

УДК 539.17 (043)

На правах рукописи

ХОДЖАЕВ РОМАЗАН АХМЕДЖАНОВИЧ

**Структурные характеристики ядер $^{10,11}\text{B}$ во взаимодействиях с легкими
заряженными частицами при низких энергиях.**

8D05308 – Ядерная физика

Диссертация на соискание степени
доктора философии (PhD)

Научный консультант:
PhD, ассоциированный
профессор Насурлла Маулен

Зарубежный научный консультант:
д.ф.-м.н.
Сакута Станислав Борисович
Москва, Россия

СОДЕРЖАНИЕ

НОРМАТИВНЫЕ ССЫЛКИ.....	4
ОПРЕДЕЛЕНИЯ	5
ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ	6
ВВЕДЕНИЕ.....	7
1 ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАССЕЯНИЯ, И МОДЕЛИ ОПИСАНИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ В РАСЧЕТНЫХ МЕТОДАХ.....	18
1.1 Базовые основы теории и механизмов рассеяния.....	18
1.2 Механизмы упругого рассеяния частиц	19
1.2.1 Упругое рассеяние в рамках ядерного потенциального взаимодействия.....	19
1.2.2 Особенности упругого рассеяние в кулоновском поле	21
1.2.3 Дифракционные аналогии в упругом ядерном рассеянии	23
1.3 Оптическая модель ядерных взаимодействий	25
1.4 Проблема неоднозначности параметров оптического потенциала	29
1.5 Характеристика модели двойной свертки (folding потенциал).....	32
1.6 Теоретический аппарат метода связанных каналов	34
1.7 Применение метода искаженных волн при исследовании рассеяния.....	36
1.8 Теоретические аспекты интерпретации эффекта ядерной радуги	38
2 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДЫ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА	41
2.1 Циклотрон У-150М и основные параметры экспериментального оборудования.....	41
2.1.1 Устройство и принципы работы экспериментальной камеры рассеяния.....	42
2.1.2 Регистрационная и идентификационная система детектирования частиц	44
2.1.3 Аппаратно-программный комплекс аналитической обработки ядерно-физических данных.....	46
2.2 Процедуры получения первичных экспериментальных данных	49
2.3 Изготовление мишеней и определение их физических характеристик ...	55
3 АНАЛИЗ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ ¹⁰B В ОБЛАСТИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ	60
3.1 Исследование упругого рассеяния дейтронов на ядрах ¹⁰ B в рамках оптической модели взаимодействия	60
3.1.1 Анализ неупругого рассеяния дейтронов на ядрах ¹⁰ B с использованием метода связанных каналов.....	62
3.1.2 Исследование реакции (d,t) и роль механизма обмена с передачей ⁹ B на ядрах ¹⁰ B методом связанных каналов	64
Выводы по третьему разделу	67
4 ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АЛЬФА- ЧАСТИЦ С ЯДРАМИ ^{10,11}B ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ.....	69

4.1	Оптическая и фолдинг – интерпретации упругого рассеяния α -частиц на ядре ^{10}B	69
4.1.1	Учет механизма обмена ^6Li кластерами в структуре ^{10}B в анализе рассеяния методом связанных каналов	75
4.2	Упругое и неупругое рассеяние α -частиц на ^{11}B при $E = 40$ и 65 МэВ и V-W неоднозначность выбора оптических потенциалов.....	78
	Выводы по четвертому разделу	82
	ЗАКЛЮЧЕНИЕ	84
	СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	86

НОРМАТИВНЫЕ ССЫЛКИ

В настоящей диссертации на соискание степени доктора философии (PhD) использованы ссылки на следующие стандарты:

Государственный общеобязательный стандарт высшего и послевузовского образования – утверждены приказом Министра науки и высшего образования Республики Казахстан от 20 июля 2022 года №2 (с изменениями и дополнениями от 22.04.2025 года).

Правила присуждения степеней – утверждены приказом Министра образования и науки Республики Казахстан от 31 марта 2011 года № 127 (с изменениями и дополнениями от 06.01.2025 года).

ГОСТ 7.32-2017 – Отчет о научно-исследовательской работе. Структура и правила оформления (введён в действие с 01.07.2018 г.).

ГОСТ 7.1-2003 – Библиографическая запись. Библиографическое описание. Общие требования и правила составления.

ОПРЕДЕЛЕНИЯ

В настоящей диссертации применяют следующие термины с соответствующими определениями:

Альфа-частица	Ядро атома гелия, включающее два протона и два нейтрона.
Детектор	Прибор, предназначенный для регистрации вторичного излучения, возникшего вследствие межъядерного взаимодействия.
Камера рассеяния	Вакуумная область, в которую помещаются исследуемые образцы и детекторы, фиксирующие продукты ядерных взаимодействий.
Легкие ядра	Атомные ядра с массовыми числами в диапазоне от 4 до 40
Мишень	Вещество, подвергающееся облучению частицами в ходе эксперимента
Плоскость реакции	Любое центральное сечение сферы, в которую под углами в 4π распространяются продукты ядерной реакции от мишени, расположенной в центре.
Протон	Положительно заряженная частица, представляющая собой ядро атома водорода
Сечения	Физическая величина, характеризующая вероятность взаимодействия налетающей частицы с атомным ядром
Угловой момент	Векторная величина, определяющая вращательные движения частицы при ее взаимодействии с атомным ядром
Ускоритель ионов	Установка, предназначенная для увеличения кинетической энергии ионов до заданных значений
Физический нуль	Направление пучка частиц, определяемое в эксперименте; может не совпадать с геометрической осью камеры рассеяния и требует соответствующей поправки
Ядерная астрофизика	Раздел физики, изучающий ядерные процессы происходящие в недрах Солнца и звезд

ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

В диссертации использованы следующие обозначения и сокращения:

ИЯФ	—	Институт ядерной физики
ОП	—	оптический потенциал
CNO	—	цикл термоядерных реакций с участием углерода, азота и кислорода
с.ц.м.	—	система центра масс
О. с.	—	основное состояние
ОА	—	одноканальный анализатор
М	—	приставка мега
л.с.к	—	лабораторная система координат
б	—	сечение в единицах площади (барн)
УКП-2-1	—	ускоритель комплексный перезарядный (электростатический тандемный ускоритель)
У-150М	—	ускоритель модернизированный
м	—	приставка милли
см	—	единица длины (сантиметр)
мк	—	единица длины (микрометр)
н	—	приставка нано
г	—	единица массы (грамм)
нм	—	единица длины (нанометр)
ИТ	—	интегратор тока
СС	—	схема совпадений
Вт	—	единица мощности (Ватт)
ВЧ	—	высокая частота
с	—	единица времени (секунда)
АЦП	—	амплитудно-цифровой преобразователь
ср	—	единица телесного угла (стерадиан)
фм	—	единица длины (ферми)
АРН	—	аномальное рассеяние назад
ПУ	—	предварительный усилитель
ОМ	—	оптическая модель
МИВ	—	метод искаженных волн
МСК	—	метод связанных каналов
DF	—	двойная свертка

ВВЕДЕНИЕ

Общие сведения о проведенном исследовании. В диссертации представлены результаты комплексного изучения структурных характеристик ядер ^{10,11}B. Рассматриваются процессы их взаимодействия с легкими заряженными частицами, протекающие в низкоэнергетическом диапазоне, на основе экспериментальных наблюдений и теоретического анализа.

С развитием ядерной физики во второй половине прошлого века изучение процессов рассеяния α -частиц и легких ионов на легких ядрах при низких и средних энергиях приобрели существенное значение в изучении внутреннего строения таких ядер. Эти процессы позволили существенно продвинуться в понимании внутренней организации ядерного вещества. В настоящее время данная область сохраняет научную актуальность, поскольку служит важным источником информации о конфигурации ядерной материи и о характере протекания ядерных реакций. Наиболее информативным и доступным с экспериментальной точки зрения процессом является упругое рассеяние, при котором ни структура, ни внутренняя энергия взаимодействующих частиц – как ядра мишени, так и налетающего снаряда – не изменяются. Упругое рассеяние представляет собой одну из простейших ядерных реакций, однако именно благодаря его относительно большим сечениям и хорошо разработанной теоретической базе оно остается фундаментальным инструментом для извлечения информации о потенциальном взаимодействии ядерных систем [1]. В частности, поскольку, известно, что при энергиях выше 10 МэВ на нуклон процессы прямого взаимодействия становятся доминирующими, особенно в области квазиупругого рассеяния, где возбуждаются одиночные и коллективные состояния без значительного вклада сложных компаундных механизмов. Однако интерпретация экспериментальных данных требует точного описания взаимодействия частиц, для чего применяются наиболее апробированный метод теоретической интерпретации данных эксперимента упругого рассеяния как оптическая модель (ОМ) [2]. Модель основана на феноменологическом представлении ядерного потенциала в виде комплексной функции. При этом действительная часть оптического потенциала соответствует среднему ядерному полю, в то время как мнимая часть описывает потери потока упругого канала за счет перехода в неупругие и реакционные каналы [3]. Этот подход позволяет получить эффективные параметры взаимодействия и использовать их при расчете выходов ядерных реакций с участием различных по типу частиц.

Согласно данным, анализа множества опубликованных результатов, теоретическое моделирование рассеяния составных частиц (дейтронов, α -частиц) на легких ядрах остается проблемной задачей. Ключевым препятствием является неоднозначность в выборе параметров, характеризующий оптический потенциал. Эти неоднозначности делятся на дискретные (связанных с наличием нескольких эквивалентных решений, одинаково хорошо описывающих экспериментальные данные) и непрерывные (возникающие из-за корреляции между параметрами реальной и мнимой частей потенциала) [4]. Особенно остро проблема стоит в случае слабого поглощения, характерного для легких ядер и

низких энергий. При взаимодействии легких заряженных частиц с ядрами в условиях слабого поглощения существенно проявляются преломляющие свойства ядер, что приводит к возникновению таких явлений, как ядерная радуга – характерный максимум в угловом распределении дифференциальных сечений, обусловленный интерференцией внутренних и барьерных волн [5]. Наблюдение радужеподобной структуры в сечениях указывают на высокую чувствительность данных к глубине и форме реальной части оптического потенциала, особенно в области малых расстояний. При теоретическом описании угловых распределений α -частиц, измеренных в широком диапазоне по углам, также проявляется эффект ядерной радуги это подчеркивается в работе [3, с. 1]. Наличие этой особенности позволяет уменьшить число возможных решений при подборе параметров потенциалов оптической модели, т.е. решить проблему с дискретной неоднозначностью. Однако даже при учете радужного типа поведения полностью избежать неопределенности параметров ОП не удастся, поскольку параметры реальной (V) и мнимой (W) частей потенциала оказываются взаимосвязанными. Данная корреляция была определена в работе [5, с. 232], т.е. изменение одной из компонент потенциала можно компенсировать соответствующей корректировкой другой, практически не ухудшая качества описания экспериментальных данных. Следовательно, для точного определения структуры и глубины взаимодействующего потенциала необходимы дополнительные ограничения, включая данные по другим каналам реакции (неупругим, обменным и т.д.).

Важную роль в изучении механизмов взаимодействия составных частиц с ядрами играет анализ упругого и неупругого рассеяния α -частиц и дейтронов. Рассмотрение указанных процессов служат источником информации о структуре ядер-мишеней, позволяя изучать основные свойства их возбужденных уровней, включая информацию о вероятностях прямых ядерных переходов, наличия кластерных структур и особенностях корреляций внутриядерных связей [5, с. 233]. Особенно актуальным становится комплексный анализ дифференциальных сечений в широком угловом диапазоне, поскольку обменные механизмы, проявляющиеся преимущественно при больших углах, тесно связаны с внутренней структурой ядер и могут быть использованы для извлечения кластерных спектроскопических факторов [6]. Известно, что при взаимодействии сложных частиц с легкими ядрами, в диапазоне энергий от 7 до 10 МэВ/нуклон, наблюдается такие характерные явления, как аномальное рассеяние назад (АРН), резонансные структуры в возбужденных состояниях, а также увеличение сечения вблизи кулоновского барьера [7].

Совокупность накопленных экспериментальных данных показывает, что при взаимодействии легких частиц (дейтронов, α -частиц, ионов гелия) с ядрами ${}^6,7\text{Li}$, ${}^{10,11}\text{B}$ и др., важную роль играют два основных механизма: потенциальное рассеяние и обменные процессы что описано в работе [8].

Существенный интерес вызывает рассеяние α -частиц и дейтронов на ядрах ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{11}\text{B}$ – типичных представителей середины р-оболочки, в контексте современных исследований ядерной структуры и механизмов взаимодействия при низкоэнергетических ядерных столкновениях. При рассеянии α -частиц на

легких ядрах угловые распределения, как правило, демонстрируют четко выраженную дифракционную картину, особенно в области углов передней полусферы. Подобная структура хорошо воспроизводится различными дифракционными подходами и оптической моделью. Однако при переходе к большим углам при низких и средних энергиях в упругих сечениях рассеяния нередко появляется характерный подъем, который стандартные оптические потенциалы описать не способны. На величину сечений могут также заметно влиять особенности кластерного строения легких ядер. Наличие указанных особенностей приводит к тому, что наряду с прямыми механизмами существенную роль начинают играть обменные процессы с переносом кластерных образований и многошаговые вклады процессов, моделируемые треугольными и прямоугольными диаграммами в формализме дисперсионной теории. Указанные изотопы бора демонстрируют сложные структурные свойства, в частности кластеризацию и выраженные корреляции между нуклонами, что делает их важными объектами как фундаментальных, так и прикладных ядерно-физических исследований. Анализ их взаимодействия с легкими заряженными частицами (α -частицы, дейтроны, протоны) при энергиях порядка нескольких МэВ позволяет глубже понять не только спектральные характеристики, но и внутреннюю структуру этих ядер, кластеры и природу возбужденных состояний. Многочисленные экспериментальные данные подтверждают наличие состояний, интерпретируемых как кластерные резонансы, что согласуется с результатами как феноменологических, так и микроскопических теоретических подходов. Существенный вклад в систематизацию известных уровней возбуждения внесли обзоры [9, 10], где приведены данные по энергиям состояний, их квантовым характеристикам, ширинам, электромагнитным переходам и спектроскопическим факторам.

В ряде теоретических и экспериментальных работ было показано, что ядра ^{10}B и ^{11}B могут рассматриваться как кластерные системы, например в виде $^{10}\text{B}=\alpha+\alpha+d$ и $^{11}\text{B}=\alpha+\alpha+t$. Такое описание позволяет более точно интерпретировать особенности дифференциальных сечений в теоретическом анализе при учете вклада обменных процессов. Ядро ^{11}B также демонстрирует оболочечные эффекты и одновременно является объектом современных исследований возбужденных состояний и кластерных конфигураций типа $\alpha+\alpha+t$, аналогично известной кластерной структуре состояние Хойла ^{12}C [11, 12]. Это подтверждает недавняя работа [13] где обсуждались особенно интересные возбужденные состояния отрицательной четности ($3/2^-$, $5/2^-$, $7/2^-$, $9/2^-$), которые, могут обладать выраженной кластерной структурой с конфигурацией $^7\text{Li} + \alpha$. Что касается ядра ^{10}B , оно обладает значительной квадрупольной деформацией ($Q=+84,72$ мб) [14], что указывает на коллективную природу ряда его состояний, в частности $0,718$ МэВ (1^+). Исследования угловых распределений α -частиц при их рассеянии на ядре ^{10}B ранее выполнялись при энергиях 5-50 МэВ [15, 16] и 91,8 МэВ [17]. Во всех этих работах в области малых углов наблюдалось отчетливая дифракционная картина, тогда как в передней полусфере проявлялся значительный подъем сечений. В исследовании [15, с. 235] теоретический расчет проводился по оптической модели с дополнением в виде учета полюсов Редже и

спин-орбитального взаимодействия. Тем не менее в этих работах не рассматривались такие важные механизмы, как эффекты связи каналов, обменные процессы и вклад возможных кластерных конфигураций, например таких как образование ядра ${}^6\text{Li}$ в процессе $\alpha + {}^{10}\text{B} \rightarrow {}^6\text{Li} + \alpha$.

Что касается реакций переноса нуклонов, например реакция (d,t), которые могут использоваться для изучения переходов ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^9\text{B}$, то их исследования на сегодняшний день остаются недостаточно полным и требует дальнейшего детального анализа. Единственная работа 1960-х годов при энергии дейтронов 11,8 МэВ [18], позволило определить спектроскопические факторы для переходов к низколежащим состояниям ${}^9\text{B}$. При этом экспериментальные значения оказались существенно завышенными по сравнению с теоретическими предсказаниями на три порядка, что, вероятно, обусловлено может отсутствием физически-корректных оптических потенциалов при описании взаимодействия в тритонном канале и малой энергией вылетающих частиц ($Q = -2,18$ МэВ). Также не был учтен возможный вклад механизма обмена с передачей кластера ${}^8\text{Be}$, физически неразличимого с процессом ${}^{10}\text{B}(d, {}^{10}\text{B})d$. Учитывая высокую деформацию ядер ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{11}\text{B}$, необходимо рассматривать коллективный характер их состояний при анализе угловых распределений.

Современные работы также подчеркивают принципиальную важность рассмотрение ядерных систем с позиций микроскопических моделей в которых учитываются кластерные корреляции между нуклонами. В рамках модели удастся связать неравномерность плотности ядерной материи с возникновением состояний, обладающих нетипично большими радиусами. Появление таких состояний в стабильных и в ядрах с экзотическими характеристиками, интерпретируется в терминах формирования кластерных конфигураций или ядерного гало [19].

Актуальные подходы, такие как метод связанных каналов (МСК), применялись, например, для анализа ${}^8\text{Li} + {}^{90}\text{Zr}$ [20] с учетом возбужденных состояний и реакций переноса. Подобный подход представляется перспективным и в случае систем ${}^{10}\text{B} + d$ и ${}^{10}\text{B} + \alpha$. Учитывая высокую чувствительность этих систем к коллективным эффектам и кластерным структурам, применение МСК может существенно повысить точность описания данных по рассеянию и реакциям переноса.

Несмотря на значительный прогресс, достигнутый в экспериментальных и теоретических исследованиях, построение физически-адекватных оптических потенциалов для ядерных реакций с участием составных частиц до настоящего времени не имеет окончательного решения и по-прежнему относится к числу актуальных проблем современной физики ядра, особенно в контексте уточнения механизмов прямых и обменных процессов, преломления, явлений типа ядерной радуги и связи с кластерной структурой ядер.

В данной работе рассматриваются особенности механизмов упругого и неупругого рассеяния α -частиц и дейтронов на ядрах ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{11}\text{B}$ при низких энергиях ($E_d = 14,5$ МэВ и $E_\alpha = 29$ МэВ), а также реакции ${}^{10}\text{B}(d,t){}^9\text{B}$ с учетом кластерных и коллективных эффектов и определению спектроскопических факторов.

Актуальность темы исследования. Изучение структуры легких ядер и механизмов их взаимодействия с дейтронами и альфа-частицами остается важной и нерешенной задачей современной ядерной физики и астрофизики. Особый интерес вызывает экзотические явления, такие как нейтронное гало и выраженная кластеризация, выявленные как в нейтроноизбыточных, так и в стабильных ядрах. Для ядер изотопов бора ^{10}B и ^{11}B характерны ярко выраженные кластерные конфигурации, которые существенно влияют на динамику рассеяния и реакции переноса, проявляясь в аномальном росте сечений под большими углами.

Практическая значимость исследования связана с ролью изотопов бора в термоядерных технологиях, ядерной медицине и астрофизике. Уточнение параметров взаимодействия и спектроскопических факторов для этих ядер помогает повысить точность моделирования процессов, актуальных для разработки новых технологий и понимания нуклеосинтеза в звездах. Ядро ^{10}B активно используется в прикладных технологиях – в частности в бор-нейтронозахватной терапии (BNCT), где эффективность взаимодействия с нейтронами зависит от структуры и свойств ядра.

Современные методы теоретического анализа, включая учет кластерного обмена с помощью метода связанных каналов, позволяют глубже раскрыть структуру и механизмы реакций с участием легких ядер.

Таким образом, исследование взаимодействий дейтронов и α -частиц с изотопами бора являются актуальным направлением, сочетающим фундаментальный интерес и прикладные задачи ядерной физики.

Целью данной диссертации является комплексное экспериментальное и теоретическое исследование влияния кластерных структур стабильных изотопов $^{10,11}\text{B}$ на формирование выходов ядерных реакций во взаимодействиях с дейтронами и альфа-частицами при низких энергиях (в диапазоне 7-10 МэВ на нуклон), включая определение спектроскопических характеристик исследуемых ядер путем измерения дифференциальных сечений процессов.

Задачи исследования:

- проведение экспериментальных измерений выходов реакций, сопровождающих взаимодействие дейтронов и α -частиц с ядром ^{10}B в энергетическом диапазоне 7-10 МэВ на нуклон;
- выполнение расчетного анализа дифференциальных сечений рассеяния дейтронов и α -частиц на ядрах ^{10}B и ^{11}B в области малых энергий и извлечение параметров деформации исследуемых ядер;
- анализ влияния кластерных конфигураций « $^9\text{B}+n$ », « $^6\text{Li}+\alpha$ » и ^8Be на поведение сечений при больших углах и определение их спектроскопических амплитуд.

Объект исследования: дифференциальные сечения угловых распределений процессов $^{10}\text{B}(d,d)^{10}\text{B}$, $^{10}\text{B}(d,t)^{10}\text{B}$, $^{10}\text{B}(\alpha,\alpha)^{10}\text{B}$, $^{11}\text{B}(\alpha,\alpha)^{11}\text{B}$ в интервале энергий 7-10 МэВ/нуклон.

Предмет исследования: экспериментальное измерение дифференциальных сечений рассеяния дейтронов, α -частиц и реакций (d,t) на ядрах ^{10}B и ^{11}B на пучке ускорителя У-150М. Исследования динамики процессов,

формирующих поперечные сечения упругого и неупругого рассеяния, с целью определение достоверных параметров оптических потенциалов обеспечивающих реалистичное моделирование межъядерных взаимодействий для систем « $d+^{10}\text{B}$ » и « $\alpha+^{10}\text{B}$ ». Получение спектроскопических данных об энергетических уровнях ядер ^{10}B и ^{11}B .

Методы исследования: идентификация частиц в эксперименте проводилась с применением методики $\Delta E-E$. Теоретический анализ экспериментальных данных проводился с помощью программ SPI-GENOA и FRESCO в рамках оптической модели, метода связанных каналов и метода искаженных волн.

Ключевые положения, выносимые на защиту:

1. Получены новые угловые распределения дифференциальных сечений ядерных процессов $^{10}\text{B}(d,d)^{10}\text{B}$, $^{10}\text{B}(d,t)^9\text{B}$, $^{10}\text{B}(\alpha,\alpha)^{10}\text{B}$ в низкоэнергетическом интервале 7-10 МэВ/нуклон в рамках анализа которых были определены структурные характеристики ядра ^{10}B .

