Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті

ӘОЖ 539.17 (093)

Қолжазба құқығында

САБИДОЛДА АВГАНБЕК

Кулондық тосқауылға жақын энергиядағы ауыр иондармен туындаған ^{12}C ядроларындағы протондардың шеткері ядролық беру реакциялары және радиациялық қарпылуы

8D05308 - Ядролық физика

Философия докторы (PhD)
дәрежесін алу үшін дайындалған диссертация

Ғылыми кеңесші:
ф.-м.ғ.д., профессор
Буртебаев Насурлла Тоханович

Шетелдік ғылыми кеңесші:
ф.-м.ғ.д., профессор,
Кшиштоф Русек
(Варшава, Польша)

Қазақстан Республикасы
Алматы, 2024

МАЗМҰНЫ

АНЫҚТАМАЛАР МЕН ҚЫСҚАРТУЛАР 4
КІРІСПЕ 5
1 ӘДЕБИЕТКЕ ШОЛУ 13
1.1 41,3 МэВ энергияда $^{10}B+^{12}C$ серпімді шашырауына әдеби шолу 13
1.2 $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ Радиациялық қарпу реакциясының бізге қолжетімді S(E) фактор деректеріне шолу 14
2 ШАШЫРАУ ТЕОРИЯСЫ ЖӘНЕ АТОМ ЯДРОЛАРЫНЫҢ МОДЕЛЬДЕРІ 18
2.1 Шашырау теориясы 18
2.2 Ядролық потенциалда серпімді шашырау 18
2.3 Ядроның оптикалық моделі 19
2.4 Реакциялардағы байланысқан арналар әдісі (РБА) 22
2.5 Борндық жуықтаудағы ұйытқыған толқындар (БЖҰТ) әдісі 24
2.6 Жетілдірілген борндық жуықтаудағы ұйытқыған толқындар (ЖБЖҰТ) әдісі 26
2-бөлім бойынша қорытындылар 29
3 ПРОТОНДЫ БЕРУ ЖӘНЕ РАДИАЦИЯЛЫҚ ҚАРПУ РЕАКЦИЯЛАРЫНЫҢ ДИФФЕРЕНЦИАЛДЫҚ ҚИМАЛАРЫН ӨЛШЕУ ӘДІСТЕМЕСІ, ТӘЖІРИБЕЛІК МӘЛІМЕТТЕР 30
3.1 Серпімді шашырау және беру реакцияларының дифференциалдық қималарын өлшеу әдістемесі 30
3.1.1 Варшава университетіндегі (Польша) U-200P циклотрон тәжірибелік қондырғысының сипаттамасы 30
3.1.2 ЭЦР ион көзі 32
3.1.3 ICARE жүйесі 33
3.1.4 Шашырау камерасы 34
3.1.5 Детекорлар (телескоптар) 36
3.1.6 ΔE-E газ-иондаушы детекторларын басқару жүйесі 39
3.1.7 Бөлшектерді тіркеу және оларды идентификациялау жүйесі 41
3.1.8 Нысана жасау және олардың қалыңдығын анықтау 42
3.1.9 Дифференциалдық қималарды өңдеу және қателік шамасын есептеу 48
3.1.10 E_{10B}=43,3 МэВ энергияда серпімді шашырауды және $^{12}C(^{10}B,^{9}Be)\ ^{13}N$ протонның берілу реакцияларының дифференциалдық қималарын өлшеу және нәтижелері 50
3.2 Радиациялық қарпу реакциясын өлшеу әдістемесі 53
3.2.1 УКП-2-1 сызықтық үдеткіші (Қазақстан Республикасы) 53
3.2.2 Зарядты жинау кезінде қателік шамасын анықтау 54
3.2.3 Протон шоғырының параметрлерін анықтау 55
3.2.4 Ядролық үрдістегі өнімдерді тіркеу жүйесі 57
3.2.5 HpGe -детекторының абсолютті тиімділігін анықтау 58
3.2.6 HpGe-детекторының абсолютті тиімділігін анықтаудағы жалпы қателік 60

3.2.7 $E_{р, лаб.}$ = 1100, 1150, 1250 және 1400 кэВ энергияларда ^{12}C ядросындағы (p,γ) реакция қимасы бойынша тәжірбиені жүргізу үрдісі және оның нәтижелері.... 61
3-бөлім бойынша қорытындылар 65
4 БЕРУ РЕАКЦИЯЛАРЫНЫҢ ДИФФЕРЕНЦИАЛДЫҚ ҚИМАЛАРЫН ТАЛДАУ, СПЕКТРОСКОПИЯЛЫҚ АМПЛИТУДАНЫ (СА) АЛУ 66
4.1 41,3 МэВ энергияда $^{10}B+^{12}C$ серпімді шашырау нәтижелерін талдау және талқылау 66
4.2 Протонды беру реакциясын асимптотикалық теория бойынша талдау.....73
4.3 Реакциялардағы арналардың байланыс (РБА) әсерлерін қарастыру 79
4.4 АНК алу..... 81
4-бөлім бойынша қорытындылар 83
5 АСТРОФИЗИКАЛЫҚ S(E) ФАКТОРДЫ ЖӘНЕ РАДИАЦИЯЛЫҚ ҚАРПУ РЕАКЦИЯСЫНЫҢ ЖЫЛДАМЫҒЫН ЕСЕПТЕУ..... 84
5.1 Жетілдірілген R-матрицалық әдіс 84
5.2 Тәжірибелік астрофизикалық S(E) факторының сипаттамасы және күн энергиясына экстраполяциялау 87
5.3 Термоядролық реакцияның жылдамдығы 91
ҚОРЫТЫНДЫ..... 94
ПАЙДАЛАНЫЛҒАН ӘДЕБИЕТТЕРТІЗІМІ..... 96
ҚОСЫМША А..... 106

АНЫҚТАМАЛАР МЕН ҚЫСҚАРТУЛАР

БЖҰТ (DWBA)	–	Борндық жуықтаудағы ұйытқыған толқындар (Distorted wave Born approximation)
ЖБЖҰТ (MDWBA)	–	Жетілдірілген борндық жуықтаудағы ұйытқыған толқындар (Modified Distorted wave Born approximation)
АНК	–	Асимптотикалық нормалау коэффициенті
ЯФИ	–	Ядролық физика институты
УКП	–	Қайта зарядталатын үдеткіш кешені (ускоритель комплексный перезарядный)
РБА (CRC)	–	Реакциялардағы байланысқан арналар (Coupled reaction channels)
ОМ	–	Оптикалық модель теориясы
NN	–	нуклон–нуклон (Nucleon-nucleon) потенциалдары
ОП	–	Оптикалық потенциал
g.s.	–	Негізгі күй
CNO	–	Көміртек, азот және оттегі қатысатын термоядролық реакциялар циклі
К	–	Температура бірлігі (Кельвин)
pp	–	Протон-протон термоядролық реакциялар циклі
ЭЦР (ECR)	–	Электрондық циклотронды резонанс (Electron cyclotron resonance)
M3Y	–	Michigan-3-Yukawa
л.ж.	–	Лабораториялық жүйе
ОМЖ (CM)	–	Орталық масса жүйесі (centre mass)
фм	–	Ферми
ср	–	Стерадиан (денелік бұрыш өлшем бірлігі)
АИЗ (HIL)	–	Варшава қаласындағы ауыр иондар зертханасы (Heavy ion laboratory)
HpGe	–	Аса таза германиялік детектор кристалы
ALAS	–	Үлкен бұрыштарда аномальды шашырау
СА (SA)	–	Спектроскопиялық амплитуда (Spectroscopic amplitude)- спектроскопиялық амплитуданың (СА) квадрат дәрежесі спектроскопиялық фактор болып табылады.
СФ (SF)	–	Спектроскопиялық фактор (Spectroscopic factor)- ядрода нақты бір бөлшекті күйдің болу ықтималдығын сипаттайды.
Дифференциалдық қима (ДҚ)	–	Атомның ядроларының бір-бірімен не болмаса элементар бөлшектермен әсерлесу ықтималдығы

КІРІСПЕ

Жұмыстың жалпы сипаттамасы

Бұл жұмыстың мақсаты $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ реакциясындағы протонды тікелей радиациялық қарпу үлесін $^{12}C+p\rightarrow{}^{13}N$ конфигурация үшін СФ мәнінің қолдану арқылы анықтау. Ол үшін протонның берілуі $^{12}C(^{10}B,^{9}Be)^{13}N$ реакциясының дифференциалдық қималары (ДҚ) Варшава университетінің ауыр иондық зертханасының U-200P циклотронында 41,3 МэВ энергияда өлшеніп алынды және FRESCO коды арқылы борндық жуықтаудағы ұйытқыған толқындар (БЖҰТ) және реакцияның байланысқан арналар әдістері (РБА) шеңберінде талданды. $^{12}C+p\rightarrow{}^{13}N_{g.s}$ конфигурациясы үшін спектроскопиялық амплитуда (СА) мәні 0,65-ке тең деп алынды, ол астрофизикалық S(E) факторды бағалауға және астрофизикалық мәні бар энергиялардағы ^{12}C ядросының протонды радиациялық қарпу реакциясының жылдамдығын есептеуге қолданылды. Сондай-ақ бізге қолжетімді төмен энергиялар диапазонында S(E) фактор экстраполяциялау дәлдігін арттыру мақсатында қосымша радиациялық қарпу реакцияларының қималарын өлшеу ҚР ЭМ ядролық физика институтының УКП-2-1 сызықтық үдеткішінде жүргізіліп, протонның радиациялық қарпу қимасы алынды.

Жұмыстың өзектілігі

Астрофизикадағы тәжірибелік деректер жұлдыздардағы реакция жылдамдығын сенімді бағалау үшін өте маңызды. Оларды астрофизикалық жағдайдағы зертханада тікелей бақылау мүмкін емес. Себебі жұлдыздардағы өзара әрекеттесетін бөлшектердің энергиялары төмен (бірнеше кэВ-тен жүздеген кэВ-қа дейін), сондықтан астрофизикалық есептеулер үшін қажет тікелей өлшеу алуға мүмкіндік жоқ. Тек бізге мүмкін болатын энергия жағдайында дифференциалдық көлденең қималары өлшеу жүзеге асырылады, содан кейін ядролық астрофизикаға қызығушылық тудыратын төмен энергия аймағына теориялық әдістерді қолдану арқылы экстраполяцияланады. Сондықтан тәжірибелік деректердің өлшеу дәлдігін арттыру теориялық талдаудың анықталмағандықты азайтуға және экстраполяциялау қателігін төмендетуге мүмкіндік береді. Сонымен қатар реакцияның жылдамдығын есептеу жұлдыздар мен галактикалардың пайда болуы мен эволюциясы туралы түсінік бере отырып, ғаламдағы элементтердің құрамын есептеуге көмектеседі.

Бұл жұмыс ғаламдық нуклеосинтезбен байланысатын ^{12}C ядроларындағы протон және ^{10}B иондарымен туындаған ядролық реакцияларды жан-жақты, кешенді зерттеуге арналған, өйткені жұлдыздар эволюциясы үрдісінде $^{12}C+p\rightarrow{}^{13}N$ реакциясының түзілуі негізгі фактор болып табылады. Сондай-ақ ^{13}N элементінің жұлдыздарда сандық құрамын білу өте маңызды, себебі бұл ядро жұлдызды нуклеосинтезде суық және ыстық CNO циклі сутегі жануының бастамасы болып табылады және $^{12}C+p\rightarrow{}^{13}N^{*}(\beta^{+}\nu)\rightarrow{}^{13}C+p\rightarrow$ ("суық" циклі) немесе аса жоғары температураларда, $^{12}C+p\rightarrow{}^{13}N+p\rightarrow{}^{14}O+p\rightarrow$ ("ыстық" циклі) реакциялары арқылы жүреді. Сутегінің толық жануымен жұлдыздардың дамуының кейінгі кезеңдерінде оттегін қалыптастыру үшін ^{12}C ядроларымен

альфа бөлшектерін қарқынды радиациялық қарпу басталады [1]. Өз кезегінде, $^{13}C(\alpha,n)^{16}O$ реакциясы AGB тармағының жұлдыздарындағы s және r процестері үшін нейтрондардың және әлсіз металдандырылған жұлдыздардағы байытылған көміртегінің негізгі көзі болып табылады [2]. $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ реакциясы CNO-циклінде сутегі жанудың керекті компоненті болудан басқа массивтік жұлдыздарда энергияны өндіру үшін және төмен энергиялы күн нейтриноларының көзі ретінде қарастырылады (GALLEX тәжірибиесі) [3]. Сондықтан астрофизикалық S(E) факторларының энергетикалық тәуелділігін білу ($^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ реакциясындағы өте төмен ($0\leq E\leq 50$ кэВ) және төмен энергиялардағы ($E\leq 2.0$ МэВ) S(E)) ядролық астрофизика мен космологияда үлкен қызығушылық тудырады, ол үшін радиациялық қарпудың дифференциалдық және толық қималары, серпімді шашырау және оларды талдаудан алынған ядролық потенциалдардың параметрлері қажет.

Осы тақырыптағы бұрынғы зерттеулер 1950 жылдардан бастап бірқатар жұмыстарда бастау алды [4-7]. Қазіргі уақытта $327\leq E\leq 980$ кэВ аралықта өлшенген $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ реакциясы үшін өзара сәйкесетін S(E) фактор бойынша 2 жиынтық бар, яғни ^{13}N ($E^*=2.365$ МэВ;$1/2^-$) ядроның бірінші резонанстық күйі аймағы бойынша тәжірибелік деректер Rolfs C. (1974 ж.) және Буртебаев Н. (2008 ж.) екі жиынтықтары [8,9]. Осы аталған жұмыстардың нәтижелерін (абсолютті қателік шегі 10%) [10] тәжірибелік жұмыспен салыстырғанда сенімді болып келеді (мұнда қателік шегі 15% құрайды). Ал $E>980$ кэВ [11] кезіндегі S(E) фактор туралы қолда бар тәжірибелік деректер, яғни ^{13}N ядросының $E^*=3.502$ МэВ; $3/2^-$ екінші резонанстық күйінен жоғары аймақтар үлкен қателіктерден тұрады (≥40%). Сондай-ақ Dufour M. және Descouvemont P. (1997) [12] жұмысында жүргізілген зерттеу NN потенциалдарының әртүрлі түрлерін қолдана отырып, микроскопиялық деңгейде $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ реакциясының S(E) факторын талдауды қамтыды. Олар бұл потенциалдардың формасы нәтижелерге айтарлықтай әсер ететінің анықтады. Бұл сезімталдықтың себептерінің бірі Timofeyuk N.K. (2013) [13] жұмысында көрсетілгендей $^{12}C+p\rightarrow{}^{13}N$ реакцияның спектроскопиялық фактор (СФ) есептеулеріне NN потенциалының формасы да әсер етуінде. Жоғарыда айтылғандарға байланысты оның дәлдігін дұрыс бағалай отырып, $^{12}C+p\rightarrow{}^{13}N$ үшін СФ мәні туралы жаңа ақпарат алу маңызды.

Диссертацияның негізгі нәтижесін алу үшін бізге белгілі асимптотикалық теорияны және алынған жаңа дәл тәжірибелік мәліметтерді пайдалану, бұл дегеніміз – $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ реакциялардың жылдамдығын сенімді есептеуге көмектеседі. Бұл ретте жаңа тәжірибелік деректерді алу үшін ядролық физика институтының (Алматы қ.) УКП-2-1 сызықтық үдеткіші протондарды радиациялық қарпу қимасын тікелей өлшеу әдісі ретінде пайдаланылатын болады. Олар зарядталған бөлшектерді берудің шеткерлік реакцияларына арналған жетілдірілген борндық жуықтаудағы ұйытқыған толқындар (ЖБЖҰТ) әдісі шеңберінде талдау есептеулердің сенімділігі мен дәлдігін анықтауға мүмкіндік береді [14,15], өйткені бұл әдіс әлемнің әртүрлі ғылыми орталықтарында ядролық астрофизика мен космологияның қазіргі заманғы

міндеттерін шешуде қолдану мақсатында СФ мәндерін алу үшін кеңінен қолданылады (Cyclotron Institute (Texas, USA), Italy and Poland (RINP,) CIAE (Beijing, China), CNS (Japan) және т. б.).

Жоғарыда айтылғандарға байланысты берілу реакцияларынан СФ ды анықтайтын теориялық әдістер маңызды болып табылады. Тосқауыл маңы энергиясындағы ^{10}B(^{12}C,^{9}Be) ^{13}N протонды берудің жаңа тәжірибелік ДҚ шеткерлік реакцияларын талдауда бұл теориялық әдістердің қолданылуы ^{12}C+p→^{13}N үшін СФ сенімді мәндерін алуға мүмкіндік береді, олар жетілдірілген R-матрицалық әдісі шеңберінде астрофизикалық S(E) факторларды, сондай-ақ жұлдыздық температураның кең диапазонында ^{12}C(p,γ)^{13}N реакция жылдамдығын есептеу үшін пайдаланылады.

Осылайша, өте төмен энергиялардағы зарядталған бөлшектің радиациялық қарпу қималары туралы дәл тәжірибелік деректерді, сондай-ақ энергияның тосқауыл маңы аймағында ауыр иондардың өзара әрекеттесуіндегі протонды беру реакцияларының ДҚ-ын алу және де қазір дамып келе жатқан асимптотикалық теория, яғни бұл ядролық өзара әрекеттесудің қатаң теориясын қолдану ядролық астрофизика мен космологиядағы заманауи мәселелерді шешудегі маңызды қадамдардың бірі болып табылады.

Диссертацияның мақсаты

^{10}B(^{12}C,^{9}Be)^{13}N протонды беру реакция қимасын талдаудан алынған ^{12}C+p→^{13}N конфигурациясына арналған спектроскопиялық фактордың (СФ) мәндерін пайдалана отырып, жұлдыздық температуралар аймағында ($0{,}1 \le T_9(\text{К}) \le 10$) CNO цикліндегі сутегінің жану ^{12}C(p,γ)^{13}N реакция жылдамдығының сенімді мәндерін анықтау болып табылады, сондай-ақ астрофизикалық S(E) факторларының дәлдігін арттыру мақсатында радиациялық қарпу реакция қималарына қосымша жаңа өлшеулер жүргізу.

Аталған мақсаттарды жүзеге асыру жолында диссертациялық жұмыста келесідей **міндеттерді** орындау қажет:

− $E_{\text{лаб.}}$=1100–1400 кэВ энергия интервалында ^{12}C(p,γ)^{13}N реакциясының радиациялық қарпу қималарының (астрофизикалық S(E) фактор) жаңа өлшемдерін орындау;

− 41,3 МэВ энергияда ^{12}C(^{10}B,^{10}B)^{12}C серпімді шашырау және ^{12}C(^{10}B,^{9}Be)^{13}N протонды беру реакциясының жаңа дифференциалдық қималарын өлшеуді орындау;

− 41,3 МэВ энергиядағы ^{12}C(^{10}B,^{10}B)^{12}C серпімді шашыраудың оптикалық потенциалдар параметрлерін алу және энергияның кең диапазонында энергетикалық тәуелділікті анықтау.

− Fresco коды көмегімен БЖҰТ және РБА шеңберінде ^{12}C(^{10}B,^{9}Be)^{13}N реакциясының протонды тасымалдау бұрыштық үлестірімдеріне теориялық талдау жүргізу және ^{12}C+p→^{13}N конфигурациясы үшін спектроскопиялық фактор (СФ) мәнін табу;

− Жұлдыздық температурада $0.1 \le T_9 \le 10$ ($T_9=10^9$ К) радиациялық қарпу ^{12}C(p,γ)^{13}N реакция жылдамдығын есептеу және оны әдеби деректермен салыстыру.

Зерттеу нысаны (объектісі)

Бұл диссертацияның объектісі гамов терезесіне сәйкес келетін температурада жұлдыздағы CNO цикліндегі сутектің жануының бастапқы және соңғы процестері болып табылатын $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ протонның радиациялық қарпу жылдамдығын дәл анықтау болып табылады. Мұндай энергияларда, $^{12}C+p$ жүйесінің өзара әсерлесуі тікелей және $E_{r1}= 0.457$ кэВ (лаб.) резонанстық қарпу интерференциясымен анықталады, ал протонды тікелей қарпу үлесін дәл бағалау $^{12}C+p\rightarrow^{13}N$ конфигурациялары үшін спектроскопиялық факторды қолдану болып табылады.

Зерттеу пәні

$^{10}B+^{12}C$ серпімді шашырау және $^{12}C(^{10}B,^{13}N)^{9}Be$ протонның берілуі ядролық реакциялар өнімдерінің энергетикалық спектрлерін тосқауыл маңы энергиядағы ^{10}B иондарымен өлшеу бойынша тәжірибиені Варшава университеті ауыр иондар лабораториясындағы U-200P циклотрон шоғырында ΔE-E әдістемесі негізінде бөлшектердің түрлерін тіркеу және сәйкестендіруді жүйесін пайдалана отырып өлшеуді жүргізу, сондай-ақ ҚР ЭМ ядролық физика институтының төмен энергиялы УКП-2-1 сызықтық үдеткішінде $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ реакциясының радиациялық қарпу қималарын өлшеу.

Зерттеу әдістері

Әдеби шолу, астрофизикалық қосымшаларға арналған ядролық реакцияларды тәжірибелік және теориялық зерттеу, теориялық ядролық физика әдістері.

Қорғауға шығарылатын негізгі тұжырымдар:

1. E_{10B}~41,3 МэВ энергиядағы серпімді шашырау және $^{12}C(^{10}B,^{13}N)^{9}Be$ протонның берілуі реакциясының жаңа тәжірибелік бұрыштық үлестірімдері және оны реакциялардағы байланысқан арналар (РБА) мен борндық жуықтаудағы ұйытқыған толқындар (БЖҰТ) әдісі шеңберіндегі талдау нәтижелері $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ реакция жылдамдығын дәлірек анықтады;
2. $^{10}B+d\rightarrow^{12}C$ конфигурациясына арналған спектроскопиялық амплитуданың (СА=1,375) анықталған мәні серпімді d кластерін беру үрдісіне байланысты серпімді шашырау қималарының кері бұрыштарда көтерілуін дұрыс сипаттайды және олардың кластерлік құрылымын түсіндіреді;
3. $^{12}C(^{10}B,^{13}N)^{9}Be$ реакциясының дифференциалдық қимасын талдаудан алынған $^{12}C+p\rightarrow^{13}N$ конфигурациясы үшін анықталған спектроскопиялық амплитуда мәні 0,65-ке тең болды және ол астрофизикалық S(E) факторды және протондардың радиациялық қарпу реакциясының жылдамдығын бағалауда қолданылды, оның астрофизикалық маңызды энергиялардағы (E≤200 кэВ немесе T_9 ≤0,35 К) реакцияның орташа жылдамдығы NACRE II жинағында ұсынылғаннан 1,1 есе жоғары екендігі анықталды.

Диссертациялық жұмыстың ғылыми жаңалығы, алғаш рет:

− $E_{p,\ лаб.}$ = 1100 – 1400 кэВ энергияда 0^0 бұрышта протондардың ^{12}C ядроларымен ^{13}N негізгі күйіне радиациялық қарпу бойынша жаңа тәжірибелік дифференциалдық қима алынды;

− 41,3 МэВ энергияда $^{10}B+^{12}C$ серпімді шашыраудың және $^{12}C(^{10}B,^{9}Be)^{13}N$ реакциясының протонды беру бойынша жаңа тәжірибелік дифференциалдық қималар өлшенді;

– $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ реакциялары үшін $350\leq E\leq 1400$ кэВ энергия диапазонында толық астрофизикалық S(E) факторларды және олардың қателіктерін, сондай-ақ ^{13}N ядросының (2.365 МэВ; $1/2^-$) бірінші резонанстық қозған күйінің радиациялық γ-енінің мәні және $0.01\leq T_9 \leq 10$ диапазонында реакциялардың жылдамдығы мәндері анықталды;

− Алынған нәтижелерді Күн қойнауында және массивтік жұлдыздарда болатын $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ реакциясы бойынша реакция жылдамдығын есептеуге пайдаланылды, сондай-ақ EXFOR (МАГАТЭ) Халықаралық ядролық деректер базасын (МАГАТЭ) толықтыруға мүмкіндік берді.

Зерттеудің ғылыми және практикалық маңыздылығы

Асимптотикалық теорияны және алынған жаңа дәлдіктегі тәжірибелік мәліметтерді пайдалану, бұл диссертацияның негізгі нәтижесі – $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ реакция жылдамдығын сенімді бағалау үшін қолданылды. Практикалық маңыздылығы – олар зарядталған бөлшектерді тасымалдаудың тосқауылға жақын шеткерлік реакциялары үшін БЖҰТ әдісі шеңберіндегі есептеулердің сенімділігі мен дәлдік дәрежесін анықтауға мүмкіндік береді.

Ұсынылған зерттеу жұмысының басқа да ғылыми-зерттеу жұмыстармен байланысы

Бұл зерттеу жұмысын Қазақстан Республикасы Ғылым және жоғары білім министрлігінің Ғылым комитеті қаржыландырған "Астрофизикалық және термоядролық қосымшалар үшін ауыр иондардан туындаған кулондық тосқауылға жақын энергиялар кезінде протондардың радиациялық қарпылуын және шеткерлік ядролық берілу реакцияларын зерттеу" (мем.тіркеу № AP05132062) атты 2018-2020 жылдарға арналған ғылыми жобасы бойынша жасалынды.

Автордың жеке үлесі

Диссертациялық зерттеуде алынған нәтижелер Варшава қаласындағы ауыр иондар зертханасы (HIL) және төмен энергиялы ядролық реакция (ТЭЯРЗ) қызметкерлерімен бірлесе отырып алынды, сондай-ақ теориялық талдау жұмыстары бірнеше коллаборациялық топтардың бірлескен еңбегі нәтижесінде жүзеге асырылды. Атап айтқанда, Өзбекстан Республикасы Ғылым Академиясының ядролық физика институты (Ташкент қ.) сияқты біріккен ғалымдар тобымен зерттеу жұмыстары жүзеге асырылды және бірлескен басылымдарда көрсетілген. Автордың жеке үлесі тәжірибе жүргізудің барлық кезеңдеріндегі жұмыстарға қатысу, зерттеу міндеттерін қою, жоспарлау, тәжірибелік деректерді өңдеу және теориялық есептеулерді жүргізу болып табылады.

Жұмыстың апробациясы

Диссертациялық жұмыстың тақырыбы бойынша әртүрлі журнал, конференцияларда 12 (7 мақала және 5 тезис) ғылыми баспа жұмысы жарияланды, оның ішінде 6 мақала Thomson Reuters (Web of Knowledge) және Scopus (Elsevier) базаларына кіретін журналдар және Қазақстан Республикасы

Ғылым және жоғары білім министрлігінің Ғылым және жоғары білім саласындағы сапаны қамтамасыз ету комитеті ұсынған журналдарда 1 мақала, 5 тезис Қазақстанда өткен халықаралық ғылыми конференцияларда жарияланды.

Web of Science және Scopus халықаралық ғылыми деректер базасына кіретін басылымдарда жарияланған мақалалар:

1. Nassurlla, M., Burtebayev, N., SAkuta, S. B., Nassurlla, M., SAbidolda, A., Artemov, S. V., & Amar, A. $^{11}B(^{15}N,^{14}C)^{12}C$ Reaction mechanisms and ANC for the $^{15}N \rightarrow ^{14}C+p$ configuration //Acta Physica Polonica B, Proceedings Supplement. – 2023. – Т. 16, №. 2. – P. 1-9.

2. Nassurlla M., Burtebayev N., Karakozov B.K., SAkuta S.B., Janseitov D., Nassurlla M., Alimov D., Burtebayeva J., Sabidolda A., Kemper K.W., Khojayev R., Hamada, S. Study of the $^{13}C(^{3}He,\alpha)^{12}C$ reaction at energies of 50 and 60 MeV // Physica Scripta. – 2022. – Т. 97, №. 4. – С. 1-11.

3. Artemov S. V., Yarmukhamedov R., Burtebayev N., Karakozov B. K., Ergashev, F. K., Nassurlla, M., Igamov S.B., Amangeldi N., Morzabayev A., Burtebayeva J., Zhdanov V.S., Yergaliuly G., Piasecki E., Rusek K., Sakuta S.B., Demyanova A., Tojiboev O.R., Trzcińska A., Sabidolda A., Khojayev R., Tursunmakhatov K.I., Nassurlla Marzhan., Wolińska-Cichocka M., Sadykov, T. Kh., Saduyev N.. Asymptotic normalization coefficient for $^{12}C+ p \rightarrow ^{13}N$ from the $^{12}C(^{10}B, ^{9}Be)^{13}N$ reaction and the $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ astrophysical S factor //European Physical Journal A. – 2022. – Т. 58, №. 2. – С. 24.

4. Nassurlla M., Burtebayev N., Karakozov B.K., Sakuta S.B., Boztosun I., Amangeldi N., Morzabayev A.K., Yergaliuly G., Alimov D.K., Burtebayeva, J., Nassurlla Maulen, Mauyey B., Kucuk Y., Hamada Sh., Sabidolda A., Khojayev, R. New measurements and analysis of elastic scattering of ^{13}C by ^{9}Be nuclei in a wide energy range //The European Physical Journal A. – 2021. – Т. 57, № 7. – С. 1-9.

5. Amangeldi N., Burtebayev N., Sakuta S. B., Nassurlla M., Burtebayeva J., Nassurlla M., Yergaliuly G., SabidoldaA., Rusek K., Trzcinska A., Wolinska-Cichocka M., Mauyey B. Study of elastic scattering of ^{10}B ions on ^{12}C nuclei at the energy of 17.5 MeV //Acta Physica Polonica B. – 2020. – Т. 51, №. 3. – С. 757.

6. Burtebayev N., Nassurlla M., Sabidolda A., Sakuta S. B., Karakhodjaev A. A., Ergashev F. X., Rusek K., Piasecki E., Trzci´nska A., Woli´nska-Cichocka M., Kowalczyk M., Mauyey B., Janseitov D., Zalewski B., Hamada Sh., Kemper K. W. and Ibraheem Awad A. Measurement and analysis of $^{10}B+^{12}C$ elastic scattering at energy of 41,3MeV // International Journal of Modern Physics E. – 2019. – Vol. 28, № 4. – P. 1-9.

7. Zazulin D.M., Burtebayev N., Peterson R.J., Artemov S.V., Igamov S., Kerimkulov Zh.K., Alimov D.K., Mukhamejanov E.S., Maulen Nassurlla, Sabidolda A., Marzhan Nassurlla, Khojayev R. New results for the p-^{12}C radiative capture at low energies // News of the NAS of the RK. Phys.-math. Ser. –2019. – Vol. 4, № 326. – P.5–13. **(***Отандық журналда)*

Тезистер және халықаралық конференцияларға қатысу:

8. Буртебаев Н.Т., Сабидолда А., Ерғалиұлы Ғ., Алимов Д.К. Исследование энергетической зависимости параметров оптических потенциалов для системы $^{10}B+^{12}C$ в диапазоне энергий 15-100 МэВ// Сборник тезисов

международной научной конференции студентов и молодых ученых "Фараби Әлемі". –Алмат. – 2020. – С.60

9. Gluchshenko N.V., Burtebayev N., Zazulin D.M., Nassurlla Marzhan, Sakuta S.B., Nassurlla Maulen, Burtebayeva D.T., Alimov D.K., Sabidolda A., Khojayev R. Studies of the reaction ^{9}Be(p,α) in the energy range of 300-1400 keV// III International Scientific Forum “Nuclear Science and Technologies” dedicated to the 30Th anniversary of Independence of the Republic of Kazakhstan. –Алмат. – 2021. – С.304.

10. Ерғалиұлы Ғ., Солдатхан Д., Тұрар Р.Ш., Сабидолда А., Сагадиев А.С., Сабырбеков Н.Н. Зависимость обменного сечения DWBA от радиуса R_b глубины потенциала V_b // XVI Международной научной конференции студентов и молодых ученых «ǴYLYM JÁNE BILIM 2021». - Нур-султан – 2021– Р.53.

11. Nassurlla Maulen, Burtebayev N., Artemov S., Sakuta S.B., Rusek K., Boztosun I., Nassurlla Marzhan, Sabidolda A., Ruziev E., Ergashev F., Amar A., Trzcińska A., Tojiboev O. The ^{11}B(^{15}N,^{14}C)^{12}C reaction mechanisms and ANC for the {^{15}N→^{14}C+p} configuration // Abstracts IV International Scientific Forum "Nuclear Science and Technologies", dedicated to the 65th anniversary of the Institute of Nuclear Physics. – Almaty.–2022. – p.53-54.

12. Сабидолда А., Буртебаев Н. , Насурлла Маулен, Ходжаев Р., Насурлла Маржан, Муқанов Е.Б., Талпакова К.А. Асимптотические нормировочные коэффициенты для ^{13}N→^{12}C+p из анализа реакции ^{12}C(^{10}B, ^{9}Be)^{13}N// Сборник тезисов международной научной конференции студентов и молодых ученых "Фараби Әлемі". – Алматы. – 2023г. – С.60.

Диссертациялық жұмыстың құрылымы мен көлемі. Жұмыстың құрылымы кіріспе, бес бөлімнен, қорытынды мен 137 пайдаланылған әдебиеттер тізімінен тұрады. Зерттеудің жалпы көлемі 106 беттен, сонымен қоса 10 кесте мен 55 суретті құрайды.

Кіріспеде диссертацияның өзектілігі мен маңыздылығы, сондай-ақ орындалатын міндеттер көрсетілген. Зерттеу пәні, объектісі және әдістері жайында мағлұматтар берілген. Зерттеудің апробациясы мен жариялымдар, жұмыста қолданылған тәжірибелік және теориялық әдістер жайында қысқаша ақпарат беріледі.

Диссертацияның бірінші бөлімінде "Әдебиетке шолу" күннен массивті жұлдыздарда болатын CNO цикліндегі ядролық синтез үрдісі ^{12}C(p,γ)^{13}N реакциясы үшін қазіргі кезге дейіңгі басқа авторлармен зерттелген тәжірибелік және теориялық астрофизикалық S(E) фактор нәтижелеріне қысқаша шолу келтірілген. Бұл цикл бірқатар реакциялар арқылы сутектің гелийге айналуын, соның ішінде ^{12}C,^{13}C,^{14}N ядроларына қалыптасуы қамтиды. Көптеген жұлдыздарда CNO циклі энергияны өндірумен қатар нейтрино көзі ретінде қарастырылатыны баяндалған.

Екінші бөлім, "Шашырау теориясы және атом ядроларының модельдері" ядролық реакциялар теориясына арналған. Бұл бөлімде тәжірибелік мәліметтерді сипаттау үшін қолданылған теориялық есептеу әдістері егжей-тегжейлі баяндалған, атап айтқанда: оптикалық модельдік талдаудың негізгі теориялық әдістері, сонымен қатар бұл жұмыста шеткерлік ядролық берілу реакцияларын

талдау үшін қолданылатын БЖҰТ және Жетілдірілген БЖҰТ негізгі ережелеріне, сондай-ақ реакциялардағы байланысқан арналар (РБА) және кластерлік алмасу әсерлерін сипаттау теориясына қысқаша шолу берілген. Қиманың артуына септігін тигізетін "кластерлік ауысым" үрдісінде қолданылатын спектроскопиялық фактор мәндері туралы да осы бөлімде баяндалады. Әсіресе $^{13}N \rightarrow ^{12}C+p$ күйі үшін осы мәнді анықтау жолы және алдыңғы жұмыстардың нәтижесі баяндалады. Бұнда көрсетілген басты өрнектер FRESCO кодына енгізілген [16].

Үшінші бөлімде У-200Р циклотрон шоғырында нуклонның берілу реакциясының дифференциалдық қималарын және ядролық физика институтының УКП-2-1 (Алматы қ.) сызықтық үдеткіш шоғырында радиациялық қарпуды өлшеудегі қолданылған әдістемелер, тәжірибелік құрылғылар, қондырғылар, солардың құрылысы және оған дайындық туралы баяндалады. U-200P үдеткіштіне кіретін ICARE жүйесі, ЭЦР көзі, шашырау камерасы, онда қолданылатын детекторлар (телескоптар) және бөлшектерді тіркеу және идентификациялау бойынша толықтай мәліметтер жазылған. Бұдан басқа, нысананы жасаудың технологиясы, оның жасалу жолы мен қалыңдығын өлшеу жұмыстары осы жерде ашылып айтылған. Бөлімнің қорытындысы ретінде біз жоспарланған реакциялар үшін дифференциалдық қималардың жаңа өлшемдерінің келесідей нәтижелері ұсыналған: $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$, $^{12}C(^{10}B,^{10}B)^{12}C$, $^{12}C(^{10}B, ^{9}Be)^{13}N$.

Төртінші бөлім зерттеу объектісі ретінде таңдалған "берілу реакцияларының ДҚ талдау, спектроскопиялық амплитуданы (СА) алу" осы жұмыста алынған тәжірибелік қималарға теориялық талдауға негізделген. $^{12}C(^{10}B,^{9}Be)^{13}N$ протонды беру реакцияларын тәжірибелік дифференциалдық қимаға (ДҚ) бұрыштық үлестірудің негізгі максимумы аймақтағы есептелген дифференциалдық қималарды нормалау нәтижесіндегі $^{12}C+p \rightarrow ^{13}N$ конфигурациясы үшін спектроскопиялық амплитудасы (СА) табылды, бұны пайдалану арқылы ЖБЖҰТ шеңберінде АНК мәні анықталғандығы баяндалған. Оның мәні 1,63±0,13 $фм^{-1}$-ге тең. Алынған АНК-ны өте төмен энергиялардағы $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ протонды тікелей радиациялық қарпу реакциясының астрофизикалық S(E) фактор мәнін бағалау үшін қолданылды.

Бесінші бөлімде Жетілдірілген R-матрицалық әдісі шеңберінде біз алған СФ мәнін пайдалану арқылы $E_p < 2$ МэВ энергия аймағында астрофизикалық S(E) факторды және $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ протонның радиациялық қарпу жылдамдығын есептеу жайлы баяндалды және олар астрофизикалық маңызды энергияларда реакцияның орташа жылдамдығы NACRE II компиляциясында ұсынылғаннан кем дегенде 1,1 есе жоғары екендігі анықталды.

Қорытындылай келе, үдетілген протондар мен ^{10}B иондарының ^{12}C ядроларымен әрекеттесуінен алынған жаңа тәжірибелік деректер және оларды кешенді талдау тапсырмаға толық сәйкес жүргізілді деп айта аламыз.

1 ӘДЕБИЕТКЕ ШОЛУ

Бұл жұмыста біз ядролық процестердің келесідей түрлеріне әдеби шолу жасаймыз:

– 41,3 МэВ энергияда $^{10}B+^{12}C$ серпімді шашырауға әдеби шолу;

– $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ Радиациялық қарпу реакциясы үшін бізге қолжетімді S(E) фактор деректеріне шолу.

1.1 41,3 МэВ энергияда $^{10}B+^{12}C$ серпімді шашырауына әдеби шолу

Соңғы жылдар беру реакциясына зерттеу кеңінен көңіл бөлінді, өйткені ол әртүрлі ядролардың кластерлік құрылымын түсіндіруге көмектеседі. Қазірдің өзінде альфа-бөлшектердің серпімді шашырауын зерттеу күтпеген нәтижелер берді. Бұнда бұрыштық үлестірімдердегі үлкен бұрыштарда көлденең қималардың айтарлықтай ұлғаюын көрсетті, ал оптикалық модел (ОМ) қолданатын есептеулер төмендеуді болжады [17,18,19]. $^{16}O+^{12}C$ [20,21] және $^{20}Ne+^{16}O$ [22,23] сияқты жүйелер үшін шашырау қимасының үлкен бұрыштарда айтарлықтай ұлғаюын α-кластерлік тасымалдау арқылы түсіндіруге болады, егер ^{20}Ne және ^{16}O ядролары $^{16}O+\alpha$ және $^{12}C+\alpha$ құрылымдары ретінде ұсынылса. Бір нуклондық (протон немесе нейтрон) масса айырмашылығы бар ядролық жүйелерді зерттеу жоғарғыға ұқсас жүргізілді [24]. Біздің жағдайда да ауыр иондардың шашырауында кластерлердің берілуіне байланысты алмасу процестері бұл серпімді шашырау қималарына қатты әсер ететін байқауға болады [25]. Бұл оптикалық модель түсіндірмеген үлкен бұрыштардағы қималардың айтарлықтай өсуіне әкеледі. Бұл әсер әдетте үлкен бұрыштарда аномальды шашырау (ALAS - Anomalous large-angle scattering) деп аталады. Оптикалық модель шеңберіндегі осындай бұрыштық үлестірімдерді сипаттау алынған потенциал параметрлерінің дұрыс емес мәндеріне әкелуі мүмкін. Сондықтан ауыр иондардың шашырауын талдау кезінде алмасу процестердің үлесін ескеру қажет. Бұл зерттеулердің барлығы ядроның құрылымы туралы біліміміздің кеңейтеді.

p, d, t, ^{3}He, α-бөлшектер және ^{6}Li кластерлерінің берілуімен ауыр иондардың серпімді шашырауындағы алмасу механизмінің рөлі [26,27] сілтемедегі жұмыстарда зерттелген. Бұнда бұрыштық үлестірулердегі үлкен бұрыштарда кластерлік беру үрдісі басым болатындығы көрсетілген.

Нуклонды беру құбылысы жақсы байқалатын энергияда $^{10}B+^{12}C$ жүйесі бойынша кейбір бұрынғы зерттеулер бар. ^{12}C ядроларындағы серпімді ^{10}B шашырау 18 МэВ [25], 17,5 МэВ [28] және 100 МэВ [29] энергияларында зерттелген. $E_{лаб.}$ = 18 Mev кезінде ^{10}B ионы ^{12}C ядроларымен серпімді шашырауы үлкен бұрыштық үлестірімдерде байқалған дифференциалдық қималардың айтарлықтай өсуі бұрын көрсетілген. Бұл дейтрон кластерінің тасымалдануына байланысты. Ал 100 МэВ энергиямен өлшеу тек дифракциялық құрылым жақсы байқалған бұрыштардың шектеулі диапазонында (орталық масса жүйесінде 10^0-40^0) ғана жүргізілді. Дәл осындай құрылым алдыңғы жарты шарда және біз жақында өлшеген 17,5 МэВ энергиясының бұрыштық үлестіруінда байқалды, оптикалық модельде жақсы сипатталған. Сонымен қатар талдау көрсеткендей,

бұл модель тәжірибиеде байқалған қималардың үлкен бұрыштарда көтерілуін сипаттау үшін дейтронның алмасу механизмі ескерілген. 18 МэВ энергиядағы зерттеуде көрсеткендей шоғырдың энергиясы кулондық тосқауылға жақындаған сайын, алдыңғы жарты шардағы дифракциялық құрылым жоғалады, бірақ үлкен бұрыштарда ол қайтадан пайда болады және шашырау бұрышының ұлғаюы қималардың өсуімен сипатталады. Есептеулер көрсеткендей, тіпті потенциалдың кең ауқымында оптикалық тереңдіктің өзгеруі бұл өсуді түсіндіре алмайды. Айта кету керек, [25] жұмыста дейтронның серпімді берілу үлесін бағалайтын нақты есептеулер жүргізілмеген.

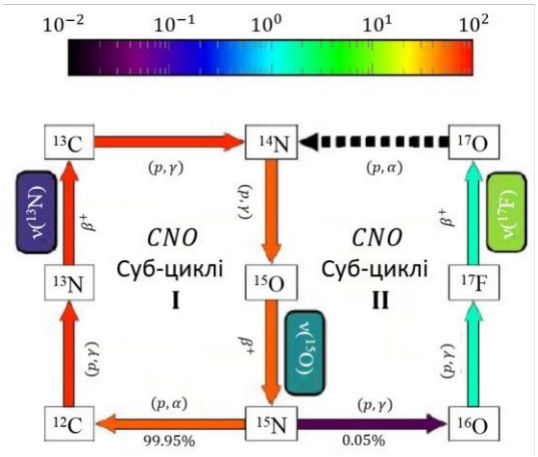
1.2 $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ Радиациялық қарпу реакциясының бізге қолжетімді S(E) фактор деректеріне шолу

Күннен сәл массивті негізгі тізбектегі жұлдыздарда CNO циклін жүзеге асыру нәтижесінде сутегі жоғары температурада жанады (1-сурет). Себебі CNO циклінде реакция жылдамдығы pp тізбегіне қарағанда температураның жоғарылауымен әлдеқайда жылдам жүреді. Бұл цикл маңызды, өйткені ол ^{12}C ядроларынан ^{13}C, ^{13}N сияқты ядроларын аламыз. Суық CNO циклінің тізбегі келесі реакциялардан тұрады: $^{12}C(p,\gamma)^{13}N(\rightarrow^{13}C+e^{+}+\nu_e)$ $^{13}C(p,\gamma)^{14}N(p,\gamma)^{15}O(\rightarrow^{15}N+ e^{+}+\nu_e)$ $^{15}N(p,\alpha)^{12}C$. Бұл реттілікте төрт протон α-бөлшекке айналады ($4p \rightarrow \alpha$) да нәтижесінде 26,73 МэВ энергия бөлінеді, оның шамамен 1,7 МэВ ті нейтрино алып кетеді. Сонымен қатар, ол Borexino [30] экспериментінде нейтрино көзі ретінде зерттелді. $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ реакциясы сонымен қатар CNO цикліндегі суық циклден ыстық циклге дейінгі тармақталу нүктесі болып табылады. Субциклдер одан әрі жұлдыздық температураның T_9=0.1–1.0 ($T_9=10^9$ К) мәндеріне дейін жоғарылауымен келесідей реттілікпен анықталады [31]:

$$^{12}C(p,\gamma)^{13}N(p,\gamma)\,^{14}O\rightarrow^{14}N+ e^{+}+\nu_e;$$
$$^{14}N(p,\gamma)^{15}O\rightarrow^{15}N+ e^{+}+\nu_e;\ ^{14}N(p,\alpha)\,^{12}C$$

$^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ реакциясында ^{13}N ядросының β-ыдырауы нәтижесінде ^{13}C түзілуі алып тармақтың (AGB) аз массалы асимптотикалық жұлдыздарының эволюциясы кезінде ауыр элементтердің пайда болуында маңызды рөл атқарады (оған тән температура ≈ 10^8 К). Бұл жағдайда $^{13}C(\alpha, n)^{16}O$ реакциясы нейтрондардың негізгі көзі болғандықтан, $^{12}C/^{13}C$ қатынасының өзгеруі жұлдыздық ортадағы s процестер үшін анықтаушы фактор болып табылады [32]. 1950 жылдан бастап реакцияның γ-кванттарын өлшеу арқылы $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ протондарының радиациялық қарпу реакциясы о.м.ж-дегі кең энергия диапазондарында тәжірибелік зерттеулер жүргізілді. Сондықтан, ^{12}C ядросында протонды радиациялық қарпу ядролық астрофизика үшін ең алдымен < 200 кэВ энергияда қызығушылық тудырады. Бірақ протон шоғырын қарпу механизмдерінің үлесін бағалау үшін S(E) факторды = 2,5 МэВ дейінгі энергия диапазонда қарастырған жөн, мұнда тікелей радиациялық қарпудың рөлін бағалау ыңғайлы. Бұл энергия диапазонында $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ реакциясында резонанстық қарпу орталық масса жүйесінде кең резонанстар E_1^r =421 кэВ ($1/2^{+}$)

және E_2^r =1558 кэВ ($3/2^-$) , сондай-ақ тікелей қарпудағы ^{13}N ядросының негізгі күйі және олардың интерференция үлестері басым болады. Бұл резонанстар γ-сәулеленудің әсерінен ^{13}N негізгі күйіне өтеді.



