалық нөл» $0,5^0$ дәлдікпен орнатылды, тіркеу бұрышы $0,5^0$ дәлдікпен бекітілді. Толық жүйелік қателік 10% аспады. Жүйелік қателік, тіркелетін бөлшектің энергиясы мен түріне тәуелді шама, протондар үшін 1-4 %, ал α -бөлшектер үшін 1-8 %. Реакцияларының парциалдық қималары бойынша деректерді талдай отырып, энергия шамасы өскен сайын парциалдық қиманың да мәні өсетіні, ал протондардың шығу мөлшері альфа-бөлшектердің шығу мөлшерінен әлдеқайда жоғары екенін растауға болады. Бөлшектердің шығу қимасының ядро түріне, яғни атомдық массасына тәуелділігін ескерсек, ^{27}Al ядросындағы протондар мен α -бөлшектердің шығуы ^{59}Co ядросына қарағанда көбірек. Бұл келесі себептермен түсіндіріледі: кулондық тосқауылдың төмен болуы, нуклондық меншікті байланыс энергиясының аз болуы, сәйкесінше бөлшектердің шығу ықтималдығының жоғары болуымен.

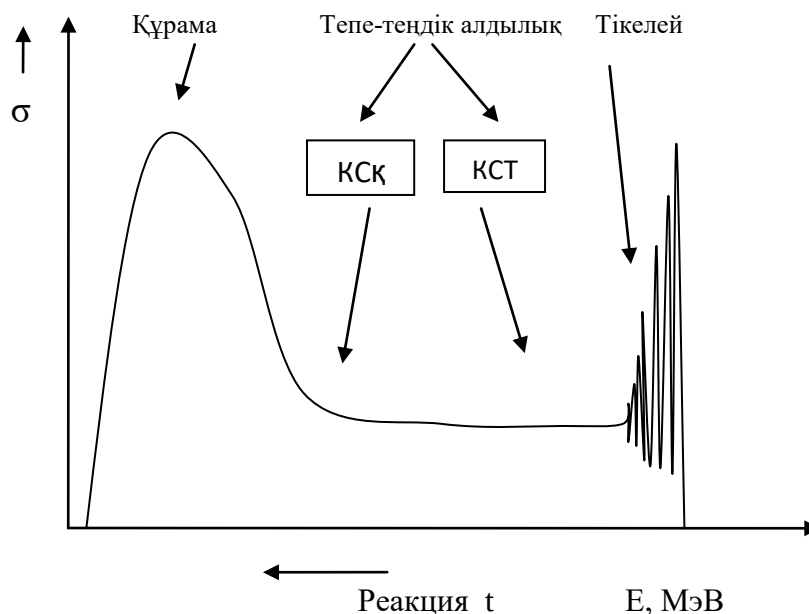
4 ЯДРОЛЫҚ ПРОЦЕСТЕРДІҢ ТЕОРИЯЛЫҚ НЕГІЗДЕРІ

4.1 Ядроның тепе-теңдік алдылық ыдырауының модельдері

Жалпы тепе-теңдік алдылық ыдыраулардың модельдері екі тәсілге бөлінеді: статистикалық феноменологиялық және кванттық-механикалық.

Кванттық-механикалық тәсілдер:

а. Фешбах-Керман-Куниин моделі (Feshbach-Kerman-Koonin, 1980). Кванттық-механикалық формализм КСК және КСТ үдерістері ФКК [26, 430 б.] жұмыстарында дамытылды (Сурет 4.1). ФКК теориясы квази-байланысқан және байланыспаған бөлшек-кемтік күйлерін қамтитын көп сатылы үрдістердің кванттық статистикасы әртүрлі екенін көрсетті және тепе-теңдік алдылық үрдісін екі санатқа бөлді: квази-байланысқан (Q) күйлерінің қозған тізбегі пайда болған кездегі көп сатылы құрама және қозған кезде пайда болатын әрқашан кем дегенде бір байланыспаған бөлшек (P) кіретін күйлер тізбегі көп сатылы тікелей процесстері.



Сурет 4.1 – Ядролық реакциялар механизмдері

Живописец және Ржевский көзқарасында [69] ядролық реакцияның теориялық негізінде КСК және КСТ үшін өрнектер алынды. Живописец және Ржевскийдің көзқарасын Фешбах көзқарасымен салыстырсақ соңғы авторлар процесс міндетті түрде анықталған энергия күйі арқылы жүретінін, ал күтілгендей ашық конфигурациялар ақырғы өмір сүруге ие деп болжаған.

ә. Тамура-Удагава-Ленске моделі [70] (Tamura-Udagawa-Lenske, 1982). Бұл модель алдын ала тепе-теңдік процестерді сипаттау үшін кулондық және ядролық әсерлесулерді біріктіретін кванттық тәсілдерді пайдаланады. Ол ядролық қозғалыс пен жартылай тепе-теңдік күйдегі энергияның бөлінуін

нақтырақ түсіндіреді. Бұл модель бір бөлшектің қозғалысын және оның орташа ядролық ортадағы таралуын қарастырады.

б. *Нишиока-Вербааршот-Вейденмюллер-Йошида моделі* [71, 72] (Nishioka-Verbaarschot-Weidenmüller-Yoshida, 1988). Бұл модель ядролық спектрдің және күрделі жүйелердің динамикасын сипаттауда қолданылады. Ол ядролық деңгейлердің тығыздығын және олардың өзара әрекеттесуін хаостық матрицалық әдіспен зерттейді. Модель ядроішілік процестердің кванттық сипаттамасын терең түсіну үшін көптеген деңгейлер мен олардың аралық байланыстарын қарастырады.

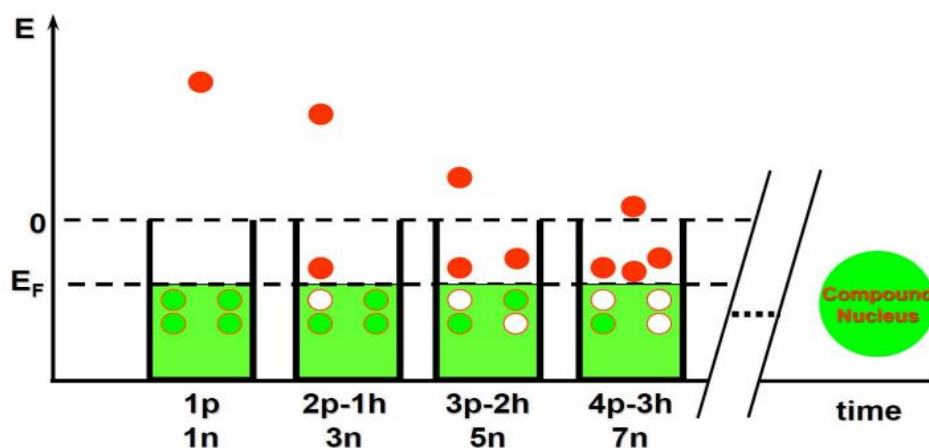
Ядроның тепе-теңдік алдылық ыдырауының феноменологиялық тәсілдері:

- *Ядроішілік каскад моделі* [73] (Сербер, 1947). Бұл модель ядро ішіндегі нуклондардың өзара каскадтық соқтығысуын қарапайым классикалық тұрғыда сипаттайды. Нуклондардың қозғалысы мен энергиясының берілуі кинематикалық тұрғыда модельденеді. Бұл модель кванттық әсерлерді ескермейді, тек каскадтық соқтығысу арқылы энергияның таралуын қарастырады.

- *Экситондық модель* [13, 479 б.] (Гриффин, 1966). Ядроішілік каскад моделі қарапайым және тек бастапқы каскадтық соқтығысу процестеріне бағытталған болса, экситондық модель кванттық сипаттамалар мен энергияның таралу динамикасын егжей-тегжейлі қарастырады.

4.2 Ядроның тепе-теңдік алдылық ыдырауының экситондық моделі

ЭМ ядро әлсіз екі бөлшекті қалдық әсерлесудегі фермиондар жүйесі ретінде түсіндіріледі, ал қозған күйлері квазибөлшектер (экситондар) санымен жіктестіріледі $n = p + h$, бұл жерде p – Ферми деңгейінен жоғары бөлшектер саны ε_F , h – ε_F тен төменгі кемтіктер саны. Реакция келесі сызба бойынша жүреді: ядролық потенциал өңіріне енген нуклон бірінші әсерлесуден соң құрама ядромен кірісте $2p1h$ түріндегі 3-квазибөлшектік күй құрайды, сонымен қатар бұл күйдің барлық конфигурациясы тең ықтималды деп ұйғарылады. Қалдықтық әсерлесудің екі бөлшекті сипаты n күйден жүйе тек тікелей ($n \pm 2$) күйіне ғана түсе алады. Реакцияның бастапқы сатысында n -нің үлкен мәндеріне көшуі конфигурациялық кеңістіктің елеулі кеңеюін білдіреді, ең ықтимал $\Delta n = +2$ көшуі екен. Сондықтан қозған күй күрделі ұлғаю күйіне қарай белсенді дамиды, $n = 5, 7, 9$ күйлеріне тізбектей көшіп және т.с. Тепе-теңдікке жақындай келе $\Delta n = 0$ және -2 көшулері үлкен мәндер иелене бастайды. Орташа экситондар санымен $\bar{n}$ сипатталатын динамикалық тепе-теңдік жағдайында, барлық үш жол берілетін көшулер тең ықтималды, сөйтіп модель шеңберінде процесстің қос сатысы бірдей сипатталады. Әр кезеңде бөлшектер эмиссиясының ақырғы ашық реакциялар каналдарына мүмкіндіктері бар (Сурет 4.2).



Сурет 4.2 – Тепе-теңдік алдылық үдерісінің сызбалық сипаттамасы

Ядролық реакцияларды экситондық моделі тұрғысынан тепе-теңдік алдылық ыдырауды түсіндіру оларда пайда болған ядроның қозған күйлерінің тығыздығын есептеуді қажет етеді. Одан әрі олар ішкі ядролық ауысулардың ықтималдығын есептеу үшін қолданылады. Сондай-ақ, қалдық ядро күйлерінің тығыздығы тікелей трансферттік реакцияларды есептеу үшін феноменологиялық модельде қолданылады.

Ядроның күйі төрт параметрмен сипатталады p_π , h_π , p_v және h_v , бұл жерде p және h бөлшектік және кемтік, ал π және v сәйкесінше протондық және нейтрондық еркіндік дәрежелері. Бұл төрт параметрлер біркөмпонентті модельдің параметрлерімен мынандай қатынаспен байланысты $p = p_\pi + p_v$ және $h = h_\pi + h_v$. Бұларды сондай ақ экситондардың толық санын алу үшін біріктіруге болады $n = p + h = p_\pi + h_\pi + p_v + h_v = n_\pi + n_v$.

Бөлшектер мен кемтіктер ядро негізгі күйде болғанда алғашқы бос бөлшектер мен соңғы толған күйлері арасындағы жарты қашықтық ретінде анықталатын Ферми деңгейіне қатысты орналасуымен анықталады. Протондар саны протондық кемтік сандарына тең болу қажет, сол сияқты нейтрондар үшін де орын алады. Бөлшек шыққан кезде немесе жұтылған кезде Ферми деңгейі ығысады. Бөлшектер мен кемтіктер бұның нәтижесінде Ферми деңгейіне жақынырақ пайда болуы мүмкін және «пассивті» деп аталады, себебі энергияға ие емес және әсерлесуге қатыспайды. Бірақ оларды Паулидің тыйым салынған принципі орындалу үшін ескеру қажет. Компаунд ядро кемтіктік еркіндік дәрежесін ескермейтін және бөлшектік еркіндік дәрежесі сияқты ұшып келетін нуклондарды ескеретін бөлшектік кемтік конфигурациялармен құрылады. Осындай конфигурациялар $(p_\pi, h_\pi, p_v, h_v) = (Z_a, 0, N_a, 0)$ деп белгіленеді, бұл жерде a атқылаушы бөлшекке қатысты.

Бөлшек пен кемтік арасындағы сандар айырмасы тепе-теңдік күйіне өту процессі кезінде тұрақты болып қалады деп ұйғарылады және компаунд ядро үшін $p_\pi - h_\pi = Z_a$, $p_v - h_v = N_a$ және $p - h = A_a$, бұл жерде A_a ұшып келетін бөлшектің массалық саны. Бұл шарттар әрдайым орындала бермейді, әсіресе тепе-теңдік күйіне жуықтағанда, бірақ алдылық тепе-теңдікті есептегенде толық сәйкес болады.

4.2.1 Бөлшектің ұшып шығу ықтималдылығы

Бөлшектердің эмиссия процессі кезінде Ферми деңгейінің ығысу эффектін есептеу үшін, нәтижесінде қалдық ядроның тығыздығына қосылмаған деңгейлердің қоныстануы болуы мүмкін, сондықтан қосымша конфигурацияларды қосу қажет [74] :

$$W_b(p, p_\pi, E, \varepsilon) = \frac{2s_b + 1}{\pi^2 \hbar^3} \mu_b \varepsilon \sigma_b(\varepsilon) \frac{\omega_{\text{eff}}(p_\pi - Z_b, h_\pi, p_\nu - N_b, h_\nu, U)}{\omega(p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu, E)}, \quad (4.1)$$

бұл жерде Z_b и N_b – ұшып шыққан бөлшектердің протондар мен нейтрондар саны, s_b – оның спині, ал μ_b оның массасы. $\sigma_b(\varepsilon)$ шамасы – құрама ядроның құрылу процессінің инверсиалық қимасы (қалдық ядрода ұшып келе жатқан b бөлшектің жұтылуы), U – козу энергиясы, $U = E - \varepsilon - B_b$ деп анықталады, бұл жерде B_b шығарылатын бөлшектің байланысы.

Бұл жерде:

$$\omega(p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu, E_x) = \frac{g_\pi^{n_\pi} g_\nu^{n_\nu}}{p_\pi! h_\pi! p_\nu! h_\nu! (n-1)!} (U - A(p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu))^{n-1} \times \\ \times f(p, h, U, V) \quad (4.2)$$

бұл жерде $i_{\min} = \min(p_\pi - Z_b, h_\pi)$, а $j_{\min} = \min(p_\nu - N_b, h_\nu)$.

Изотоптық спиннің сақталуын ескере отырып бөлшектердің эмиссия ықтималдылығын есептеу формуласы мына түрге келеді:

$$W_b(p, p_\pi, E, \varepsilon) = \frac{2s_b + 1}{\pi^2 \hbar^3} \mu_b \varepsilon \sigma_b(\varepsilon) \times \\ \times \sum_{T_b} [C_b(T, T_b)]^2 \frac{\omega_{\text{eff}}(p_\pi - Z_b, h_\pi, p_\nu - N_b, h_\nu, U, T_b)}{\omega(p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu, E, T)}, \quad (4.3)$$

бұл жерде T_b қалдық ядроның изоспині, $C_b(T, T_b)$ Клебш-Жордан коэффициенті. Қалдық ядроның барлық мүмкін болатын изоспиндері бойынша қосындысы жүргізіледі.

Екі компонентті экситондық модельде нейтрондар мен протондар үшін бөлек, бірбөлшекті күйлердің екі жиынтығы қолданылады. Олар сәйкесінше $g_{\pi 0}$ және $g_{\nu 0}$ бірбөлшекті күйлердің тығыздығымен сипатталады. Олар қарастырылып отырған ядроның Z және N пропорционал деп ұйғарылады:

$$g_\pi = \frac{Z}{15} \\ g_\nu = \frac{N}{15} \quad (4.4)$$

бұл жерде нормалау коэффициенті $K_g = 15$ МэВ-ке тең деп қарастырылады. Коэффициенттің бұл мәні тәжірибелік мәліметтерде алғашқы қабылданған 13 МэВ-ке қарағанда жақсырақ сипаттайды.

Екі компонентті экситондық модельде бөлшектік-кемтік күйлерінің тығыздығы Williams [75] сәйкес мынандай түрге ие:

$$\omega_{ESM}(p, p_\pi, E) = \frac{(g_{\pi 0})^{n_\pi} (g_{\nu 0})^{n_\nu} (E - A(p, p_\pi, E))^{n-1}}{p_\pi! h_\pi! p_\nu! h_\nu! (n-1)!}, \quad (4.5)$$

бұл жерде $A(p, p_\pi, E)$ түзету, Паули принципі бойынша:

$$\begin{aligned} & A(p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu) \\ &= \frac{[\max(p_\pi, h_\pi)]^2}{g_\pi} + \frac{[\max(p_\nu, h_\nu)]^2}{g_\nu} - \frac{p_\pi^2 + h_\pi^2 + p_\pi + h_\pi}{4g_\pi} - \\ & \quad - \frac{p_\nu^2 + h_\nu^2 + p_\nu + h_\nu}{4g_\nu}. \end{aligned} \quad (4.6)$$

Күйдің тығыздық теңдеуі (4.2) шексіз потенциалдық шұңқыр үшін жуықтаумен алынған болатын. Потенциалдың терең түпкілігін есептеу үшін (4.2) теңдеуін $f_{fwd}(n, h, V)$ факторына көбейту қажет. Шұңқырдың тереңдігі Ферми деңгейіне қатысты өлшенеді. Барлық әсерлесулер ядроның ішінде өтіп жатқанда, $f_{fwd}(n, h, V)$ мына түрге ие:

$$f_{fwd}(n, h, E, V) = 1 + \sum_{i=1}^h (-1)^i \binom{h}{i} \left(\frac{E - iV}{E} \right)^{n-1} \Theta(E - iV). \quad (4.7)$$

Θ – бірлік кадам функциясы. f 1 ден өзге, тек қозу энергиясы үшін V ден үлкен. В'ет'ак және Dobe's бастапқы нұсқасында V Ферми шұңқырының E_f тереңдігімен берілген. Мұны Кальбах өзара әрекеттесудің бірінші кезеңінде беттік әсерлерді қосудың тиімді әдісін алу үшін жалпылады, бұл қиынырақ тепе-теңдік алдылық спектріне әкеледі. Бірінші кезеңде шұңқырдың максималды тереңдігін айтарлықтай азайтады, өйткені беткі аймақта потенциал ішкі аймаққа қарағанда таязырақ. Бұл қозған бөлшекті қабылдау үшін автоматты түрде көбірек энергия қалдырады, бұл ең жоғары шығатын энергияларда көбірек сәулеленуге әкеледі [76].

$$\begin{aligned} V &= 22 + 16 \frac{E_p^4}{E_p^4 + (450 / A^{1/3})^4} \text{ МэВ } h=1 \text{ үшін және ұшып келетін протон,} \\ V &= 12 + 26 \frac{E_p^4}{E_p^4 + (245 / A^{1/3})^4} \text{ МэВ } h=1 \text{ үшін және ұшып келетін нейтрон,} \\ V &= E_f = 38 \text{ МэВ } h>1 \text{ үшін.} \end{aligned} \quad (4.8)$$

4.2.2 Ішкіядролық көшулер ықтималдылығы

Алынған бөлшектік-кемтік күйлердің тығыздығы ядроны бір бөлшектік-кемтік конфигурациясынан екіншісіне ауыстыратын көшу ықтималдылықтарын есептеу үшін қолданылады. Соңғы конфигурация тепе-теңдік күйге ядроның көшу процессін сипаттау үшін қолданылады, сондай-ақ алдыңғы конфигурация ұшып шыққан бөлшектің энергетикалық спектрін есептеу үшін қолданылады.

Бөлшектік-кемтіктік күйлердің бір классынан екіншісіне жүйені ауыстыратын әсерлесу екібөлшекті деп қабылданады және энергия толық сақталады. Келесідей мүмкін болатын көшулер бар:

- жаңа бөлшектік-кемтік қосағы пайда болуы,
- бөлшектік-кемтік қосағының аннигиляциясы,
- протондық қосақтың нейтрондыққа конверсиясы,
- нейтрондық қосақтың протондыққа конверсиясы.

Екі бөлшектің қалдық өзара әрекеттесуі аз болады деген болжамға сәйкес, бірлік уақытта ауысу ықтималдығын λ табу үшін уақытқа тәуелді қозу теориясының бірінші қатарын пайдалануға болады [77, 78]:

$$\lambda = (2\pi / \hbar) \langle |M|^2 \rangle \omega, \quad (4.9)$$

бұл жерде $|M|^2$ орташа квадраттық матрицалық элемент, ішкіядролық көшулердің қарқынын сипаттайды, яғни әр түрлі n күйлер арасындағы көшулер, ал сол көшудегі нақты қол жеткізуге болатын ω -ақырғы күйдің тығыздығы. Тәжірибеде жаңа бөлшектік кемтік қосақтарының түзілу механизмі көптеген алдын-аралық процесстерге жауапты. Конверсиялық механизм өте әлсіз және оны жуық түрде ескеруге болады. Бөлшектік-кемтік қосақтардың аннигиляциясын ескермеуге болады. Сөйтіп модель шеңбері аясында тек төрт келесі ықтималдылық ескеріледі:

- $\lambda_{\pi^+}(p, p_\pi, E, T)$ протондық бөлшектік-кемтік қосақтарының құрылуы,
- $\lambda_{\nu^+}(p, p_\pi, E, T)$ нейтрондық бөлшектік-кемтік қосақтарының құрылуы,
- $\lambda_{\pi\nu}(p, p_\pi, E, T)$ протондық қосақтың нейтрондыққа конверсиясы,
- $\lambda_{\nu\pi}(p, p_\pi, E, T)$ нейтрондық қосақтың протондыққа конверсиясы.

Протондық бөлшектік-кемтік қосағының түзілу ықтималдылығын есептеу үшін өрнек келесі түрде көрсетіледі:

$$\begin{aligned} \lambda_{\pi^+}(p, p_\pi, E, T) = & \frac{2\pi}{\hbar} \frac{(p_\pi + 1)(h_\pi + 1)}{2} \frac{\omega(p_\pi + 1, h_\pi + 1, p_\nu, h_\nu, E, T)}{\omega(p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu, E, T)} \times \\ & \times \{ |M_{\pi\pi}|^2 (p_\pi g_\pi(p, p_\pi, E) + h_\pi g_\pi(p, p_\pi, E)) + \\ & + 2 |M_{\pi\nu}|^2 (p_\nu g_\nu(p, p_\pi, E) + h_\nu g_\nu(p, p_\pi, E)) \} \times \\ & \times \langle f_{fwd}(n, h, E, V_0, V_i) \rangle f_{iso}(p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu, E, T) \end{aligned} \quad (4.10)$$

және дәл сол сияқты нейтрондық қосақ түзілу үшін $\lambda_{\nu+}$ (теңдеуде индексті π -ді ν -ге ауыстыру қажет). (p, p_π) белгілеу бұл $(p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu)$ қысқарған түрі және әсерлесу конфигурациясының бастапқы түріне қатысты. f_{iso} –функциясы изотоптық спинді ескеруге енгізілген. Протондық қосақтардың нейтрондыққа ауысу ықтималдылығы мына өрнекпен беріледі:

$$\begin{aligned} \lambda_{\pi\nu}(p, p_\pi, E, T) = & \frac{2\pi}{\hbar} |M_{\pi\nu}|^2 \frac{p_\pi h_\pi}{n} g_\nu(p, p_\pi - 1, E) g_\nu(p, p_\pi - 1, E) \times \\ & \times \left(\frac{g_\nu(p, p_\pi - 1, E)}{g_\nu(p, p_\pi, E)} \right)^{p_\nu} \left(\frac{g_\nu(p, p_\pi - 1, E)}{g_\nu(p, p_\pi, E)} \right)^{h_\nu} \left(\frac{g_\pi(p, p_\pi - 1, E)}{g_\pi(p, p_\pi, E)} \right)^{p_\pi - 1} \times \\ & \left(\frac{g_\pi(p, p_\pi - 1, E)}{g_\pi(p, p_\pi, E)} \right)^{h_\pi - 1} \left(\frac{E - A_{\pi\nu}(p, p_\pi, E, T)}{E - A(p, p_\pi, E, T)} \right)^{n-1} \times \\ & \times \left\{ 2[E - A_{\pi\nu}(p, p_\pi, E, T)] - n[A(p, p_\pi, E, T) - A(p, p_\pi - 1, E, T)] \right\} \times \\ & \times \langle f_{fwd}(n, h, E, V_0, V_i) \rangle f_{iso}(p, p_\pi - 1, E, T), \end{aligned} \quad (4.11)$$

Бұл жерде белгілеу $(p, p_\pi - 1, E)$ – бұл $(p_\pi - 1, h_\pi - 1, p_\nu + 1, h_\nu + 1, E)$ белгілеулердің күйлері үшін қысқартулар, ал

$$A_{\pi\nu}(p, p_\pi, E, T) = \max(A(p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu, E, T), A(p_\pi - 1, h_\pi - 1, p_\nu + 1, h_\nu + 1, E, T)). \quad (4.12)$$

4.2.3 Орташа квадраттық матрицалық элемент

Екі компонентті экситондық модель кезінде орташа квадраттық матрицалық элементтер экситондардың күйлері арасында ауысулар немесе өзара әрекеттесулер арқылы анықталады және бөлшектен тәуелді. Орташа квадраттық матрицалық элемент осы ауысулардың орташа квадратының статистикалық сипаттамасы болып табылады Сондықтан үш шаманы қарастыру қажет, $|M_{\pi\pi}|^2$, $|M_{\nu\nu}|^2$ және $|M_{\pi\nu}|^2 = |M_{\nu\pi}|^2$, бұл жерде π және ν сәйкесінше протондық және нейтрондық еркіндік дәрежесі болып белгіленеді. Бұл матрицалық элементтердің әр қайсысы бірдей пішінге ие деп қарастырылады және тек нормалдаушы коэффициентпен K_{ij} [79] ғана ерекшелінеді:

$$|M_{ij}|^2 = K_{ij} A_a A^{-3} \left(\frac{E}{3A_a} + 20.9 \right)^{-3}, \quad (4.13)$$

бұл жерде A_a ұшып келе жатқан бөлшектің массасы. Бұл параметр атқылаушы бөлшектердің энергиясы 90 МэВ төмен жағдайда жақсы жұмыс істейді.