2. Найдены физически обоснованные параметры оптических потенциалов межъядерного взаимодействия для систем « $d+^{10}\text{B}$ » при энергии 14,5 МэВ и « $\alpha+^{10}\text{B}$ » при энергии 29 МэВ обеспечивающие согласованное описание экспериментальных данных и надёжное извлечение параметров ядерной деформации и спектроскопических факторов.

3. Установлены параметры квадрупольной деформации ядер ^{10}B ($\beta_2 = 0,7$) и ^{11}B ($\beta_2 = 0,42$), извлеченные из анализа неупругого рассеяния в рамках модели связанных каналов, уточняющие связь между основными и возбуждёнными состояниями ядер, подтверждающих коллективный характер их структуры.

4. Извлечены спектроскопические факторы кластерных конфигураций $^{10}\text{B} \rightarrow ^9\text{B} + n$, $^9\text{B} (3/2^-)$ ($SA = 0,67$), $^9\text{B} (5/2^-)$ ($SA = 0,94$), $^8\text{Be}_{\text{о.с.}}$ ($SA = 0,8$) и $^{10}\text{B} \rightarrow ^6\text{Li} + \alpha$ ($SA = 1,4$) учет которых объясняет подъем угловых распределений дифференциальных сечений упругого рассеяния при обратных углах и обосновывает кластерную структуру исследуемых ядер

Научная новизна. Полученные в диссертационной работе результаты расширяют экспериментальную базу данных по низкоэнергетическим ядерным взаимодействиям, прежде всего за счет измерений процессов взаимодействия дейтронов и α -частиц с ядрами ^{10}B и ^{11}B в интервале энергий 7-10 МэВ/нуклон, для которого ранее имелись лишь фрагментарные сведения. Комплексный анализ экспериментального материала выполнен с привлечением нескольких теоретических подходов, что позволило проследить, каким образом особенности внутренней структуры исследуемых ядер отражаются на формировании сечений упругих и неупругих процессов. Сопоставление полученных результатов с опубликованными данными в более широком энергетическом диапазоне дало возможность уточнить интерпретацию наблюдаемых эффектов и конкретизировать физические механизмы, определяющие характер взаимодействия исследуемых ядерных систем.

В рамках метода связанных каналов уточнены значения параметров квадрупольной деформации ядер ^{10}B и ^{11}B в интервале энергий 7-10 МэВ/нуклон.

Извлечены физически обоснованные значения спектроскопических факторов кластерных конфигурации $^{10}\text{B} \rightarrow \langle ^6\text{Li} + \alpha \rangle$, $^{10}\text{B} \rightarrow \langle ^9\text{B} + n \rangle$ и ^8Be из описания сечений рассеяния (α, α) , (d, d) и реакций (d, t) на ядре ^{10}B в задней полусфере.

Теоретическая и практическая значимость исследования.

Выполненное исследование обладает значительной научной и практической ценностью. Получены новые прецизионные экспериментальные данные по взаимодействию дейтронов и α -частиц с ядрами ^{10}B и ^{11}B в области низких энергий 7-10 МэВ ранее слабо представленного в мировой практике, особенно в контексте широкого углового диапазона измерений. Дифференциальные сечения процессов $^{10}\text{B}(d, d)^{10}\text{B}$, $^{10}\text{B}(d, t)^9\text{B}$, $^{10}\text{B}(\alpha, \alpha)^{10}\text{B}$ и $^{11}\text{B}(\alpha, \alpha)^{11}\text{B}$ существенно расширяют глобальную ядерную базу данных и могут быть включены в международные библиотеки, такие как EXFOR, поддерживаемую МАГАТЭ.

С теоретической точки зрения, полученные результаты важны для уточнения структурных характеристик ядер ^{10}B и ^{11}B и могут быть использованы для верификации и калибровки современных ядерных моделей. Сравнения новых экспериментальных данных с предсказаниями теоретических расчетов позволит повысить точность описания механизмов ядерных взаимодействий и реакций кластерного типа в расширенной области энергий.

Практическая значимость результатов заключается в их применении при моделировании физических процессов в перспективных ядерно-энергетических установках, включая системы с термоядерным и гибридным управлением. Кроме того, накопленные данные могут быть использованы при расчетах реакций нуклеосинтеза, происходящих в астрофизических условиях – в звездах и межзвездной среде, где взаимодействия легких ядер играют ключевую роль в формировании химического состава Вселенной.

Достоверность результатов работы обеспечивается использованием проверенных и широко признанных в мировой научной практике экспериментальных и теоретических методов. В экспериментальной части применялась надежная методика регистрации и идентификации частиц – ΔE - E методика, продемонстрировавшая высокую эффективность при исследовании ядерных реакций. Теоретическое моделирование проводилось с использованием оптической и фолдинговой моделей, а также метода искаженных волн и связанных каналов, что обеспечивает комплексное описание реакционных механизмов.

Численные расчеты выполнены с применением общепринятого в мировой ядерной физике программного комплекса FRESCO, многократно апробированного в задачах подобного класса.

Полученные результаты находятся в хорошем согласии с литературными данными других авторов, что дополнительно подтверждает корректность примененного методического подхода и обеспечивает высокую степень достоверности выводов, сделанных в рамках настоящего исследования

Связь настоящего исследования с другими научными проектами. Диссертационная работа выполнена как часть более широкого комплекса

научных исследований по ряду тематических направлений: BR10965191 «Комплексные исследования по ядерной и радиационной физике, физике высоких энергий и космологии для развития конкурентных технологий» (2021-2023 гг.), ИРН AP14870964 «Исследования процессов взаимодействия протонов и ионов ^{10}B с ядрами ^{11}B для термоядерных и астрофизических приложений» (2022-2024 гг.) и BR21881941 «Экспериментальные и теоретические исследования в области высоких и сверхвысоких энергий для решения актуальных задач астрофизики и физики космических лучей» (2023-2025 гг.).

Личный вклад автора. В основе диссертационной работы лежат исследования, проведенные совместно с сотрудниками НИЦ «Курчатовский институт» (г. Москва, Российская Федерация) и лаборатории низкоэнергетических ядерных реакций Института ядерной физики (г. Алматы, Казахстан), итоговые результаты которых опубликованы совместно. Вклад автора охватывает формулирование ключевых научных проблем, в обсуждении методических подходов и экспериментальных планов, непосредственном выполнении широкого спектра экспериментальных измерений, а также в комплексной обработке полученных экспериментальных данных и их последующей интерпретации в контексте теоретических моделей.

Апробация работы и публикации. Материалы диссертационной работы представлялись и докладывались на следующих международных научных форумах:

- V International Scientific Forum «Nuclear Sciences and Technologies» – Almaty, Republic of Kazakhstan, 7-11 October, 2024.

- 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.

- III Международного научного форума «Ядерная наука и технологии», посвященный 30-летию Независимости Республики Казахстан. – Алматы, Республика Казахстан, 20-24 сентября, 2021.

Публикации по теме диссертационной работы. В рамках выполнения диссертационного исследования автором подготовлено 10 научных публикаций. Среди них – 3 статьи опубликованы в рецензируемых зарубежных журналах квартилей Q2–Q3 (Universe (Scopus – 74-ый перцентиль, WoS – Q3), Physics (Scopus – 55-ый перцентиль, WoS – Q2), Nuclear Physics A (Scopus – 71-ый перцентиль, WoS – Q2)) и 2 публикации в материалах международных конференций (Conference Paper), которые входят в международные базы цитирования Scopus и Web of Science, а также 5 публикаций в сборниках материалов международных научных конференций.

Публикации в научных журналах, включенных и индексируемых в базе Scopus и Web of Science (WoS):

- 1) Nassurlla M., Burtebayev N., Sakuta S., Nassurlla M., **Khojayev R.**, Alimov D., Baimbetova G., Dyachkov V., Zazulin D., Sabidolda A., et al. A Study of Alpha-Particle Scattering on ^{10}B Nuclei at an Energy of 29 MeV // Universe. – 2024. – Vol. 10(1). – Article ID: 51. (Scopus – 74-ый перцентиль, WoS – Q3).

2) Saduyev N., Nassurlla M., Burtebayev N., Sakuta S., Nassurlla M., Kalikulov O., **Khojayev R.**, Sabidolda A., Issayev D. Scattering and One Neutron Pick-Up Reaction on a ^{10}B Target with Deuterons at an Energy of 14.5 MeV // Physics. – 2024. – Vol. 6 – P. 1098-1110. (Scopus – 55-ый процентиль, WoS – Q2).

3) Nassurlla Maulen, Burtebayev N., Sakuta S.B., Rusek K., Alimov D.K., Nassurlla Marzhan, Sabidolda A., **Khojayev R.**, Urkinbayev A., Hamada Sh. Investigation of scattering of deuterons on ^{10}B nucleus at 14.5 MeV // Acta Physica Polonica B. Proceedings Supplement. – 2023. – 16(2). – A11.

4) Nassurlla Maulen, Burtebayev N., Sakuta S.B., Karakozov B.K., Nassurlla Marzhan, Burtebayeva J., **Khojayev R.**, Sabidolda A., Yergaliuly G. Deuteron scattering and (d,t) reaction on ^{11}B at an energy of 14.5 MeV // Nuclear Physics A. – 2022. – Vol. 1023. – 122448. (Scopus – 71-ый процентиль, WoS – Q2).

5) Alimov D.K., Karakozov B.K., Boztosun I., Janseitov D.M., Nassurlla Marzhan, Nassurlla Maulen, Sakuta S.B., **Khojayev R.A.**, Sabidolda A., Talpakova K. Elastic and Inelastic Scattering of α -particles on ^{11}B Nuclei at E=40 and 65 MeV and V–W -ambiguity of the Choice of Optical Potentials // Acta Phys. Pol. B. Proc. Suppl. – 2021. – Vol. 14. – P. 719-726.

Публикации в сборниках тезисов международных научных конференций:

6) Nassurlla Maulen, Burtebayev N., Sakuta S.B., Saduev N.O., Nassurlla Marzhan, Kalikulov O.A., Zhdanov V.S., **Khodjaev R.**, Sabidolda A., Issayev D. Scattering of deuterons on ^{10}B nuclei at an energy of 14.5 MeV // Abstracts V International Scientific Forum «Nuclear Science and Technologies». – Almaty, Republic of Kazakhstan, 7-11 October, 2024. – P. 67.

7) Nassurlla Maulen, Burtebayev N., Sakuta S.B., Rusek K., Alimov D.K., Nassurlla Marzhan, Sabidolda A., **Khodjaev R.**, Urkinbayev A., Hamada Sh. Investigation of scattering of deuterons on ^{10}B nuclei at 14.5 MeV // 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. 31-32.

8) Буртебаев Н., Дьячков В.В., Зарипова Ю.А., Юшков А.В., Насурлла Маулен, **Ходжаев Р.А.**, Сабидолда А. Изучение кластерных состояний в реакции $d+^{11}\text{B}$ при энергии 14,5 МэВ // Сборники тезисов III Международного научного форума «Ядерная наука и технологии», посвященный 30-летию Независимости Республики Казахстан. – Алматы, Республика Казахстан, 20-24 сентября, 2021. – С. 58.

9) Nassurlla Maulen, Burtebayev N., Sakuta S.B., Alimov D.K., Nassurlla Marzhan, Sabidolda A., **Khodjaev R.**, Urkinbayev A. Study of (d,d) and (d,t) reactions on ^{11}B nuclei at energy of 14.5 MeV // Abstracts III International Scientific Forum «Nuclear Science and Technologies». – Almaty, Republic of Kazakhstan, 20-24 September, 2021. – P. 39.

10) Alimov D.K., Burtebayev N., Boztosun I., Janseitov D., Mukhamejanov Y., Nassurlla M., **Khojayev R.**, Sabidolda A. Reanalysis of elastic scattering of alpha particles by ^{11}B nuclei at low energies // Abstracts III International Scientific Forum

«Nuclear Science and Technologies». – Almaty, Republic of Kazakhstan, 20-24 September, 2021. – P. 34-35.

Структура и объем диссертации. Диссертационная работа включает введение, четыре основных раздела, заключение и перечень использованной литературы, содержащий 101 источник. Общий объем работы составляет 92 страниц, включая 4 таблицы и 39 рисунков.

Во введении обоснована актуальность выполненного исследования, представлен обзор состояния рассматриваемой проблемы и сформулированы цели настоящей работы. Здесь же раскрывается научная новизна и практическая ценность полученных результатов, сформулирован комплекс научных положений, предлагаемых к защите, отдельно выделен и обоснован личный вклад автора, приведена информация об научной апробации результатов исследования, и краткое описание логики построения и содержания диссертации.

В первом разделе излагаются теоретические положения, необходимые для анализа механизмов протекания ядерных реакций. Рассматриваются основные методы вычислительного моделирования, применяемые для анализа и интерпретации экспериментальных результатов: оптический потенциал, фолдинг-подход, формализмы методов связанных каналов и искаженных волн. Использование указанных методов позволяет сформировать системное представление о взаимодействиях легких заряженных частиц с ядрами и обеспечивает корректную интерпретацию наблюдаемых явлений.

Второй раздел диссертации сосредоточен на экспериментальной части исследования и включает характеристики и возможности применяемого экспериментального комплекса для исследования продуктов ядерных реакций на пучках ускоренных частиц изохронного циклотрона У-150М ИЯФ. Описаны особенности функционирования системы регистрации и идентификации ядерных частиц, методы изготовления мишеней и определения их толщин. Кроме того, детально изложены процедуры измерений и обработки энергетических спектров используемых, при построении угловых распределений дифференциальных сечений ядерных процессов.

Третий раздел включает результаты измерений дифференциальных сечений ядерных процессов $^{10}\text{B}(\text{d},\text{d})^{10}\text{B}$, $^{10}\text{B}(\text{d},\text{t})^9\text{B}$, полученных при энергии дейтронов $E_d = 14,5$ МэВ. В ходе интерпретационного анализа в обширной области по энергиям был осуществлен поиск параметров межъядерного взаимодействия, по итогу которого установлены оптимальные значения параметров оптического потенциалов. Полученные параметры использованы для уточнения спектроскопических характеристик рассматриваемых ядерных систем. Согласование расчетных дифференциальных сечений с экспериментальными результатами проводилось с использованием вычислительных возможностей программного пакета FRESKO.

В четвертом разделе представлены результаты исследования взаимодействия α -частиц с ядрами бора. Экспериментальные данные получены для систем $\alpha+^{10}\text{B}$ при энергии 29 МэВ и $\alpha+^{11}\text{B}$ при энергии 40 МэВ. Проведен детальный анализ особенностей угловых распределений и энергетической зависимости сечений рассеяния, что позволило выявить характерные

закономерности исследуемых процессов. На основе согласования теоретических расчетов с экспериментальными результатами выполнена оптимизация параметров потенциалов межъядерного взаимодействия. Сопоставление экспериментальных данных с расчетными сечениями, полученными с применением программного кода FRESKO, позволило уточнить спектроскопические параметры исследуемых ядер.

В заключении обобщены основные результаты диссертационного исследования, сформулированные на основе комплексной интерпретации полученных экспериментальных данных с использованием оптической и фолдинг моделей, методов связанных каналов и искаженных волн.

Автор выражает глубокую признательность научным руководителям: PhD, ассоциированному профессору Насурлла Маулену, д.ф.-м.н. С.Б Сакута и д.ф.-м.н., профессору Н. Буртебаеву за постановку задач исследования, ценные рекомендации и полезное обсуждение в процессе подготовки диссертации.

Автор также благодарит сотрудников лаборатории низко-энергетических ядерных реакций Института ядерной физики за содействие при проведении экспериментов и обсуждение полученных результатов, а также профессорско-преподавательский состав кафедры теоретической и ядерной физики физико-технического факультета КазНУ им. аль-Фараби за поддержку и внимание к работе.

1 ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАССЕЯНИЯ И МОДЕЛИ ОПИСАНИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ ИСПОЛЬЗУЕМЫХ В РАСЧЕТНЫХ МЕТОДАХ

1.1 Базовые основы теории и механизмов рассеяния

При анализе результатов эксперимента в настоящей работе, взаимодействие сталкивающихся ядер рассматриваются в приближенной модели, обеспечивающей корректную интерпретацию наблюдаемых эффектов. Несмотря на то, что в общем случае такая задача принадлежит к классу многотельных квантовых систем, используемые в работе предположения позволяют перейти к более простой постановке, где рассеяние рассматривается в приближении двухтелесного взаимодействия «частица–ядро». При этом ядро при ряде допущений принимается как эффективный объект без явного учета его внутренних степеней свободы, что позволяет описывать динамику процесса в системе центра масс и существенно упростить математическую постановку задачи. Далее внимание будет сосредоточено на упругих каналах взаимодействия, поскольку именно они дают основную информацию о параметрах потенциала, ввиду того что внутренние состояния взаимодействующих ядер в процессе рассеяния не изменяются. Такой процесс, условно обозначаемый как $A(B,B)A$, подробно рассматривается, в частности, в работе [21]. Математически упругое рассеяние описывается уравнением Шредингера для относительного движения двух тел:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \cdot \nabla^2 + V(\vec{r}) \right] \Psi(\vec{r}) = E \Psi(\vec{r}), \quad (1)$$

где μ – приведённая масса системы, $V(\vec{r})$ – эффективный потенциал взаимодействия, включающий кулоновскую (для заряженных частиц) и ядерную составляющие. Ядерный потенциал, как правило, берется в комплексной форме для учета потерь на неупругие каналы. Общее решение уравнения Шредингера в асимптотической области записывается как сумма падающей плоской волны и расходящейся сферической (рисунок 1):

$$\Psi(\vec{r}) = A_0 \left(\exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) + f(\theta, \varphi) \frac{\exp(ikr)}{r} \right), \quad (2)$$

где первое слагаемое, есть падающая волна, а второе сферическая расходящаяся возникающая в результате взаимодействия. Величина $f(\theta, \varphi)$ интерпретируется как амплитуда рассеяния и k волновое число, связанное с энергией системы.

Зная амплитуду $f(\theta, \varphi)$, можно вычислить важную величину эксперимента дифференциальное сечение рассеяния, которое показывает вероятность отклонение частицы в определенном направлении:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta, \varphi)|^2, \quad (3)$$

где $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ это отношение числа частиц, рассеянных в элементарном телесном угле $d\Omega$, к плотности потока падающих. Этот параметр позволяет количественно описывать пространственное распределение рассеянных частиц.

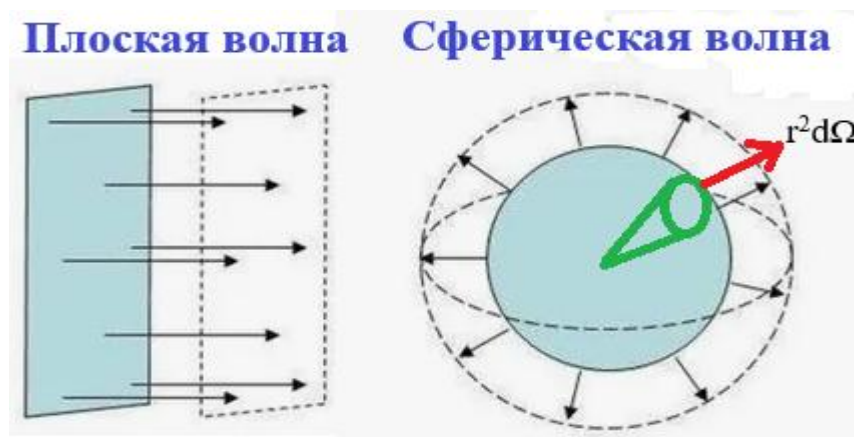


Рисунок 1 – Иллюстрация взаимодействия падающей и рассеянной волн при рассмотрении двухтельной задачи

В следующих разделах подробно рассматривается, каким образом использование тех или иных центральных потенциальных моделей приводят к модификации форм амплитуд рассеяния, а также на соответствующие изменения величин и угловой зависимости дифференциального сечения.

1.2 Механизмы упругого рассеяния частиц

1.2.1 Упругое рассеяние в рамках ядерного потенциального взаимодействия

В теории ядерного рассеяния взаимодействия налетающей частицы с ядром описывается через амплитуду рассеяния, которая определяет угловое распределение и величину наблюдаемых значений. Если взаимодействие описывается центральным, то есть сферически симметричным, потенциалом, то величина полного углового момента системы остается неизменной, то есть процесс характеризуется сохранением внутреннего состояния взаимодействующих ядер. Для упрощения задачи обычно выбирается система координат, в которой направление падающего пучка совпадает с осью z . Это важное свойство позволяет использовать осевую симметрию задачи и представить волновую функцию в разложении по угловым моментам, где зависимость от координат разделяется на радиальную часть и сферические функции, характеризуемые квантовыми числами l и m .

$$x_{lm}(\vec{r}) = u_l(r)Y_l^m(\theta, \varphi) \quad (4)$$

Использование такого разложения приводит к тому, что каждая парциальная волна с фиксированным значением орбитального момента l рассеивается независимо от остальных. Благодаря этому уравнение Шредингера допускает разделение на радиальную и угловую составляющие.

Радиальное уравнение принимает форму $w_l(r) = ru_l(r)$

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} w_l + \left[V(r) + \frac{\hbar^2}{2\mu} \cdot \frac{l(l+1)}{r^2} \right] w_l = E w_l, \quad (5)$$

где дополнительный член в правой части $\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{l(l+1)}{r^2}$ представляет интерпретируется как центробежный барьер, возникающий при движении частицы с орбитальным моментом $l\hbar$. Он ограничивает способность частицы проникать в область малых радиусов, усиливая отталкивающий эффект при больших l .

Рассматриваемый процесс рассеяния можно представить как сумму вкладов множества парциальных волн с определенным своим l , каждая из которых по-своему реагирует на форму центрального потенциала. Однако заметное рассеяние дают лишь волны, орбитальный момент которых не превышает характерного максимума. В классическом приближении это условие выражается через соотношение $l \leq kb$, где k – волновое число и b – прицельный параметр взаимодействия.