Сурет 1 – Жұлдыздардағы сутегінің жану циклдері. Көрсетілген түстер күндегі реакция жылдамдығына сәйкес келеді

Айтарлықтай төмен энергияларда ^{12}C(p,γ)^{13}N (немесе астрофизикалық S(E) факторлардың) тәжірибелік деректердің көлденең қималарыүшін бірқатар жұмыстарда алынды және олар резонанстық энергия аймақтарынан тыс аймақта айтарлықтай үлкен анықталмағандықты көрсетеді. Алайда, E_1^r = 421 кэВ резонасы кіретін 350≤E≤1000 кэВ энергия диапазонындағы астрофизикалық S(E) фактор 10% - дан аспайтын абсолютті анықталмағандықпен өлшенген [9], бұл бұрын жүргізілген протонның 150-ден 2500 кэВ-қа дейінгі энергияда өлшенген ^{12}C(p,γ)^{13}N қарпу реакциясының астрофизикалық S(E) фактор [8] жұмыстарына жақсы сәйкес келеді. Бірақ E_1^r және E_2^r резонанстары арасындағы аймақтағы тәжірибелік қателіктер, әсіресе энергияның жоғарлау кезінде E_2^r резонанс аймағында өте үлкен, кейбір энергия мәндерінде 40% - дан асады [11]. Бұл жағдай жұлдыздық температурада ^{12}C(p,γ)^{13}N реакция жылдамдығының экстраполяциялық есептеулерінің дәлдігіне айтарлықтай әсер етеді, мұнда есептелген қимада протонның тікелей радиациялық қарпудың үлесі маңызды және оның сапасы екінші резонанстан жоғары қиманың шамасы бойынша тексеріледі. ^{12}C(p,γ)^{13}N реакциясының астрофизикалық S(E) факторды есептеулерді берілген екі резонанстық және тікелей радиациялық қарпудың үлестерін сондай-ақ олардың ($E_{о.м.}$<2.5 МэВ, мұндағы о.м. –орталық масса жүйесі) энергия аймағындағы интерференцияларын ескере отырып жүргізу тәжірибелік деректерді талдау негізі болып табылады. Өкінішке орай, осы екі резонанс арасындағы энергетикалық аймақтағы қолжетімді тәжірибелік деректер үлкен анықталмағандыққа ие екенің жоғарыда айттық.

S(E) факторды сипаттау әдістемелік әдісі ^{12}C(p,γ)^{13}N реакциядағы тікелей қарпу және резонанстық қарпу процестері бар кезде спектроскопиялық фактор (СФ) теориясын және жетілдірілген R-матрица әдістерін біріктіру арқылы жүргізіледі [33]. Қазіргі таңда ^{12}C(p,γ)^{13}N үрдісінің S(E) факторын есептеудегі

негізгі мәліметтер үшін бірқатар анықталмағандық бар. Мысалы, E_1^r және E_2^r резонанстық энергияларына сәйкес келетін бірінші (E=2,365 МэВ) және екінші (E=3,502 МэВ) ^{13}N резонанстық күйлер үшін әр түрлі авторлар тапқан резонанстық параметрлер бір бірімен сәйкес келмейді [34,35]. Сондай-ақ, S(E) факторды анықтау мәселесін шешу бұл тікелей қарпу үлесін дұрыс бағалау болып табылады, оның әсері төмен энергиямен конструктивті әсерлесу арқылы айтарлықтай артуы немесе деструктивті әсерлесу арқылы азайтылуы мүмкін.

Қолданбалы теориялық құралдарға миннесота формалары мен V2 нуклон–нуклон (NN) потенциалдары қолданылатын [36] жұмыстағы сияқты микроскопиялық есептеулер жатады. Онда есептелген S(E) мәндері NN потенциалдар формасына айтарлықтай сезімталдығы анықталды. Сондықтан есептелген S(0) анықталмағандықты бағалау қиын.

Жалпы алғанда, өлшенген S(E) факторды нөлдік энергияға дейін экстраполяциялау бұл S(0)=1.40-2.35 кеВ бн мәндер диапазонына әкелді [37,38,39]. Бұл фактінің бір негізгі себебі ^{12}C+p=^{13}N үшін СА дәлдігімен байланысты болып табылады. Сондықтан оның дұрыстығын дұрыс бағалау СА туралы сенімді ақпаратты алу қызығушылық тудырады.

Микроскопиялық тәсілде NN күшіне қатты тәуелді бірнуклонды АНК ны есептеу [40] , бұл тәжірибелік деректерді модельдік талдауға негізделген АНК алудың (әдетте "жанама түрде анықталатын") ең перспективті жолы [41]. Ең жиі қолданылатын модельдер-беру реакциялар үшін жетілдірілген борндық жуықтаудағы ұйытқыған толқындар (ЖБЖҰТ) және A(x,γ)B тікелей қарпу реакциялары үшін жетілдірілген екі дененің потенциалдық әдісі (MTBPM - Modified two-body potential method). ^{13}N→^{12}C+p үшін "жанама түрде анықталған" АНК алу үшін екінші әдіс қолданылмайды, өйткені ^{12}C(p,γ)^{13}N радиациялық қарпу негізінен резонанстық болып табылады. Тек ^{13}N ядросының негізгі күйі протонмен байланысты болғандықтан, бірінші әдіс үшін протонның ^{13}N ядросының негізгі күйіне өтуі туралы тәжірибелік деректерді ғана пайдалануға болады.

[8] жұмыста 2.5 МэВ-тан төмен аймақта ^{12}C(p,γ)^{13}N реакция S(E) факторының энергияға тәуелділігі туралы қолжетімді тәжірибелік мәліметтер егжей-тегжейлі талқыланған. Оның E_1^r резонанстық энергиясындағы абсолютті мәні нақтыланды, бірақ S(E) факторды есептеу АНК тұжырымдамасын қолданбай орындалды. [9] жұмыста бірінші резонанстық энергия аймағына жақын ^{12}C(p,γ)^{13}N реакциясы үшін тәжірибелік деректерін төменгі энергиядағы астрофизикалық S(E) фактор мәндерін талдауды [42,43] жұмыстағы ^{12}C(^{3}He,d)^{13}N протонды шеткерлік беру реакциясынан алынған "жанама түрде анықталған" ^{13}N→^{12}C+p үшін АНК ны қолдану арқылы орындалды. Алайда, [8,9] де есептелген S(E) фактор өзгерісі екінші резонанстық E_2^r энергиялар аймақтағы тәжірибелік S(E) факторды нашар сипаттайды. Бұл факт протонның тікелей радиациялық қарпу үлесін дұрыс бағаламауды көрсетуі мүмкін. Жалғыз басқа жұмыста ^{12}C(^{7}Li,^{6}He)^{13}N реакциясы ^{13}N→^{12}C+p конфигурациясының СФ мәнін алу үшін арнайы өлшенді [39], бірақ деректерді талдау толығымен дәйекті емес. Ол ^{6}He+p=^{7}Li конфигурация үшін спектроскопиялық факторды қолдануға байланысты және деректерді талдау протонды тасымалдау шеткерлігін

бағалаусыз жүргізілді. Осыған байланысты біз протонды берудің негізгі механизмін ескере отырып, беру реакцияларынан алынған спектроскопиялық фактор (СФ) дәлдігін анықтау бұл ерекше қарастыруды қажет етеді.

2 ШАШЫРАУ ТЕОРИЯСЫ ЖӘНЕ АТОМ ЯДРОЛАРЫНЫҢ МОДЕЛЬДЕРІ

2.1 Шашырау теориясы

Екі ядро арасындағы шашырау үрдісін талдау көп денелер мәслесі болып табылады (әрқашан екі дененің мәселесіне әкеледі), олардың шешімдері жайлы біршама кітаптарда сипатталған. Бұл бөлімде шашырау теориясының қысқаша мазмұны келтірілген және серпімді шашыраудың ерекше жағдайына назар аударылады. Екі ядро арасындағы серпімді шашырау үрдісі А және Б (түрінде ұсынылған А (Б, Б) А) Шредингер теңдеуінің шешімін табу арқылы $H\Psi = E\Psi$ немесе келесідей баламада сипаттауға болады:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2 + V(\vec{r})\right]\Psi(\vec{r}) = E\Psi(\vec{r}) \tag{2.1}$$

мұндағы μ жүйенің берілген массасын білдіреді. V(r⃗) потенциалы әдетте кулондық және кешендік ядролық потенциалдан тұрады. Толқындық функция Ψ(r⃗) - түсетін жазық толқын мен сфералық толқынның қосындысынан тұрады:

$$\Psi(\vec{r}) = A_0\left(\exp(i\vec{k}\vec{r}) + f(\theta,\varphi)\frac{\exp(ikr)}{r}\right) \tag{2.2}$$

мұндағы f(θ, φ) шашырау амплитудасы және $\vec{k}$ түскен толқынның толқындық саны.

Бұл шаманы білу dΩ дене бұрышында шығарылған бөлшектердің санын уақыт бірлігінде түсетін бөлшектердің ағынына бөлу арқылы анықталатын дифференциалдық шашырау қимасын есептеуге мүмкіндік береді.Осылайша, біз келесідей өрнекті аламыз:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left|f(\theta,\varphi)\right|^2 \tag{2.3}$$

Осы жерден Сатчлер берген тұжырымдама шығады [44].

2.2 Ядролық потенциалда серпімді шашырау

Жалпы, сфералық симметриялы потенциалды қарастырған кезде жүйенің бұрыштық моменті тұрақты қозғалыс болып табылады. Осылайша, толқындық функцияны l бұрыштық моментпен (және оның z осіне проекциясы, m) радиалды және бұрыштық компонентке жіктеуге болады.

$$x_{lm}(\vec{r}) = u_l(r)Y_l^m(\theta,\varphi) \tag{2.4}$$

Бұл бөлшектің әрбір моментінде l бір-біріне тәуелсіз шашырау үрдісіне қатысатынын білдіреді. Бұл жағдайда Шредингер теңдеуін радиалды және бұрыштық теңдеулерге бөлуге болады.

Радиалды теңдеу $w_l(r) = ru_l(r)$ түрінде жазылады

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{d^2}{dr^2}w_l + \left[V(r) + \frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{l(l+1)}{r^2}\right]w_l = Ew_l \qquad (2.5)$$

мұндағы өрнек $\frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{l(l+1)}{r^2}$ – орбитада бойынша $l\hbar$ бұрыштық моментпен қозғалатын бөлшектің ортадан тепкіш тосқауыл (немесе ортадан тепкіш потенциал).

Барлық шашырау процесті бірнеше l бұрыштық моменттегі парциалдық толқындық функциялардың орталық потенциалмен өзара әрекеттесуі ретінде елестетуге болады. Бөлшектердің $l\hbar$ бұрыштық моменті нысана мәнінен аз бөлшектер нысананың ядросымен тиімді әрекеттеседі (классикалық жағдайда, тек $l \leq kb$ парциадық толқындар бар кезде, мұндағы k – толқын саны және b –берілген реакцияның әсерлесу параметрі).

Серпімді шашырау жағдайында асимптотикалық шек (2.4) теңдеудің жуықтауына әкеледі:

$$x(r,\theta,\varphi) \to \exp(i\bar{k}\bar{r}) + f(\theta,\varphi)\exp(i\bar{k}\bar{r}) \qquad (2.6)$$

Қарапайымдылық үшін бөлшектердің ішкі спиндері жоқ деп есептесек, бұрыштық момент l сақталады. k -ны z осі бойымен бағыттай отырып, ядролық потенциалдың шашырау амплитудасын келесідей көрсетуге болады:

$$f(\theta,\varphi) = \frac{1}{2ik}\sum_l (2l+1)\left[S_l - 1\right]P_l(\cos\theta) \qquad (2.7)$$

мұндағы $P_l(\cos\theta)$ - Лежандра полиномы, ал S_l - бұл A_l шағылысу коэффициенттері және δ_l шашырау фазалары түрінде көрсетілген унитарлы шашырау матрицасы.

$$S_l = A_l\exp(2i\delta_l) \qquad (2.8)$$

A_l шағылысу коэффициенттері сол парциалды толқын амплитудасының әлсіреуін білдіреді. Нақты потенциалды қарастырған кезде A_l=1 болу арқылы әлсіреу күтілмейді. A_l <1 кешенді потенциалдары үшін.

2.3 Ядроның оптикалық моделі

Екі ядро арасындағы A1 және A2 ядролық реакцияны сипаттау үшін, жүйенің әрбір нуклоны үшін Шредингер теңдеуі жазылуы керек. Әрбір нуклон

басқа нуклондар (A_1+A_2-1) жасайтын потенциалдық шұңқырда орналасқан. Біз N =A1+A2 теңдеулер жүйесін алдық, бірақ N біршама үлкен болған жағдайда, оны сандық түрде шешу қиын. Осылайша, N дене мәселесін шешудің басқа жолдарын табу керек.

Оптикалық модель шеңберінде [45], шоғыр нуклондары мен нысанадағы нуклондар арасындағы барлық өзара әрекеттесулер негізгі күйдегі шоғыр пен нысана арасындағы V(r) өзара әрекеттесуінің ортаңғы және орталық бөлігімен ауыстырылады. Бұл Шредингер теңдеуін шешуді жеңілдетеді, N-денелік есепті бір денеге ауыстырады: массасы μ бөлшек (жүйенің берілген массасы) әр түрлі нуклондар арасындағы барлық өзара әрекеттесулерді алмастыратын V(r) потенциалды шұңқырда болады.Сонда теңдеу келесідей жазылады:

$$H\psi = \left(-\frac{\hbar^2}{2\mu}\Delta + V \right) \psi = E\psi \qquad (2.9)$$

$\mu = \frac{A_1 . A_2}{A_1 + A_2}$ жүйенің берілген массасы және екі ядроның орталық массадағы r арақашықтығы.

Оптикалық модельдің негізгі идеясы-нуклонның ядроға түсу жағдайы серпімді шашырау болуы мүмкін немесе әртүрлі реакцияларды тудыруы мүмкін. Егер түскен бөлшек толқын түрінде ұсынылса, онда классикалық тілде ол шашырауы немесе жұтылуы мүмкін. Оптикада бұл кешенді сыну көрсеткіші бар ортадағы жарық толқынының шағылысуы мен жұтылуына ұқсас, сонымен қатар сыну көрсеткішінің жорамал бөлігі жарық толқынының жұтылуын, ал ядролық жағдайда өзара әрекеттесуді сипаттайтын кешенді потенциалдың жорамал бөлігі барлық серпімсіз реакцияларды түсіндіреді. Осыдан орташа ядролық потенциалды келесідей жазуға болады:

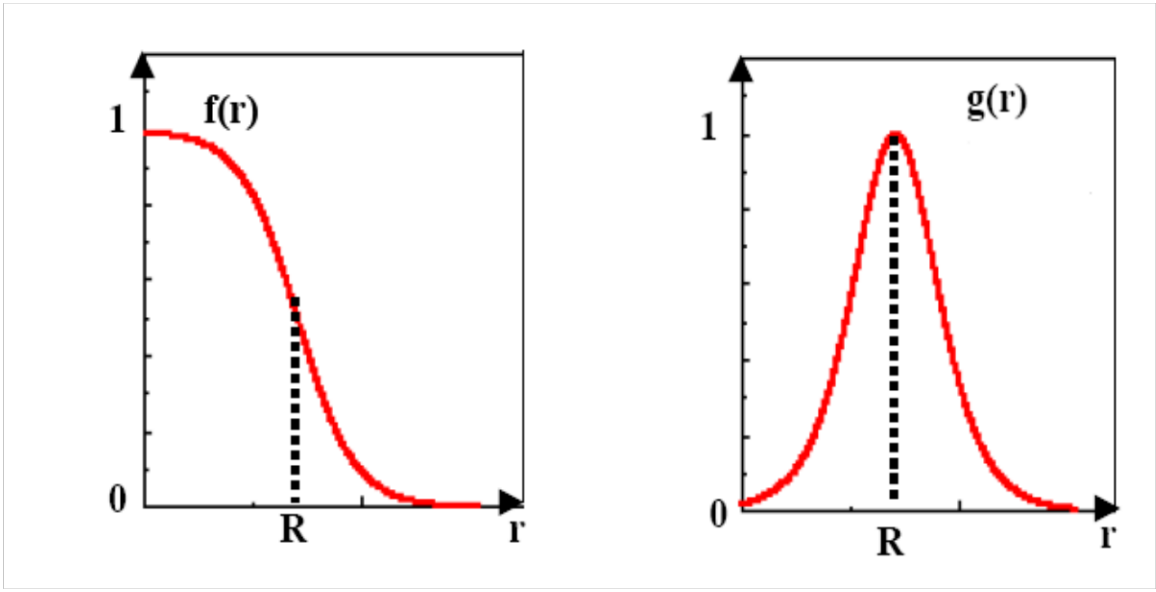
$$U(r) = V(r) + iW(r) \qquad (2.10)$$

мұндағы V (r) потенциалдың нақты бөлігі серпімді шашырау болып табылады, яғни түскен толқынның шағылысуы. W(r) серпімсіз соқтығысуларға байланысты ағынның жоғалуын көрсетеді. Тарихи тұрғыдан алғанда, оптикалық модельдің негізі нейтрондардың ядролық шашырау нәтижелерін мөлдір сфераларға жарықтың шашырауы бойынша алынған мәліметтермен салыстыру арқылы жасалған. Алғашқы оптикалық потенциалдар нейтрондардың ядролармен әрекеттесуінен құрылған, содан кейін протондардың, α-бөлшектердің және ауыр иондардың шашырауы үшін құрылды. Серпімді шашыраудың алғашқы талдауы тікбұрышты шұңқырды қолданды, содан кейін ол шынайы түрдегі пішінге ауыстырылды:

$$U(r) = Vf(r) + iWg(r) \qquad (2.11)$$

мұндағы V және W- нақты және жорамал бөлігінің потенциал тереңдігі. f(r) және g(r) форма факторлары 2-суретте көрсетілгендей екі ядро арасындағы r

қашықтығына байланысты. Нуклон-нуклон өзара әрекеттесуі қысқа қашықтықта пайда болатындықтан, нуклон-ядролық әрекеттесулердің құрайтын Vf(r) потенциалы бірдей әсерге ие. Ядро қабығындағы нуклондар тек жақын көршілерімен әрекеттеседі. Осы ядролық күштердің қанығуына байланысты Vf(r) потенциалы ядро ішінде біркелкі, содан кейін беткі аймақта экспоненциалды түрде төмендейді. Өзара әрекеттесу потенциалының нақты бөлігі Вудс-Саксон форма факторымен жүргізіледі. Жорамал бөлігінің форм факторы түсетін бөлшектің энергиясына байланысты. Төмен энергияда (10 МэВ-тан аз), жұтылу тек ядро бетінде жүреді. Бұл жағдайда ядро бетінде орналасқан g(r) форма факторы Вудс-Саксон туындысы $g(r) = 4a\dfrac{\partial f(r)}{\partial r}$ болып табылады:



Сурет 2 – f(r) және g(r) формфакторларын көрсетеді және олардың екі ядро арасындағы r қашықтығына тәуелділігі

Жоғары энергияда жорамал бөлікке үлесі екі механизм арқылы жүзеге асырылады: жоғарыда сипатталған беткі мүше және Вудс-Саксон потенциалымен сипатталған көлемді мүше. Сонымен қатар, ядроны сипаттау үшін қабықша моделіне енгізілген спин-орбиталық потенциалға ұқсас, нуклонның $\vec{s}$ мен $\vec{l}$ орбиталық моментін өзара әрекеттесуін ескеру үшін $V_{so}(r)$ спин-орбиталық потенциалы енгізіледі:

$$V_{SO}(r) \infty \frac{1}{r}\frac{df(r)}{dr}\vec{l}\cdot\vec{s} \qquad (2.12)$$

$V_c(r)$ кулондық потенциалы V(r) потенциалына да бірігеді. Шашырау зарядтың таралуының белгілі бір түріне сезімтал болмағандықтан, сондықтан оның бұлыңғыр шекараларын қарастырудың қажеті жоқ, бұл кулондық потенциал бұл электрондардың шашырауына сәйкес келетін радиустары бар екі зарядтың арасындағы біркелкі таралу [46]. Оптикалық модельде қолданылатын кешенді U(r) потенциалы келесідей болады:

$$U(r) = V_C(r) + Vf(r) + iW_V f(r) + iW_S g(r) + V_{SO}(r) \qquad (2.13)$$

Осы жұмыста ұсынылған серпімді шашыраудың тәжірибелік деректерін талдау (4.1 бөлімде) оптикалық модель шеңберінде жүзеге асырылады. Оптикалық потенциал үш түрлі потенциалдан тұрады:

V_c – кулондық потенциал.

Ядролық потенциалдың нақты бөлігі V.

Ядролық потенциалдың жорамал бөлігі W.

$$U(r) = V_C(r) - V(r) - iW_V(r) \qquad (2.14)$$

Бірінші мүше-кулондық потенциал.

$$V_C(r) = \frac{Z_p Z_t e^2}{2R_C}\left(3 - r^2 / R_C^2\right) \qquad \text{егер } r < R_C$$

$$V_C(r) = \frac{Z_p Z_t e^2}{r} \qquad \text{егер } r > R_C, \qquad (2.15)$$

Нақты бөлік келесі көрініске ие:

$$V(r) f(r, r_v, a_v) = V_0\left[1 + \exp\left(\frac{r - r_V}{a_V}\right)\right]^{-1}, \qquad (2.16)$$

Жорамал көлемді бөлік:

$$W_V(r) f(r, r_w, a_w) = W_0\left[1 + \exp\left(\frac{r - r_W}{a_W}\right)\right]^{-1}, \qquad (2.17)$$

Осылайша, өзара әрекеттесу потенциалын келесі түрде қайта жазуға болады

$$U(r) = V_c(r) - V_o\left[1 + \exp\left(\frac{r - r_V . A^{1/3}}{a_V}\right)\right]^{-1} - iW_o\left[1 + \exp\left(\frac{r - r_W . A^{1/3}}{a_W}\right)\right]^{-1}, \qquad (2.18)$$

мұндағы V_0 және W_0-нақты және жорамал бөліктердің тереңдігі, ал $R_i = r_i(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})$ және a_i – нақты (V) және жорамал (W) ядролық потенциалдардың радиустары мен диффузиялары. $V_C(r)$ - кулондық потенциал.

2.4 Реакциялардағы байланысқан арналар әдісі (РБА)

Ядролық процестерді сипаттау маңызды көп арналы мәселелерді шешу болып табылады. Шашырау мәселесін шешу Шредингердің көп бөлшекті теңдеуін тиісті шекаралық шарттармен шешуге, осы шешімнің негізінде

дифференциалдық және интегралдық қималарды табу болып табылады. Бұл әдісте көп бөлшекті теңдеуді шешу мәселесі Шредингер теңдеулер жүйесін шешуге әкеледі:

$$\left[H_0\left(\vec{r}\right)+V_{nn}\left(\vec{r}\right)-E_n\right]f_n\left(\vec{r}\right)=-\sum_{n\neq n'}^{N}V_{nn'}\left(\vec{r}\right)f_{n'}\left(\vec{r}\right),\ n=1,2,\ldots,N \qquad (2.19)$$

Мұнда

$$V_{nn'}\left(\vec{r}\right)=\int\Phi_n^*\left(\vec{r_1}\ldots\vec{r_A}\right)V\left(\vec{r},\vec{r_1}\ldots\vec{r_A}\right)\Phi_{n'}\left(\vec{r_1}\ldots\vec{r_A}\right)d\vec{r_1}\ldots d\vec{r_A} \qquad (2.20)$$

- N бір бөлшекті теңдеулердің "байланысы" жүретін байланыс арналардың матрицалық элементтері (2.19). Бұл теңдеулер жүйесінің бірлескен шешімі арналардың күшті байланысы болған кезде нысана ядроның N күйлерінің қозуымен серпімді және барлық серпімсіз өзара әрекеттесулерді бір уақытта сипаттау мәселесіне сәйкес келеді. Арналар байланысының матрицалық элементтері (2.20) Φ_n қозған күйлері нысана ядросының толқындық функцияларды қамтиды, сондықтан осы әдістпен тәжірибелік деректерді талдау ядролық құрылымның қасиеттері туралы ақпаратты алуға мүмкіндік береді. Бұл формализмді ядролардағы бөлшектердің серпімсіз шашырауын сипаттауға қолдану үшін біз берілген бөлшектің нысана ядромен толық әрекеттесуінен орта өріс потенциалы мен қалдық өзара әрекеттесу потенциалын бөліп аламыз. Мұнда біз ұжымдық модельде қабылданған жуықтау процедураны орындаймыз, бұл толық өзара әрекеттесу $V\left(\vec{r},\vec{r_1},\ldots,\vec{r_A}\right)$ тек ұшатын бөлшектің координаттарына ғана емес, сонымен қатар нысана ядроның ұжымдық айнымалыларына $\alpha_{\lambda\mu}$ да байланысты болатын нуклон потенциалымен $V\left(r,\theta,\vartheta;\alpha_{\lambda\mu}\right)$ ауыстырылады. Бұл параметр R_0 потенциалының жартылай ыдырау радиусы арқылы бөлшекке әсер ететін потенциалдың радиусын анықтайды:

$$R(\theta,\vartheta)=R_0\left[1+\sum\alpha_{\lambda\mu}\mathrm{Y}_{\lambda\mu}(\theta,\vartheta)\right], \qquad (2.21)$$

Мұнда радиустың сфералық симметриядан ауытқуы сфералық гармониканың толық ортонормальды жүйесі бойынша жіктеледі . Онда

$$V\left(r,\theta,\vartheta;\alpha_{\lambda\mu}\right)=\frac{V_0}{1+\exp\dfrac{r-R_0\left[1+\sum\alpha_{\lambda\mu}\mathrm{Y}_{\lambda\mu}(\theta,\vartheta)\right]}{a}}. \qquad (2.22)$$

Бұл өрнекті ($r-R_0$) нүктесіне жақын Тейлор қатарына жіктеу арқылы келесіні аламыз:

$$V\left(r,\theta,\vartheta;\alpha_{\lambda\mu}\right)=V\left(r-R_0\right)-R_0\sum_{\lambda\mu}\alpha_{\lambda\mu}\mathrm{Y}_{\lambda\mu}\left(\theta,\vartheta\right)\frac{\partial V\left(r-R_0\right)}{\partial r}+\ldots \qquad (2.23)$$

Орташа өрістің потенциалы ретінде атқылаған нуклонның $U_{ср}=V(r-R_0)$ ядросымен өзара әрекеттесуінің сфералық симметриялы бөлігі қабылданады, ал қалдық өзара әрекеттесу сфералық симметриядан потенциал форманың ауытқуы болып саналады.

$$V_{\text{îïò}}=-R_0\sum_{\lambda\mu}\alpha_{\lambda\mu}\mathrm{Y}_{\lambda\mu}\left(\theta,\vartheta\right)\frac{\partial V\left(r-R_0\right)}{\partial R}+\frac{1}{2}R_0^2\left[\sum_{\lambda\mu}\alpha_{\lambda\mu}\mathrm{Y}_{\lambda\mu}\left(\theta,\vartheta\right)\right]^2\frac{\partial^2 V\left(r-R_0\right)}{\partial r^2}+\ldots \qquad (2.24)$$

Мұнда біз серпімсіз өзара әрекеттесудің ұжымдық моделінің ротациялық нұсқасын қарастырамыз, сондықтан лабораториялық координаттар жүйесінен өз жүйемізге өтіп, жазамыз:

$$\sum_{\lambda\mu}\alpha_{\lambda\mu}\mathrm{Y}_{\lambda\mu}\left(\theta,\vartheta\right)\rightarrow\sum_{\lambda}\beta_{\lambda}\mathrm{Y}_{\lambda 0}\left(\theta',\vartheta'\right) \qquad (2.25)$$

Бұл жағдайда ядродағы заттың таралуы аксиал-симметриялы болып саналады - β_λ статикалық деформация параметрлері.

Бұл әдіс шеңберінде матрицаның T немесе S элементтері есептеледі және барлық M_f соңғы күйлер бойынша қосу арқылы және і бастапқы күйлер бойынша орташаланады, сонда біз дифференциалдық қима үшін келесі өрнекті аламыз:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\frac{\mu}{2\pi\hbar}\frac{K_f}{k_i}\sum_{LM}\frac{2I_f+1}{\left(2I_i+1\right)\left(2L+1\right)}\left|T_{LM}\right|^2 \qquad (2.26)$$

(2.23) формуласында потенциалдың сфералық симметриялы бөлігі серпімді шашырауды сипаттайды, ал потенциалдың сфералық симметриядан ауытқуына сәйкес келетін келесі мүшелер серпімсіз процестерді сипаттайды.

2.5 Борндық жуықтаудағы ұйытқыған толқындар (БЖҰТ) әдісі

Бір бөлшекті ядролық күйлер туралы спектроскопиялық деректерді алудың негізгі көзі тікелей ядролық реакциялар екені белгілі. Экзотикалық ядролар саласына (протонды және нейтронды drip lines маңындағы ядролар, супер деформацияланған және гало ядролар және т. б.), сондай-ақ оларды зерттеудің жаңа тәжірибелік және теориялық есептеу мүмкіндіктері бойынша зерттеулердің кеңеюіне байланысты қазіргі уақытта бір бөлшекті ядролық күйлерді зерттеу үшін ауыр иондармен берілу реакцияларына үлкен назар аударылуда. Бұл процестердің дұрыс теориялық модельдері әлі де маңызды және ядролық құрылымдар мен реакция механизмдерін нақтылау және ядролық астрофизика міндеттері үшін өте қажет. Маңызды міндеттердің қатарына кордың қозуы

сияқты динамикалық әсерлердің нуклондардың берілу механизмдеріндегі рөлін анықтау жатады. Сонымен қатар, көптеген жылдар бойы тікелей процестерді талдаудың негізгі әдісі борндық жуықтаудағы ұйытқыған толқындардың (БЖҰТ) "стандартты" әдісі болып табылады [47].

БЖҰТ шеңберінде талдауға жарамды деректерді алуға болатын тәжірибелік жағдайда алынған мәліметтегі анықталмағандықты барынша азайту үшін белгілі бір шарттар қойылады. Сонымен, өзара әрекеттесетін ядролардың салыстырмалы энергиялары тікелей процестер басым болатындай үлкен болуы керек (құрама ядро механизмінің рөлі бір сатылы нуклонды беру процестерінен гөрі шамалы болуы керек). Сонымен қатар, энергияның берілу реакциясының салыстырмалы түрде каналдың аз саны ашылатындай үлкен болмауы керек. Бұл тұрғыдан алғанда протонның берілу реакцияларын зерттеу кезінде энергия аймағы ~ ондаған МэВ нуклонға және ауыр иондардың өзара әрекеттесуінде кулондық тоскауылға жақын энергия ең ыңғайлы. Берілген көлденең импульс те аз болуы керек (ұшу бұрышы аз), өйткені қарапайым нуклонды жұлу (қарпу) механизмі бұрыштық үлестірудің негізгі максимумында басым болады.

БЖҰТ шеңберінде a бөлшектерінің берілу реакциясы қарастырылған кезде: A(x,y)B, мұндағы B=A+a және x=y+a, тиімді өзара әрекеттесуінің матрицалық элементтері келесідей түрде (B,x|V|A,y), ол өзара әсерлесетін ядролардың құрылымы, бұрыштық момент бойынша іріктеу және реакция түрі туралы барлық ақпаратты қамтиды. Ұйытқыған толқындық әдістегі өтпелі процеске жауапты әрекеттесу серпімді шашыраудағы негізгі әрекеттесуге ΔV әлсіз ұйытқуы ретінде қарастырылады. Мұнда B=A+a және x=y+a болатын A(x,y)B реакциясы үшін өту амплитудасы келесі құрылымға ие:

$$M(E_i, cos\theta) = \sum\nolimits_{M_{lj}} \psi_f^{(-)}\, I_{Aa}^{B} |\Delta V| I_{ya}^{x} \psi_i^{(+)}, \qquad (2.27)$$

(2.27) жиынтықтау берілетін бөлшектің J спинінің M проекциясы бойынша жүзеге асырылады. $\Psi^{+/-}(\ldots)$ – кіріс және шығыс реакция арналарының ұйытқыған толқындары, ал $I_{\beta\gamma}^{\alpha}$ – бөлшектердің байланысқан күйлерінің α=(γβ) толқындық функцияларының қабаттасуының интегралдары келесі құрылымға ие:

$$I_{\beta\lambda}^{\alpha}(r_{\beta\gamma}) = < \varphi_\beta(\zeta_\beta)\varphi_\gamma(\zeta_\gamma) \,|\, \varphi_\alpha(\zeta_\beta, \zeta_\gamma; r_{\beta\gamma}) >, \qquad (2.28)$$

Мұндағы әрбір ядро үшін байланысқан күйдің φ толқындық функциясы бар, ζ ішкі айнымалылар жиынтығы, $r_{\beta\gamma}$ – β және γ ядро массаларының орталық салыстырмалы координаттары. Ауысу операторы "post" – түрде: $\Delta V = V_{ya} + V_{yA} - V_f$ немесе “prior” – түрде: $\Delta V = V_{Aa} + V_{yA} - V_i$ көрсетіледі. Шеткерлік реакциялар үшін (мысалы, "post" түрінде) V_{yA}-V_f операторы тек $V_{yA}^{C} - V_f^{C}$ кулондық бөлікпен жуықталуы мүмкін.

Ішкі толқындық функциялардың қабаттасу интегралдарын есептеу I_{ya}^{x} және I_{Aa}^{B} жалпы жағдайда өте күрделі мәселе. Сондықтан, әдетте Ұйытқыған

толқындық әдісте (БТӘ)-де олар байланысқан күйдің модельдік толқындық функцияларымен жуықталады, ал интегралдың радиалды бөлігі келесідей болады:

$$I^{\alpha}_{\beta\gamma l_B j_B}(r_{\beta\gamma}) = Z^{1/2}_{\beta\gamma l_B j}\varphi_{Aa;l_B j_B}(r)(r_{\beta\gamma}), \qquad (2.29)$$

Мұндағы $\varphi_{Aa;l_B j_B}$ – β+γ жүйесіндегі салыстырмалы қозғалыстағы модельдік "бірбөлшекті" толқындық функция. $Z_{\gamma\beta}$– ядродағы осы конфигурацияның спектроскопиялық факторы болып табылады, ол радиалды қабаттасу интегралының нормасының квадратының мағынасына ие. Айта кету керек, жуықтаудың (2.29) қатаң негіздемесі жоқ.

Егер реакция шеткерлік болса, онда БЖҰТ-тегі (DWBA) A(x,y)B реакциясының дифференциалдық қимасы келесідей болады:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\exp} = \sum_{j_B j_x} Z_{Aal_B j_B} Z_{Yal_x j_x} \sigma^{DWBA}_{l_B j_B l_x j_x}, \qquad (2.30)$$

мұндағы σ_{DW} – DWBA формализмінде есептелген қима, ал $l_i(j_i)$ – байланысқан күйдің орбиталық (толық) бұрыштық моменті. Әдетте, тек бір l мәні әрбір байланысты конфигурация үшін реакция амплитудасына басым үлес береді. Өлшенген тәжірибелік дифференциалдық қималарға (2.30) өрнектегі ДҚ нормалауынан "феноменологиялық" спектроскопиялық факторлар (СФ) табылады, яғни егерде біреуі белгілі болса белгісіз келесі табылады. Бұл феноменологиялық СФ әдетте ядроның әртүрлі модельдерінде, атап айтқанда қабықша үлгісінде есептеулермен салыстырылады.

Дегенмен, феноменологиялық СФ табу міндеті БЖҰТ әдісінің көппараметрлі сипатымен күрделенеді, атап айтқанда, кіріс және шығыс арналарындағы салыстырмалы қозғалыстың ұйытқыған толқындық функцияларын анықтайтын және процестің амплитудасына кіретін "бөлшек-негізгі" байланысының модельдік потенциалы мен оптикалық потенциалдар (ОП) параметрлерінің түсініксіздігі (2.27). БЖҰТ формализмінде есептелген берілген ДС-нің модельдік байланыс потенциалының геометриялық параметрлеріне қатты тәуелділігі әртүрлі тікелей реакцияларды (немесе әртүрлі салыстырмалы энергиялардағы реакцияларды) талдаудан алынған СФ мәндерінің анықталмағандығына әкеледі.

Жоғарыда аталған борндық жуықтаудағы ұйытқыған толқындар әдісінің барлық өрнектері FRESCO бағдарламасына енгізілген.

2.6 Жетілдірілген борндық жуықтаудағы ұйытқыған толқындар (ЖБЖҰТ) әдісі

Зарядталған бөлшектің (протон, кластер) алмасу үрдісі ядроның шеткі бөлігінде орын алған жағдайда, толқындық функциялардың әрекеті іс жүзінде кулондық өзара әрекеттесу арқылы анықталады. Әдіс берілетін бөлшекті негізгімен байланыстыратын ядролық потенциалға сезімтал болмайды және

дифференциалдық қиманы талдаудан СФ алу, жалпы айтқанда, дұрыс есептелмейді. Бұл жағдайда бастапқыда біріктілген БЖҰТ және дисперсиялық қатынастар ретінде пайда болған және нуклонның (кластердің) негізгіден виртуалды бөлінуінің ядролық шыңдық тұрақтылар (ЯШТ) модульдерінің квадраттық мәндерін алуға мүмкіндік беретін әдіс ыңғайлы болады [48]. Әрі қарай әдіс БЖҰТ жетілдірілген борндық жуықтаудағы ұйытқыған толқындар (ЖБЖҰТ) әдісі нұсқасы ретінде қолданыла бастады [49]. ЖБЖҰТ "шынайы" радиалды толқындық функциялардың қабаттасу интегралының асимптотикалық әрекеті және осы екі бөлшекті күйлердің модельдік толқындық функциясы бірдей, бұл протонды (зарядталған бөлшек) байланыстыру үшін Уиттекер функциясының өзгерісіне сәйкес келеді деп болжануда.

ЖБЖҰТ тұжырымдамасы мен формализмі бірнеше басылымдарда келтірілген [48,49], мұнда тек талдау кезінде қолданылатын негізгі өрнектер келтірілген. N нуклонының A(x,y)B таза шеткерлік берілуі үшін (немесе кері процесс), мұндағы B=A+a және x=y+a (мұнда x – ауыр ион, p – берілетін бөлшек), қабаттасу интегралының радиалды бөлігінің асимптотикалық әрекеті $I_{Aa}(r)$, ядролық өзара әрекеттесу аймағынан тыс, r >r_N қатынасы арқылы анықталады (егер a зарядталған бөлшек болса):

$$I_{Aa;\,l_B j_B}(r) \approx C_{B\to Aa;\,l_B j_B}\,\frac{W_{-\eta_B l_B+1/2}(2\kappa_{Aa}r)}{r}, \qquad (2.31)$$

мұндағы $C_{B\to Aa;\,l_B j_B}$ – B ={A+a} байланысқан күйінің АНК-сы.

Қабаттасу интегралының асимптотикасының модельдік (БЖҰТ) "бір бөлшекті" көрінісі:

$$I^B_{Aa} \Rightarrow \varphi_{Aa;l_B j_B}(r) \approx b_{B\to Aa;l_B j_B}\,\frac{W_{-\eta_B l_B+\frac{1}{2}}(2\kappa_{Aa}r)}{r},\ r > r_N \qquad (2.32)$$

Мұндағы $\varphi_{Aa;l_B j_B}$(r) – модельдік "бірбөлшекті" толқындық функция, $W_{\alpha;\beta}(...)$ – Уиттекер функциясы, $\eta_B = Z_A Z_a e^2 \mu_{Aa} / k_{Aa}$ – B ={A +a} байланыс күй үшін кулондық параметр, $k_{Aa} = \sqrt{2\mu_{Aa}\varepsilon_{Aa}}$, ε_{Aa}–{A+a} каналға қатысты B ядросының байланыс энергиясы.

ЖБЖҰТ орбиталық және толық бұрыштық моментердің тұрақты мәндері үшін, ДҚ негізгі максимумның бұрыштық аймағында A(x,y)B (x=y+p және B=A+p) протондарының шеткерлік тасымалдануы үшін бұрыштық үлестірімді келесі түрде ұсынуға болады [50]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = C^2_{Ap} C^2_{ур} R(E_i,\theta;b_{ур},b_{Ap}), \qquad (2.33)$$

Мұнда $$R(E_i,\theta;b_{ур},b_{Ap}) = \frac{\sigma^{(DWBA)}_{Ap}(E_i,\theta;b_{ур},b_{Ap})}{b^2_{ур} b^2_{Ap}} \qquad (2.34)$$

мұнда, R(...) функциясы, ол а бөлшегінің берілу шеткерлік дәрежесін бағалау (бұл біздің жағдайда протон) және АНК алудағы теориялық анықталмағандықты бағалау әдісі ДҚ формуласының құрылымынан бөлінген. Мұнда C_{Ap} және C_{yp} – y+p→x және A+p→B конфигурациялары үшін шеткерідегі толқындық функциялардың қабаттасу интегралдарының нормалауын анықтайтын АНК; b_{Ap} және b_{yp} – тиісінше, x→y+p және B={A+p} конфигурациялары үшін донорлық ядро потенциалындағы нуклонның байланысқан күйінің "бірбөлшекті" асимптотикалық нормалау коэффициенттері [51,52]. E және θ – кіріс арнасындағы өзара әрекеттесетін ядролардың салыстырмалы кинетикалық энергиясы және о.м.ж. шашырау бұрышы. Біздің жағдайда A=^{12}C, x=^{10}B және y=^{9}Be. σ_{Ap}^{DWBA} – бұл біздің жағдайда LOLA бағдарламасының коды бойынша есептелген"бір бөлшекті" нуклонды беру дифференциалдық қимасы [53].

Z_{Aa} жалпы жағдайда спектроскопиялық фактор, бұл (A+a) каналындағы байланысқан B күйінің толқындық функциясының радиалды қабаттасу функциясының АНК C_{aA} –сы келесі теңдеуімен байланысты:

$$C_{Aa} = Z_{Aa}^{1/2}\, b_{Aa}, \tag{2.35}$$

Мұнда, a=p біздің жағдайда.

Протонды тасымалдау реакциясының шеткерлік сипаты ^{12}C(x,y)^{13}N реакциясына келесі қатынастың орындалуына байланысты [43]:

$$R(E_i,\theta;b_{yp},b_{Ap}) = f(E_i,\theta), \tag{2.36}$$

яғни, теңдеудің сол жағы (2.36) әрбір бекітілген E_i энергиясы және θ шашырау бұрыштарына b_{Ap}, b_{yp} тәуелді болмауы керек. Қарастырылып отырған нақты шеткерлік реакциялар үшін (2.36) шарттың орындалуы $R(E_i,\theta;b_{yp},b_{Ap})$ және $\sigma_{Ap}^{(DWBA)}(E_i,\theta;b_{yp},b_{Ap})$ [54,55] ядроның ішкі бөлігінің есептелген функцияларға қосқан үлесін. Себебі есептелген R және σ$^{(DWBA)}$ функцияларының реакция амплитудасының ішкі ядролық бөлігімен анықталатын еркін b_{Ap} параметріне тәуелділігі тек $\varphi_{Ap}(\rho;b_{Ap})/b_{Ap}$ және $Z_{Ap}^{1/2}\varphi_{Ap}(\rho;b_{Ap})$ факторларға байланысты [56]. Әріптер сәйкесінше R және σ$^{(DWBA)}$ функцияларына сәйкес келетін матрицалық элементтің радиалды интегралдарының ішкі интегралдық функцияларына енгізілген. Мұнда $\varphi_{Ap}(\rho;b_{Ap})$ -^{13}N ядросы үшін қабық моделінің байланысқан күйінің толқындық функциясы, ал Z_{Ap} – ^{12}C+p конфигурациядағы ^{13}N ядросы үшін спектроскопиялық фактор. Демек, матрицалық элементтің бұл ішкі бөлігі b_{Ap} және Z_{Ap} анықталмаған еркін параметрлеріне байланысты модельге тәуелді болады. Әдетте, жоғарыда аталған ішкі ядролық бөліктерге қатысты белгісіздік оптикалық потенциалдардың түсініксіздігіне байланысты жоғарылауы мүмкін және бұл Z_{AP} абсолютті мәнінде үлкен анықталмағандыққа әкеледі. Бұл қарастырылып отырған шеткерлік реакциялар үшін келесі шарт осындай (2.33) және (2.34) теңдеулерден туындайды [57,58]:

$$C_{Ap}^2 = \frac{d\sigma / d\Omega}{C_{yp}^2 R(E_i, \theta; b_{Ap})} = const \qquad (2.37)$$

сондай-ақ әрбір бекітілген E_i энергиясы мен $\theta = \theta_j^{\exp}, j = 1, 2....$ өлшеу θ бұрышы үшін орындалуы керек. (2.35) және (2.36) арақатынастарының орындалуы (немесе олардың $d\sigma^{\exp} / d\Omega$ үшін эксперимент қатесі шегінде бұзылуы), онда бекітілген E_i энергия кезінде есептелген функция үшін сыртқы өзара әрекеттесуі басым болатын θ шашырау бұрыштарының интервалын анықтауға мүмкіндік береді. Бұл жағдайда (2.37) теңдеуді $d\sigma^{\exp} / d\Omega$ қимасын қолдану арқылы $d\sigma / d\Omega$ бұрыштық үлестірімнің негізгі максимумында өлшенген "жанама анықталған" $(C_{Ap}^{\exp})^2$ мәнің алу үшін қолдануға болады.

2- бөлім бойынша қорытындылар

Оптикалық модельді талдаудың негізгі теориялық әдістеріне және байланысқан арналар әдісіне қысқаша шолу берілген. Сонымен қатар шеткерлік ядролық берілу реакцияларын талдау үшін қолданылатын БЖҰТ және жетілдірілген ЖБЖҰТ негізгі ережелері келтірілген. Соңғы жағдайдағы модельде тәуелсіз спектроскопиялық ақпарат алуға болатындығы көрсетілген, бұл күн мен массивтік жұлдыздардың ішінде болатын ядролық реакциялардың жылдамдығын есептеуде өте маңызды.