Бір бөлшектік жазықтықтар K_g үшін нормалық константа және K_{ij} арасындағы қатты байланысты азайту үшін A^{-3} тәуелділігінен $g_0^{-3} = (A/K_g)^{-3}$ тәуелділігіне ауысамыз:

$$|M_{ij}|^2 = K_{ij} A_a g_0^{-3} \left(\frac{E}{3A_a} + 20.9 \right)^{-3}, \quad (4.14)$$

бұл жерде K_{ij} шамасы басқа екені анық. K_{ij} -дің жаңа өлшем бірлігі МэВ² алдыңғы МэВ⁵ қарағанда физикалық негізі бар.

Gadioli мен Kalbach ядролық реакцияларының экситондық моделін зерттеу барысында $\langle |M^2| \rangle$ матрицалық элементінің энергияға тәуелділігін анықтады.

Төмен энергиялар аймағы ($E_a \leq 10$ МэВ): бұл аймақта λ^+ коэффициентінің E -ға тәуелділігі шамамен параболалық сипатта болады, нәтижесінде $\langle |M^2| \rangle \approx \text{const}$ мәнге ие болады.

Орташа энергиялар аймағы: энергия артқан сайын λ^+ коэффициенті E_a -ға сызықтық тәуелділікке көшеді, бұл $\langle |M^2| \rangle$ шамасының E_a -ға кері пропорционал ($\langle |M^2| \rangle \sim E_a^{-1}$) болуына әкеледі.

Жоғары энергиялар аймағы: энергия одан әрі артқанда λ^+ коэффициенті қанығу күйіне жетеді, және n тәуелді емес, ал $\langle |M^2| \rangle \approx \text{const}$ кері пропорционал.

Kalbach осы байқаулар негізінде $\langle |M^2| \rangle$ матрицалық элементінің энергияға тәуелділігін ядроның қозу энергиясы E_a арқылы емес, экситонға келетін орташа энергия арқылы сипаттайтын жаңа параметрлеу ұсынды [80]:

$$\langle |M|^2 \rangle = \begin{cases} \frac{kn}{A^3 E_a} \left(\frac{E_a}{7n} \right)^{1/2} \left(\frac{E_a}{2n} \right)^{1/2} & \text{бұл жерде } \frac{A_a}{n} < 2 \text{ МэВ,} \\ \frac{kn}{A^3 E_a} \left(\frac{E_a}{7n} \right)^{1/2} & \text{бұл жерде } 2 \text{ МэВ} \leq \frac{A_a}{n} < 7 \text{ МэВ,} \\ \frac{kn}{A^3 E_a} & \text{бұл жерде } 7 \text{ МэВ} \leq \frac{A_a}{n} \leq 15 \text{ МэВ,} \\ \frac{kn}{A^3 E_a} \left(\frac{E_a}{15n} \right)^{1/2} & \text{бұл жерде } 15 \text{ МэВ} < \frac{A_a}{n}. \end{cases} \quad (4.15)$$

Бұл жерде $k = 135 \text{ МэВ}^3$.

4.2.4 Жабық түрдегі кинетикалық теңдеулер

Құрама ядроның тепе-теңдікке эволюциясы күштік функциялардың терминінде сипатталады: $P_1(p, p_\pi)$ толтырылу ықтималдылығын тікелей қарапайым күйлерден бастап жаңа қосақтар түзілуі арқылы көрсетеді және $P_2(p, p_\pi)$, қосақтың бір түрінен екіншісіне түрленуін ескере отырып толық процесстің ықтималдылығын береді.

Кинетикалық теңдеулер басталады:

$$P_2(A_a, p_\pi) = \begin{cases} 1 & \text{үшін } p_\pi = Z_a \\ 0 & \text{басқа жағдайларда} \end{cases} \quad (4.16)$$

бастапқы жағдайларға сәйкесінше:

$$(p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu) = (Z_a, 0, N_a, 0) \quad (4.17)$$

P -нің келесі мәндері үшін ықтималдылық рекурсивтік қатынастардан табылады:

$$P_1(p, p_\pi) = P_2(p-1, p_\pi-1)\Gamma_{\pi+}(p-1, p_\pi-1) + P_2(p-1, p_\pi)\Gamma_{\pi+}(p-1, p_\pi) \quad (4.18)$$

және

$$P_2(p, p_\pi) = P_1(p, p_\pi) + L(p, p_\pi)[P_1(p, p_\pi-1)\Gamma_{\nu\pi}(p, p_\pi-1) + P_1(p, p_\pi+1)\Gamma_{\pi\nu}(p, p_\pi+1)] \quad (4.19)$$

Егер күйлердің толтырылу интенсивтілігіне пропорционал, күштік функцияны енгізсек:

$$S_{pre}(p, p_\pi) = P_2(p, p_\pi)\tau(p, p_\pi), \quad (4.20)$$

бұл жерде [81]

$$\tau(p, p_\pi) = \left[\lambda_{\pi+}(p, p_\pi) + \lambda_{\nu+}(p, p_\pi) + \sum_b \int W_b(p, p_\pi, E, \varepsilon) d\varepsilon \right]^{-1}. \quad (4.21)$$

Онда дифференциалдық қиманың тепе-теңдік алдылық компоненті былай жазылады:

$$\left[\frac{d\sigma_{a,b}}{d\varepsilon_a} \right]_{pre} = \sigma_{a,pre}(\varepsilon_a) \sum_p \sum_{p_\pi} S_{pre}(p, p_\pi) W_b(p, p_\pi, E, \varepsilon). \quad (4.22)$$

бұл жерде $\sigma_{a,pre}$ – тікелей реакциялар механизмдері арқылы тікелей жүретін процесстерге сәйкесінше, σ_a қиманы алып тастағандағы түзілген құрама ядроның қимасы.

Құрама ядроның жоғарғы энергиялық қозуындағы алғашқы ұшып шыққан нуклоннан соң пайда болған, процесстің алдылық тепе-теңдік жағдайындағы композиттік жүйеден екінші бөлшектің эмиссиясы, толық инклюзивті спектрге үлес қоса алады. Негізінде осындай механизм ұшып

шығатын нуклондар жағдайында қарастырылады, ал қиын бөлшектер үшін осындай реакцияларының қимасы аз.

4.3 Толық инклюзивті спектрлерді сипаттау

4.3.1 Бір сатылы тікелей процесстердің қимасы

Шашыраған бөлшектердің толық инклюзивті спектрлерін сипаттау үшін тепе-теңдік алдылық ыдыраудың экситондық моделін ядролық реакцияларының басқа да мүмкін болатын механизмдерімен толықтыру қажет. Экситондық модель шеңберінде ескерілмейтін, компоненттердің үлесін есептеу үшін қосымша шағын модельдер қатарын енгізеді, яғни нуклон таратылуының тікелей процесстерін: тасмалдау, жұлып алу және қарпу сияқты, сонымен қатар серпімсіз соқтығысу, бөлшекті тікелей шығару [82] (кластерлік еркіндік дәрежесін қосқанда).

Нуклондық *тасмалдау бірсатылы тікелей механизмінің* дифференциалдық қиманың негізгі теңдеуі:

$$\left[\frac{d\sigma_{a,b}(\varepsilon)}{d\varepsilon} \right]_{NT} = \frac{(2s_b+1) A_b}{(2s_a+1) A_a} \varepsilon \sigma_b(\varepsilon) K_{\alpha,p} \left[\frac{A_a}{E_a + V_a} \right]^{2n} \left[\frac{C_a}{A_B} \right]^n \times \\ \times N_a \sum_{p_\pi} \left(\frac{2Z_A}{A_A} \right)^{2(Z_a+2)h_\pi+2p_\nu} \omega_{NT}(p_\pi, h_\pi, p_\nu, p_\nu, U), \quad (4.23)$$

бұл жерде индекстер *a* және *b* сәйкесінше қалдық ядро мен ұшып келетін бөлшек. Инверсиялық қима σ_b , экситондық модель шеңберіндегі есептеулерде, құрама ядроның түзілуіндегі толық қима деп қабылданған.

E_a және ε *шамалары* – зертханалық санақ жүйесіндегі бөлшек энергиялары және сәйкесінше массалар центрі жүйесінде, V_a – ұшып келетін бөлшек үшін тікелей реакциялар өңіріндегі орташа потенциал, $12,5A_a$ МэВ-ке тең.

Нормалау тұрақтылары тең:

$$\begin{aligned} C_a &= 5500 && \text{Нейтрондар үшін} \\ &= 3800, && \text{зарядталған бөлшектер үшін,} \end{aligned} \quad (4.24)$$

$$N_a = \begin{cases} (80A_a\varepsilon_a)^{-1} & \text{қарпу реакциясы үшін} \\ (580M\varepsilon B^{1/2}A_a\sqrt{\varepsilon_a})^{-1} & \text{жұлып алу реакциясы үшін} \\ (1160M\varepsilon B^{1/2}A_a\sqrt{\varepsilon_a})^{-1} & \text{алмасу реакциясы үшін.} \end{cases} \quad (4.25)$$

$K_{\alpha,p}$ шамасы – (α, N) және (N, α) реакциялар үшін күшейту факторы, бұл жерде N нуклон.

$$\begin{aligned}
& K = 12 \text{ үшін } (N, \alpha), \\
& = 12 - 11 \frac{E_a - 20}{E_a} \text{ үшін } (\alpha, N) \text{ және } E_a > 20, \\
& = 1 \text{ басқа жағдайда,}
\end{aligned} \tag{4.26}$$

потенциал тереңдігі V_a :

$$V_a = 12.5 A_a \text{ МэВ.}$$

Күйлердің эффективті тығыздығы былай жазылады:

$$\omega_{NT}(p_\pi, h_\nu, p_\nu, h_\nu, U) = \sum_{i=0}^3 \sum_{j=0}^{3-i} (X_{NT})^{i+j} \omega(p_\pi + i, h_\pi + i, p_\nu + j, h_\nu + j, U), \tag{4.27}$$

бұл жерде фактор X_{NT} әр қосымша қосақтардың қозу ықтималдылығын ескереді.

Нуклондық қағып алудың бірсатылы механизм қимасын есептеуде, ұшып келе жатқан бөлшек, әсерлесудің бастапқы сатысында нейтрондық, протондық немесе α -кластерлік бөлшек-кемтікті қосақты қоздыру мүмкін.

Нуклонды қарпу реакциялары үшін $A(a,b)B$ негізгі теңдеу мына түрге ие:

$$\begin{aligned}
& \left[\frac{d\sigma_{a,b}(\varepsilon)}{d\varepsilon} \right]_{KO} = \frac{\sigma_a(\varepsilon_a)}{14} (2s_b + 1) A_b \varepsilon \sigma_b(\varepsilon) \times \\
& \times \frac{P_b g_a g_b [U - A_{KO}(p_a, h_b)]}{\sum_{c=a,b} (2s_c + 1) A_c \langle \sigma_c \rangle (\varepsilon_m + 2B_{coul,c}) (\varepsilon_m - B_{coul,c})^2 (g_a g_b^2 / 6g_c)}.
\end{aligned} \tag{4.28}$$

Бұл жерде шамасы ε_m – с типті бөлшек эмиссиясында негізгі күйден көшудің максималды энергиясы, $\sigma_a(\varepsilon_a)$ – энергияға тәуелсіз кіріс арнасы үшін серпімсіз қимасы. Қима $\langle \sigma_c \rangle$ – с типтегі бөлшек үшін кулондық тосқауылдан жоғары эмиссия энергиясы бойынша орташаланған

Бөлшекті-кемтіктік қосақтың әр түрлі түрлері үшін қозу ықтималдылығы:

$$P_n \approx \frac{N_T}{A_T}, P_p \approx \frac{Z_T}{A_T}, P_\alpha \approx \frac{f Z_T}{2A_T}, \tag{4.29}$$

f – уақыт фрагменті, төрт нуклондық корреляциялық орбиталарда α – кластерге ұқсастық тудырады.

$$\varepsilon_0 = \frac{A_b}{A_a} \left(\varepsilon_a - B_{a,b} - \frac{Z_a Z_A}{9.5} \right) + \frac{Z_b Z_B}{9.5}, \tag{4.30}$$

ε_0 -арнаның энергиясын сипаттайды. B_a , b -көрсетілген ыдырау арнасы үшін байланыс энергиясы.

$$\Gamma = 1.15 + 0.12E_a - \frac{A_A}{140}, \quad (4.31)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{BU} &= K_{d,b} \frac{\left(A_A^{1/3} + 0.8\right)^2}{1 + \exp\left(\frac{13 - E_a}{6}\right)}, \\ K_{d,n} &= 18, \\ K_{d,p} &= 21. \\ \frac{d\sigma_{a,b}^{BU}}{dE_b} &= \sigma_{BU} \frac{1}{\Gamma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\varepsilon_0 - E_b)^2}{\Gamma^2}\right), \end{aligned} \quad (4.32)$$

Серпімсіз шашыраудағы нуклондар жағдайында реакциялар қимасы үшін формула мына түрге ие болады:

$$\begin{aligned} \left[\frac{d\sigma_{a,b}(\varepsilon)}{d\varepsilon} \right]_{IN} &= \frac{\sigma_a(\varepsilon_a)}{14} (2s_a + 1) A_a \varepsilon \sigma_a(\varepsilon) \times \\ &\times \frac{P_b g_a^2 U}{\sum_{c=a,a} (2s_c + 1) A_a \langle \sigma_c \rangle (\varepsilon_m + 2B_{coul,c}) (\varepsilon_m - B_{coul,c})^2 (g_a g_a^2 / 6g_c)}. \end{aligned} \quad (4.33)$$

4.3.2 Бөлшектің тепе-теңдік күйдегі эмиссиясы

Негізінде экситондық модельді құрама ядроның тепе-теңдік фазасын есептеуге дейін кеңейтуге болады. Тепе-теңдік күйлерді есептеу үшін Вайскопфа-Ирвинг формализмі қолданылады [83]. Бұл модельде бөлшектің ұшып шығу ықтималдылығы мына формуламен беріледі:

$$W_b(E, \varepsilon) = \frac{2s_b + 1}{\pi^2 \hbar^3} \mu_b \varepsilon \sigma_b(\varepsilon) \frac{\omega(U)}{\omega(E)}. \quad (4.34)$$

Күйлердің тығыздығы ядроның қозу энергиясымен ғана сипатталады. Алымындағы күй тығыздығы b бөлшектерінің эмиссиясынан кейін пайда болған, қалдық ядроға қатысты, ал бөліміндегі ұшып шыққан бөлшекке қатысты.

Күй тығыздығы Ферми-газ шеңберінде алынады. Толмаған қабықта орналасқан бөлшектер үшін ол мына түрге ие:

$$\omega_{FG}(E) = a_0^{-1/4} E_{eff}^{-5/4} \exp\left(2\sqrt{a_0 E_{eff}}\right), \quad (4.35)$$

бұл жерде E_{eff} эффективті энергия:

$$E_{eff} = E - C_{\pi 0}(Z) - C_{\nu 0}(N). \quad (4.36)$$

4.3.3 Хаузер-Фэшбах теориясы

Тепе-теңдік күйлерді есептеу үшін кейде Хаузер мен Фешбахқа теориясы пайдаланылады [84]. Хаузер мен Фешбахқа сәйкес құрама процестердің қималарын енінің орташа мәндері арқылы өрнектейік. Брейт-Вигнер формализмінен шығарайық. α күйден β күйіне көшу кезіндегі S-матрица элементі үшін тура және резонансты механизмдер бар болған жағдайда:

$$S_{\alpha\beta} = S_{\alpha\beta}^d - i2\pi \exp[i(\delta_\alpha + \delta_\beta)] \cdot \sum_s \frac{\gamma_{s\alpha} \gamma_{s\beta}}{E - E_s + i\Gamma_s / 2}, \quad (4.37)$$

ΔE интервалында көп резонанс бар деп болжайық, сонымен қатар:

$$D > \Gamma,$$

яғни окшауланған резонанстардың жуықтауын қолданамыз. Резонансты серпімді шашыраудың S-матрицасы үшін (4.37) өрнегінен мынаны аламыз:

$$S_{\alpha\alpha}^r = -i2\pi \exp(2i\delta_\alpha) \cdot \sum_s \frac{\gamma_{s\alpha}^2}{E - E_s + i\Gamma_s / 2} \quad (4.38)$$

$$S_{\alpha\alpha}^r = -i \exp(2i\delta_\alpha) \cdot \sum_s \frac{(E - E_s) - i\Gamma_s / 2}{(E - E_s)^2 + \Gamma_s^2 / 4} \Gamma_{s\alpha} \quad (4.39)$$

мұндағы $\Gamma_{s\alpha} = 2\pi\gamma_{s\alpha}^2$

$$S_{\alpha\alpha}^r = -i \exp(2i\delta_\alpha) \cdot \sum_s \frac{1}{\Delta E} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{[(E - E_s) - i\Gamma_s / 2]}{(E - E_s)^2 + \Gamma_s^2 / 4} dE \cdot \Gamma_{s\alpha} \quad (4.40)$$

Бұл өрнекті ΔE энергетикалық интервалы бойынша орташалайық:

$$\int_{E_s - \frac{\Delta E}{2}}^{E_s + \frac{\Delta E}{2}} dE \rightarrow \int_{-\infty}^{+\infty} dE \quad (4.41)$$

$\Delta E \gg \Gamma_s$ болғандықтан, мұндай ауыстыру негізделген. $E - E_s = x$ айнымалысын ауыстырғаннан кейін (4.41) өрнегіндегі интегралдар келесі интегралдарға келтіріледі:

$$I_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x dx}{x^2 + a^2} \quad (4.42)$$

$$I_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{x^2 + a^2} \quad (4.43)$$

I_1 интегралы нөлге тең, өйткені интеграл астындағы функция тақ функция болып табылады. I_2 интегралы оңай есептеледі:

$$S_{\alpha\alpha}^r = -\exp(2i\delta_\alpha) \cdot \frac{1}{\Delta E} \sum_s \frac{\Gamma_{s\alpha} \Gamma_s / 2 \cdot 2\pi}{\Gamma_s} = -\exp(2i\delta_\alpha) \cdot \frac{\pi}{\Delta E} \sum_s \Gamma_{s\alpha} \quad (4.44)$$

(4.44) өрнегін парциалды ендері арқылы орташалайық:

$$\sum_s \Gamma_{s\alpha} = N \langle \Gamma_\alpha \rangle \quad (4.45)$$

Мұндағы N - ΔE интервалындағы резонанстар саны. $D = \Delta E / N$ резонанстар арасына орташа қашықтық енгізе отырып, S -матрица үшін мынаны аламыз:

$$S_{\alpha\alpha}^r = -\exp(2i\delta_\alpha) \cdot \frac{\pi \langle \Gamma_\alpha \rangle}{D} \quad (4.46)$$

S -матрицада потенциалды шашыраумен байланысқан қосылғыш қоса отырып, төмендегі өрнекті аламыз:

$$S_{\alpha\alpha} = \exp(2i\delta_\alpha) \cdot \left\{ 1 - \frac{\pi \langle \Gamma_\alpha \rangle}{D} \right\} \quad (4.47)$$

(4.47) қатынасын қолдана отырып, өтімділіктерді орташаланған ендері арқылы өрнектейміз:

$$T_\alpha = 1 - \left| \langle S_{\alpha\alpha} \rangle \right|^2 = 1 - \left| 1 - \frac{\pi \langle \Gamma_\alpha \rangle}{D} \right|^2 \quad (4.48)$$

Оқшауланған резонансты жуықтау кезінде ($\langle \Gamma_\alpha \rangle / D \ll 1$) мынаны ескереміз:

$$\left| 1 - \frac{\pi \langle \Gamma_\alpha \rangle}{D} \right|^2 \approx 1 - 2\pi \frac{\langle \Gamma_\alpha \rangle}{D} = 1 - \tau_\alpha \quad (4.49)$$

τ_α шамасы анықтамасы бойынша $\frac{2\pi \langle \Gamma_\alpha \rangle}{D}$ тең. Бұл күштік функция болып табылады. Күштік функция ядролық физиканың орталық түсініктерінің бірі болып табылады. Резонанстың табиғатына және оның кванттық сандарына байланысты радиациялық, нейтрондық, S-толқындық және P-толқындық және т.б. күштік функциялар болады. (5.28) және (5.29) өрнектерін салыстырсақ, окшауланған резонансты жуықтау кезінде өтімділік күштік функцияға сәйкес келеді:

$$T_\alpha \approx \tau_\alpha = \frac{2\pi \langle \Gamma_\alpha \rangle}{D} \quad (4.50)$$

(4.50) өрнегін

$$\sigma_{\alpha\beta} = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \cdot \frac{T_\alpha T_\beta}{\sum_i T_i} \quad (4.51)$$

қима үшін арналған өрнекке қоя отырып, Хаузер-Фешбах формуласын аламыз.

$$\sigma_{\alpha\beta}^{x\phi} = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \cdot \frac{2\pi}{D} \cdot \frac{\langle \Gamma_\alpha \rangle \langle \Gamma_\beta \rangle}{\langle \Gamma \rangle} \quad (4.52)$$

Фешбах көзқарасында жылдам бөлшек пен басқа нуклондар арасындағы айырмашылық, ашық және жабық күйлер арасымен алмастырылған. Ашық күй деп ең болмағанда бір бөлшек байланыс энергиясынан жоғары тұратын жүйені айтамыз.

4.3.4 Ядроның оптикалық моделі

Оптикалық модель [85] бөлшектердің ядромен шашырауын жарықтың жартылай мөлдір сфера арқылы өтуімен салыстыруға негізделгендіктен осылай аталады. Бұл модель ядролық реакцияларды модельдеуде ерекше маңызды рөл атқарады, себебі ол бөлшектердің атом ядроларымен әрекеттесу потенциалдарын анықтаудың негізгі құралы. Сонымен қатар, оптикалық модель:

- а) шашыраушы нуклондардың энергияларына байланысты серпімді шашыраудың дифференциалды және интегралдық қималарын;
- б) барлық серпімсіз процестердің қималарын, яғни нуклондардың ядролармен жұтылу қимасын сипаттайды.

Негізінде, оптикалық модель тәжірибелік деректермен үйлесімді болу үшін параметрлері реттелетін функционалдық формаларды анықтау мақсатында жасалған. Бұл феноменологиялық әдіс іргелі теорияға негізделген құбылыстар арасындағы байланысты сипаттайды, алайда ол тікелей теориядан туындамайды. Мұндай талдау тәжірибелік деректерді дәл сипаттау қабілетінің арқасында қазіргі уақытта да қолданылуда. Дегенмен, оның тиімділігі тәжірибелік деректердің қолжетімділігіне қатты тәуелді.