В пределе больших расстояний волновая функция упругого рассеяния стремится к асимптотическому виду:

$$x(r, \theta, \varphi) \rightarrow \exp(i\vec{k}\vec{r}) + f(\theta, \varphi) \exp(ikr)/r \quad (6)$$

При отсутствии собственного спина у частиц единственной сохраняемой величиной при взаимодействии остается орбитальный момент l . Угловая зависимость вкладов отдельных парциальных волн описывается полиномами Лежандра, тогда как влияние ядерного потенциала на процесс рассеяния полностью определяется элементами матрицы. Вклад ядерного взаимодействия в амплитуду рассеяния представляется в форме парциально-волнового разложения:

$$f(\theta, \varphi) = \frac{1}{2ik} \sum_l (2l+1) [S_l - 1] P_l(\cos\theta), \quad (7)$$

здесь $P_l(\cos\theta)$ – полиномы Лежандра, а в элементах матрицы рассеяния S_l сосредоточена большая часть информации о взаимодействии которые удобно

параметризовать коэффициентами отражения A_l и фазовыми сдвигами δ_l , которые несут прозрачный физический смысл.

$$S_l = A_l \exp(2i\delta_l) \quad (8)$$

Коэффициенты отражения A_l определяют сохраненную часть амплитуды соответствующей парциальной волны после прохождения области взаимодействия. В случае, когда потенциал является вещественным и не учитывает неупругие каналы, полный поток сохраняется поглощение отсутствует, и коэффициент отражения принимает значение $A_l=1$. При наличии мнимой компоненты потенциала, моделирующей поглощение и потери вероятности, величина коэффициента отражения уменьшается $A_l < 1$, что свидетельствует о перераспределении части потока в другие каналы реакции. Фазовый сдвиг δ_l описывает изменения фазы парциальной волны с неискаженной волной по сравнению со свободным движением частицы в отсутствие взаимодействия. Его знак и величина определяются характером ядерного потенциала: притягивающее взаимодействие ($V < 0$) приводит к положительному значению фазового сдвига δ_l , в свою очередь отталкивающий потенциал вызывает отрицательное смещение фазы. Таким образом, фазовые сдвиги несут информацию о силе и знаке взаимодействия, а коэффициенты отражения о степени поглощения. При отсутствии межъядерного взаимодействия фазовые сдвиги обращаются в нуль, что соответствует свободному распространению волны. Совместный анализ параметров фазового сдвига и коэффициента отражения позволяют получить количественное описание процессов рассеяния и служит основой для построения и проверки моделей ядерного взаимодействия.

1.2.2 Особенности упругого рассеяния в кулоновском поле

В отличие от ядерного короткого радиуса действия, кулоновское поле оказывает влияние на процесс упругого рассеяния на больших расстояниях. При рассмотрении двух заряженных ядер необходимо учитывать, наличие электромагнитного поля которое существенно изменяет характер угловых распределений и модифицирует асимптотическое поведение волновой функции. В отличие от свободного распространения, на больших расстояниях решение приобретает вид (9), в котором появляется фазовый множитель кулоновского происхождения:

$$x_c(\vec{k}\vec{r}) \rightarrow \frac{1}{r} \exp[ikr - \eta \ln(2kr)] \quad (9)$$

Этот фазовый сдвиг не является постоянным, а варьируется логарифмически с расстояния r и определяется параметром Зоммерфельда η ,

задаваемым уравнением (10). Фактически этот параметр фиксирует величину электромагнитной коррекции, влияющем относительное движение ядер

$$\eta = \frac{Z_p Z_T e^2}{\hbar v} \approx 0.1575 Z_p Z_T \sqrt{\frac{\mu \text{MeV}}{E}} \quad (10)$$

Если скорректировать ранее введенную волновую функцию (6) с использованием поправки из (9), то она преобразуется в выражение (11). Амплитуда f_N стоящая в этом уравнении, аккумулирует суммарный эффект всех каналов взаимодействия и является ключевой величиной при описании упругого рассеяния.

$$\begin{aligned} x(r, \theta, \varphi) &\rightarrow x_c(r, \theta) + x_N(r, \theta, \varphi) \\ &\rightarrow (f_c(\theta) + f_N(\theta, \varphi)) \frac{1}{r} \exp[i(kr - \eta \ln(2kr))] \end{aligned} \quad (11)$$

Наличие дальнедействующего электростатического взаимодействия приводит к медленному спаданию амплитуды рассеяния с увеличением угла и требует специального учета кулоновской фазы при теоретическом описании. Кулоновский собственный хорошо выделяемый вклад в амплитуду рассеяния описывается формулой:

$$f_c(\theta) = -\frac{\eta}{2k \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)} \exp\left[-i\left(\eta \ln\left(\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) + 2\sigma_0\right)\right] \quad (12)$$

Ядерное же взаимодействие, обладающее короткодействующим характером, вносит отдельный вклад, записанный в форме:

$$f_N(\theta, \varphi) = \frac{1}{2ik} \sum_l (2l+1) \exp(2i\sigma_l) [S_l - 1] P_l(\cos \theta) \quad (13)$$

На этом этапе существенное значение приобретает кулоновская фазовая поправка σ_l , определяемая соотношением (14). Она отвечает за то, что ядерная амплитуда оказывается модифицированной длительным действием кулоновского потенциала еще до того, как частицы вступают в область сильного взаимодействия:

$$\sigma_l = |\Gamma(l+1+i\eta)| \quad (14)$$

Отдельно стоит подчеркнуть, что в сумме по орбитальным квантовым числам l входящим в уравнение (13), участвуют все частичные волны от 0 до ∞ . Это прямое следствие того, что связан с кулоновский потенциал не ограничен

конечным радиусом и влияет на динамику частиц на сколь угодно больших расстояниях. В отличие от ядерного взаимодействия, исчезающего за пределами нескольких ферми, кулоновская сила обеспечивает вклад даже при больших радиусах. В результате интерференции кулоновской электромагнитной и сильной ядерной составляющих получаем выражение для полной амплитуды упругого рассеяния:

$$f(\theta, \varphi) = f_c(\theta) + f_N(\theta, \varphi) \quad (15)$$

На основе этой амплитуды находится дифференциальное сечение упругого рассеяния двух ядер условно А и Б, формула для которой представляется в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \varphi) = |f_c(\theta) + f_N(\theta, \varphi)|^2 \quad (16)$$

Это выражение позволяет достаточно качественно описывать угловое распределение рассеиваемых частиц и напрямую используется при анализе экспериментальных данных в ядерной физике при малых энергиях.

1.2.3 Дифракционные аналогии в упругом ядерном рассеянии

Здесь рассматриваются закономерности в процессах упругого ядерного рассеяния, близкие по своей природе к дифракционным явлениям в волновой оптике. В частности, осцилляционная структура дифференциальных сечений может быть интерпретирована как результат интерференции частичных волн, рассеянных эффективной областью взаимодействия конечных размеров. Основой для обсуждения служит подход, предложенный в исследованиях [22]. Такая аналогия позволяет связать положение дифракционных минимумов с геометрическими характеристиками взаимодействующих ядер и параметрами их ОП.

Предположим, что налетающая частица начинает взаимодействовать с ядром-мишенью в тот момент, когда ее траектория проходит на минимальном расстоянии (поверхность ядерного потенциала), равном радиусу эффективного взаимодействия R который трактуется как сумма радиусов сталкивающихся частиц $R = R_1 + R_2$. Такое условие фактически означает, что рассеяние происходит лишь в ситуации касательного соприкосновения внешних областей обеих ядер. При анализе геометрии столкновения удастся получить соотношение, связывающее угол рассеяния с параметром Зоммерфельда и орбитальным моментом частицы на границе взаимодействия:

$$\eta \approx \frac{1}{2} l_g g_g \quad (17)$$

В этом выражении l_g – соответствует орбитальному моменту налетающей частицы на границе взаимодействия радиуса R , а ϑ_g – соответствующему углу отклонения частицы после взаимодействия. Геометрическая конфигурация такого касательного столкновения проиллюстрирована на рисунке 2 (в), представлена касательная траектория движения частицы, соответствующая такому значению прицельного параметра b_g при котором частица приближается к ядру на минимально возможное расстояние и затем отклоняется на угол рассеяния ϑ_g . В рамках классического описания радиус взаимодействия R интерпретируется как расстояние между центрами ядер в момент их соприкосновения внешними оболочками. Данный параметр определяет границу, начиная с которой ядерные силы оказывают ощутимое влияние на характер движения частицы. Все возможные варианты межъядерного взаимодействия показаны на рисунке 2.

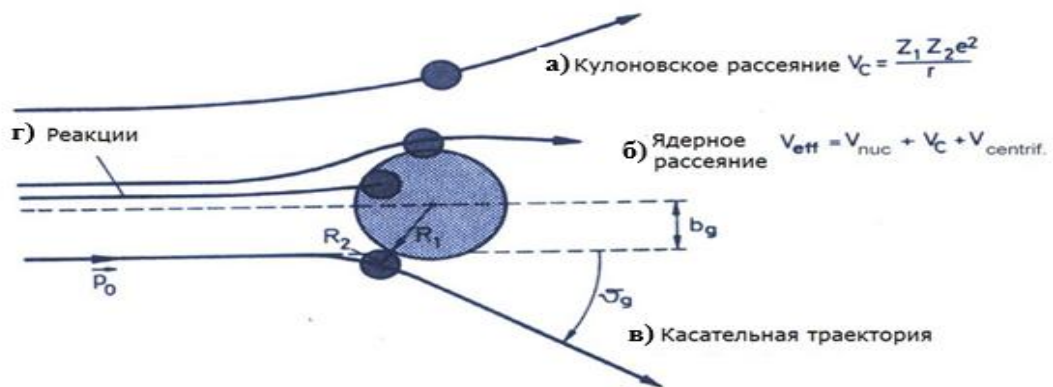


Рисунок 2 – Классические траектории для различных процессов рассеяния частиц

Анализ касательной траектории позволяет выделить два предельных режима взаимодействия, определяемых величиной прицельного параметра. В первом случае, когда прицельный параметр оказывается меньше характерного радиуса взаимодействия, налетающую частицу можно рассматривать как практически полностью поглощенную ядром. В рамках модельного описания ядро в этом режиме аппроксимируется непрозрачным препятствием, а приближающуюся к нему частицу представляют в виде плоской волны. В результате формируется дифракционная картина аналогичная классической дифракции Фраунгофера, реализующейся в условиях удаленного источника и наблюдателя. Такое приближение (рисунок 3(а)) справедливо в ситуациях, когда влияние кулоновской силы на траекторию движения пренебрежимо мало, т.е. $E_{с.м.} \gg V_c$ или $\eta \ll 1$ что имеет место при достаточно больших энергиях или малом заряде взаимодействующих ядер.

Второй случай это явление дифракции Френеля, когда $\eta \geq 1$ и действие кулоновского поля становится существенным, траектория отклоняется еще до того, как частица приблизится к границе ядерного потенциала. Этот тип

дифракции наиболее распространен в прикладной оптике, где источник света и наблюдатель находятся на конечных расстояниях. Соответствующая структура фронта волны представлена на рисунке 3. Этот тип дифракции гораздо ближе к реальным физическим условиям многих ядерных экспериментов, поскольку источники частиц и детекторы обычно находятся на конечных расстояниях, а кулоновское отталкивание играют заметную роль в формировании распределения по углам.

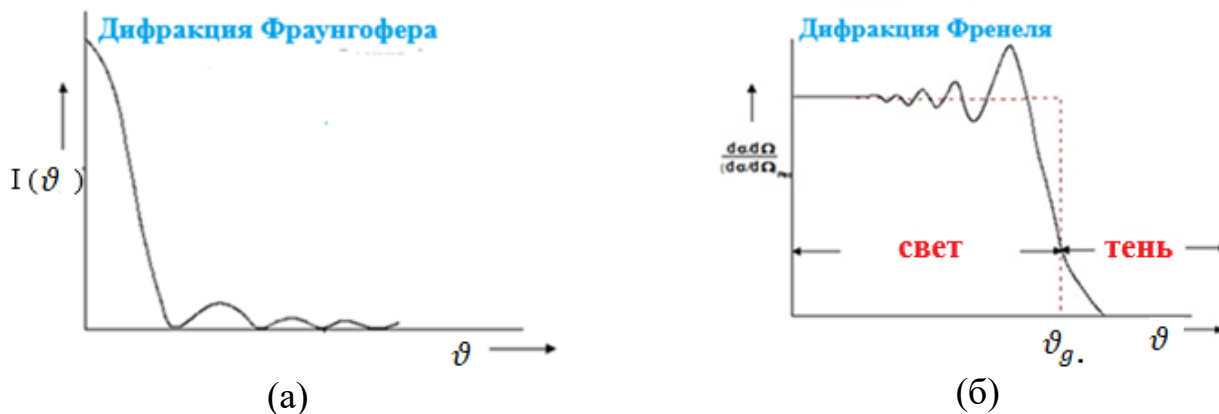


Рисунок 3 – Иллюстрация дифракционных режимов

1.3 Оптическая модель ядерных взаимодействий

Строгое теоретическое описание ядерной реакции между двумя ядрами A_1 и A_2 предполагает рассмотрение многочастичной квантовой системы, для которой уравнение Шредингера должно быть записано для каждого отдельного нуклона системы. В рамках такого подхода каждый нуклон находится под воздействием влияния эффективного потенциального поля, формируемого всеми остальными нуклонами совокупной системы, т.е. $(A_1 + A_2 - 1)$. В результате возникает система из $N = A_1 + A_2$ уравнений, решение которой становится крайне затруднительным при больших N , даже численно. Поэтому для практических расчетов необходимо применять приближенные методы, позволяющие упростить задачу.

Одним из таких фундаментальных методов описания упругого рассеяния ядерных частиц является оптическая модель (ОМ), возникшая как результат переноса идей волновой оптики в ядерную физику. В оптической модели ядерных реакций сложное многочастичная динамика взаимодействия между нуклонами налетающей частицы и мишени описывается одночастичного уравнение Шредингера с эффективным усредненным потенциальным полем $V(r)$, зависящем лишь от расстояния между центрами масс сталкивающихся объектов [2, с. 766]. Подобная схема позволяет существенно упростить исходную многочастичную задачу. Динамика всей совокупности взаимодействующих объектов сводится к рассмотрению движения эквивалентной частицы с приведенной массой μ , находящейся под действием эффективного потенциала $V(r)$. Этот потенциал отражает усредненное влияние

всех сил, действующих в системе, и формирует потенциальную область, в которой происходит движение. В результате уравнение Шредингера при этом принимает вид:

$$H\psi = \left(-\frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta + V \right) \psi = E\psi, \quad (18)$$

где $\mu = \frac{A_1 \cdot A_2}{A_1 + A_2}$ – приведенная масса системы, а координата r определяет расстояние между центрами масс взаимодействующих ядер.

Концепция оптической модели заключается в предположении, что налетающий нуклон, взаимодействуя с ядром-мишенью, может испытать различные сценарии эволюции, в том числе упругое рассеяние, или другие из множества реакций взаимодействия, которые учитываются через эффективный комплексный потенциал. Формирование оптической модели было обусловлено заимствованием идей из оптики, где рассматривались распространение излучения в частично поглощающих объектах. С волновой точки зрения такая ситуация интерпретируется как разделение амплитуды: одна составляющая волновой функции возвращается назад, другая часть затухает при проникновении в вещество. Комплексный потенциал, выполняющий роль, похожую введению комплексного показателя преломления в классической оптике предназначен для учета уменьшения вероятностного потока в рамках оптической модели. Введение мнимой части позволяет учесть совокупное влияние открытых реакционных каналов, не рассматриваемых явно, оно характеризует поглощение, то есть переход волнового потока в открытые неупругие каналы тем самым обеспечивает формальное описание поглощения вероятностного потока. Эффективный ядерный потенциал записывается в комплексной форме:

$$U(r) = V(r) + iW(r), \quad (19)$$

где $V(r)$ – вещественная часть потенциала, отражающее упругое рассеяние падающей волны, $W(r)$ – мнимая часть, моделирующая вероятность неупругого поглощения. Перенос оптической концепции на ядерную физику на начальном этапе использовался исключительно для описания нейтронных процессов постепенно расширяя область применения охватывая интерпретации взаимодействий с протонами и тяжелыми ионами. Ранние варианты модели анализа упругого рассеяния использовали потенциальные ямы с резкими границами, однако со временем стало очевидно, что они плохо отражают реальную структуру ядерных сил. На смену им пришел более плавная и реалистичная форма – потенциал Вудса-Саксона:

$$U(r) = Vf(r) + iWg(r), \quad (20)$$

где параметры комплексного потенциала V и W – которые отвечают за разные физические механизмы: первый определяет упругую составляющую взаимодействия, второй связан с потерями потока частиц. Зависимость этих вкладов от расстоянием между двумя ядрами r , задается функциями $f(r)$ и $g(r)$ форма которых проиллюстрирована на рисунке 4. Поскольку влияние ядерных сил существенны лишь в ограниченной области пространства, вещественная часть потенциала $Vf(r)$ фактически играет роль эффективного приближения, обобщающего вклад множества элементарных нуклонных процессов ведущих к насыщению: внутри ядра потенциал почти постоянен, а в области поверхности экспоненциально убывает. Такая форма хорошо аппроксимируется функцией Вудса-Саксона. Поглощающая составляющая оптического потенциала координатно зависит от энергии падающей частицы от чего может обладать различными функциональными формами. В области малых энергий, порядка нескольких МэВ, основные неупругие процессы локализуются около ядерной поверхности ядра. В этом случае радиальная зависимость мнимой части $g(r)$ выбирается так, чтобы максимум поглощения приходился на периферийную область ядра; для этого используется производная от функции Вудса-Саксона $g(r) = 4a \frac{\partial f(r)}{\partial r}$. При увеличении энергии взаимодействия характер поглощения

усложняется: наряду с поверхностным вкладом появляется объемная компонента, отражающая процессы, происходящие внутри ядра. Оба эти вклада аппроксимируются феноменологическими потенциалами Вудса-Саксона с различными параметрами.

Еще один член помимо центрального потенциала который учитывается в рамках оптической модели это – спин-орбитальное взаимодействие $V_{so}(r)$ форма которого заимствована из оболочечной модели. Этот вклад обусловлен связью собственного момента импульса нуклона $\vec{s}$ с орбитальным движением $\vec{l}$ в среднем ядерном поле:

$$V_{so}(r) \propto \frac{1}{r} \frac{df(r)}{dr} \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (21)$$

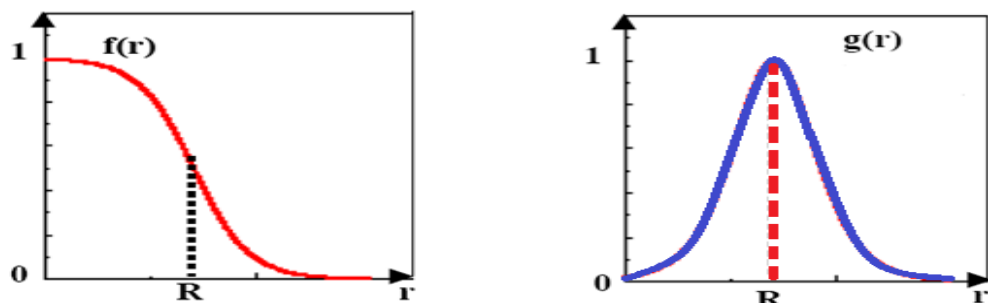


Рисунок 4 – Формфакторы $f(r)$ и $g(r)$ и их зависимость от расстояния r между двумя ядрами

Поскольку большинство ядер являются заряженными объектами, потенциал взаимодействия должен включать и кулоновскую часть вклада $V_c(r)$, к полному потенциалу $U(r)$. С учетом того, что упругое рассеяние слабо чувствительно к деталям распределения заряда, кулоновский потенциал обычно принимается как поле равномерно заряженной сферы. Полный комплексный потенциал $U(r)$, используемый в ОМ записывается так:

$$U(r) = V_c(r) + Vf(r) + iW_v f(r) + iW_s g(r) + V_{so}(r) \quad (22)$$

Комплексный оптический потенциал, который мы использовали при анализе данных по упругому рассеянию, представленный в разделах 3 и 4 данной работы имел вид:

$$U(r) = V_c(r) - V(r) - iW_v(r) \quad (23)$$

Данный потенциал состоит из трех членов:

- Кулоновского потенциала $V_c(r)$, который имеет следующий вид:

$$V_c(r) = \frac{Z_p Z_t e^2}{2R_c} \left(3 - r^2 / R_c^2\right), \text{ для } r < R_c$$

$$V_c(r) = \frac{Z_p Z_t e^2}{r}, \text{ для } r > R_c \quad (24)$$

- Реальной части $V(r)$:

$$V(r)f(r, r_v, a_v) = V_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - r_v}{a_v}\right) \right]^{-1} \quad (25)$$

- Мнимой объемной части имеющий вид:

$$W_v(r)f(r, r_w, a_w) = W_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - r_w}{a_w}\right) \right]^{-1} \quad (26)$$

Таким образом, полный потенциал взаимодействия можно выразить как:

$$U(r) = V_c(r) - V_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - r_v \cdot A^{1/3}}{a_v}\right) \right]^{-1} - iW_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - r_w \cdot A^{1/3}}{a_w}\right) \right]^{-1} \quad (27)$$

Данное выражение относится к стандартной реализации ОМ, применимой в простейшем случае упругого рассеяния. Однако если в процессе участвуют возбужденные состояния или если каналов взаимодействия много, каждый вклад

имеет свою физическую интерпретацию. В связи с чем центральный потенциал имеет более сложную структуру и интерпретируется как результат наложения нескольких физически различных вкладов: потенциала Хартри Фока V_{HF} , а также объемная, поверхностная и дисперсионная компонента:

$$U_c(R) = V_{HF}(E)f(r, r_{HF}, a_{HF}) + \Delta V_v(E)f(r, r_v, a_v) + iW_v(E)f(r, r_v, a_v) \quad (28)$$

Если геометрические параметры мнимой части потенциала, в частности радиус r_w , и диффузность a_w предполагаются независимыми от энергии, то пространственная форма соответствующих функций остается неизменной. В этом случае дисперсионный вклад в действительную часть также не претерпевают изменений при варьировании энергии.

Несмотря на то, что строгая микроскопическая теория оптического потенциала, остается сложной проблемой многочастичной физики, заметный прогресс достигнут в ряде работ [23, 24]. Формальная теория ядерных реакций, разработанная в работе [25] являющаяся важным теоретическим фундаментом, позволяет строго разделить вклад различных механизмов в ОП, хотя практическая реализация этих идей нередко требует серьезных вычислительных ресурсов, и их численная оценка затруднена.

Также стоит отметить, что в реальных расчетах нередко оказывается, что различные наборы параметров потенциала дают одинаково хорошее согласие с экспериментальными данными. Возникает вопрос: какой из них физически обоснованнее? Такие неоднозначности делятся на дискретные и непрерывные, и далее они будут рассмотрены более подробно.

1.4 Проблема неоднозначности параметров оптического потенциала

Феноменологический подход при описании оптического потенциала (ОП) вне всяких сомнений обладает рядом преимуществ: он интуитивно ясен, сравнительно прост в реализации и широко применим в практике. Однако, как показывает многолетний опыт исследований в этой области неоднозначность определения оптических потенциалов является фундаментальной проблемой теории ядерных реакций. Проблема в существовании множественных эквивалентных параметрических решений и подобрать универсальные и в тоже время оптимальные параметры (ОП), способных одинаково достоверно воспроизводить экспериментальные результаты в широком энергетическом диапазоне и для различных комбинаций сталкивающихся ядер, остается весьма нетривиальной задачей. Данное обстоятельство существенно осложняет физическую интерпретацию параметров ОП и ограничивает прогностические возможности модели вследствие чего при выборе параметров взаимодействия формируются ряд неопределенностей [26, 27]. Их возникновение в значительной степени связана с экспериментальными погрешностями тем самым влияя на точность модели. В частности, это накопление статистических и систематических ошибок, неполнотой измерений в виде ограниченности

углового диапазона в пределах которых доступны данные по упругому рассеянию.