3 ПРОТОНДЫ БЕРУ ЖӘНЕ РАДИАЦИЯЛЫҚ ҚАРПУ РЕАКЦИЯЛАРЫНЫҢ ДИФФЕРЕНЦИАЛДЫҚ ҚИМАЛАРЫН ӨЛШЕУ ӘДІСТЕМЕСІ, ТӘЖІРИБЕЛІК МӘЛІМЕТТЕР

^{12}C ядроларындағы кулондық тосқауыл маңы энергиясында ауыр иондардың әсерінен болатын протонды беру реакция өнімдерінің қималарын, бұрыштық және энергетикалық таралуын бір мезгілде өлшеу тәжірибелік қондырғы мен аппаратураның сапасына белгілі бір талаптарды қажет етеді. Жоғары энергетикалық және бұрыштық ажыратымдылық, тіркелген бөлшектердің түрі бойынша жеткілікті таңдау, олардың энергиясы бойынша кең ауқымы, сондай-ақ бұрыштардың кең ауқымында өлшеу мүмкіндігі ядролық құрылымды зерттеу үшін тәжірибелік кешеннің негізгі критерийлері болып табылады [59].

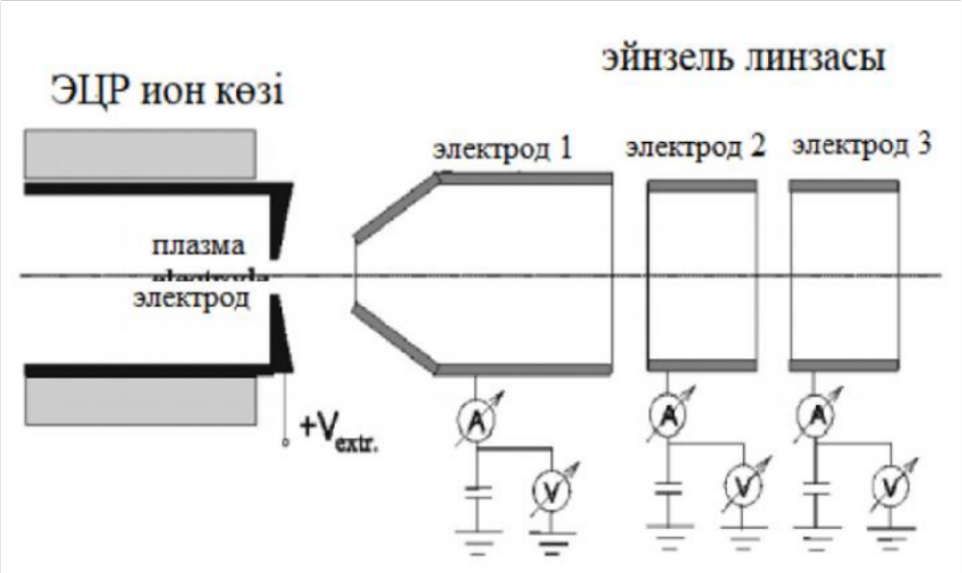
Жұмыстың негізін құрайтын тәжірибелік нәтижелер Варшава университеті (Польша) U-200 циклотроны және УКП-2-1 Ядролық физика институты ЯФИ (Қазақстан) шоғырында алынды. Әрі қарай, келесі бөлімдерде біз осы үдеткіштердің сипаттамаларын береміз.

3.1 Серпімді шашырау және беру реакцияларының дифференциалдық қималарын өлшеу әдістемесі

3.1.1 Варшава университетіндегі (Польша) U-200P циклотрон тәжірибелік қондырғысының сипаттамасы

^{10}B иондарының ($A \leq 28$) ядролармен әрекеттесуін зерттеу Варшава университетінің ауыр иондық зертханасындағы (АИЗ) магнит өрісінің азимуттық вариациялы (AVF – Azimuthal Variation of magnetic Field) U200-P циклотрон шоғырында халықаралық ғалымдар тобымен бірлесіп жүргізілді. Зерттеу тобына ҚР Энергетика министрлігінің Ядролық физика институты, Өзбекстан Ғылым академиясының Ядролық физика институты, Варшава АИЗ университеті (Польша), Акдениз университетінің физика кафедрасы (Анталия, Түркия) және «Курчатов институты» Ұлттық ғылыми орталығы (Ресей) ғалымдары кірді.

Варшава университетінің ауыр иондар изохрондық циклотроны 1994 жылы қолданысқа берілді. Бастапқыда PIG ион көзін арқылы энергиясы 5 МэВ/нукл-нан төмен болатын ауыр ионды үдетіп шығарған. 1997 жылы үдету жиілігі 10 ГГц болатын Электрондық Циклотронды Резонансты (ЭЦР) ион көзін қолдану арқылы циклотрон операциясы біршама жоғары энергияларға қарай B дан Ar дейінгі элементтер аралықта арттырылды (3-Сурет), ал 2010 жылы 15 ГГц – тік екінші ЭЦР ион көзін іске қосқаннан кейін Ag, Xe, Ta, Au және де Pb элементтер аралығындағы ауыр иондарды 2–10 МэВ/нуклон энергия диапозонында үдете алды [60]. Варшава циклотронының негізі жұмыс істеу қуаты 600-1200А-ге дейн ток күшіне жетеді. U-200P циклотронында тізбектей байланысқан 7 сегменттен тұратын екі дуант бар.



Сурет 3 – Варшавадағы ЭЦР иондар көзінің жүйесі

Энергетикалық таралу қателігі 1,4% -ға тең және энергиясы 41,3 МэВ болатын үш зарядты ^{10}B ионы ЭЦР ион көзінен алынды. Үдетілген ионның энергиясын және энергиялық таралуын ICARE шашырау камерасында орналасқан жұқа қалындықтағы алтын нысанадағы серпімді шашырауын өлшеу арқылы анықталды. Энергетикалық шкаланы абсолютті калибрлеу үшін альфа көзі (^{241}Am) қолданылды. Ал энергетикалық таралуды өлшеу каналдын энергетикалық енімен анықталды және оның мәні 30 кэВ-тен аспады, энергетикалық таралу 500кэВ ті құрады. Цилиндр фарадейге түскен ионның интенсивтілгі 2-3 нА ден 20 нА -ге дейін өзгерді. Детектордың тіркеу рұқсатына сай үлкен бұрыштар кезінде жоғары тоқта, ал кіші бұрыштарда кішкене тоқ қолданылды.

У-200 ауыр иондар үдеткішінің негізгі сипаттамалары диссертация соңындағы қосымшада көрсетілген (Қосымша А). U-200 циклотронында әртүрлі бағытта тәжірибе жасауға арналған алты шығыс каналдары бар. Төмендегі 4-суретт суретте АИЗ-ның сыртқы көрінісі келтірілген.



A – радиоизотоптар өндіру; B – SYRENA универсал шашырау камерасы; C1 – IGISOL (қысқа өмір сүруші изотоптар), C2 – EAGLE (γ сәулесімен арналған мулти-детекторлы спектрометрия); C3 – CUDAC (Ядроның құрылысын зерттеуге арналған,кулондық қозу әдісі); D – ICARE (зарядталған бөлшектердің идентификациясын және энергиясын өлшеуде қолданылатын детектор жүйесі)

Сурет 4 – Ауыр иондар зертханасының сызбасы

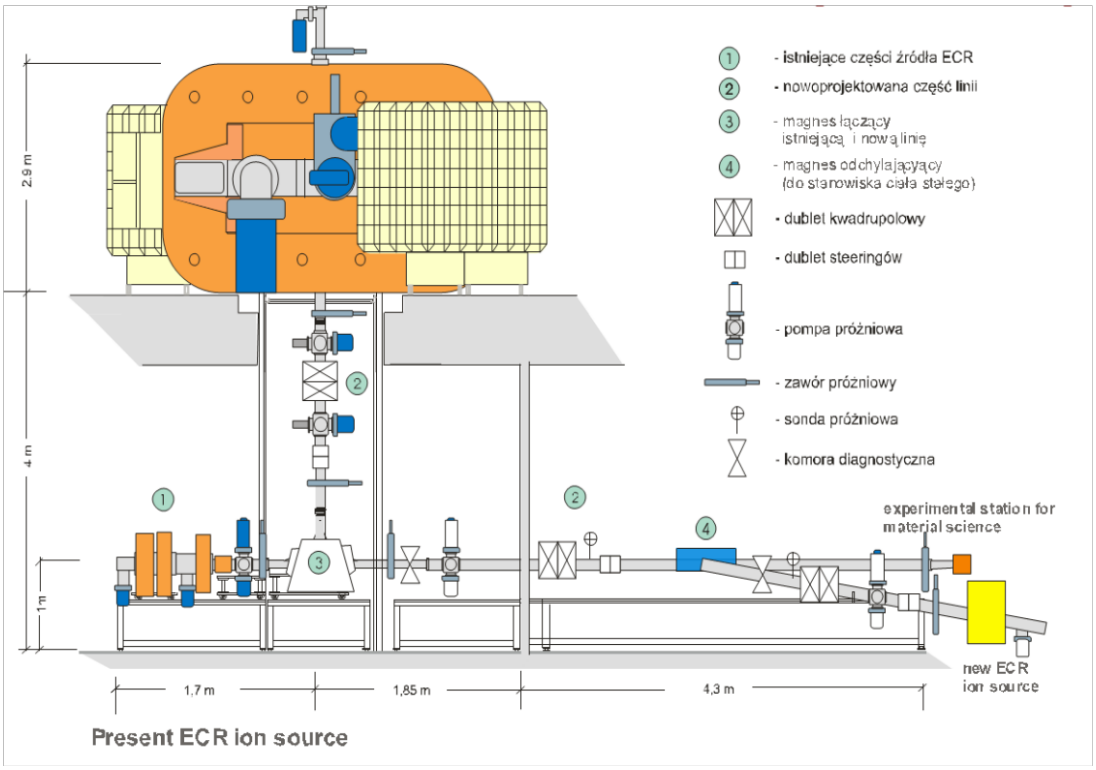
3.1.2 ЭЦР ион көзі

Үдеткіш кешеннің негізгі элементтерінің бірі иондар көзі болып келеді. Қарқынды және жоғары зарядты шоғырларды алудың ең өтімді әдістердің бірі - ЭЦР (Электронды Циклотрондық Резонанс) типті ион көздерін пайдалану [61]. ЭЦР ион көздерінің негізгі артықшылықтары:

- жұмыстың тұрақтылығы мен ұзақтығы (газ тәрізді жұмыс заттары үшін бірнеше апта);
- иондардың кең ауқымды түрлері (Менделеев кестесінің барлық элементі дерлік);
- шоғырдың жоғары қарқындылығы;
- жеткілікті жоғары зарядта ионды шоғырын алу мүмкіндігі ;
- жұмыс барысында басқарудың оңайлығы.

Қазіргі уақытта ЭЦР иондық көздерінің көпшілігі 6.4 ГГц-тен 28 Гц-ке дейінгі жиілік диапазонында жұмыс істейді. ЭЦР ион көздерінің шоғырландыру кезінде жиілік 14, 18 немесе 28 ГГц-ке дейін көтерілсе де, разряд камерасының өсуіндегі бейтарап атомдардың концентрациясы айтарлықтай аз болады және қайта зарядтау үрдісі көп зарядты иондардың жоғалуына аз ғана әсер етеді. Айта кету керек, қазіргі заманғы ЭЦР ион көзі жоғарғы қарқындылыққа, қажетті қуат,

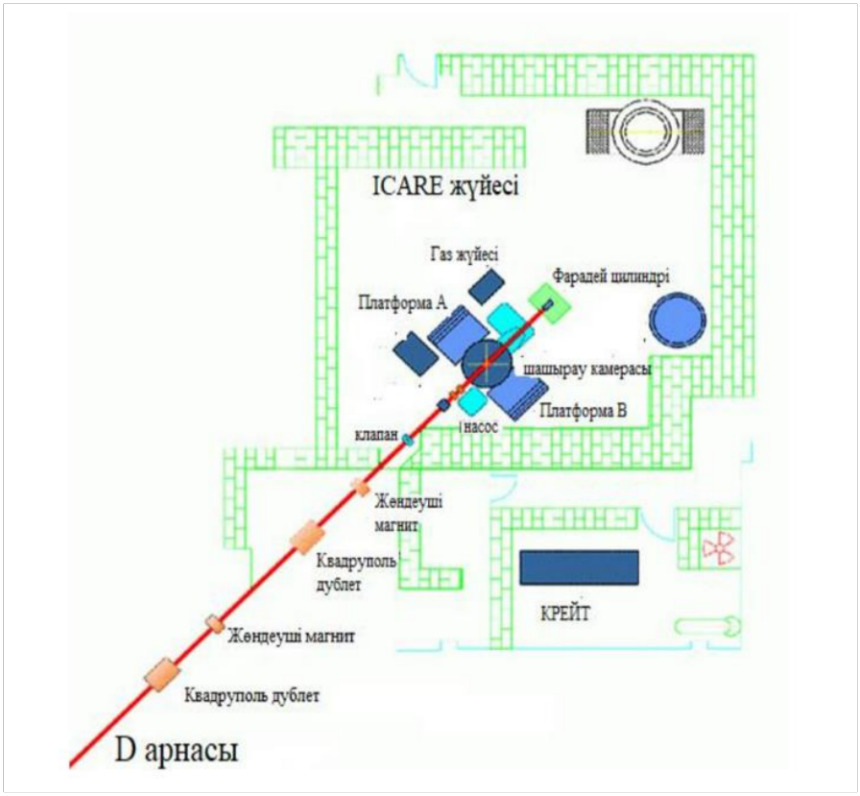
максималды иондық зарядтарға, радиациялық тұрақтылық сияқты параметрлерге ие.



Сурет 5 –У-200Р үдеткішінің циклотрондық резонансының ион көздерінің сызбасы

3.1.3 ICARE жүйесі

ICARE детектор жүйесі зарядталған бөлшектердің түрін анықтау және энергияны өлшеу үшін қолданылады. Сонымен қатар, ICARE жүйесі реакция өнімінің кинетикалық энергиясы мен бұрыштық таралуы туралы ақпарат береді. Шоғырды вакуумдық камераға жеткізу үшін екі квадруполь және екі бағыттаушы магнит тасымалдау каналының бойында кезектесіп орналастырылған (6-сурет). Вакуумдық камераның сол жағында басқару панелі мен газ беру жүйесі, ал оң жағында сорғы қондырғысы орналасқан. Сонымен қатар, басқару бөлмесінде тәжірибелік аймақтағы басқару панельне кабель арқылы қосылған электронды крейт басқару құрылғысы бар.



Сурет 6 – АИЗ-дың эксперимент залында орналасқан ICARE қондырғысының сызбасы

3.1.4 Шашырау камерасы

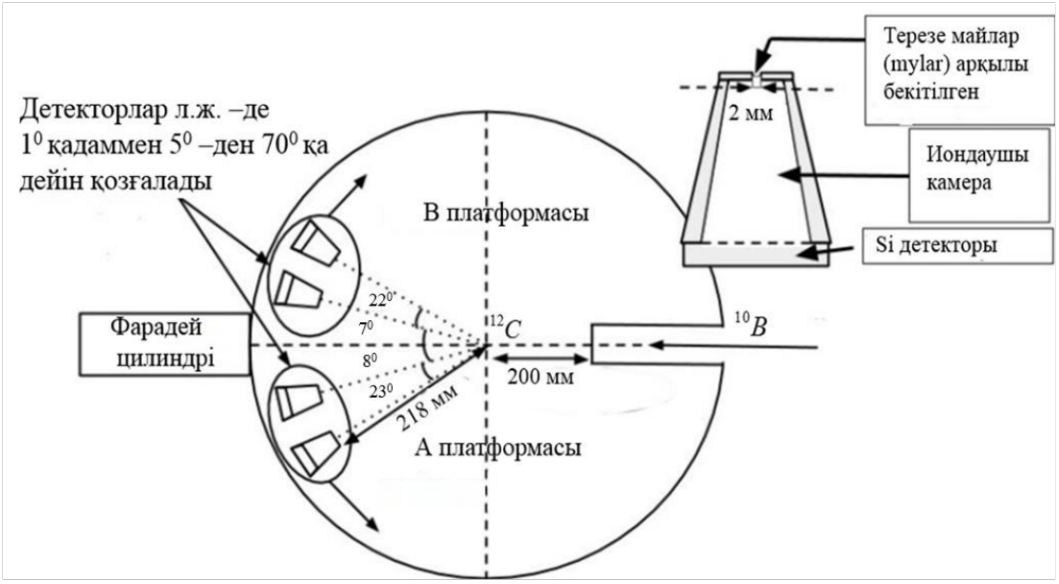
ICARE жүйесінде электроника мен детектор жүйесін қамтамасыз ететін диаметрі 1 м вакуумдық камера орналасқан. Бұл вакуумдық камераға бір уақытта 48 E-ΔE газдық және шала өткізгіш телескоптарды орналастыруға болады. Камераның геометриясы зерттелетін реакцияның кинематикасына байланысты өзгеруі мүмкін, бұл реакция үшін детекторлардың негізгі орналасуы жайлы ақпаратты компьютерлік модельдеу арқылы анықталады. Пайдаланушылар ішкі бекіткіштерді қолдану арқылы детекторларды әртүрлі конфигурацияларда орната алады. Нысана бекітілетін тұғырдың (self-supporting) қолдану ауқымы біршама кең [62]. Сондай ақ қашықтан басқару арқылы реакция камерасын ашпай жұмыс істеуге мүмкіндік береді. Вакуумдық камераның қосалқы құрылғылары, нысана бекітілетін тұғыр және камераның ішкі көрінісі 7–суреттен көруге болады. Нысана құрылғысы - камераның ортасында тігінен орналасқан, 6 жұқа нысана пленкаларын орналастыруға арналған ұялары бар диск. Керекті нысананы шоғырдың астына вакуумды бұзбай дәл туралау микрометрлік бұранданы ниусы арқылы жүзеге асырылады.



Сурет 7 – Реакция камерасының сыртқы және ішкі көрінісі

Ядролық реакциялар физикасындағы тәжірибелік есептерді шешу кезінде серпімді және серпімсіз шашыраулар мен ядролық реакциялардың бұрыштық үлестіруін шашырау бұрыштардың кең интервалында жүргізу қажет. Вакуумдық камера екі А және В платформаларынан тұрады. А платформасында T_{04} және T_{08} телескоптары бір-бірімен 15^0 бұрыш жасап, ал В платформасында T_{09} және T_{10} телескоптары бір-бірімен 15^0 бұрыш жасап орналасқан. Телескоптардың екі платформада орналасуы, тәжірбиені орындаудағы кететін уақытты қысқартумен

қатар тәжірбиенің қателігін де азайтады. Телескоптардың әрқайсысының ішінде газдық камерамен қатар шалаөткізгіш детектор орналасқан. Вакуумдық камераның қабырғасында орналасқан диаметрі 30 см әйнектің көмегімен біз реакция кезінде камераның ішкі жағын көзбен көре аламыз. Берілген шоғырды зерттелетін нысананың ортасына бағыттау үшін алдыңғы жағына диафрагмалар жүйесі диаметрлері 2–4 мм болатын коллиматор орнатылды және ол тәжірибе талаптарына байланысты өзгеріп тұрады. Ол нысана бетіне қажетті өлшемдегі шоғырды қалыптастыруға және диафрагмалардағы шоғырдың шашырауынан туындайтын фонды жоюға мүмкіндік берді. Камераның ішкі құрылымы: коллиматор мен нысана арасындағы қашықтық 200 мм, ал нысана мен телескоптар арасындағы қашықтық 218 мм шамасында. Телескоптардың артына өзара 15^0 бұрыш жасап тұрған үш монитор қойылған. Мониторлар экспериментің дұрыс өтуін қадағалау үшін қолданылады және олар орнынан қозғалмайды. Каналдың өсі бойынша, телескептордың кейін бөлшектердің тоғын өлшеуге арналған Фарадаей цилиндрі орналасқан. Бұл жағдайда ФЦ ағып жатқан ток интегратор арқылы цифрланды, оны 2% -дан кем емес дәлдікпен интегралдайды. А және В платформаларда орналасқан телескоптар $5^0 \div 70^0$ бұрыш диапазонында бөлшектерді тіркей алады. Шашырау камерасының сызбасы 8 - суретте көрсетілген.



Камераның ортасында нысана тұғыры, А платформасында арақашықтығы бұрыш 15^0 жасайтын T_{09} және T_{10} телескоптары, ал В платформасында арасы бұрыш 15^0 жасайтын T_{04} және T_{08} телескоптар орналасқан. Зарядталған бөлшекті өлшеуге арналған М мониторлар мен ФЦ-Фарадей цилиндрі көрсетілген.

Сурет 8 – ICARE Камерасының конструкивті сызбасы

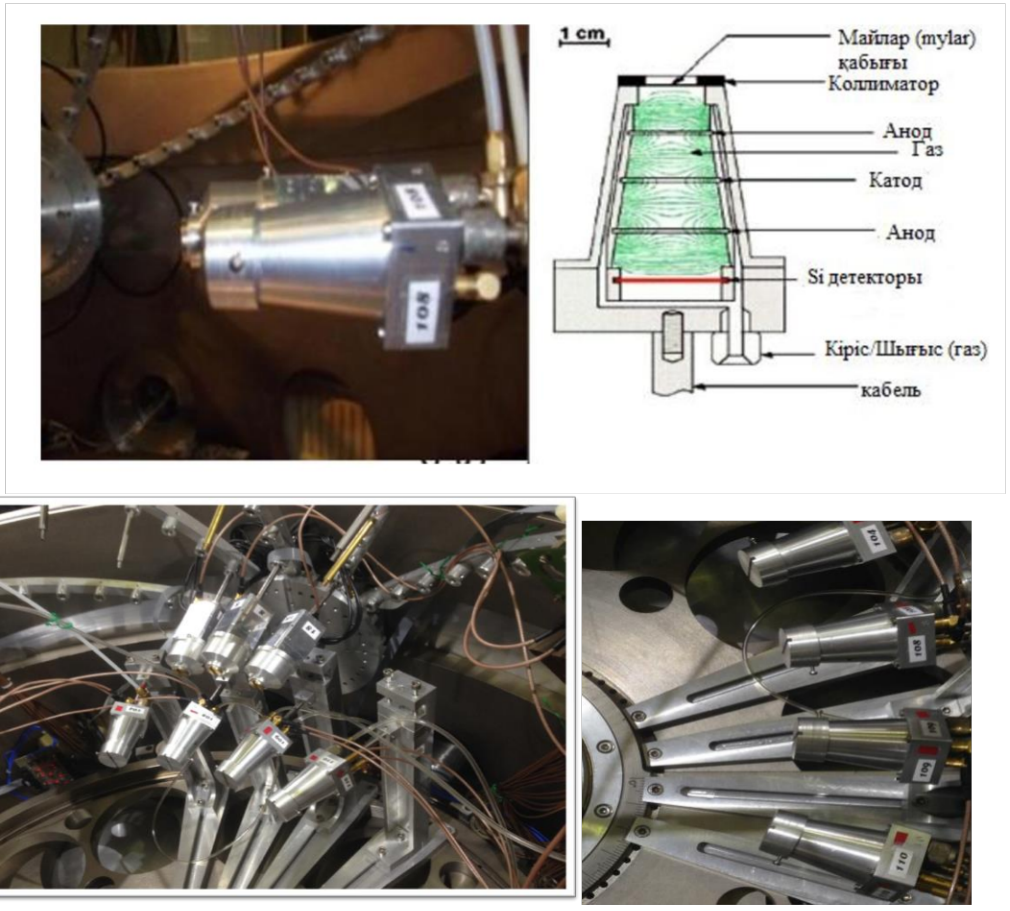
3.1.5 Детекорлар (телескоптар)

ICARE жүйесінде үш түрлі детектор бар. $Z<3$ жеңіл зарядталған бөлшектердің энергиясын өлшеу үшін үш қабатты детектор қолданылады. Ал ауыр бөлшектердің $3 \leq Z \leq 40$ энергиясын өлшеу кезінде иондаушы камера (ИК)

қолданылады. Иондаушы камера екі дектектордан тұрады. Бірінші газ детектор, бөлшек газ толтырылған ортадан өткенде энергия жоғалтуын өлшеуде қолданылады. Екінші детектор, шалаөткізгіш кремни детекторы бөлшектің толық энергиясын өлшеуде қолданылады. Зерттелетін бөлшектің түрі мен массасына байланысты, қолданылатын детекторлардың типі мен қалыңдығын өзгерте аламыз.

ICARE жүйесін құрайтын үш түрлі телескоптар.

- газ + Si телескоп
- Si+CsJ(Tl) телескоп
- Si+Si+ CsJ(Tl) телескоп

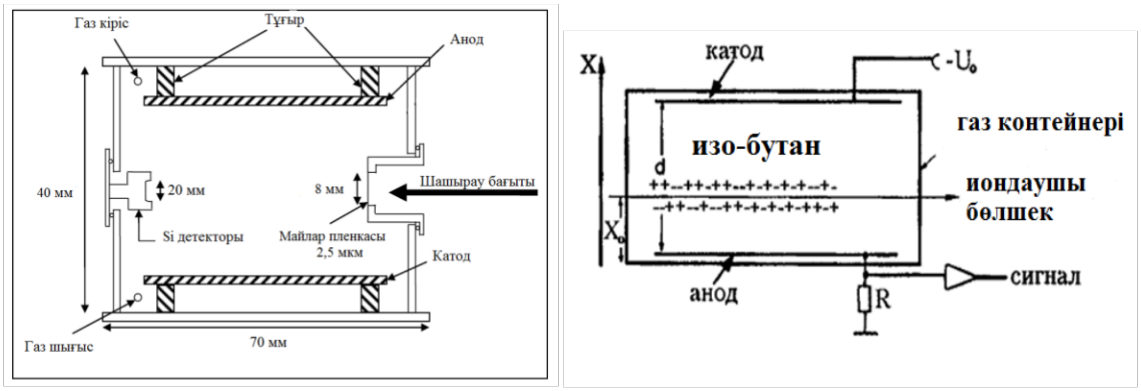


Сурет 9 – Телескоптың ішкі және сыртқы көрінісі және олардың орналасуы

Газдық камера негізінен ауыр бөлшектердің энергиясын өлшеу үшін қолданылады. Шоғыр камера арқылы өткенде, ол оң зарядталған иондар мен бос электрондарды қалыптастыру үшін газ молекулаларын иондайды. Содан кейін бұл иондар мен электрондар камераға қолданылатын электр өрісінің әсерінен сәйкес электродтарға қарай жылжиды. Электрондар теріс зарядталған кезде анодқа қарай жылжиды және осы құбылыстың әсерінен ИК-да иондық ток пайда болады. 9-Суретте ICARE жүйесінде қолданылған телескоптың ішкі құрылымы келтірілген [63].

Осы экспериментте газ-Si телескобының 4 жұбы қолданылды. Әрбір иондық камераның биіктігі 50 мм болатын кесілген конустық пішінге ие. Камераның ішінде коаксиальды электр тоғын өндіретін екі анод пен катод бар. Сонымен қатар, бұл электродтар газдың иондалу процессі кезінде пайда болған бос электрондарды жинау қызметін атқарады. Иондық камераға шоғыр түсетін жолдың бойында, газды ұстап тұратын қалыңдығы 2,5 мкм майлар пленкасы бар. Камера қысымы 55,5 Торр болатын изобутан (C_4H_{10}) газымен толтырылған. Изобутан ерекшелігі оның салыстырмалы түрде жоғары иондану потенциалы және жақсы газ тұрақтылығы иондаушы шоғырды дәл және сенімді өлшеуге мүмкіндік береді. Құрылғының оңтайлы өнімділігі мен дәлдігін қамтамасыз ету үшін иондау камерасының ішіндегі изобутан газының қысымы мұқият бақыланады. Изобутан үздіксіз циркуляцияланып тұрады, эксперимент кезінде газ ағының жылдамдығы үнемі 1 л/сағ деңгейінде сақталды. Газды тұрақты ауыстырып отыру - камераны толтырған газдың қабатынан зарядталған бөлшектер өту нәтижесінде, камераны толтырған газдың толық иондалмауы және құрылғының тұрақтылығы мен дәлдігін сақтау үшін қажет.

Төменгі суреттерде иондаушы камераның электр сұлбасы және газ+Si детекторлық жүйесінің сызбасы көрсетілген (10-сурет).

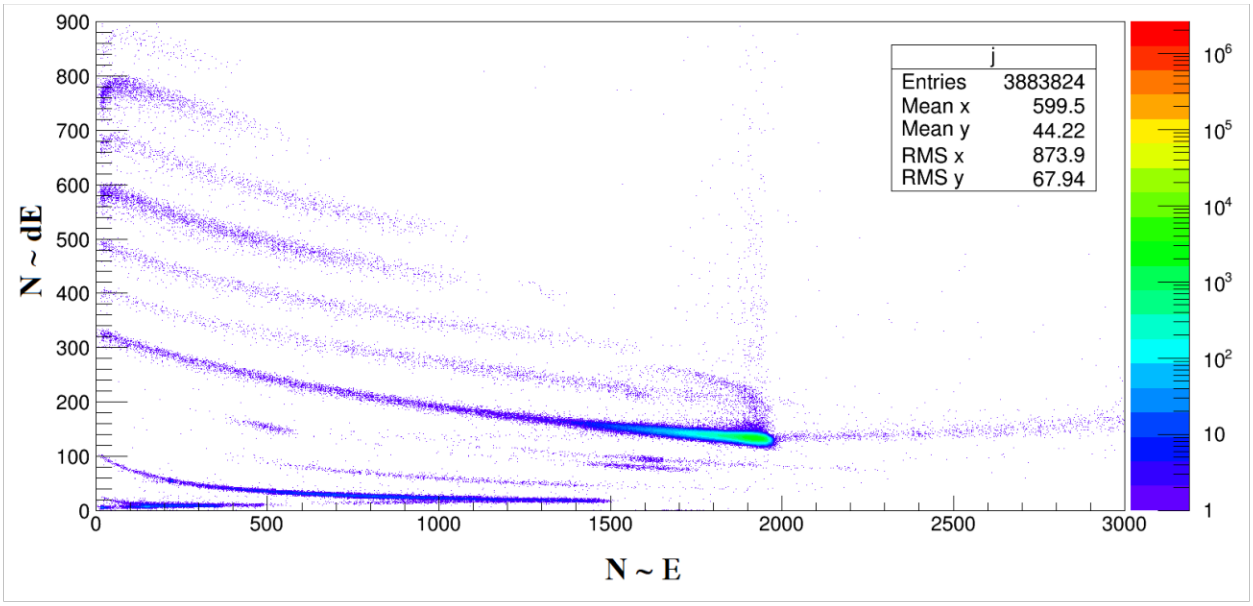


(а) (б)

Сурет 10 – газ+Si детектор жүйесінің (а) мен иондаушы камераның (б) электрлік сызбалары

Иондаушы камерадан кейін қалыңдығы 300 мкм беттік-тосқауылдық токтатушы кремнии детекторы орналасқан. Бұл шалаөткізгіш детектор арқылы өтетін бөлшек ағынының энергиясын Е толығымен жұтуға есептелген. Осы себепті, бөлшектің толық энергиясы ИК-да жоғалтқан ΔЕ энергиясы мен кремний детекторында жоғалтқан Е энергияның қосындысына тең болады. Иондық камерадағы толтырылған газдың қысымын көбейту арқылы зарядталған бөлшектердің энергиясын өлшеуге болады. Бұл жеңіл және ауыр бөлшектерді кең энергиялық диапазонда өлшеу тек қолданылатын телескоптағы газ қысымын реттеу арқылы мүмкін болды. Шашыраған бөлшектердің энергиясын және оларды анықтауды жеңілдету үшін осындай газды пайдалануға байланысты анықталады.

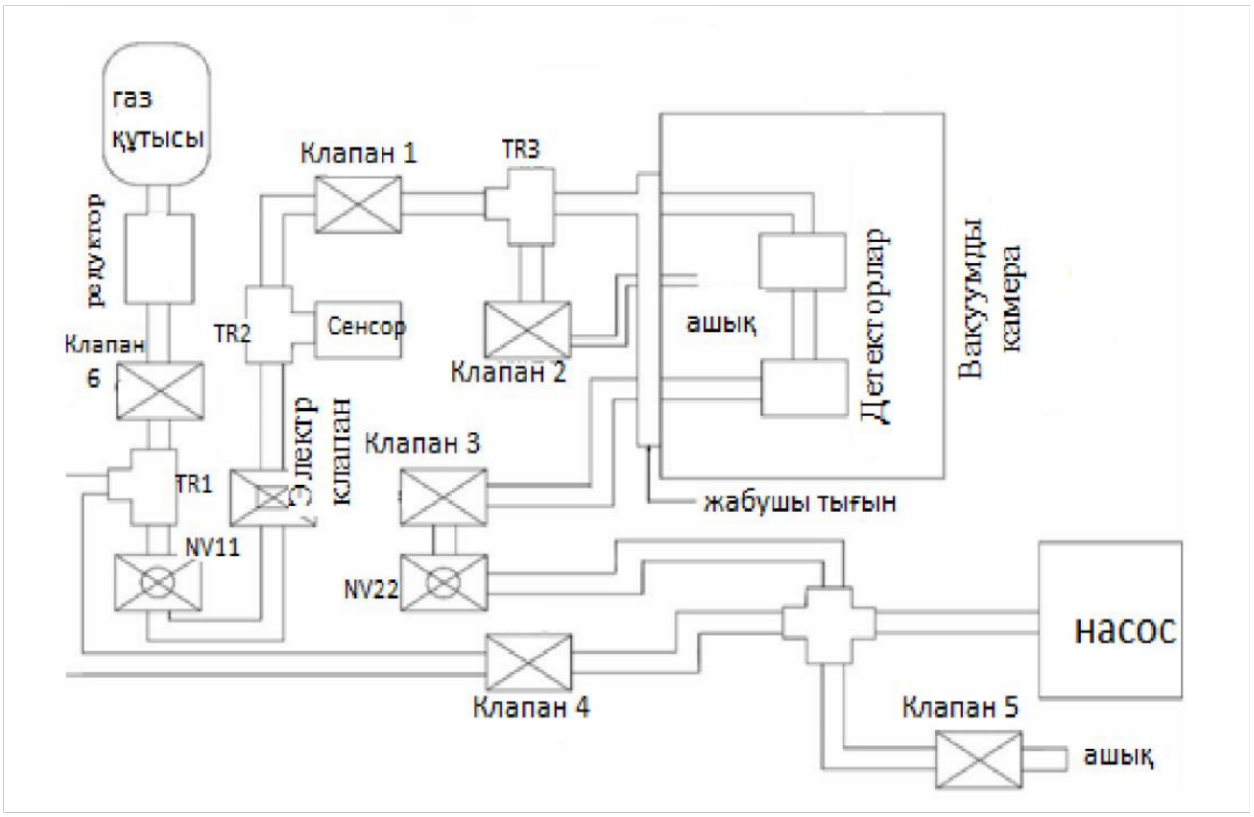
Төменде ^{10}B ион шоғырының көміртегі нысанасымен әрекеттесуінен шығатын зарядталған өнімдерінің типтік екі ΔE-E әдісін пайдаланып алынған реакция спектрі көрсетілген (11-сурет). Суретте гиперболалар ядролардың массасына байланысты жоғарыдан төменге қарай жіктелген. Массасы жоғары ядроларға тиесілі гипербола жоғары орналасады.



Сурет 11 – $E_{лаб}$=41,3 МэВ энергиядағы ^{10}B+^{12}C реакциясының ΔE-E телескоптарының бірінде байқалған өңделмелмеген спектр

3.1.6 ΔE-E газ-иондаушы детекторларын басқару жүйесі

Сәулеленудің газдық детекторлары соның ішінде сәйкесінше электр өрісін тудыру үшін газбен толтырылған көлемді сипатта болады. Газбен толтырылған иондаушы детекторлар түрлі сипаттағы шоғырды жақсы сезгіштігінің арқасында және арзандығы есебінен бөлшектерді тіркейтін құрылғылар ішіндегі кең тараған түрі болып табылады. Бөлшектерді тіркеу келесі жолмен орын алады. Бөлшек, камерада газдың иондалуын тудырады. Иондаушы бөлшек әсерінен түзілген электрон, ауыр оң және теріс иондар электр өрісі бойынша қозғала отырып, бірнеше рет соқтығысқа ұшырайды, газ молекулаларымен соқтығыс соның ішінде серпімді және серпімсіз кейіпте де болады. Газдық детекторлардың дұрыс жұмыс істеуі үшін, келесі 12-суретте көрсетілген басқару жүйесі көрсетілген.



Газ құтысы – изобутанмен толтырылған газ құтысы; редуктор - қысым диапазоны 1000 нан 2000 мбр. редуктор; 1,2,3,4,5 Клапандар - жүйдегі газ қозғалысын реттейтін "жылдам"газ жіберу клапандары; NV11, NV22 - жүйедегі газ қозғалысын реттейтін "ақырын" газ жіберу клапандары; Электр клапаны - жүйедегі газ ағының бағытын көрсететін электрлік клапан;TR1, TR2, TR3 – тармақташы үштік ауысымдар; Сенсор - қысымды көрсететін қондырғы; Сорғы - қысымды бірқалыпты ұстап тұруға арналған ротациялық сорғы; Вакуумды камера - вакумдағы шашырау камерасы; жабушы тығын - вакуумдық камераға трубкаларды кірістіруге арналған фланец

Сурет 12 – Иондаушы камера газ жүйесінің сызбасы

Иондық камеранын газбен толтыру жүйесінің жұмыс жасау принципі келесідей:

1) Вакуумды камераны және детекторларды ауасыздандыру. 1 және 3 клапан жабылып, 2 клапан ашылады. Содан кейін вакуумдық камера мен детекторлар газ толтырушы жүйеден ажыратылады. Детекторлар көлемі вакуумдық камераның көлемімен 2 клапаны арқылы байланысады. Әрі қарай вакуумдық камера мен детекторлардан ауасыздандыру жүреді.

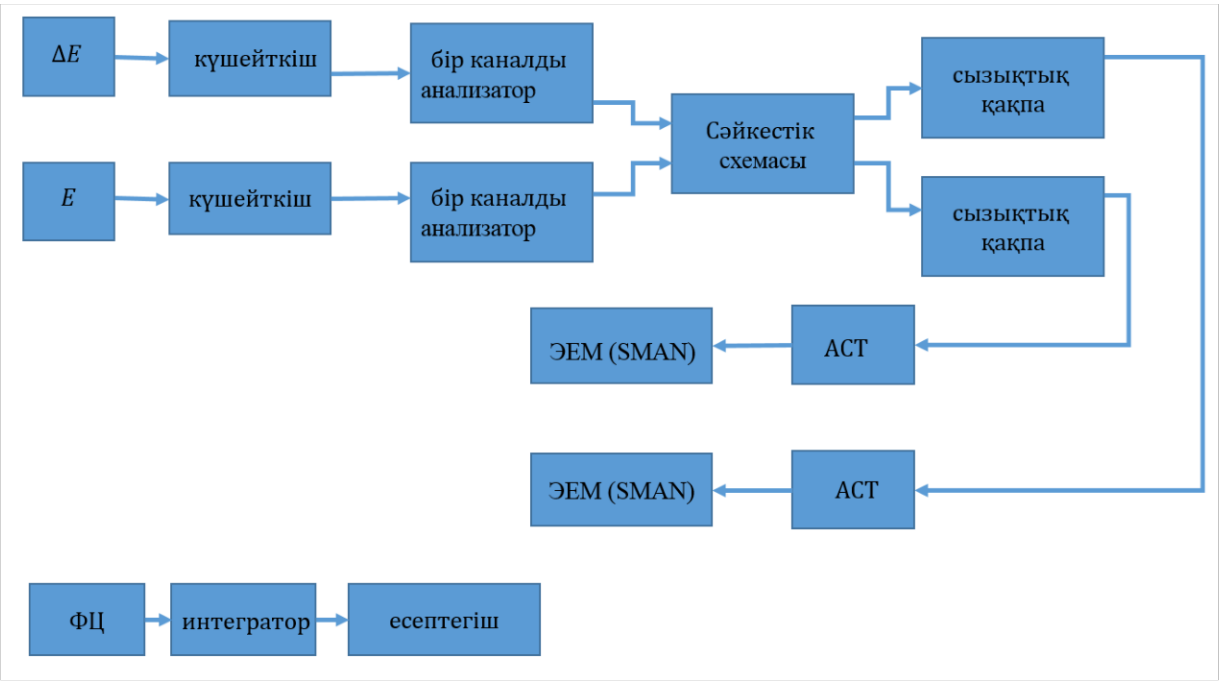
2) Газ жүйесінің ауаны шығару және газдық жүйенің жұмысының басталуы жүреді. Редуктор (6 клапан) жабық болады. 5 клапан жабылады. NV11 және 22 клапандары ашылады. 4 клапан клапаны ашық күйде тұрады және бұл кезде CMOVE 1250 микроконтроллерін қосамыз. Электрлік клапанды қолмен ашамыз. Жүйеге ротациялық сорғыны қосады. Микроконтроллердегі вакуум шамасын тексереміз. Жүйе ішіндегі қысым шамамен 0 мбар шамаға жеткен кезде, 2 клапанын жауып 1 және 3 клапандарын ашады. Детекторлар ішіндегі көлем енді газ толтырушы жүйеге қосылған болып табылады. NV11 және 22

клапандары жабады. NV22 клапанын шамамен 10 % ғана ашып, 4 клапаны жабылады. Газ баллонды ашып редукторда шамамен 400-500 мбар қысым орнатамыз (6 клапаны ашылады). CMOVE 1250 микроконтроллердегі қысымды тексере отырып өте сақтықпен NV11 клапанын ашамыз. Қысым керекті шамаға дейін орныгып болған соң, оны уақыт өте тексеріп отырады.

3) Газ толтырғыштық жүйенің газдық жүйе мен вентиляциясының тоқтатылуы (жүйені газдан тазарту). NV11 клапаны жабылады. Редуктор да жабылады (клапан 6). Газ баллон жабылады. Өте сақтықпен NV22 клапаны ашыла отырып, CMOVE 1250 микроконтроллердегі қысымды тексереміз. Қысым шамамен 0 болғанда 1 және 3 клапан жабылып орнына 2 клапан ашылады. Вакуумдық камера мен детекторлар енді газбен толтырушы жүйеден ажыратылған болып саналады. Одан ары Вакуумдық камера мен детекторларды тазартады. Клапан 4 клапаны ашылады. NV11 және 22 клапандары ашылады. Бірнеше минут күткен жөн. Содан кейін ротациялық сорғы сөндіріліп клапан 5 ашылады және ол газ толтырушы жүйенің тазартуна септігін тигізеді. CMOVE 1250 микроконтроллерін өшіреді [64].

3.1.7 Бөлшектерді тіркеу және оларды идентификациялау жүйесі

Варшава университетінің У-200 циклді үдеткішінде бөлшектерді тіркеу және идентификация жасауда спектрлерді өңдеуге арналған SMAN бағдарламасы мен MIDAS және CAMAC стандартындағы электрондық құрылғылар қолданылады [65]. Төменде (13-сурет) жүйенің ақпаратты жинақтаудың блок сұлбасы көрсетілген.



Сурет 13 – ICARE жүйесінің электронды блок-сызбасы

ΔE және E детекторларына келген шоғыр күшейткіштерге сигнал жібереді. Күшейткіштерге түскен сигналдар екіге бөлінеді. Біреуі бір каналды анализатор,

одан кейін сәйкестік сұлбасынан өтіп, екінші сигналмен бір мезетте сызықтық қақпаға барып түседі. Бұдан ары сызықтық сигналдар АСТ-ға түсіп сандыққа түрленеді. Соңында ЭЕМ - ге барып арнайы бағдарлама SMAN көмегімен экранда спектр пайда болады. Варшавалық У-200 циклотронында шалаөткізгіш кремний детекторы мен ИК қолданғандықтан, реакция өнімін тіркеу және идентификациялау жүйесінің негізі ΔE÷E әдістемесіне негізделген . Ол заттағы зарядталған бөлшектердің меншікті энергия шығынына dE/dx және оның E толық кинетикалық энергиясына арналған. Толық энергия E_T, ΔE және E сигналдарының қосындысына тең. Бұл әдістің негізі зарядталған бөлшектің энергиясы және оның заттағы меншікті иондануымен байланысатын Бете-Блох теңдеуіне негізделген:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{kMz^2}{E}, \qquad (3.1)$$

мұндағы k-тұрақты шама, бөлшектердің заряд сорттарына әлсіз тәуелді, M және z – шоғырдағы бөлшектердің массасы мен заряды.

Бете - Блох формуласынан көрініп тұрғандай E және dE/dx шамаларын бір уақытта өлшегенде әрбір бөлшек түрінің (E, ΔE) координаталық кеңістігінде өз гиперболасы болады. Бұл эксперимент нәтижесінде пайда болған өзімізге қажетті гиперболаны қиып ала аламыз. 11-Суретте ΔE÷E әдісі арқылы алынған $^{12}C(^{10}B, ^{10}B)^{12}C$ реакциясы үшін спектр келтірілген. Мұнда y осі бойымен ΔE , ал x осі бойымен E детекторлары орналасқан. Бұл спектрді жинау орташа уақыты 3-4 сағат. Жоғарыда SMAN форматында тұрған мәліметті ROOT ақпараттарды анализдеу пакетін пайдаланып, мәліметтерді ROOT форматына айналдырамыз. ROOT пакеті әлемдегі тәжірибие деректерін ең сапалы анализ жасауға арналған бағдарламалардың бірі [66]. Бұл пакетті CERN-де тәжірбиелерді өңдеуде қолданылады. Басқа бағдарламалар негізінен өлшемі бірнеше МБ болатын мәліметтерді ғана есептей алады. Ал ROOT-тың олардан басты айырмашылығы бірнеше МБ-тан бастап ТБ-ға дейінгі ақпараттарды өңдеуге толық мүмкіндігі бар. Осы жұмыс барысында ең жоғары болған ақпарат өлшемі 2,5 ГБ -қа тең.

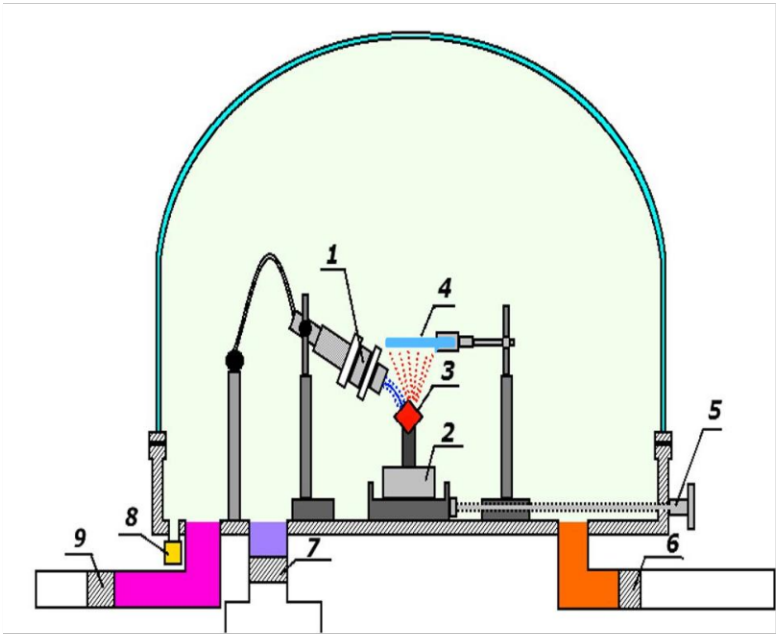
10-сурет те көрініп тұрғандай ΔE÷E әдісі тек серпімді шашыраумен қатар $^{10}B+^{12}C$ жүйесіндегі барлық реакция түрлерін тіркеуге мүмкіндігі бар. Ядролардың массасына немесе зарядына байланысты ауыр ядролар жоғарыда, сәйкесінше жеңіл ядролар төменде орналасқан.