Бұл әдіс шеңберінде көпбөлшек жүйедегі (ядро) шашырау мәселесі кешенді оптикалық потенциал өрісінде қарапайым шашырау процесіне ауыстырылады. ОП-ның формасы мен шамасы модель параметрлерін тәжірибелік деректерге сәйкес оңтайландыру арқылы анықталады. Мұндай процедура формальды түрде Шредингер тендеуін шешуге байланысты:

$$\hbar^2 / 2\mu \cdot \nabla^2 \cdot \Psi(\vec{r}) + [E - U(\vec{r})] \cdot \Psi(\vec{r}) = 0, \quad (4.53)$$

мұнда ψ – бөлшектің толқындық функциясы, $U(r)$ – әрекеттесу комплекс потенциалы, E – массалар центрі жүйесінде салыстырмалы қозғалыстың кинетикалық энергиясы, μ – қақтығысатын жүйелердің келтірілген массасы.

Комплекс потенциалы ретінде, әдетте, Вудс-Саксон потенциалы қолданылады. Бұл потенциалдың нақты және жалған бөліктері бөлек форм-факторлармен сипатталады. Сонымен қатар, олардың радиустары ғана емес, радиалдық тәуелділігі де әртүрлі болуы мүмкін. Бұл ерекшелік көлемдік немесе беткі жұтылуды ескере отырып енгізіледі.

$$U(\vec{r}) = V(1 + \exp \frac{r - R_v}{a_v})^{-1} + iW(1 + \exp \frac{r - R_w}{a_w})^{-1} + V_c(r), \quad (4.54)$$

$$U(r) = V(1 + \exp \frac{r - R_v}{a_v})^{-1} + 4iW \frac{d}{dr} \left[1 + \exp \frac{r - R_w}{a_w} \right]^{-1} + V_c(r). \quad (4.55)$$

Ядролық потенциалдың бұл бөлігі келесі параметрлермен сипатталады:

Шынайы бөлік (V_0) және жалған бөлік (W_0): Бұл параметрлер ядроның ортасындағы потенциалдың сәйкес компоненттерінің шамасын анықтайды.

Диффузия параметрі (a): Потенциалдың шекараларында біртіндеп төмендеуін сипаттайды, ядроның перифериясында маңызды.

Потенциал радиусы (R): Потенциалдың кеңістіктегі өлшемін анықтайды. Ол формула арқылы беріледі: $R = r_0 A^{1/3}$, мұнда r_0 – масштабтық коэффициент, әдетте тәжірибеден алынған, A – нысананың массалық саны. Радиус өлшемі ферми (fm) бірлігінде көрсетіледі. Кулондық әсерді сипаттау үшін Кулон потенциалы $V_C(r)$ – енгізіледі. Бұл потенциал ядроның оң зарядын біркелкі таралған сфера ретінде қарастырып, келесі түрде өрнектеледі: $R_C = 1.25 A^{1/3}$ ферми, мұнда R_C – Кулондық сфераның радиусы. r координатасы – бұл ядроның орталығы мен соққы беретін бөлшектің орталығы арасындағы қашықтық. Ол

ядро мен бөлшектің өзара әсерлесуін сипаттауда негізгі айнымалы болып табылады.

Бұл модель ядро мен бөлшектің өзара әсерлесуін кулондық және ядролық күштердің комбинациясы ретінде қарастырады, бұл ядролық реакциялар мен шашырау құбылыстарын зерттеуде маңызды рөл атқарады.

4.4 Бұрыштық таралулар

Экситондық модель бөлшектердің энергия спектрлерін сипаттау үшін жасалған және бұрыштық таралымдарды сипаттауда шектеулерге ие. Бұрыштық таралымдар үшін Калбахтың феноменологиялық моделі қолданылады. Реакцияларының қос-дифференциалдық қималарын есептеу үшін негізгі формула мына түрге ие [86]:

$$\frac{d^2\sigma_{a,b}}{dE_b d\Omega} = \frac{1}{4\pi} \left[\frac{d\sigma^{PE}}{dE_b} + \frac{d\sigma^{comp}}{dE_b} \right] \frac{1}{\sinh(a)}. \quad (4.56)$$

$$[\cosh(a \cos \theta) + f_{MSD}(E_b) \sinh(a \cos \theta)],$$

$$f_{MSD}(E_b) = \frac{d\sigma^{PE}}{dE_b} / \left[\frac{d\sigma^{PE}}{dE_b} + \frac{d\sigma^{comp}}{dE_b} \right], \quad (4.57)$$

параметр a тепе-теңдік алдылық процесстеріндегі бұрыштық таралудың асимметриясын сипаттайды. Бөлшектің энергиясы артқан сайын бөлшектердің бағыттылығы күшейеді, бұл a -ның үлкен мәніне сәйкес келеді. Егер $a=0$ болса, бұрыштық таралу изотропты болады (бөлшектер барлық бағытта бірдей таралады). a -ның үлкен параметр a тепе-теңдік алдылық процесстеріндегі бұрыштық таралудың асимметриясын сипаттайды. Бөлшектің энергиясы артқан сайын бөлшектердің бағыттылығы күшейеді, бұл a -ның үлкен мәніне сәйкес келеді. Егер $a=0$ болса, бұрыштық таралу изотропты болады (бөлшектер барлық бағытта бірдей таралады). a -ның үлкен мәндерінде бөлшектер белгілі бір бағытқа қарай (көбіне $\cos\theta \approx 1$) көбірек бағытталады [87].

$$\begin{aligned} a(e'_a, e'_b) &= 0.04 \frac{E_1 e'_b}{e'_a} + 1.8 \times 10^{-6} \left(\frac{E_1 e'_b}{e'_a} \right)^3 + 6.7 \\ &\times 10^{-7} M_a m_b \left(\frac{E_3 e'_b}{e'_a} \right)^4, \\ E_1 &= \min(e'_a, 130 \text{ МэВ}) \\ E_3 &= \min(e'_a, 41 \text{ МэВ}) \\ e'_b &= E_b + S_b \\ e'_a &= E_a + S_a. \\ M_a &= 1, \text{ басқа бөлшектер үшін} \\ &= 0 \text{ альфа бөлшегі үшін} \\ m_b &= 1 \text{ басқа бөлшектер үшін} \end{aligned} \quad (4.58)$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{2} \text{ нейтрон үшін} \\
&= 2 \text{ альфа бөлшегі үшін} \\
S_b &= 15.68(A_C - A_B) - 28.07 \left[\frac{(N_C - Z_C)^2}{A_C} - \frac{(N_B - Z_B)^2}{A_B} \right] \\
&\quad - 18.56(A_C^{2/3} - A_B^{2/3}) + 33.22 \left[\frac{(N_C - Z_C)^2}{A_C^{4/3}} - \frac{(N_B - Z_B)^2}{A_B^{4/3}} \right] \\
&\quad - 0.717 \left[\frac{Z_C^2}{A_C^{1/3}} - \frac{Z_B^2}{A_B^{1/3}} \right] + 1.211 \left[\frac{Z_C^2}{A_C} - \frac{Z_B^2}{A_B} \right] - I_b \\
I_d &= 2.225 \\
I_t &= 8.482 \\
I_h &= 7.718 \\
I_\alpha &= 28.296, \\
\frac{d^2 \sigma_{a,xb}^{PE}}{dE_b d\Omega} &= \frac{1}{4\pi} \frac{d\sigma^{PE}}{dE_b} \frac{a}{\sinh(a)} \exp(a \cos \theta).
\end{aligned}$$

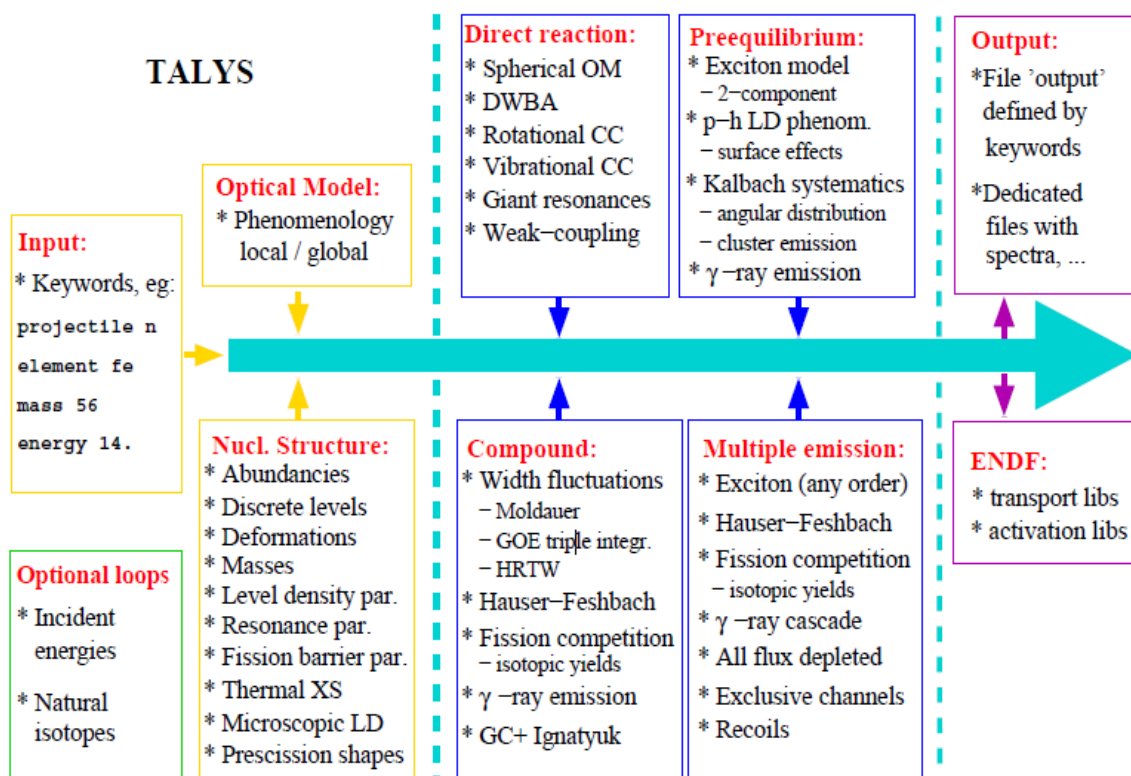
4.5 TALYS бағдарламасы

TALYS – ядролық реакцияларды талдауға және болжауға арналған компьютерлік код жүйесі. Оны құрудың негізгі мақсаты нейтрондар, фотондар, протондар, дейрондар, тритондар, ^3He және альфа-бөлшектердің қатысуымен 1 кеВ - 200 МэВ энергетикалық диапазондағы, массасы 12 және одан да ауыр нысаналы нуклидтер үшін ядролық реакцияларды модельдеу болып табылады. Бұл бір кодтық жүйедегі ядролық реакция үлгілерінің жиынтығы [88]. Бұл шешілмеген резонанстар аймағынан аралық энергияға дейінгі ядролық реакцияларды бағалауға мүмкіндік береді.

4.3-суретте TALYS құрамына кіретін ядролық модельдерге шолу жасалынған. Олардың барлығы ядролық құрылым мен модель параметрлерінің кең дерекқорына негізделген оптикалық, тікелей, тепе-теңдік алдылық, құрама және бөліну модельдеріне жіктеуге болады. Мұнда алдымен оптикалық модель және тікелей реакциясының әртүрлі қолданыстағы модельдері сипатталған. Әрі қарай әр түрлі тепе-теңдік алдылық модельдерінің қысқаша сипаттамасы берілген. Содан кейін екі немесе көп реттік эмиссия үшін құрама ядролардың модельдері, сондай-ақ тепе-теңдік алдылыққа және құрама модельдердің маңызды құрамдас бөліктері болып табылатын деңгей тығыздықтары сипатталады.

Бағдарлама реакциялық тізбектегі кез-келген мөлшердегі нуклидтер үшін ядролық модельдердің барлық мүмкін болатын құрамын қарапайым және нақты қамтамасыз ететіндей жазылған. Тікелей реакциялар үшін әртүрлі модельдер бағдарламаға енгізілген: сфералық ядролар үшін DWBA, деформацияланған ядролар үшін байланысқан арналар әдісі, тақ ядролар үшін әлсіз байланыс моделі, сондай-ақ континуумдағы алып резонанс үлесі. Барлық жағдайда есептеулерді орындау үшін TALYS бағдарламасы ECIS06 кодын іске қосады.

Нәтижелер дискретті күйлер үшін қималар мен бұрыштық үлестірімдер түрінде немесе континуумға қосқан үлестер ретінде беріледі.



Сурет 4.3 – TALYS құрамына кіретін ядролық модельдер

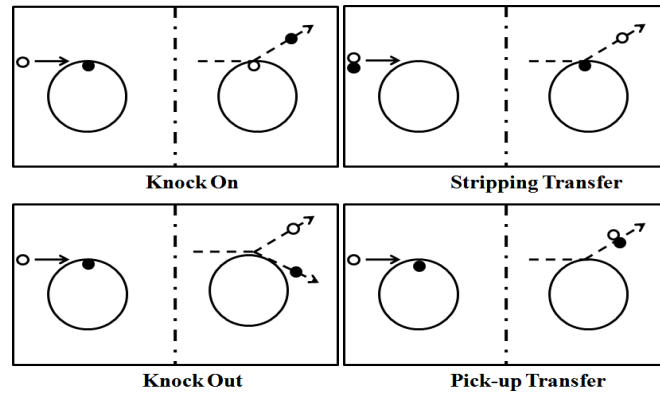
Бөлшектің нысана ядроға әсері жоғарыда аталған әртүрлі бәсекелес реакция механизмдерімен сипатталатын бірнеше екінші реттік реакцияларды тудырады. Екінші реттік реакцияның соңғы өнімдері - шығарылатын бөлшек және сәйкес қалдық ядросы. Дегенмен, жалпы алғанда, бұл процестің соңы емес.

Толық ядролық реакция қалдық ядролардың толық тізбегін әсіресе аса жоғарғы энергиялар кезіндегі көптеген бөлшектердің шығарылуы нәтижесінде ескереді. Барлық қалдық нуклидтердің толық реакциялық тізбек барысында сәйкесінше ескерілу қажет өзіндік бөліну энергиялары, оптикалық модель параметрі, деңгейлер тығыздығы, бөліну тосқауылы, күштік гамма-функциялары бар. TALYS негізін барлық осы реакциялар тізбегі іске асырады.

Talys бағдарламасында дейтрондар, тритондар, гелий-3 және альфа бөлшектері қатысатын тепе-теңдік алдылық реакциялары үшін экситон модель үлесі негізінде автоматты түрде есептеуге болады. Жалпы алғанда, Talys бағдарламасында тепе-теңдік алдылық қимасы экситон моделінің (EM), тасмалдау (NT), жұлып алу (KO) үлестеріне тең болады:

$$\frac{d\sigma_k^{PE}}{dE_k} = \frac{d\sigma_k^{EM}}{dE_k} + \frac{d\sigma_k^{NT}}{dE_k} + \frac{d\sigma_k^{KO}}{dE_k}, \quad (4.59)$$

Яғни, әр түрлі бөлшектер саны бар атқылаушы және ұшып шығатын бөлшектер қатысатын ядролық реакциялар үшін алмасу, қарпу, жіктеу, жұлып алу сияқты механизмдердің (Сурет 4.4) маңызды рөл атқаратыны белгілі.



Сурет 4.4 – Әр түрлі тікелей реакциялар мысалдары

Осындай тікелей тәріздес реакциялар экситон үлгісінде қамтылмағандықтан Калбах осы механизмдердің феноменологиялық үлесін дамытты және TALYS-қа енгізілген болатын. Негізінен экситондық модель эмиссия қималарын тепе-теңдік және тепе-теңдік алдылық үлестерге түзету енгізбестен бірыңғай түрде есептеуге мүмкіндік береді. Алайда іс жүзінде тепе-теңдік алдылық фазаны тепе-теңдік фазадан ажыратып, соңғысын Хаузер-Фешбахтың кәдімгі формализмі арқылы жүзеге асырған оңай және дәлірек болып табылады. TALYS бағдарламасында дәл осы тәсіл қолданылады.

Алдылық тепе-теңдік процестерін сипаттау үшін экситондық модель қолданылады. Тепе-теңдік процестеріне қатысты TALYS әдісінде Хаузер-Фешбах моделі пайдаланылды. Есептеулер арасындағы тағы бір айырмашылық қолданылатын оптикалық потенциалдарда байқалды: TALYS Конинг пен Делароштың оптикалық потенциалын [87, 2848 б.] қолданады, бірақ серпімді шашырауды ескермейді. Осы жұмыста зерттелген реакцияларының барлығы кестеде жинақталып келтірілген.

5 ТӘЖІРИБЕЛІК ДЕРЕКТЕРДІҢ ТЕОРИЯЛЫҚ СИПАТТАМАСЫ

5.1 ^{27}Al ядросынмен әсерлесудегі (p,xp) және (p,xn) реакциялары

Энергиялары 7 МэВ және 22 МэВ болатын протондармен қоздырылған реакцияларының қос-дифференциалдық және интегралдық қималары бойынша алынған тәжірибелік деректерге Talys бағдарламасы аясында теориялық есептеулер жүргізілді. Осы бағдарлама бойынша кірістік файл сурет 5.1-де көрсетілген.

USER INPUT FILE

```
#
# general
#
projectile p
element Al
mass 27
energy 22.0
#
# output
#
outpreequilibrium y
outspectra y
ddxmode 2
```

Сурет 5.1 – Кірістік файл

1. outspectra y-TALYS-та шығатын бөлшектердің энергия спектрлерін есептеу және шығару керек екенін көрсетеді. Яғни, бөлшектердің энергиясына тәуелді бөлінуін алу үшін спектрлерді файлға шығарады.

2. ddxmode 2- бұрыштық және энергиялық қос-дифференциалдық қиманы есептеу режимі. Бұл режимде энергия және бұрыш бойынша бөлшектердің таралуы шығады.

3. outpreequilibrium-тепе-теңдік алдылық процестеріндегі бөлшектердің спектрін шығару командасы. TALYS тепе-теңдік алдылық процесінде шығарылған бөлшектердің спектрін бөлек файлға немесе есептеуге қосады.

Теориялық есептеулер Talys компьютерлік кодында орындалды. Бастапқы ретінде $(p_\pi, h_\pi, p_v, h_v) = (2, 0, 1, 0)$ конфигурациясы алынды [89-91]. Бір

бөлшекті күй тығыздығы протондар үшін $g_{\pi 0}$ және нейтрондар үшін g_{v0} : $g_{\pi 0} = \frac{Z}{K_g}$,

$g_{v0} = \frac{N}{K_g}$, жеке-жеке есептелді, мұндағы қалыптастыру коэффициенті K_g 15 МэВ-

ке тең деп алынды. Екікомпонентті матрицаның элементтері орташа мән M^2 бойынша қайта есептелген.

$$\begin{aligned}
M_{\pi\pi}^2 &= R_{\pi\pi} M^2 \\
M_{\vartheta\vartheta}^2 &= R_{\vartheta\vartheta} M^2 \\
M_{\pi\vartheta}^2 &= R_{\pi\vartheta} M^2 \\
M_{\vartheta\pi}^2 &= R_{\vartheta\pi} M^2 \\
R_{\vartheta\vartheta} &= 1.5, R_{\vartheta\pi} = R_{\pi\pi} = R_{\pi\vartheta} = 1.
\end{aligned} \tag{5.1}$$

Talys бағдарламасында матрицалық элемент осы түрде келтірілген:

$$M^2 = \frac{0.5C_1 A_p}{A^3} \left[7.48C_2 + \frac{4.62 \times 10^5}{\left(\frac{E^{tot}}{n \cdot A_p} + 10.7C_3 \right)^3} \right] \tag{5.2}$$

Мұнда C1, C2 және C3 реттелетін тұрақтылар болып табылады олардың M2constant, M2limit and M2shift кілт сөздерімен сипатталады. TALYS бағдарламасында M_2 параметрлері ядроның деңгей тығыздығын сипаттайтын Ферми-газы моделінде қолданылады. Олар бірге модельді икемдеу және тәжірибелік деректерге сәйкестікті жақсарту үшін пайдаланылады.

Параметрлердің сипаттамасы:

M2constant: M2constant параметрі ядроның деңгей тығыздығын сипаттайтын негізгі шкалалық коэффициент. Ядролық деңгей тығыздығы $\rho(E)$ – ядроның белгілі бір энергия күйіне сәйкес келетін микрокүйлер саны: $\rho(E) = M_2^{\text{constant}} \cdot g(E)$ Егер M_2^{constant} -тың мәні үлкен болса, ядроның деңгей тығыздығы жоғары болады, яғни белгілі бір энергияда микрокүйлер саны көбірек. Бұл функция ядроның ішкі құрылымын және деңгейлер арасындағы энергия бөлінісін сипаттайды. M2constant ядроның деңгей тығыздығының жалпы масштабын анықтайды, яғни деңгей тығыздығының қаншалықты "кең" немесе "тар" екенін көрсетеді

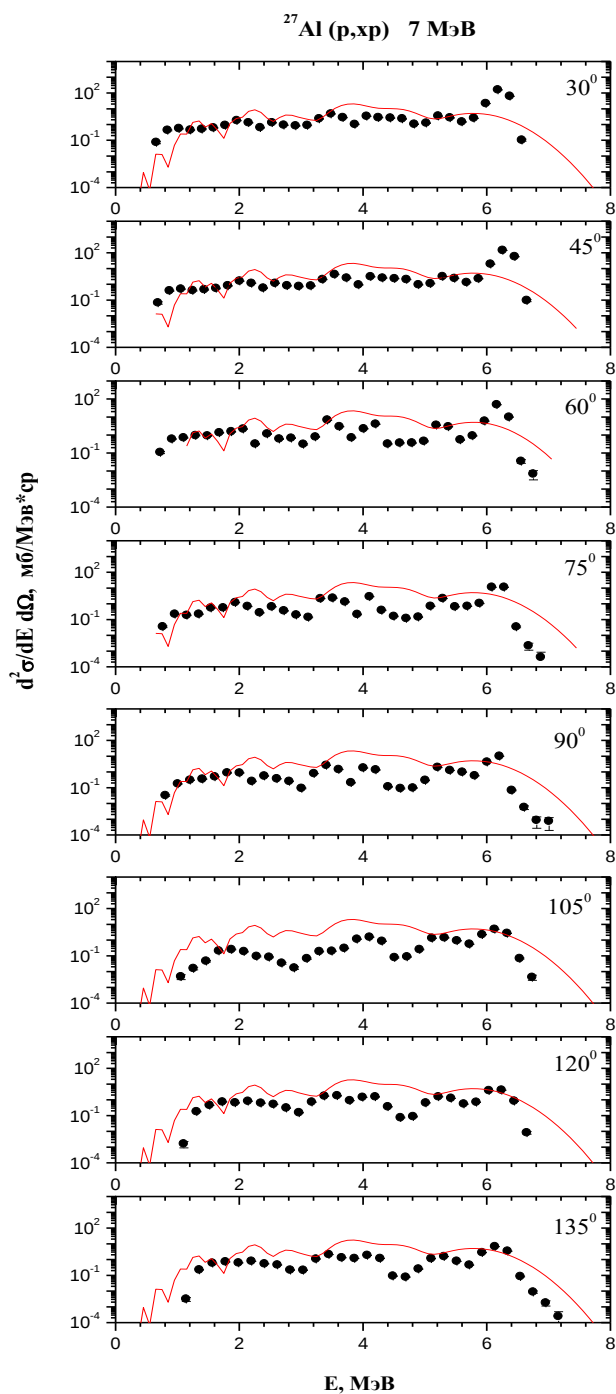
M2limit: Энергия артқан сайын микрокүйлердің саны көбейеді, бірақ бұл процесс шексіз жалғаса алмайды, себебі ядроның құрылымдық шектері бар. M2limit параметрі энергия жоғарылаған кезде M_2 функциясының мәнін шектеу үшін енгізіледі.