Одно из исследований, посвященных анализу упругого рассеяния α -частиц с энергией около 40 МэВ на ядрах ^{40}Ar , ^{64}Cu , ^{208}Pb , выявило наличие так называемой непрерывной неоднозначности [28]. Суть этого явления в том, что сразу несколько различных вариантов оптических потенциалов демонстрируют эквивалентность с точки зрения воспроизведения наблюдаемых экспериментальных данных по упругому рассеянию в передних углах, оставляя выбор единственного физически обоснованного ОП весьма затруднительным.

В другой исследовании [29], где рассматривалось упругое рассеяние α -частиц на ядрах от водорода до урана при энергии $E \approx 25$ МэВ, было получено некоторое число дискретных семейств действительных потенциалов, и выявлено существование дискретной неоднозначности. Авторы пришли к выводу, что существует несколько отдельных семейств наборов параметров реальной части потенциала, обеспечивающих сопоставимое качество согласования с экспериментальными угловыми распределениями. Это указывает на многовариантность решения задачи выбора однозначного корректного потенциала.

Для повышения достоверности, физической обоснованности и более глубокого анализа, часто используют интегральные характеристики потенциала в зависимости от энергии налетающей частицы, позволяющие обобщить их влияние на ядро. Среди таких характеристик выделяют объемные интегралы потенциала, среднеквадратичные радиусы действия, позиции минимумов Эйри и критерий χ^2 . Даже при учете применения всех перечисленных критериев не всегда получается остановить выбор на каком то, одном оптимальном оптическом потенциале. На практике же ключевым показателем при сравнении различных вариаций потенциалов, выступает объемный интеграл J , поскольку он отражает суммарное воздействие потенциала на взаимодействие частицы с ядром и позволяет сопоставлять разные решения на основе их общей физической обоснованности и значимости. Он дает количественную характеристику «силы» потенциала и может служить критерием для отбора наиболее реалистичных вариантов из дискретного множества решений. Величины объемных интегралов определяются с использованием выражения:

$$J_{V,W} = -\frac{4\pi}{A_p A_t} \int_0^\infty U_{V,W}(r) r^2 dr \quad (29)$$

При этом A_p и A_t – соответствуют массовым числам налетающей частицы и ядра-мишени, а функция $U_{V,W}(r)$ – задает радиальную форму их взаимодействия. Знак минус в формуле (28) введен таким образом, чтобы в случае притягивающего характера взаимодействия объемный интеграл принимал положительное значение.

Для корректной нормировки полученный результат делится на произведение A_p и A_t – что соответствует общему числу нуклонов ядра-мишени и налетающей частицы.

В работе [30] была предложена параметризация объемных интегралов, учитывающая их зависимость от энергии налетающей частицы, что позволяет более последовательно анализировать эволюцию свойств оптического потенциала при изменении энергии, на основе сравнения данных эксперимента с значениями теоретических моделей:

$$J_{V,W}(E) = J_{0,V,W} \exp(-(E - E_0)^2 / \Delta^2) \quad (30)$$

Альтернативный подход был предложен в исследованиях [31], где объемный интеграл мнимой части потенциала описывается следующим образом:

$$J_W(E_{с.ц.м.}) = \begin{cases} 0 & \text{если } E_{с.ц.м.} \leq E_0 \\ \frac{J_0(E_{с.ц.м.} - E_0)^2}{(E_{с.ц.м.} - E_0)^2 + \Delta^2}, & \text{если } E_{с.ц.м.} > E_0 \end{cases} \quad (31)$$

В рассматриваемой параметризации одна из энергетических величин E_0 – связана с возбужденным уровнем ядра и задает характерный масштаб изменения зависимости. Параметр насыщения J_0 определяет поведение объемного интеграла при росте энергии, тогда как Δ – дополнительный параметр вводится как подгоняемый коэффициент, обеспечивающий воспроизведение данных эксперимента. Функциональная форма такой параметризации адекватно описывает энергетическую эволюцию объемных интегралов, рассчитанных в формализме оптической модели для относительного движения взаимодействующих ядер [31, с. 409].

Дополнительной важной характеристикой потенциала является среднеквадратичные радиусы действия как для реальной ($\langle r^2 \rangle_V$) так и для мнимой ($\langle r^2 \rangle_W$) его частей. Эти величины определяются по формулам:

$$\langle r^2 \rangle_{V,W} = \frac{\int_0^\infty U_{V,W}(r) r^4 dr}{\int_0^\infty U_{V,W}(r) r^2 dr}, \quad (32)$$

где $U_{V,W}$ – реальная и мнимая компоненты ядерного потенциала соответственно. Среднеквадратичный радиус позволяют оценить пространственное распространение действия потенциала.

Таким образом объемные интегралы и среднеквадратичные радиусы являются полезными инструментами при анализе энергетической зависимости

параметров (ОП). В главах 3 и 4 будут представлены конкретные расчеты данных величин для систем $d+^{10}\text{B}$, $\alpha+^{10}\text{B}$ и $\alpha+^{11}\text{B}$.

1.5 Характеристика модели двойной свертки (folding потенциал)

Микроскопическое описание межъядерного взаимодействия, основанное на процедуре двойной свертки, занимает особое место среди современных методов построения эффективного потенциала. Основная идея в рамках данного метода в том, что результирующее взаимодействие между двумя ядрами трактуется как совокупность элементарных взаимодействий между нуклонами, принадлежащими налетающему ядру и ядру-мишени, без предварительного задания аналитической формы. Модель двойного фолдинга (ДФ) получила широкое распространение при теоретическом анализе для описания как ядро-ядерных, так и нуклон-ядерных взаимодействий [32]. Следует отметить, что процедура двойного свертывания не исчерпывает содержание модели. В расчетах дополнительно учитываются корреляционные эффекты между нуклонами, возникающие в многочастичных системах и описываемых посредством плотностной зависимости эффективного взаимодействия. Реальная часть микроскопического оптического потенциала $V(r)$ формируется посредством интегрального свертывания ядерных плотностей ρ взаимодействующих систем с эффективным нуклон-нуклонным потенциалом. Кроме того, принимаются во внимание обменные корреляции, связанные с принципом запрета Паули, которые существенно влияют на характер ядерного взаимодействия [33]. Такой подход позволяет непосредственно связывать характеристики межъядерного взаимодействия с микроскопическими свойствами нуклонных сил. При анализе экспериментальных данных по упругому рассеянию фолдинг-модель используется наряду с оптической моделью и обладает тем же преимуществом, что обеспечивает вычисление действительной части потенциала и формфакторов неупругих переходов без введения подгоночных параметров. Все необходимые входные величины в этом случае определяются эффективными нуклон-нуклонными взаимодействиями, полученными в ядерных расчетах в исследовании:

$$V(r) = \iint \rho_p(r_p) \rho_t(r_t) v(r_{pt}) d^3r_p d^3r_t, \quad (33)$$

где r – расстояние между центрами масс взаимодействующих ядер, а $v(r_{pt})$ – эффективное взаимодействие между двумя нуклонами. На рисунке 5 представлена схема координатной системы, используемой в модели двойного фолдинга.

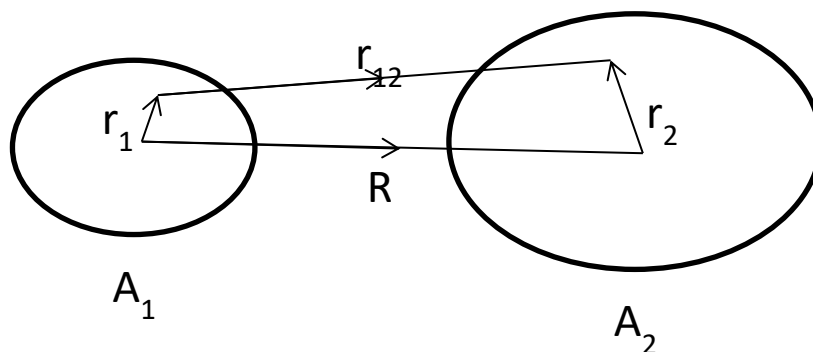


Рисунок 5 – Координатная система для модели двойной свертки

Для проведения расчетов в рамках данной модели используются различные виды ядерных плотностей – как полученные из микроскопических моделей, так и полумикроскопических приближений. Например, плотности могут быть рассчитаны на основе решений уравнений Хартри-Фока-Боголюбова [34] либо получены в приближении случайных фаз с использованием взаимодействия типа описанной в исследовании [35]. Что касается эффективных сил между нуклонами, наиболее часто применяются реальные нуклон–нуклонные потенциалы. Одним из популярных примеров являются взаимодействия Юкавы в форме МЗУ [36, 37]. Потенциалы типа МЗУ были введены как описывающие эффективные нуклон-нуклонные взаимодействия для интерпретации неупругого рассеяния протонов в рамках метода искаженных волн (МИВ). Однако последующие исследования показали, что эти МЗУ потенциалы не ограничиваются указанной областью применения. В дальнейшем они успешно использовались для моделирования взаимодействий между тяжелыми ядрами в интервале низких энергий, продемонстрировав универсальность и хорошую описательную способность [38].

По мере накопления экспериментальных данных и развития исследований ядерных реакций, стало очевидно, что свойства межнуклонных взаимодействий должны зависеть от локальной плотности ядерной среды [39]. Важно отметить, что модель фолдинга по своей природе формирует лишь реальную компоненту оптического потенциала. Мнимая часть потенциала $W(r)$, отвечающая за перераспределение потока в неупругие каналы, определяется феноменологически. Наиболее удобной по сочетанию гибкости и устойчивости считается форма Вудса-Саксона [38, с. 187], что делает ее практически стандартом при обработке ядерно-физических данных.

Результаты применения фолдинговой модели к конкретным системам $d+^{10}\text{B}$, $\alpha+^{10}\text{B}$ и $\alpha+^{11}\text{B}$ рассматриваются в разделах 3 и 4, где приводится сопоставление теоретических расчетов с экспериментальными угловыми распределениями, что позволяет оценить степень адекватности выбранных ОП и характера эффективных NN-взаимодействий.

1.6 Теоретический аппарат метода связанных каналов

Метод связанных каналов (МСК) является одним из основных инструментов теории ядерных взаимодействий и применяется для теоретической интерпретации процессов рассеяния на деформированных ядрах, где существенную роль играют коллективные возбуждения и переходы между различными каналами рассеяния [40].

Рассмотрение ядерных процессов требует учета многоканальности, поскольку даже в простых случаях возможны множественные переходы между различными энергетическими состояниями. В этом подходе полная волновая функция системы представляется в виде разложения по базису каналов, характеризующихся определенными квантовыми числами относительного движения и внутреннего состояния ядер. Задача описания процесса рассеяния формулируется как квантовомеханическая проблема для многотельной системы, в которой требуется решение уравнения Шредингера при заданных асимптотических условиях. Полученная волновая функция служит исходной основой для расчета наблюдаемых характеристик процесса, включая дифференциальные величины, описывающие угловое распределение рассеянных частиц и интегральные полные сечения. В рамках метода связанных каналов задача многочастичного взаимодействия преобразуется в систему связанных уравнений Шредингера для радиальных компонент волновой функции, в которых связь между каналами определяется матричными элементами взаимодействия:

$$\left[H_0(\vec{r}) + V_{nn}(\vec{r}) - E_n \right] f_n(\vec{r}) = - \sum_{n \neq n'}^N V_{nn'}(\vec{r}) f_{n'}(\vec{r}), \quad n = 1, 2, \dots, N, \quad (34)$$

где

$$V_{nn'}(\vec{r}) = \int \Phi_n^*(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A) V(\vec{r}, \vec{r}_1 \dots \vec{r}_A) \Phi_{n'}(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A) d\vec{r}_1 \dots d\vec{r}_A \quad (35)$$

Эти элементы обеспечивают, «сцепление» N одночастичных уравнений в формуле (33). Квантовомеханическое описание процесса рассеяния хорошо зарекомендовало себя как раз таки тем, что динамика системы рассматривается сразу в пространстве нескольких взаимодействующих состояний. Такой подход позволяет учитывать влияние сильной межканальной связи и одновременно воспроизводить упругое и переходы в возбужденные уровни ядра-мишени. Включение в матричные элементы волновых функций, соответствующих возбужденным состояниям ядра Φ_n , делает возможным извлечение структурной информации из экспериментальных данных без привлечения других независимых моделей.

При описании неупругих процессов взаимодействия налетающей частицы с ядром удобно разделять на компоненты среднего поля и остаточного взаимодействия. Первая определяет движение частицы в усредненном поле, вторая отвечает за возбуждение коллективных степеней свободы ядра. В рамках

приближения коллективной модели, что полное взаимодействие $V(\vec{r}, \vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A)$ аппроксимируется эффективным нуклонным потенциалом $V(r, \theta, \vartheta; \alpha_{\lambda\mu})$, зависящем не только от координат налетающей частицы, но и от параметров, характеризующих форму и динамику ядра $\alpha_{\lambda\mu}$.

Коллективные параметры приводят к модификации геометрии потенциала, в частности к изменению эффективного радиуса ядерного потенциала, который определяется через радиус R_0 половинного спада потенциала по формуле:

$$R(\theta, \vartheta) = R_0 [1 + \sum \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \vartheta)] \quad (36)$$

Несферичность ядра учитывается путем представления радиуса в виде разложения по базису сферических гармоник $Y_{\lambda\mu}$, что позволяет описать деформации различной мультипольности, как указано в формуле:

$$V(r, \theta, \vartheta; \alpha_{\lambda\mu}) = \frac{V_0}{1 + \exp \frac{r - R_0 [1 + \sum \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \vartheta)]}{a}} \quad (37)$$

Для установления связи между коллективными возбуждениями и движением частицы потенциал далее представляется в виде разложения в ряд Тейлора, около точки $(r-R_0)$ по малым отклонениям от равновесного радиуса и получаем:

$$V(r, \theta, \vartheta; \alpha_{\lambda\mu}) = V(r - R_0) - R_0 \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \vartheta) \frac{\partial V(r - R_0)}{\partial r} + \dots, \quad (38)$$

где в качестве потенциала среднего поля принимается сферически симметричная часть взаимодействия $U_{cp} = V(r-R_0)$, а остаточным взаимодействием определяется как отклонение формы потенциала от сферически-симметричной компоненты.

$$V_{\text{инд}} = -R_0 \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \vartheta) \frac{\partial V(r - R_0)}{\partial R} + \frac{1}{2} R_0^2 \left[\sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \vartheta) \right]^2 \frac{\partial^2 V(r - R_0)}{\partial r^2} + \dots \quad (39)$$

В рамках ротационного варианта коллективной модели неупругого взаимодействия, переход от лабораторной в собственную систему координат ядра позволяет записать:

$$\sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \vartheta) \rightarrow \sum_{\lambda} \beta_{\lambda} Y_{\lambda 0}(\theta', \vartheta') \quad (40)$$

Вводимые деформационные параметры β_λ характеризуют аксиально-симметричную конфигурацию распределение ядерной плотности и определяют отклонение формы ядра от сферической.

В рамках такого описания на основе решения связанных каналов вычисляются элементы матриц рассеяния T или S . Последующее суммирование по всем доступным конечным состояниям M_f и усреднения по начальным i позволяет получить выражение для дифференциального сечения, приводимое в формуле:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu}{2\pi\hbar} \frac{K_f}{k_i} \sum_{LM} \frac{2I_f + 1}{(2I_i + 1)(2L + 1)} |T_{LM}|^2 \quad (41)$$

При этом центральная, сферически-симметричная часть потенциала отвечает за процессы упругого рассеяния, тогда как дополнительные члены, возникающие вследствие деформации потенциала, обеспечивают переходы в возбужденные состояния и тем самым описывают неупругие каналы взаимодействия.

Расчеты для угловых распределений возбужденных состояний ядра ^{10}B были выполнены для рассеяния α -частиц $E_\alpha=29$ и дейтронов $E_d=14.5$ МэВ. Численный анализ проводился с использованием программы FRESCO [41], а полученные результаты подробно обсуждаются в разделах 3 и 4 настоящей работы.

1.7 Применение метода искаженных волн при исследовании рассеяния

Для интерпретации прямых механизмов ядерных реакций в теоретической физике был введен специальный формализм, ориентированный на учет влияния среднего ядерного поля на движение частиц. Метод искаженных волн (МИВ), по своей сути представляет собой модификацию борновского приближение с искаженными волнами (DWBA – Distorted Wave Born Approximation) в которой плоские волны заменяются решениями уравнения Шредингера в присутствии эффективного потенциала взаимодействия. В теории прямых ядерных широко применяется приближение Борна с искаженными волнами, в рамках которого амплитуда перехода вычисляется в первом порядке теории возмущений. Данный подход является наиболее часто используемым, несмотря на некоторые альтернативные модели для описания прямых ядерных реакций [42].

Метод искаженных волн можно рассматривать как естественное расширение ОМ, позволяющее учитывать неупругие каналы рассеяния. В прямых ядерных реакциях влияние внутренней структуры является определяющим и не может быть проигнорирован, поскольку участвует в формировании амплитуд переходов и определяет распределение вероятностей различных каналов реакции, что является ключевым моментом в корректном описании экспериментальных наблюдений. В методе искаженных волн волновая

функция системы представляется как комбинация волновых функций $\tilde{\Psi}_a$ и $\tilde{\Psi}_A$ налетающей частицы и ядра-мишени, умноженных на функцию χ_i описывающую относительное движение частиц и для входного и представляется в следующем виде:

$$\Psi_i = \tilde{\Psi}_a \tilde{\Psi}_A \chi_i \quad (42)$$

Суть подхода заключается в том, что взаимодействие падающей частицей вовлекают в реакцию лишь ограниченное число степеней свободы ядра. Начальное и конечное состояния системы описываются искаженными волновыми функциями, которые учитывают влияние эффективного оптического потенциала. Это позволяет применить приближенное решение многотельного уравнения Шредингера через методы теории возмущений. В рамках полный гамильтониан системы представляется как сумма:

$$H = H^0 + H^{res}, \quad (43)$$

где H^0 – гамильтониан системы, взаимодействие в которой описывается оптическим потенциалом V^{opt} , H^{res} – гамильтониан остаточного взаимодействия, трактуемое как малое возмущение, приводящее к переходу системы в конечное состояние.

Таким образом реакционный процесс условно делится на несколько этапов:

- движение налетающей частицы в «искажающем» оптическом потенциале ядра-мишени;
- передача нуклонов в результате действия остаточного взаимодействия;
- движение испущенной частицы в поле конечного ядра.

Амплитуда рассеянной волны в рамках МИВ записывается в выражении (44), где волновая функция заменяется приближенной оптической волной в борновском приближении и сечения в подходе DWBA имеет вид:

$$f(\vec{k}_a, \vec{k}_b) = \frac{\mu_b}{2\pi\hbar^2} \langle \Phi_f(\vec{k}_b) | H^{res} | \Psi_i(\vec{k}_a) \rangle, \quad (44)$$

где μ_b – приведенная масса, $\vec{k}_a$ и $\vec{k}_b$ – волновые векторы в начальном и конечном каналах, $\Psi_i(\vec{k}_a)$ и $\Phi_f(\vec{k}_b)$ – волновые функции во входном и выходном канале, причем $\Phi_f(\vec{k}_b)$ – оптическая волновая функция. В борновском приближении точную волновую функцию состояния $\Psi_i(\vec{k}_a)$ заменяют на приближенную оптическую. Выражение для сечения имеет такой вид:

$$\frac{d\sigma^{DWBA}}{d\Omega} = \frac{\mu_a k_b}{\mu_b k_a} |f(\vec{k}_a, \vec{k}_b)|^2 \quad (45)$$

Все предоставленные выше выражения, относящиеся к методу искаженных волн реализованы в вычислительном коде FRESKO, который был использован для расчета теоретических сечений реакции настоящей работы.

1.8 Теоретические аспекты интерпретации эффекта ядерной радуги

Аналогия между явлением рассеяния света и частиц позволяет предположить, что в случае радужного рассеяния имеет место специфический угол, вблизи которого происходит сгущение классических траекторий. Это приводит к увеличению интенсивности рассеянных частиц в окрестности так называемого радужного угла. Подобное поведение особенно проявляется при нулевом поглощении $\frac{d\Theta}{dl} = 0$. Вблизи угла радуги дифференциальное сечение может быть приближенно описано следующими выражениями [43]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta \approx \theta_r) \approx k^{1/3} \frac{2^{5/3} \pi b_r}{\sin \theta} \left| \frac{d^2\Theta}{db^2} \right|^{-2/3} [Ai(z)]^2 \quad (46)$$

$$z = \pm \frac{\text{sgn}(C) 2^{1/3} (\theta_r - \theta) k^{2/3}}{\left| \frac{d^2\Theta}{db^2} \right|^{1/3}}, \quad (47)$$

где θ_r – радужный угол, $C = \frac{1}{2k^2} \frac{d^2\Theta}{db^2}$, b_r – параметр столкновения, при котором наблюдается радужный угол, $Ai(z)$ – функция Эйри. При углах рассеяния, меньших так называемого радужного угла, функция Эйри демонстрирует выраженные колебания, отражающие интерференционные эффекты. Вблизи радужного угла возникает выраженный экстремум, который трактуется как первичная радуга. Дополнительные максимумы соответствуют радугам более высоких порядков. Если аргумент функции Эйри принимает положительные значения, наблюдается экспоненциальное снижение амплитуды, что отражает резкое падение интенсивности рассеяния.

Для наблюдения ядерной радуги необходимо выполнение ряда специфических условий:

1) энергия частицы должна быть достаточно большой. В классическом подходе функция отклонения выглядит так:

$$\Theta(b) = \pi - 2b \int_{r_0}^{\infty} dr r^{-2} \left[r^2 \left(1 - \frac{U(r)}{E} \right) - b^2 \right]^{-1/2} \quad (48)$$

Вводим обозначение:

$$u(r) = r \sqrt{1 - \frac{U(r)}{E}} \quad (49)$$

Как показано в формуле (48), при определенных условиях:

$$\frac{du}{dr} > 0 \quad (50)$$

Тогда для энергии получаем следующее выражение:

$$E_{\text{крит.}} = [U(r) + \frac{r}{2} \frac{d}{dr} U(r)]_{\text{max}}, \quad (51)$$

где $U(r)$ – потенциал ядерного взаимодействия.