3.1.8 Нысана жасау және олардың қалыңдығын анықтау

Төмен энергиялардағы реакциялардың қималарын (p,γ) анықтау бойынша жұмыстарды орындауда жақсы салқындатылатын мыс төсінішке бүркелген нысана және ^{12}C ядросындағы серпімді шашырау мен $^{12}C(^{10}B, ^{9}Be)^{13}N$ протонды беру реакциясы сиякты процестерге қалыңдығы 150 мкг/см^2 болатын өзіндік ұстаушы нысаналары жасалып қолданылды. Нысананың қалыңдығын анықтау бұрын жасалған ядролық-физикалық әдіс бойынша 5% дәлдікпен жүргізілді [67].

$^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ реакциясы үшін нысана алудағы әзірленген технология келесідей. Төсеніш ретінде мыс таңдалды (қалыңдығы 2 мм), өйткені ол реакция аймағынан жылудың жақсы шығарылуын қамтамасыз ету үшін қажет. Екі бірдей жақсы тегістелген мыс төсенішінің бірінің жұмыс бетіне таза тантал қабаты, ал басқа төсініштің жұмыс аймағына қалыңдығы 2×10^{-5} г/см^2 (74 нм) таза алюминийдің жұқа қабаты бүркелді. Мыс құрамында жеңіл элементтердің қоспалары болуына байланысты, олар протондардың энергиясын мысқа жеткенге дейінгі болатын фондық сәулелеразайту үшін қалыңдығы 2×10^{-2} г/см^2 (12 мкм) таза тантал қабаты керек. Ал келесі Al қабаты бар нысана ол оның қалыңдығын анықтау үшін қажет (төменде қараңыз). Содан кейін зерттелетін элементтің жұқа қабаттары екі төсеніштің жұмыс аймақтарына бір уақытта (бір экспозиция кезінде) шашыратылды, осылайша екі төсеніштегі қабаттардың қалыңдығы бірдей болды.

Бүркелген материал пленкалары жоғары тазалыққа ие және төсенішке (подложка) жақсы жабысады. Әр түрлі қосылыстардың жұқа пленкаларын дайындаудың бұл әдістемесі ионоплазмалық әдіс арқылы ҚР МЭ ЯФИ дағы ВУП-4М құрылғысында жүзеге асырылды [68]. Төменде ВУП-4М қондырғысының сұлбасы 14–суретте көрсетілген.

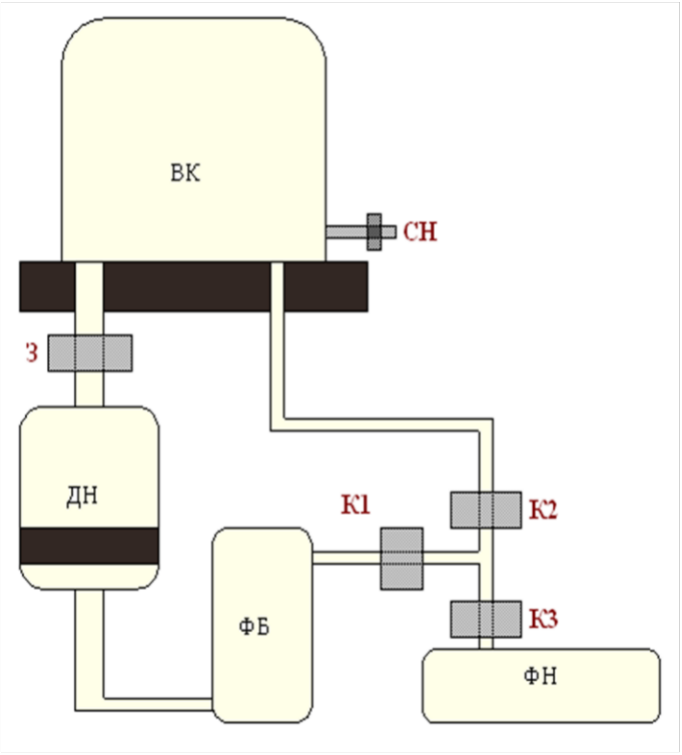


1 - анод электронатқышы (100 В), 2-Катод (10 кВ), 3 - Нысана үлгісі, 4-шыны, 5-Орын ауыстыру тұтқасы, 6-төмен вакуумдық клапан, 7-жоғары вакуумдық клапан, 8- вакуум өлшегіш шам, 9-ауа сору

Сурет 14 – ^{12}C нысандарын әзірлеуге арналған ВУП-4М вакуумдық камера қондырғысының сұлбасы

ВУП-4М – жұмыс көлемінде ауа қысымы сынап бағанасының 10^{-2}-10^{-6} жағдайында жүргізілетін жұмыстарға арналған қондырғы. ВУП-4М қондырғысы ауаны сору жүйесі және басқа да көп функциядан тұратын вакуумдық камера (ВК). Вакуум жүйесі тізбектеліп келетін, бірінің ізінен бірі жалғанған

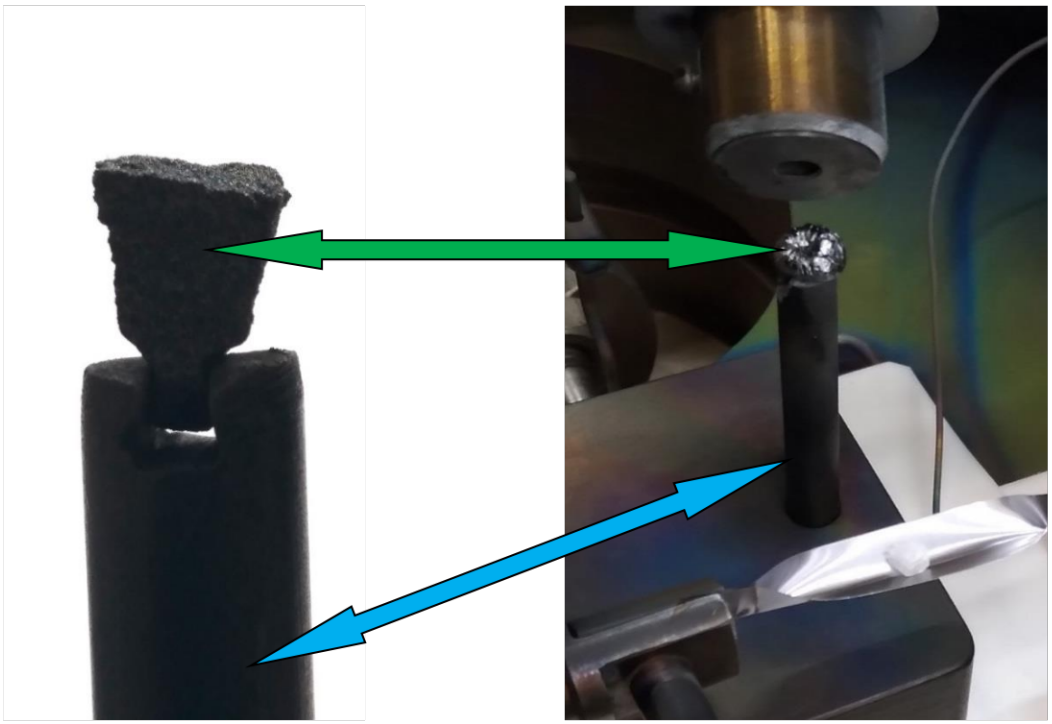
форвакуумдық (ФВ) –форсорғыдан, форвакуумдық баллон, диффузиялық сорғыдан (ДН), автоматты түрде жұмыс істейтін үш вакуумдық К1, К2, К3-клапандардан, З - вакуумдық қолдық бекітпеден және де сонымен қатар ауа шығару вентилінен (СН) тұрады. 15-сурет қондырғының блок сұлбасы қарастырылған.



К1, К2, К3 - клапандар; З – бекітпе құрылғы; ФН -форвакуумдық сорғыш; ФБ - форвакуумды түтікше; ДН - жоғары вакуумдық диффузиялық майдық сорғыш; ВК - вакуумдық камера; СН - ауа шығару жүйесі

Сурет 15– ВУП-4М вакуумдық жүйенің блок-сұлбасы

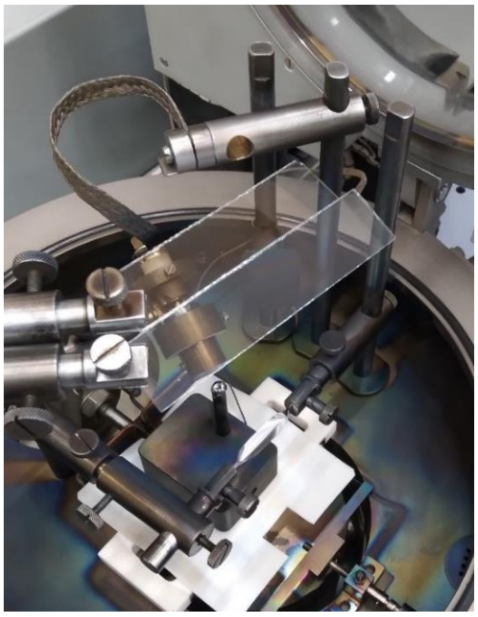
Өзіндік ұстаушы нысаналарды дайындау процестері келесідей болды. Төмендегі суретте вольфрам спиралы бар электрондықатқыш (пушка) қолданылады (16-сурет). Нысананы жасауда одан кейінгі кезеңде, электрондықатқышқа автотрансформатор көмегімен баяу қыздырғыш ток берілді, нәтижесінде пайда болған электрондарды үлгіге (көміртегі) жоғары кернеуде үдету үшін 10 кВ-қа дейін артырады. Электрондардың соққысы әсерінен қызған нысана буланып, одан кейін оны алдын ала электрондыатқыштың фокусын үлгінің балқымасының жоғарғы бетіне жылжыту арқылы оның пайда болған шынының аралық жұқа қабатына химиялық таза NaCl натрий хлор тұзының жұқа қабатты шыныға отырғызылады. Бүрку әдісіне қолданылатын әйнектердің беті мұқият химиялық тазалаудан өткен. Әйнекті жұмыс камерасына орналасу бойынша 17 -суретте көрсетілген.



(а) (б)

(а) – графит таяқшасының басындағы балқуға төзімді үлгі (б) – электр оқшауланған жылжымалы графит негізіндегі үлгісі бар сырық

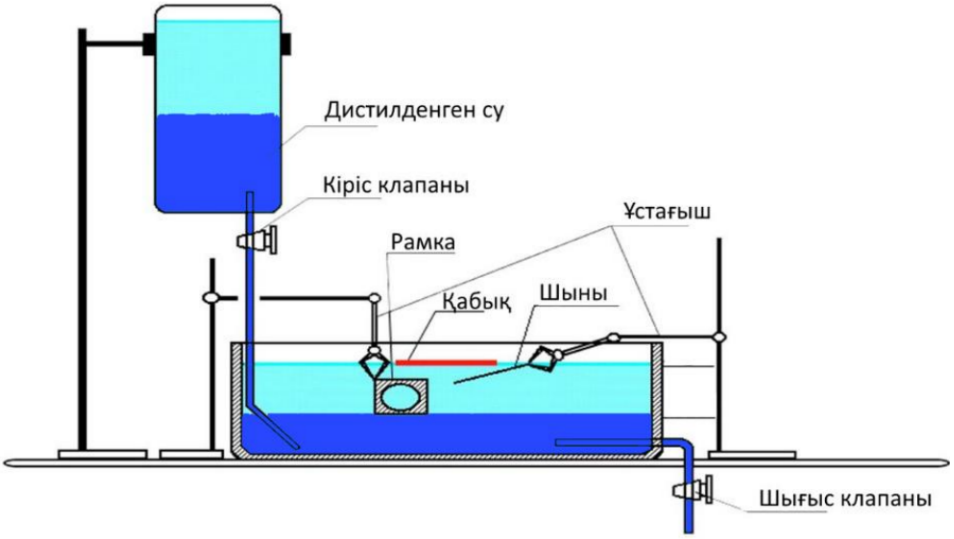
Сурет 16– Электрондықатқыштың (пушка) орналасуы және көміртегі үлгісі



Сурет 17– Әйнекті жұмыс камерасына орналастыру сұлбасы

Тозаңдату үрдісі аяқталып, 4 сағат шамасында пеште 170°C температуда кептірілгеннен кейін шыныны баяу түрде дистилляцияланған суда тұзды еріту

үшін батырады. Содан кейін көміртектің жұқа қабықшасы арнайы дайындалған рамаға еш бүлінбей қалқып шығу керек (18-сурет).



Сурет 18– Дистилляцияланған судың көмегімен ^{12}C нысандарын шыныдан ажырату үрдісі көрсетілген

Нысаналардың қалыңдығын анықтау үшін орталық камераның шығысына жалғанған және шоғыр осінде орналасқан резонанстық камера қолданылды (19-сурет). Резонанстық камераның жұмыс істеу принципі-камерада орналастырылған нысанаға әр түрлі полярлықпен (үдету немесе баяулатуға) 0-ден 30 кВ-қа дейінгі реттеуші потенциал беріледі. Реттеуші потенциал арқылы нысанаға түсетін протондардың энергиясын біртіндеп өзгерту арқылы жіңішке (энергия бойынша) резонанстардың шығу қисықтарын алуға болады. Осылайша, шоғырдың энергиясы үлкен дәлдікпен анықталады.

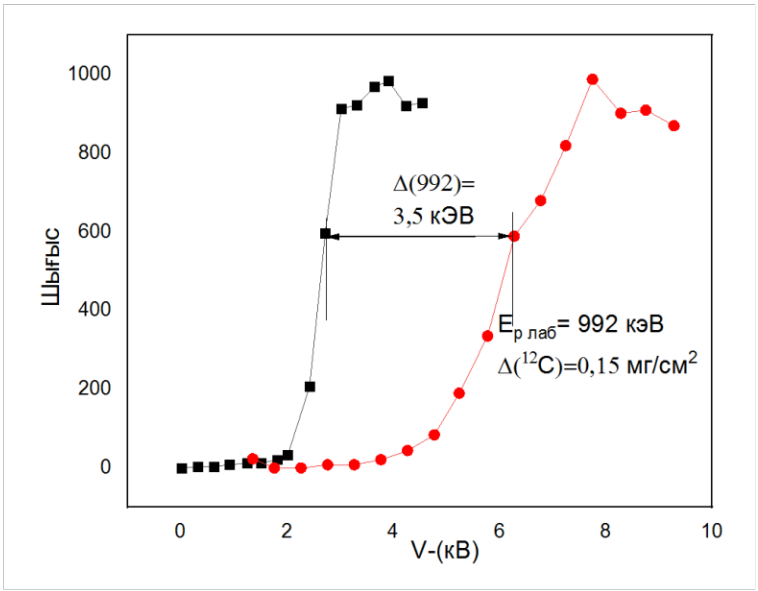


Сурет 19 – УКП-2-1 үдеткіштегі нысана қалыңдығын анықтауға арналған тәжірибелік құрылғы

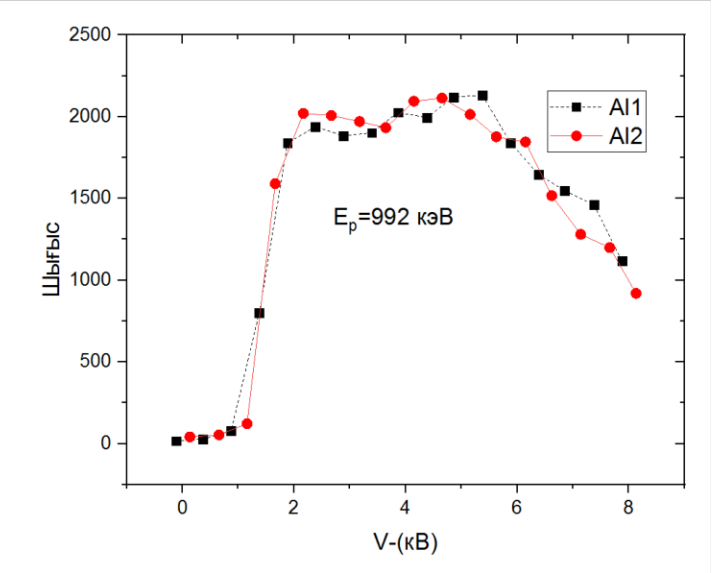
$E_{р, лаб.}$ = 992 кэВ (резонанс ені < 0.1 кэВ) кезіндегі резонанс аймағында жұқа алюминий пленкасы мен алюминий қабаты бар нысанды қолдана отырып $^{27}Al(p,\gamma)^{28}Si$ реакциясының шығу қисықтарын өлшегеннен кейін, нысананың қалыңдығы осы шығыс қисықтарын салыстырудан алынған резонанстың ығысуымен анықталды (20-сурет). Содан кейін $S(E_р)$[МэВ*см^2/г] тежегіш шамаларының кестелік мәндерін қолдана отырып, нысананың қалыңдығы анықталды [69].

Бір мезетте екі төсенішке бүркігендегі екі нысананың қалындықтарының айырмашылығы 5%-дан аспады және олар эксперименталды түрде анықталды. Ол үшін екі нысана төсеніштің жалпы ауданынан асатын мыс фольга төсеніш ретінде қолданылды. Фольга алюминийдің жұқа қабатымен бүркелген (нысана жасау жағдайында) және екі тең бөлікке кесілген. Содан кейін жоғарыда келтірілген әдіспен әр бөліктегі алюминий қабатының қалыңдығы анықталды (21-сурет).

Дайын болған қондырғыштар мен нысаналардың эффективті қалыңдығын анықтау ЯФИ УКП-2-1 протонды үдеткішінде іске асырылды [70].



Сурет 20– $E_{р, лаб.}$ = 992 кезінде ^{12}C қабатынан өткендегі протон энергиясының жоғалуына байланысты $^{27}Al(p,\gamma)^{28}Si$ реакция резонансының ығысуы



Сурет 21– Алюминий пленкасының екі жарты қалындықтарды салыстыру (Al1 және Al2)

3.1.9 Дифференциалдық қималарды өңдеу және қателік шамасын есептеу

Лабораториялық координаттар жүйесінде (л.к.ж.) бөлшектердің ядролармен өзара әрекеттесуінің ифференциалдық қималары (мбн/ср) төмендегі формула арқылы анықталады:

$$\frac{d\sigma_{л.ж}}{d\Omega}(\theta_{л.ж}) = \frac{NAk_1k_2}{N_{инт}\Omega\eta C d_{тиім.}}, \qquad (3.2)$$

мұндағы N-берілген $\theta_{л.ж.}$бұрышта тіркелген бөлшектердің саны;

A– нысана ядросының масса саны;

k_1– аппаратураның санау коэффициенті;

$k_2 = 0.53\cdot10^{-6}$– нормалаушы тұрақты;

$N_{инт}$ – экспозиция уақытындағы интегратордың санау саны;

Ω – денелік бұрыш (ср);

η– интегратор тұрақтысы (мкК/санақ);

C – нысанадағы зерттелетін изотоптың салыстырмалы мөлшері;

$d_{тиім.}$ – көміртегі нысанасының қалыңдығы (мг/см^2).

Лабораториялық координаттар жүйесіндегі дифференциал қиманың абсолюттік қателігі келессідей қатынаспен анықталды:

$$\Delta\frac{d\sigma(\theta_{л.ж})}{d\Omega} = \frac{d\sigma(\theta_{л.ж})}{d\Omega}\delta_{л.ж}, \qquad (3.3)$$

мұндағы $\delta_{л.ж}$ салыстырмалы орташа квадраттық қателік келесідей болады:

$$\delta_{л.ж} = \left[(\delta N)^2 + (\delta N_{инт})^2 + (\delta\Omega)^2 + (\delta d_{тиім.})^2 + (\delta C)^2\right]^{1/2} \qquad (3.4)$$

мұндағы $\delta N, \delta N_{инт}, \delta\Omega, \delta d_{тиім.}, \delta C$, (3.4) формуладағы шаманың салыстырмалы қателіктер.

Солардың арасынан үлкен үлес беретіндер: а) $\delta N = (1/N)^{\frac{1}{2}}$ –жоғарғы бұрыштардағы (1–3)% құрайтын серпімсіз шашырау және реакциялар үшін статистикалық түрдегі қателіктер; б) $\delta d_{тиім.}$ – нысананың қалыңдығын анықтаудағы қателіктер (< 6-7%); в) δC – интеграторды калибрлеудегі қателік (~1%). Жалпы, қателік 10% - дан аспады.

Қималарды лабораториялық координаттар жүйесінен орталық масса жүйесіне түрлендіру белгілі кинематикалық қатынастар негізінде жүзеге асырылды [71]:

$$\frac{d\sigma_{о.м.ж.}}{d(\Omega)}(\theta_{\text{о.м.ж.}}) = G(x, \theta_{\text{л.ж.}})\frac{d\sigma_{\text{л.ж.}}}{d(\Omega)}(\theta_{\text{л.ж.}}) \qquad (3.5)$$

$$G(x, \theta_{\text{о.м.ж.}}) = \frac{(1-x^2 sin^2\,\theta_{\text{л.ж.}})^{1/2}}{(x cos\,\theta_{\text{л.ж.}} + (1-x^2 sin^2\,\theta_{\text{л.ж.}})^{1/2})^2}, \qquad (3.6)$$

$$x^2 = 1/\frac{ab}{AB}\left[1+\left(1+\frac{a}{A}\right)\frac{Q}{E_{л.ж}}\right], \qquad (3.7)$$

мұндағы A, b, A, B – A(a, b)B реакциясындағы бөлшектердің массалары, Q – реакция энергиясы, E –бөлшектердің энергиясы. $\delta_{ц.м.ж.}$ – салыстырмалы орташа квадраттық қателік о.м.ж бойынша абсолютті шамасы келесідей анықталады:

$$\delta_{\text{о.м.ж}} = (\delta_G^2 + \delta_{\text{л.ж}}^2)^{1/2} \qquad (3.8)$$

мұндағы

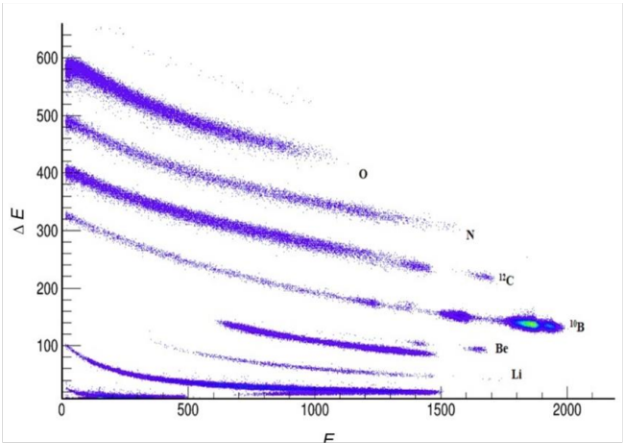
$$\delta_G = \frac{1}{G}\left[\left(\frac{dG}{d\theta_{л.ж.}}\right)^2(\Delta\theta_{л.ж.})^2 + \left(\frac{dG}{dE_{л.ж.}}\right)^2(\Delta E_{л.ж.})^2 + \left(\frac{dG}{dQ}\right)^2(\Delta Q)^2\right], \qquad (3.9)$$

$\Delta\theta_{л.ж.}, \Delta E_{л.ж.}, \Delta Q$ – ұшып шыққан бөлшектің тіркелу бұрышы, шоғырдың эенергиясы және реакциясының энергиясы бойынша абсолютті қателіктер.

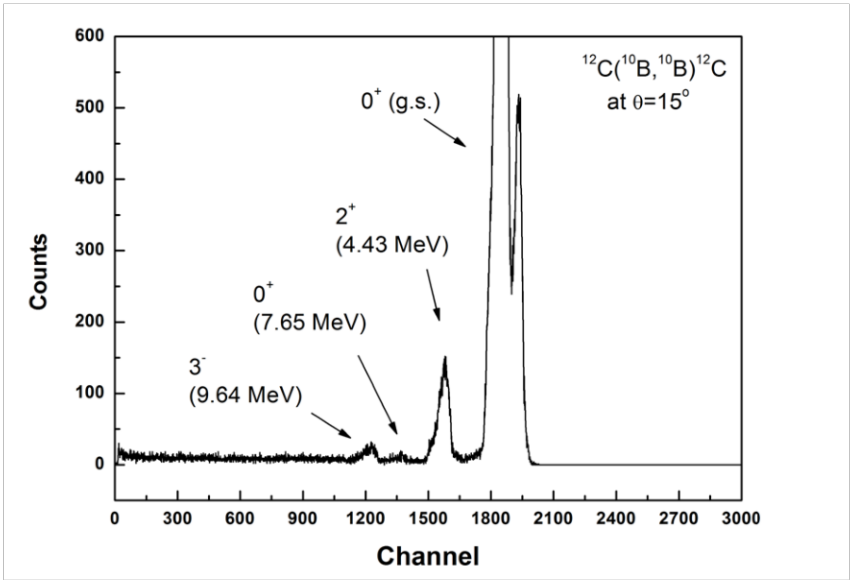
Абсолютті тәжірибелік дифференциалдық қималарды SMAN бағдарламасы көмегімен жүзеге асырылды, онда жоғарыда аталған барлық формулалар енгізілген.

3.1.10 E_{10B}=43,3 МэВ энергияда серпімді шашырауды және $^{12}C(^{10}B,^{9}Be)^{13}N$ протонның берілу реакцияларының дифференциалдық қималарын өлшеу және нәтижелері

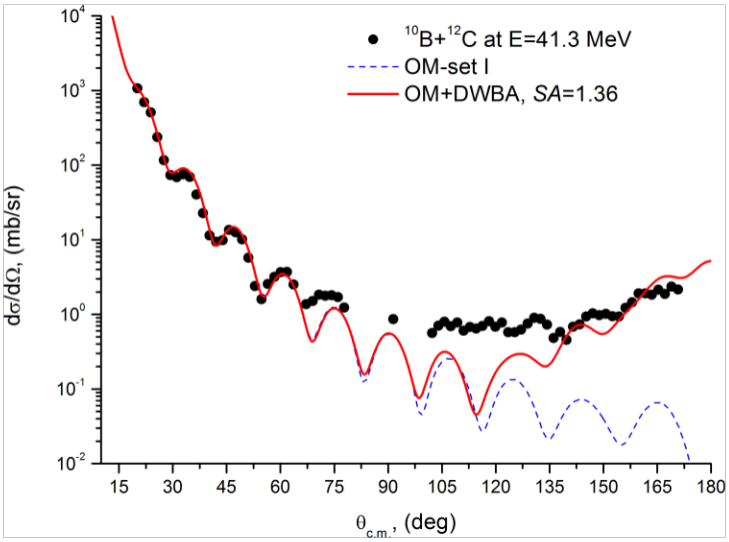
Эксперимент Варшава университетінің ауыр иондар зертханасындағы U-200P циклотронында жүргізілді. 41,3 МэВ энергияға дейін үдетілген ^{10}B шоғыры көпдетекторлы ICARE шашырау камерасының ортасында орналасқан ^{12}C нысанаға бағытталған [72]. Шоғыр энергиясының шашыраңқылығы шамамен 1% құрады. ^{12}C нысанасы ретінде қалыңдығы шамамен 0.15 мг/см^2 болатын көміртектің өзін-өзі ұстайтын пленкалары қолданылды. Оны дайындау ҚР Ядролық физика институтындағы ВУП-4 қондырғысында электрондыатқышпен қыздыру бойынша бүрку әдісін қолдандық (жоғарыда бұл әдіске жеке тоқталғанбыз). Осы тәжірибеде біз қалыңдығы шамамен 300 мкм кремний детекторларынан (E) және 55,5 Торр қысымына дейін изобутинмен (C_4H_{10}) толтырылған иондану камераларынан (ΔE) тұратын 4 ΔE-E телескоптарымен жабдықталған. Сонымен қатар, 15° бұрышта орналасқан үш кремний детекторлар шоғырды бақылауға, энергияны өлшеуге және нысананың күйін бақылау үшін қолданылды. Телескоптар екі жактан айналатын платформада жұппен орнатылды. Нысанадан өткен шоғырдағы заряд Фарадейде жиналып, 2% - дан кем емес дәлдікпен анықталған. Өлшенген энергия спектрлері ROOT бағдарламасы арқылы талданды. Әдеттегі Бор ядросының шашырау екі өлшемді (ΔE,E) спектрі 22 -суретте көрсетілген. Бұнда Z=2-8 зарядтты реакция өнімдерінің жақсы бөлінуі байқауға болады. Керісінше, масса бойынша бөлінуі өте нашар. ^{12}C нысанасынан шашыраған бор ядроларының типтік энергетикалық спектрі 23-суретте көрсетілген. Серпімді шашыраудағы 100^0-нан астам бұрыштарда ^{10}B шашыраңқы ядролардың дифференциалдық қималары ^{12}C ядроларды өлшеу арқылы алынды. Өлшенген қималардың жүйелік қателігі 10% - дан аспайтын мөлшерде болды.



Сурет 22– $\theta_{лаб}$ =15^0 бұрышта өлшенген $E_{лаб}(^{10}B)$=41,3 МэВ энергияда $^{12}C(^{10}B, X)$ реакция бөлшектерінің екі өлшемді (ΔE–E) спектрі



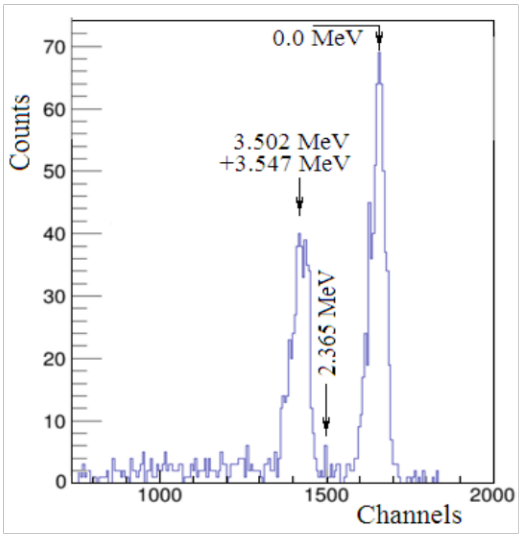
Сурет 23– $\theta_{лаб}=15^0$ бұрышта өлшенген $E_{лаб}$ (^{10}B) = 41,3 МэВ энергияда ^{10}B ядроларының ^{12}C ге шашыраған бір өлшемді энергетикалық спектрі. Серпімді шашырау шыңының оң жағында байқалған ^{12}C нысанның никельдің ластануымен байланысты оқиғалар жиынтығы



Сурет 24– ^{10}B ионының ^{12}C ядросынан серпімді шашырау бойынша тәжірибелік деректер және теориялық есептеу нәтижелерімен салыстырылуы көрсетілген

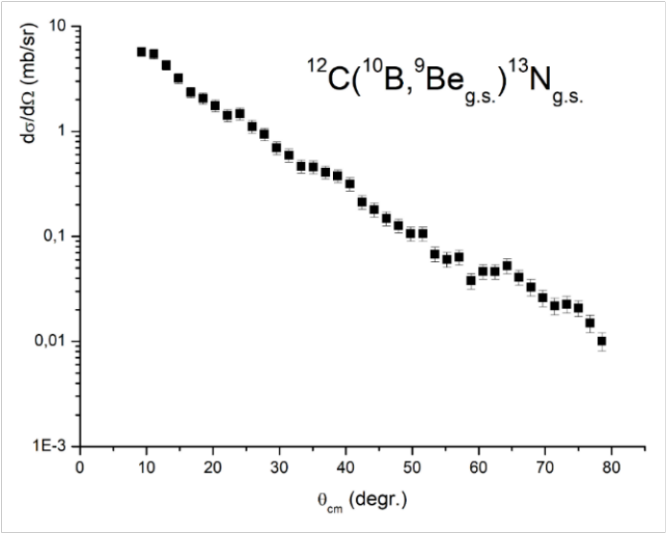
24- суреттен көріп отырғанымыздай өлшенген серпімді шашыраудың дифференциалдық қималар алдыңғы жарты шардағы бұрыштық аймақта жақсы анықталған дифракциялық құрылымға ие. 90^0-ден жоғары бұрыштарда көлденең қималардың төмендеуі тоқтайды және дифракциялық құрылым біртіндеп жоғалады. Сонымен қатар, ең үлкен бұрыштарда ($>150^0$) көлденең қималардың ұлғаюы байқалады. тәжірибелік қондырғылар және деректерді талдау туралы қосымша ақпарат 3 - бөлімде көрсетілген.

$^{12}C+^{10}B$ өзара әрекеттесу кезінде пайда болатын ^{9}Be ядроларының типтік энергетикалық спектрі 25-суретте көрсетілген. Анықталған ^{9}Be иондарының ең қарқынды екі тобы негізгі күйдегі ($J^{\pi} = 1/2^{-}$) ^{13}N ядросының түзілуі және 3.50 МэВ ($3/2^{-}$) және 3.55 МэВ ($5/2^{+}$) екі энергетикалық ажыратылмаған күйлерді көруге болады. Спектрдегі энергетикалық ажыратымдылық шамамен 500 кэВ құрайды, ол негізінен телескоптардың E-детекторларының өзіндік ажыратымдылығымен, шоғырдың шашыратылымдығымен анықталады. Статистикалық қателіктер бұрыштық үлестірудің негізгі максимумы шегінде ≈ 3-5% және үлкен бұрыштарда 15-20% - дан аспайды. Біздің бағалауымыз бойынша, ДҚ жүйелік қателіктері негізінен нысананың қалыңдығын өлшеудегі қателіктер (6-7%), телескоптардың дене бұрыштарын анықтау (≈5%) және шоғырдың интегратордағы ток (2%) анықталмағандығымен анықталды, Бұл ≈ 10% құрайды. Тәжірибелік қателердің абсолютті шамасын анықтаудағы қосымша тексеру Резерфорд шашырауының көлденең қимасымен ^{12}C ядроларындағы ^{10}B иондарының серпімді шашырауының көлденең қимасын кіші бұрыштарда салыстыру арқылы жүргізілді.



Сурет 25 – $E_{лаб(10B)}$ = 41,3 МэВ энергиядағы $^{12}C(^{10}B,^{9}Be)^{13}N$ реакциясындағы ^{9}Be ядроларының $\theta_{lab} = 13°$ бұрышта өлшенген энергетикалық спектрі

Төменде 26-суретте $^{12}C(^{10}B,^{9}Be)^{13}N$ реакциясының тәжірибелік бұрыштық үлестіруі бойынша ДҚ көрсетілген. Көріп отырғаныңыздай, тәжірибелік ДҚ-дағы дифракциялық құрылым бұрыштың ұлғаюымен айтарлықтай төмендейді, ал бұрыштық үлестіру алдыңғы жарты шарда тегістелген құрылымға ие.



Сурет 26 – $^{12}C(^{10}B,^{9}Be_{g.s.})^{13}N_{g.s.}$ реакциясының бұрыштық үлестіруі бойынша тәжірибелік ДҚ ның нәтижесі

3.2 Радиациялық қарпу реакциясын өлшеу әдістемесі

Бұнда 0^0 бұрыштағы негізгі күй үшін $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ радиациялық қарпу реакциясының дифференциалдық қималары $E_{p,\ лаб.}$ = 1100, 1150, 1250 және 1400 кэВ энергияда өлшенді. Ядролардағы радиациялық қарпу реакцияларының (p,γ) дифференциалдық қималарын $\theta\gamma = 0^0$ бұрышта есептеу келесі өрнек арқылы анықталды [733]:

$$N_\gamma = N_p\, N_N\, \varepsilon(E_{\gamma,\ тиім.})\, \frac{d\sigma}{d\Omega}\left(E_{p,\ тиім.}, 0^0\right) \qquad (3.10)$$

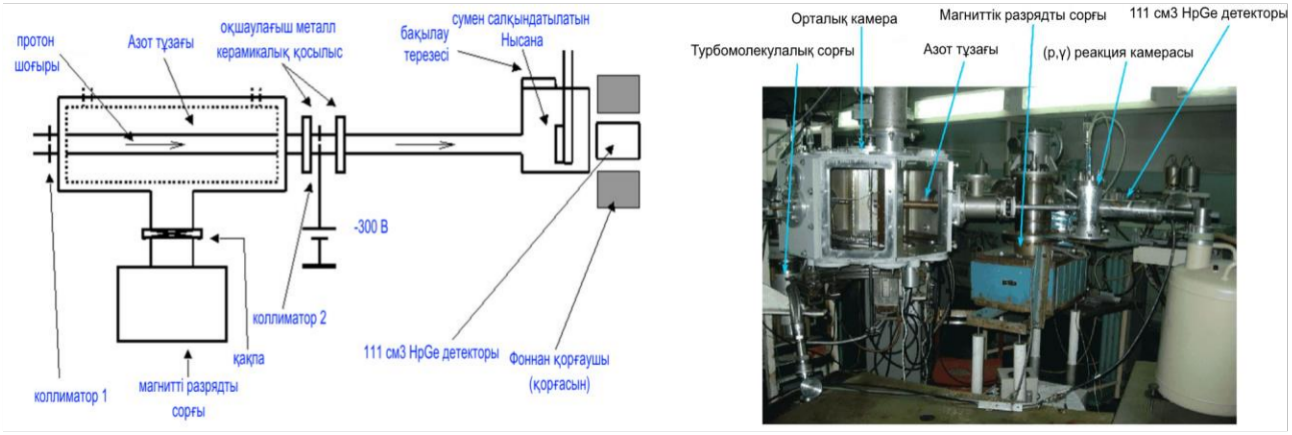
N_γ – қарпу шыңындағы санақ саны, N_p- нысанадан өткен протондардың саны, N_N –нысананың қалыңдығы атом/см^2, $\varepsilon(E_{\gamma,\ тиім.})$ - γ-детекторының абсолютті тиімділік шамасы, $E_{\gamma,\ тиім.} = E_{p,\ лаб.}\frac{12}{13} + 1941 - 0.5\,\Delta_{лаб.}(E_{p,\ лаб.})$.

^{12}C ядросындағы радиациялық қарпу реакцияларының (p,γ) дифференциалдық қималарын өлшеу үшін ядролық физика институтының УКП-2-1 сызықтық үдеткішіндегі тәжірибелік қондырғы қолданылды [74].

3.2.1 УКП-2-1 сызықтық үдеткіші (Қазақстан Республикасы)

γ-кванттарды тіркеуге арналған тәжірибелік қондырғының блок-сұлбасы 27-суретте көрсетілген. Нысанада шоғыр дағының пайда болуы коллиматорлар жүйесінің көмегімен жүзеге асырылды: шоғыр бір-бірінен 60 см қашықтықта орналасқан 1 коллиматор (диаметрі 14 мм) және 2 коллиматор (диаметрі 10 мм) арқылы бірінің ізінен бірі өтеді және (2 коллиматордан 80 см қашықтықта орналасқан) дақ мөлшері шамамен 5 мм болатын нысанаға фокусталды. Нысанадағы көміртегі күйігін азайту үшін цилиндр тәрізді (ұзындығы 50 см) тот баспайтын болаттан жасалған азот тұзағы және магниттік разрядты сорғы саңылаулар арасында орнатылды. γ-квантті жұту үрдісін, сондай-ақ орнату элементтеріндегі комптон шашырауын барынша азайту үшін нысана камераның

(тік цилиндр: диаметрі 80 мм, биіктігі 100 мм) қалыңдығы 1,5 мм болатын тот баспайтын болаттан жасалған. Жоғарғы ернемекке алмалы-салмалы ернемек орнатылған, ол арқылы нысанаға сумен салқындатылатын ұстағыш түтіктер жалғанған. Нысанаға дейін шоғыр сәулесін тексеру үшін оның ұшына кварц әйнегі бекітілген ұзартылатын өзек өтеді және бақылау терезесі орнатылған. Штоқтың сыртқы тұтқасының көмегімен кварц әйнегін нысананың алдына қоя аламыз, ол арқылы нысанадағы шоғырдың формасын және орының анықтау үшін керек. Нысана камерасына арналған арнайы цилиндрлік пішін 0^0-ден 135^0-ге дейінгі бұрыштарда γ-кванттарды тіркеуге мүмкіндік берді. Нысана сәулелену кезінде екіншілік электрондардың жоғалуын басу үшін 2-коллиматорға – 300 В потенциалы беріледі. Түтікпен бірге нысана камерасы және қондырғының қалған бөліктері электрлік оқшауланған, бұл зарядты 3% дәлдікпен жинауға мүмкіндік берді.



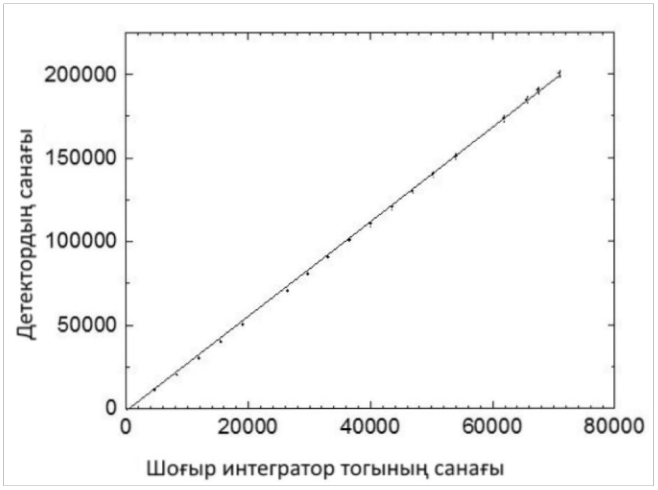
Сурет 27 – Радиациялық қарпу процестерін зерттеуге арналған тәжірибелік қондырғы сұлбасы және көрінісі

3.2.2 Зарядты жинау кезінде қателік шамасын анықтау

Зарядты жинау кезінде қателікті анықтау екі кезеңнен тұрды:

1. 1200 кэВ энергия және 100 нА тоғы шамасындағы протон шоғыры қалыңдығы 15 мкг/см^2 Al_2O_3 пленкасы арқылы өтіп, жақсы оқшауланған және экрандалған Фарадей цилиндріне жиналды. Фарадей цилиндрінен интеграторға ток ағады (ORTEC 439), ол 10^{-8} Кулон зарядын жинағаннан кейін есептеу құрылғысына сандық импульс жібереді, сол аралықта ^{27}Al және ^{16}O ядроларында серпімді шашыраған (Al_2O_3 пленкалары) протондар шоғыр осіне 120^0 бұрышта 24 см қашықтықта орналасқан зарядталған бөлшектер детекторымен тіркелді. Өлшеу кезінде тәуелділік құрылды: N_{int} есептеу құрылғысының индикаторының ағымдағы көрсеткішінен N_{Al} шашыраған протондарының санына тәуелділік құрылды (^{27}Al -дағы шашырау шыңы) (28-сурет). Көрсеткіштер шамамен 10000 импульс қадамымен 18 нүктеде жазылды. N_{Al} / N_{int} -ке қатынасының стандартты ауытқу тұрақты орташа мәннен 1.5% - ке аспайтыны анықталды.

2. 1-тармақта көрсетілгендей өлшеулер жүргізілді, бірақ Фарадей цилиндрінің орнына ток реакция камерасына жіберілді. Бұл жағдайда N_{Al} / N_{int} стандартты ауытқуы 3% құрады.



Сурет 28– Интегратордағы шоғыр тоғы көрсеткішіндегі қателіктерді анықтау

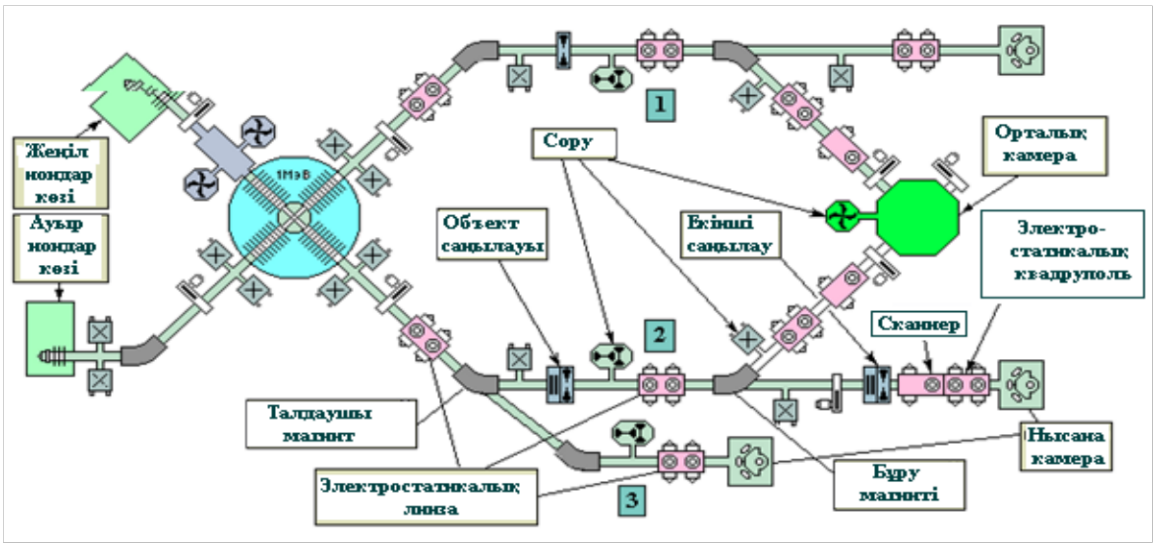
3.2.3 Протон шоғырының параметрлерін анықтау

Астрофизикада қызығушылық тудыратын энергия аймағындағы зерттелетін процестердің қималарын өлшеу УКП-2-1 электростатикалық тандемдік үдеткішшіндегі протондар шоғырында жүргізілді. Үдеткіште бір үдеткіш потенциалмен біріктірілген ион шоғырын тасымалдаудың екі тәуелсіз арнасы бар. 29-суретте үдеткіштегі протон арнасының сұлбасы көрсетілген. ЯМР (ядролық магниттік резонанс) магнит өрісінің тұрақтануын қамтитын талдау магниті $M/\Delta M \approx 200$ массасының ажыратымдылығына ие. Үдеткіште протондардың энергиясын (1 кэВ қадаммен) біркелкі өзгерту мүмкіндігі бар, бұл ядролық процестердің қозу функцияларын зерттеу кезінде өте маңызды. Үдеткіштің толық сипаттамасы жұмыста берілген [74].

Протондар $E_{р,\ лаб.}$ = 1100 – 1400 кэВ энергияға дейін үдетілді. Протондар шоғырының ток шамасы үдеткіштің шекті мүмкіндіктерімен, нысананың беріктік дәрежесімен және электрондық аппаратураның тіркеу сипаттамаларымен шектелді және 5-8 мкА ға дейін болды.