M2shift: Бұл параметр ядроның қасиеттеріне байланысты теориялық модельді тәжірибелік деректермен сәйкестендіру үшін қажет. Егер M_2 функциясы энергия бойынша дұрыс масштабталмаса, модель нақты ядролық процестерді дәл сипаттай алмайды. M2shift осыны реттеуге мүмкіндік береді. Қысқаша айтқанда, M2shift ядролық деңгей тығыздығы функциясының энергия осі бойындағы орналасуын икемдейді.

5.2 және 5.3-суреттерде ^{27}Al ядросында жүретін (p, α) және $(p, \text{хр})$ реакциялары үшін ҚДҚ-ры бойынша теориялық есептеулер мен тәжірибелік нәтижелердің салыстыруы көрсетілген. Суреттерден көрініп тұрғандай, теориялық модельдер мен эксперименттік деректердің жалпы сәйкестігі қанағаттанарлық деңгейде, алайда кейбір энергия аралықтарында айтарлықтай

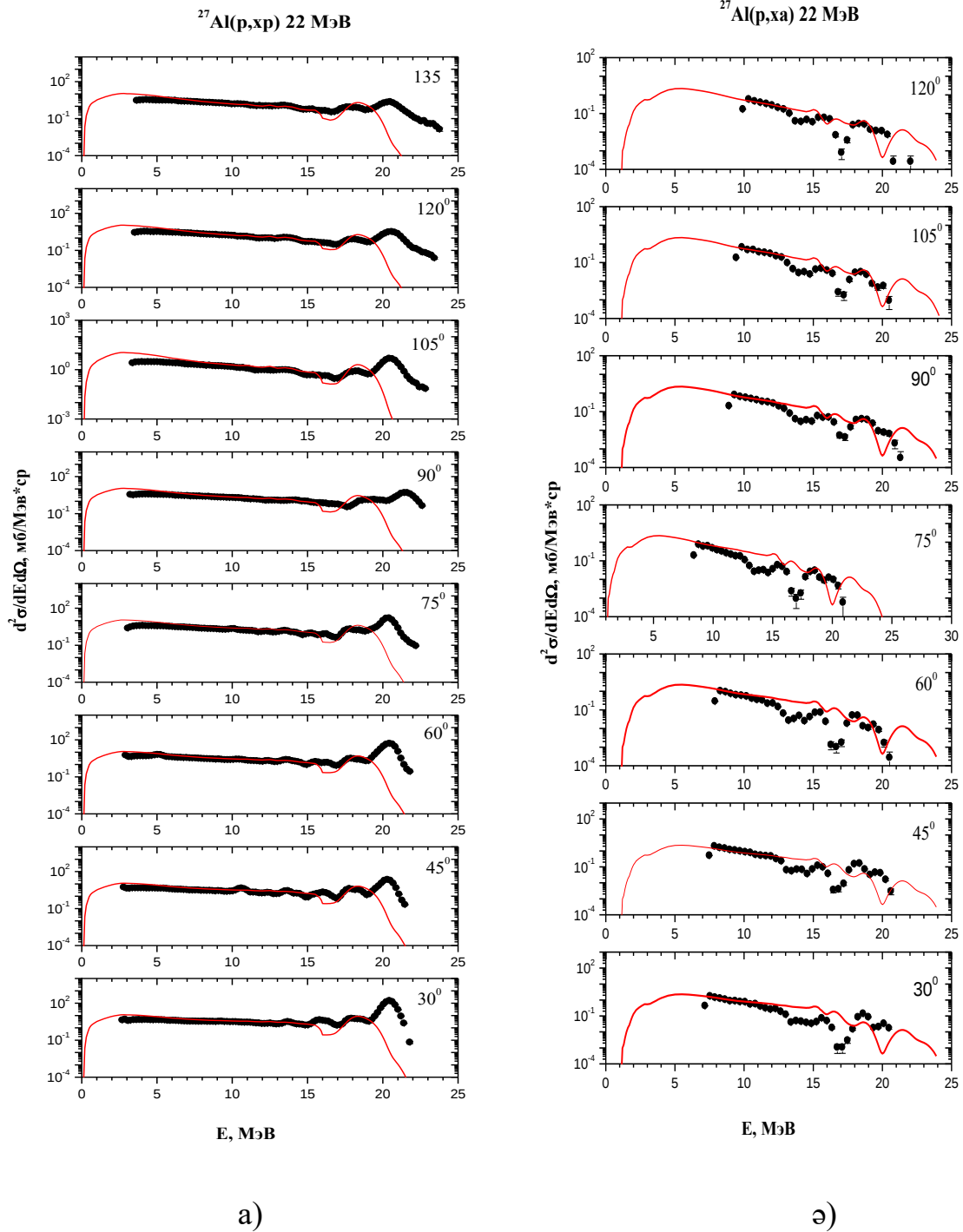
ауытқулар байқалады. Бұл айырмашылықтар, негізінен, модельдік параметрлердің нақтылығына және реакция механизмдерінің күрделілігіне байланысты болуы мүмкін.

5.4–5.6-суреттерде осы реакциялар үшін алынған интегралдық қималар ұсынылған. Көрсетілген мәліметтер теориялық есептеулердің тәжірибелік деректерді жалпы сипаттай алатынын, сонымен қатар белгілі бір энергия диапазоңдарында модельді жетілдіру қажеттігін айғақтайды

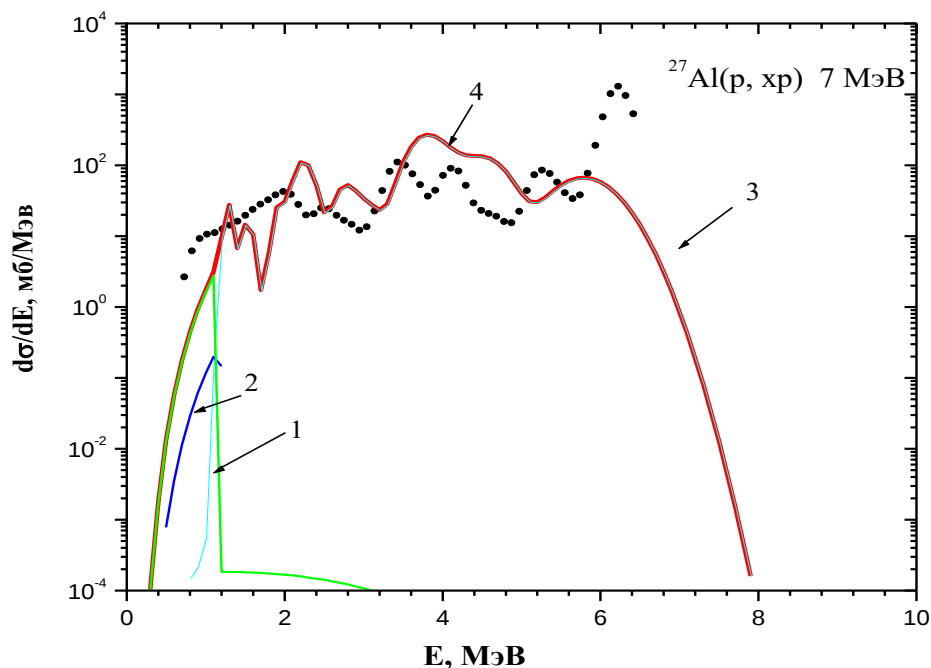


Сурет 5.2 – $E_p=7$ МэВ кезіндегі $^{27}\text{Al}(\text{p},\text{xp})$ реакциясының тәжірибелік (белгілер) және теориялық (сызықтар) ҚДҚ-ды салыстыру

Talys бағдарламасында әдепкіде жалпыланған деңгей тығыздығы модельдерін қолданады (мысалы Gilbert-Cameron). Нәтижесінде 7 МэВ сияқты төменгі энергияларда қиманы нақты сипаттай алмауы мүмкін, себебі резонанстық күйлердің үлесі жоғары (Сурет 5.2 қараңыз).



Сурет 5.3 – $E_p = 22$ МэВ кезіндегі (а) $^{27}\text{Al}(p, xp)$ және (ә) $^{27}\text{Al}(p, x\alpha)$ реакцияларының тәжірибелік (белгілер) және теориялық (сызықтар) ҚДҚ-ды салыстыру



Нүктелер – тәжірибелік мәліметтер; сызықтар – теориялық талдау:

1 – тікелей реакцияларының механизмі,

2 – тепе-теңдік алдылық механизмі,

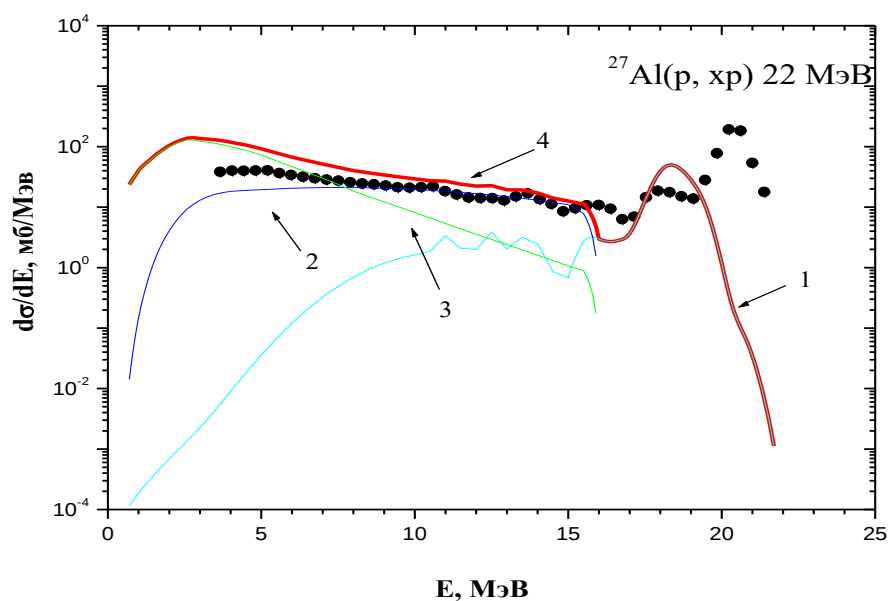
3 – құрама ядро механизмі,

4 – толық қима.

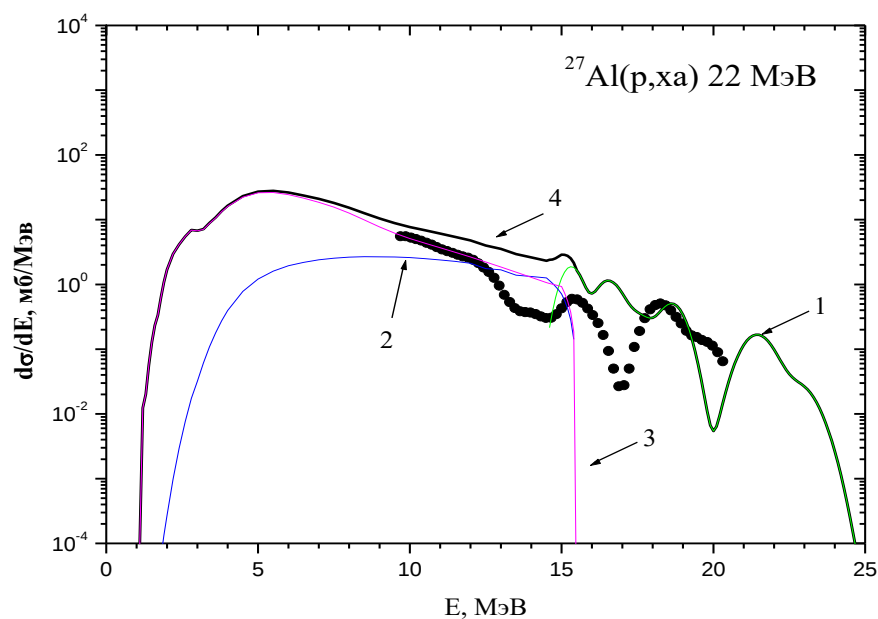
Сурет 5.4 – $E_p=7$ МэВ кезіндегі $^{27}\text{Al}(p, xp)$ реакциясының тәжірибелік (белгілер) және теориялық (сызықтар) интегралдық қималарын салыстыру

Сурет 5.4-те көретініміз протон энергиясы 7 МэВ болған жағдайда, реакция қимасына негізгі үлесті құрама ядро механизмі қосады, себебі келіп түскен нуклон тепе-теңдік алдылық үдерістерді де, тікелей реакциялар механизмін де тудыра алмайды. Атап өтетін тағы бір мәселе Talys бағдарламасында серпімді шашырау қосылмағандықтан, теориялық сипаттауда алшақтық байқалады, ал бұл 7 МэВ сияқты төмен энергияда өте маңызды.

Сурет 5.5-те интегралдық спектрлерді салыстырудан көрініп тұрғандай, ^{27}Al ядросында протондардың 22 МэВ энергиясында (p,xp) реакцияларының қимасын қалыптастыруға негізінен тепе-теңдік алдылық механизмі әсер етеді. Құрама ядро механизмі төмен энергия аймағында айтарлықтай үлес қосады, ал тікелей процестер – серпімді және квази-серпімді процестер энергияларында басым болады. Talys бағдарламасында пайдаланылған тепе-теңдік алдылық үдерістерде экситон моделі, құрама механизмінде Хаузер-Фешбах моделі және тікелей механизмдерде Конинг пен Делароштың оптикалық потенциалы 7 МэВ энергияға қарағанда орташа энергияларда жақсырақ сипаттайтыны көрініп тұр.



Сурет 5.5 – $E_p=22$ МэВ кезіндегі $^{27}\text{Al}(p, xp)$ реакциясының тәжірибелік (белгілер) және теориялық (сызықтар) интегралдық қималарын салыстыру



Нүктелер – тәжірибелік мәліметтер; сызықтар – теориялық талдау:

1 – тікелей реакцияларының механизмі,

2 – тепе-теңдік алдылық механизмі,

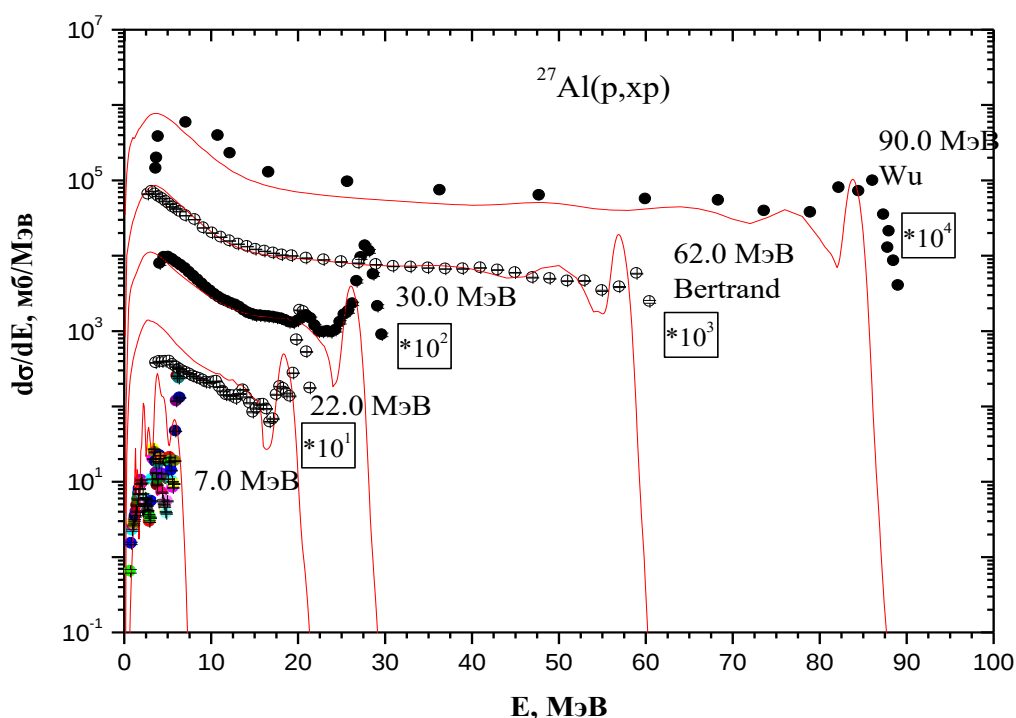
3 – құрама ядро механизмі,

4 – толық қима.

Сурет 5.6 – $E_p=22$ МэВ кезіндегі $^{27}\text{Al}(p, xa)$ реакциясының тәжірибелік (белгілер) және теориялық (сызықтар) интегралдық қималарын салыстыру

5.7 және 5.8-суреттерде біз өлшеген $E_p = 7; 22$ МэВ энергиялардағы $^{27}\text{Al}(p, xp)$ және $^{27}\text{Al}(p, xa)$ реакцияларының нәтижелері деректер базасындағы

еңбектердің энергиясы $E_p = 30; 62; 90$ МэВ мәндеріндегі тәжірибелік мәліметтерімен салыстырылған [30, 1049 б.; 92, 93].



Сурет 5.7 – $E_p = 7; 22; 30; 62; 90$ МэВ энергияларындағы $^{27}\text{Al}(p,xp)$ реакциясының тәжірибелік (белгілер) және теориялық (сызықтар) интегралдық қималарының салыстырылуы

Бұл жерде деректер базасынан алынған тәжірибелік мәліметтерге теориялық талдау Talys бағдарламасы бойынша жүргіздік. Байқағанымыздай, энергия мәндері $E > 30$ МэВ жағдайларда жақсы сипаттайтыны көрінді.

Экситондық модель шеңберіндегі теориялық есептеулер тәжірибелік нәтижелерімен жақсы үйлеседі, сондай-ақ (p,xp) және (p,α) реакцияларының интегралдық спектрлерінде негізгі үлесті тепе-теңдік алдылық механизмі анықтайды. ^{27}Al ядросындағы (p,xp) және (p,α) реакцияларының интегралдық спектрлерінің қалыптасуындағы әртүрлі ядролық реакциялар механизмдерінің үлестері туралы теориялық есептеулер тиісінше 5.1 және 5.2-кестелерде берілген. Зерттеу нәтижелері бойынша, $E_p=22$ МэВ энергиядан бастап (p,xp) реакцияларында толық қималарға негізгі үлесті тепе-теңдік алдылық механизмі қосатыны көрініп тұр, ал $E_p=7$ МэВ энергиясында тепе-теңдік алдылық процестерінің үлесі өте аз, бұл күтпеген жағдай емес [94].

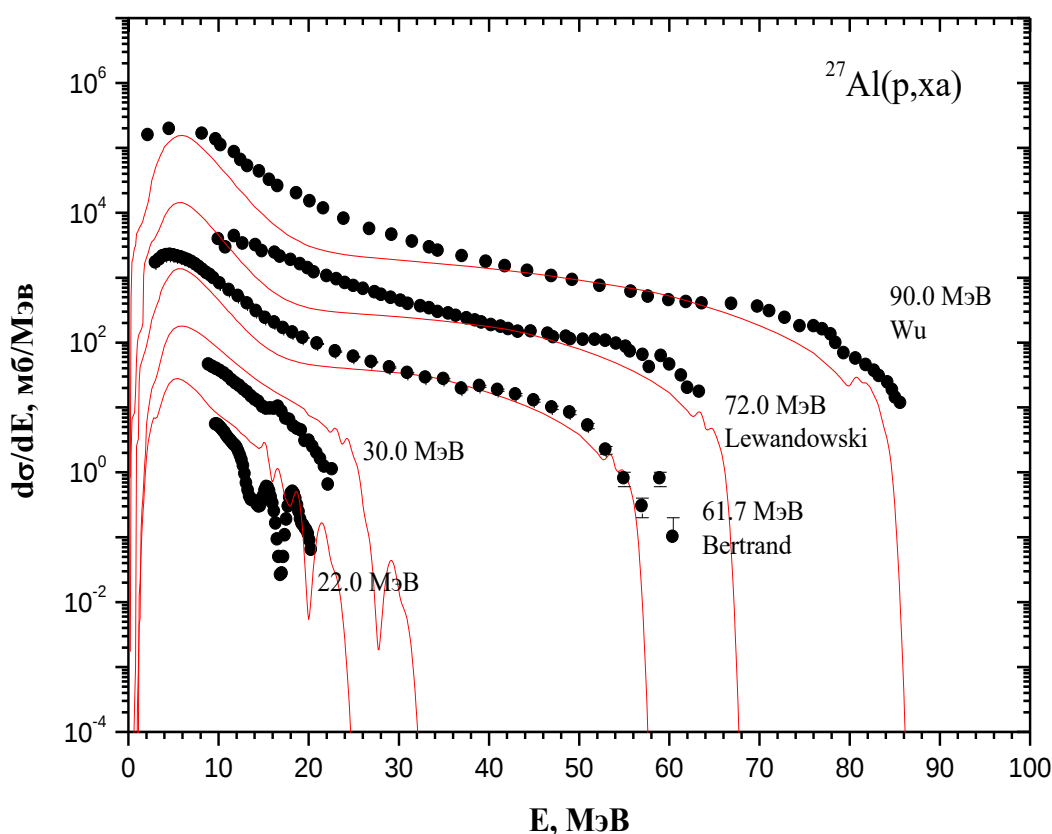
Протондармен атқылау энергиясы 10 МэВ-тан төмен болған жағдайда тепе-теңдік алдылық механизмін ескермеуге болады, себебі тікелей немесе тепе-теңдік ядролық реакциялар басым болады. Дегенмен, 10 МэВ жоғары энергияларда тепе-теңдік алдылық процестер маңыздырақ бола бастайды, себебі бұл жағдайда құрама ядроның ыдырау уақыты оның тепе-теңдікке жету уақытына шамалас болады. Бұл жағдайда ядро толық тепе-теңдікке жетіп

үлгермей жатып ыдырап кетуі мүмкін, сондықтан тепе-теңдік алдылық процестердің үлесі артады.

Кесте 5.1 – Әр түрлі энергиялардағы ^{27}Al (p, xp) реакциясының интегралдық спектр қалыптасуындағы ядролық реакциялар механизмдерінің үлесі

№	E_p , МэВ	Толық, мбн	Тікелей, мбн	Тепе-теңдік алдылық, мбн	Құрама, мбн
1	7	394	57	0.04	337
2	22	549	72.32	256.9	219.5
3	30	487	60.3	315.8	111.3
4	62	339	30.76	306.8	1.44
5	90	277	16.9	260.1	-

Біздің теориялық нәтижелерімізге сәйкес, статистикалық модельдер 7 МэВ энергиясында деректерді жақсы сипаттай алмайтындығы және тәжірибелік мәліметтерді салыстыру үшін әртүрлі өзара әрекеттесулерді ескеру қажеттігі туындайды. Дегенмен, бұл модельдер орташа энергияларда жақсы жұмыс істейді және 30 МэВ энергияда қанағаттанарлық сәйкестікті көрсетеді.



Сурет 5.8 – Әр түрлі энергия мәндеріндегі ^{27}Al (p,x α) реакциясының тәжірибелік (белгілер) және теориялық (сызықтар) интегралдық қималарын салыстыру

Кесте 5.2 – Әр түрлі энергиялардағы ^{27}Al (p, α) реакциясының интегралдық спектрінің қалыптасуындағы ядролық реакциялар механизмдерінің үлесі

№	E_p , МэВ	Толық, мбн	Тікелей, мбн	Тепе-теңдік алдылық, мбн	Құрама, мбн
1	22	86	1.8	21.8	62.8
2	30	56	0.8	24.6	31.0
3	61.7	13	0.03	12.2	0.43
4	72.	10	0.013	9.8	0
5	90	8	0	8.0	0

Тәжірибемізде алынған мәліметтерді деректер базасындағы еңбектермен бірге талдай отырып, ^{27}Al ядросы үшін тепе-теңдік алдылық механизмінде протондар мен альфа-бөлшектерінің шығуы 30 МэВ энергиясында ең жоғары мәнге ие екені расталады. Бұл энергияда көптеген реакция каналдарының ашылуымен байланысты болуы мүмкін. Бөлшектердің энергиясы артқан сайын (p,xp) және (p, α) интегралдық спектрлерінің қалыптасуына негізінен тепе-теңдік алдылық механизмдері әсер етеді, ал тепе-теңдік және тікелей механизмдердің үлесі азая бастайды.