Радужное эффект рассеяние реализуется при $E > E_{\text{крит.}}$. Тогда как при $E < E_{\text{крит.}}$ возникает орбитирование, то есть вращательное движение частицы вблизи силового центра потенциального взаимодействия.

2) необходима пониженная прозрачность ядра при малых значениях углового момента.

Исторически, математическое описание радуги в оптике впервые предложено Джорджем Эйри. Он ввел специальную функцию Эйри, которая характеризуется чередованием минимумов и максимумов – так называемых радужными или минимумами Эйри. Позднее эта функция нашла применение в ядерной физике, где с помощью ее стали описывать явления, аналогичной оптической радуге, возникающих при рассеянии ядерных частиц. Минимумы Эйри очень четко проявляются в процессах упругого рассеяния [44]. В идеальной модели, где отсутствует поглощение, может наблюдать полный спектр минимумов Эйри, в настоящих экспериментах лишь отдельные минимумы в угловых распределениях.

В упругом рассеянии ядер $^{10,11}\text{B}$ угловые распределения несколько проявлений выраженных максимумов, расположенных за пределами углов дифракции Фраунгофера. Эти экстремумы интерпретируются как первичная и более высоко порядковые радуги. Определение точного порядка радужного максимума затруднено, поскольку первичная радуга может находиться в области углов, превышающих 180° в системе центра масс. К тому же, ограниченное разрешение экспериментальных установок может затруднять точную идентификацию Эйри – экстремумов. В случаях рассеяния идентичных частиц симметрия процессов ограничивает анализируемую область углов значениями до 90° . Это создает неоднозначности Эйри, при которых различные ядерные потенциалы, (обусловленные сдвигом Эйри друг относительно друга) приводят к разным порядковым номерам для наблюдаемых экстремумов, хоты при этом дают хорошее описание экспериментальных данных [45]. На рисунке 6 приведена иллюстрация Эйри функции.

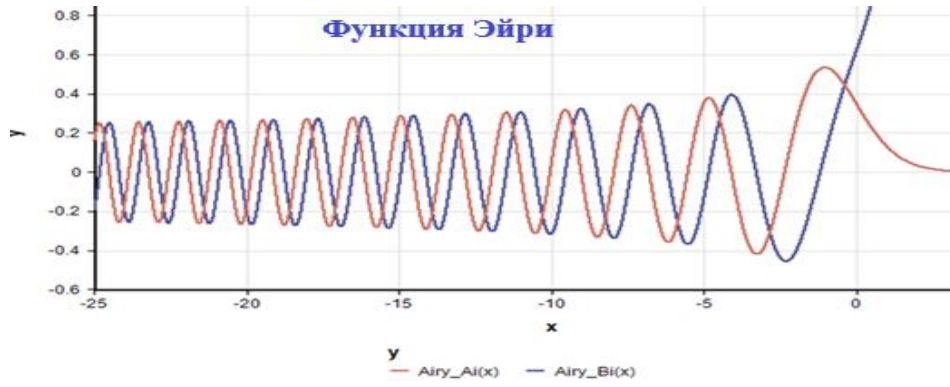


Рисунок 6 – Функция Эйри

Вопрос о трудностях точности определения порядка Эйри был рассмотрен в работах [46, 47]. Для анализа процессов рассеяния в этих работах рассматривается теория минимумов Эйри и радужных максимумов. В общем случае экстремумы дифференциального сечения формируют закономерности, которые зависят от энергии налетающей частицы. Теоретически известно, что положение минимумов Эйри группируются вдоль линий, соответствующих порядку радужного максимума [48]. Это описывается по следующим выражениям:

$$\Theta_r \cong \Theta_r^C - 0.56 \left(\frac{R_V}{a_V} \right)^{1/2} \frac{V}{E} \quad (52)$$

$$\Theta_r^C = 2 \arctg \left(\frac{V_C}{2E} \right) \quad (53)$$

$$\Theta_r^N = -0.56 \left(\frac{R_V}{a_V} \right)^{1/2} \frac{V}{E} \quad (54)$$

В расчетах учитываются Θ_r^C – угол кулоновской радуги, Θ_r^N – угол ядерной радуги, а параметры потенциала Вудса-Саксона R_V , a_V , V – и E – энергия налетающей частицы задают характер взаимодействия [49]. Важным свойством является обратная зависимость угла ядерной радуги от энергии налетающей частицы

Использование этой теоретической модели в рамках данной работы, в разделах 3 и 4 позволяет интерпретировать наблюдаемые явления ядерной радуги и служит основой для анализа экспериментальных дифференциальных сечений для дейтронов при 14,5 МэВ и α -частиц при 29 МэВ.

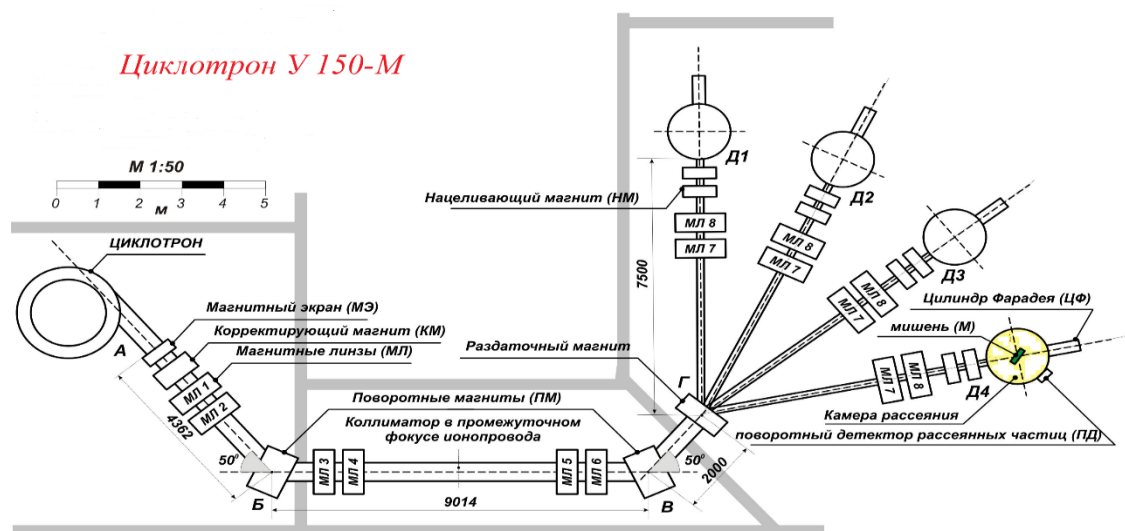
2 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДЫ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1 Циклотрон У-150М и основные параметры экспериментального оборудования

Процесс осуществление измерений сечений угловых энергетических распределений продуктов рассеяния и ядерных реакций, возбуждаемых дейтронами и α -частицами, предъявляет высокие требования к характеристикам экспериментального оборудования и всей установки в целом. Работоспособность исследовательского комплекса, используемого для изучения ядерной структуры и механизмов протекания ядерных реакций, во многом зависит от нескольких критически важных характеристик, в первую очередь – от высокого разрешения по углу и энергии, способностью избирательно регистрировать определенный типы частиц, а также широким динамическим диапазоном, как по энергии, так и по охвату углов измерений сечений, включая предельные значения – как минимальные, так и максимально возможные углы.

Экспериментальные измерения сечений процессов рассеяния и реакций проводились на внешних пучках дейтронов и α -частиц, формируемых изохорным циклотроном У-150М (ИЯФ МЭ РК) с длиной магнитного поля 1,5 метра. Энергия пучка дейтронов составляла 14,5 МэВ, а для α -частиц 29 МэВ. Энергетическая неоднородность пучка не превышала 150 кэВ [50].

На рисунке 7 показано, как организован вывод пучка ускоренных ионов от выходной камеры циклотронного модуля к камере рассеяния, которая размещена в 24 метрах от точки генерации пучка.



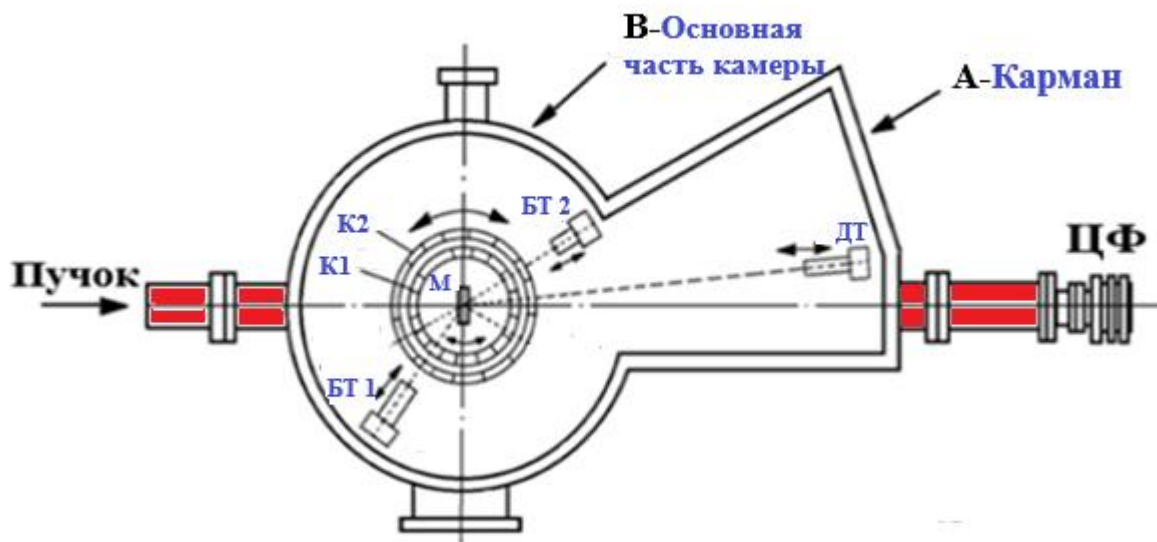
Обозначения А, Б, В, Г указывают на узлы, где осуществляется корректировка направления пучка.

Рисунок 7 – Схема траектории транспортировки ионного пучка из циклотронного модуля в камеру рассеяния

При настройке рабочих параметров ускорения ионных пучков особое внимание уделяется корректной работе ионного источника, включая выбор оптимальной скважности, формирование микроструктуры тока и стабильное качество транспортировки пучка к мишени. Комплексная оптимизация пространственно-временных характеристик пучка позволяет существенно минимизировать негативное влияние паразитных сигналов и снизить неравномерность загрузки элементов электронной системы регистрации. Транспортная линия включает несколько узлов: комплект квадрупольных линз, два магнита, меняющих направление движения пучка, еще один магнит, выполняющий функцию разведения траектории, два нацеливающих магнита, а также система коллиматоров. Сложенная работа всех этих элементов, особенно тех, что отвечают за коррекцию направления и фокусировку, позволяют добиться на мишени довольно узкого и стабильного пучка. Угловое расхождение удерживалось на уровне до $0,4^\circ$, а поперечный размер т.е. диаметр не более 3 мм. Чтобы совместить коллиматоры и центр камеры рассеяния с осью ионопровода, применялись оптические методы выравнивания. Корректное положение всех элементов дополнительно проверялось с помощью ряда кварцевых экранов и системы видеонаблюдения, изображение с которой выводилось непосредственно на пульт оператора циклотронной установки. Более подробно об экспериментальной базе описано в ранних работах наших старших коллег [51].

2.1.1 Устройство и принципы работы экспериментальной камеры рассеяния

В рамках проведения экспериментов по изучению механизмов ядерных реакций особое значение имеет возможность регистрации угловых распределений продуктов упругого и неупругого рассеяния, а также различных ядерных реакций в широком диапазоне углов, включая малые углы менее 10° [52]. Это существенно расширяет информационную ценность получаемых данных и повышает достоверность теоретических интерпретаций. Разработка камеры рассеяния для циклотронной установки У 150-М была выполнена на основе модернизированной конструкции [53]. Конструктивная схема установленной камеры представлена на рисунке 8. Камера представляет собой герметичную предназначенную для высокого вакуума конструкцию из нержавеющей стали, включающую цилиндрический корпус (обозначен как **В**) с внутренним диаметром 715 мм и высотой 370 мм. Дополнительный объем— <<карман>> (**А**) – представляет собой удлиненную вдоль направления пучка секцию камеры, предназначенную для установки детектирующего оборудования и расширения углового охвата системы в области менее 10° . Внутри основного объема камеры размещены два телескопических детектора БТ1 и БТ2, выполненные на основе кремниевых полупроводников. Они установлены на двух независимых приводах поворотного типа с дистанционным управлением, позволяющих осуществлять точное позиционирование детекторов в заданных углах. Рабочий диапазон измерений составлял от 10° - 170° .



К1 и К2 – вращающиеся кольца с приводом от шаговых двигателей; М – мишень; БТ1, БТ2 – ближние телескопы, ДТ – дальний телескоп $\Delta E-E$ детекторов, ЦФ – цилиндр Фарадея.

Рисунок 8 – Экспериментальная камера рассеяния

При необходимости расстояние между телескопами и мишенью могут изменяться в дистанционном режиме в пределах от 100 до 350 мм, что обеспечивает гибкость настройки системы под различные условия эксперимента. Для регистрации частиц в диапазоне углов от 6° до 18° объеме А дополнительно установлен третий телескоп (ДТ) с автономным приводом. Размещение телескопа на расстоянии порядка метра от точки взаимодействия позволило существенно снизить поток регистрируемых событий тем самым уменьшив уровень загрузки регистрирующей аппаратуры – примерно на 10 порядков. Это особенно важно при проведении измерений на экстремально-малых углах, где перегрузка аппаратуры могла бы серьезно повлиять на точность измерений. Цилиндрическая часть камеры оснащена фланцами, которые могут использоваться как для подключения вспомогательного технологического оборудования, так и для ввода газовой мишени. В верхней крышке камеры предусмотрено смотровое окно диаметром 290 мм, через которое экспериментатор может осуществлять визуальный контроль текущего состояния установки: угловых положений телескопов, положение и состояние мишеней, а также других элементов внутри камеры. На нижней части объема В установлен фланец с герметичными электрическими разъемами, рассчитанными на работу в условиях высокого вакуума. Внутри размещена монтажная плита диаметром 685 мм, установленная на трех регулируемых опорах, позволяющих ее точную юстировку. Механический узел, размещенный на плите, конструктивное исполнение которого предусматривает согласованное угловое перемещение детекторов БТ1 и БТ2 относительно мишени, приводимых в движение за счет вращения колец К1 и К2 закрепленных на данной плите. Управление вращением

обоих колец осуществлялось с помощью шаговых двигателей обеспечивающих высокоточную настройку и повторяемость положений при сканировании углов. Для обеспечения высокой достоверности результатов измерений сечений ядерных реакций и снижения паразитного влияния фонового излучения была проведена комплексная модернизация узла регистрации, включающая разработку усовершенствованной конструкции с цилиндром Фарадея. В новой конфигурации существенно увеличен диаметр ионного канала в зоне размещения цилиндра до 190 мм, что позволило устранить нежелательные взаимодействия ускоренного ионного пучка со стенками канала как при его формировании и настройке, так и в процессе основного эксперимента. Цилиндр Фарадея был стратегически удален от области ядерных взаимодействий: его размещение на расстоянии порядка 1 м от мишенного узла и детекторной системы позволило существенно сократить уровень фонового излучения, поступающего в зону регистрации, тем самым улучшив соотношение сигнал/шум и общую чувствительность измерений. Для непрерывного контроля интенсивности пучка в процессе облучения независимо от основной измерительной ячейки была реализована автономная система мониторинга тока. Эта система обеспечивает оперативную коррекцию параметров пучка непосредственно в ходе эксперимента, что очень важно для воспроизводимости условий и точности измерений сечений ядерных процессов. Для достижения оптимальной фокусировки пучка ускоренных ионов на мишени был подобран входной коллиматор 3 мм при базовом расстоянии 440 мм. Такое сочетание геометрических параметров обеспечивают необходимую пространственную сходимость пучка на мишени и минимизирует расфокусировку в области взаимодействия. С целью оперативной замены мишени, изменения их ориентации относительно оси пучка, а также проведения измерений и последующего контроля толщины мишенного материала непосредственно в ходе эксперимента, был сконструирован специальный мишенный узел. Он смонтирован на прецизионном держателе крестообразной формы, обеспечивающим высокую воспроизводимость позиционирования и устойчивость конструкции при проведении серии измерений. Юстировка всех компонентов вакуумной камеры производилась с использованием лазерного луча, что позволило добиться высокой точности пространственной соосности. В процессе юстировки по геометрической оси ионного канала были выровнены удлиненный коллиматор, телескопические детекторы, мишенный узел и удаленный цилиндр Фарадея. Установка элементов осуществлялась с использованием уровня, обеспечивая параллельность монтажной плоскости основания телескопа и монтажной плиты, что критически важно для обеспечения воспроизводимой геометрии регистрации.

2.1.2 Регистрационная и идентификационная система детектирования частиц

Идентификация продуктов ядерных реакций в эксперименте требует одновременного учета нескольких энергетических характеристик

регистрируемых частиц. Для решения этой задачи в работе используется комбинированная система детектирования, реализующая принцип ΔE - E – анализа. Такой подход позволяет разделять частицы различных типов на основе особенностей их взаимодействия с веществом детектора в частности и веществами в целом. В процессе регистрации измеряются две величины: энергетические потери частицы при прохождении через тонкий чувствительный детектор и ее полная кинетическая энергия после выхода из толстого стопового детектора. Совместная обработка этих данных дает возможность восстановить зарядово-массовые параметры регистрируемых частиц, поскольку характер ионизационных потерь существенно зависит от ее массы и заряда. Физический механизм, лежащий в основе данного метода, связан с зависимостью удельных энергетических потерь заряженной частицы от энергии и электрического заряда. Эта зависимость описывается уравнением Бета-Блоха, из которого следует, что частицы с различными параметрами формируют различающиеся траектории в пространстве измеряемых величин. Наличие такой зависимости делает возможным восстановление типа частицы по характеру ее взаимодействия с материалом детектора, что обеспечивает высокую точность идентификации в широком диапазоне энергий.

$$\frac{dE}{dx} = \frac{kMz^2}{E} \quad (55)$$

В аналитическом форме коэффициент k характеризует свойства среды и слабо зависит от природы частицы, тогда как величины M и z обозначают ее массу и электрический заряд. При одновременной регистрации полной кинетической энергии E и дифференциальной потери энергии dE/dx события, соответствующие различным частицам, группируются в отдельные кривые в двумерном пространстве координат $(E, \Delta E)$. На полученных кривых хорошо заметна гиперболическая форма, позволяющая надежное идентифицирование отдельных событий межъядерного взаимодействия. На рисунке 9 показан наглядный пример проекции распределения частиц на плоскость $(E, \Delta E)$, демонстрирующий, как с помощью этой формы достигается четкое различие регистрируемых продуктов. В характерном распределении заряженных частиц в нашем эксперименте в результате взаимодействия ^{10}B с дейтронами, также четко прослеживается разделение протонов и тритонов в координатах E – ΔE , нижние локусы соответствуют однозарядным частицам, верхние – двухзарядным.

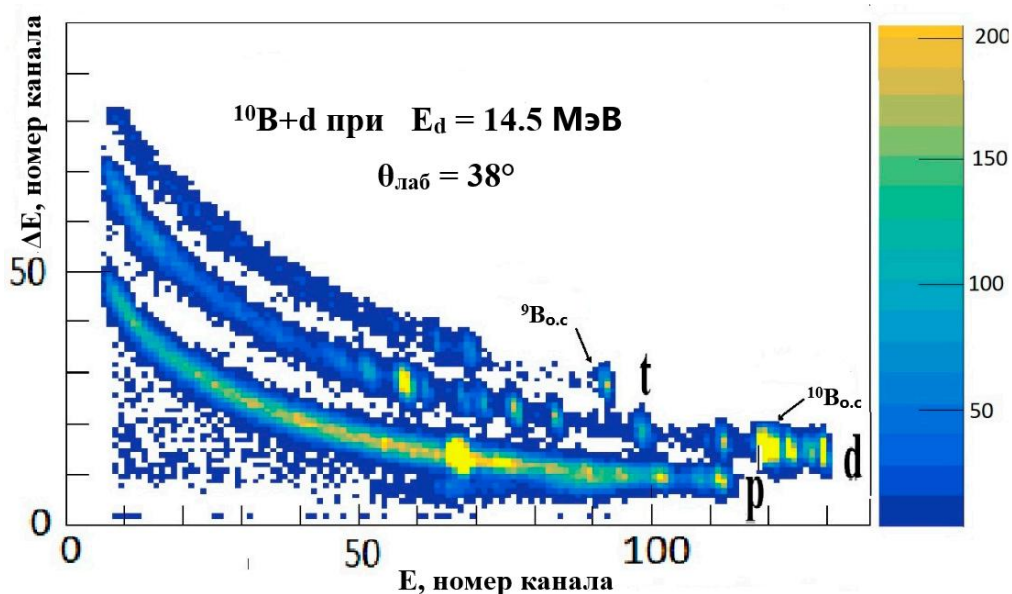


Рисунок 9 – Фрагмент типичного двумерного (ΔE - E) спектра частиц, полученных при взаимодействии дейтронов с мишенью ^{10}B при лабораторной энергии дейтронов 14,5 МэВ и угле рассеяния $\theta_{\text{лаб}} = 38^\circ$

Характер распределения экспериментальных данных указывает на то, что для ядер с малыми массовыми числами соответствие между зарядом частицы и его массой приводит к появлению строго определенных значений параметров, равного произведения Mz^2 . Для частиц с массовым числом 1 т.е. протона до ^4He этот параметр принимает значения, лежащие в интервале от 1 до 16 и не образует непрерывного спектра. Наличие данного факта позволяет использовать данный параметр как формальный признак для разделения и эффективного критерия идентификации легких заряженных частиц при анализе результатов эксперимента.

Регистрация энергетических потерь в экспериментальной установке осуществлялась с помощью кремниевых полупроводниковых детекторов поверхностно-барьерного типа. Толщина чувствительного слоя счетчиков ΔE производства ORTEC составляла от 30 до 200 мкм, что позволяло подбирать оптимальные условия измерения в зависимости от энергии частиц. Конструкция с тонкими входными и выходными окнами ($\sim 40 \text{ мкг/см}^2 \text{ Au}$) обеспечивала высокое качество спектрометрии и позволяло получать энергетическое разрешение около 40 кэВ при работе с α -частицами. Для измерения полной энергии частиц применялся стоповый кремниевый детектор толщиной кристалла 2 мм высокого качества производства ORTEC, обеспечивающий эффективное торможение и стабильную регистрацию остаточной энергии частиц.