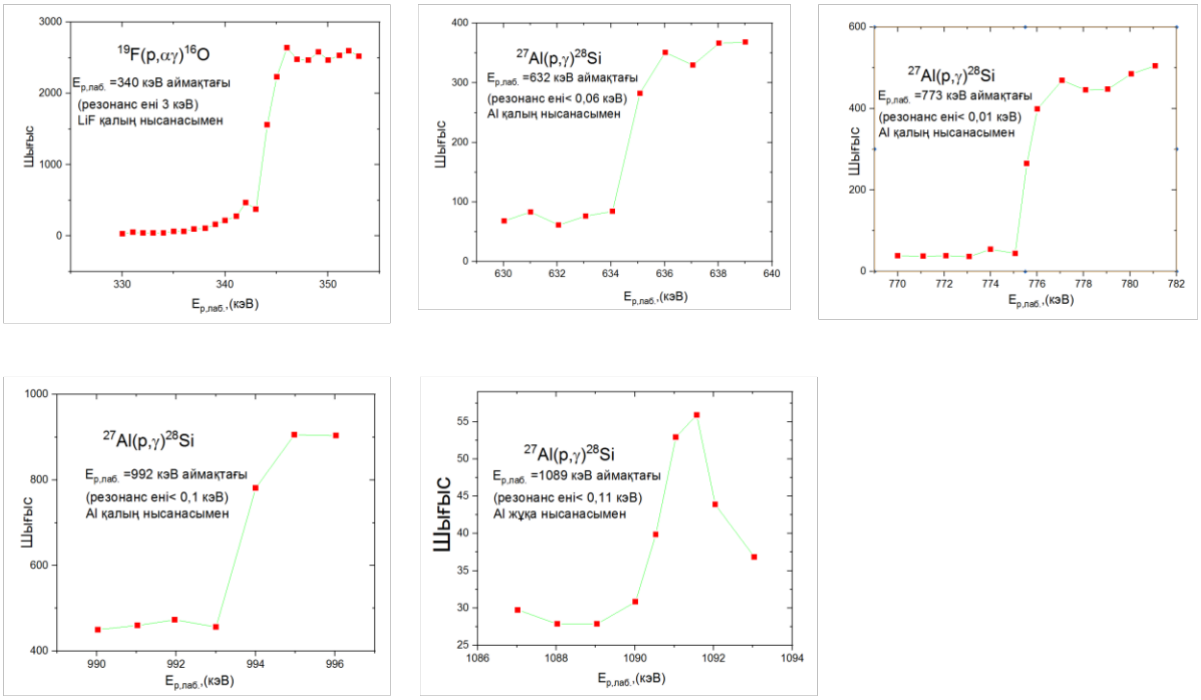
Резонанстық процестердің қималары, сондай-ақ кулондық тосқауылдан төмен аймақта өлшенетін реакциялардың қималары энергияға қатты тәуелді болғандықтан, үдетілетін бөлшектердің энергиясын және оның өнімділігін дәл білу маңызды болып табылады.

Протондар шоғыр энергиясын калибрлеу жақсы бөлінетін және жіңішке резонанстары бар реакциялар арқылы жүзеге асырылды [75,76]. Осы мақсатта $E_{р,\ лаб.}$ = 632, 773, 992, 1089 кэВ кезінде $^{27}Al(p,\gamma)^{28}Si$ және $E_{р,лаб.}$ = 340 кэВ кезінде $F(p,\alpha\gamma)^{16}O$ реакциялары қолданылды. Бұл жағдайда калибрлеу дәлдігі ±1 кэВ болды. 30-суретте жоғарыда келтірілген резонанс аймақтарындағы шығу қисықтары көрсетілген. Үдетілген протондардың ағымдағы энергиясының компьютердегі УКП-2-1 басқару үдеткішіне беретін энергияға тәуелділігі 31-суретте көрсетілген.

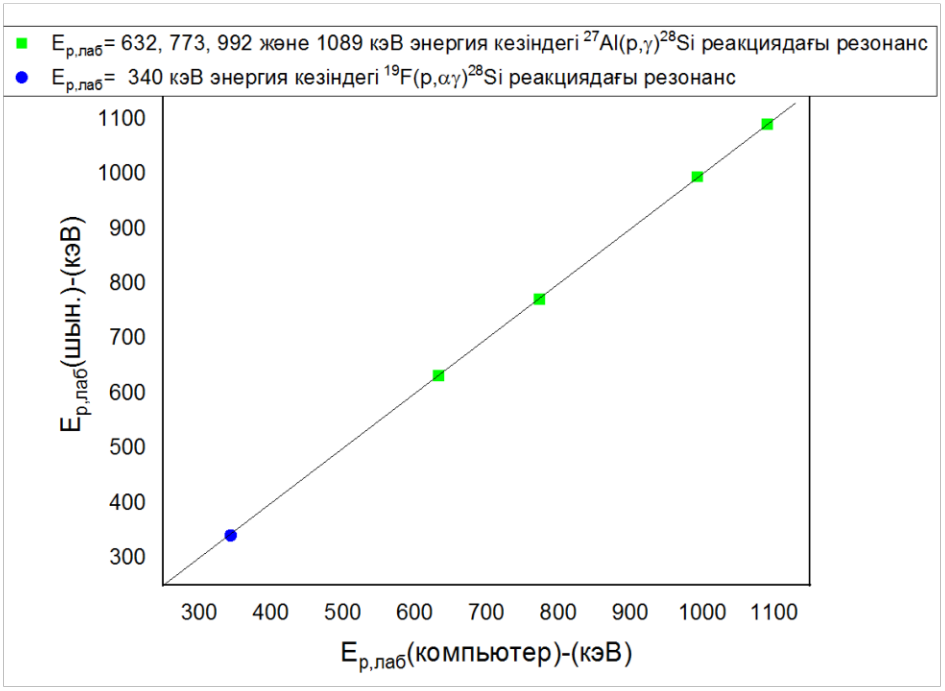


1- ауыр иондар тасымалдау арнасы; 2 - жеңіл иондар тасымалдау арнасы; 3- жаңа тасымалдау арнасы

Сурет 29– УКП-2-1 электростатикалық тандемдік үдеткіштегі үдеткішінде шоғырды тасымалдау сұлбасы



Сурет 30 – Үдеткішті энергия бойынша калибрлеу мақсатында алынған белгілі резонанстар аймағындағы шығу қисықтары



Сурет 31 –UKP-2-1 үдеткіш шоғырын калибрлеу түзуі

Жұмыста жұқа нысана қолданылғандықтан, дифференциалдық қималарды өлшеу кезінде нысанада протондардың энергия шығынына байланысты тиімді энергия келесі өрнек арқылы есептелді:

$$E_{р,\ тиім.} = E_{р,\ лаб.} - 0.5\ \Delta_{лаб.}(E_{р,\ лаб.}), \qquad (3.11)$$

мұнда $\Delta_{лаб.}$ – нысанадан өткен кездегі протондардың жоғалту энергиясы.

Әрі қарай, осы жұмыста $E_{р,\ лаб.}$ өрнегімен тиімді энергия көрсетіледі.

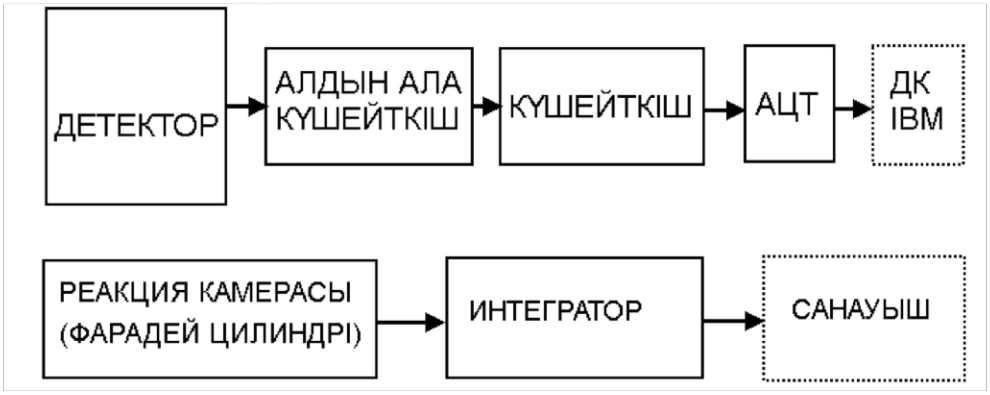
3.2.4 Ядролық үрдістегі өнімдерді тіркеу жүйесі

Ядролық процестердің өнімдерін тіркеу жүйесі ORTEC және CANBERRA электронды модульдері және ядролық процестердің спектрлерін тіркеуге және өңдеуге арналған S-100 бағдарламалық жасақтамасымен қамтылды. Жүйеде бірнеше спектрометриялық арналар бар, бұл әр түрлі реакция арналарынан спектрлерді әр түрлі типтегі детекторлармен бір уақытта өлшеуге мүмкіндік берді.

Зарядталған бөлшектер (ядролық процестердің өнімдері) диссертацияда қарастырылған энергияның барлық диапазонында δE = 15 кэВ энергетикалық ажыратымдылығы бар кремний шалаөткізгіш детекторларымен тіркелді. γ - квантты тіркеу жүйесіне кристалл көлемі 111 $см^3$ (GEM20P моделі) ORTEC фирмасының HpGe-детекторын қолдану негізінде жүзеге асырылды. HpGe-детекторының энергетикалық ажыратымдылығы сәйкесінше $E_γ$ = 122, 1408, 2614 және 7931 кэВ үшін 0.9, 1.8, 2.5 және ≈ 5 кэВ болды.

Детекторлардан сигналдар алдын ала күшейткіштерге келеді. Ал алдын ала күшейткіштерден сигналдар сызықтық күшейткіштерге және одан әрі

компьютерге қосылған АЦТ -ге беріледі. Реакция камерасынан (радиациялық қарпу процестері) немесе Фарадей цилиндрінен (серпімді шашырау үрдісі) ұшып келген бөлшектердің заряды ток интеграторында (ORTEC 439) жиналды. Электрониканың блок-сұлбасы 32-суретте көрсетілген.



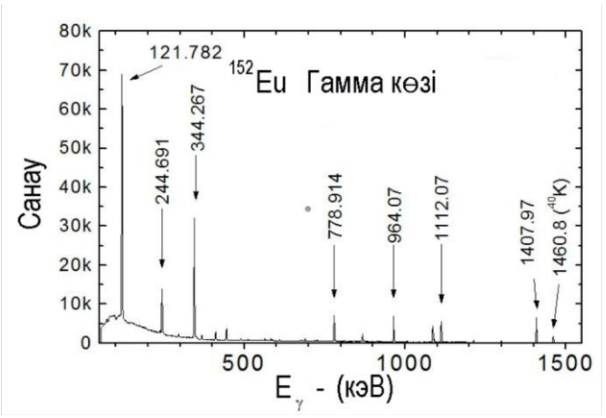
Сурет 32 – Өлшеу электроникасының сұлбасы

Осы жұмыста іске асырылған төмен энергиялы ядролық физика саласындағы эксперименттік әдістемелік сипаттамалар [77] еңбектерінде көрсетілген.

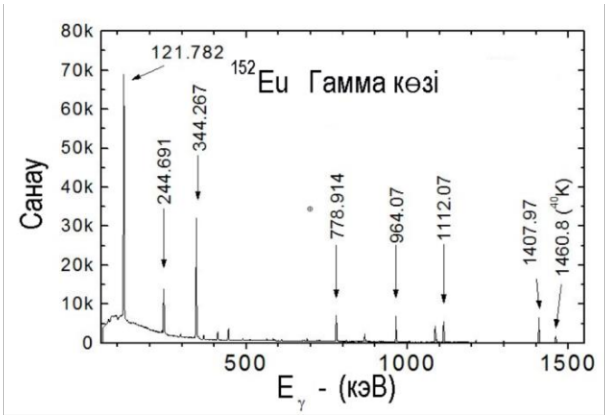
3.2.5 HpGe -детекторының абсолютті тиімділігін анықтау

Өте таза германияден (HpGe) жасалған γ-детекторының абсолютті тиімділігін анықтау үшін ^{133}Ba, ^{137}Cs, и ^{152}Eu және ^{56}Co эталондық калибрлеу көздері қолданылды. Олардың қарқындылығын 1% - дан аз өндіруші тағайындаған қателікпен анықталды. γ-ауысуларының салыстырмалы қарқындылығы 1%-дан аспайтын қателікпен белгілі ^{152}Eu ($T_{1/2}$ = 12 жыл) және ^{56}Co ($T_{1/2}$ =77 күн) радиоактивті көздері 344-тен 3200 кэВ-қа дейін энергиялар аймағындағы γ-кванттық детектордың абсолютті тиімділігін өлшеу үшін қолданылды [78]. ^{56}Co көзі ҚР ЯФИ дағы циклотронында темір фольганы $E_{р, лаб.}$ =30 МэВ энергиядағы протондармен 1 мкА шоғыр тоғында 2 сағат ішінде сәулелендіру арқылы жасалды. Қоспалардағы реакцияларда және басқа да ілеспе реакцияларда пайда болатын қысқа мерзімді изотоптардың ыдырауы үшін сәулеленген фольганы 1 ай ұстағаннан кейін, бұндағы гамма көз жеткілікті таза болды. 3.2 МэВ-тен жоғары энергетикалық аймақ үшін γ-детектордың тиімділігі ^{27}Al(p,γ)^{28}Si реакциясы арқылы $E_{р, лаб.}$=992 кэВ протондарының резонанстық энергиясымен анықталды. Осы реакция нәтижесінде γ-сызықтар 1.8–10.8 МэВ энергия интервалында пайда болады, олардың салыстырмалы қарқындылығы мен бұрыштық үлестіруі 5% - дан аспайтын қателікпен белгілі (негізгі ауысулар үшін). Бұл жұмыста $E_{р, лаб.}$ = 992 кэВ энергияда ^{27}Al(p,γ)^{28}Si реакция ауысуларының келесідей энергиялары қолданылды: 1522, 1779, 2839, 4497.6, 4743, 6020, 7931 және 10763 кэВ. 33-суретте ^{152}Eu, ^{56}Co көздерінің және $E_{р, лаб.}$ = 992 кэВ резонанстық энергиядағы ^{27}Al(p,γ)^{28}Si реакцияларның γ-ауысу көрсетілген.

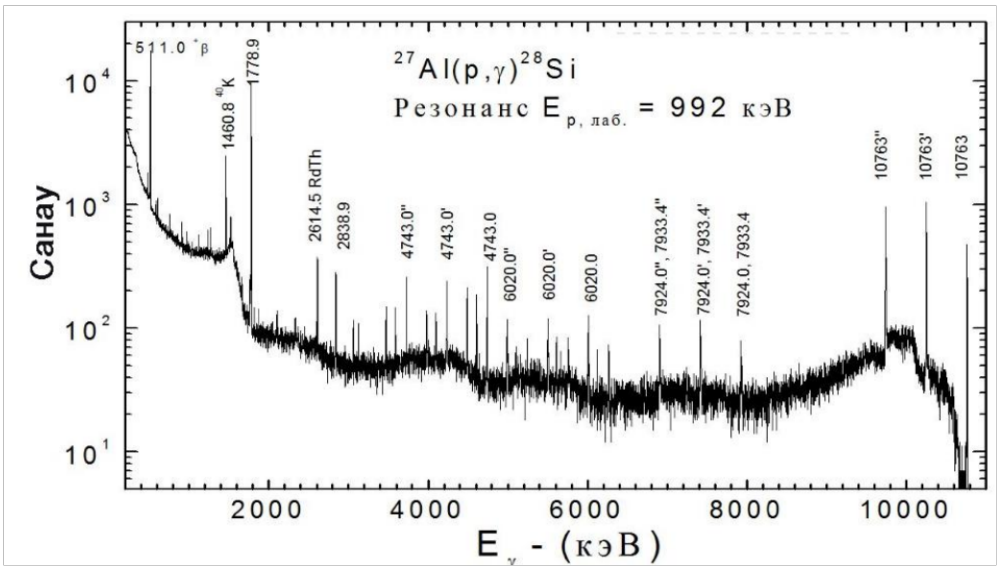
Абсолютті тиімділікті анықтау кезінде детектор мен көздер арасы жоғары дәлдікпен орналасқан. Көздерден салыстырмалы тиімділік қисықтары ^{152}Eu, ^{56}Co және $E_{р,лаб.}$=992 кэВ кезінде ^{27}Al(p,γ)^{28}Si Ер реакциялар эталондық көзі арқылы алынған нүктелермен біріктірілді (34-сурет). Бұл процедура протондар шоғыр бағытынан 0^0, 45^0, 90^0, 126^0 және 135^0 бұрыштарда жоғары вакуумдық реакция камерасын (3.2 бөлімді қараңыз) қолдану арқылы жасалды. Бұл ретте әрбір шың-өтпенің ауданын анықтаудағы статистикалық қате 3% - дан аспады. ^{56}Co көзінің 1360.22 кэВ сызығы, сондай-ақ ^{27}Al(p,γ)^{28}Si реакциясының 6020 және 7931 кэВ сызықтарын қоспағанда (≈ 3.5,3.2 және 6.3% сәйкесінше). АЦТ өлі уақыты 2% - дан аспады.



а)



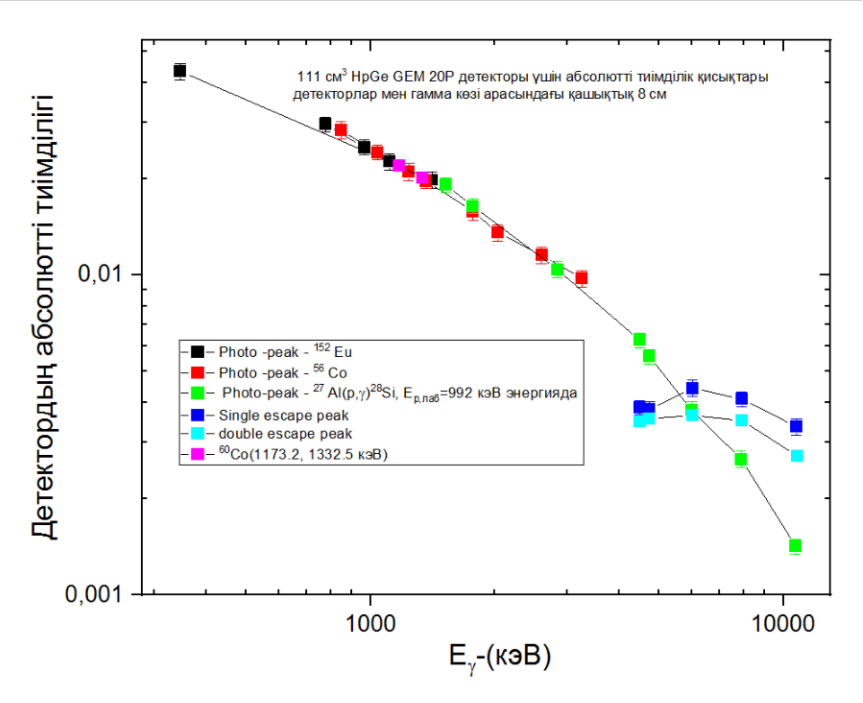
б)



в)

а) ^{152}Eu гамма көзі, б) ^{56}Co гамма көзі және в) $E_{р, лаб.}$ = 992 кэВ резонанстық энергиядағы ^{27}Al(p,γ)^{28}Si реакциясы

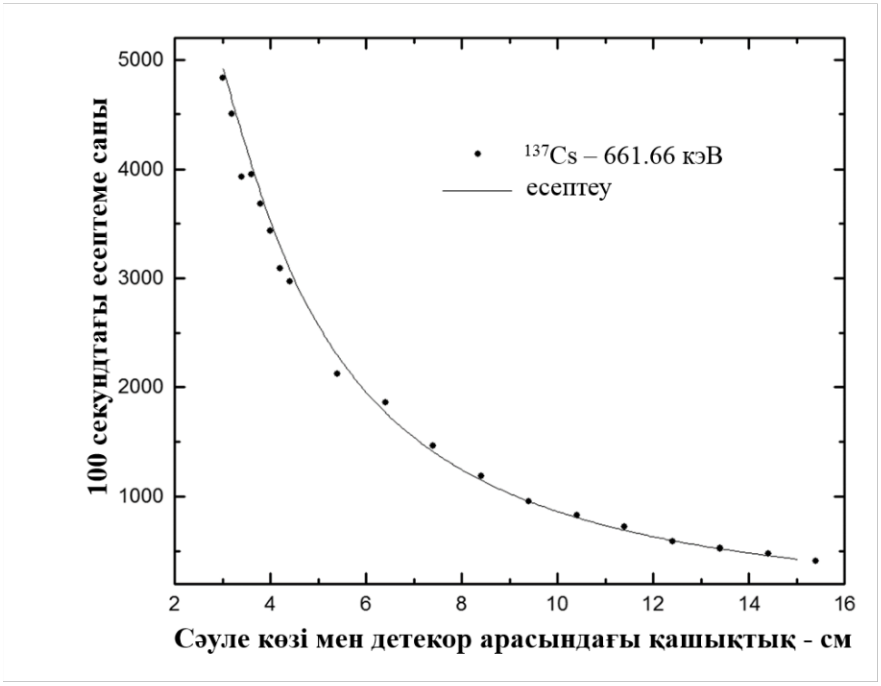
Сурет 33 – 344-тен 10763 кэВ-қа дейінгі γ-сәулелерінің энергия интервалында салыстырмалы тиімділігін анықтау мақсатында HpGe-детектормен алынған γ-спектрлері



Сурет 34 – γ- детекторының абсолютті тиімділік қисықтары (HpGe GEM 20P) сәйкесінше толық жұтылу шыңы, single escape шыңы (SEP) және double escape шыңы (DEP)

3.2.6 HpGe-детекторының абсолютті тиімділігін анықтаудағы жалпы қателік

Өлшеу кезінде γ-детектор реакция аймағынан 8 см қашықтықта орналасқан. Детектор мен калибрлеу гамма көзі 1 мм-ге дейін қателікпен орналастырылды. Гамма көздің көмегімен гамма-кванттарды тіркеу жылдамдығының гамма көз-детектор қашықтығына тәуелділігі табылды. 8 см қашықтықта ±1 мм ауытқу тіркеу жылдамдығының ±3% өзгеруіне әкелетіні анықталды. Осылайша, радиоактивті көзден γ-сызықтар қарқындылығының қателігін ескере отырып, детектордың абсолютті тиімділігін анықтаудағы жалпы қателік, шыңдардағы есептеулерді анықтаудағы статистикалық қателік, өлшеу аппаратурасының өлі уақыты және детектордың орналасуының дәлсіздігімен енгізілген қателік тіркелген γ-кванттардың барлық энергия интервалында шамамен 6% құрады (яғни 2200-ден 2200-ге дейін 3250 кэВ).

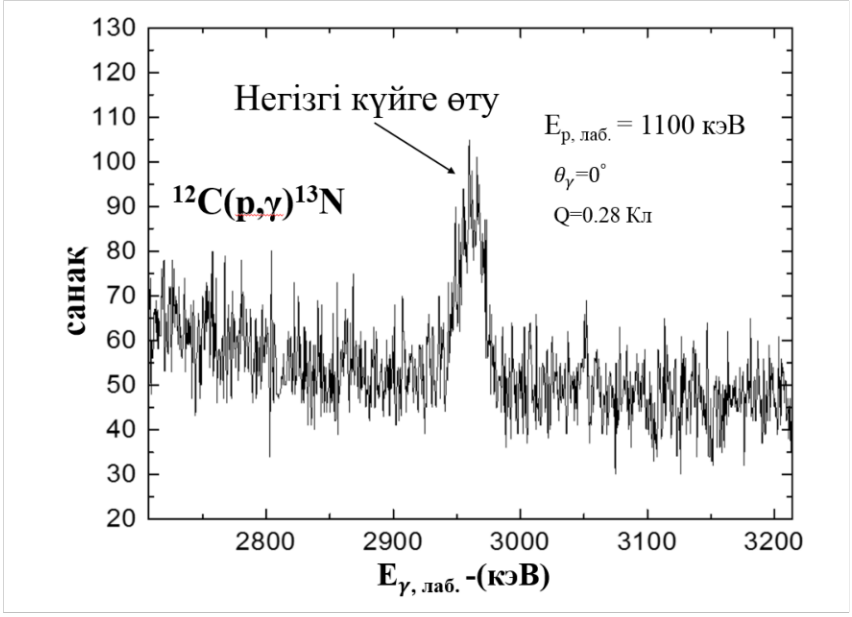


Сурет 35 – γ-кванттарды тіркеу жылдамдығының көз бен детектор арасындағы қашықтыққа тәуелділігі

3.2.7 $E_{р, лаб.}$ = 1100, 1150, 1250 және 1400 кэВ энергияларда ^{12}C ядросындағы (р,γ) реакция қимасы бойынша тәжірбиені жүргізу үрдісі және оның нәтижелері

Эксперименттерде индий вакуумды тығыздағыштары бар арнайы жасалған реакция камерасы, протондар шоғырының пішінін және оның өлшеу кезінде нысанаға орналасуын орталықта дәл орналастыру мүмкіндігімен туралау және визуалды бақылау жүйелері, сонымен қатар турбомолекулалық және магниторазрядты сорғылар пайдаланылды. Ғарыштық сәулеленуден және оның айналасындағы құрылыс конструкцияларынан туындаған үлкен фонды басу үшін қалыңдығы шамамен 60 мм болатын қорғасын цилиндрінің ішінде детектор орналасқан. $E_γ$ = 2200-3250 кэВ үшін HpGe детекторының энергетикалық ажыратымдылығы шамамен 5 кэВ болды. Көміртегі нысанасының төсеніші ретінде мыс пластинасы пайдаланылды (қалыңдығы 2 мм, ұзындығы 30 мм және ені 15 мм). Реакция камерасы, γ-детектордың абсолютті тиімділігін анықтау және нысананың қалыңдығын анықтау әдісі жайлы толық сипаттамасы жоғарыда көрсетілген (3.1.8- бөлім).

Нысанаға түскен протондар шоғырының токтары 5-8 мкА аралығында болды. Шоғырдағы энергетикалық шашыратылымдылық $E_{р, лаб.}$=992 кэВ кезінде резонанс аймағында $^{27}Al(p,γ)^{28}Si$ реакция шығысы қисығының енімен анықталды және ол 1,5 кэВ аспады. Экспозициялар кезінде сәйкесінше $E_{р, лаб.}$=1100, 1150, 1250 и 1400 кэВ энергиялар үшін жиналған зарядтар 0.28, 1.26, 1.51 және 1.4 болды. Жиналған зарядты анықтаудағы қателік 3% құрады.

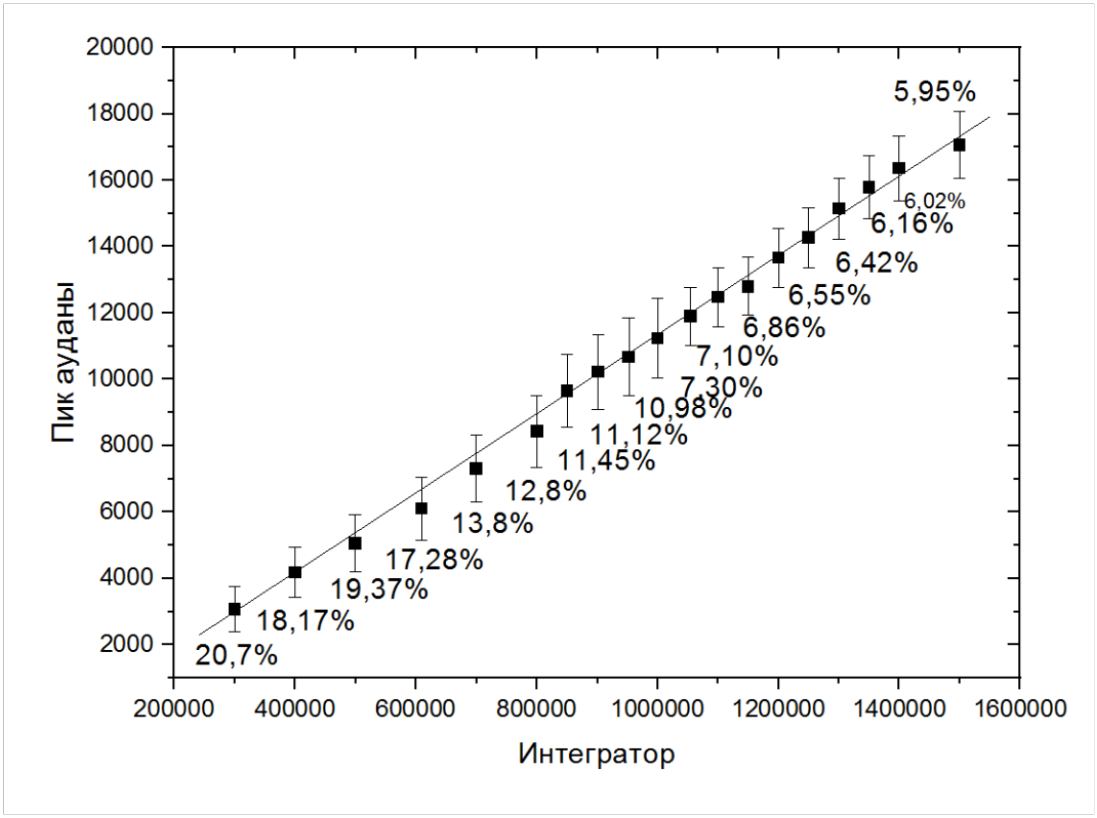


Сурет 36 – Реакция аймағынан 8 см қашықтықта орналасқан көлемі 111 см^3 болатын детектормен алынған ^{12}C(p,γ)^{13}N реакциясының γ-спектріне мысал

36-суретте $E_{р, лаб.}$ = 1100 кэВ кезінде алынған γ-спектрі көрсетілген. Спектрометрдің энергетикалық калибрлеуі ^{56}Co белгілі γ- сызықтары және 1461 кэВ (^{40}K) және 2614 кэВ (RdTh) фондық сызықтар арқылы жүзеге асырылды.

^{12}C(p,γ)^{13}N реакциясының шығуының спектрлік шыңдағы санақтардың жалпы саны (Nγ) фонды трапеция түрінде алдын ала сызықтық түрде алу арқылы есептелді. Шығыстағы шынды анықтаудағы статистикалық қателік (фонды алып тастағанда) $E_{р, лаб.}$ = 1100 кэВ энергияда өлшегенде шамамен 15% және барлық басқа энергияларда өлшегенде шамамен 6% құрады.

Әрбір өлшеу кезінде ^{12}C(p,γ)^{13}N реакциясының тіркелген гамма-кванттарының санының (N_γ) интегратор есептегішінің ағымдағы көрсеткішіне ($N_р$) тәуелділігінің графигі салынды (37- сурет).



Сурет 37 – $E_{р,\ лаб.}$ = 1250 кэВ энергиядағы гамма-кванттарының санының (N_γ) интегратор есептегішінің ағымдағы көрсеткішіне ($N_р$) тәуелділік графигі

Жұмыста көрсетілген энергиялардың әрқайсысы үшін N_γ-дің $N_р$ -ге тәуелділігі ағымдағы статистикалық қателігі шегінде түзу сызық болды, бұл нысананың тұрақтылығын және бүкіл экспозиция кезінде шоғырдың тұрақтылығын көрсетеді. Өйткені $E_{р,лаб.}$=1000–1400 кэВ аймағында дифференциалдық қималар баяу өзгереді. Тиімді зертханалық энергия (3.11) формулада берілген.

Өлшеу кезінде детектордың энергетикалық ажыратымдылығының шамасы және протондар шоғырындағы энергияның шашырамдылық шамасы нысанаға өту кезінде протондар жоғалтқан энергиялардан едәуір аз болғандықтан, мысалы, 36-суретте көрсетілген өту сызығының жоғарғы бөлігі $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ реакцияның қозу функциясының қисық сызығының бағытын қайталайды сәйкес энергия аймағында (спектрде 36-сурет тым үлкен статистикалық қателіктер), ал γ- сызықтың ені негізінен нысананың қалыңдығына байланысты. Бұл жағдай нысананың қалыңдығын ауысу сызықтың формасын талдау арқылы анықтауға мүмкіндік береді (яғни екінші тәуелсіз әдіс) және қателіктер шегінде бірінші әдіс алған мәнді растауға мүмкіндік берді. Сонымен қатар, екінші әдіс барлық алынған спектрлер үшін нысана қалыңдығының сәйкестігін бақылауға мүмкіндік берді.

Жұмыста алынған дифференциалдық қималар 1-кестенің екінші жолында толық қимасы 38-суретте келтірілген. 400-ден 1390 кэВ-қа дейінгі ұшатын протондардың энергиясы аймағында $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ реакциясының бұрыштық үлестірімдері изотропиялы болғандықтан келесі формула бойынша:

$$\sigma(E_{\text{р,тиім.}}) = 4\,\pi\,\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_{\text{р, тиім.}}, 0^0) \qquad (3.12)$$

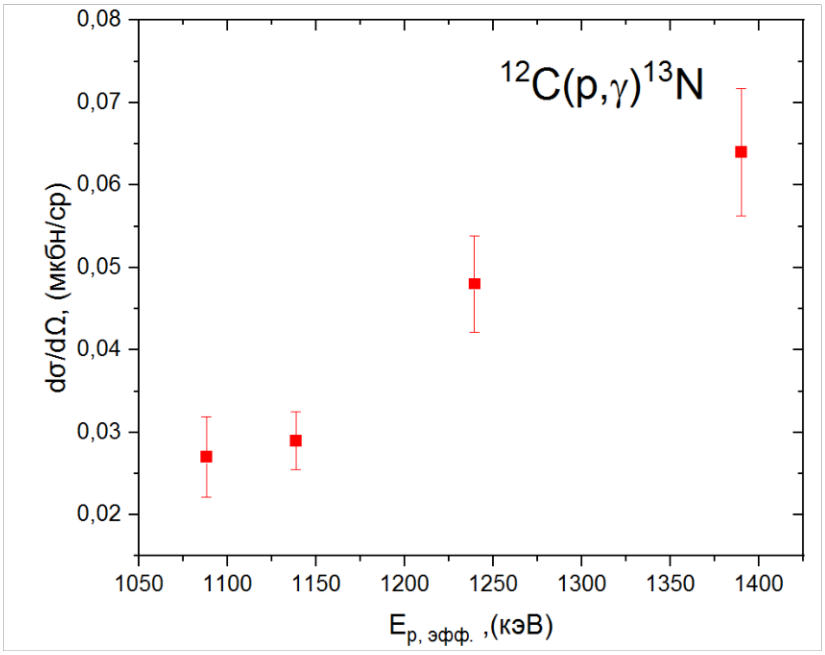
жұмыста толық қималар есептелген. Мұндағы $\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_{\text{р, тиім.}}, 0^0)$ -ядролардағы радиациялық қарпу реакцияларының (p,γ) дифференциалды қималары $\theta_\gamma = 0^0$ үшін (3.10) формуладағы өрнек бойынша анықталған. Келесі формула бойынша:

$$S(\text{кэВ бн}) = \sigma(\text{бн})\,E(\text{кэВ})\,exp(\frac{180.29}{\sqrt{E(\text{кэВ})}}) \qquad (3.13)$$

астрофизикалық S(E) фактор есептелді, олар 1 – кестенің үшінші жолында келтірілген және 53-суретте қолда бар деректермен салыстыру көрсетілген. 53-суреттен осы жұмыстың тәжірибелік деректері [8,9] жұмыс нәтижелерімен жақсы сәйкес келетіндігін көруге болады.

Кесте 1 – ^{13}N негізгі күйге қарпу ^{12}C(p,γ)^{13}N реакциялары бойынша тәжірибелік дифференциалдық қималар және астрофизикалық S(E) факторлар

$E_{\text{р, эфф.}}$ (кэВ)	1088	1138.5	1239.3	1390
$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{\text{эксп.}}(E,0^0)$ – $(\frac{\text{мкбн}}{\text{ср}})$	0.027±0.0049	0.029±0.0035	0.048±0.0058	0.064±0.0077
$S^{\text{эксп.}}(E)$ – (МэВ бн)	0.1±0.02	0.098±0.015	0.14±0.022	0.16±0.025



Сурет 38 –^{12}C(p,γ)^{13}N реакциялар үшін алынған тәжірибелік толық қима нәтижелері

3-бөлім бойынша қорытындылар

У-200Р циклотрон шоғырында нуклон берілуі реакцияларының дифференциалдық қималарын және ядролық физика институтының УКП-2-1 сызықтық үдеткішінде (Алматы) сызықтық үдеткіш шоғырында радиациялық қарпуды өлшеудегі қолданылған әдістемелері сипатталған.

E=41,3 МэВ энергиясындағы ^{12}C ядроларындағы ^{10}B серпімді шашыраудың және бұрыштық үлестірудің алдыңғы жарты шарында $^{12}C(^{10}B,^{9}Be)^{13}N$ протонның берілу реакцияларының ДҚ нәтижелері алынды. Сонымен қатар 0^0 бұрышта 1088-ден 1390 кэВ-қа дейінгі төрт зертханалық жүйедегі энергияда ^{13}N негізгі күйге ауысу және $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ реакциясының дифференциалдық қималары бойынша УКП-2-1 сызықтық үдеткішінде жаңа тәжірибелік мәліметтер алынды. Протонның ^{13}N негізгі күйіне қарпудың астрофизикалық S факторлары көрсетілген энергияларда шамамен 16% дәлдікпен анықталды.

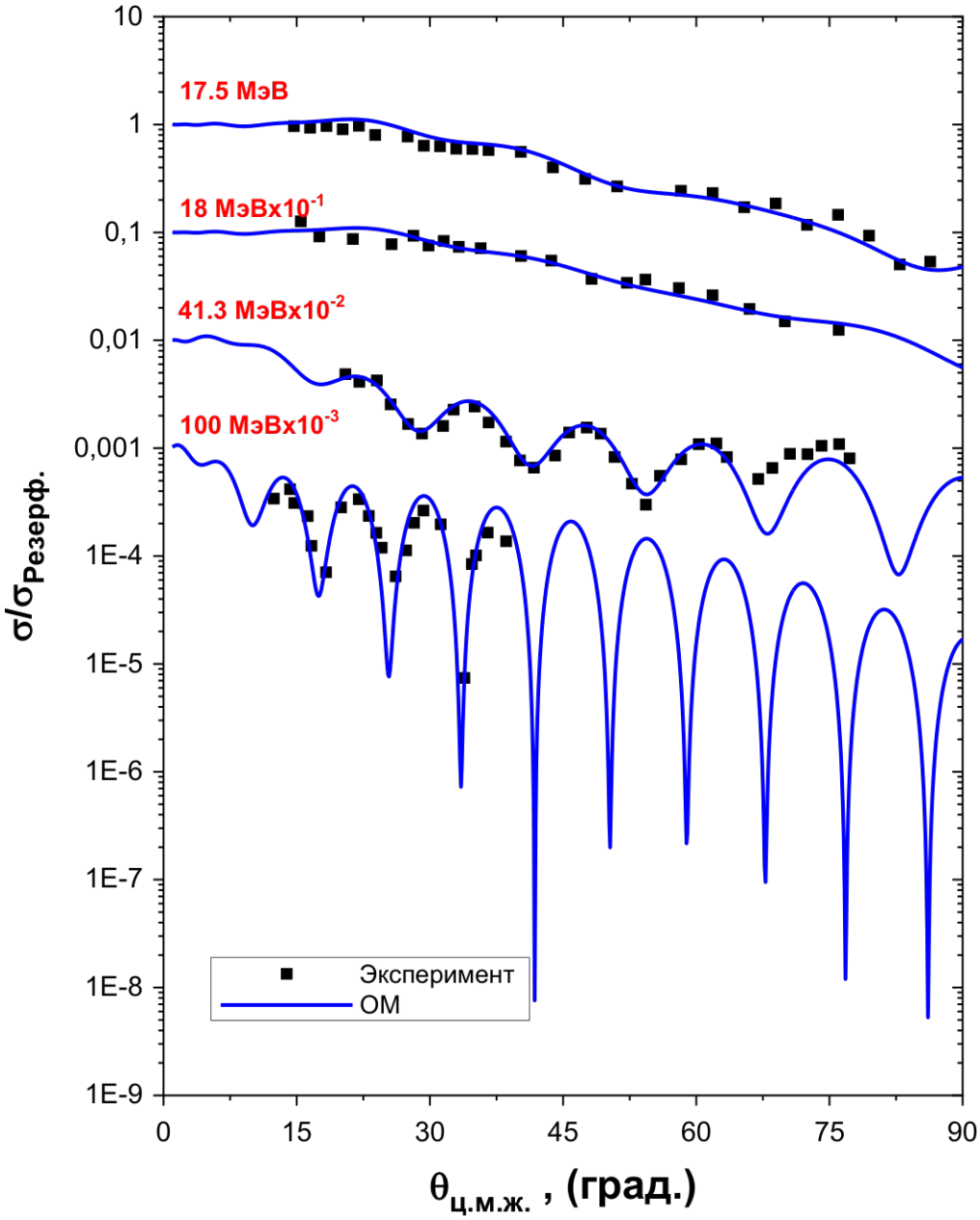
4 БЕРУ РЕАКЦИЯЛАРЫНЫҢ ДИФФЕРЕНЦИАЛДЫҚ ҚИМАЛАРЫН ТАЛДАУ, СПЕКТРОСКОПИЯЛЫҚ АМПЛИТУДАНЫ (СА) АЛУ

Бұл бөлімде тосқауыл асты реакцияларының теориясындағы негізгі теорияларды және әдеби деректерді қолдана отырып, 41,3 МэВ энергияда $^{10}B+^{12}C$ серпімді шашырау нәтижелерін талдаумен қатар, біз өлшеген $^{12}C(^{10}B,^{9}Be)^{13}N$ протонды беру реакцияларын тәжірибелік дифференциалдық қимаға (ДҚ) бұрыштық үлестірудің негізгі максимумы аймақтағы есептелген дифференциалдық қималарды нормалау нәтижесіндегі $^{12}C+p\rightarrow^{13}N$ конфигурациясы үшін спектроскопиялық амплитудасы (СА) анықталды. Сондай ақ ЖБЖҰТ және реакциялардағы байланысқан арналар әдіс (РБА) шеңберінде АНК мәні анықталды. Оның мәні 1.63±0.13 $фм^{-1}$-ге тең. Оларды өте төмен энергиялардағы $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ протонды тікелей радиациялық қарпу реакциясының астрофизикалық S(E) фактор мәнін бағалау мен радиациялық қарпу реакциясының жылдамдығы есептеуде қолдандық.

Асимптотикалық нормалау коэффициентін (АНК) алу және астрофизикалық S(E) факторды талдау Өзбекстан ғылым академиясының ядролық физика институтының ғалымдарымен бірлесіп жүргізілді.

4.1 41,3 МэВ энергияда $^{10}B+^{12}C$ серпімді шашырау нәтижелерін талдау және талқылау

Бұл жұмыста оптикалық потенциалдың нақты және жорамал бөлігі үшін энергетикалық тәуелділіктер алынды. ОМ шеңберінде әртүрлі энергиялардағы тәжірибелік бұрыш бойынша үлестірімдер 90° дейінгі бұрыштарға талданды, бұл кластердің берілу механизімдер әсерін және басқа да каналдардың қималарға әсер етуін болдырмайды. Нәтижесінде тәжірибелік нәтижелермен жақсы үйлесетін әртүрлі энергиялардағы оптикалық параметрлердің жиынтығы алынды. $^{10}B+^{12}C$ серпімді шашырау үшін табылған оптикалық потенциалдың оңтайлы параметрлері χ^2/N мәндерімен бірге 2-кестеде келтірілген. ОМ шеңберіндегі қиманың теориялық есептеулермен тәжірибелік деректер 39-суретте көрсетілген. Зерттеуде r_C=1,25 фм, нақты r_V = 1,15 фм және жорамал r_W = 1,3 фм радиустары бекітілген параметрі қолданылды. E_{10B} = 17,5 МэВ, E_{10B} = 18 МэВ, E_{10B} = 100 МэВ әдеби тәжірибелік деректерге қосымша осы жұмыстағы E_{10B} = 41,3 МэВ энергиядағы $^{10}B+^{12}C$ серпімді шашырау тәжірибелік деректері оптикалық моделі (ОМ) шеңберінде талданды.