5.9-суретте біз өзіміздің тәжірибелік деректерімізден бөлек, деректер базасынан алынған тәжірибелік мәліметтерге Talys бағдарламасы бойынша қосымша теориялық талдау жүргіздік. Бұл есептеулер әртүрлі зерттеулерден алынған $^{27}\text{Al}(p,xp)$ реакциясының қос-дифференциалдық қималары үшін протон энергиялары $E_p = 28,8; 40; 42; 57; 68$ МэВ кезінде тіркеу бұрыш 60° градуста жасалынды.

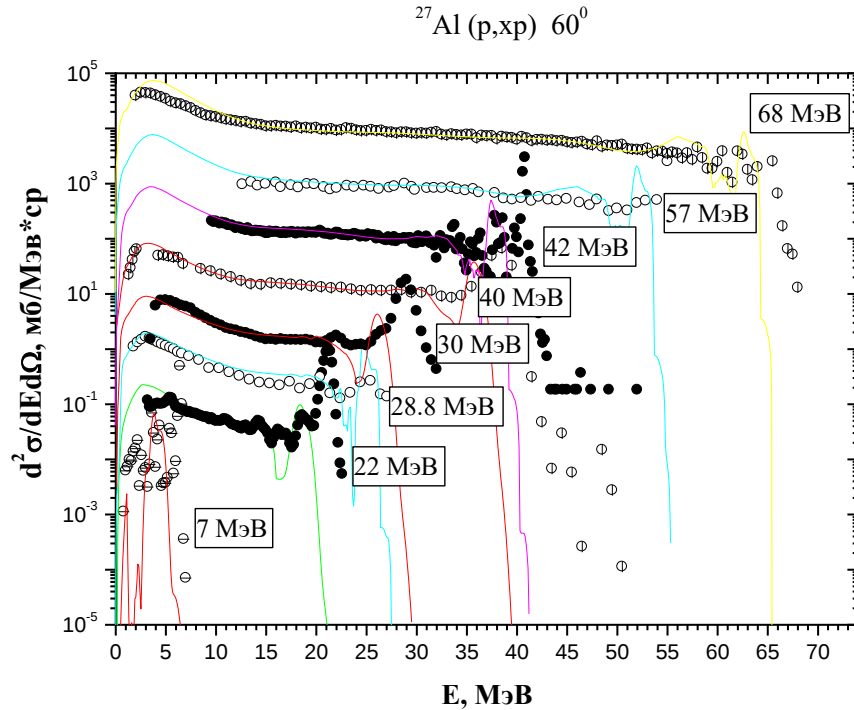
M. Harada, Y. Watanabe және басқалар $^{27}\text{Al}(p,xp)$ реакциясын $E_p = 42$ және 68 МэВ энергияларында 15-тен 150 градусқа дейінгі бұрыштарда 5 градус қадамымен зерттеген [31, 394 б.]. (Нысана қалыңдығы: 0,99 мг/см².)

Y. Yamaguchi және басқалар $^{27}\text{Al}(p,xp)$ реакциясын $E_p = 40$ МэВ энергиясында 15⁰-ден 150⁰ градусқа дейінгі бұрыштарда 5 градус қадамымен зерттеген [32, 16 б.]. (Нысана қалыңдығы: 5 мкм.)

F. E. Bertrand, R. W. Peelle $^{27}\text{Al}(p,xp)$ реакциясын $E_p = 28,8$ МэВ энергиясында (11⁰, 30⁰ және 60⁰ градус бұрыштарында) және 61,7 МэВ энергиясында әртүрлі бұрыштарда зерттеген. (Нысана қалыңдығы: $5,20 \pm 0,052$ және $3,80 \pm 0,038$ мг/см².)

I. Nonaka, Y. Saji [95] $^{27}\text{Al}(p,xp)$ реакциясын $E_p = 57$ МэВ энергиясында зерттеген.

Графиктен көретініміз энергияның өсуімен теориялық сипаттама тәжірибелік мәліметтермен жақсы үйлесетінін байқауымызға болады. Теориялық талдау TALYS бағдарламасымен жасалды, серпімді шашырау қарастырылмаған.



Сурет 5.9 – 60° градустағы $^{27}\text{Al}(p,xp)$ реакциясының қос-дифференциалдық қималары

5.2 ^{59}Co ядросымен әсерлесудегі (p,xp) және (p,α) реакциялары

5.10 және 5.11-суреттерде 7 және 22 МэВ энергиялы протондармен қоздырылған $^{59}\text{Co}(p,xp)$ және $^{59}\text{Co}(p,\alpha)$ реакцияларының қос-дифференциалдық қималары бойынша тәжірибелік деректерге теориялық талдауы келтірілген [96-100]. Нәтижелерден көрініп тұрғандай, қима мәндері энергия өскен сайын біртіндеп азаяды және жоғары энергия аймақтарында салыстырмалы түрде тұрақты сипат алады. Бұл құбылыс реакцияның тепе-теңдік алдылық және көп бөлшекті эмиссия механизмдерінің басымдылығын көрсетеді.

^{59}Co ядросын протондармен атқылаған кездегі ҚДҚ бойынша көретініміз бұрыштық тәуелділіктің айқын байқалатынын көруге болады: кіші бұрыштарда (30°) қималардың мәндері жоғарырақ, ал үлкен бұрыштарда (120°) төмендейді. 30° бұрыштарда теория мен тәжірибенің шамалы алшақтығы байқалады. Ал бұрыш өскен сайын 135° -да теория мен тәжірибе жақсы үйлесім табады. Төменгі бұрыштарда теориялық модельдердің дәлдігін жақсарту үшін тепе-теңдік алдылық процестерді, кулондық әсерлерді, көп бөлшекті шашырауларды, және резонанстық күйлерді жақсырақ сипаттайтын параметрлерді болашақта қосу қажеттігі туындайды. Бұл модельдер мен тәжірибе арасындағы сәйкестікті жақсарту қажет.

Протон пен альфа-бөлшектердің шығу спектрлерінің айырмашылығы олардың ядромен өзара әрекеттесу табиғаты мен кинематикасына байланысты.

Протондар ядроның қоздырылған күйлерін тиімді қоздыра алады, себебі олар жеңіл әрі аз энергия жоғалтады. Бұл үлкен энергия аймағында қосымша каналдардың ашылуына әкеліп, қиманың өсуін қамтамасыз етеді.

Альфа бөлшектің интегралдық қимасының энергия өскен сайын төмендеуінің негізгі себебі атом ядросымен өзара әрекеттесудің табиғатына байланысты:

- Кулондық тосқауыл: альфа бөлшектері оң зарядталғандықтан, олар ядроға жақындаған кезде кулондық тебілу күшіне тап болады. Төмен энергиялы альфа бөлшектер осы тосқауылды жеңе алмайды, сондықтан ядроға жақын келіп, әрекеттесу ықтималдығы жоғарырақ. Энергия өскен сайын, альфа бөлшектердің ядродан шашырау ықтималдығы артады, бұл қиманың төмендеуіне алып келеді.

- Ядролық күштердің әсері: альфа бөлшек ядроға жақындағанда, ядролық күштер Кулон күштерінен басым болып, өзара әрекеттесуді қамтамасыз етеді. Энергия артқан кезде альфа бөлшек ядролық күштер әсер ететін аймақтан тез өтіп кетеді, бұл да интегралдық қиманың төмендеуіне себеп болады.

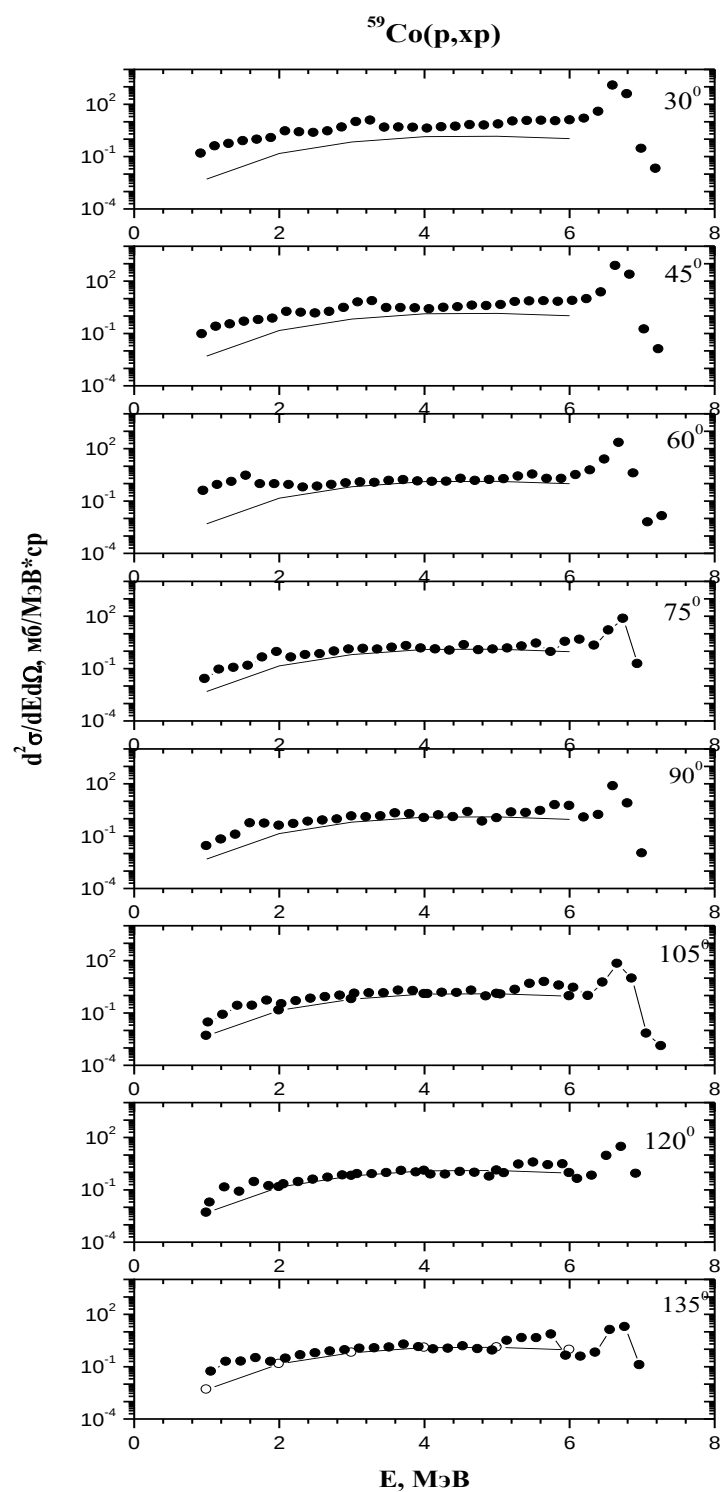
- Дебройль толқынының ұзындығы: альфа бөлшектің энергиясы өскен сайын оның жылдамдығы артады, ал Дебройль толқынының ұзындығы қысқарады. Бұл ядро мен альфа бөлшектің өзара әрекеттесу аймағының тиімділігін төмендетеді.

- Резонанстық құбылыстар: Кейбір энергия деңгейлерінде ядро альфа бөлшектермен резонансқа түсіп, қима уақытша артуы мүмкін. Бірақ энергия одан әрі өскенде бұл әсер жоғалады.

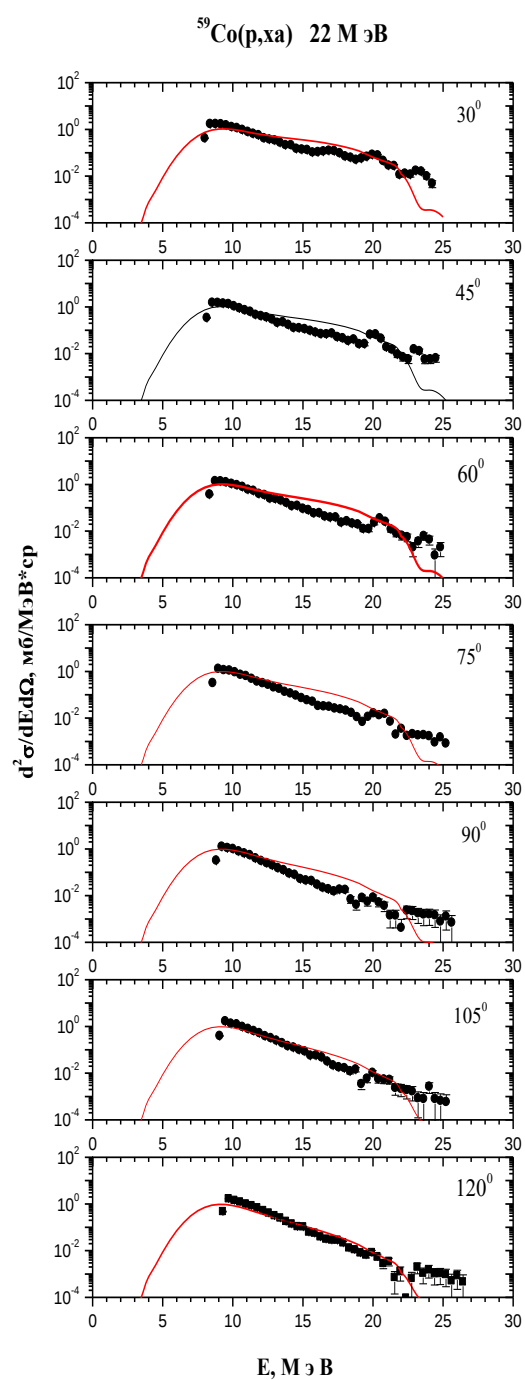
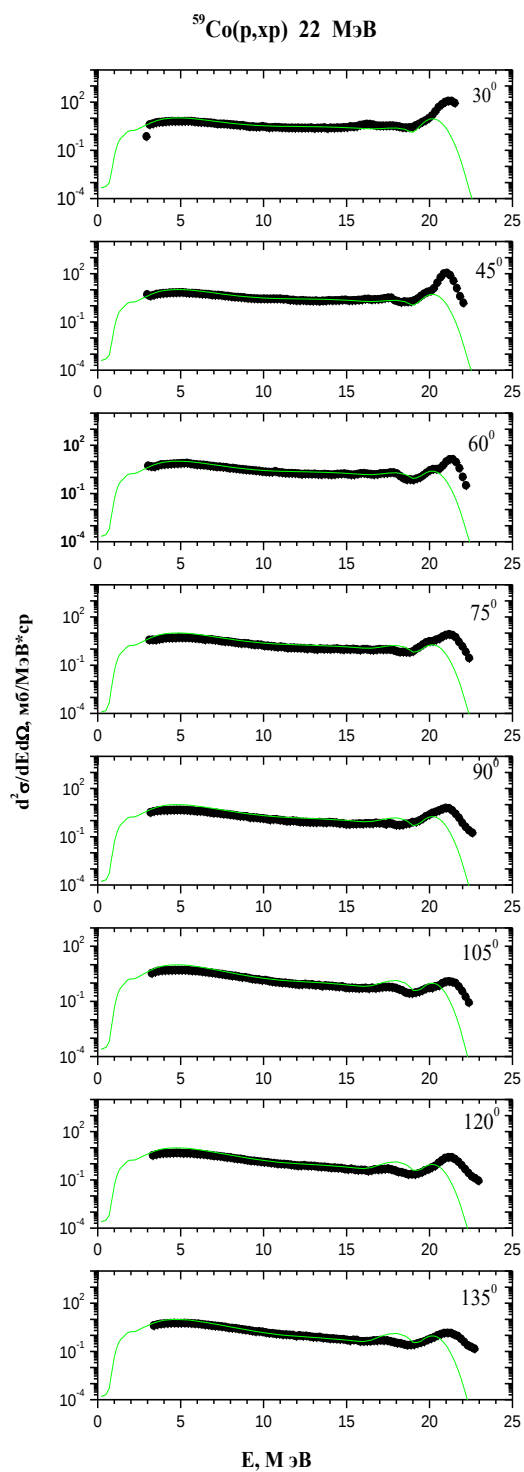
Сонымен қорыта айтсақ протондардың үлкен энергия аймағындағы қимасының өсуі олардың жеңіл бөлшек болуымен, тепе-теңдік алдылық фазада басым болуымен, және жаңа каналдарға оңай қатысуымен түсіндіріледі. Альфа-бөлшектердің шығу спектрінің төмен энергия аймағына шоғырлануы олардың массасы, кулондық бөгет, және тепе-теңдік фазадағы ерекшеліктерімен байланысты. Бұл құбылыстар реакция механизмдері мен бөлшектердің өзара әрекеттесу табиғатының әртүрлілігін көрсетеді [101, 102].

Жалпы алғанда, тәжірибелік мәліметтер теориялық модельдермен (экситондық модель) сипатталатын реакция механизмдеріне сәйкес келеді. Алайда кейбір энергия диапазондарында ауытқулар байқалуы модельдік параметрлерді нақтылау қажеттігін көрсетеді.

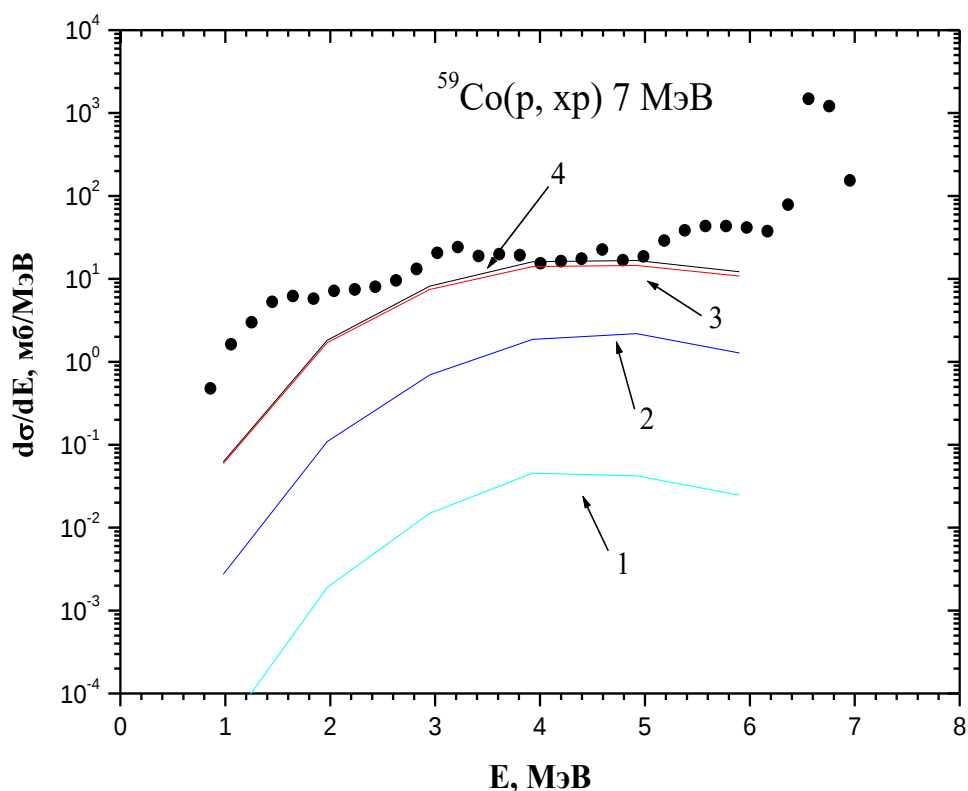
Сурет 5.12-де $E = 7 \text{ МэВ}$ кезіндегі $^{59}\text{Co}(p, \alpha p)$ реакциясының интегралдық қимасы келтірілген. Осы реакцияға теориялық талдау негізінде әр түрлі механизмдердің үлесі анықталды. Негізгі үлесті құрама механизм қосады, ал тікелей мен тепе-теңдік алдылық механизмдер үлесі мардымсыз.



Сурет 5.10 – $E_p=7 \text{ МэВ}$ кезіндегі $^{59}\text{Co}(p, xp)$ реакциясының тәжірибелік (белгілер) және теориялық (сызықтар) ҚДҚ-ды салыстыру



Сурет 5.11 – $E_p=22$ МэВ кезіндегі (а) $^{59}\text{Co}(p, xp)$ және (б) $^{59}\text{Co}(p, \alpha)$ реакцияларының тәжірибелік (белгілер) және теориялық (сызықтар) ҚДҚ-ды салыстыру



Нүктелер – тәжірибелік мәліметтер; сызықтар – теориялық талдау:

1 – тікелей реакцияларының механизмі,

2 – тепе-теңдік алдылық механизмі,

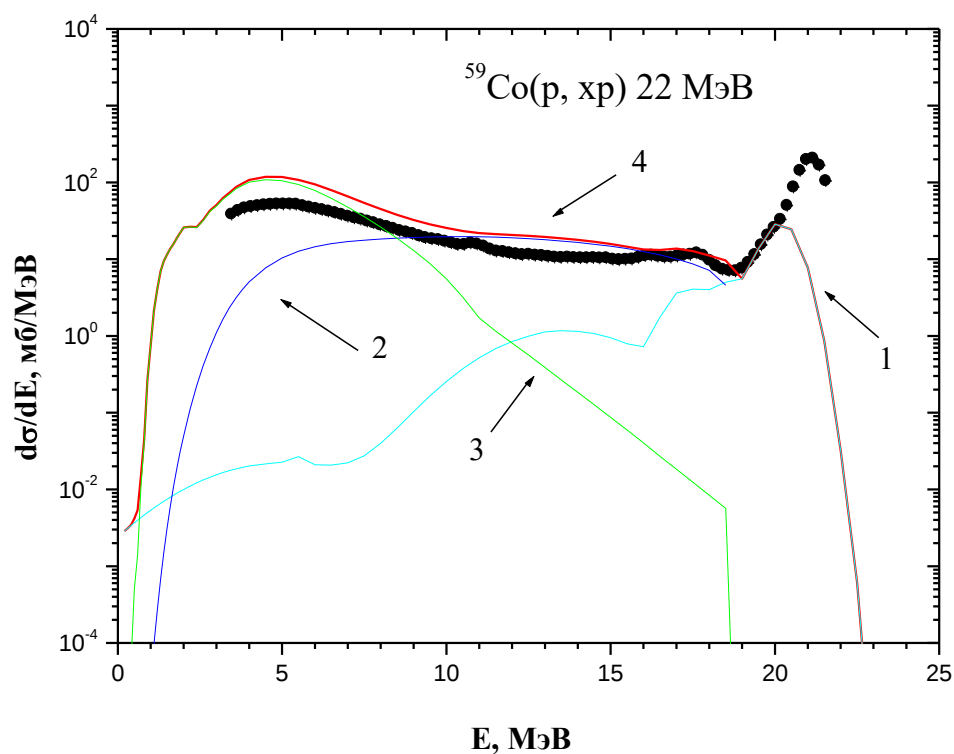
3 – құрамды ядро механизмі,

4 – толық қима.