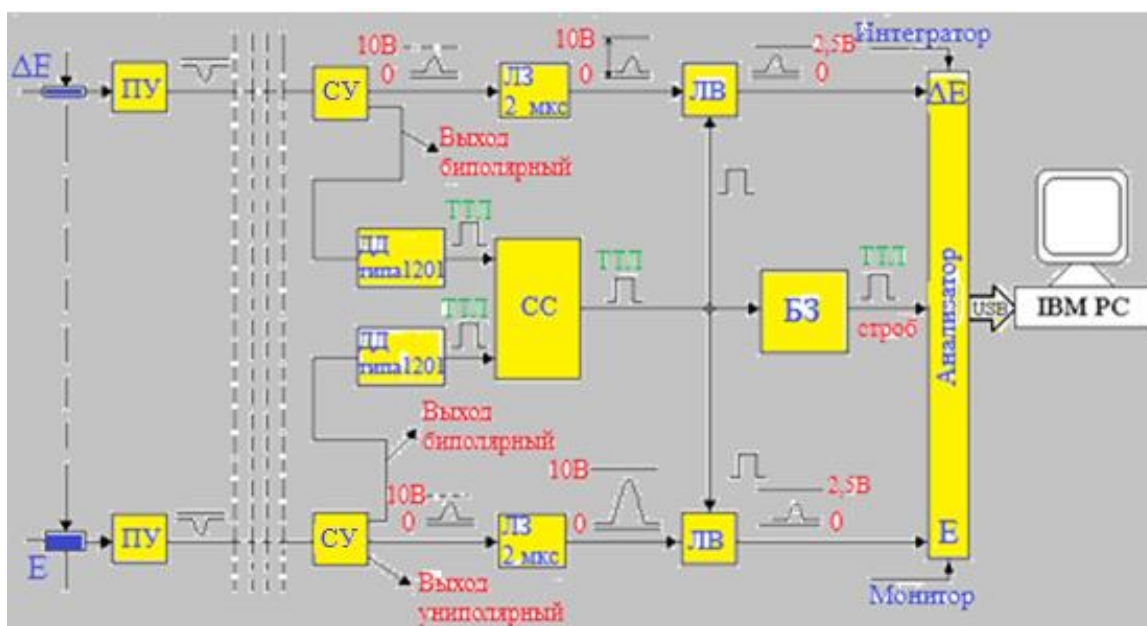
2.1.3 Аппаратно-программный комплекс аналитической обработки ядерно-физических данных

В процессе выполнения экспериментальных работ особое значение имела организация системы регистрации и обработки данных, способной обеспечивать

устойчивый сбор информации при одновременной регистрации нескольких параметров ядерных событий. Для решения этой задачи использовался специализированный измерительно-вычислительный комплекс лаборатории, ориентированный на многопараметрический анализ ядерно-физических процессов [54].

Техническая реализация комплекса основывалась на модульной электронной архитектуре, что обеспечивала гибкость конфигурации измерительного тракта и возможность адаптации системы под конкретные условия эксперимента. Электронные модули фирмы ORTEC были установлены в кейт стандарта КАМАК и сопряжены с персональным компьютером PC/AT, выполнявшим функции управления измерениями, первичной обработки сигналов и хранения результатов.

Система регистрации включала три функционально независимых измерительных канала, работа которых синхронизировалась программным обеспечением, реализующим алгоритмы многомерной обработки регистрируемых событий. Такой подход позволял эффективно разделять физически значимые события и фоновую информацию. Общая структура электронной установки и взаимосвязь ее основных компонентов проиллюстрирована на рисунке 10 в виде функциональной блок-схемы, задействованная при проведении эксперимента.



ПУ – предварительные усилители, СУ – спектроскопические усилители (ORTEC 471), ОА – одноканальные анализаторы (POLON 1101), СС – медленная схема совпадений (POLON 1402), АЦП – амплитудно-цифровые преобразователи (POLON 712), М – монитор, ЦФ – цилиндр Фарадея, ИТ – интегратор тока.

Рисунок 10 – Блок-схема электроники для ΔE -E методики

Ключевым элементом первой спектрометрической линии являлась система формирования и обработки сигналов с детекторов потерь энергии ΔE и полного поглощения E . Электрические импульсы, формируемые детекторами, первоначально усиливались зарядочувствительными предусилителями (ПУ), после чего передавались на спектрометрические усилители (СУ) моделей 571 и 471A (ORTEC). Конструктивные особенности этих усилителей, включающие активные фильтры и схемы компенсации полюса нулем, обеспечивали подавление искажений амплитудных спектров, возникающие вследствие наложения сигналов противоположной полярности, а также способствовали снижению мертвого времени системы при работе в условиях повышенной счетной нагрузки [55]. Формирование спектрометрических импульсов имеет принципиальное значение по требованиям оптимального сочетания спектральной чистоты и временного разрешения для ядерно-физических экспериментов. В связи с чем форма выходных импульсов получалась с использованием каскадной схемы обработки, включающей дифференцирование сигнала и последующую многократную интеграцию что сделало возможным получение результатов с высоким уровнем статистической точности.

В системе сбора экспериментальных данных обработка измерительных импульсов осуществлялась с использованием аппаратуры, обеспечивающей временную и амплитудную селекцию регистрируемых событий. Аппаратно-аналитический комплекс обработки экспериментальных данных построен на принципах построения и функционирования программируемых контролеров предназначенных для реализации логических и алгоритмических функций управления в реальном времени [56]. После предварительного усиления спектрометрические усилители формировали два независимых выхода. Один из них использовался для формирования временной метки события, второй обеспечивал выдачу сигнала с фиксированным запаздыванием, равным 2 мкс. Синхронизирующие биполярные импульсы с прямого выхода усилителей поступали на одноканальные анализаторы, в которых выполнялось преобразование аналоговых сигналов в логические импульсы стандартного уровня с настраиваемыми временными параметрами в зависимости от условий эксперимента. Далее сформированные логические импульсы направлялись в узел временной селекции, реализованной в виде схемы совпадений характеризующейся временным разрешением 1 мкс. Результирующие сигналы, формируемые на выходе данного узла, использовались в качестве управляющих для двух независимых аналогово-цифровых преобразователей. Начало процесса оцифровки определялось появлением сигнала низкого уровня на управляющем входе АЦП. После чего происходило измерение амплитуды входного спектрометрического сигнала и ее представление в виде цифрового кода. Полученные данные сохранялись во внутренней памяти модуля, а информация о завершении преобразования передавалась в вычислительную систему посредством запроса прерывания по магистрали КАМАК. Помимо функции временных окон для регистрации, одноканальные анализаторы использовались для селекции сигналов по амплитуде. Работа в режиме дифференциальных дискриминаторов позволяла ограничивать диапазон регистрируемых импульсов

и тем самым оптимизировать условия измерений. Оценка эффективности работы всей системы проводилась путем сопоставления числа разрешающих сигналов. Формируемых аппаратным счетчиком узла совпадений, с количеством событий. Фактически обработанных программой в режиме прерываний. Следующая линия установки использовалась для оперативного контроля стабильности и корректности работы измерительного тракта. Функции мониторинга реализовывалась с применением спектрометрического детектора, установленного под углом 30° относительно оси направления распространения заряженного пучка. Оценка состояния системы проводилась с использованием кремниевого детектора на основе интенсивности регистрации частиц. Выбранный способ контроля обеспечивал учет возможных изменений тока пучка частиц, и вариации толщины мишени, которые могли возникать вследствие смещения области максимальной эффективности взаимодействия. Электрические сигналы, формируемые детектором, после усиления и обработки в спектрометрических усилителях и интегральных дискриминаторах, поступали в пересчетные модули, используемые для регистрации и анализа счетной информации. В ходе экспериментальных измерений в автоматическом режиме контролировалось соотношение между числом импульсов в мониторингном канале и показаниями токоизмерительного интегратора с линейной счетной характеристикой фирмы ORTEC. Заключительная линия системы выполняла функции определения общего числа частиц, прошедших через мишень за время экспозиции на основе цилиндра Фарадея, расположенного на расстоянии 1 метра от камеры рассеяния. Цилиндр Фарадея размещался под углом 0° относительно оси пучка и регистрировал суммарный заряд частиц. Заряд с ЦФ снимался наноамперметром типа М-95, который преобразует заряд в число импульсов, фиксируемых счетчиком-интегратором фирмы ORTEC для которого существует линейная зависимость счетной характеристики от числа зарядов. Погрешность определения коэффициента перерасчета, используемого для оценки числа прошедших через мишень частиц была порядка $\pm 1\%$ часть характеристики измерительно-вычислительной системы описана в работе [57].

2.2 Процедуры получения первичных экспериментальных данных

Процесс обработки экспериментальных данных, как правило включала последовательное выполнение нескольких стандартных процедур. Сначала выполнялась энергетическая калибровка зарегистрированных спектров что позволяло корректно идентифицировать наблюдаемые пики соответствующих основному и возбужденному состояниям ядер и использовать их в качестве эталонов для дальнейшего анализа по углам. На этом этапе пик упругого рассеяния, зарегистрированный при различных углах, используется в качестве опорного ориентира. На рисунках 11-13 показаны полученные спектры взаимодействия дейтронов и α -частиц с ядрами ^{10}B .

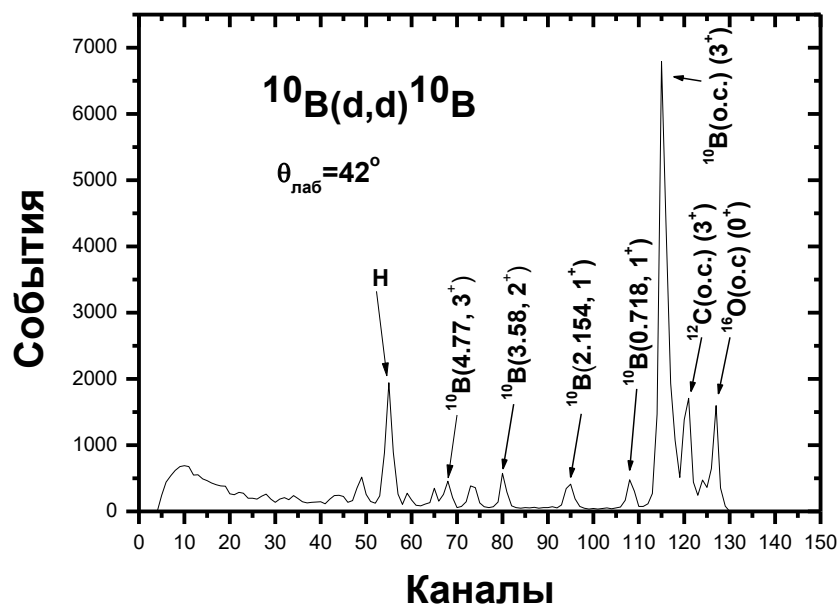


Рисунок 11 – Энергетический спектр дейтронов, рассеянных мишенью ^{10}B , измеренный под углом 42° и при энергии 14,5 МэВ

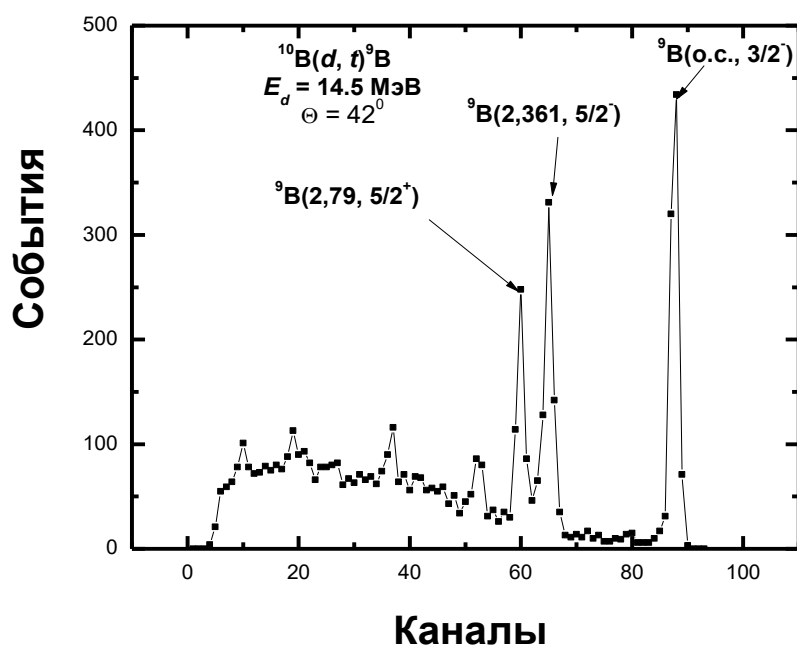


Рисунок 12 – Энергетический спектр тритона из реакции $^{10}\text{B(d,t)}^9\text{B}$, измеренный при $E_d = 14,5 \text{ МэВ}$ и под углом 42°

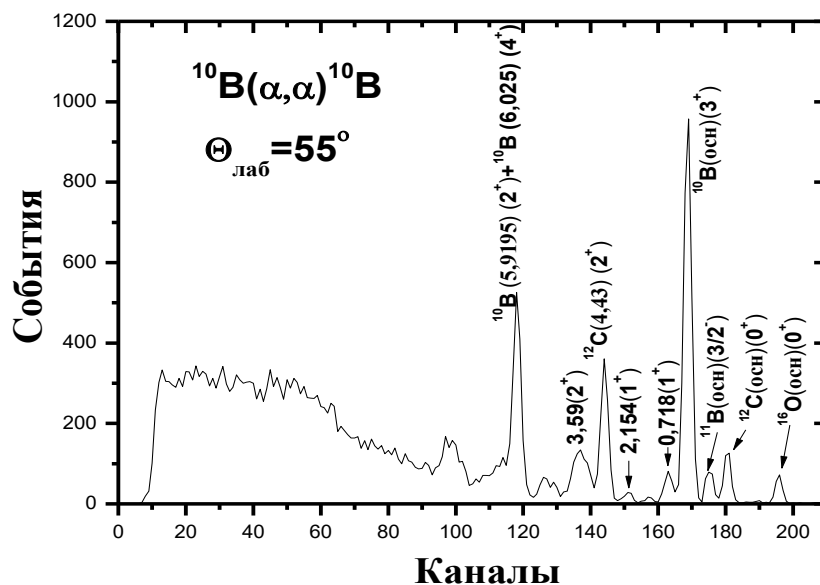


Рисунок 13 – Измеренный под углом 55° энергетический спектр α -частиц, рассеянных на ядрах ^{10}B при энергии пучка 29 МэВ

После калибровки, выполнялось выделение и идентификация спектральных максимумов, и вычисление их площадей пиков с учетом фоновой составляющей, возникающей вследствие шумов детекторов или побочных процессов. Далее определялись интегральные интенсивности пиков, которые применялись для расчета дифференциальных сечений межъядерных взаимодействий. На рисунке 14 и 15 представлена кинематика ^{10}B и калибровка спектра упругого рассеяния α – частиц на ядре ^{11}B .

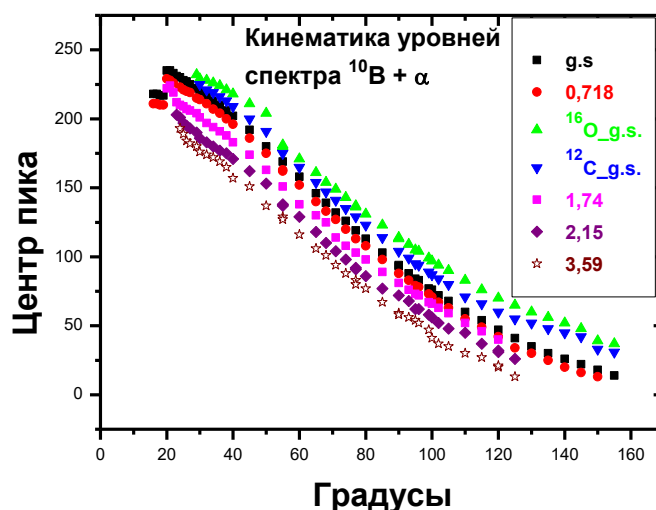


Рисунок 14 – Кинематика энергетических уровней спектра $^{10}\text{B}_{\text{о.с}}$ во взаимодействии с α – частицами

Параллельно проводилась оценка статистических и систематических погрешностей в лабораторной системе координат (л.с.к.) и в системе центра масс (с.ц.м.), что позволяло корректно учитывать влияние всех факторов на итоговые результаты. Энергетическая шкала спектров формировалась с учетом репера упругого рассеяния, регистрируемого под разными углами, обеспечивая надежную привязку энергетических уровней. Для обработки спектров и последующей визуализации итогов обработки применялись программные средства LISE++ [58] и Origin, которые обеспечивали точность привязки энергетической шкалы и удобство работы с большими объемами данных.

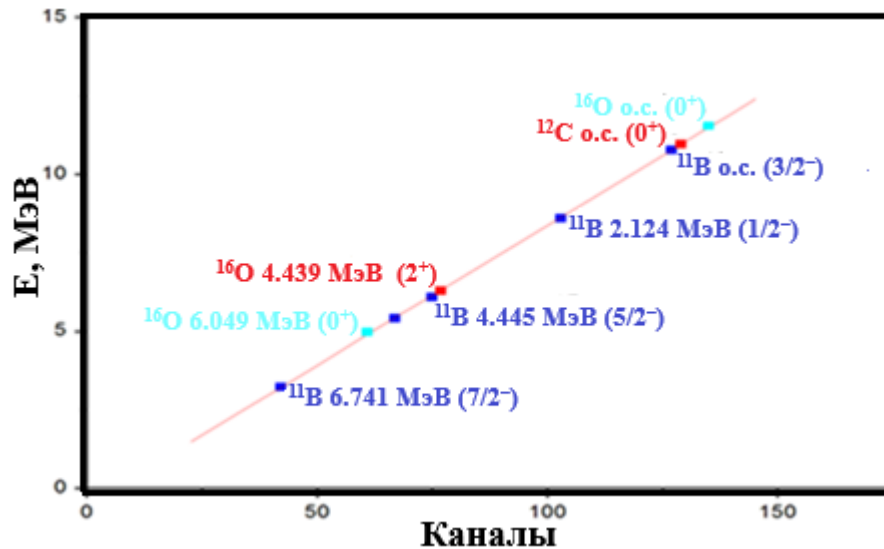


Рисунок 15 – Калибровка спектра α – частиц для процесса $^{11}\text{B}(\alpha, \alpha)^{11}\text{B}$

Абсолютные значения дифференциальных сечений в нашей работе определялись в миллибарн на стерадиан (мб/ср) и рассчитывались согласно стандартному выражению:

$$\frac{d\sigma_{\text{лс}}}{d\Omega}(\Theta_{\text{лс}}) = \frac{NAk_1k_2}{N_{\text{инт}}\Omega\eta Cd_{\text{эфф}}}, \quad (56)$$

где N – число частиц, регистрируемых под данным углом $\Theta_{\text{лс}}$, A – массовое число ядра-мишени, k_1 – коэффициент просчета аппаратуры, $k_2=0.531 \cdot 10^{-6}$ – нормировочная константа, $N_{\text{инт}}$ – число отсчетов интегратора тока за время экспозиции, Ω – телесный угол (ср), C – относительное содержание исследуемого изотопа в мишени, η – постоянная интегратора (мкКл/отсчет), $d_{\text{эфф}}$ – эффективная толщина мишени ($\text{мг}/\text{см}^2$), расположенной под углом φ к падающему пучку.

Для этого сначала в лабораторной системе координат суммарная абсолютная ошибка рассчитывается как среднеквадратичное сочетание относительных ошибок отдельных параметров: потоков пучка, характеристик мишени, счетчиков детекторов которая определялась через выражение:

$$\Delta \frac{d\sigma(\Theta_{лс})}{d\Omega} = \frac{d\sigma(\Theta_{лс})}{d\Omega} \delta_{лс}, \quad (57)$$

где $\delta_{лс}$ – относительная среднеквадратичная погрешность, которая вычисляется по формуле:

$$\delta_{лс} = \left[(\delta N)^2 + (\delta N_{инт})^2 + (\delta \Omega)^2 + (\delta d_{эфф})^2 + (\delta C)^2 \right]^{1/2} \quad (58)$$

После этого вычисляется абсолютные сечения с учетом всех источников погрешностей. Значения $\delta N, \delta N_{инт}, \delta \Omega, \delta d_{эфф}, \delta C$ – включает относительные ошибки параметров, перечисленных в формуле (57). Получение корректных значений дифференциальных сечений с указанием их абсолютной неопределенности критически важно для последующего сравнения с теоретическими расчетами в ходе анализа.

Для перевода значений сечений в систему центра масс применялись стандартные кинематические преобразования:

$$\frac{d\sigma_{цс}}{d\Omega}(\Theta_{цс}) = G(x, \Theta_{лс}) \frac{d\sigma_{лс}}{d\Omega}(\Theta_{лс}) \quad (59)$$

$$G(x, \Theta_{лс}) = \frac{(1 - x^2 \sin^2 \Theta_{лс})^{1/2}}{(x \cos \Theta_{лс} + (1 - x^2 \sin^2 \Theta_{лс})^{1/2})^2} \quad (60)$$

$$x^2 = \frac{ab}{AB} \left[1 + \left(1 + \frac{a}{A} \right) \frac{Q}{E_{лс}} \right]^{-1} \quad (61)$$

$$\Theta_{цс} = \arcsin(x \sin \Theta_{лс}) + \Theta_{лс}, \quad (62)$$

где a, b, A, B – массы частиц, участвующих в реакции $A(a, b)B$, Q – реакционная энергия, E_a – энергия налетающих дейтронов или α -частиц. Относительная среднеквадратичная ошибка $\delta_{цс}$ для абсолютного значения сечений в с.ц.м. определяется через:

$$\delta_{цс} = (\delta_G^2 + \delta_{лс}^2)^{1/2}, \quad (63)$$

где

$$\delta_G = \frac{1}{G} \left[\left(\frac{dG}{d\Theta} \right)^2 (\Delta \Theta_{лс})^2 + \left(\frac{dG}{dE_a} \right)^2 (\Delta E_a)^2 + \left(\frac{dG}{dQ} \right)^2 (\Delta Q)^2 \right], \quad (64)$$

где $\Delta\theta_{\text{ис}}$, ΔE_a , ΔQ – абсолютные погрешности при определении угла регистрации вылетающей частицы, энергии пучка и энергии реакции.

По итогу обработки экспериментальных спектров были получены угловые распределения дифференциальных сечений ^{10}B во взаимодействиях с дейтронами и α -частицами проиллюстрированных на рисунке 16 и 17.