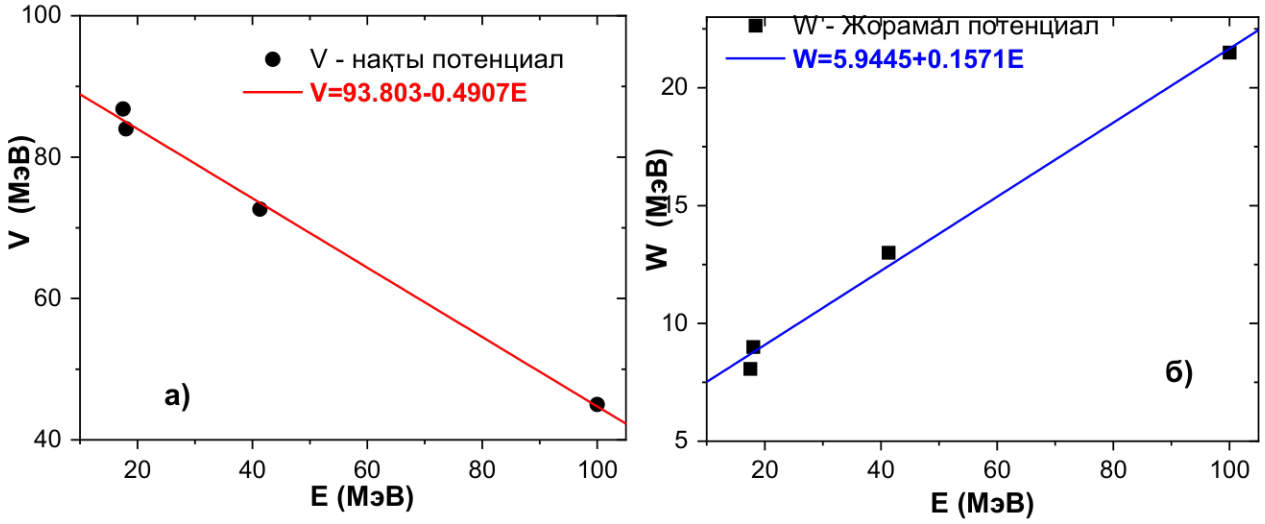


Сурет 39 – 17,5 МэВ, 18 МэВ(x10^{-1}), 41,3 МэВ (x10^{-2}) және 100(x10^{-3}) МэВ-тағы тәжірибелік мәліметтерге теориялық есептеулер нәтижелері

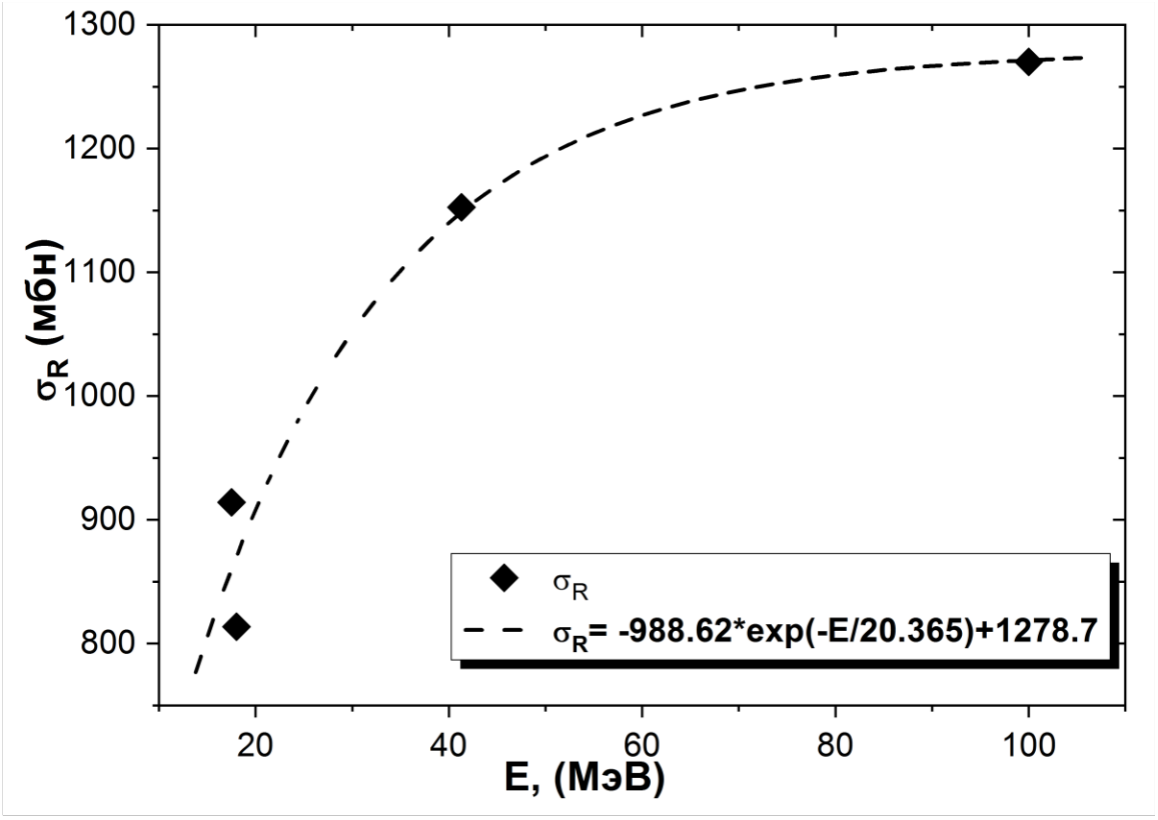
Кесте 2 – Әр түрлі энергияларда $^{10}B+^{12}C$ серпімді шашырау үшін оңтайлы оптикалық параметрлер [79]

$E_{лаб}$ (МэВ)	Модел	V (МэВ)	a_V (фм)	W (МэВ)	a_W (фм)	χ^2/N	σ_R (мб)
100	ОМ	45	0.5342	21.5	0.3318	5.6	1270
41,3	ОМ	72.641	0.4645	13	0.3296	6.506	1153
18	ОМ	84	0.497	9	0.2	1.899	813
17.5	ОМ	86.82	0.5571	8.07	0.2	2.65	914

Сонымен қатар оптикалық потенциалдың нақты және жорамал бөлігі үшін энергетикалық тәуелділіктер алынды (40-сурет).



Сурет 40 – нақты (a) және жорамал (b) потенциалдардың энергияға тәуелділігі



Сурет 41 – $^{10}B+^{12}C$ реакциясы жүйесі үшін толық қиманың σ_R энергетикалық тәуелділігі көрсетілген

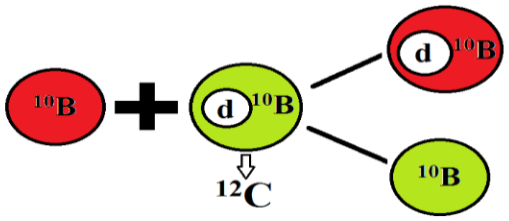
^{12}C ядросындағы ^{10}B серпімді шашырау қимасының талдаудағы σ_R-реакцияның толық қимасы 2-кестеде келтірілген. 41-суреттен σ_R шамасы 30 МэВ

энергиясына дейін күрт өсетінін көруге болады, бірақ одан кейін ол біркелкі болады.

^{10}B ның ^{12}C ядроларымен өзара әрекеттескен кезде үлкен бұрыштарда d-кластердің серпімді берілу үрдісі жүреді деп болжалды. Сондықтан ^{10}B+^{12}C жүйесін есептеу кезінде біз физикалық тұрғыдан ерекшеленбейтін екі процесті қарастырдық. Бұл ^{12}C(^{10}B,^{10}B)^{12}C таза серпімді шашырау және ^{12}C(^{10}B,^{10}B)^{12}C алмасу үрдісіндегі дейтрондық кластерді тасымалдау болып келеді. Соңғы процесс ^{12}C ядросында ^{10}B+d құрылымын жүзеге асырған кезде ғана мүмкін болады (42–сурет). Бұл жағдайда шашыраудың дифференциалдық қимасы екі механизмнің когерентті қосындысы болып шығады және келесі өрнек арқылы анықталады:

$$\frac{d\sigma}{d\,\Omega} = |f_{el}(\theta) + SAf_{DWBA}(\pi - \theta)|^2 \qquad (4.1)$$

Мұнда SA – спектроскопиялық амплитуда (СА), $f_{el}(\theta)-$ оптикалық модель шеңберінде есептелген потенциалдық шашырау амплитудасы, ал $f_{DWBA}(\pi-\theta)$- БЖҰТ-да есептелген дейтронды тасымалдау амплитудасы.



Сурет 42 – ^{12}C(^{10}B,^{12}C)^{10}B реакциясындағы дейтеронның серпімді берілу үрдісінің схемалық көрінісі

Дифференциалдық көлденең қималарды есептеу ОМ және БЖҰТ шеңберінде FRESCO кодын қолдана отырып жүргізілді. Бастапқыда тек ОМ көмегімен таза потенциалдық шашырау үшін есептеулер жүргізілді. Вудс-Саксонның феноменологиялық потенциалдары нақты және жорамал (көлемді сіңіру) бөліктерден тұрады. Демек, бұл жағдайда жалпы потенциал (2.13) формулада көрсетілген.

Оңтайлы потенциал параметрлерді алу үшін SFRESCO іздеу коды қолданылды. Оңтайлы параметрлерді табу үшін SFRESCO іздеу кодын қолдану арқылы біз [80] жұмыстағы потенциалдардан бастадық, 3-кестедегі set I және II жиындарда көрсетілгендей $\theta_{cm} < 90^0$ бұрыштары үшін ең кіші χ^2 мәндеріне r_V және r_W мәндерін бекітіп, V_0, W_0, a_V және a_W мәндерін реттеу арқылы қол жеткіздік.

Оптикалық модель шеңберінде есептелген серпімді шашыраудың көлденең қималарын тәжірибелік мәліметтермен салыстыру 43 және 44 - суреттерде көрсетілген. 3-кестедегі set I, II параметрлер жиынтығы бар потенциалдар алдыңғы жарты шардың бұрыштары аймағындағы тәжірибелік көлденең қималарды жақсы сипаттайтынын көруге болады, бірақ

эксперименттегі үлкен бұрыштарда байқалған көлденең қималардың сипаттамайтының байқауға болады. Осылайша, кем дегенде нақты бөлігінің тереңдігі шамамен 50-100 МэВ болатын Вудс–Саксонның потенциалы арқылы бұл жұмыста алынған тәжірибелік деректерді стандартты оптикалық серпімді шашырау моделімен сипаттау мүмкін емес (43, 44- суреттерді қараңыз).

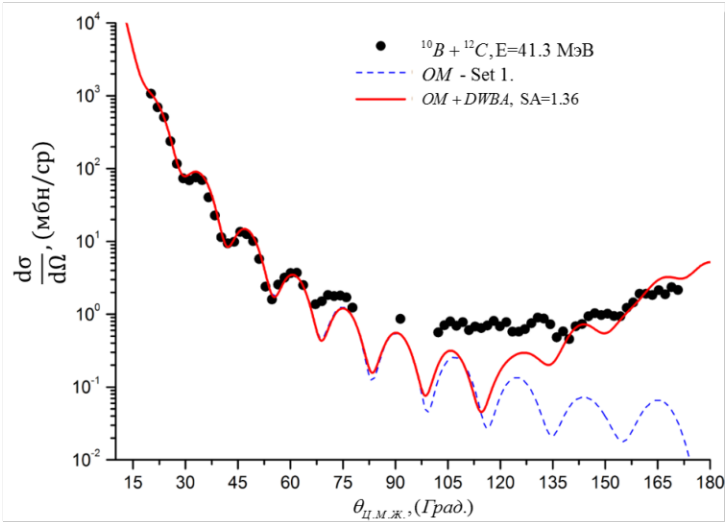
^{10}B және ^{12}C ядроларының өзара әрекеттесуі кезінде дейтрон кластерінің серпімді тасымалдау үрдісі жүреді деп болжанған [^{12}C(^{10}B,^{12}C)^{10}B]. Кіріс (^{10}B +^{12}C) және шығыс (^{12}C+^{10}B) арналарындағы бұрмалануларды есептеу үшін 3-кестедегі оптикалық потенциалдар қолданылды. ^{12}C→^{10}B + d жүйесіне арналған $1D_1$ байланыстқан күйдің кластерлік толқындық функциясы радиусы r = 1,25 фм және диффузиясы a= 0,65 фм шамасындағы нақты Вудс-Саксон потенциалы арқылы есептелді. V_B потенциалының тереңдігі тасымалданатын дейтрон кластерінің қажетті байланыс энергиясына (ε=25.19 МэВ) сәйкес келді. Түйіндер саны (N) Талми–Мошинский формуласымен анықталды [81]:

$$2(N-1)+L=\sum_{i=1}^{n}2(n_i-1)+l_i \qquad (4.2)$$

мұнда n_i , l_i - кластердегі нуклондардың кванттық сандары; L-кластердің орбиталық моменті.

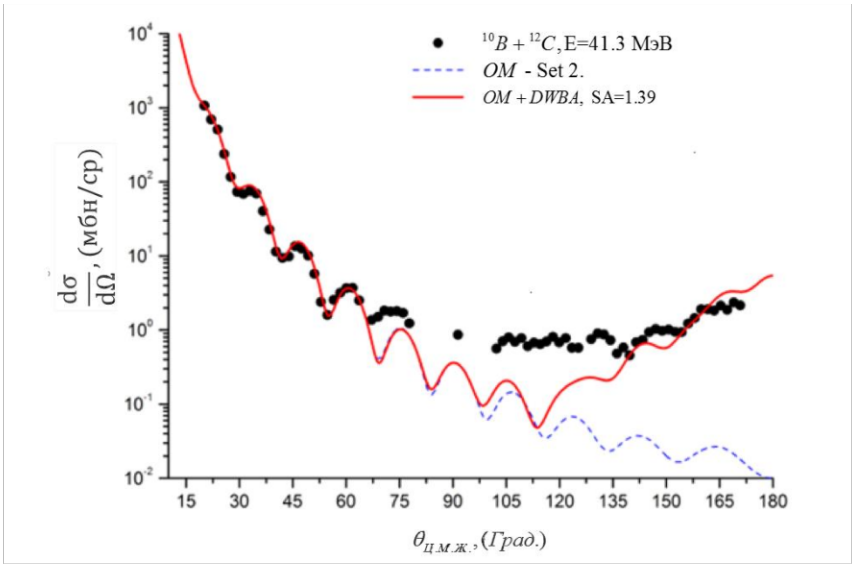
Кесте 3 – $E_{лаб}$ = 41,3 МэВ энергиясындағы ^{10}B+^{12}C үшін оңтайлы потенциалдық параметрлері, кулондық радиусының параметрі 1,25 фм шамасына бекітілді

Жиын	Модел	V_0 (МэВ)	r_V, фм	a_V, (фм)	W_0, (МэВ)	r_w, фм	a_w, (фм)	CA	χ^2/N
I	OM	100	1.15	0.428	15	1.3	0.248		7.39
	OM+DWBA	100	1.15	0.428	15	1.3	0.248	1.36	20.61
II	OM	66.31	1.19	0.429	27.0	1.26	0.285		8.64
	OM+DWBA	66.31	1.19	0.429	27.0	1.26	0.285	1.39	23.52



Нүктелер- бұл тәжірибелік деректер. Қисықтар-бұл 1-кестедегі set I потенциалдарын FRESCO кодын қолдана отырып есептелген теориялық көлденең қималар. Нүктелі қисық-бұл таза потенциалды шашырау, тұтас қисық-бұл потенциалдық шашыраудың және дейтерон кластерінің беру механизмінің когерентті қосындысы

Сурет 43 – $E_{лаб}(^{10}B) = 41{,}3$ МэВ кезінде ^{12}C ядроларында ^{10}B серпімді шашырау үшін есептелген қималарды тәжірибелік мәліметтермен салыстыру



Сурет 44 – set 2 потенциалдарын қолдану арқылы сипатталған

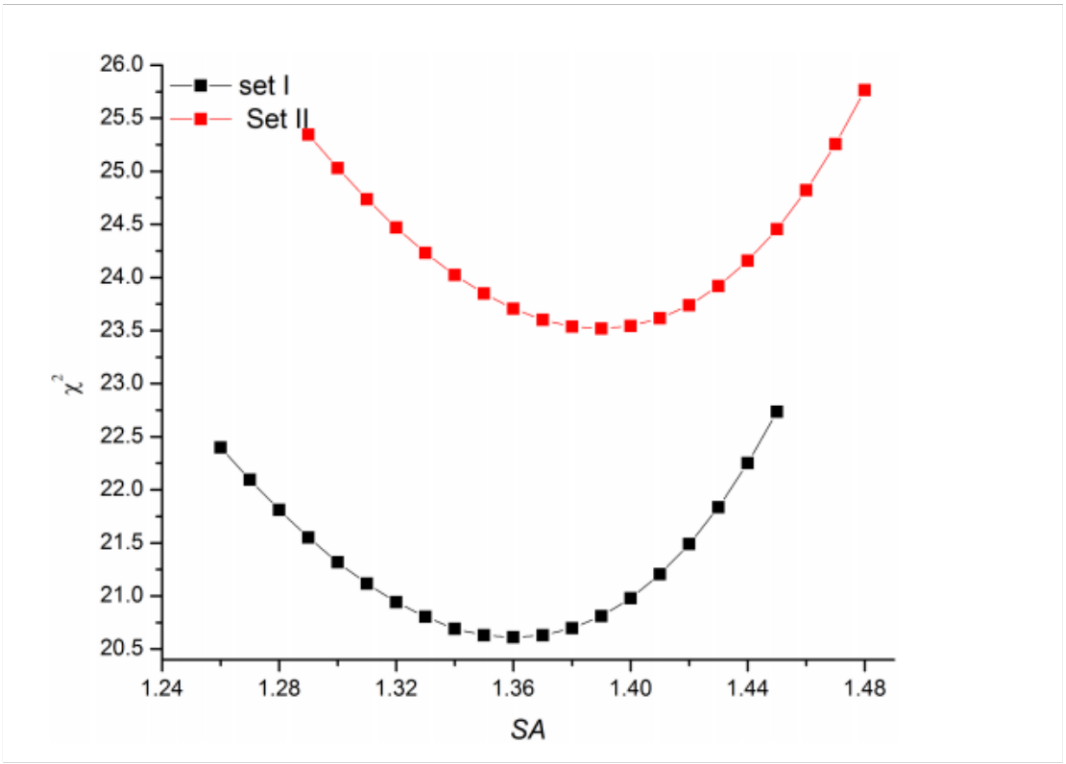
Кесте 4 – Қабаттасуға арналған кванттық сандар және дейтрон кластерінің ^{10}B ядросымен байланысу параметрлері

Қабаттасу	N Түйін саны	L	S	J=L+S	Байланыс энергиясы (МэВ)	СА
$\langle ^{12}C \vert ^{10}B \rangle$	1	2	1	3	25.19	1.375

біздің есептеулерімізде қолданылатын қабаттасуларға арналған кластерлік кванттық сандар 4-кестеде келтірілген. Спектроскопиялық амплитуда (СА)

теориялық көлденең қималарды тәжірибелік мәндермен салыстыру арқылы анықталды. Біз БЖҰТ есептеулерді бұрын Rudchik [82] жұмысында көрсетілгендей $<^{12}C|^{10}B>$ қабаттасу үшін СА = 1,78 мәнінен бастадық. Содан кейін СА мәнін χ^2 ең кіші мәнге жеткенше дейін өзгертуге рұқсат етіледі. Сәйкесінше, теориялық есептеулер мен тәжірибелік мәліметтер арасындағы ең жақсы сәйкестікті табамыз. Алынған СА-ның өзгеруі 45- суретте көрсетілген. $^{12}C \rightarrow ^{2}H + ^{10}B$ конфигурациясы үшін қарастырылған екі жиыннан алынған СА орташа мәні 1.375 құрады.

43, 44-суреттердегі тұтас қисықтар (4.1) формула бойынша есептелген СА=1.36 және 1.39 спектроскопиялық амплитудасының мәндеріндегі потенциалды шашырау мен серпімді дейтрон тасымалының когерентті қосындысына сәйкес есептелген көлденең қималарды көрсетеді. Алынған спектроскопиялық амплитудалық мәндер трансляциялық инвариантты қабық моделі (TISM) шеңберінде есептелген СА=1.89 теориялық мәнінен біршама аз [82,83]. Дейтрондарды тасымалдаудың алмасу механизмін есепке алу өлшенген тәжірибелік деректі жақсы сипаттауға мүмкіндік беретінің көруге болады.



Сурет 45 – СА алуда χ^2 -нің өзгеруі көрсетілген

Дейтрондардың алмасу механизмін есепке алу бұрыштардың тура және кері диапазонында өлшенген бұрыштық үлестірімді жақсы сипаттауға мүмкіндік беретінін көруге болады. 18 МэВ энергиясында ^{12}C ядроларында ^{10}B серпімді шашырау кезінде дифференциалдық көлденең қималар да үлкен бұрыштарда қиманың өсуі байқалды [25]. d-тасымалдау үшін осы жұмыстардағы дифракциялық модельді есептеу ДҚ жақсы сәйкес келеді және кері бұрыштағы

бұрыштық үлестіруді тасымалдау үрдісі көмегімен түсіндіруге болатындығын көрсетеді.

4.2 Протонды беру реакциясын асимптотикалық теория бойынша талдау

Бұл бөлімде біз 41,3 МэВ энергияда өлшенген $^{12}C(^{10}B,^{9}Be)^{13}N$ протонды тасымалдау реакциялары бойынша тәжірибелік ДҚ-сына талдау нәтижелерін ұсынамыз.

Протонды тасымалдау реакцияларын есептеуде FRESCO кодына енгізілген prior өзара әрекеттесуі бар БЖҰТ қолдану арқылы СА мәні анықталды. Байланысқан күйлердің толқындық функциялары $^{9}Be+p\rightarrow^{10}B$, ($^{12}C+p$) және ($^{9}Be+^{3}He$) жүйелер үшін стандартты геометриялық параметрлерін (r_0=1.25 фм және a=0.65 фм) қолдана отырып, Вудс-Саксонның потенциал көмегімен шредингер тендеуін шешу нақты бөлігінің тереңдігін реттеу арқылы стандартты түрде есептелді. 41,3 МэВ энергия диапазонында біз өлшенген $^{12}C+^{10}B$ деректерді талдаудан алынған серпімді шашырау кіріс каналдар үшін [84], $^{9}Be+^{13}N$ шығыс каналдар үшін [54,85] деректер және [86] глобалдық параметрлеуден алынған оптикалық потенциалдар бойынша бес жиынтық 6-кестеде көрсетілген.

$^{9}Be+p$ және $^{9}Be+^{3}He$ конфигурацияларының спектроскопиялық амплитудалары [83,87] жұмыстан алынды. Басқа спектроскопиялық амплитуда тәжірибелік мәліметтерге есептелген бұрыштық үлестірулерді сәйкестендіру (2.38) формула бойынша анықталды. Әр түрлі эксперименттер мен теориялық әдістер арқылы алынған спектроскопиялық факторлар мәндер 5-кестеде келтірілген [13, 88-105]. Бұл талдауда алынған спектроскопиялық амплитуданың СА (СА=СФ$^{1/2}$) мәні тәжірибелік [97,101,104] нәтижелерімен, трансляциялық инвариантты қабық моделі (TISM) шеңберінде есептелген СА=0,601 [82] теориялық мәнімен жақсы сәйкеседі және басқа да теориялық есептеулерге [91,93] біршама жақын болып келеді.

Кесте 5 – ^{13}N негізгі күйдегі протонның теориялық және тәжірибелік спектроскопия факторлары

СФ	теориялық және тәжірибелік СФ	Жыл	Сілтеме
0.61	теориялық	1967	[88]
0.56	теориялық	1969	[89]
0.586, 0.633	теориялық	2013	[13]
0.78 – 1.35	^{12}C(d, n)	1970	[90]
0.74	^{12}C(d, n)	1971	[91]
0.53 ± 0.12	^{12}C(d, n)	1972	[92]
0.70 – 1.48	$^{12}C(^{3}He$, d)	1969	[93]

5-кестенің жалғасы

0.56 – 0.78	$^{12}C(^{3}He, d)$	1976	[94]
0.68 ± 0.12	$^{12}C(^{3}He, d)$	1976	[95]
0.81 ± 0.12	$^{12}C(^{3}He, d)$	1979	[96]
0.48 ± 0.12	$^{12}C(^{3}He, d)$	1980	[97]
1.34	$^{12}C(a, t)$	1969	[98]
0.91	$^{12}C(a, t)$	1972	[99]
0.72	$^{12}C(^{7}Li, ^{6}He)$	1979	[100]
0.38 ± 0.05	$^{12}C(^{7}Li, ^{6}He)$	1986	[101]
0.64 ± 0.09	$^{12}C(^{7}Li, ^{6}He)$	2008	[102]
0.25, 0.40	$^{12}C(^{10}B, ^{9}Be)$	1974	[103]
$[CA(1P_{1/2})]^2=[0.65]^2$	$^{12}C(^{10}B, ^{9}Be)$	2022	Нақты жұмыс
0.62	$^{12}C(^{14}N, ^{13}C)$	1975	[104]
0.29, 0.40	$^{12}C(^{16}O, ^{15}N)$	1979	[105]

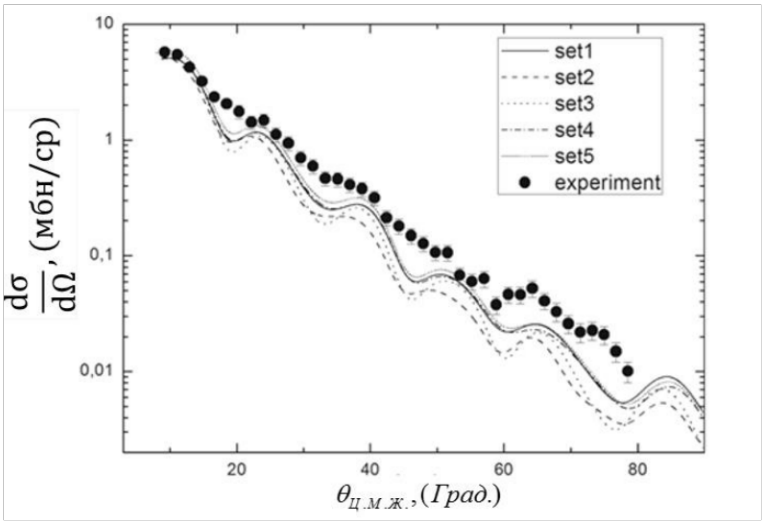
6-кестедегі 2 ОП жиынтығымен талдаудағы әр түрлі конфигурация үшін спектроскопиялық ампитуда (СА) және деформация ұзындығы (δ_2) 7–кестеде көрсетілген.

Кесте 6 – E_{10B}=41,3 МэВ энергиядағы $^{12}C(^{10}B,^{9}Be)^{13}N$ реакциясы үшін кіріс (а) және шығыс(б) арналарының оптикалық потенциал параметрлері

ОП	Канал	V_R,МэВ	r_R,фм	a_R,фм	W_0, МэВ	r_w,фм	a_w,фм	r_c,фм	Сілтемелер
1	а	100	1.15	0.428	15	1.30	0.248	1.25	[106]
	б	127	0.80	0.78	13.9	1.25	0.70	1.0	[54]
2	а	66.31	1.19	0.429	27	1.26	0.285	1.25	[106]
	б	127	0.80	0.78	13.9	1.25	0.70	1.0	[54]
3	а	66.31	1.19	0.429	27	1.26	0.285	1.25	[106]
	б	60	1.18	0.60	32.6	1.18	0.60	1.1	[107]
4	а	78.63	1.176	0.429	37.8	1.246	0.285	1.25	[108]
	б	127	0.80	0.78	13.9	1.25	0.70	1.0	[54]
5	а	78.63	1.176	0.429	37.8	1.246	0.285	1.25	[108]
	б	60	1.18	0.60	32.6	1.18	0.60	1.1	[107]

Кесте 7 – Деформация ұзындығы (δ_2) және талдау нәтижесінде алынған спектроскопиялық амплитуда (СА)

δ_2,фм	СА		
^{12}C	^{9}Be+p→^{10}B	^{12}C+p→^{13}N	^{9}Be+^{3}He→^{13}N
1.3 [109]	0.810 [87]	0.65	1 [83]



Сурет 46 – E_{10B} = 41,3 МэВ энергияда өлшенген ^{12}C(^{10}B,^{9}Be)^{13}N реакциясының бұрыштық үлестіріміне FRESCO коды арқылы 6-кестедегі әртүрлі оптикалық параметрлер жиынтығын қолдану арқылы жасалған теориялық есептеулер

ДҚ ны БЖҰТ шеңберінде есептеу нәтижелері және өлшеген тәжірибелік дерекпен салыстырылуы 46-суретте көрсетілген. Осы суреттен көріп отырғанымыздай, есептелген ДҚ-ның әрекеті бұрыштық үлестірімнің негізгі максимумы шегінде тәжірибелік мәліметтерге жақсы сәйкес келеді және барлық оптикалық потенциалдар жиынтығы үшін үлкен бұрыштарда төменгі мәндерді береді. Мұның себебі -бұрыштың артуына байланысты реакцияның көлденең қимасына басқа арналар мен күрделі механизмдер әсірінің артуы болып келеді.

Бір сатылы бөлшектерді беру механизмі негізгі дифракциялық максимум аймағында басым болады. Шоғыр тәрізді фрагменттің шашырау бұрышының жоғарылауымен күрделі механизмдердің үлесі айтарлықтай болады. Егер тасымалдау өзара әрекеттесетін ядролардың бетінде әсерлессе, ДҚ өзара әрекеттесетін ядролардың ішкі құрылымына сезімтал емес және оның абсолютті мәні осы ядролардағы тасымалданатын бөлшектің АНК мәндерінің квадраттарының көбейтіндісімен анықталады. Бұл жағдайда әдеттегі БЖҰТ ЖБЖҰТ-ға өзгертілген.

^{12}C+p жүйесі үшін асимптотикалық нормалау коэффициентінің (АНК) мәнін алу үшін ^{12}C(^{10}B,^{9}Be)^{13}N реакциясына қатысты Жетілдірілген борндық жуықтаудағы ұйытқыған толқындар (ЖБЖҰТ) негізгі ерекшеліктері 2.6 бөлімде

берілген. Төменде АНК бойынша қысқаша шолу және протон тасымалының шеткерлік дәрежесін анықтау көрсетілген.

Соңғы екі онжылдықта ядролық астрофизикада қолдану үшін асимптотикалық нормалау коэффициенттерінің (АНК) "тәжірибелік" мәндерін алу үшін тәжірибелік деректерді талдаудың бірқатар әдістері ұсынылды (мысалы, [110,111,112]). Бұл жұмыста қабылданған әдіс жоғарыда аталған ЖБЖҰТ әдісіне негізделген шеткерлік беру реакция үшін

$$x+A \rightarrow y+B \qquad (4.3)$$

(A, a және y) үш дене моделінде қарастырылады, мұндағы x=(y+a) - шоғыр, B=(A+a) және a - тасымалданатын бөлшек. Жетілдірілген борндық жуықтаудағы ұйытқыған толқындар (ЖБЖҰТ) әдісінде дифференциалдық қималардың (ДҚ) абсолютті мәндері (A+a) және (y+a) жүйедегі B және x ядроларының толқындық функцияларына сәйкес келетін қабаттасу функцияларының шеткі амплитудасын анықтайтын АНК ның квадраты ретінде көрсетіледі.

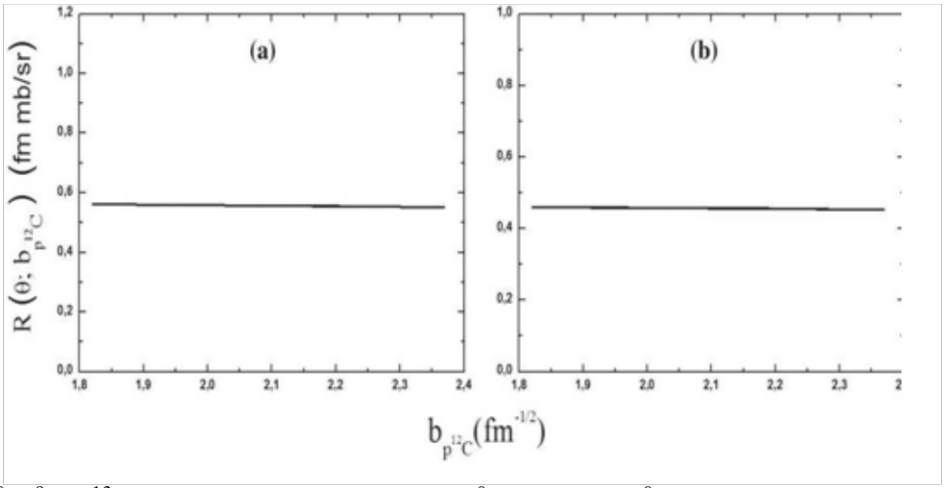
Шеткерлік реакцияларды талдау үшін протонды беру ЖБЖҰТ post формасы қолданылады. Бұл $\Delta V_f^C = (V_{ay}^C + V_{yA}^C - V_f^C)$ (немесе $\Delta V_i^C = (V_{Aa}^C + V_{yA}^C - V_i^C)$) оптикалық кулондық поляризация операторындағы толқулар теориясының нөлдік және бірінші ретті мүшелерімен шектеледі, олар бастапқы және соңғы реакцияның матрицалық элементіндегі (4.3) күйдің толқындық функциялары. Мұнда $V_{\alpha\beta}^C$ - α және β-бөлшектердің орталық масса арасындағы кулондық потенциал, ал V_i^C (V_f^C) - кіріс (шығыс) арнасындағы кулондық оптикалық потенциал.

Алынған тәжірибелік деректерді талдау ЖБЖҰТ шеңберінде LOLA кодын қолдана отырып жүргізілді. ^{13}N байланысқан ядродағы берілетін протонның орбитальдық (l_p) және жалпы (j_p) бұрыштық моменті сәйкесінше 1 және 1/2, ал ^{10}B ядросы үшін сәйкесінше 1 және 3/2 болады.

АНК мәні C_{Ap}^2 (= C_{p12C}^2 келесі белгілерде) бұрыштың негізгі максимум аймағында теориялық ДҚ ны dσ/dΩ тәжірибелік қимаға нормалау арқылы (2.33) және (2.34) қатынастарымен алынады. Бір бөлшекті АНК ның b_{Ap} (=b_{p12C}) және b_{yp} (=b_{p9Be}) мәндері тәжірибелік байланыс энергиясын ескере отырып, тиісті Шредингер теңдеулерін шешу арқылы есептеледі. Сонымен қатар ^{9}Be+p→$^{10}B_{g.s.}$ конфигурациясының АНК мәнін білу қажет. Ол АНК бірнеше тәжірибелік және теориялық зерттеулердің тақырыбы болды [113,114,115,116]. Әр түрлі әдістерді қолдана отырып жасалған есептеулердің нәтижелері нақты қолданылатын модельдерге байланысты болатындығын көрсетеді. Сондықтан біз [115,116] жұмыстағы ^{9}Be+p→^{10}B үшін "жанама анықталған" $C_{p\ ^9Be}^2$ =4.35±0.39 fm^{-1} АНК мәнің қолданамыз.

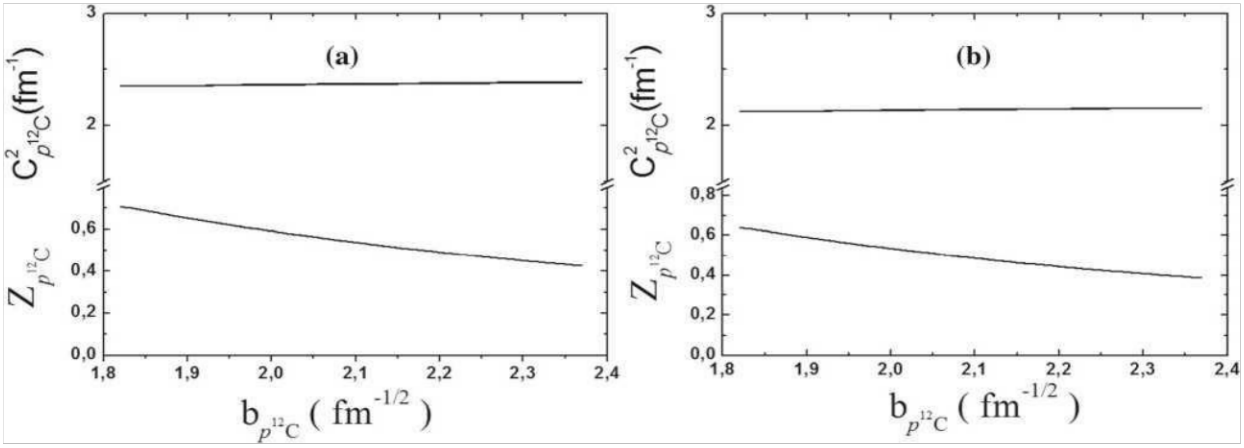
Әрі қарай, БЖҰТ шеңберінде бірбөлшектің көлденең қимасын есептеудегі реакцияның кіріс және шығыс арналарындағы оптикалық потенциалдар параметрлерінің кейбір анықталмағандыққа байланысты оны бағалау қажет. Осы мақсатта 6-кестеде көрсетілген оптикалық потенциалдардың бес жиынтығы

қолданылды. Оптикалық параметрлер біздің $^{12}C+^{10}B$ серпімді шашырау деректерінен [106], [54,107] жұмыстардан және [108] жұмыста берілген глобалдық параметрледен алынған оптикалық потенциалдарды қолдандық. Содан кейін протон тасымалының шеткерлік дәрежесін, яғни (2.36) өрнегімен негізгі максимум аймағында тексердік. $R(E_{10B}, \theta i; b_{p9Be}, b_{p12C})$ функциясының мәндері (2.34) өрнек бойынша есептелді, мұнда σ_{p12C}^{DWBA} бірбөлшекті көлденең қимасы LOLA бағдарламасын қолдана отырып, ^{9}Be ядроларының θ_i өлшеу бұрыштары бойынша есептелді. $b_{Ap} = b_{p12C}(r_0,a)$ мәнінің өзгерісі $^{13}N \rightarrow ^{12}C+p$ байланысқан күй үшін құрамында Кулондық және Томастың спин–орбиталық мүшелері бар Вудс–Саксон (WS) потенциал формасын қолдана отырып, Шредингер теңдеуін әртүрлі геометриялық параметрлермен шешу арқылы анықталды. Геометриялық параметрлер мәндерінің өзгерісі олардың "стандартты" мәндерінде (r_0 = 1,25 фм және a = 0,65 фм) қатысты геометриялық параметрлер мәндері $1,13 \leq r_0 \leq 1,37$ фм және $0,59 \leq a \leq 0,71$ фм шегінде өзгерді. Таңдалған өзгеріс шегі ядролардың өлшемі мен олардың бетінің диффузиясы туралы ұғымға қайшы келмейді. Әрбір жағдайда W-S тереңдігі $^{13}N \rightarrow ^{12}C+p$ байланысқан күй үшін 1,944 МэВ тәжірибелік байланыс энергиясына байланысты түзетілді. $^{10}B \rightarrow ^{9}Be+p$ үшін W-S потенциалдарының параметрлері “жанама анықталған” АНК мәніне және протонның тәжірибелік байланыс энергиясын шығаратын мәндерге бекітілді.



$^{12}C(^{10}B,^{9}Be)^{13}N$ реакциясы үшін $\theta = 9.25^0$ және 12.96^0 бұрыштарға сәйкесінше (a) және (b) 1 жиынтықтағы оптикалық потенциалдарын қолдану арқылы

Сурет 47 – $R(\theta; b_{p12C})$ дің бірбөлшекті АНК b_{p12C} -ге тәуелділігі



$^{12}C(^{10}B,^{9}Be)^{13}N$ реакциясы үшін $\theta = 9.25^0$ және 12.96^0 бұрыштарға сәйкесінше (а) және (b) 1 жиынтықтағы оптикалық потенциалдарымен

Сурет 48 – C^2_{12Cp} және Z^2_{12Cp}дің бірбөлшекті АНК b_{p12C} -ға тәуелділігі

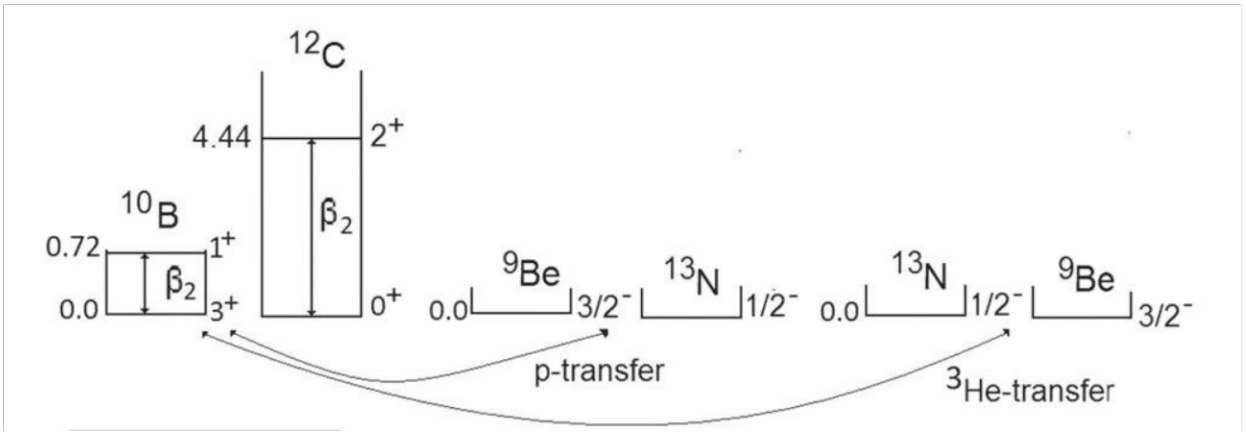
Сондай ақ r_0 және а-ның мұндай өзгеруі бірбөлшектік АНК нің $1.82 \leq b_{p12C} \leq 2.36 fm^{-1/2}$ аралығында өзгеруіне әкеледі. Мысалы ретінде 47- суретте $\theta = 9.25^0$ (47- сурет, а) және 12.96^0 (47- сурет, b) бұрышы кезінде 6-кестедегі тиісті 1-жиынтықтағы оптикалық потенциалдарды қолдана отырып $^{12}C(^{10}B,^{9}Be)^{13}N$ үшін $R(\theta; b_{p12C})$ дің бір бөлшекті АНК b_{p12C} -ге тәуелділік графигі көрсетілген. Көріп отырғаныздай R функциясындағы E_i және b_{p9Be} аргументтерінің мәндері бекітілген (E_{10B}=41,3 МэВ), ал b_{p9Be} мәні $p + {}^{9}Be$ байланысқан күй потенциалының ядролық құрамының геометриялық параметрлері "стандартты" мәндерге сәйкес келеді. Бұл қисықтар үшін жолақтардың ені $b_{p12C}(r_0,a)$=const [117,118] болғандағы r_0 және а параметрлерінің (±1% дейін) өзгеруінен $R(\theta; b_{p12C})$ әлсіз тәуелділікті береді. Мысалы, $\theta_{экс} = 9.25^0$ және 12.96^0 бұрыштарда сәйкесінше b_{12Cp} нің $1.820 \leq b_{p12C} \leq 2.369$ фм$^{-1/2}$ интервалында өзгерген кезде $R(\theta; b_{p12C})$ функциясы $0.6546 \leq R(\theta; b_{p12C}) \leq 0.6685$ фм×мб/ср және $0.2988 \leq R(\theta; b_{p12C}) \leq 0.3088$ фм×мб/ср аралықтарға өзгереді. Осылайша, R мәніндегі бұл өзгерулер 2.1-ден 3.3% - ға дейін құрайды. Бұдан шығатыны, R функциясы көрсетілген интервалдағы протонды беру $^{13}N \rightarrow {}^{12}C+p$ байланыстырылған күй потенциалының геометриялық параметрлерінің өзгеруіне өте әлсіз тәуелді, бұл тәуелділік тәжірибелік ДҚ қателіктерінен аспайды. Демек, бұл реакция бұрыштық таралудың негізгі максимумдары аймақтарында іс жүзінде шеткерлік болып табылады.

Сондай-ақ бұрыштық үлестірудің негізгі максимумы аймағындағы әрбір бұрыш үшін жоғарыда келтірілген (2.37) шарттың орындалуы тексерілді. Тек осы жағдайда ғана ДҚ абсолютті мәнін тек АНК C^2_{p12C} арқылы анықтауға болады. Мысалы ретінде 48-суретте $^{12}C(^{10}B,^{9}Be)^{13}N$ реакциясы үшін келтірілген формула (2.37) өрнегімен есептеулерді көрсетеді. 47-суретте көрсетілген есептеулер сияқты шарттарда бұл да орындалған. Тек есептелген көлденең қималардың орнына олардың тәжірибелік мәндері алынады. Осыған ұқсас

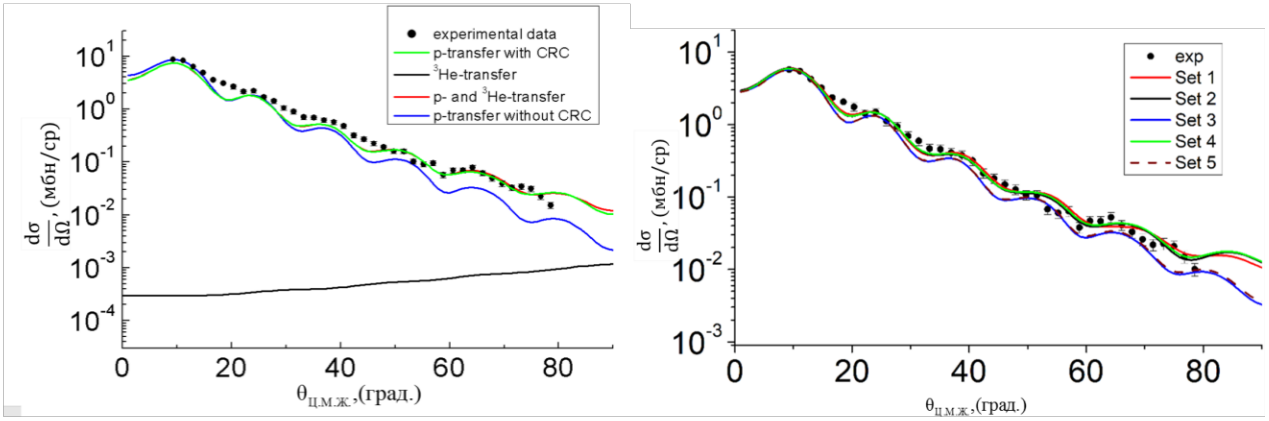
тәуелділік бұрыштық үлестірудің негізгі максимумы аймағындағы басқа бұрыштар үшін байқалады. Мысалы, $\theta_{экс}$= 9.25^0 және 12.96^0 бұрыштар үшін $1.82 \leq b_{p12C} \leq 2.37$ фм$^{-1/2}$ параметрін өзгерту нәтижесінде C^2_{p12C} мәні $2.35 \leq C^2_{p12C} \leq 2.39$ фм$^{-1/2}$ (яғни, ол 1.67% - өзгереді, 48-сурет, а) және $2.12 \leq C^2_{p12C} \leq 2.16$ фм$^{-1/2}$ (яғни 1.9% - өзгереді, 48-сурет, b) аралығында өзгереді. Ал (2.35) теңдеуден алынған СФ(Z_{p12C}) $0.42 \leq Z_{p12C} \leq 0.71$ (яғни 1.69 есе, 48-сурет, а) және $0.47 \leq Z_{p12C} \leq 0.74$ (яғни 1.57 есе, 48-сурет, b) интервал аралығында тиісінше өзгереді. 48-сурет көрініп тұрғандай C^2_{p12C} мәні b_{p12C} (2.1 ден 7.6% дейін өзгереді) мәніне өте жай тәуелді, бірақ Z_{p12C} спектроскопиялық факторының мәні 1.6 есе қатты өзгереді. Негізгі максимумындағы қарастырылған бұрыштық таралудың барлық бұрыштарында және 6-кестедегі барлық оптикалық потенциалдар жиынтығы шегінде C^2_{p12C} және Z_{p12C} мәндері үшін де бірдей тәуелділікке ие екені анықталды.

4.3 Реакциялардағы арналардың байланыс (РБА) әсерлерін қарастыру

Тәжірибелік ДҚ-ға теориялық ДҚ-ні (2.33) негізгі максимум аймағында нормалау арқылы АНК квадратының" жанама анықталған " мәнін алу әдеттегі БЖҰТ(DWBA)-ға, яғни протондардың қарапайым бір сатылы берілуіне сәйкес келеді. Сонымен қатар, ^{12}C- ядроларында 4.44 МэВ (2^+) немесе ^{10}B ядроларында 0.718 МэВ (1+) күйін алдын-ала қоздыратын екі сатылы механизмдер және ^{10}B ядросында ^{3}He кластерін беру сияқты механиздер болуы ықтималдығы бар. Реакциялардағы байланысқан арналар (РБА) және қарқынды кластерлік алмасудың әсері ДҚ -ға қосқан үлесстері және олардың ^{12}C+p $\rightarrow$^{13}N үшін АНК мәндерінің анықталуы FRESCO кодымен жүргізілді. РБА есептеулерінде қолданылатын байланыс сұлбасы 49-суретте көрсетілген.