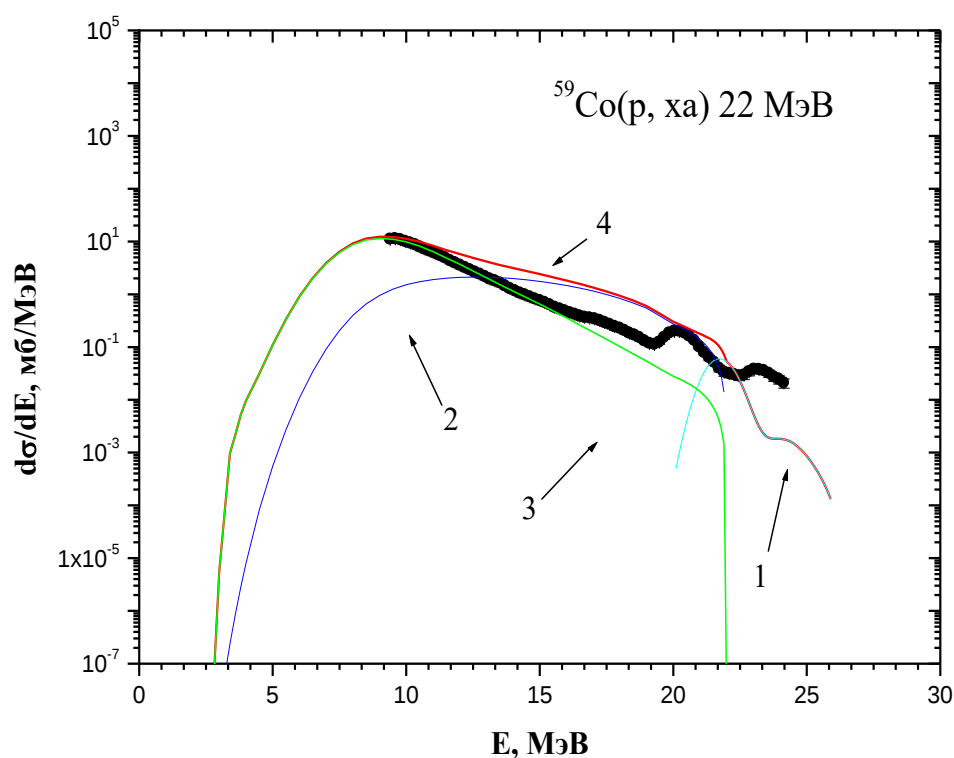
Сурет 5.12 – $E_p = 7$ МэВ кезіндегі $^{59}\text{Co}(p, xp)$ реакциясының тәжірибелік (белгілер) және теориялық (сызықтар) интегралдық қималарын салыстыру

5.13-суретте $E_p = 22$ МэВ кезіндегі $^{59}\text{Co}(p, xp)$ реакциясының энергиясында тәжірибелік және теориялық интегралдық қималарын салыстыруы келтірілген. Әсерлесу қимасынан көрініп тұрғандай энергиясы 9 МэВ-ке дейін құрама механизмдер басым болса, 9-19 МэВ аралығында негізгі үлесті тепе-теңдік алдылық механизмі қосады. Тікелей үдерістер жоғарғы энергия аймағында өседі. Тәжірибе мен теория арасында қанағаттанарлық сәйкестік алынды, әсіресе тікелей механизмдер аймағында.

5.14-суретте $E_p = 22$ МэВ кезіндегі $^{59}\text{Co}(p, \alpha)$ әсерлесу қимасы бейнеленген. 13 МэВ-тен 23 МэВ-ке дейінгі аралықта негізгі үлесті тепе-теңдік алдылық механизмі қосады. Құрама механизм төменгі энергия аймағында басымырақ болса, жоғарғы энергия аймағында тікелей механизмнің ролі асады. $^{59}\text{Co}(p, \alpha)$ әсерлесуінде құрама механизмі жақсырақ үйлескен.

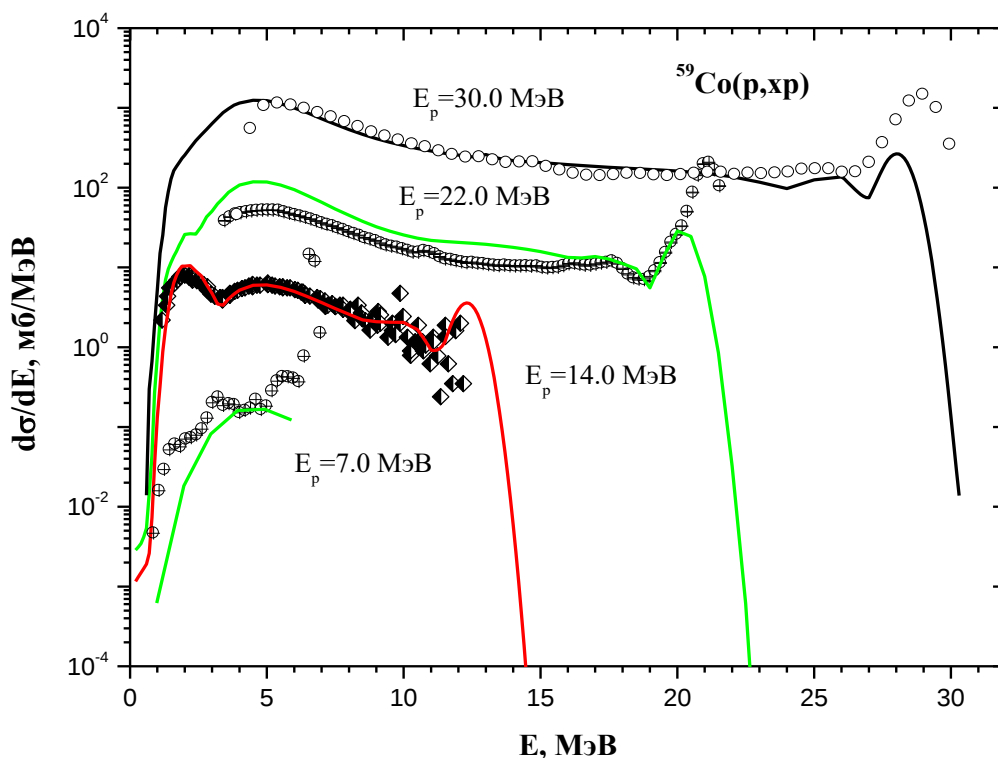


Сурет 5.13 – $^{59}\text{Co}(p, xp)$ процесінің $E_p = 22 \text{ МэВ}$ энергиясында тәжірибелік (белгілер) және теориялық (сызықтар) интегралдық қималарын салыстыру



Сурет 5.14 – $E_p = 22 \text{ МэВ}$ кезіндегі $^{59}\text{Co}(p, xa)$ реакциясының тәжірибелік (белгілер) және теориялық (сызықтар) интегралдық қималарын салыстыру

5.15-суретте ^{59}Co ядросындағы (p,xp) реакцияларының интегралдық қималары бойынша теориялық және тәжірибелік мәліметтердің $E=7, 22, 30$ МэВ энергиялар мәндерінде салыстырылуы көрсетілген. Сонымен қатар, деректер қорынан алынған Sprinzak [34, 282 б.] еңбегіндегі протон энергиясы 14 МэВ кезіндегі $^{59}\text{Co}(p,xp)$ реакциясының тәжірибелік интегралдық қимасына қосымша теориялық талдау жүргізілді. Тәжірибелік және теориялық есептелген мәндердің арасында жақсы сәйкестік байқалды. Интегралдық спектрлердің қалыптасуындағы ядролық реакцияларының әртүрлі механизмдерінің үлестері кесте 5.3-те көрсетілген.



Сурет 5.15 – $^{59}\text{Co}(p,xp)$ реакцияларының тәжірибелік интегралдық қималарын Talys бағдарламасы бойынша жүргізілген теориялық есептеулермен салыстыру (нүктелер – тәжірибелік мәліметтер)

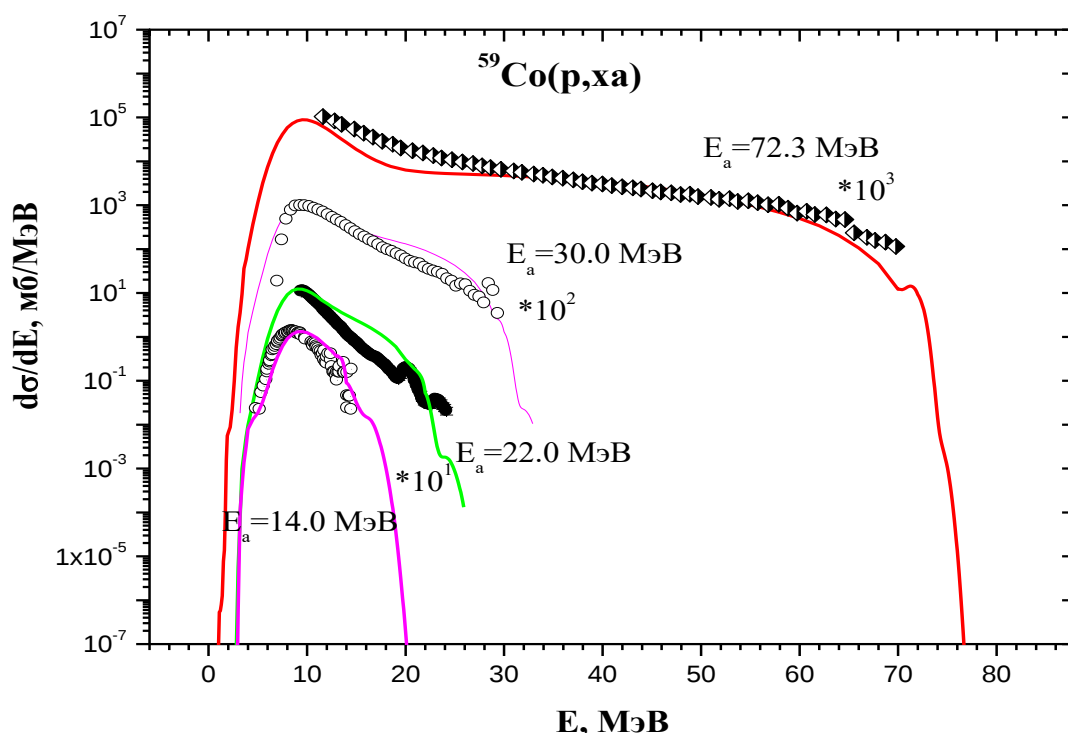
Кесте 5.3 – Әр түрлі энергиялардағы $^{59}\text{Co}(p,xp)$ реакциясының интегралдық спектр қалыптасуындағы ядролық реакциялар механизмдерінің үлесі

E_p , МэВ	Толық, мбн	Құрама, мбн	Тепе теңдік алдылық, мбн	Тікелей, мбн
7	55	48.7	6.14	0.13
14	341	201.6	95.1	44.3
22	500	210.9	249.0	40.5
30	545	142.0	366.0	36.6

Тәжірибелік мәліметтерді теориялық мәндермен салыстыру нәтижесінде, төмен энергиялар жағдайында реакция қимасына негізгі үлесті тепе-теңдік механизмі қосатыны анықталды. Себебі, соққы беретін нуклон алдын ала тепе-

теңдік процестерін бастауға немесе ядроішілік каскадты қоздыруға қабілетсіз. Энергия артқан сайын тепе-теңдік алдылық процестерінің үлесі өсіп, 14–22 МэВ энергияларда олардың реакция қимасындағы үлесі ондаған пайызға жетеді.

Сурет 5.16-да ^{59}Co ядросындағы (p, α) реакцияларының интегралдық қималары бойынша теориялық және тәжірибелік мәліметтердің $E=22$ МэВ энергияда салыстырмалы талдауы көрсетілген. Сонымен қатар, (p, α) реакцияларының интегралдық қималары бойынша деректер базасынан алынған тәжірибелік мәліметтер үшін $E=14$ МэВ және $E=72,3$ МэВ [34, 283 б.; 35, 248 б.] энергияларда қосымша теориялық есептеулер жүргізілді. Интегралдық спектрлердің қалыптасуындағы ядролық реакцияларының әртүрлі механизмдерінің үлестері кесте 5.4-те көрсетілген.



Сурет 5.16 – $^{59}\text{Co}(p, \alpha)$ реакцияларының тәжірибелік интегралдық қималарын Talys бағдарламасы бойынша жүргізілген теориялық есептеулермен салыстыру

22 және 30 МэВ энергияларда алынған жаңа мәліметтер мен мәліметтер базасындағы қолданыстағы деректерді талдай отырып, ^{27}Al ядросы үшін тепе-теңдік алдылық механизмі кезінде протондардың шығуының ең жоғары мәні ^{59}Co ядросы үшін 30 МэВ энергияда байқалатынын атап өтуге болады.

(p, α) және $(p, \alpha p)$ реакцияларының интегралдық қималарының ұшып шыққан бөлшектердің түріне байланысты тәуелділігі анықталды. Алынған мәліметтерге сәйкес, протондардың шығу кезінде өзара әрекеттесу қимасы α -бөлшектердің шығуына қарағанда әлдеқайда жоғары екенін байқауға болады.

Кесте 5.4 – Әр түрлі энергиялардағы $^{59}\text{Co}(\text{p},\alpha)$ реакциясының интегралдық спектр қалыптасуындағы ядролық реакциялар механизмдерінің үлесі

E_p , МэВ	Толық, мбн	Құрама, мбн	Тепе теңдік алдылық, мбн	Тікелей, мбн
14	60	54.2	5.4	0.04
22	50	32.8	17.2	0.1
30	48	25.7	22.1	0.2
72.3	18	1.63	16.5	0

Сондай-ақ, қиманың шығатын бөлшектердің ядро түріне тәуелділігін талдай отырып, протондар мен α -бөлшектердің шығуы бірдей энергияда ^{27}Al ядросында ^{59}Co ядросына қарағанда көбірек болатыны анықталды.

5.3 ^{27}Al и ^{59}Co ядроларымен әсерлесудегі (α,xp) , (α,α) реакциялары

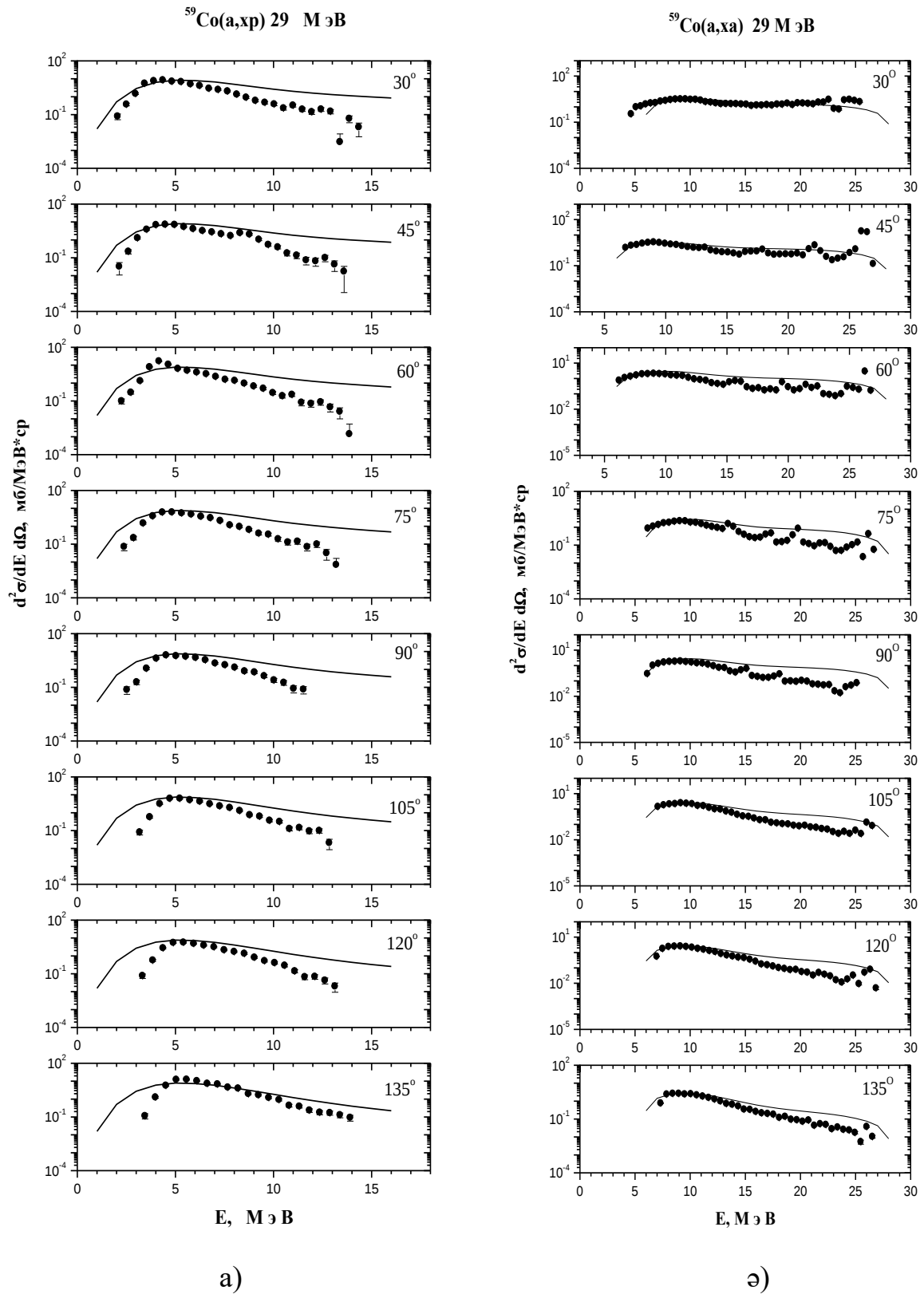
29 МэВ энергиялы α -бөлшектерімен ^{27}Al және ^{59}Co ядроларында жүретін реакцияларының тәжірибелік нәтижелеріне Talys есептеу коды арқылы теориялық талдау жүргізілді. Бұл талдау барысында протондар мен α -бөлшектердің инклюзивті спектрлерін қалыптастыратын негізгі реакция механизмдерінің үлестері анықталды.

$^{27}\text{Al}(\alpha,\text{xp})$ және $^{59}\text{Co}(\alpha,\text{xp})$ реакцияларының қос-дифференциалдық қималарының теориялық сипаттамасын алу үшін тепе-теңдік алдылық механизмін ескеретін экситондық модель қолданылды. Бұл модельде бастапқы конфигурация ретінде жартылай толтырылған және бос деңгейлерден тұратын сызба қарастырылды. Есептеулерді тәжірибемен сәйкестендіру мақсатында нормалау коэффициенті $K_g = 15$ МэВ деп қабылданды [89, 10 б.].

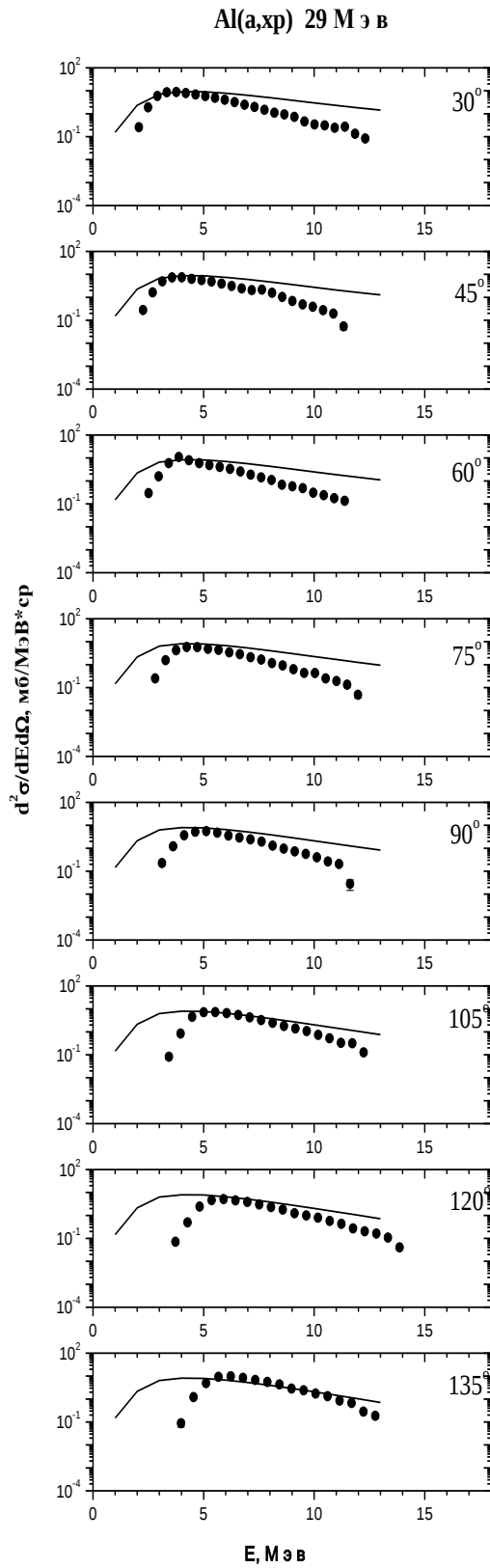
5.17 және 5.18-суреттерде $^{27}\text{Al}(\alpha,\text{xp})$, $^{27}\text{Al}(\alpha,\alpha)$, $^{59}\text{Co}(\alpha,\text{xp})$ және $^{59}\text{Co}(\alpha,\alpha)$ реакцияларының қос-дифференциалдық қималары тәжірибелік нәтижелермен салыстырылып берілген. Бұл салыстырулардан теория мен тәжірибенің жалпы үйлесімділігі байқалғанымен, кейбір энергия аймақтарында шамалы айырмашылықтар көрінеді. Мұндай алшақтықтар көбінесе модель параметрлерінің нақтылану қажеттігінен немесе резонанстық күйлер мен көп бөлшекті эмиссияның үлесі толық ескерілмегенінен туындауы мүмкін.

5.19 және 5.20-суреттерде $^{59}\text{Co}(\alpha,\text{xp})$ және $^{27}\text{Al}(\alpha,\text{xp})$ реакцияларының интегралдық қималары көрсетілген. Интегралдық қималарды тәжірибелік деректермен салыстыру нәтижесінде, екі ядро үшін де спектрдің қалыптасу сипаты ұқсас екендігі анықталды. Бұл ұқсастық α -бөлшектердің ядромен өзара әрекеттесуіндегі ортақ заңдылықтарды көрсетеді.

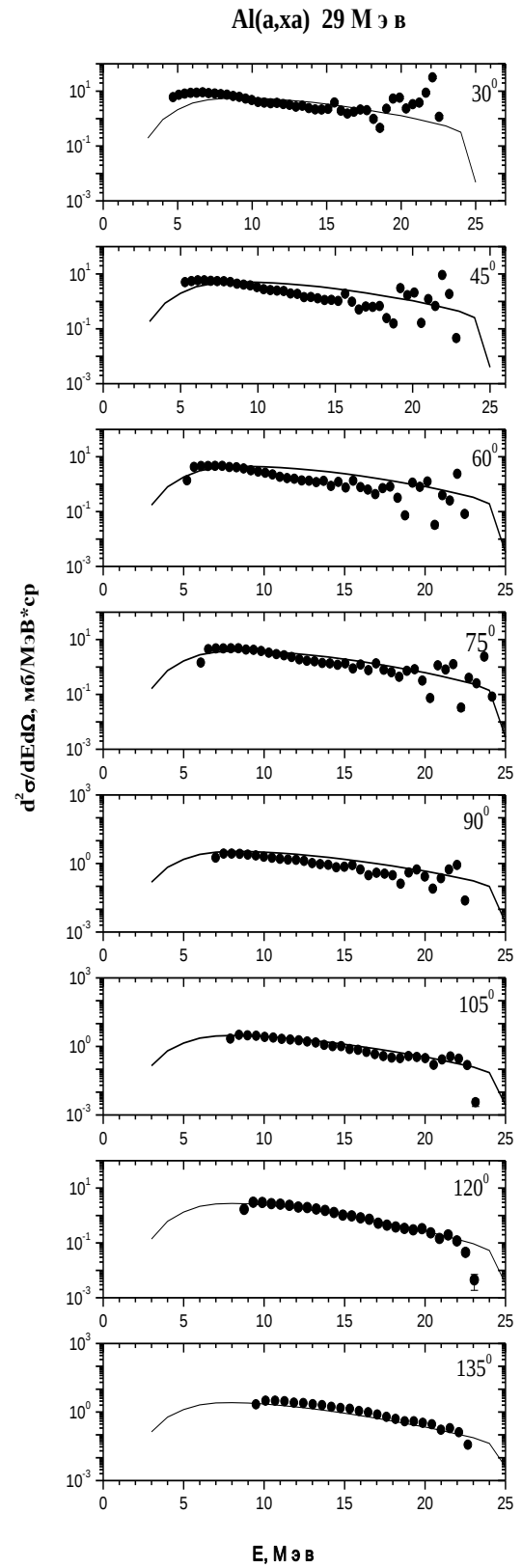
Әртүрлі ядролық реакция механизмдерінің интегралдық спектрлердің қалыптасуына қосқан үлестері кесте 5.5-те көрсетілген. Аталған деректер α -бөлшектердің қатысуымен жүретін реакциялардағы тікелей, тепе-теңдік алдылық және құрама механизмдерінің салыстырмалы маңызын бағалауға мүмкіндік береді.