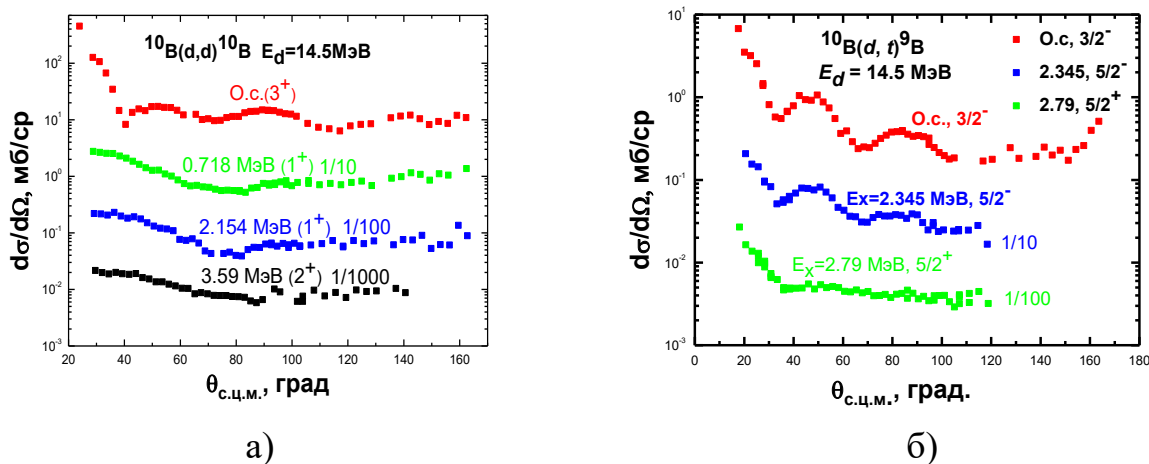
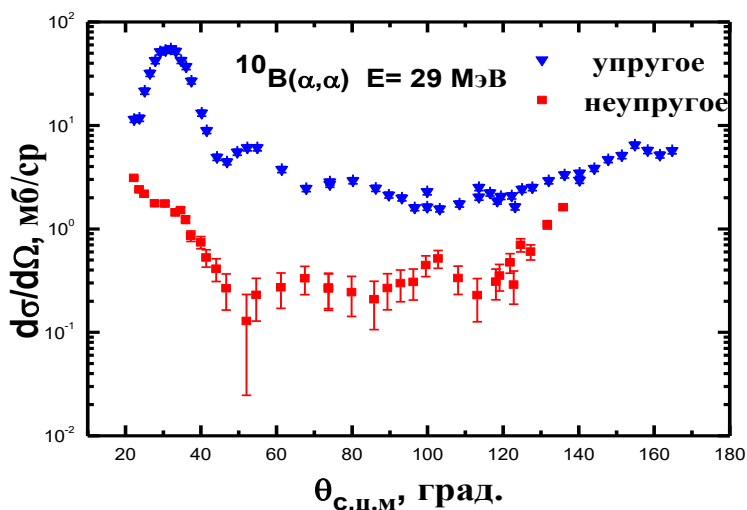


Рисунок 16 – Угловые распределения дейтронов, рассеянных на ^{10}B (а), и тритонов из реакции $^{10}\text{B}(d, t)^9\text{B}$ (б) при энергии 14,5 МэВ



Синие точки – упругое рассеяние, красные точки – неупругое рассеяние с возбуждением состояния ядра ^{10}B 0,718 МэВ (1^+).

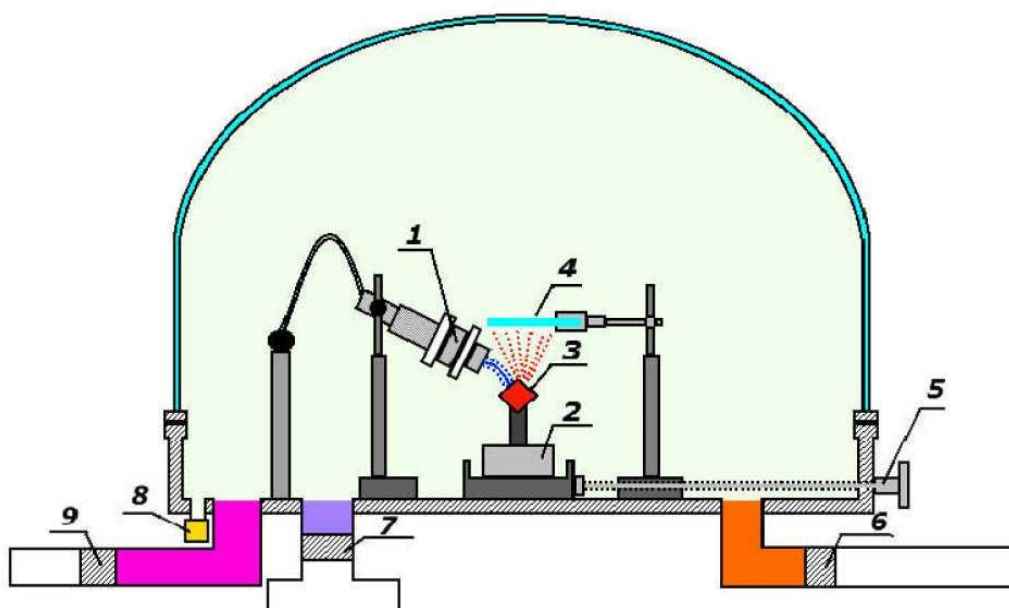
Рисунок 17 – Угловые распределения дифференциальных сечений рассеяния α -частиц на ядрах ^{10}B при энергии 29 МэВ

Оценка общей систематической погрешности измеренных сечений показывает, что она, по нашей оценке, не превышала 10%. Абсолютные значения сечений рассчитывались с учетом следующих параметров, толщины мишени (погрешность не более 8%), телесного угла телескопа (погрешность не более 1%)

а также интенсивности тока пучка, измеренного при помощи цилиндра Фарадея погрешность которого составляет 1%. В области малых углов (передней полусферы) статистические ошибки составляли около 1–5%. При увеличении углов регистрации, главным образом в области больших углов рассеяния в задней полусфере, статистические погрешности возрастали, но не превышали 15%. Следует отметить, что на рисунках 16 и 17 в сечениях упругого рассеяния значения ошибок оказались меньше размеров используемых маркеров экспериментальных точек нашей работы [59].

2.3 Изготовление мишеней и определение их физических характеристик

Бор относится к тугоплавким материалам характеризующаясь высокой температурой плавления и низким давлением насыщенного пара осложняя его напыление в вакууме. В ходе эксперимента по взаимодействию легких заряженных частиц с ядрами изотопов ^{10}B и ^{11}B применялись самонесущие мишени. Для их получения использовался вакуумный универсальный пост ВУП-4М (рисунок 18), предназначенный для изготовления тонких изотопных пленок в вакууме порядка от 10^{-2} до 10^{-6} мм. рт. ст. [60].



- 1 – анод электронной пушки (напряжение 100 В), 2 – катод (потенциал 10 кВ), 3 – мишень, 4 – стеклянная подложка, 5 – винтовое регулирование, 6 – клапан низкого вакуума, 7 – клапан высокого вакуума, 8 – лампа высокого вакуума, 9 –воздухозаборник.

Рисунок 18 – Блок-схема конструкции вакуумной камеры ВУП-4, примененной при изготовлении борных мишеней ^{10}B и ^{11}B

Для изготовления мишеней ^{10}B и ^{11}B был выбран ионоплазменный метод напыления при повышенных температурах испарителя. Применение изотопически обогащенных материалов ^{10}B и ^{11}B требовало минимизации потерь вещества и исключение загрязнения пленок посторонними примесями. ВУП-4М является эффективным инструментом для получения тонких пленок и мишеней методом термического напыления. Возможность работы в условиях высокого вакуума, контроль температуры и параметров напыления позволяют получать покрытия с заданными физико-химическими свойствами, что делает данную установку востребованной для научных и прикладных исследований. После достижения требуемого уровня вакуума производился нагрев испаряемого материала. Испарение происходило под действием электронной пушки с вольфрамовой спиралью посредством увеличения тока накала генерировались электроны. Под воздействием электронного пучка образец Бора интенсивно нагревался и начинал испаряться. В качестве временных подложек использовались обрезы стекла. Подложки подвергались предварительной очистке в органических растворителях и сушке, после чего устанавливались в рабочую камеру ВУП-4М. Дополнительно осуществлялся термический прогрев подложек для удаления адсорбированных газов и влаги с их поверхности. После достижения стабильного режима испарения происходило осаждения атомов бора на стеклянную подложку, предварительно покрытую тонким слоем поваренной соли NaCl путем испарения ее из танталовой лодочки. Толщина пленок контролировалась временем напыления и мощностью, подводимой к испарителю. Для обеспечения однородности покрытия использовалась фиксированная геометрия расположения подложки относительно источника испарения. В процессе напыления поддерживались стабильные вакуумные условия, что позволило снизить содержание примесей кислорода и азота в структуре пленок. По итогу стеклянную подложку с нанесенной пленкой медленно погружали в дистиллированную воду как показано на рисунке 19.

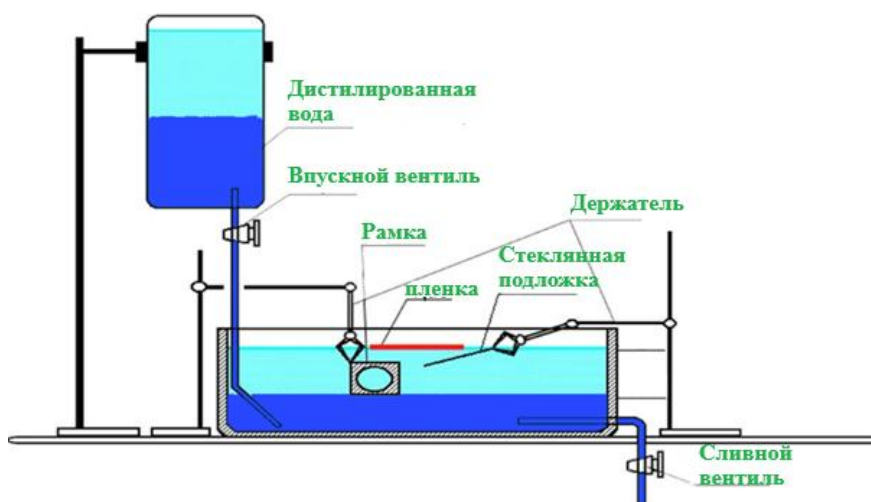


Рисунок 19 – Схема установки для снятия борной пленки с поверхности стеклянной подложки

После растворения NaCl борная пленка отделялась, всплывая на поверхность воды и вынималась специальными мишенедержателями после чего сушилась. Полученные мишени обладали достаточной механической прочностью для последующего монтажа и использования в эксперименте.

Толщины изготовленных мишеней определялись на ускорительном комплексе УКП-2-1 ИЯФ РК [61], обеспечивающем стабильный и воспроизводимый пучок протонов в исследуемом энергетическом диапазоне. В целях чистоты эксперимента и достоверности экспериментальных измерений, непосредственно перед измерением толщин образцов мишеней выполнялась калибровка энергии протонов ускорителя. Так называемая «резонансная камера», изображенная на рисунке 20, прикрепленная соосно пучку к центральной основной камере решала вопрос с градуировкой ускорителя по энергии. Принцип работы камеры основан на использовании резонансных ядерных процессов, обладающих высокой селективностью по энергии, что делает их чувствительными индикаторами к энергии кинетической энергии пучка. На помещенную в нее мишень подается регулируемый электрический потенциал в диапазоне от 0 до 60 кВ, что позволяет точно варьировать эффективную энергию пучка протонов. Такая схема обеспечивала прецизионную настройку энергии пучка и ее последующий контроль, что является ключевым фактором при определении толщин мишеней методом ионного зондирования [62].



Рисунок 20 – Комплекс измерительного оборудования в зале ускорителя УКП-2-1

Энергию протонного пучка изменяли постепенно, регулируя величину электрического потенциала. При таком подходе в процессе облучения мишени наблюдались узкие резонансные участки, соответствующие строго

определенным энергиям протонов. Процедура калибровки энергетической шкалы ускорителя проводилась с помощью ядерных реакций, для которых положения хорошо известны и воспроизводимы. В данной работе задействованы реакции $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ при $E_{p,\text{лаб.}} = 632, 773, 992$ и 1089 кэВ [63], а также $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ имеющая резонанс при энергии 340 кэВ. Наличие подобных резонансов делает возможным более точное определение энергии пучка по сравнению с использованием только аппаратных параметров ускорителя. На рисунке 21 изображена типовая кривая выхода в области резонанса 632 кэВ для реакций $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ и $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ с резонансом 340 кэВ [64]. Зависимость между фактической энергией ускоренных протонов и значениями, выдаваемыми управляющим компьютером ускорителя УСП-2-1, с ошибкой полученной по результатам калибровки ± 1 кэВ иллюстрируется на рисунке 22.

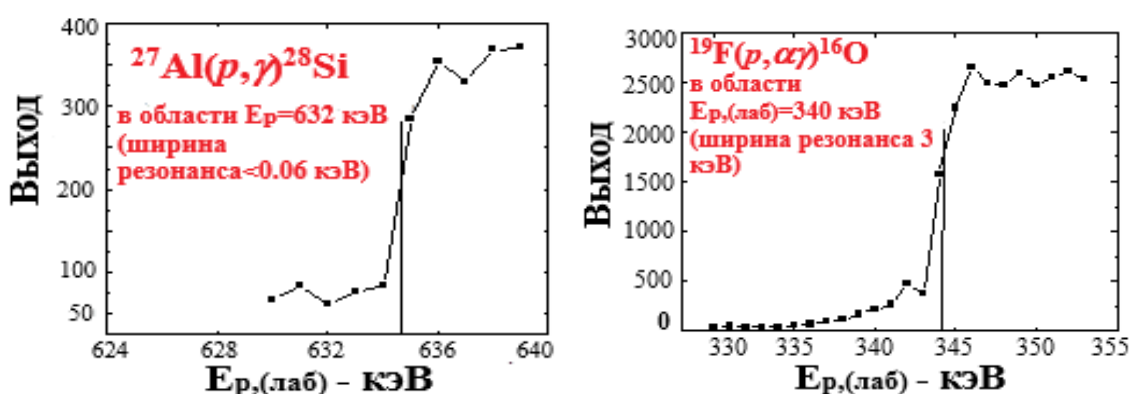


Рисунок 21 – Энергетическая кривая выхода для реакции $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ и $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$, использованная для калибровки энергии ускорителя

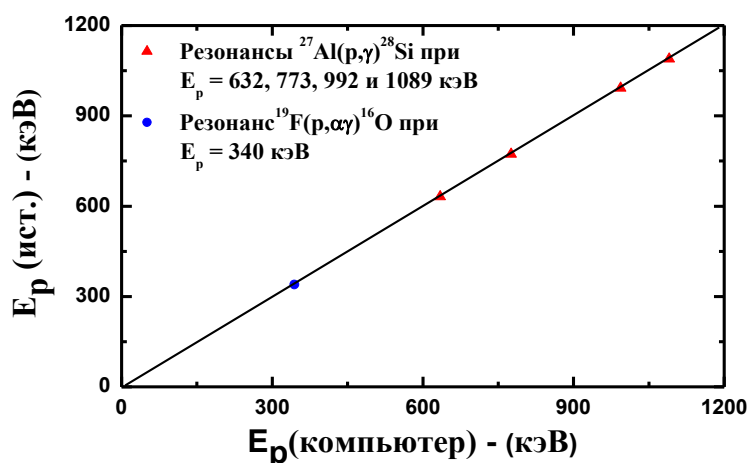


Рисунок 22 – Калибровочная кривая ускорителя УСП-2-1

Методика измерения толщины тонкопленочных мишеней выполнялось с использованием резонансных свойств ядерной реакции $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ при энергии

протонов в лабораторной системе 992 кэВ. Особенность этой реакции сопровождающийся резким ростом выхода гамма-излучения по сравнению с близкими по энергиям областями, позволяет использовать его в качестве энергетического ориентира при измерении толщины пленок так как хорошо различим экспериментально и имеет ярко выраженный узкий резонанс. Для регистрации гамма-квантов, испускаемых в ходе резонансных ядерных реакций, использовался германиевый полупроводниковый детектор. Высокое энергетическое разрешение порядка 2 кэВ, обеспечивало уверенное выделение резонансных линий и точное определение их энергетического положения. Толщина мишени определялась по смещению резонансного пика, возникающему вследствие энергетических потерь протонов при прохождении через материал. В нашей работе таким материалом являлась алундная пленка (Al_2O_3), находившаяся позади основной мишени. Расчет выполнялся с использованием табличных значений по тормозной способности вещества $S(E_p)[\text{МэВ}\cdot\text{см}^2/\text{г}]$ этот метод позволяет определять толщины мишеней с относительной погрешностью около 5% [65]. Рисунок 23 демонстрирует что для пленки изотопа ^{10}B , наблюдаемое смещение резонансного пика составило 65 кэВ что соответствует толщине мишени $0,2 \text{ мкг}/\text{см}^2$.

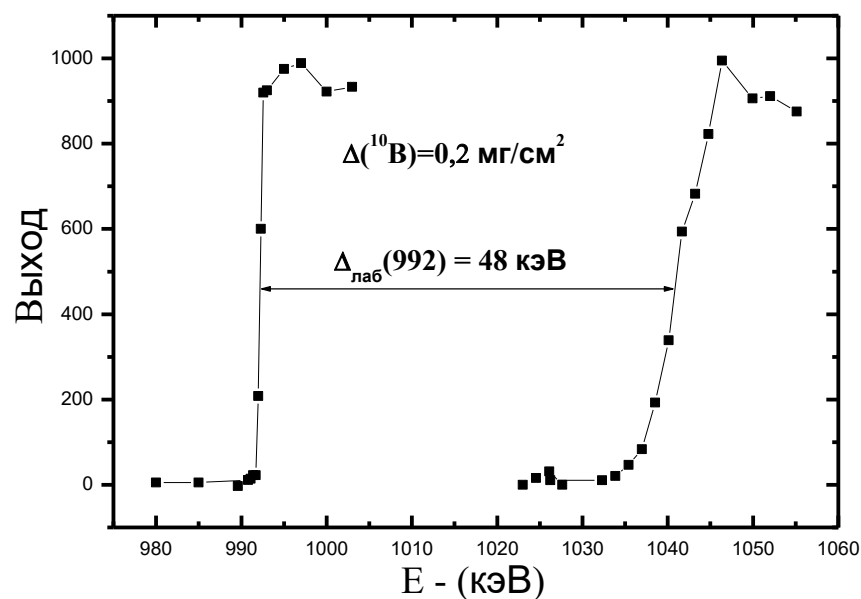


Рисунок 23 – Энергетическое смещение резонанса реакции $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ (при $E_p = 992 \text{ кэВ}$)

3 АНАЛИЗ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ $^{10}\text{В}$ В ОБЛАСТИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ

3.1 Исследование упругого рассеяния дейтронов на ядрах $^{10}\text{В}$ в рамках оптической модели взаимодействия

В настоящее время большая часть систематик дейтронных потенциалов основывается на изучении угловых распределений упругого рассеяния дейтронов на тяжёлых мишенях с массовым числом $A \geq 30$. Однако установлено, что такие подходы не всегда применимы к легким ядрам и наблюдается иная систематика, особенно в областях с лёгкими массами ($A \leq 20$). Комплексный анализ процессов упругого рассеяния на ядрах р-оболочки был выполнен в работе [66]. В расчётном анализе применялись феноменологические потенциалы Вудса–Саксона имеющем вид:

$$U(r) = -Vf(r) - iW_Vg(r) - W_Sg'(r) - V_{so}h(r)(l\sigma) + V_C(r), \quad (65)$$

где $V_C(r)$ представляет собой кулоновский потенциал, для равномерно распределенного заряда сферы, радиусом $1,3A^{1/3}$ Фм. В расчётах учитывались как с объёмное (W_V), так и поверхностное (W_S) поглощение, а также спин-орбитальное взаимодействие (V_{so}). Параметр V глубина действительного (реального) потенциала, l и σ – орбитальный момент и спин дейтрона соответственно.

Формфакторы Вудса-Саксона, в выражении (65) $f(r)$, $g(r)$, $g'(r)$ и $h(r)$ определяются как:

$$f(r, r_V, a_V) = (1 + e^x)^{-1} \text{ где } x = (r - r_V A^{1/3})/a_V \quad (66)$$

$$g(r, r_w, a_w) = (1 + e^x)^{-1} \text{ где } x = (r - r_w A^{1/3})/a_w \quad (67)$$

$$g'(r, r_w, a_w) = (-4a_w) d/dr (1 + e^x)^{-1} \text{ где } x = (r - r_{ws} A^{1/3})/a_{ws} \quad (68)$$

$$h(r, r_{so}, a_{so}) = \left(\hbar/m_\pi c \right)^2 r^{-1} d/dr (1 + e^x)^{-1} \text{ где } x = (r - r_{so} A^{1/3})/a_{so}, \quad (69)$$

где a_{so} и r_{so} – параметры потенциала оптического модели (ОП) для соответствующих формфакторов, c – скорость света, а m_π – масса пиона.

Параметры ОП определялись путем минимизации χ^2 :

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left([\sigma_i^{exp} - \sigma_i^{th}]^2 / \Delta\sigma_i^2 \right), \quad (70)$$

где σ_i^{exp} , σ_i^{th} и $\Delta\sigma_i$ – экспериментальное значение, теоретическое значение сечения, а также погрешность сечений эксперимента соответственно. Процедура подгонки осуществлялась с использованием программы SPI-GENOA [67],

подробности описаны в нашей работе [68]. Начальные значения радиусов действительной и мнимой частей ОМ для подгонки были заимствованы из работы [69]. Параметры, использованные в наших расчетах, приведены ниже в таблице 1.

Таблица 1 – Потенциалы, используемые во входном $^{10}\text{B} + \text{d}$ (A1, A2) и выходном $^9\text{B} + \text{t}$ (B) каналах, радиус r_c был взят равным 1,3

Пот.	V , МэВ	r_V , фм	a_V , фм	$W_{V(S)}$, МэВ	$r_{W,,}$, фм	a_W , фм	V_{so} , МэВ	r_{so} , fm	a_{so} , fm	χ^2	Ссылки
A1	71,0	1,15	0,95	13,5	1,34	0,679	6,69	1,25	0,718	2,7	Н.р
A2	104,22	0,863	0,95	4,17*	1,59	0,85	12,8	0,863	0,916	4,9	[18, с. 453]
B	141,2	1,156	0,758	16,4	1,535	0,99	-	-	-	-	[70]

*Поверхностное поглощение

Параметры потенциала выходного канала для системы $^9\text{B} + \text{t}$ были заимствованы, из работы [70, с. 550] которые были определены из рассеяния ^3He на ^9Be при энергии 13,2 МэВ. Выраженная деформация ядер бора приводит к тому, что их низкоэнергетические уровни формируются за счет коллективных возбуждений [71]. При анализе взаимодействия таких ядер с налетающими частицами необходимо учитывать связь между различными возбужденными состояниями, поскольку они существенно влияют на динамику процесса. По этой причине теоретическое описание рассеяния и сопутствующих реакционных каналов осуществлялось в рамках метода связанных каналов. Численное моделирование проводилось с использованием пакета FRESKO, предназначенного для расчета ядерных процессов с учетом межканального взаимодействия [72]. В расчетах применялись оптические потенциалы из таблицы 1. Сопоставление теоретических сечений с экспериментальными данными выявило необходимость корректировки поглощающей (мнимой) компоненты потенциала. После уточнения параметров, глубины мнимой части составили 10,5 МэВ для варианта потенциала A1 и 3,17 МэВ для A2. Используемая конфигурация связей между учитываемыми состояниями представлена на рисунке 24. Сравнение наших экспериментальных данных [59, с. 1105] и рассчитанных угловых распределений упругого рассеяния дейтронов на ядрах ^{10}B при энергии 14,5 МэВ представлено на рисунке 25.