Сурет 49 – РБА есептеулерінде ^{12}C(^{10}B,^{9}Be)^{13}N реакциясы үшін қолданылатын қосылу схемалары. ^{12}C және ^{10}B ауысуларына арналған деформация параметрлер $\beta_1 = 0.5$ және $\beta_2 = 0.7$ мәндерінде қабылданды



а) б)

(а) set2 оптикалық потенциал параметрін қолдану арқылы реакцияның әртүрлі механизмдерінің үлесі есептелген; (б) оптикалық потенциал параметрлерінің әртүрлі жиынтықтары үшін барлық реакция механизмдерін ескергендегі нәтиже

Сурет 50 – $^{12}C(^{10}B,^{9}Be_{g.s.})^{13}N$ реакциясының бұрыштық үлестіруі бойынша тәжірибелік мәліметтерді РБА және ^{3}He кластерлік алмасу әсерлерін ескеру арқылы талдаумен салыстырғандағы ДҚ көрсетілген

Талдауларда “post” жуықтаудағы протондарды тікелей беру үрдісі және ^{3}He кластерінің алмасуымен алмасу үрдісі, сондай-ақ ^{12}C ядросындағы 2^{+} (E^{*}=4.44 МэВ) немесе 1^{+} (E^{*}=0.718 МэВ) ^{10}B күйі кіретін екі сатылы протондарды беру процестері ескерілді. $^{9}Be+^{3}He$ конфигурацияларының спектроскопиялық амплитудасы трансляциялық инвариантты қабықшалар моделі [119] шеңберінде есептелген теориялық жұмыстардан алынды. 6-кестедегі Set 2 оптикалық потенциал жиынтығымен талдаудағы әр түрлі конфигурация үшін спектроскопиялық ампитуда (СА) 7–кестеде көрсетілген. $^{12}C(^{10}B,^{9}Be)^{13}N$ реакциясы үшін олар 0.810, 0.650 және 1 ге тең болды, яғни ($^{9}Be+p$), ($^{12}C+p$) және ($^{9}Be+^{3}He$) (протонды беру үшін және ^{3}He алмасу механизмдері) конфигурациялары үшін ^{10}B, ^{13}N и ^{12}C ядроларына сәйкес келеді. $^{12}C(^{10}B,^{9}Be)^{13}N$ реакциясы үшін протонды тасымалдау және алмасу механизмдерінде ядро–ядро әсерлесудің ($^{12}C+^{9}Be$) және ($^{10}B+^{9}Be$) оптикалық потенциалдары [56] сілтемедегі жұмыстардан алынды. Деформация ұзындығы δ_2 =1,3 фм тең деп қабылданды.

РБА бойынша есептеу нәтижелері 50 (а,б) -суретте көрсетілген. 50, а-суретте әртүрлі механизмдермен (49-сурет) ^{13}N негізгі күйіне ауысудың $^{12}C(^{10}B,^{9}Be)^{13}N$ реакцияның теориялық талданған бұрыштық таралуды тәжірибелік деректермен салыстырылған диференциалдық қима көрсетілген. Талдауда 6-кестедегі көрсетілген set2 оптикалық потенциалы қолданылған. Талдаудағы қисықтар тәжірибелік мәліметтерге нормаланып келтірілген, ол ^{3}He кластерлік алмасудың көлденең қимасын қоспағанда (оның салыстырмалы үлесі көрсетілген). Бұл реакция үшін ^{3}He алмасу механизмінің есептелген көлденең қимаға қосқан үлесі қатты басылғанын және оның еленбеуі мүмкін екенін көруге болады. 50, б – суретте әртүрлі оптикалық параметрларды үшін барлық механизмдер үлесі қамтып талданған дифференциалдық қиманың нәтижелері көрсетілген.

Көріп отырғаныңдай, 1, 2 және 4 оптикалық потенциалдар жиынтығы үшін талданған көлденең қималардың формалары ұсынылған толық бұрыштық диапазондағы тәжірибелік мәліметтерді жақсы сипаттайтынын көруге болады. Аздаған құрылым тек 3 және 5 жиынтықтар үшін байқалады. Осылайша, негізгі максимумынан басқада күрделі механизмдердің және ең алдымен реакция арналарының өзара әрекеттесуінің бұрыштық таралу маңызды болатындығын талдаулар растайды. Айта кету керек, РБА талдауына ^{10}B ядросының 1^+ күйінің қозуын қосуы (1^+=3^+ ауысуы) көлденең қиманың шамалы (1-5% шегінде) өзгеруіне әкеледі, тек үлкен шашырау бұрыштары үшін (негізгі максимумнан тыс) және оны елемеуге де болады.

4.4 АНК алу

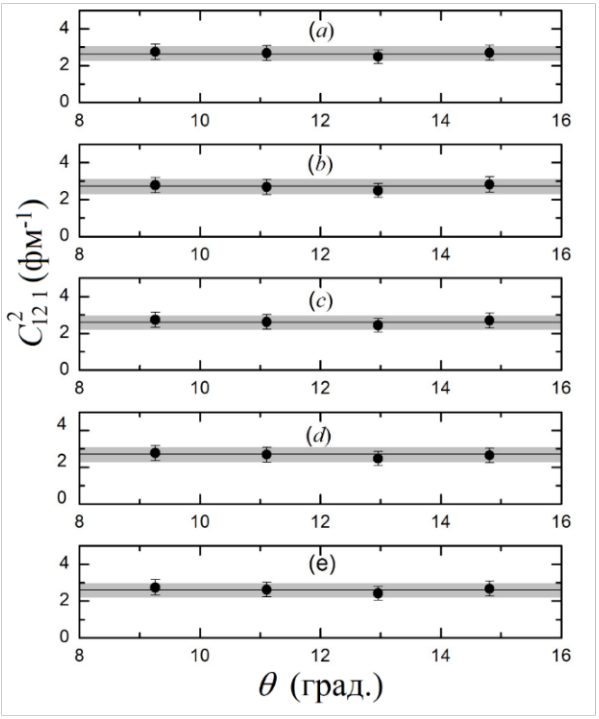
"Жанама анықталған" АНК C_{p12C}^2 квадраты (2.33) көмегімен есептелген протонның бір сатылы беру түрінде талданған ДҚ мәндерін тәжірибелік мәндерге нормалау арқылы алынуы керек (46-сурет) және де РБА есептеулерін қолдана отырып, осы мәндерге түзету енгіземіз.

Бұрыштық үлестірудің негізгі максимумы аймағында әрбір тәжірибелік нүкте үшін РБА-нің ДҚ ға әсері 4.3-бөлімде орындалған есептеулерді ескере отырып анықталды. Жалпы, РБА есептеулері АНК мәндерін 2.2-ден 5.1% - ға өзгертеді.

Әр түрлі оптикалық потенциалдар жиынтығына (6-кестені қараңыз) сәйкес келетін әрбір тәжірибелік θ бұрыш үшін алынған АНК C_{p12C}^2 квадраттары 51-суретте көрсетілген. Бұл суреттегі анықталмағандыққа ^{9}Be+p→^{10}B конфигурациясы үшін АНК -ның анықмалмағандығы, тәжірибелік қателіктер және $R(\theta;b_{p^{12}C})$ функциясының анықталмағандығын қамтитын орташа квадраттық қателіктер болып табылады. Көлденең сызықтар әртүрлі бұрыштардан алынған әртүрлі АНК мәндерінің орташа өлшенген мәнін білдіреді. Сонымен қатар, сұр жолақ осы орташа өлшенген мәннің анықталмағандықты білдіреді. 51-суреттен көрініп тұрғандай (2.34) өрнектің оң жағы θ бұрышына тәуелді емес, дегенмен абсолютті тәжірибелік мәндер θ бұрышына нақты тәуелді.

АНК квадраттарының орташа мәндері және олардың анықталмағандығы 8-кестеде келтірілген. Бұнда жақшадағы бірінші сандар 51 -суреттегі әр θ нүктесі үшін тәжірибелік нәтижелерден алынған орташа тәжірибелік қателік болып табылады, ал екіншісі $R(\theta;b_{p^{12}C})$ функциясына байланысты әр нүкте үшін θ сәйкесінше теориялық анықталмағандық болып табылады. АНК квадратының РБА үлесін ескере отырып анықталған орташа мәні C_{p12C}^2 = 2,652±0,400 (0,399; 0,031) фм$^{-1}$ тең болды.

Көріп отырғаныңдай, ұсынылған C_{p12C}^2 үшін жалпы анықталмағандық шамамен 15% құрайды, тәжірибелік және теориялық үлестер сәйкесінше шамамен 14% және 1.1% құрайды. Сондай ақ біздегі нәтижелерді басқа жұмыстардағы " жанама анықталған " АНК мәндерімен салыстыру орындалды.



(а)–(е) деректері сәйкесінше 6-кестедегі 1-5 оптикалық потенциалдар жиынтығына сәйкес келеді. Тұтас сызықтар орташа мәндер нәтижелерін көрсетеді. Әр жолақтың ені АНК тұрақтысының анықталмағандық мәніне сәйкес келеді

Сурет 51 – Бұрыштық үлестірудің негізгі максимумы шегінде θ әрбір тәжірибелік нүкте үшін $E_{^{10}B}$ = 41,3 МэВ энергияда тәжірибелік ДҚ ны талдау нәтижесінде алынған АНК квадратының мәндері

[121] жұмыстағы E_d = 22.3 және 42 МэВ [42,43] энергияда өлшенген тәжірибелік деректерді ұйытқыған толқындық полюстің жуықтауын қолдана отырып талданды және қателік шегінде біздің нәтижеге сәйкес келетін АНК $C^2_{p12C} = 2.34 \pm 0.31$ фм$^{-1}$ мәні алынды. Айта кету керек, жоғарыда келтірілген біздің нәтижеміз ^{12}C(^{3}He,d)^{13}N реакциясы бойынша эксперименттік деректерге C^2_{pd} = 4,20 ± 0,39 фм$^{-1}$ [122] АНК мәнің қолдану арқылы талдаудан алынған $C^2_{p12C} = 2.29 \pm 0.29$ фм$^{-1}$ АНК мәні сәл төменірек мәнді берді. Дегенмен де осы мәнге қателік шегінде сәйкес келеді.

Біз алған АНК мәні (C^2_{p12C} =2.65±0.40 фм$^{-1}$, яғни C_{p12C} = 1.63±0.12 фм$^{-1/2}$) [39] сілтемедегі ^{12}C(^{7}Li,^{6}He)^{13}N реакция талдауынан алынған АНК C_{p12C} = 1.64±0.11 фм$^{-1/2}$ мәніне жақсы сәйкес келеді. Бірақ бұл жерде айта кететін жай [39] жұмыста ^{7}Li = ^{6}He+p конигурациясына арланған спектроскопиялық фактор қолданылды және бұл жұмыстағы 2-кестеде көрсетілген әр түрлі спектроскопиялық фактор (СФ) $Z_{p^{12}C}$ мәндері үлкен анықталмағандықты көрсететінің атап айтқан жөн.

Кесте 8 – Әр түрлі оптикалық потенциалдар жиынтықтағы $^{12}C(^{10}B,^{9}Be)^{13}N$ реакциясына РБА үлесін қосқанда (оң жақ бағана) және қоспаған жағдайда $^{13}N \rightarrow ^{12}C+p$ үшін АНК квадратының орташа мәндері (C^2_{p12C} фм$^{-1}$)

Set	C^2_{p12C}	
	CRC -сіз	CRC -пен
1	2.470±0.376(0.371; 0.058)	2.629±0.401(0.395; 0.067)
2	2.498±0.384(0.376; 0.077)	2.736±0.419(0.412; 0.079)
3	2.435±0.373(0.366; 0.070)	2.600±0.397(0.391; 0.071)
4	2.458±0.375(0.370; 0.062)	2.706±0.411(0.407; 0.063)
5	2.423±0.371(0.365; 0.070)	2.598±0.397(0.391; 0.071)
Орташа мәні		
	2.456±0.371(0.370; 0.030)	2.652±0.400(0.399; 0.031)

Жақшада сәйкесінше тәжірибелік және теориялық анықталмағандық көрсетілген. Алынған АНК мәндерінде E_{10B} энергиясына тәуелділік жоқ екеніне көз жеткізу үшін [(2.37) өрнекті қараңыз], біз $^{12}C(^{10}B,^{9}Be)^{13}N$ реакциясы E_{10B} = 100 МэВ [103] энергияда өлшенген тәжірбиелік мәліметті [123] жұмыста талдау арқылы алынған АНК ($C^2_{p12C} * C^2_{p9Be}$ =7.4±0.5 фм$^{-2}$) квадраттарының көбейтіндісінің мәнін алуға тырыстық. Біздегі бар АНК C^2_{p9Be} = 4.35 фм$^{-1}$ [57,58] мәнін қолдану арқылы C^2_{p12C} = 1.7 фм$^{-1}$ мәніне тең есептелді, бұл $^{13}N \rightarrow ^{12}C+p$ үшін алынған нәтиже барлық қолжетімді АНК мәндерінен күрт ерекшеленеді. Шамасы, бұл талданған ДҚ ны тәжірибелік қимаға бұрыштық үлестірудің екінші максимумы (≈15^{o}) аймағында нормалаумен байланысты, мұнда басқа реакция механизмдерінің үлесі айтарлықтай бар.

Сонымен қатар, біз алған $C^2_{p^{12}C}$ мәні NN потенциалы үшін M3Y формасын қолдана отырып, микроскопиялық әдіспен есептелген 2.96 фм$^{-1}$ [124] мәннен едәуір аз. Бұл сәйкессіздіктердің негізгі себептерінің бірі онда қолданылатын жуықтау болып табылады, бұл олардың модельдік тәуелділігіне әкеледі [125].

4-бөлім бойынша қорытындылар

ОМ шеңберінде әртүрлі энергиялардағы E_{10B} = 100 МэВ, E_{10B} = 17,5 МэВ және E_{10B} = 18 МэВ тәжірибелік деректердің 90° бұрыштарға дейінгі үлестірімдерге нақты және жорамал бөлігі үшін энергетикалық тәуелділіктер алынды. 41,3 МэВ те біз өлшеген $^{10}B+^{12}C$ серпімді шашырау жүйесі ОМ және БЖҰТ шенберінде талдау жасалып, $^{10}B+d=^{12}C$ конфигурациясы үшін СА алынды. Сондай ақ $^{12}C(^{10}B,^{9}Be)^{13}N$ протонды тасымалдау реакциялары бойынша тәжірибелік ДҚ ны ЖБЖҰТ және РБА шеңберінде СА және АНК алынды.

5 АСТРОФИЗИКАЛЫҚ S(E) ФАКТОРДЫ ЖӘНЕ РАДИАЦИЯЛЫҚ ҚАРПУ РЕАКЦИЯСЫНЫҢ ЖЫЛДАМЫҒЫН ЕСЕПТЕУ

$^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ радиациялық қарпу реакциялары ядролардың аралық кезеңде резонанстық күйлерінің түзілуі арқылы жүреді, содан кейін электромагниттік сәулелену арқылы негізгі және қозған байланысқан күйіне ауысуы болады. Мұндай жағдайларда төмен энергиялы аймақтағы $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ радиациялық қарпу реакциясы механизмінде екі механизм бір-бірімен бәсекелеседі: $^{12}C+p\rightarrow{}^{13}N$ конфигурациясының спектроскопиялық фактор (СФ) арқылы анықталатын тікелей радиациялық қарпу механизмі және резонанстық радиациялық қарпу механизмі. Демек, жұлдыздың ішкі ортасына сәйкес келетін температура аймағындағы реакция жылдамдығы (гамов шыңының маңы) тікелей және резонанстық қарпудың және олардың интерференциясының үлестерімен анықталады.

Бұл бөлімде $^{12}C+p\rightarrow{}^{13}N$ үшін тікелей радиациялық қарпудың үлесі осы диссертацияның 4-бөлімде анықталған СФ мәндерін қолдана отырып, жетілдірілген R-матрицалық әдісі арқылы [126,127] $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ реакцияларының тәжірибелік астрофизикалық S(E) факторды сипаттау үшін қолданылды. Есептеулер [128] жұмыста баяндалған формализм негізінде Игамов С.Б. (оның басым қатысуымен) әзірлеген бағдарлама арқылы орындалды. Ұсынылған нәтижелер [129] сілтемедегі жұмыста жарияланды. Сондықтан төменде жұмыстың толықтығы мен анықтығы үшін біз осы әдістің негізгі формулаларын келтіреміз.

5.1 Жетілдірілген R-матрицалық әдіс

Мұнда біз тек $^{112}C(p,\gamma)^{13}N$ реакциясына тән жетілдірілген R-матрицалық әдісі шеңберіндегі астрофизиканы S(E) фактор есептеудің тұжырымдамалары мен негізгі формулаларын ұсынамыз. Арнаның спині және протонның резонанстық қарпу бұрыштық орбиталық моменті сәйкесінше 1/2 және 0 (немесе 1) құрайды. Біз h = c = 1 болатын бірлік жүйесін қолданамыз.

Астрофизикалық S(E) фактор келесідей қатынаспен анықталады:

$$S(E) = Ee^{2\pi\eta}\sigma(E) \qquad (5.1)$$

мұндағы σ (E) - реакцияның көлденең қимасы, ал E және η - соқтығысатын протон мен ^{12}C ядросының салыстырмалы кинетикалық энергия және кулондық параметр.

Ядролық астрофизикаға көлденең қиманың орнына астрофизикалық S(E) фактор түсінігін енгізу көлденең қиманың энергетикалық сипаттамасын және өте төмен энергиялардағы тікелей және резонанстық реакция механизмдерінің рөлін айқынырақ көрсететін ыңғайлы әдіс болып табылады.

R-матрицалық әдіске сәйкес кіріс каналындағы бөлшектердің өзара әрекеттесуінің бүкіл аймағы екі бөлікке бөлінеді: ішкі бөлік ($0\leq r\leq r_C$), мұнда бөлшектер арасындағы өзара әрекеттесу кулон-ядролық күштер арқылы және кулондық күштер басым болатын $r>r_C$ сыртқы бөлігі арқылы жүреді. Бұл

жағдайда реакцияның толық амплитудасы екі мүшенің қосындысынан тұрады: резонанстық бөлік (ішкі аймақ) және резонанстық емес (тікелей) бөлік (сыртқы аймақ). R-матрицалық әдістегі ^{13}N ядросының J спинімен байланысқан күйіндегі ^{12}C(p,γ)^{13}N радиациялық қарпудың толық қимасы қимасы келесідей өрнекпен беріледі:

$$\sigma(E) = \frac{\pi}{2k^2} \sum_{Jl_i\lambda} (2J+1) \left| M_{Jl_i\lambda}(E) \right|^2 \tag{5.2}$$

мұндағы J-бастапқы күйдегі соқтығысатын (a және A) ядролардың толық бұрыштық моменті; I және l_i -арнаның спині және сәйкесінше p^{12}C салыстырмалы орбиталық шашырау импульсі, λ-электромагниттік ауысудың мултиполярлығы, k =$\sqrt{2\mu E}$, бұнда μ - p және ^{12}C ядролары үшін берілген масса. (5.2) теңдеудегі $M_{Jl_i\lambda}$ (E) бұл екі резонанстық және тікелей қарпу бөліктен тұратын электромагниттік (Eλ және Mλ) ауысу амплитудасы болып табылады:

$$M_{Jl_i\lambda}(E) = M_{Jl_i\lambda}^{(R_J;(E\lambda,M\lambda))}(E) + M_{l_i\lambda}^{(DC;E\lambda)}(E) + M_{l_i\lambda}^{(DC;M\lambda)}(E) \tag{5.3}$$

Мұндағы $M_{Jl_i\lambda}^{(R_J;(E\lambda,M\lambda))}(E)$ - J спині бар резонанстық күйдегі протонды қарпу амплитудасы; $M_{l_i\lambda}^{(DC;E\lambda)}(E)$ и $M_{l_i\lambda}^{(DC;M\lambda)}(E)$ -сәйкесінше ^{13}N негізгі күйдегі Eλ және Mλ протонды тікелей қарпу амплитудасы.

Бір деңгейлі жуықтауда резонанстық қарпу амплитудасын келесі түрде ұсынуға болады:

$$M_{Jl_i\lambda}(E) = M_{Jl_i\lambda}^{(R_J;(E\lambda,M\lambda))}(E) = ie^{i\sigma_{l_i}^{(c)} - i\sigma_{l_i}^{(HS)}} \frac{\left[\Gamma_{Jl_i}^{p}(E)\right]^{1/2}\left[\Gamma_{J\lambda}^{\gamma}(E)\right]^{1/2}}{E - E_{R_J} + i\dfrac{\Gamma_J(E)}{2}} \tag{5.4}$$

мұндағы p^{12}C–шашыраудың кулондық фазасы; $i\sigma_{l_i}^{(HS)}$ – p^{12}C–шашыраудың сферадағы фазасы; $\Gamma_J(E)$ - берілген күйдің барлық рұқсат етілген ыдырау арналарының енінің қосындысы ретінде анықталатын резонанстық күйдің толық ені, мысалы: ^{13}N*→^{12}C+p және ^{13}N*→^{13}N+γ резонанстық ыдырау үшін $\Gamma_{Jl_i}^{p}(E)$ протондық және $\Gamma_{J\lambda}^{\gamma}(E)$ радиациялық еңдер болып келеді.

Протон мен радиациялық γ-енінің энергетикалық тәуелділігі келесі өрнектермен беріледі:

$$\Gamma_{Jl_i}^{p}(E) = \frac{2P_{l_i}(E)(\gamma_{Jl_i}^{p})^2}{1 + (\gamma_{Jl_i}^{p})^2 \left(\dfrac{dS_c}{dE}\right)_{E=E_{R_J}}} \tag{5.5}$$

$$\Gamma_{J\lambda}^{\gamma}(E)=\frac{2k_{\gamma}^{2\lambda+1}(E)(\gamma_{J\lambda}^{\gamma})^2}{1+(\gamma_{Jl_i}^{p})^2\left(\frac{dS_c}{dE}\right)_{E=E_J}} \tag{5.6}$$

мұндағы k_γ-фотонның импульсі, $2P_{l_i}$ - өткізгіштік коэффициенті, S_c - Томастың ығысу факторы [130], және $\gamma_{Jl_i}^{p}$ және $\gamma_{J\lambda}^{\gamma}$ - берілген парциалды және радиациялық еннің амплитудасы. Төмендегілер екі бөліктен тұрады: арнаның ішкі [$\gamma_{J\lambda}^{\gamma}(ішкі)$] және сыртқы бөліктері [$\gamma_{J\lambda}^{\gamma}(сырт)$]:

$$\gamma_{J\lambda}^{\gamma}=\gamma_{J\lambda}^{\gamma}(ішкі)+\gamma_{J\lambda}^{\gamma}(сырт) \tag{5.7}$$

Мұндағы

$$\gamma_{J\lambda}^{\gamma}(сырт)=i^{l_i+\lambda-l_f}ie^{i\sigma_{l_i}^{(c)}-i\sigma_{l_i}^{(HS)}}\gamma_{Jl_i}^{(a)}\sqrt{\frac{2\mu}{k_i}}\mu^{\lambda}\left[\frac{Z_a}{m_a^{\lambda}}+(-1)^{\lambda}\frac{ZA}{m_A^{\lambda}}\right]\left[\frac{(\lambda+1)(2\lambda+1)}{\lambda}\right]^{1/2} \tag{5.8}$$

$$\times\frac{1}{(2\lambda+1)!!}C_{l_i0\lambda0}^{l_f0}(2l_i+1)(2l_f+1)W(\lambda Jl_i)\times C_{Jl}\int_{rc}^{\infty}drr^{\lambda}W_{-\eta_{aA},l_f+1/2}(2k_pr)O_{l_i}(kr).$$

Мұнда "ішкі" және "сырт" белгілері ядро центрінен қашықтықты білдіреді, мұнда шекара арнаның радиусы болып табылады. Байқалған ішінара протон және радиациялық γ-енің келесідей көрсетуге болады:

$$\Gamma_{Jl_i}^{p}=\left|\Gamma_{Jl_i}^{p}(E_{R_J})\right|,\Gamma_{J\lambda}^{\gamma}=\left|\Gamma_{J\lambda}^{\gamma}(E_{R_J})\right|. \tag{5.9}$$

Айта кету керек, $\Gamma_{J\lambda}^{\gamma}$ мәнді орнату үшін $\gamma_{J\lambda}^{\gamma}(сырт)$ - дәл есептелген шама болса, $\gamma_{J\lambda}^{\gamma}(ішкі)$ реттеу қажет болады. Ελ және М1 ауысулар үшін тікелей қарпу амплитудасының айқын өрнектері көрсетілген. $\gamma_{J\lambda}^{\gamma}$ (сырт) және радиациялық тікелей қарпу амплитудасы кіріс арнасы мен байланысты күйдің асимтотикалық толқындық функцияларымен сипатталады. Бұл жағдайда соңғы күйдің радиалды толқындық функциясы тиісті арнаның АНК көмегімен нормаланады. Басқаша айтқанда, (сырт) (бірақ жалпы емес) және адиациялық тікелей қарпу амплитудасы АНК-ға тура пропорционал және келесідей анықталады:

$$C_{Ap}=\sqrt{\frac{2}{r_{ch}}}(Z_{Ap}\theta_{Ap}^{p})^{1/2}N_f^{1/2}\left[W_{-\eta_p;l_p+1/2}(2k_pr_{ch})\right]^{-1} \tag{5.10}$$

де N_f –нормалау коэффициенті, θ_{Ap}^{p} - [123] жұмыста берілген еннің өлшемсіз амплитудасы. Дегенмен, толқындық жуықтауда олардың құрамында радиалды интеграл бар екенін келесіден көруге болады:

$$I_{\lambda;Jl_i}(E) = C_{Ap}\int_{r_{ch}}^{\infty} drr^{\tilde{\lambda}} W_{-\eta_p;l_p+1/2}(2k_p r_{ch})(I_{l_i}(kr) - e^{i\sigma_{l_i}^{(c)} - i\sigma_{l_i}^{(HS)}} O_{l_i}(kr)) \qquad (5.11)$$

$\tilde{\lambda} = \lambda$ және (λ-1) - Eλ және Mλ ауысулары үшін; $W_{-\eta_p;l_p+1/2}(\cdot\cdot\cdot)$ - Уиттекер функциясы; мұндағы $k_p = \sqrt{2\mu\varepsilon_p/\hbar}$ - (^{12}C+p) арнадағы ^{13}N байланыс энергиясы, η_p - ^{13}N(^{12}C + p) байланысқан ядроға арналған кулондық параметр, ал $I_{l_i}(kr)$ және $O_{l_i}(kr)$ - сәйкесінше Шредингер радиалды теңдеуінің кіріс және шығыс шешімдері. Осылайша, жетілдірілген R матрицалық әдіс шеңберінде (5.1-5.11) өрнекте келтірілген резонанстық және тікелей радиациялық қарпу үлестерін, соның ішінде олардың интерференцияларын дұрыс ескере отырып, астрофизикалық S(E) факторын есептеуге мүмкіндік береді. Бұл әдісте тікелей радиациялық қарпу амплитудасының үлесі беру реакциялары бойынша тәжірибелік деректерді талдаудан алынатын АНК мәні арқылы анықталады (4-бөлімді қараңыз).

(5.11) өрнегінен көріп отырғанымыздай, ^{12}C+p→^{13}N үшін радиациялық тікелей қарпудың жалпы амплитудасы мен радиациялық γ каналының ені АНК арқылы анықталады.

Демек, резонанстық және тікелей қарпу амплитудасына "тәжірибелік" АНК туралы ақпаратты енгізу термоядролық энергия саласындағы ^{12}C(p, γ)^{13}N реакциясы үшін есептелген S(E) астрофизикалық фактордың анықталмағандығын азайтуға мүмкіндік береді.

Максвеллдің орташа реакция жылдамдығы $N_A\langle\sigma v\rangle$ келесі өрнекте келтірілген [131]:

$$N_A\langle\sigma v\rangle = N_A\left(\frac{8}{\pi\mu}\right)^{1/2}(k_B T)^{-3/2} * \int_0^{\infty} S(E)\exp\left[-E/k_B T - 2\pi\eta\right]dE \quad (5.12)$$

T температураға байланысты N_A - Авогадро саны; k_B-Больцман тұрақтысы; және v = $\sqrt{2E/\mu}$, мұндағы Z_k - k бөлшегінің заряды.

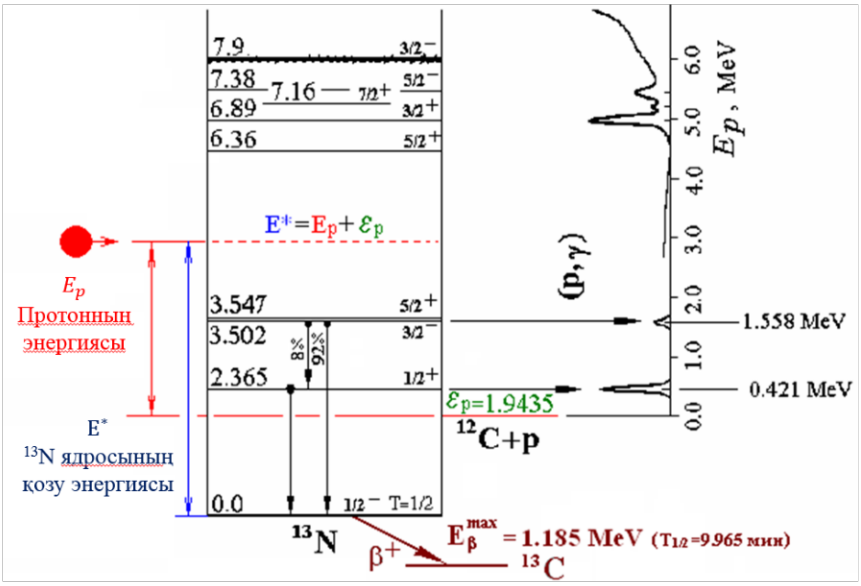
5.2 Тәжірибелік астрофизикалық S(E) факторының сипаттамасы және күн энергиясына экстраполяциялау

Талдау (5.1)–(5.11) теңдеуді қолдану арқылы жүргізілді. Тікелей және резонанстық бөліктерінің интерференциялық мүшесінің жалпы амплитудасы бірдей арнаның спиніне ие (I=1/2). (5.1) және (5.11) теңдеулерден көрініп тұрғандай тікелей мүшенің жалпы амплитуда мәні АНК C_{p12C} арқылы анықталады.

Есептеулерде көрсеткендей резонанстық және тікелей амплитудасы негізінен p^{12}C шашырауында s - және p-толқындарының қарпуынан және E1, E2 және M1 қарпуына байланысты қалыптасады. s толқыны (E1 ауысуы) және p

толқыны (M1 ауысуы) сәйкесінше бірінші және екінші резонанстар үшін алынды, тек p толқыны E2 және M1 өтулері үшін тікелей қарпудан алынды.

$^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ реакциясының астрофизикалық S(E) факторды аса төмен энергия аймағына экстраполяциялау процедурасы АНК $C_{p12C} = 1.64\pm0.11$ фм$^{-1/2}$ жаңа мәнімен корреляцияланатын жаңа реакция параметрлерін қолдана отырып есептелді. Мұнда бұл параметрлер E_r^1, E_r^2 және E_r =10.257 МэВ ($1/2^+$) резонанстық күйлердің энергиясы (52- сурет), сондай-ақ осы резонанстардағы протондардың мен радиациялық ендер (Γ^p және Γ^γ) болып табылады. Бұл шамалардың мәндері [4-9] сілтемелерде көрсетілген тәжірибелік нүктелерге хи-квадратын аз мәнінде сәйкестендіру арқылы табылды.



Сурет 52 – ^{13}N ядросының деңгейлер сұлбасы және реакцияның энергетикалық сұлбасы көрсетілген

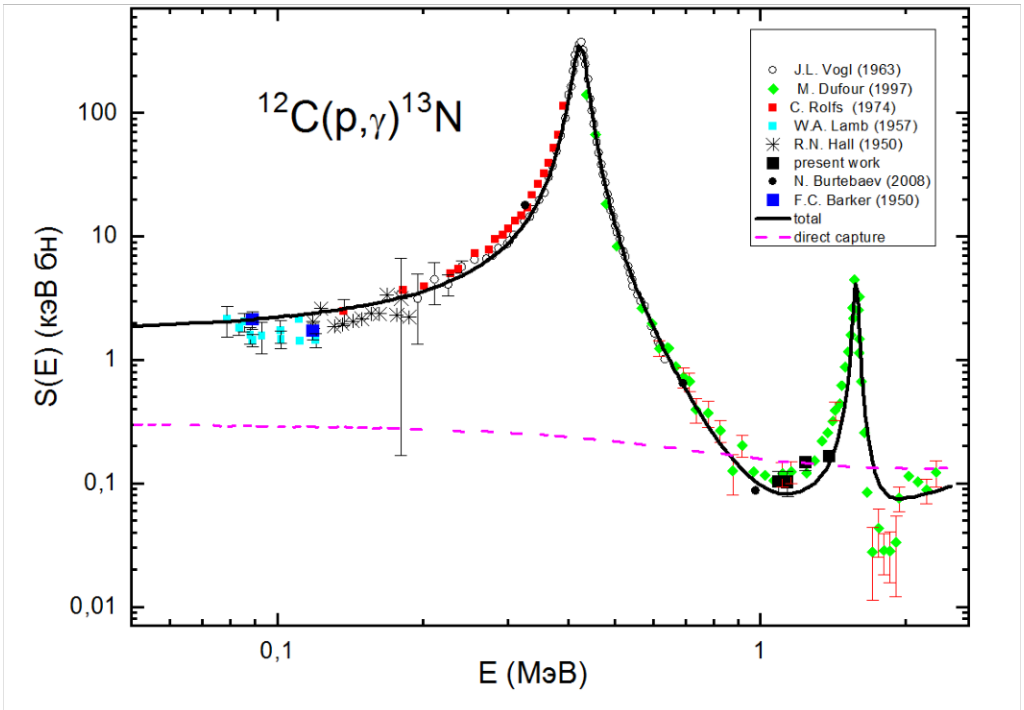
Сәйкестендіру үшін қолданылатын барлық тәжірибелік мәліметтер бірдей басымдыққа ие болды деп болжалды. Сәйкестендіру процедурасының бастапқы деректері ретінде резонанстық күйлер параметрлерінің мәндері [9] жұмыстан алынды.

Кесте 9 – $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ реакциясының астрофизикалық S(E) факторды сипаттау кезінде қолданылатын резонанстық параметрлердің мәндері

Резонанстық күй	Резонанстық энергия, МэВ		Протонның ені, кэВ		Радиациялық ені,эВ	
	Нақты жұмыс	басқалары	Нақты жұмыс	басқалары	Нақты жұмыс	басқалары
2,365 МэВ; $1/2^+$	0,4253	0,421	33,5±1,0	35.0±1.0 [9]; 36.5±0.9, 33.7±1.8 [132]; 33.9 ±0.9, 36.0±1.8 [133];	0.63±0.07	0.65±0.07 [9]; 0.67 [132]

9-кестенің жалғасы

				31.7±0.8, [34,35]; 39.0±2.0 [8]		0.50±0.04 [34,35]; 0.45±0.04 [133]
3,502 МэВ; $3/2^-$	1,574	1,570	46,0±3,4	62 [9]; 62.0±4.0 [34,35]; 62±2 [8]	0.35±0.08	0.64 [34,35]
10,257 МэВ; $1/2^+$		8,317	280±50	280 [134];	2200±500	6000 [9]



тұтас қисық - бұл толық S(E) фактор нәтижелері, ал нүктелі сызық- S(E) фактордың тікелей радиациялық қарпу үшін алынған нәтиже

Сурет 53 – $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ реакциясы үшін тәжірибелік астрофизикалық S(E) фактор деректері көрсетілген

Мұқият сәйкестендірудің нәтижесінде хи-квадрат функциясының мәні бастапқы 20-дан 10-ға дейін төмендеді. 9-кестеде резонанс параметрлерінің жаңа мәндері және басқа жұмыстардағы деректермен салыстырылуы келтірілген. Жеке параметрлерді сәйкестендіруге байланысты анықталмағандық [135] жұмыстағы 25-26 өрнектерінде қолданылатын әдіспен анықталады.

Сәйкестендіру нәтижелері 53-суретте көрсетілген. Суреттен көрініп тұрғандай, бірінші шың мен екінші шыңның жоғарғы бөлігінде, сондай-ақ шыңдар арасындағы интерференция аймағының сол жартысында тәжірибелік нүктелердің жақсы сипаттамасына қол жеткізілді. Бірақ бұл процедураның

дұрыстығына қарамастан тәжірибелік деректерді хи-квадрат әдісімен екінші шыңның екі жағына сәйкестендіру жақсы нәтиже бермейді, бұл (екінші шыңның айналасында) орташаланған сызықтан нүктелер төмен және жоғары симметриялы орналасқандығымен байланысты. Мұнда біз екінші шыңның айналасында орналасқан тәжірибелік нүктелер [11] жұмыстағы астрофизикалық S(E) фактор екенін атап өту керек. [11] жұмыстағы мәліметтер [8] жұмыста 0^0және 90^0 бұрыштарда өлшенген $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ реакциясының дифференциалдық көлденең қималарын орташалау және 4π көбейту арқылы толық көлденең қималар алынды. Алайда, іс жүзінде бұл мәндер айтарлықтай ерекшеленеді. Демек, [11] жұмыста келтірілген тәжірибелік мәндер іс жүзінде 53-суретте көрсетілгендерге қарағанда үлкен қателікке ие. Сол себепті, біз екінші (3.502 МэВ; $3/2^-$) резонанс күйі үшін алған Γ_2^p және Γ_2^γ резонанстық енінің жаңа мәндерінің дұрыстығы туралы сұрақ ашық күйінде қалады. Сондықтан осы аймақтағы реакцияның көлденең қимасын дәл өлшеу үшін қосымша эксперименттер жүргізген жөн.

Бізге белгілі болғандай, хи-квадрат әдісін қолдану нәтижесінде алынған резонанс параметрлерінің барлық жаңа мәндері бірінші шыңның аймағындағы энергияда тәжірибелік деректерді сипаттауда нәтижелі екенің байқауға болады.

Өкінішке орай, 3.502 МэВ ($3/2^-$) күйінен жоғары белгілі резонанстық күйлер арқылы ^{13}N ядросының негізгі күйіне радиациялық қарпылудың үлесін есепке алу арқылы екінші шыңның айналасында сипаттаманы жақсартуға бағытталған кез келген әрекет қанағаттанарлықтай нәтиже бермеді. Жоғарыда айтылғандай, E^*=10.257 МэВ ($1/2^+$) және Γ^p= 280 кэВ [35] бар ^{13}N күйі ғана ескерілді. E = 3.502 МэВ-тен жоғары басқа күйлер сияқты, бұл күйдің радиациялық ені туралы тәжірибелік ақпарат жоқ. Бұл жағдайда [9] сілтемедегідей γ = 6000 эВ мәні тәжірибелік S(E) факторга ең жақсы сәйкестікті береді, бірақ оның дұрыстығы күмәнді. "Фондық" резонанс термині қолданылады, өйткені оның радиациялық енінің табылған мәні ^{13}N ядросының барлық жоғары резонанстық деңгейлерінің S(E) фактор мәндерінің қарастырылып отырған энергетикалық аймағында радиациялық қарпуға қосқан үлесін тиімді есепке алу ретінде қарастырылуы керек. Осыған байланысты екінші шыңның айналасы мұқият тәжірибелік зерттеудің тақырыбы болуы керек екенін атап өту керек.

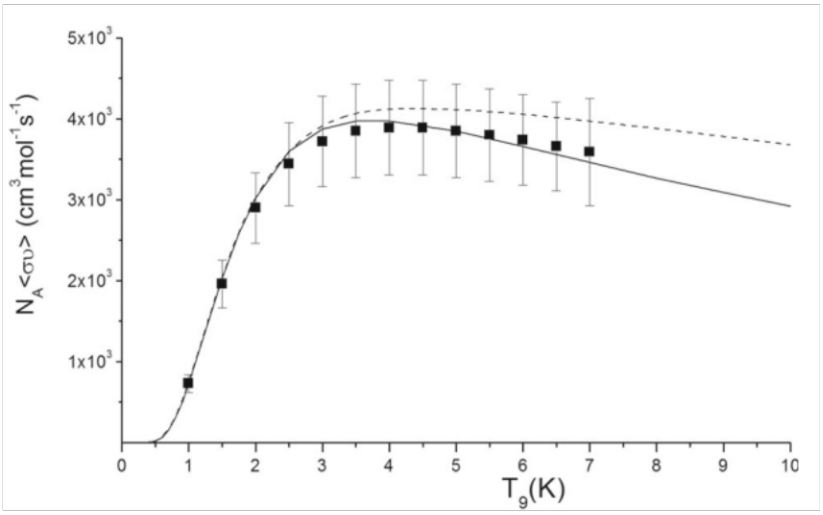
Есептеу бірінші резонанстық мүшенің амплитудасының тікелей қарпу салыстырмалы үлесі (5.3) теңдеуде көрініп тұрғандай E энергиясының мәні нөлге ұмтылған кезде айтарлықтай байқалады, ал екінші резонанстың үлесі энергияның осы аймағанында елеусіз қалады.

E = 0, 25 және 50 кэВ жұлдызды энергиялардағы S(E) факторы үшін осы жұмыстың нәтижелері сәйкесінше 1.6±0.15, 1.72±0.15 және 1.84±0.16 кэВ бн құрайды. Көрсетілген энергиялардағы астрофизикалық S(E) факторының экстраполяциялық мәндеріндегі белгісіздіктер резонанс ені және СФ сияқты кіріс параметрлерінің экстремалды мәндеріндегі астрофизикалық S(E) факторының ең үлкен және ең кіші мәндерін есептеу арқылы анықталды. Жоғарыда келтірілген нәтижелер [9] жұмыста келтірілген 1.62±0.20, 1.75±0.22 және 1.88±0.24 кэВ бн S(E) фактор мәндерімен жақсы сәйкеседі. [10] Сілтемедегі

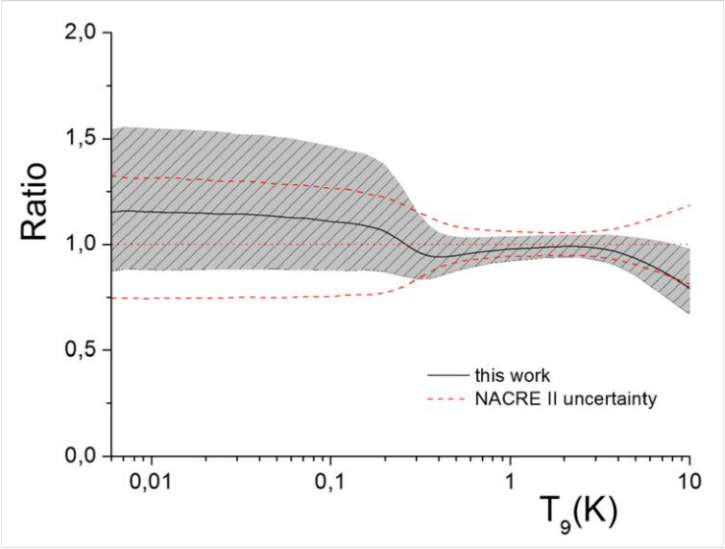
25.0 кэВ энергияда S(E) фактор 1.72±0.15 кэВ бн екендігі анықталды, бұл [9] Буртебаев (2008) жұмысындағы мәнімен 1.75±0.22 кэВ бн және осы мақалада алынған нәтижемен жақсы сәйкес келеді. Біздегі S(25 кэВ) орташа мәніміз [8] жұмыстағы 1.45±0.20 кэВ бн мәнінен шамамен 18.6% - ға, ал S(0) нөлдік энергия мәні NACRE II компиляциясындағы 1.4±0.5 кэВ бн мәнінен шамамен 14.3% - ға артық [132]. Сонымен қатар, S(0) үшін біздің нәтижеміз [12] сілтемедегі Миннесота және V2 тиімді NN потенциалдарын қолдана отырып, байланысқан жалпы айналым модельдері (CGCM) шеңберінде алынған S(0)=1.0 және 1.3 кэВ бн теориялық мәндерінен және сондай ақ [136] жұмыста ұсынылған S(0 кэВ) = 1.4 кэВ бн мәннен де айтарлықтай үлкен.

5.3 Термоядролық реакцияның жылдамдығы

$^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ реакциясы үшін толық астрофизикалық S(E) фактордың жаңа мәндерін қолдану арқылы $10^{-3} \leq T_9 \leq 10$К жұлдыздық температура диапазонында $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ реакция жылдамдығын (5.12) өрнегімен есептелді. $0.006 \leq T_9 \leq 10$К температура диапазонындағы алынған реакция жылдамдығының сандық мәндері басқа деректермен салыстыру мақсатында 10-кестеде көрсетілген.



Сурет 54 – Осы жұмыста есептелген $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ Реакция жылдамдығы (тұтас қисық), ал [132] жұмыстағы (үзік сызықты қисық) нәтижелер және тәжірибелік мәліметтер (нүктелер) көрсетілген [137]



Сурет 55 – Осы жұмыстағы реакция жылдамдығының [132] сілтемедегі реакция жылдамдығына қатынасы

54-суретте осы жұмыста есептелген реакция жылдамдығы (тұтас қисық), сондай-ақ оны [132] сілдеметегі жұмыспен және тәжірибелік деректер [137] нәтижесімен салыстыру көрсетілген. Суреттен көрініп тұрғандай, нақты жұмыстың нәтижесі тәжірибелік мәліметтермен жақсы үйлеседі. Алайда, біздің нәтижеміз T_9=3-тен жоғары температурада [132] нәтижеден едәуір төмен және тәжірибелік мәліметтерге жақындау болып келеді. T_9=3 температура нүктесі E ≈0,8 МэВ энергиясына сәйкес келеді. [132] жұмыстағы 62-Суреттен көрініп тұрғандай, бірінші шыңнан тыс энергияларда (E≥0.8 МэВ) астрофизикалық S(E) факторының есептік мәндері тәжірибелік деректерден жоғарлай бастайды, ал біздің есептеулеріміз тәжірбиені жақсы сипаттайды. Бұл реакция жылдамдығының мәндерінің жоғарыда аталған айырмашылықтар түсіндіреді. 55-Суретте анықтық үшін біз [132] (тұтас сызық) жұмыстағы деректі есептеген реакция жылдамдығының жұмыс деректеріне қатынасын көрсеттік. Нүктелі сызықтар [132] жұмыстағы реакция жылдамдығының диапазонын белгілейді, ал боялған аймақ біздің деректеріміздің [132] жұмыстағы деректердің арақатынасын көрсетеді.