Сурет 5.17 – $E_\alpha=29$ МэВ кезіндегі (а) $^{59}\text{Co}(\alpha, \text{xp})$ және (ә) $^{59}\text{Co}(\alpha, \text{x}\alpha)$ реакцияларының тәжірибелік (символдар) және теориялық (сызық) КДҚ-ды салыстыру

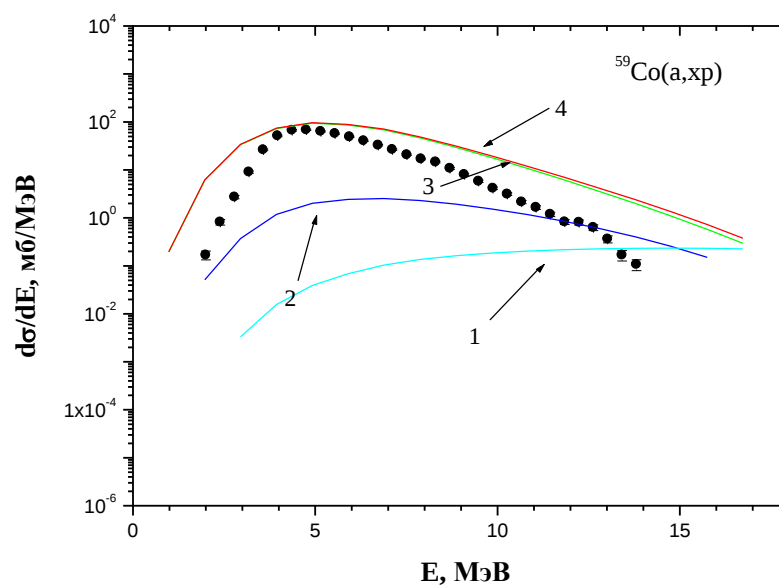


а)

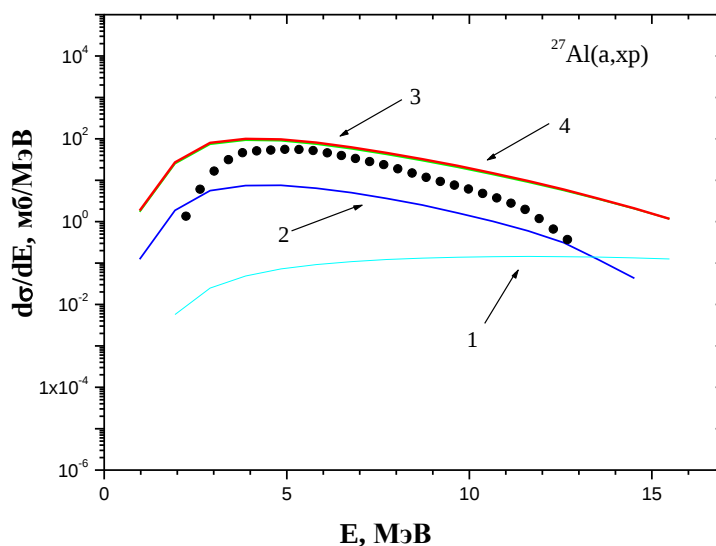


ә)

Сурет 5.18 – $E_\alpha=29$ МэВ кезіндегі (а) $^{27}\text{Al}(\alpha, \text{xp})$ және (ә) $^{27}\text{Al}(\alpha, \text{x}\alpha)$ реакцияларының тәжірибелік (символдар) және теориялық (сызық) ҚДҚ-ды салыстыру



Сурет 5.19 – $E_\alpha=29$ МэВ кезіндегі $^{59}\text{Co}(\alpha,\text{xp})$ реакцияларының тәжірибелік интегралдық қималарын теориялық есептеулермен салыстыру



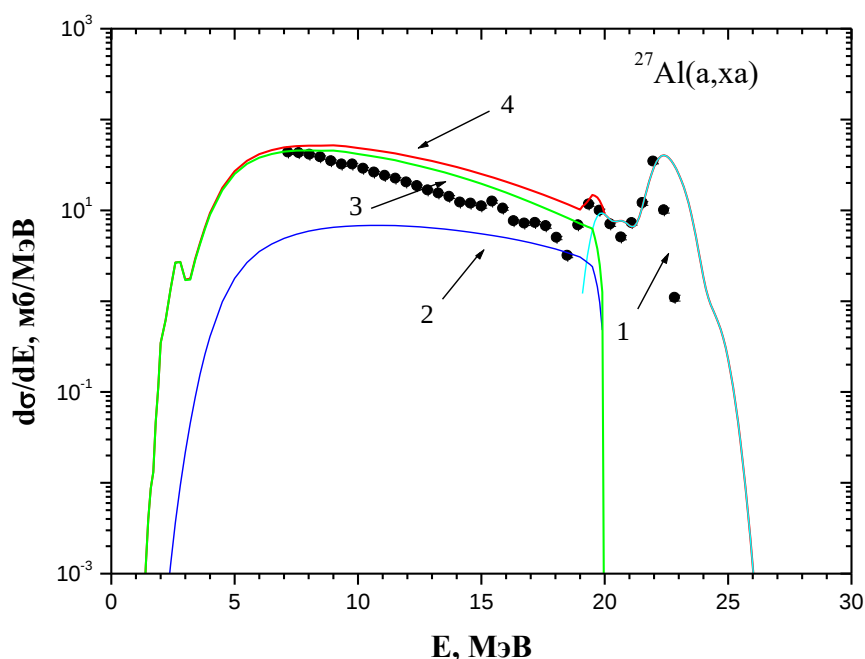
Сурет 5.20 – $E_\alpha=29$ МэВ кезіндегі $^{27}\text{Al}(\alpha,\text{xp})$ реакцияларының тәжірибелік интегралдық қималарын теориялық есептеулермен салыстыру

Кесте 5.5 – $^{27}\text{Al}(\alpha,\text{xp})$ және $^{59}\text{Co}(\alpha,\text{xp})$ реакцияларының интегралдық спектр қалыптасуындағы ядролық реакциялар механизмдерінің үлесі

Нысана	E , МэВ	Тікелей, мбн	Тепе-теңдік алдылық, мбн	Құрама, мбн	Толық, мбн
^{27}Al	29	87.8	41.2	550.0	679
^{59}Co		82.5	17.8	423.0	523

20 МэВ-ке дейінгі энергия аймағында негізгі үлесті құрамдас ядро механизмі береді. Ал тепе-теңдік алдылық механизмнің рөлі шамалы ғана. Бұл тепе-теңдік алдындағы процестердің тек шектеулі энергия диапазонында ғана маңызды екенін көрсетеді.

Есептелген қималарды тәжірибелік мәліметтермен салыстыру нәтижесінде, $^{27}\text{Al}(\alpha, \chi\alpha)$ жағдайында (Сурет 5.21), α -бөлшектер спектрінің қалыптасуына негізгі үлес құрама механизмге тиесілі екені анықталды. Орташа энергиялы аймақта тепе-теңдік алдылық механизмі ескерілуі қажет. Ал ұшып шығатын α -бөлшектер энергиясы артқан сайын негізгі рөлді тікелей механизмдер атқара бастайды.



Нүктелер – тәжірибелік мәліметтер; сызықтар – теориялық талдау:

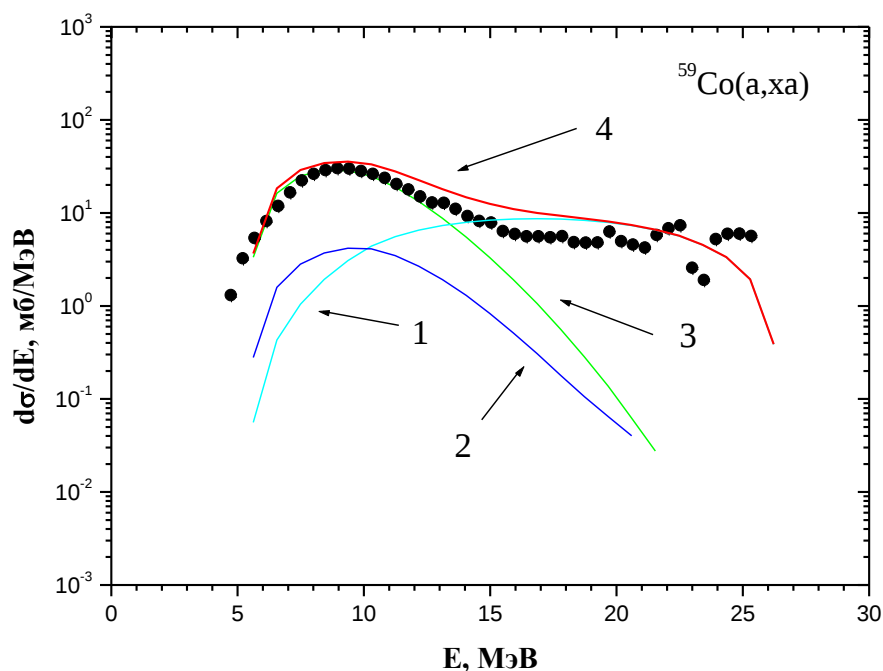
- 1 – тікелей реакцияларының механизмі,
- 2 – тепе-теңдік алдылық механизмі,
- 3 – құрамды ядро механизмі,
- 4 – толық қима.

Сурет 5.21 – $E_\alpha=29$ МэВ кезіндегі $^{27}\text{Al}(\alpha, \chi\alpha)$ реакцияларының тәжірибелік интегралдық қималарын теориялық есептеулермен салыстыру

$^{59}\text{Co}(\alpha, \chi\alpha)$ реакциясынан α -бөлшектердің түзілуі сурет 5.22-де келтірілген. Тәжірибелік және теориялық есептеулер арқылы алынған интегралдық қималарды салыстыру нәтижесінде, 17 МэВ энергияға дейінгі аймақта спектрдің түзілуі негізінен құрама ядро механизмі арқылы жүретіні анықталды. 25 МэВ-тан жоғары энергиялар аймағында спектрдің жоғары энергиялық бөлігі тікелей механизмдермен қамтамасыз етіледі. Бұл аймақта тепе-теңдік алдылық механизмінің рөлі айтарлықтай басым емес. Интегралдық

спектрлердің қалыптасуындағы ядролық реакцияларының әртүрлі механизмдерінің үлестері кесте 5.6-да көрсетілген.

Ядролық реакцияларының механизмдері әсерлесу уақыты мен энергия таралу ерекшеліктеріне байланысты ажыратылады. Альфа-бөлшектің массасы ($m_\alpha \approx 4m_p$) үлкен болғандықтан, оның ядроға ену кезіндегі кинетикалық энергиясының көп бөлігі ядроның ішкі деңгейлеріне беріледі.



Нүктелер – тәжірибелік мәліметтер; сызықтар – теориялық талдау:

1 – тікелей реакцияларының процесі,

2 – алдын ала тепе-теңдік процесі,

3 – құрамды ядро механизмі,

4 – толық қима.

Сурет 5.22 – $E_\alpha = 29$ МэВ кезіндегі $^{59}\text{Co}(\alpha, x\alpha)$ реакцияларының тәжірибелік интегралдық қималарын теориялық есептеулермен салыстыру

Кесте 5.6 – $^{27}\text{Al}(\alpha, x\alpha)$ және $^{59}\text{Co}(\alpha, x\alpha)$ реакцияларының интегралдық спектр қалыптасуындағы ядролық реакциялар механизмдерінің үлесі

Нысана	$E, \text{МэВ}$	Тікелей, мбн	Тепе-теңдік алдылық, мбн	Құрама, мбн	Толық, мбн
^{27}Al	29	54.6	77.8	389.0	521
^{59}Co		120.9	59.1	154.0	334

Энергияның таралуы және реакцияның дамуы үшін қажетті уақыт:

$$\tau_{\text{compound}} \gg \tau_{\text{pre-equilibrium}}$$

мұнда τ_{compound} – құрама ядро механизмінің уақыты, ал $\tau_{\text{pre-equilibrium}}$ – тепе-теңдік алдылық механизм уақыты. Протонның жеңіл болуы және кулондық тосқауылдың төмендігі энергияның ядро ішінде жылдам таралуына мүмкіндік береді. Бұл тепе-теңдікке жетпеген күйде энергия бөлшектердің эмиссиясына әкеледі. Эмиссия ықтималдығы тепе-теңдік алдындағы механизм үшін шамамен келесі өрнекпен сипатталады:

$$P_{\text{pre-equilibrium}} \propto e^{-\Gamma_{\text{compound},t}},$$

Γ_{compound} – құрамдас ядро күйінің диссипация жылдамдығы.

Альфа-бөлшектердің ауырлығы мен кулондық тосқауылы олардың ядро ішінде энергияны толық таратуына және құрамдас ядро механизмінің басым болуына ықпал етеді. Ал протондар үшін әсерлесу уақыты қысқа болғандықтан, оларда тепе-теңдік алдындағы механизмдер басым рөл атқарады. Осылайша, бірдей энергияда (22 МэВ) альфа-бөлшектерімен атқылау құрамдас механизмді, ал протондармен атқылау тепе-теңдік алдындағы механизмдерді басым етеді.

Реакцияларының парциалдық қималары бойынша деректерді талдай отырып, протондардың шығу мөлшері альфа-бөлшектердің шығу мөлшерінен әлдеқайда жоғары екенін растауға болады. Бөлшектердің шығу қимасының ядро түріне тәуелділігін ескерсек, ^{27}Al ядросындағы протондар мен α -бөлшектердің шығуы ^{59}Co ядросына қарағанда көбірек [103-108]. Бұл келесі себептермен түсіндіріледі: кулондық тосқауылдың төмен болуы, нуклон байланысының энергиясы аз болуы сәйкесінше бөлшектердің шығу ықтималдығының жоғары болуы. Осы жұмыста қарастырылған реакцияларының теориялық талдау негізіндегі қималар мәндері кесте 5.7-де жинақталып келтірілген.

Кесте 5.7 – Зерттелген реакцияларының толық тізімі

Нысана	Реакция, мбн.	Бөлшек энергиясы, МэВ		Ядролық реакциялар механизмі			
		Біз. тәж.	Басқа көздер.	Тікелей, мбн.	Тепе-теңдік алдылық, мбн.	Тепе-теңдік, мбн.	Толық, мбн.
^{27}Al	(p,xp)	7		57	0.04	337	394
		22		72.32	256.98	219.48	549
		30		60.30	315.84	111.2	487
			62 Bertran	30.76	306.82	1.44	339
			90 Wu	16.86	260.09	-	277
^{59}Co	(p,xp)	7		0.13	6.14	48.7	55
			14 Spinzak	44.3	95.1	201.6	341
		22		40.5	249.0	210.9	500
		30		36.6	366.0	142.0	545

Кесте 5.7 жалғасы

Нысана	Реакция, мбн.	Бөлшек энергиясы, МэВ		Ядролық реакциялар механизмі			
		Біз. тәж.	Басқа көздер.	Тікелей, мбн.	Тепе-теңдік алдылық, мбн.	Тепе-теңдік, мбн.	Толық, мбн.
^{27}Al	(p, x α)	22		1.8	21.8	62.8	86
		30		0.79	24.64	31.0	56
			61.7	0.03	12.19	0.44	13
			72.0 Lewandowski	0.013	9.89	0	10
			90.0	0	8	0	8
^{59}Co	(p, x α)		14 Spinzak	0.041	5.4	54.2	60
		22		0.08	17.2	32.8	50
		30		0.021	22.1	25.7	48
			72.3 Lewandow.	0	16.5	1.63	18
^{27}Al	(α , xp)	29		87.8	41.2	550.0	679
	(α , x α)			54.6	77.8	389.0	521
^{59}Co	(α , xp)			82.5	17.8	423.0	523
	(α , x α)			120.9	59.1	154.0	334

Кесте 5.7 бойынша жүргізілген талдау нәтижелері ^{27}Al және ^{59}Co ядроларымен протондар мен α -бөлшектердің әсерлесуінде реакция қималарының құрылымын анық көрсетті. Теориялық талдау бойынша барлық жағдайларда тікелей процестердің үлесі өте аз, ал толық қиманың негізгі бөлігін тепе-теңдік алдылық және тепе-теңдік (құрама ядро) механизмдері қамтамасыз етеді.

Протондардың әсерлесуі кезінде (p, xp) реакциялары басым қималарға ие болып, жүздеген миллибарнға жетеді, ал (p, x α) реакцияларындағы қималар едәуір төмен. Керісінше, α -бөлшектердің кіріс арнасындағы реакциялар ((α , xp), (α , x α)) жоғары қималармен (300–700 мбн) сипатталады, бұл α -бөлшектердің ядролық өзара әрекеттесулердегі ерекше рөлін дәлелдейді.

Жалпы алғанда, нәтижелер ядролық реакциялардағы тепе-теңдік алдылық механизмнің жетекші рөлін, ал тікелей процестердің мардымсыз үлесін көрсетті. Сонымен қатар, α -бөлшектердің қатысуымен жүретін реакциялар протондық реакцияларға қарағанда интегралдық қималардың жоғары мәндерімен ерекшеленді.

ҚОРЫТЫНДЫ

^{27}Al және ^{59}Co ядроларын атқылайтын бөлшектің энергиясы протондар үшін 7 және 22 МэВ болатын (р,хр) және (р,х α) реакцияларының, сонымен қатар α -бөлшектер үшін энергиясы 29 МэВ болатын (α ,хр) и (α ,х α) реакцияларының тәжірибелік қос-дифференциалдық және интегралдық қималарының нәтижелері алынды.

Протон энергиясы 7 МэВ болған жағдайда, реакция қимасына негізгі үлесті тепе-теңдік үдерісі қосады, өйткені келіп түскен нуклон тепе-теңдік алдылық үдерістерді тудыра алмайды. Ал $E_p=22$ МэВ кезінде тепе-теңдік алдылық үдерістер үлесінің артатындығы байқалады. α -бөлшектердің энергиясы 29 МэВ кезіндегі, $^{59}\text{Co}(\alpha, \text{х}\alpha)$, $^{59}\text{Co}(\alpha, \text{хр})$ және $^{27}\text{Al}(\alpha, \text{хр})$, $^{27}\text{Al}(\alpha, \text{х}\alpha)$ реакциялары үшін бөлшектердің түзілуі керісінше негізінен тепе-теңдік үдерістер арқылы жүзеге асады.

7; 22 МэВ энергияларда алынған мәліметтерді деректер базасындағы 30; 62; 90 МэВ энергияларымен салыстырып, талдай отыра, (р,хр) және (р,х α) реакциялар үшін тепе-теңдік алдылық механизмінде протондар мен альфа бөлшектердің шығуы 30 МэВ энергияда жоғары екендігі байқалды. Себебі бұл энергияда реакция арналарының көбірек ашылуымен түсіндіріледі.

^{27}Al және ^{59}Co ядросында (р,хр) және (р,х α) реакцияларының инклюзивті спектрлері бұрын мұндай егжей-тегжейлі зерттелмеген. Тепе-теңдік алдылық реакцияларының осы энергиялар аумағында кеңейтілуі ядролық реакцияларының тепе-теңдік механизмін түсіну үшін, сондай-ақ өлшенген тәжірибелік деректерді түсіндіретін теориялық модельдерді әзірлеу үшін өте маңызды. Алынған тәжірибелік деректерді деректер қорымен бірге қарастыру арқылы, ядролық реакцияларының әртүрлі механизмдерінің үздіксіз энергетикалық спектрлерді қалыптастырудағы рөлінің өзгеру динамикасы зерттелді.

30 МэВ энергияға дейінгі протондар бойынша тәжірибелік деректердің жоқтығын ескере отырып, бұл тәжірибелік зерттеу тепе-теңдік алдылық реакцияларының механизмін және энергияға тәуелділік деңгейін зерттеуде маңызды рөл атқарады. Жоғарыда айтылған теориялық модельдердің алынған тәжірибелік деректерді түсіндіру үшін сәйкестігі де назарға алынды. Біздің есептеулер көрсеткендей, тепе-теңдік алдылық үдерістер үшін экситон моделі, құрама механизмі үшін Хаузер-Фешбах моделі және тікелей үдерістер үшін Конинг пен Делароштың оптикалық потенциалын 22 МэВ-тен жоғары энергияларында протондық және α -бөлшектер спектрлерін жақсы түсіндіреді. Дегенмен, 7 МэВ энергиясындағы протондық спектрлерді әртүрлі реакция модельдерін қарастыру арқылы егжей-тегжейлі зерттеу қажет.

^{27}Al және ^{59}Co ядроларында α -бөлшектердің 29 МэВ энергиясында (α ,хр) және (α ,х α) реакцияларының қос-дифференциалдық және интегралдық қималарының жаңа тәжірибелік спектрлері алынды. Бұл реакцияларының парциалды қималары анықталды. Теориялық есептеулер модификацияланған екі компонентті экситон моделі негізінде жүргізілді. ^{27}Al және ^{59}Co ядроларында 29 МэВ энергиясындағы (α ,хр) реакциясы үшін алынған

тәжірибелік спектрлердің теориялық сипаттамасы көрсеткендей, 17 МэВ дейінгі екінші реттік протондардың спектрін қалыптастыру негізінен құрамдас ядро механизмі арқылы жүреді.

Сараптама нәтижелері көрсеткендей, бөлшектердің шығу қимасы ядроның түріне тәуелді: бірдей энергия кезінде ^{27}Al ядросында протондар мен α -бөлшектердің шығуы ^{59}Co ядросына қарағанда көбірек. Ядролардың массалық саны артқан сайын экситон моделі арқылы сипатталатын тепе-теңдік алдылық кезеңінің рөлі төмендейді.

Бұл зерттеу нәтижелері ядролық реакциялар теориясын жетілдіруге, радиациялық материалтануда, ғарыштық техникада және қауіпсіз ядролық энергетикалық қондырғыларды жобалауда пайдалануға болады. Алынған мәліметтер зерттеу саласындағы заманауи әлемдік деңгейге сай келеді және олар заманауи жабдықтарды қолдану арқылы алынды.

ҚОЛДАНЫЛҒАН ӘДЕБИЕТТЕР ТІЗІМІ

- 1 Status of accelerator driven systems research and technology development. – Vienna: International Atomic Energy Agency, 2015. – 376 p.
- 2 Run L., Shripad T., Fuyu Zh. Comparative Safety Analysis of Accelerator Driven Subcritical Systems and Critical Nuclear Energy Systems // Applied Sciences. – 2021. – Vol. 11, Issue 17. – 8179.
- 3 Риволь Ж.П. Электроядерная установка для уничтожения ядерных отходов // УФН. – 2003. – Т. 173, Вып. 7. – С. 747-755.
- 4 Бзнуни С.А., Барашенков В.С., Жамкочан В.М., Соснин А.Н., Полянский А., Худавердян А.Г. Перспективные электроядерные системы // ЭЧАЯ. – 2003. – Т. 34, Вып. 4. – С. 976-1032.
- 5 Carminati F., Geles C., Klapisch R., Revol P., Roche Ch. An energy amplifier for cleaner and inexhaustible nuclear energy production driven by a particle beam accelerator: CERN report CERN/AT/93-47(ET). – Geneva: CERN, 1993. – 51 p.
- 6 Герасимов А.С., Киселев Г.В. Научно-технические проблемы создания электроядерных установок для трансмутации долгоживущих радиоактивных отходов и одновременного производства энергии (российский опыт) // ЭЧАЯ. – 2001. – Т. 32, Вып. 1. – С. 143-188.
- 7 Bowman C.D., Arthur E.D., Lisowski P.W., Lawrence G.P., Jensen R.J., Anderson J.L., Blind B., Cappiello M., Davidson J.W., England T.R., Engel L.N., Haight R.C., Hughes III H.G., Ireland J.R., Krakowski R.A., LaBauve R.J., Letellier B.C., Perry R.T., Russell G.J., Staudhammer K.P., Versamis G., Wilson W.B. Nuclear energy generation and waste transmutation using an accelerator-driven intense thermal neutron source // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. A. – 1992. – Vol. 320. – P. 336-367.
- 8 Farrell K. Performance of Aluminum in Research Reactors // Comprehensive Nuclear Materials (Second Edition). – Vol. 5. – 2012. – P. 143-175.
- 9 Ebrahiem S.A., Waly B.H. Study of the nuclear properties of an aluminum isotope in the production of third cycle elements // AIP Conference Proceedings. – 2022. – Vol. 2437, Issue 1. – 020087.
- 10 Осинский С., Левитин И., Бубновская Л. и др. Селективность действия редоксактивных комплексов кобальта (III) на опухолевую ткань // Экспериментальная онкология. – 2004. – Т. 26, Вып. 2. – С. 18-24.
- 11 Postma H., Anker F.P. A study of the $^{59}\text{Co}(n, \gamma)$ reaction with polarized neutrons and polarized targets // Nuclear Physics A. – 1973. – Vol. 208, Issue 2. – P. 316-332.
- 12 Li C., Peng L., Xiong W., Rui L., Xian Z., Yuanguang F., Xiangju Z., Dunfu Sh., Dongsheng L., Li D. The application of high fidelity reactor simulation on Cobalt-59 activation calculation // Annals of Nuclear Energy. – 2021. – Vol. 152. – 107986.
- 13 Griffin J.J. Statistical model of intermediate structure // Physical Review Letters. – 1966. – Vol. 17, Issue 9. – P. 478-481.