Кесте 10 – Реакция жылдамдығы және оның [131] деректермен қатынасы

T_9, K	$N_A < \sigma v >$		қатынасы	T_9, K	$N_A < \sigma v >$		қатынасы
	Нақты	[132]			Нақты	[132]	
0.006	1.39345E-24	1.21E-24	1.15161	0.18	0.0036	0.00335	1.07487
0.007	5.49932E-23	4.75E-23	1.15775	0.2	0.00829	0.00781	1.06207
0.008	1.13943E-21	9.85E-22	1.15678	0.25	0.04838	0.0478	1.01213
0.009	1.47562E-20	1.28E-20	1.15283	0.3	0.22484	0.233	0.965
0.01	1.3387E-19	1.16E-19	1.15405	0.35	0.90006	0.955	0.91247
0.011	9.19982E-19	7.99E-19	1.15142	0.4	2.98405	3.18	0.93838

10-кестенің жалғасы

0.012	5.06404E-18	4.4E-18	1.15092	0.45	8.11316	8.62	0.9412
0.013	2.32632E-17	2.02E-17	1.15164	0.5	18.53164	19.6	0.94549
0.014	9.19951E-17	8.01E-17	1.1485	0.6	64.98108	67.9	0.95701
0.015	3.2076E-16	2.79E-16	1.14968	0.7	158.0426	164	0.96367
0.016	1.00484E-15	8.75E-16	1.14839	0.8	303.2911	313	0.96898
0.018	7.57421E-15	6.6E-15	1.14761	0.9	496.2159	510	0.97297
0.02	4.31115E-14	3.76E-14	1.14658	1	726.1869	743	0.97737
0.025	1.4023E-12	1.23E-12	1.14008	1.25	1381.527	1410	0.97981
0.03	1.99251E-11	1.74E-11	1.14512	1.5	2029.092	2060	0.985
0.04	9.50388E-10	8.35E-10	1.13819	1.75	2585.258	2620	0.98674
0.05	1.48235E-8	1.31E-8	1.13157	2	3026.216	3060	0.98896
0.06	1.20384E-7	1.07E-7	1.12509	2.5	3597.342	3640	0.98828
0.07	6.40956E-7	5.7E-7	1.12448	3	3872.202	3940	0.98279
0.08	2.54805E-6	2.28E-6	1.11757	3.5	3972.314	4080	0.97361
0.09	8.19306E-6	7.36E-6	1.11319	4	3975.273	4130	0.96254
0.1	2.24492E-5	2.03E-5	1.10587	5	3848.626	4120	0.93413
0.11	5.43161E-5	4.92E-5	1.10399	6	3660.419	4060	0.90158
0.12	1.19013E-4	1.08E-4	1.10197	7	3462.308	3970	0.87212
0.13	2.40571E-4	2.19E-4	1.0985	8	3270.304	3880	0.84286
0.14	4.54932E-4	4.16E-4	1.09359	9	3089.239	3780	0.81726
0.15	8.13608E-4	7.46E-4	1.09063	10	2920.261	3680	0.79355
0.16	0.00139	0.00128	1.08436				

55-Суреттен және 10-кестеден көріп тұрғандай, орташа мәндердің арақатынасы [132] деректеріне сәйкес келетін рұқсат етілген мәндерден аспайды. Суреттен көріп тұрғандай $T_9 \leq 0.25$ К ($E \leq 0.155$ МэВ) температура диапазонында біздің деректер [132] деректерінен жоғары болады, содан кейін айтарлықтай кішірейеді, ал $1 \leq T_9 \leq 3$ К ($0.39 \leq E \leq 0.8$ МэВ) диапазонында олар тұрақты бола бастайды. T_9 = 3 К-ден жоғары температурада күрт құлдырау байқалады. Бұл сипаттаманы келесідей түсіндіруге болады: бірінші резонанс аймағында бұл жұмыстардың астрофизикалық S(E) факторы туралы мәліметтер өте жақсы келісілген. Ең төменгі астрофизикалық маңызды энергияларда ($E \leq 0.155$ МэВ) біздің деректер радиациялық қарпылудың тікелей құрамдас бөлігінен интерференциялық үлестің артуына байланысты [132] деректен жоғары бола бастайды. Бірақ E=0.8 МэВ -тен тыс диапазонда [132] деректертер біздің деректеріміз бен тәжірибелік деректерден асып түседі.

Осылайша, біз астрофизикалық маңызды энергияларда (($E \leq 200$ кэВ немесе $T_9 \leq 0.35$ К; 10-кестені қараңыз) реакцияның орташа жылдамдығы NACRE II [132] жинағында ұсынылғаннан 1,1 есе жоғары деген қорытындыға келеміз.

ҚОРЫТЫНДЫ

Физика-математика ғылымдары бойынша философия докторы (PhD) дәрежесін алуға арналған "Кулондық тосқауылға жақын энергиядағы ауыр иондармен туындаған ^{12}C ядроларындағы протондардың шеткері ядролық беру реакциялары және радиациялық қарпылуы" тақырыбында жүргізілген зерттеулер негізінде келесі тұжырымдар жасауға болады:

1. U-200P циклотронында (Варшава университеті, HIL) 41,3 МэВ энергия кезіндегі ^{12}C ядроларындағы ^{10}B иондардың серпімді шашырау және ^{12}C(^{10}B,^{9}Be)^{13}N протонды беру реакциясының тәжірибелік бұрыштық ДҚ үлестірімдері бойынша жаңа өлшемдер алынды және FRESCO кодын қолдана отырып, алынған тәжірибелік бұрыштық үлестірулер оптикалық, кластерлердің ауысу механизмдерінің үлесін ескерудегі реакциялардағы байланысқан арналар (РБА) және борндық жуықтаудағы ұйытқыған толқындар (БЖҰТ) әдістері шеңберінде талданды;

2. ОМ шеңберінде 41,3 МэВ энергиядағы ^{12}C(^{10}B,^{10}B)^{12}C серпімді шашыраудың оптикалық потенциалдар параметрлері алынды, сонымен қатар энергияның кең диапазонында оптикалық потенциал параметрлері табылды.

3. ^{12}C+p→^{13}N конфигурациясына арналған спектроскопиялық фактор (СФ) мәндері есептелген бұрыштық үлестірімдерді тәжірибелік мәліметтермен салыстыру арқылы алынды. Алынған нәтижелер теориялық болжамдарға сәйкес келеді.

4. Алынған тәжірибелік мәліметтерді ЖБЖҰТ-ның "post" формасы шеңберінде "жанама түрде анықталған" ^{12}C+p →^{13}N конфигурациясы үшін АНК алуға талдау жасалды. Кулондық тосқауылға жақын энергиялардағы ауыр иондармен туындаған (^{10}B,^{9}Be) реакцияларда әлсіз байланысқан ^{13}N ядроларында протонды берудің негізгі максимум бұрыш аймағында шеткерлік болып табылады. АНК квадраты мен оның анықталмағандық үшін жаңа мән C^2_{p12C}= 2.65±0.400 фм$^{-1}$ деп алынды.

5. E_p= 1100-1400 кэВ энергия интервалында ^{12}C(p,γ)^{13}N радиациялық қарпу реакция қималарының (астрофизикалық S(E) факторларының) жаңа тәжірибелік мәндері 16% қателікпен алынды. Ол өлшемдердің қолда бар әдеби деректермен жақсы сәйкестігі көрсетілді және ^{12}C+p→^{13}N үшін тікелей радиациялық қарпудың үлесін СФ арқылы анықтап, екі күшті резонансты (E*=2.365 МэВ және E*=3.502 МэВ) қамтитын энергия диапазонында астрофизикалық S(E) факторды сипаттау жетілдірілген R-матрицалық әдісті қолдану арқылы сипатталды;

6. 0.1≤T_9≤10 (T_9=10^9 К) жұлдыздық температурада ^{12}C+p→^{13}N реакциясының радиациялық қарпу жылдамдығын есептеу және оны әдеби деректермен салыстыру жүргізілді. Астрофизикалық маңызды энергияларда (E≤200 кэВ немесе T_9≤0.35 К;) реакцияның орташа жылдамдығы NACRE II жинағында ұсынылғаннан 1.1 есе жоғары екендігі анықталды.

7. Қорыта келгенде, тосқауыл маңы аймақтағы энергиядағы ауыр иондармен туындаған (^{10}B,^{9}Be) реакциясы ядролық астрофизика

есептемелерінде қолданылатын СФ алудағы сенімді инструмент екенің көруге болады.

Бұл атқарылған диссертациялық жұмыс ядролық физикада ғана емес, астрофизикада және космологияда, тәжірибелік физика және жалпы физика салалардын дамуына үлес қосумен қатар, болашақта қолданыс тудырады деген сенімдеміз. Тәжірибелік деректер Варшава университетінің ауыр иондар зертхана қызметкерлерімен бірлесе отырып алынды және теориялық талдау жұмыстары бірнеше коллаборациялық топтардың бірлескен еңбегі нәтижесінде жүзеге асырылды. Алынған нәтижелер термоядролық реакторлардағы жоғарғы температуралы плазманың не болмаса жұлдыздардағы жүріп жатқан ядролық реакциялардың жылдамдықтарын есептеуге көмектеседі. Бұл мәліметтер дүниежүзілік ядролық мағлұматтар менен мәліметтер қорын айтарлық деңгейде толықтыра алады. Қазіргі кездері кулондық тосқауыл аймағындағы ауыр иондардың әрекеттесуін зерттеу тәжірибелері жүргізіле бермейді, себебі осы класқа сай келетін үдеткіштер қолданбалы мақсаттарда қолданылады.

****

Қорытындылай келе, жасалған жұмыстың барлық кезеңдерінде өз қолдауын білдіргені үшін отандық ғылыми кеңесшім ф.-м.ғ.д., профессор Буртебаев Н. мырзаға, шетелдік кеңесшім ф.-м.ғ.д., профессор Кшиштоф Русек мырзаға диссертация дайындау кезінде ұсынған кеңестері мен қойған тапсырмаларына шын жүректен алғыс білдіремін, сонымен қатар эксперименттерді жүзеге асыруда, өңдеу барысында көптеп көмек білдірген ҚР ЯФИ "төмен энергиялық ядролық реакциялар" зертханасының қызметкерлері Насурлла М., Ходжаев Р., Алимов Д.К., Муканов Е., Талпакова К., және т.б. қызметкерлеріне экспериментке қажетті нысаналарды әзірлеуде, т.б. жабдықтаулармен қамтамасыз еткендері үшін алғыс білдіремін.

Автор, Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті физика-техникалық факультетінің ядролық физика кафедрасының профессорлық-оқытушылық құрамына алғыс білдіру өзінің басты міндетім деп санайды.

ПАЙДАЛАНЫЛҒАН ӘДЕБИЕТТЕР ТІЗІМІ

1 Ando S.I. S_{E1} factor of radiative α capture on ^{12}C in cluster effective field theory // Physical Review C. – 2019. – Vol. 100, №1. – P. 1-7.

2 DeBoer R.J., Brune C.R., Febrarro M., Gorres J., Thompson I.J., and Wiescher M. Sensitivity of the C^{13} (α, n) O^{16} S factor to the uncertainty in the level parameters of the near-threshold state // Physical Review C. – 2020. – Vol. 101, № 4. – P.1-9.

3 Adelberger, E. G., García, A., Robertson, R. H., Snover, K. A., Balantekin, A. B., Heeger, K., ... & Typel, Adelberger E. G. et al. Solar fusion cross sections. II. The p p chain and CNO cycles //Reviews of Modern Physics. – 2011. – Т. 83, №1. – С. 195.

4 Vogl J.L. Radiative capture of protons by C^{12} and C^{13} below 700 keV : дис. / California Institute of Technology. – Pasadena , 1963. – 173 с.

5 Bailey C.L., Stratton W.R. Cross Section of the C^{12}(p, γ) N^{13} Reaction at Low Energies //Physical Review. – 1950. – Т. 77, №2. – С. 194.

6 Hall R.N., Fowler W.A. The cross section for the radiative capture of protons by C^{12} near 100 keV // Physical Review. – 1950. – Т. 77, № 2. – С. 197.

7 Lamb W. A. S., Hester R. E. Radiative Capture of Protons in Carbon from 80 to 126 keV // Physical Review. – 1957. – Т. 107, №2. – С. 550.

8 Rolfs C., Azuma R. E. Interference effects in $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ and direct capture to unbound states. // Nucl.Phys. –1974. – Т. 227, №2. –P.291-308.

9 Burtebaev N., Igamov S.B., Peterson R.J., Yarmukhamedov R., Zazulin D.M. New measurements of the astrophysical S factor for $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ reaction at low energies and the asymptotic normalization coefficient (nuclear vertex constant) for the $^{12}C+p\rightarrow^{13}N$ reaction. // Physical Review C. – 2008. – Т. 78, №3. – P.1-11.

10 Tribble R.E., Bertulani C.A., La Cognata M., Mukhamedzhanov A.M. and Spitaleri C. Indirect techniques in nuclear astrophysics: a review. // Reports on Progress in Physics. – 2014. – Т. 77, №10. –P.1–49.

11 Angulo C., Arnould M., Rayet M., Descouvemont P., Baye D., Leclercq-Willain, C., ... & Rachti, M. L. Compilation of charged particle induced thermonuclear reactions rates. // Nuclear Physics A. – 1999. – Т. 656, № 1. – С. 3-183.

12 Dufour M., Descouvemont P. Multicluster study of the $^{12}C+$ n and $^{12}C+$ p systems // Physical Review C. – 1997. – Т. 56, № 4. – С. 1831.

13 Timofeyuk N. K. Spectroscopic factors and asymptotic normalization coefficients for 0 p-shell nuclei: Recent updates //Physical Review C. – 2013. – Т. 88, № 4. – С. 1-11.

14 Kayumov Sh. S., Mukhamedzhanov A.M.,Yarmukhamedov R.,Borbey I. Three-body coulomb effects in one-particle transfer reactions. // Zeitschrift für Physik A Atomic Nuclei. – 1990. – Т. 336. – С. 297-302.

15 Igamov S. B., Nodirbekov M., Yarmukhamedov R. Influence of the three-body coulomb effects on the values of asymptotic normalization coefficients(nuclear vertex constants) of astrophysical interest extracted from the modified DWBA

approach for the proton transfer reactions. // Physics of Atomic Nuclei. – 2007. – T. 70. – C. 1694-1705.

16 Thompson I. J. FRESCO, Department of Physics, University of Surrey, July 2006, Guildford GU2 7XH, England, version FRESCO 2.0, http://www.fresco.org.uk/

17 Nassurlla M., Burtebayev N., Karakozov B.K., Sakuta S.B., Boztosun I., Amangeldi N., Morzabayev A.K., Yergaliuly G., Alimov D.K., Burtebayeva, J., NassurllaMaulen, Mauyey B., Kucuk Y., Hamada Sh., Sabidolda A., Khojayev, R. New measurements and analysis of elastic scattering of ^{13}C by ^{9}Be nuclei in a wide energy range // The European Physical Journal A. – 2021. – T. 57, №7. – C. 1-9.

18 Bobrowska, A., Budzanowski, A., Grotowski, K., Jarczyk, L., Micek, S., Niewodniczański, H., ... & Wrobel, Z. Elastic scattering of alpha particles on 39K at Eα= 22.1− 28.2 MeV // Nuclear Physics A. – 1969. – T. 126, № 2. – C. 361-368.

19 Gruhn C. R., Wall N. S. Large-angle elastic scattering of alpha particles by ^{39}K, ^{40}Ca, ^{42}Ca, ^{44}Ca and ^{50}Ti // Nuclear Physics. – 1966. – T. 81, № 1. – C. 161-179.

20 Hamada S., Burtebayev N., Gridnev K.A., & Amangeldi N. Analysis of alpha-cluster transfer in ^{16}O+ ^{12}C and ^{12}C+ ^{16}O at energies near Coulomb barrier // Nuclear Physics A. – 2011. – T. 859, №1. – C. 29-38.

21 Villari A.C., Lépine-Szily A. RL Filho, Filho O.P., Obuti M.M., Oliveira J.M.Jr, and Added N. Total reaction cross section and forward glory for ^{12}C+ ^{16}O // Nuclear Physics A. – 1989. – T. 501. – C. 605.

22 Gai, M., Berkowitz, G.M., Braun-Munzinger, P., Jachcinski, C.M., Ordonez, C.E., Renner, T.R., & Uhlhorn, C.D. Elastic and inelastic scattering of // Physical Review C. – 1984. – T. 30, №3. – C. 925.

23 Kondo Y., Robson B.A., Smith R. Resonant structures in the ^{16}O+ ^{20}Ne system //Nuclear Physics A. – 1983. – T. 410, № 2. – C. 289-316.

24 Hamada S., Burtebayev N., Amangeldi N. Detailed study for ^{16}O→ ^{12}C+α and ^{12}C→^{11}B+ p spectroscopic factors // International Journal of Modern Physics E. – 2014. – T. 23, №10. – C. 1-15.

25 Voos U. C., Von Oertzen W., Bock R. Optical-model analysis of the elastic scattering of complex nuclei at low energies // Nuclear Physics A. – 1969. – T. 135, №1. – C. 207-224.

26 Burtebayev N., Sakuta S.B., Morzabayev A.K., Kerimkulov Zh.K., Amangeldi N., Temerbayev A.A., Mauyey B., Kok Ye., Aimaganbetov A.S. Elastic scattering of ^{15}N ions by ^{16}O at the energy 11.59 MeV //Acta Physica Polonica B. – 2017. – Vol. 48, № 3.–P 495.

27 Rudchik A.T., Rudchik A.A., Kutsyk O.E., Kemper K.W., Kliczewski S., Rusek K., Piasecki E., Trzcińska A., Koshchy E.I., Pirnak Val.M., Ponkratenko O.A., Strojek I., Plujko V.A., Stolarz A., Sakuta S.B., Siudak R., Herashchenko O.V., Ilyin A.P., Stepanenko Yu.M., Shyrma Yu.O., Uleshchenko V.V. Elastic and inelastic scattering of ^{15}N ions by ^{12}C at 81 MeV and the effect of tranSFer channels //Acta Physica Polonica B. – 2019. – Vol. 50, № 4. – P. 753-765.

28 Amangeldi A, Burtebayev, N., Sakuta, S. B., Nassurlla, M., Burtebayeva, J., Nassurlla, M., ... & Mauyey, B. Study of elastic scattering of ^{10}B ions on ^{12}C nuclei

at the energy of 17.5 MeV. // Acta Physica Polonica B. – 2020. – T. 51, № 3.– P. 757-762.

29 Towsley C. W., Bindal P. K., Kubo K. I., Nair K. G., Nagatani K. Common optical potential and peripheral processes between 1 p-shell nuclei // Physical Review C. – 1977. – T. 15, №. 1. – C. 281.

30 Experimental evidence of neutrinos produced in the CNO fusion cycle in the Sun //Nature. – 2020. – T. 587, №7835. – C. 577-582.

31 Rolfs C. E., Rodney W. S. Cauldrons in the cosmos: Nuclear astrophysics. – University of Chicago press, 1988. – P. 365.

32 Gallino, R., Arlandini, C., Busso, M., Lugaro, M., Travaglio, C., Straniero, O., ... & Limongi, M. Evolution and nucleosynthesis in low-mass asymptotic giant branch stars. II. Neutron capture and the s-process // The astrophysical journal. – 1998. – T. 497, № 1. – C. 388.

33 Artemov S.V., Igamov S.B., Tursunmakhatov Q.I., Yarmukhamedov R. Extrapolation of astrophysical S factors for the reaction ^{14} N(p, γ)^{15} O to near-zero energies //Physics of Atomic Nuclei. – 2012. – T. 75. – C. 291-309.

34 Ajzenberg-Selove F. Energy levels of light nuclei A= 13–15 //Nuclear Physics A. – 1970. – T. 152, № 1. – C. 1-221.

35 Ajzenberg-Selove F. Energy Levels of Light Nuclei A= 14 // Nucl. Phys. – 1991. – T. 523. – C. 1.

36 Dufour M., Descouvemont P. Multicluster study of the ^{12}C+ n and ^{12} C+ p systems // Physical Review C. – 1997. – T. 56, № 4. – C. 183

37 Angulo C., Arnould M., Rayet M., Descouvemont P., Baye D., Leclercq-Willain C., Coc A., Barhoumi S., Aguer P., Rolfs C., Kunz R., Hammer J.W., Mayer A., Paradellis T., Kossionides S., Chronidou C., Spyrou K., Degl'Innocenti S., Fiorentini G., Ricci B., Zavatarelli S., Providencia C., Wolters H., Soares J., Grama C., Rahighi J., Shotter A., Rachti M.L. A compilation of charged-particle induced thermonuclear reaction rates //Nuclear Physics A. – 1999. – T. 656, № 1. – C. 3-183.

38 Huang J.T., Berutuluani C.A., Guimaräes V. Radiative capture of nucleons at astrophysical energies with single-particle states //Atomic Data and Nuclear Data Tables. – 2010. – T. 96, №. 6. – C. 824-847.

39 Li Z.H., Su J., Guo B., Li E.T., Li Z.C., Bai X.X., Li Y.J., Liu J.C.,. Yan S.Q, Wang B.X., Wang Y.B., Lian G., Zeng S., Fang X., Liu W.P., Chen Y.S., Shu N.C., Fan Q.W. ^{2}H (^{6}He, ^{7}Li) n, ^{12}C (^{7}Li, ^{6}He) ^{13}N reactions and ^{12}C(p,γ) ^{13}N astrophysical S (E) factors //Nuclear Physics A. – 2010. – T. 834, № 1-4. – C. 661c-663c.

40 Timofeyuk N. K., Igamov S. B. Direct capture contribution to the ^{11}C (p, γ) ^{12}N reaction at astrophysical energies //Nuclear Physics A. – 2003. – T. 713, № 1-2. – C. 217-228.

41 Yarmukhamedov R., Blokhintsev L. D. Asymptotic normalization coefficients (nuclear vertex constants), three-body asymptotic normalization functions (on-shell vertex functions) and nuclear astrophysics //Physics of Atomic Nuclei. – 2018. – T. 81. – C. 616-629.

42 Artemov S.V., Gulamov I.R., Zaparov E.A., Zotov IYu., Nie G.K. Analysis of (^{3}He, d) reactions on 1p-shell nuclei by the method of combining DWBA with dispersion approach //Yadernaya Fizika. – 1996. – T. 59, № 3. – C. 454-465.

43 Artemov S.V., Gulamov I.R., Zaparov E.A., Zotov IYu., Nie G.K. Analysis of the reactions (^{3}He, d) on 1p-shell nuclei by a method combining DWBA and dispersion relations // Physics of Atomic Nuclei. – 1996. – T. 59. – C.428-438.

44 Satchler G.R. Introduction to Nuclear Reactions. // Oxford Univ. Press. Inc., 1990, – P. 332.

45 Nassurlla M., Burtebayev N., Karakozov B.K., Sakuta S.B., Janseitov D., Nassurlla M., Alimov D., Burtebayeva J., Sabidolda A., Kemper K.W., Khojayev R., Hamada, S. Study of the ^{13}C(^{3}He,α)^{12}C reaction at energies of 50 and 60 MeV // Physica Scripta. – 2022. – T. 97, №. 4. – C.1.

46 Poling J.E., Norbeck E., Carlson R.R. Elastic scattering of lithium by ^{9}Be, ^{10}B, ^{12}C, ^{13}C, ^{16}O, and ^{28}Si from 4 to 63 MeV // Physical Review C. – 1976. Vol. 13. – P. 648-660.

47 Pinkston W.T., Satchler G.R. Form factors for nuclear stripping reactions // Nuclear Physics – Elsevier (Netherlands), 1965. -V.72. -p.641 – 656.

48 Gulamov I.R., Mukhamedzhanov A.M., Nie G.K. Method for selecting peripheral reactions dominated by the pole mechanism: Analysis of (d,t) reactions on 1p-shell and ^{19}F nuclei // Physics of Atomic Nuclei – Moscow, 1995. – T.58, №10. – P.1689-1695.

49 Artemov S.V., Bajajin A.G., Igamov S.B., et al. Nuclear asymptotic normalization coefficients for ^{14}N→^{13}C+p configurations and astrophysical S factor for radiative proton capture // Physics of Atomic Nuclei – Moscow, 2008. –T.71, № 6. – P.998-1011.

50 Tojiboev O.R., Yarmukhamedov R., Artemov S.V., Sakuta S.B. Asymptotic normalization coefficients for ^{7}Be+p→^{8}B from the peripheral ^{7}Be(d,n)^{8}B reaction and their astrophysical application // Physical Revew C, – 2016. –V.94. – P.15.

51 Blokhintsev L. D., Dolinskij E. I., Borbej I. Nuclear vertex functions //Fizika Ehlementarnykh Chastits i Atomnogo Yadra. – 1977. – T. 8, № 6. – C. 1189-1245.

52 Blokhintsev L. D., Dolinskij E. I., Borbej I. Nuclear vertex functions //Fizika Ehlementarnykh Chastits i Atomnogo Yadra. – 1977. – T. 8, № 6. – C. 1189-1245.

53 DeVries R. M. Recoil effects in single-nucleon-transfer heavy-ion reactions //Physical Review C. – 1973. – T. 8, № 3. – C. 951.

54 Li Z.H., Li Y.J., Su J., Guo B., Li E.T., Dong K.J., Bai X.X., Li Z.C., Liu J.C., Yan S.Q., Wang Y.B., Zeng S., Lian G., Wang B.X., Jin S.J., Liu X., Zhang W.J., Huang W.Z.,. Fan Q.W, Gan L., Wu Z.D., Liu W.P.. New determination of the proton spectroscopic factor in ^{9}Be from the ^{13}C(^{9} Be,^{8} Li) ^{14}N angular distribution //Physical Review C. – 2013. – T. 87, № 1. – C. 65.

55 Austern, R.M. Drisko, E.C. Halbert, G.R. Satchler. Theory of finite-range distorted-waves calculations //Physical Review. – 1964. – T. 133, №1B. – C.3.

56 Bragin V. N. et al. Elastic scattering and cluster transfer in the interactions of beryllium ions with a carbon //Yadernaya Fizika. – 1980. – T. 31. – №. 1. – C. 29-38.

57 Yarmukhamedov R. Influence of the three-particle Coulomb effects on the spectroscopic information extracted from analysis of the $^{12,\ 13}$(^{3}He, d) $^{13,\ 14}$ N surface reactions //Yadernaya Fizika. – 1997. – T. 60, №. 6. – C. 1017-1024.

58 Yarmukhamedov R. Influence of three-body Coulomb effects on spectroscopic information extracted from analysis of the peripheral reactions ({sup 3} He, d) on the {sup 12, 13} C nuclei //Physics of Atomic Nuclei. – 1997. – T. 60, №. 6. – C. 910-917.

59 Дуйсебаев Б.А. Экспериментальное исследование механизмов рассеяния нуклидов гелия на ядрах ^{6}Li, ^{7}Li, ^{9}Be при энергиях 12-24 МэВ / нуклон: дис. канд. физ.-мат. наук, –Алматы, – 2001. – С.98

60 Jerzy Jastrzebski. WU heavy ion laboratory and Warsaw PET centre.//EWON. –2007. –P.1-100.

61 Sudlitz K., Kulczycka E. et.al. Studies of the ECR ion source wxtraction system // Warsaw University. Annual Report 2002. – 2003. – P.7-8.

62 Toprek D. D., Sura, J., Choinski, J., & Czosnyka, T. Design of the central region in the Warsaw K-160 cyclotron //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2001. – T. 469, № 1. – C. 24-28.

63 Nassurlla, M., Burtebayev, N., Sakuta, S. B., Nassurlla, M., Sabidolda, A., Artemov, S. V., and Amar, A. ^{11}B(^{15}N,^{14}C)^{12}C Reaction mechanisms and ANC for the ^{15}N→^{14}C+p configuration // Acta Physica Polonica B, Proceedings Supplement. – 2023. – T. 16. – №. 2. – P. 1-16.

64 Морзабаев А.К., Мауей Б., Аймаганбектов А.С., Насурлла М. Разработка газонаполнительной системы для регистрации заряженных частиц на ускорителе ДЦ-60 //Вестник КНПУ имени Абая. -2015. – Т.51, № 3. – С.183-187.

65 M. Kowalczyk, SMAN: a code for nuclear experiments, Warsaw, 1997, unpubl.

66 ROOT, A Data Analysis Framework, http://root.cern.ch/drupal/

67 Зазулин Д.М. Экспериментальные исследования радиационного захвата протонов ядрами 1p-оболочки при низких энергиях // Вестник НЯЦ РК. – 2007. – вып.3. – С.22-31.

68 Мульгин С.И., Околович В.Н., Русанов А.Я., Суботин М.И. Методика изготовления спектрометрических мишеней из тугоплавких веществ для ядерно–физических исследований // Препринт ИЯФ АН КазССР. – 1985. – №7. – С. 37-38.

69 Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике. — Киев: Наукова думка, – 1975. – С.416.

70 Арзуманов А. А. Проблемы ускорения заряженных частиц и пути их решения в ИЯФ НЯЦ РК //Ядерная и радиационная физика:(Материалы международной конфе-ренции, посвященной 40-летию ИЯФ НЯ1Д РК, г. Алматы, 8-11 октяб-ря 1997г.) – Алматы: «PR1NT-S». –1997. – С. 274.

71 Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика // Соч.: в 2 т. – М.: Энергоатомиздат, 1983. – Т. 1. – 616 с.

72 Rousseau M., Beck C., Bhattacharya C., Rauch V., Dorvaux O., Eddahbi K., Enaux C., Freeman R.M., Haas F., Mahboub D., Nouicer R., Stezowski O., Szilner S., Hachem A., Martin E., Sanders S.J., Dummer A.K., Szanto de Toledo A. Highly deformed ^{40} Ca configurations in ^{28} Si+ ^{12} C //Physical Review C. – 2002. – Т. 66, № 3. – С. 1-33.

73 Zahnow D., Angulo C., Junker M., C. Rolfs, S. Schmidt, Schulte W.H., Somorjai E. Thermonuclear reaction rates of ^{9}Be(p,γ)^{10}B. // Nucl. Phys. A. – 1995. – Vol.589. – P.95-105.

74 Arzumanov, A.A. The electrostatic tandem accelerator UKP-2-1 at the institute of nuclear physics /A.A. Arzumanov. // Proceedings of the 13th particle accelerator conference. Dubna, Russia, October 13-15. – 1992. – Vol. 1. – P. 118-129.

75 Butler. J.W. Table of (p,γ) resonances by proton energy: E = 0.163 – 3.0 MeV. // U. S. Naval Research Laboratory. NRL Report. –1959. – P.5282-5299.

76 Lyons P.B., Toevs J.W. and Sargood D.G. Total yield measurements in ^{27}Al(p,γ)^{28}Si. // Nucl. Phys. A. – 1969. – Vol.130. – P.1-24.

77 Zazulin D.M., Burtebayev N., Peterson R. J., Artemov S. New results for the p-^{12}C radiative capture at low energies// Известия НАН РК. Серия физико-математическая. – 2019. – №. 4. – С. 5-13.

78 Вылов Ц., Осипенко Б.П., Чумин В.М. Прецизионная спектрометрия излучений радиоактивных нуклидов с помощью полупроводниковых детекторов. // ЭЧАЯ. – 1978. – Т.9. – С.1350-1459.

79 Буртебаев Н.Т., Сабидолда А., Ерғалиұлы Ғ., Алимов Д.К. Исследование энергетической зависимости параметров оптических потенциалов для системы ^{10}B+^{12}C в диапазоне энергий 15-100 МэВ// Сборник тезисов международной научной конференции студентов и молодых ученых "Фараби Әлемі" 6-8 апреля, 2020.-С.60.

80 Mateja J. F. et al. C^{10} and ^{11}B+ ^{12}C reactions from 4 to 9 MeV/nucleon //Physical Review C. – 1985. – Т. 31, №. 3. – С. 867.

81 Buck B., Pilt A. A. Alpha-particle and triton cluster states in ^{19}F //Nuclear Physics A. – 1977. – Vol. 280. – №. 1. – P. 133-160.

82 Rudchik A. A. et al. Mechanism of the ^{12}C(^{11}B, ^{15}N) ^{8}Be reaction and ^{8} Be+ ^{15}N optical-model potential //The European Physical Journal A-Hadrons and Nuclei. – 2005. – Т. 23. – С. 445-452.

83 Nemets O. F, Neudachin V. G., Rudchik A.T., Smirnov Yu. F. and Tchuvilsky Yu. M. Nucleon asociation in atomic nuclei and the nuclear reactions of the many nucleons transfers // Kiev: Naukova Dumka. – 1988. –P.107.

84 Burtebayev, N., Nassurlla, M., Sabidolda, A., Sakuta, S. B., Karakhodjaev, A. A., Ergashev, F. X., ... & Ibraheem, A. A. Measurement and analysis of ^{10}B+ ^{12}C elastic scattering at energy of 41.3 MeV //International Journal of Modern Physics E. – 2019. – Т. 28, № 4. – С. 1-9.

85 Bruno M. et al. Isospin breaking in the analyzing power of ^{3}H (^{3}He, ^{2}H)^{4}He and the inverse reaction //Physical Review C. – 1990. – Т. 41, №. 5. – С. 2435.

86 Low energy nuclear knowledge base. http://nrv.jinr.ru/nrv /webnrv/elastic_scattering/els1.htm.

87 Kyryanchuk V.M., Rudchik A.T., Budzanowski A., Chernievsky V.K., Czosnyka T., Czech B., Głowacka L., Kliczewski S., Koshchy E.I., Mezhevych SYu., Mokhnach A.V., Rusek K., Sakuta S.B., Siudak R., Skwirczy´ nska I., Szczurek A., Zemło L. One-nucleon transfer reaction ^{9}Be(^{11}B, ^{10}B)^{10}Be and optical potential for the ^{10}B+ ^{10}Be interaction //Nuclear Physics A. – 2003. – T. 726, № 3-4. – C. 231-247.

88 Cohen S., Kurath D. Spectroscopic factors for the 1p shell //Nuclear Physics A. – 1967. – T. 101, № 1. – C. 1-16.

89 Varma S., Goldhammer P. Wave functions in 1p shell nuclei //Nuclear Physics A. – 1969. – T. 125, № 1. – C. 193-204.

90 Gangadharan S., Wolke R. L. Recoil Angular Distributions of the Li 6 (d, n) Be^{7} and C^{12} (d, n) N^{13} Reactions //Physical Review C. – 1970. – T. 1, № 4. – C. 1333.

91 Mutchler G. S. et al. The (d, n) reaction on 1p shell nuclei at E_d= 11.8 MeV //Nuclear Physics A. – 1971. – T. 172, № 3. – C. 469-488.

92 Pearson C. A. et al. Spectroscopic factors from the reactions ^{12}C(d, n) ^{13}N and ^{12}C(d, p)^{13}C using the WBP model //Nuclear Physics A. – 1972. – T. 191, № 1. – C. 1-18.

93 Fortune H. T. et al. Reaction C^{12}(He^{3},d)N ^{13} and Stripping to Unbound States //Physical Review. – 1969. – T. 179, № 4. – C. 1033–1046.

94 Koyama K. ^{12}C(τ,d)^{13}N Reaction at 81.4 MeV //Journal of the Physical Society of Japan. – 1976. – T. 41, № 5. – C. 1445-1452.

95 Karban O. et al. The j-dependence of (^{3}He, d) and (^{3}He, α) reaction analysing powers in the 1p shell //Nuclear Physics A. – 1976. – T. 269, № 2. – C. 312-326.

96 Sercely R R, Peterson R J, Smith P A, et al. The proton shell closure at ^{14}C //Nuclear Physics A. – 1979. – T. 324, № 1. – C. 53-62.

97 Peterson R. J., Hamill J. J. Proton stripping to high spin states of N^{13} //Physical Review C. – 1980. – T. 22, № 6. – C. 2282.

98 Gaillard P. et al. Comparaison des réactions (α, τ) et (α, t) sur quelques noyaux N= Z //Nuclear Physics A. – 1969. – T. 131, № 2. – C. 353-377.

99 Hauser G. et al. (α, τ) and (α, t) reactions with 104 MeV α-particles //Nuclear Physics A. – 1972. – T. 182, № 1. – C. 1-19.

100 Zeller A. F. et al. Lithium-induced reactions on carbon at 48 MeV //Nuclear Physics A. – 1979. – T. 323, № 2-3. – C. 477-494.

101 Cook J. et al. Li 7+ 12 C: Excitation of projectile and target states and single-nucleon stripping //Physical Review C. – 1986. – T. 33, № 3. – C. 915.

102 Li Z. H. et al. Determination of the ^{12} C(p, γ) ^{13}N reaction rates from the ^{12} C (^{7} Li, ^{6}He) ^{13} N reaction //Science China Physics, Mechanics and Astronomy. – 2010. – T. 53. – C. 658-663.

103 Nair K G, Voit H, Hamm M, et al. Further Evidence for Anomalous Angular Distributions for Transitions to the 2 s 1 2 States in the Mass-13 System //Physical Review Letters. – 1974. – T. 33, № 26. – C. 1588.

104 Nair K G, Voit H, Towsley C W, et al. Transfer reactions with heavy ions on light nuclei //Physical Review C. – 1975. – Т. 12, № 5. – С. 1575.

105 Proudfoot G., Rae W. D. M. Absolute normalization in heavy ion induced two-neutron transfer reactions on12C //Nuclear Physics A. – 1979. – Т. 329, № 1-2. – С. 271-284.1

106 Burtebayev, N., Nassurlla, M., Sabidolda, A., Sakuta, S. B., Karakhodjaev, A. A., Ergashev, F. X., ... & Ibraheem, A. A. Measurement and analysis of ^{10}B+ ^{12}C elastic scattering at energy of 41.3 MeV //International Journal of Modern Physics E. – 2019. – Т. 28, № 4. – С. 1-9.

107 Barbadoro, A., Pellegrini, F., Segato, G. F., Taffara, L., Gabrielli, I., & Bruno, M. α-transfer contribution to ^{9}Be+ ^{13} C elastic and inelastic scattering //Physical Review C. – 1990. – Т. 41, № 5. – С. 2425.

108 Low energy nuclear knowledge base. http://nrv.jinr.ru/nrv /webnrv/elastic_scattering/els1.htm.

109 Burtebaev, J.T. Burtebaeva, N.V. Glushchenko, Zh.K. Kerimkulov, A. Amar, M. Nassurulla, S.B. Sakuta, S.V. Artemov, S.B. Igamov, A.A. Karakhodzhaev, K. Rusek, S. Kliczewski. Effects of t-and α-transfer on the spectroscopic information from the Li^{6}(He^{3},d) Be^{7} reaction //Nuclear Physics A. – 2013. – Т. 909. – С. 20-35.

110 Anttila A., Keinonen J., Hautala M., Forsblom I. Use of the ^{27}Al(p,γ)^{28}Si, Ep = 992 keV resonance as a gamma-ray intensity standard. // Nucl. Instr. Meth. – 1977. – Vol.147. - P.501-505.

111 Blokhintsev L. D. et al. Methods of determination of asymptotic normalization coefficients (nuclear vertex constants) A+ α→ B and their application to the A (α,γ) B astrophysical S factors at solar energies //Uzbekiston Fizika Zhurnali. – 2010. – Т. 12, №. 4-6. – С. 217-232.

112 Сабидолда А., Буртебаев Н. , Насурлла Маулен, Ходжаев Р., Насурлла Маржан, Муқанов Е.Б., Талпакова К.А. Асимптотические нормировочные коэффициенты для ^{13}N→^{12}C+p из анализа реакции ^{12}C(^{10}B, ^{9}Be)^{13}N // Сборник тезисов международной научной конференции студентов и молодых ученых "Фараби Әлемі", 6-8 апреля. – Алматы, 2023. – С.60.

113 Timofeyuk N. K. Overlap functions, spectroscopic factors, and asymptotic normalization coefficients generated by a shell-model source term //Physical Review C. – 2010. – Т. 81, №. 6. – С. 1-21.

114 Yarmukhamedov R., Blokhintsev L.D. Asymptotic normalization coefficients (nuclear vertex constants), three-body asymptotic normalization functions (on-shell vertex functions) and nuclear astrophysics //Physics of Atomic Nuclei. – 2018. – Т. 81. – С. 616-629.

115 Yarmukhamedov R., Tursunmakhatov K. I., Burtebayev N. Asymptotic theory of charged particle transfer reactions at low energies and nuclear astrophysics //International Journal of Modern Physics: Conference Series. – World Scientific Publishing Company, 2019. – Т. 49. – С.1.

116 Gluchshenko N.V., Burtebayev N., Zazulin D.M., Nassurlla Marzhan, Sakuta S.B., Nassurlla Maulen, Burtebayeva D.T., Alimov D.K., Sabidolda A., Khojayev R. Studies of the reaction ^{9}Be(p,α) in the energy range of 300-1400 keV// III International Scientific Forum “Nuclear Science and Technologies” dedicated to the

30th anniversary of Independence of the Republic of Kazakhstan. –Алматы: РГП ИЯФ, 2021. – С.304.

117 Nassurlla Maulen, Burtebayev N., Artemov S., Sakuta S.B., Rusek K., Boztosun I., Nassurlla Marzhan, Sabidolda A., Ruziev E., Ergashev F., Amar A., Trzcińska A., Tojiboev O. The $^{11}B(^{15}N,^{14}C)^{12}C$ reaction mechanisms and ANC for the $\{^{15}N\rightarrow^{14}C+p\}$ configuration // Abstracts IV International Scientific Forum "Nuclear Science and Technologies", dedicated to the 65th anniversary of the Institute of Nuclear Physics. – Almaty, Republic of Kazakhstan, 26-30 September, 2022. – p.53-54.

118 Goncharov S. A. et al. Nuclear vertex constants, spectroscopic factors and the distorted-wave Born approximation //Sov. J. Nucl. Phys.(Engl. Transl.);(United States). – 1982. – Т. 35, №. 3. – P.1.

119 Smirnov Y. F., Tchuvil'Sky Y. M. Cluster spectroscopic factors for the p-shell nuclei //Physical Review C. – 1977. – Т. 15, № 1. – С. 84.

120 Perey C. M., Perey F. G. Compilation of phenomenological optical-model parameters 1954–1975 //Atomic data and nuclear data tables. – 1976. – Т. 17, № 1. – С. 1-101.

121 Artemov, S. V., Zaparov, E. A., Nei, G. K., Nadirbekov, M., & Yarmukhamedov, R. Influence of the three-body coulomb effects on extracted value of nuclear vertex constants from transfer reactions //Bulletin of the Russian Academy of Sciences [Izvestija Akademii Nauk Rossii serija fizicheskaja]. – 2002. – Т. 66. – С. 60.

122 Artemov S. V., Igamov S. B., Tursunmakhatov K. I. and Yarmukhamedov R. Determination of the nuclear vertex constants (asymptotic normalization coefficients) for the virtual decays $d+p\rightarrow^{3}He$ and $^{16}O+p\rightarrow^{17}F$ and their use for extrapolating astrophysical S factors of the radiative proton capture by the deuteron and the 16 nucleus at very low energies. // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. – 2009. – Т. 73. – С. 165-170.

123 Fernandes J. C., Crespo R., Nunes F. M. How unique is the asymptotic normalization coefficient method? //Physical Review C. – 2000. – Т. 61, № 6. – С. 064616.

124 Mukhamedzhanov A.M., Timofeyuk N.K. // Microscopic calculations of nucleon-separation vertex constants for 1p-shell nuclei // Soviet Journal of Nuclear Physics (English Translation). – 1990. – vol. 51. –P. 431-437.

125 Timofeyuk N.K. One nucleon overlap integrals for light nuclei //Nuclear Physics A. – 1998. – Т. 632, № 1. – С. 19-38.

126 Barker F. C., Kajino T. The ^{12}C (α,γ) ^{16}O cross section at low energies //Australian Journal of Physics. – 1991. – Т. 44, № 4. – С. 369-396.

127 Holt R. J. et al. Effects of channel and potential radiative transitions in the O^{17} (γ, n^{0}) O^{16} reaction //Physical Review C. – 1978. – Т. 18, № 5. – С. 1962.

128 S.B. Igamov, R. Yarmukhamedov. // Modified two body potential approach to the peripheral direct capture astrophysical $a + A \rightarrow B + \gamma$ reaction and asymptotic normalization coefficients // Nuclear Physics A. – 2007. – Vol. 781. –P. 247-276.

129 Artemov S.V., Yarmukhamedov R., Burtebayev N., Karakozov B.K., Ergashev, F.K., Nassurlla, M., Igamov S.B., Amangeldi N., Morzabayev A., Burtebayeva J., Zhdanov V.S., Yergaliuly G., Piasecki E., Rusek K., Sakuta S.B., Demyanova A., Tojiboev O.R., Trzcińska A., Sabidolda A., Khojayev R., Tursunmakhatov K.I., Nassurlla Marzhan., Wolińska-Cichocka M., Sadykov, T. Kh., Saduyev N.. Asymptotic normalization coefficient for $^{12}C+ p\rightarrow{}^{13}N$ from the $^{12}C(^{10}B, ^{9}Be)^{13}N$ reaction and the $^{12}C(p,\gamma)^{13}N$ astrophysical S factor //European Physical Journal A. – 2022. – T. 58, №. 2. – C. 24.

130 Lane A.M., Thomas R. G. R-matrix theory of nuclear reactions //Reviews of Modern Physics. – 1958. – T. 30, № 2. – C. 257.

131 Fowler W. A. Experimental and theoretical nuclear astrophysics: the quest for the origin of the elements //Reviews of Modern Physics. – 1984. – T. 56, № 2. – C. 149.

132 Xu Y., Takahashi K., Goriely S., Ohra M., Utsunomiya H. NACRE II: an update of the NACRE compilation of charged-particle-induced thermonuclear reaction rates for nuclei with mass number A< 16 //Nuclear Physics A. – 2013. – T. 918. – C. 61-169.

133 Riess F. F. Riess, Paul P., Thomas J.B., Hanna S.S. Lifetimes of Levels in C^{12}, C^{13}, and N^{13} //Physical Review. – 1968. – T. 176, № 4. – C. 1140.

134 Ajzenberg-Selove F. Energy levels of light nuclei A = 13−15 // Nuclear Physics A. –1986. Vol. 460, № 1. –P. 110-148.

135 Descouvemont P., Adahchour A., Angulo C., Coc, A., & Vangioni-Flam E. Compilation and R-matrix analysis of Big Bang nuclear reaction rates //Atomic Data and Nuclear Data Tables. – 2004. – T. 88, № 1. – C. 203-236.

136 Caughlan G. R., Fowler W. A. Thermonuclear reaction rates V //Atomic Data and Nuclear Data Tables. – 1988. – T. 40, № 2. – C. 283-334.

137 Roughton N.A., Fritts M.R., Peterson R. J., Zaidins C. S., & Hansen C. J. Thick-target measurements and astrophysical thermonuclear reaction rates: Proton-induced reactions //Atomic Data and Nuclear Data Tables. – 1979. – T. 23, № 2. – C. 177-194.

ҚОСЫМША А

У-200 циклотронының негізгі сипаттамалары:

- К диапазоны 120 ÷ 160
- Магнит диаметрі 200 см
- Секторлар 4
- Қозу тоғы диапазоны 600 ÷ 1200 А
- Орташа магнит өріс 1200 А, 1.7 Тл
- Шыңындағы орташа магнит өріс 1200 А, 2.7 Тл
- Центрдегі сектор бөлінуі 41 мм
- Шоғырды шығару радиусында сектордың ажырауы 26 мм
- Ажырау аймағы 150 мм
- Магниттің салмағы 240 т
- Су салқындатқышы 10 жұп

Үдету құрылысы:

- Дуанттар саны 2
- Дуанттар арасындағы бұрыштық диапазон 45^0
- Жиілік диапазоны 12 ÷ 22 МГц
- Үдету кернеуі 75 кВ
- Радио жиіліктік қуаты 2 х 120 кВт
- Типі импульстік

Вакуум

- кринсостар 4
- Шектік вакуум мөлшері $7x10^{-7}$ Торр
- Үздіксіз ағын 2 мТорр л/с
- Вакуумдық камераның сыйымдылығы 13000 литр
- Ауаны шығару жылдамдығы 4х6000 л/с