- 14 Shi X., Gruppelaar H., Akkermans J.M. Effects of angular-momentum conservation in unified pre-equilibrium and equilibrium reaction models // Nucl. Phys. – 1987. – Vol. 466, Issue 2. – P. 333-348.
- 15 Kalbach C. Consistent exciton model calculations with shell structure, pairing and isospin effects // J. Phys. – 1995. – Vol. 21. – P. 1519-1538.
- 16 Akkermans J.M. Angular distribution in exciton and hybrid models for preequilibrium reactions // Phys. Lett. – 1979. – Vol. 82. – P. 20-22.
- 17 Blann M. New precompound decay model // Phys. Rev. – 1996. – Vol. 54. – P. 1341-1349.
- 18 Kalbach C. Surface effects in the exciton model of preequilibrium nuclear reactions // Phys. Rev. – 1985. – Vol. 32. – P. 1157-1168.
- 19 Kalbach C. Surface and collective effects in preequilibrium reactions // Phys. Rev. – 2000. – Vol. 62. – 044608.
- 20 Akkermans J.M., Gruppelaar H. Analysis of continuum gamma-ray emission in precompound-decay reactions // Phys. Lett. – 1985. – Vol. 157. – P. 95-100.
- 21 Obloinsky P. Preequilibrium γ -rays with angular momentum coupling // Phys. Rev. – 1987. – Vol. 35. – P. 407-414.
- 22 Kalbach C. Two-component exciton model: Basic formalism away from shell closures // Phys. Rev. – 1986. – Vol. 33. – P. 818-833.
- 23 Agassi D., Weidenmuller H.A., Mantzouranis G. The Statistical Theory of Nuclear Reactions for Strongly Overlapping Resonances as a theory of transport phenomena // Phys. Rev. – 1975. – Vol. 22. – P. 147-179.
- 24 Nishioka H., Verbaarschot J.J., Weidenmuller H.A., Yoshida S. Statistical theory of precompound reactions: The multistep compound process // Ann. Phys. (NY). – 1986. – Vol. 172. – P. 67-99.
- 25 Tamura T., Udagawa T., Lenske H. Multi-step direct reaction analysis of continuum spectra in reactions induced by light ions // Phys. Rev. – 1982. – Vol. 26, No 2. – P. 379-404.
- 26 Feshbach H., Kerman A., Koonin S. Statistical theory of multi-step compound and direct reactions // Ann. Phys. – 1980. – Vol. 125. – P. 429-476
- 27 Зейдель К., Зелигер Д., Райф Р. Предравновесный распад ядерных реакций // ФЭЧАЯ. – 1976. – Т. 7, Вып. 2. – С. 549.
- 28 Kleinfeller J., Bisplinghoff J., Ernst J., Mayer-Kickuk T., Baur G., Hoffmann B., Shyam R., Trautmann D. Study of inclusive proton spectra from low energy deuteron reactions in terms of spectator break-up and Coulomb dissociation of the projectile // Nucl. Phys. – 1981. – Vol. 370. – P. 205-230.
- 29 Richter W.A., Cowley A.A., Hillhouse G.C., Stander J.A., Koen J.W., Steyn S.W., Lindsay R., Julies R.E., Lawrie J.J., Pilcher J.V., Hodgson P.E. Preequilibrium (p,p') measurements and calculations for ^{90}Zr and neighbouring nuclei for incident energies up to 200 MeV // Physical Review. – 1994. – Vol. 49. – P. 1001-1011.
- 30 Bertrand F., Peelle R. Complete hydrogen and helium particle spectra from 30-to 60-MeV proton bombardment of nuclei with $A= 12$ to 209 and

comparison with the intranuclear cascade model // *Physical Review C*. – 1973. – Vol. 8. – P. 1045-1064.

31 Harada M., Watanabe Y., Tanaka Y., Matsuoka Y., Shin K., Meigo S., Nakashima H., Takada H., Sasa T., Iwamoto O., Fukahori T., Chiba S., Tanaka S. Light charged-particle production in proton-induced reactions on ^{12}C , ^{27}Al , ^{58}Ni , ^{90}Zr , ^{197}Au , and ^{209}Bi at 42 and 68 MeV // *Journal of Nuclear Science and Technology*. – 2002. – Supplement 2. – P. 393-396.

32 Watanabe Y., Kumabe I., Hyakutake M., Koori N., Ogawa K., Orito K., Akagi K., Oda N. Preequilibrium (p,p') spectra for nuclei around neutron number 50 // *Phys. Rev. C*. – 1987. – Vol. 36. – P. 1325-1334.

33 Жолдыбаев Т.К. Экспериментальное исследование инклюзивных спектров реакций (p,xp) и (p,x α) на ядрах ^{27}Al , ^{120}Sn , ^{204}Pb и ^{207}Pb при $E_p=30$ МэВ: диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук: 01.04.16. – Алматы, 2010. – 132 с.

34 Sprinzak A., Kennedy A.J., Pacer J.C., Wiley J., Porile N.T. Systematics of (p, p') and (p, α) spectra from 14 MeV proton bombardment of medium-A targets // *Nuclear Physics A*. – 1973. – Vol. 203. – P. 280-294.

35 Lewandowski Z., Loeffler E., Wagner R., Mueller H., Reichart W., Schober P. Analyzing power in the continuum of the (p, x α) and (p, x) reactions on ^{12}C , ^{27}Al , ^{58}Ni , ^{90}Zr , ^{209}Bi at $E_p=72$ MeV // *Nuclear Physics A*. – 1982. – Vol. 389. – P. 247-260.

36 Cowley A.A., et al. Inclusive (p, α) reactions on ^{27}Al , ^{59}Co , and ^{197}Au at incident energies of 120, 160, and 200 MeV // *Phys. Rev. C*. – 1996. – Vol. 54. – P. 778-783.

37 Schoen N.C., Orlov G., McDonald R.J. Excitation functions for radioactive isotopes produced by proton bombardment of Fe, Co, and W in the energy range from 10 to 60 MeV // *Phys. Rev. C*. – 1979. – Vol. 20. – P. 88-92.

38 Дуйсебаев А., Дуйсебаев Б.А., Жолдыбаев Т.К., Садыков Б.М., Исмаилов К.М., Мереке А. Дважды-дифференциальные и интегральные сечения реакций (^3He ,xd), (^3He ,xt) и (^3He ,x α) на ядре ^{59}Co при энергии ^3He 50,5 МэВ // *Вестник НЯЦ РК*. – 2014. – № 1. – С. 30-38.

39 Sharma M. K., Singh P.P., Singh D.P., Yadav A., Sharma V.R., Bala I., Kumar R., Unnati B., Singh B.P., Prasad R. Systematic study of pre-equilibrium emission at low energies in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ and $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ -induced reactions // *Physical Review C*. – 2015. – Vol. 91. – 014603.

40 Mukhamejanov Y., Alieva G., Alimov D., Kabdrakhimova G.D., Nassurlla M., Saduyev N., Sadykov B.M., Zholdybayev T.K., Ismailov K.M., Kucuk Y. Investigation of (p; xp) and (p; x) reactions of 30-mev protons with the ^{103}Rh nucleus // *Acta Physica Polonica B*. – 2020. – Vol. 51. – P.783-788.

41 Sharma M.K., Kumar M., Shuaib M., et al. A systematic experimental study of pre-compound emission in α -particle induced reactions on odd-mass nuclei $A = 103-123$ // *Eur. Phys. J. A*. – 2020. – Vol. 56. – 247.

42 Sharma M.K., Musthafa M.M., Shuaib M., Kumar M., Sharma V.R., Yadav A., Singh P.P., Singh B.P., Prasad R. Examination of resonances at high excitation energy in α induced reactions // *Phys. Rev. C*. – 2019. – Vol. 99. – 014608.

- 43 Yigit M., Tel E., Kaplan A., et al. A new study on pre-equilibrium and equilibrium effects of excitation functions of alpha-induced reactions on ^{51}V , ^{55}Mn and ^{59}Co // *Radiation Physics and Chemistry*. – 2019. – Vol. 160. – P. 1-8.
- 44 Agarwal A., Rizvi I.A., Chaubey A.K. Excitation function studies of α induced reactions for niobium and pre-equilibrium effects // *Phys. Rev. C*. – 2002. – Vol. 65, No. 3. – 034605.
- 45 Choudhary M., Gandhi A., Sharma A., et al. Measurement of alpha-induced reaction cross-sections on natural molybdenum with detailed covariance analysis // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. – 2022. – Vol. 518. – P. 40-47.
- 46 Yadav A., Singh P.P., Sharma M.K., Singh D.P., Singh B.P., Prasad R. Large pre-equilibrium contribution in $\alpha + \text{Ni}$ interactions at $\approx 8\text{--}40\text{ MeV}$ // *Physical Review C*. – 2008. – Vol. 78, No. 4. – 044606.
- 47 D. Singha, A. Maurya, P. K. Giri et al. Pre-equilibrium particle emission in alpha induced reactions // *Indian Journal of Pure & Applied Physics* – 2019. – Vol. 57, No. 9. – P. 696-699.
- 48 Sathik N.M., Ansari M.A., Singh B.P., Ismail M., Rashid M.H. Preequilibrium emission in α induced reactions on Bromine and Thallium // *Physical Review C*. – 2002. – Vol. 66. – 014602.
- 49 Арзуманов А.А., Неменов Л.М., Анисимов О.И. и др. Изохронный циклотрон с регулируемой энергией ионов // *Изв. АН КазССР. Серия физико-математических наук*. – 1973. – № 4. – С. 6-15.
- 50 Дуйсебаев А.Д., Иванов Г.Н., Рыбин С.Н. Камера рассеяния для исследования продуктов ядерных реакций на пучке циклотрона // *Изв. АН КазССР. Серия физико-математических наук*. – 1983. – № 2. – С. 80-81.
- 51 Bethe H. Zur Theorie des Durchgangs schneller korpuskularstrahlen durch Materie // *Ann. d. Phys.* – 1930. – Vol. 5. – P. 325-400.
- 52 Bloch E. Bremsvermogen von Atomen mit Mehreren Elektronen // *Z. Phys.* – 1933. – Vol. 81. – P. 363-376.
- 53 Павлов А.Ф., Иванов Г.Н., Канашевич В.И., Мульгин С.И. Интегратор тока // *Изв. АН КазССР. Серия физико-математических наук*. – 1985. – № 2. – С. 88-89.
- 54 Novlin C.H. Pulse shaping for nuclear pulse amplifiers // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* – 1970. – №1 (17). – P. 226-241.
- 55 Ковальский И.Б. Ядерная электроника / пер. с англ. под ред. Штринха И.В. – М.: Атомиздат, 1972. – 358 с.
- 56 Глушковский М.Е. Быстродействующие амплитудные анализаторы в современной ядерной физике и технике. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 128 с.
- 57 Рехин Е.И., Чернов Н.С., Басиладзе С.Г. Метод совпадений. – М.: Атомиздат, 1979. – 240 с.
- 58 Никитюк Н.М. Программноуправляемые блоки в стандарте КАМАК. – М.: Энергия, 1977. – 153 с.
- 59 Temirzhanov A., Sadykov B., Zholdybayev T., Duisebayev B., Ussabayeva G., Kerimkulov Zh. STM32F407 microcontroller based multichannel an-

alyzer for spectroscopy // Physical Sciences and Technology. – 2024. – Vol. 11. – P.21-28.

60 Temirzhanov A.A., Sadykov B.M., Zholdybayev T.K., Ussabayeva G., Duisebayev B.A., Kovalchuk K.V. Analog frontend for signal processing for MCA based on STM32 microcontroller // Journal of Physics: Conference Series 2984. – 2025. – P.012012.

61 Экспериментальное и теоретическое исследование структуры ядер и механизма предравновесного распада: отчет о НИР /ИЯФ АН Каз ССР. – Алматы, 1985. – 128 с. – Инв. № 81086400.

62 Блехман А.М., Дуйсебаев А.Д., Канашевич В.И. Параметризация тормозных способностей легких частиц и ее использование при калибровке многодетекторных спектрометров // Изв. АН КазССР. Серия физико-математических наук. – 1988. – № 2(141). – С. 89-92.

63 Nakamura T., Kinoshita T., Yoshida T. Detector Calibration // Experimental Techniques in Modern High-Energy Physics. – 2023. – P. 123-145.

64 De Souza R.T., Viola V.E., Gualtieri E., Harakeh M.N. Energy resolution and energy–light response of CsI(Tl) scintillators for charged particle detection // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2000. – Vol. 414, Issue 1. – P. 89-100.

65 Hubert F., Bimbot R., Gauvin H. Stopping powers for light ions in the energy range 10–1000 MeV/u // Atomic Data and Nuclear Data Tables. – 1990. – Vol. 46. – P. 1-213.

66 Scheidenberger C., Geissel H. Charge-changing interactions of relativistic heavy ions with matter // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B. – 1998. – Vol. 135. – P. 25-34.

67 Weick H., et al. Range and energy-loss tables for heavy ions in matter // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B. – 2000. – Vol. 164-165. – P. 168-179.

68 Ho H., Gonthier P.L. Transformation of cross-sections // Nucl. Instr. and Meth. – 1981. – No. 1 (190). – P. 75-80.

69 Живописец В.Г., Ржевский В.А. Основа ядерной реакций: для механизмов MSD и MSC // Ядерная физика. – 1982. – Т. 36, № 2. – С. 267-276.

70 Tamura T., Udagawa T., Lenske H. Microscopic theory of preequilibrium reactions with inclusion of Coulomb and nuclear interactions // Phys. Rev. C. – 1982. – Vol. 26, No. 5. – P. 1688-1703.

71 Nishioka H., Verbaarschot J.J.M., Weidenmüller H.A., Yoshida S. Chaos and random matrix theory in nuclear spectra // Annals of Physics. – 1988. – Vol. 183, No. 2. – P. 291-335.

72 Nishioka H., Weidenmüller H., Yoshida S. Transmission coefficients in the presence of multistep direct reactions // Zeitschrift für Physik A. – Atomic Nuclei. – 1990. – Vol. 336. – P. 197-202.

73 Serber R. The mechanism of nuclear reactions // Phys. Rev. – 1947. – Vol. 72, No. 11. – P. 1114-1115.

- 74 Kalbach-Cline C., Blann M. The preequilibrium statistical model description of the nuclear equilibration process and parameterisation of the model // Nucl. Phys. – 1971. – Vol. 72. – P. 225-259.
- 75 Williams F.C. Particle-hole state density in the uniform spacing model // Nucl. Phys. A. – 1971. – Vol. 166. – P. 231-240.
- 76 Kalbach C. Surface effects in the exciton model of pre-equilibrium nuclear reactions // Physical Review C. – 1985. – Vol. 32, No. 5. – P. 1157-1165.
- 77 Blann M. Extensions of Griffins statistical model for medium-energy nuclear reactions // Phys. Rev. Lett. – 1968. – Vol. 21, No. 18. – P. 1357-1360.
- 78 Williams F.C. Intermediate state transitions in the Griffin model // Phys. Lett. B. – 1970. – Vol. 31, No. 4. – P. 184-186.
- 79 Kalbach C. Preequilibrium reactions with complex particle channels // Phys. Rev. – 2005. – Vol. 71. – P. 1-23.
- 80 Kalbach C. Exciton model calculations up to 200 MeV // Physical Review C. – 1985. – Vol. 32, No. 5. – P. 1157-1165.
- 81 Kalbach-Cline C. Extensions to the pre-equilibrium statistical model and a study of complex particle emission // Nucl. Phys. A. – 1972. – Vol. 193. – P. 417-437.
- 82 Kalbach C. Systematics of continuum angular distributions: Extensions to higher energies // Phys. Rev. C. – 1985. – Vol. 32, No. 5. – P. 1157-1163.
- 83 Weisskopf V.F., Ewing D.H. Theory of nuclear reactions // Physical Review. – 1940. – Vol. 57, No. 6. – P. 472-485.
- 84 Hilaire S., Lagrange Ch., Koning A.J. Comparisons between various width fluctuation correction factors for compound nucleus reactions // Annals of Physics. – 2003. – Vol. 306, No. 1. – P. 209-231.
- 85 Dickhoff W.H., Charity R.J. Recent developments for the optical model of nuclei // Progress in Particle and Nuclear Physics. – 2018. – Vol. 105. – P. 252–299.
- 86 Kalbach C. Phenomenology of continuum angular distributions. II. Griffin preequilibrium model // Phys.Rev. – 1981. – Vol. 23, No. 1. – P. 124-135
- 87 Koning A.J., Rochman D., Modern Nuclear Data Evaluation with the TALYS Code System // Nuclear Data Sheets. – 2012. – Vol. 113. – P. 2863-2870.
- 88 Koning A.J., Duijvestijn M.C. A global pre-equilibrium analysis from 7 to 200 MeV based on the optical model potential // Nucl. Phys. – 2004. – Vol. 744. – P. 15-76.
- 89 Kalbach C. PRECO-2006: Exiton model preequilibrium nuclear reaction code with direct reaction. – Durham NC: Duke University, 2007. – 184 p.
- 90 Escher J., Bernstein L.A., Burke J., Dietrich F.S., Forssen C., Lyles B.F. Weisskopf–Ewing model and its limitations // Journal of Nuclear Science and Technology. – 2007. – Vol. 44(5). – P. 493-504.
- 91 Becchetti F.D., Greenlees G.W. Nucleon-nucleus optical-model parameters, A340, E<50 MeV // Phys. Rev. – 1969. – Vol. 182. – P. 1190-1209.
- 92 Wu J.R., Chang C.C., Holmgren H.D. Charged-particle spectra: 90 MeV protons on ^{27}Al , ^{58}Ni , ^{90}Zr , and ^{209}Bi // Physical Review C. – 1979. – Vol. 19. – P. 698-713.

93 Дуйсебаев А., Дуйсебаев Б.А., Ертаева И.И., Жолдыбаев Т.К., Садыков Б.М. Исследование инклюзивных спектров протонов в реакции $^{27}\text{Al}(p, xp)$ при $E_p=30.0$ МэВ // Вестник КазНУ. Серия физико-математических наук. – 2023. – Т. 94. – С. 10-15.

94 Gusseinova D., Ussabayeva G., Zholdybayev T.K., Boztosun I., Kucuk Y., Koning A.J., Kerimkulov Zh., Sadykov B., Temirzhanov A., Canbula B. New measurements of (p, xp) and $(p, x\alpha)$ reactions on ^{27}Al at 7.0, 22.0 and 30.0 MeV // The European Physical Journal A. – 2025. – Vol. 61. – 133.

95 Nonaka I., Saji Y. Исследование реакции $^{27}\text{Al}(p, xp)$ при энергии протонов $E_p = 57$ МэВ // Phys. Soc. Japan. – 1972. – Vol. 32, No. 6. – P. 1466-1473.

96 Ussabayeva G.A., Zholdybayev T.K., Sadykov B.M., Duisebayev B.A., Nassurlla M., Kerimkulov J.K., Ismailov K.M., Temirzhanov A.A. Proton and α -particles emission from the interaction of 22 MeV energy protons with ^{59}Co nucleus // Acta Physica Polonica B. Proceedings Supplement. – 2023. – Vol. 16, Issue 2. – A13.

97 Zholdybayev T.K., Ussabayeva G.A., Temirzhanov A.A., Mukan Zh.T., Sadykov B.M., Duisebayev B.A. Proton emission from the interaction of 7 MeV energy protons with ^{59}Co nucleus // Journal of Physics: Conference Series. – 2023. – Vol. 2642, Issue 1. – 012001.

98 Zholdybayev T.K., Duisebayev B.A., Sadykov B.M., Nassurlla M., Ussabayeva G., Ismailov K.M. Emission of light charged particles from reaction of ^3He ions of energy 50.0 MeV with ^{59}Co nucleus // Acta Physica Polonica B. – 2018. – Vol. 49, No. 3. – P.693-698.

99 Zholdybayev T.K., Sadykov B.M., Nassurlla M., Ussabayeva G., Duisebayev B.A., Ismailov K.M., Dyachkov V.V., Saduyev N.O. Inclusive spectra of protons and α particles from the interaction between α particles with an energy of 29 MeV and ^{27}Al and ^{59}Co nuclei // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. – 2019. – Vol. 83, No. 9. – P. 1183-1186.

100 Усабаева Г., Жолдыбаев Т.К., Садыков Б.М., Дуйсебаев Б.А., Насурлла М. Инклюзивные спектры протонов из взаимодействия альфа-частиц с энергией 29 МэВ с ядрами ^{27}Al и ^{59}Co // Recent Contributions to Physics. – 2018. – Т. 65, Вып. 2. – С. 33-41.

101 Mohanty A., Behera S.K., Acharya S., Rout P.C. Analysis of Coulomb effects in proton-induced reactions // Journal of Nuclear Physics. – 2010. – Vol. 77. – P. 125-132.

102 Yamaguchi Y., Sanami T., Koba Y., Uozumi Y. Low-energy-threshold detector for measuring proton spectra at several tens of MeV using Bragg curve spectroscopy // Nuclear Instr. and Methods in Physics Research. A. – 2020. – Vol. 953. – 163158.

103 Duisebayev B.A., Zholdybayev T.K., Sadykov B.M., Ussabayeva G., Nassurlla M., Ismailov K.M., Dyachkov V.V. The inclusive cross sections for the formation of p, d, α from the interaction of α -particles of 29 MeV energy with nuclei ^{27}Al and ^{59}Co // LXVIII International conference «NUCLEUS 2018» Fundamental problems of nuclear physics, atomic power engineering and nuclear technologies. Russia, Voronezh, July 2-6, 2018. – P. 117.

104 Duisabayev B.A., Zholdybayev T.K., Sadykov B.M., Nassurlla M., Ismailov K.M., Ussabayeva G., Boztosun I. Measurement of the (p,xp) reaction cross-section for proton energies of 7 MeV on the middle nuclei // LXVIII international conference «NUCLEUS 2018» Fundamental problems of nuclear physics, atomic power engineering and nuclear technologies. Russia, Voronezh, July 2-6, 2018. – P. 112.

105 Усабаева Г., Жолдыбаев Т.К., Садыков Б.М. Исследование вторичной эмиссии легких заряженных частиц при взаимодействии ионов ^3He с ядрами ^{27}Al , ^{59}Co , ^{112}Sn при энергии 50 МэВ // II Международный Форум «ЯДЕРНАЯ НАУКА И ТЕХНОЛОГИИ». Казахстан, Алматы, 24-27 июня, 2019. – С. 38.

106 Alimov D., Ussabayeva G., Kerimkulov J.K., Nassurlla M., Pan A., Sadykov B.M., Zholdybayev T.K. Investigation of inclusive spectra of light charged particles emitted from (p,x) reaction with ^{27}Al nucleus // LXX International conference «NUCLEUS 2020» NUCLEAR PHYSICS AND ELEMENTARY PARTICLE PHYSICS. NUCLEAR PHYSICS TECHNOLOGIES. Russia, Saint-Peterburg, October 12-17, 2020. – P. 234.

107 Ussabayeva G., Zholdybayev T.K., Sadykov B.M. Investigation of continues energy spectra of light charged particles from interaction of ^3He ions with ^{27}Al wide energy range // III Международный Форум «ЯДЕРНАЯ НАУКА И ТЕХНОЛОГИИ». Казахстан, Алматы, 20-24 сентября, 2021. – С. 25.

108 Ussabayeva G., Sadykov B.M., Zholdybayeva S, Zholdybayev T.K. Light charged particles production from interaction of ^3He ions with ^{27}Al wide energy range // Modern problems of nuclear energetics and nuclear technologies. Tashkent, Uzbekistan, November 23-25, 2021. – P. 44.