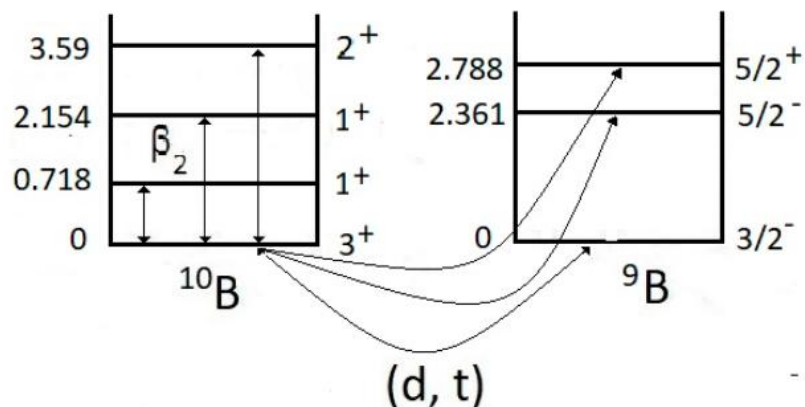


Рисунок 24 – Схема каналов реакции $^{10}\text{B}(d,t)^9\text{B}$ с учетом E2 переходов и квадрупольной деформации β_2

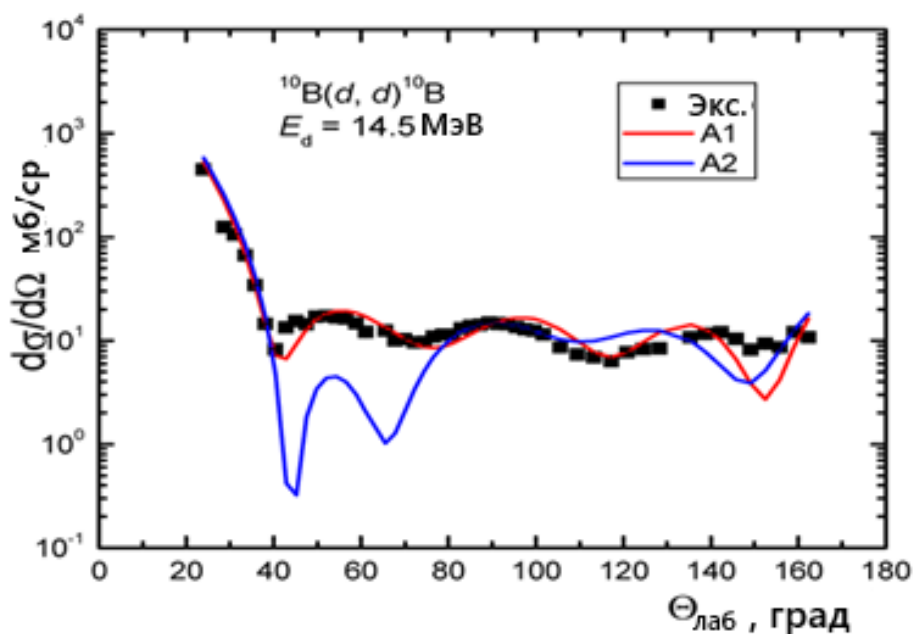


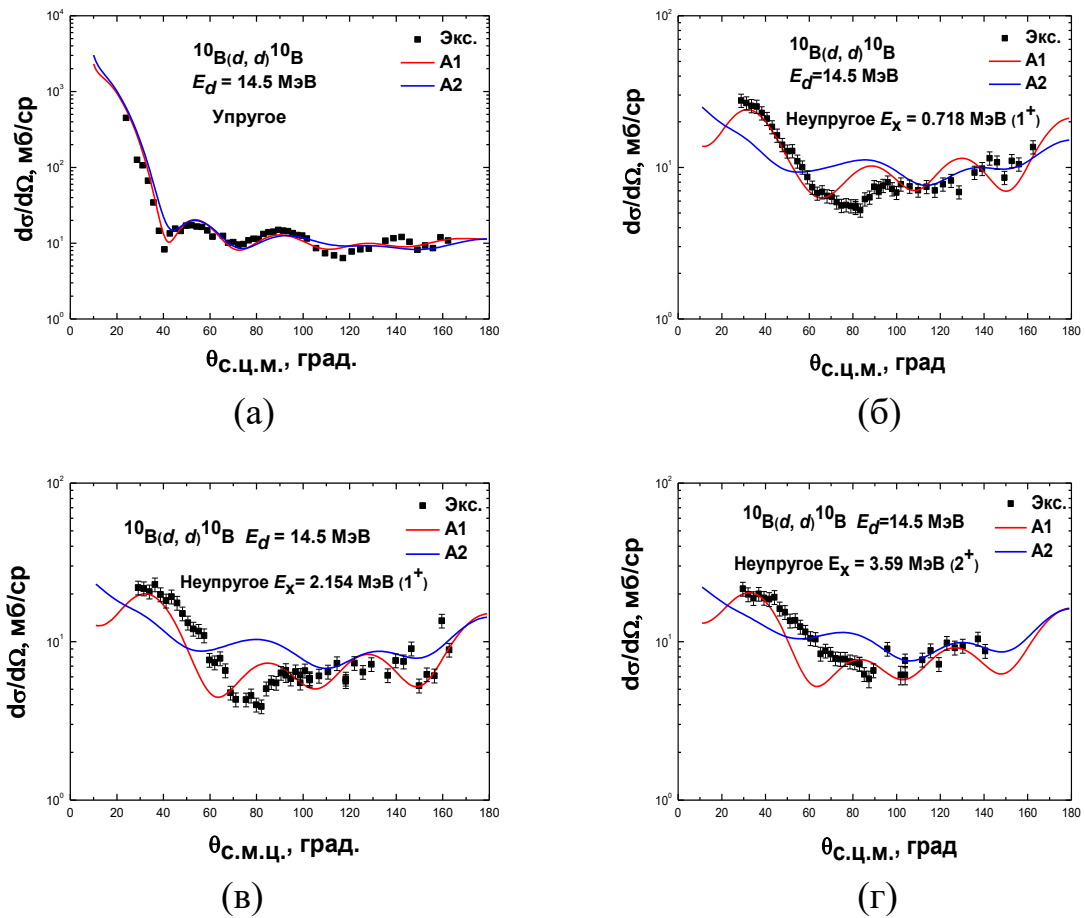
Рисунок 25 – Теоретическое описание упругого рассеяния дейтронов на ^{10}B при энергии 14,5 МэВ: точки – эксперимент, кривые – расчеты с потенциалами A1 и A2 (таблицы 1) – линиями

Из анализа видно, расчёт с потенциалом A1 из таблицы 1 хорошо согласуется с экспериментальными сечениями. В то же время потенциал A2, включающий поверхностное поглощение приводит к заниженным сечениям в диапазоне углов 45–75°.

3.1.1 Анализ неупругого рассеяния дейтронов на ядрах ^{10}B с использованием метода связанных каналов

Для теоретической интерпретации неупругих каналов рассеяния дейтронов с возбуждением состояний ^{10}B использован расчет в приближении связанных каналов с коллективным описанием возбужденных состояний.

Помимо упругого канала рассмотрены переходы в состояния с энергиями возбуждения $E_x = 0,718$ МэВ (1^+), $2,154$ МэВ (1^+) и $3,59$ МэВ (2^+) ядра ^{10}B . Расчеты выполнены с использованием метода связанных каналов (МСК) с применением двух различных потенциалов A1 и A2, параметры которых отображены в таблице 1. По кривым расчета на рисунке 26 где проиллюстрированы экспериментальные значения и результаты расчетов понятно, что, учет связи каналов существенно улучшает описание экспериментальных данных. Оба потенциала воспроизводят выраженную дифракционную структуру углового распределения в упругом канале во всем диапазоне углов.



Черные точки представляют экспериментальные данные. Красная и синяя кривые представляют расчеты методом связанных каналов с потенциалами A1 и A2 из таблицы 1 соответственно. Погрешности отражают только статистические ошибки.

Рисунок 26 – Угловые распределения упругого и неупругого рассеяния дейтронов ядрами ^{10}B для переходов в основное состояние (3^+) (а) и возбужденные состояния при $0,718$ МэВ (1^+) (б), $2,154$ МэВ (1^+) (в) и $3,59$ МэВ (2^+) (г)

Использование потенциал A1 при описании неупругого рассеяния обеспечивает согласие с экспериментом в том числе в области малых углов.

Напротив, потенциал A2 (синие кривые рисунке 26) обеспечивает удовлетворительное соответствие лишь при больших углах (более 100°), в то время как в передней полусфере теоретические кривые существенно отличаются по форме и абсолютному значению сечений. Параметры деформации β_2 для указанных возбужденных состояний с энергиями 0,718 МэВ (1^+), 2,154 МэВ (1^+) и 3,59 МэВ (2^+) определялись на основе расчетов с потенциалом A1 (красные линии на рисунке 26). Их значения подбирались таким образом, чтобы обеспечить наилучшее воспроизведение экспериментальных угловых распределений в области первого максимума. В результате получены следующие значения параметров квадрупольной деформации: $\beta_2 = 0,76 \pm 0,1$, $\beta_2 = 0,7 \pm 0,1$ и $\beta_2 = 0,7 \pm 0,1$ соответственно. Ошибки, указанные в работе, учитывают только статистические и систематические погрешности. Следует отметить, что полученные в ходе анализа значения параметра β_2 , заметно меняются при использовании различных оптических потенциалов, что приводит к увеличению неопределенности в интерпретацию результатов. Вместе с тем их величины находятся в пределах значений, ранее наблюдавшихся в экспериментах по неупругому рассеянию протонов на ядрах ^{10}B при энергии 30,3 МэВ, где для тех же состояний извлечены следующие значения деформационных параметров $\beta_2 = 0,67 \pm 0,04$; $\beta_2 = 0,49 \pm 0,04$ и $\beta_2 = 0,45 \pm 0,04$ [73, 74]. Таким образом, несмотря на различие в зондирующих частицах и экспериментальных условиях, найденные нами значения параметров квадрупольной деформации, в пределах погрешностей находятся в удовлетворительном согласии с результатами предыдущих исследований. Результаты наших исследований также опубликованы в работе [59, с. 1106].

3.1.2 Исследование реакции (d,t) и роль механизма обмена с передачей ^9B на ядрах ^{10}B методом связанных каналов

В рамках анализа связанных каналов, представленного на рисунке 26, рассматривалась связь каналов, включающая в себя упругое ($^{10}\text{B} + d$), а также неупругое рассеяние с возбужденными состояниями ^{10}B 0,718 МэВ (1^+), 2,154 МэВ (1^+) и 3,59 МэВ (2^+). Кроме того, были исследованы каналы реакции однонейтронного переноса, ведущие к образованию ^9B в основном состоянии ($3/2^-$) и возбужденных уровнях при 2,361 МэВ ($5/2^-$) и 2,79 МэВ ($5/2^+$). Расчеты проводились с использованием метода связанных каналов в борновском приближении (DWBA), реализованного в программном пакете FRESKO [75]). Входной канал в расчетах описывался с использованием двух различных наборов потенциалов A1 или A2 для ($^{10}\text{B} + d$), в свою очередь для выходного канала ($^9\text{B} + t$) применялся потенциал В. Характеристики упомянутых потенциалов приведены в таблице 1.

Волновые функции связанных состояний моделировались при помощи реального потенциала Вудса–Саксона с геометрическими параметрами $r_0 = 1,25$ фм и $a = 0,65$ фм. Глубина подбиралась индивидуально с целью получить необходимую энергию связи нейтрона. Сравнение теоретически рассчитанных сечений с экспериментальными данными представлено на рисунке 27 (а-в), где

показаны угловые распределения тритонов при переходах в основное и возбужденные состояния ${}^9\text{B}$. Погрешности экспериментальных точек включают только статистические ошибки, теоретические кривые рассчитаны с потенциалами A1, B и A2, B.

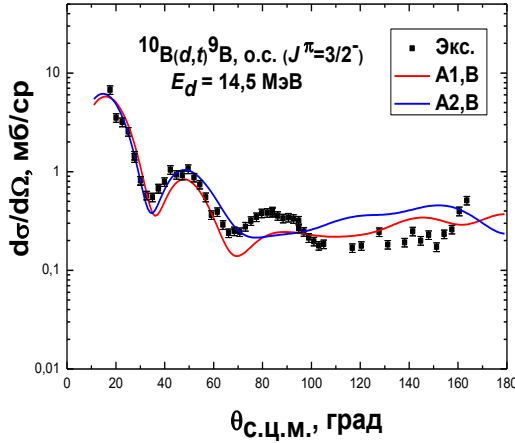
В таблице 2 приведены спектроскопические амплитуды (СА), использованные нами при расчетах, а также соответствующие теоретические предположения. Значения СА для одночастичных дырочных конфигураций в 1p-оболочке, возникающих при нейтронном захвате ядром ${}^{10}\text{B}$, были получены на основе оболочечной модели с промежуточной связью [76]. СА для конфигурации $t \rightarrow d + n$ была рассчитана с использованием трансляционно-инвариантной оболочечной модели (TISM) в работе [77].

Таблица 2 – Набор спектроскопических амплитуд, положенных в основу расчёта реакции ${}^{10}\text{B}(d,t){}^9\text{B}$

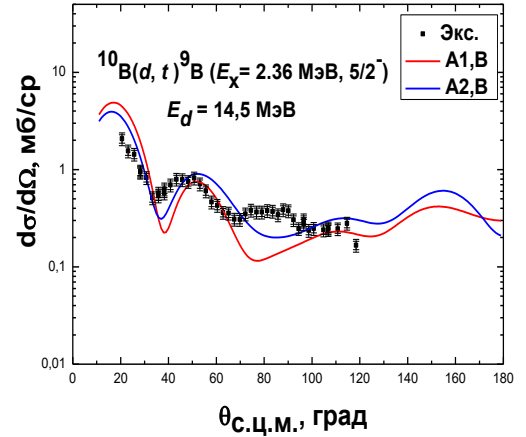
Конфигурации	E_x , МэВ	J^π	nL_j	SA	SA теория
$t \rightarrow d+n$ ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^9\text{B}^*+n$	0,0	$\frac{1}{2}^+$	$1S_{1/2}$	1,22	1,22 [77, с. 356]
	0,0	$3/2^-$	$1P_{3/2}$	$0,67 \pm 0,1^a$	-1,09 [76, с. 4]
	2,361	$5/2^-$	$1P_{3/2}$	$0,94 \pm 0,2^a$	-0,92 [76, с. 5]
	2,788	$5/2^+$	$1S_{1/2}$	-	-
${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}+d$	0,0	3^+	$1D_3$	0,8	0,811 [78]

^aSA извлеченные при анализе в рамках данной работы

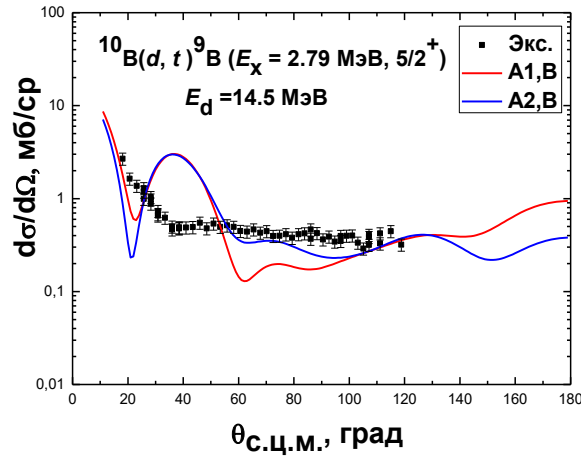
Надежность полученных спектроскопических амплитуд оценивалась с учетом нескольких независимых источников неопределенности. Существенную роль, наряду со статистическими играли систематические погрешности, обусловленные точностью определения толщины мишени и корректностью нормировки теоретических расчетов на эксперимент. Указанные вклады оставались в пределах 8% и 15% соответственно. А также сопоставлением наших данных с результатами аналогичных литературных исследований по совместному анализу процессов рассеяний и реакций передач. Установленные нами значения SA находятся в согласие с их величинами из реакции ${}^{10}\text{B}(d, t){}^9\text{B}$ энергии дейтронов 11,8 МэВ [18, с. 457]. Дополнительным аргументом подтверждения достоверности спектроскопических характеристик установленных во взаимодействиях дейтронов с ядром ${}^{10}\text{B}$ могут послужить аналогичные результаты исследования рассеяния дейтрона и реакции (d,t) на ядрах ${}^{11}\text{B}$ при энергии дейтронов 14,5 МэВ [79].



(а)



(б)



(в)

Точки – экспериментальные сечения. Красная и синяя кривые – расчёты с потенциалами A1, В и A2, В из таблицы 1 соответственно.

Рисунок 27 – Угловые распределения тритонов реакции $^{10}\text{B}(d, t)^9\text{B}$ для переходов в основное ($3/2^-$) (а) и возбуждённые при 2,36 МэВ ($5/2^-$) (б) и 2,79 МэВ ($5/2^+$, $1/2^-$) (в) состояния ядра ^9B

Помимо прямого нейтронного переноса в реакции (d,t), была предпринята попытка оценить вклад обменного механизма с передачей тяжелого кластера ^8Be в процессах рассеяния. Особенность такого подхода заключается в том, что тяжелый кластер ^8Be может передаваться не только в основном (0^+), но и в возбуждённом состоянии, спектроскопические характеристики амплитуды которых определены с низкой точностью, что ограничивает надежность расчетов. Поэтому в рамках приближенной грубой оценки рассматривался только перенос ^8Be в основном состоянии (0^+), при использовании потенциала A1 из таблицы 1 и спектроскопической амплитуды, из работы [78, с. 7] (см. таблицу 2). Результаты расчётов представлены на рисунке 28, где приведено

сравнение теоретических угловых распределений дейтронов при упругом рассеянии на ядре ^{10}B с нашими экспериментальными данными [80].

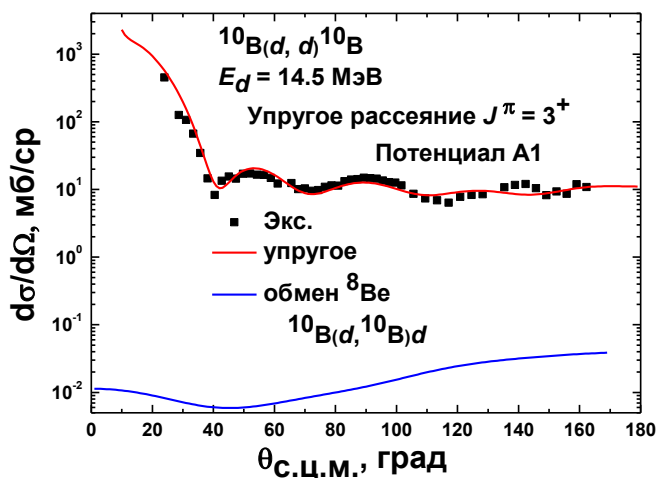


Рисунок 28 – Угловое распределение дейтронов, упруго рассеянных ядрами ^{10}B

Видно, что расчетное сечение, связанное с обменом ^8Be , более чем на два порядка уступает экспериментальным данным, что позволяет сделать вывод о незначительной роли данного механизма в общей картине упругого рассеяния дейтронов и реакции (d, t).

Выводы по третьей главе

Было проанализированы процессы рассеяния дейтронов на ядрах ^{10}B , а также проведен теоретический расчет реакции $^{10}\text{B}(d, t)^9\text{B}$ при энергии дейтронов 14,5 МэВ. Помимо упругого канала, были измерены дифференциальные сечения неупругих переходов в возбужденные состояния ^{10}B с энергиями 0,718 МэВ (1^+), 2,154 МэВ (1^+) и 3,59 МэВ (2^+). Для реакции (d, t) получены угловые распределения тритонов, соответствующие переходам в основное состояние ядра ^9B ($3/2^-$), а также возбужденные уровни с энергиями $E_x = 2,361$ МэВ ($5/2^-$) и 2,79 МэВ ($5/2^+$).

Оптические потенциалы, использованные для интерпретации полученных экспериментальных данных, находились путем варьирования параметров оптической модели и как результат согласия между расчетами и экспериментом по упругому рассеянию. Полученное решение качественно описывает угловое поведение сечений рассеяния во всем исследованном интервале. Эти параметры далее были применены при анализе угловых распределений рассеяния и реакции (d, t) в формализме метода связанных каналов на базе программы FRESKO. Использование коллективной модели для описания неупругих каналов позволило определить величину параметра квадрупольной деформации около $\beta_2 = 0,7 \pm 0,1$ для переходов в различные состояния ядра ^{10}B . Данное значение находится в пределах ошибок ранее полученных результатов, основанных на анализе неупругого протонного рассеяния при энергии 30,3 МэВ. При рассмотрении прямого механизма подхвата нейтронов в реакции (d, t) удалось

достаточно хорошо описать экспериментальные данные для переходов в основное ($3/2^-$) и первое возбужденное ($5/2^-$) состояния ядра ${}^9\text{B}$. На основе расчетов были извлечены спектроскопические амплитуды соответствующих переходов ($SA({}^9\text{B}(3/2^-)) = 0,67$; $SA({}^9\text{B}(5/2^-)) = 0,94$). Сравнение наших полученных в настоящем исследовании результатов с литературными данными и теоретическими оценками показало хорошее согласие, в пределах прогнозируемых погрешностей и с учетом экспериментальных неопределенностей. Также была выполнена оценка возможного вклада кластерного обменного механизма с передачей ядра ${}^8\text{Be}$ с спектроскопической амплитудой ($SA = 0,8$) в реакции ${}^{10}\text{B}(d, {}^{10}\text{B})d$, физически неотличимой от упругого рассеяния. Результаты показали, что сечения, обусловленные таким механизмом, на два порядка меньше экспериментальных данных. Это позволяет сделать вывод о том, что вклад обменного механизма в процессы рассеяния не играет существенной роли. Моделирование реакции (d,t) с помощью кода FRESKO показало, что экспериментальные угловые распределения для переходов в основные и возбужденные состояния ядра ${}^{10}\text{B}$ корректно описываются в предположении прямого переноса нейтрона. Учет деформации ядра ${}^{10}\text{B}$ позволил улучшить согласие теоретических расчетов с экспериментом, особенно в области средних и больших углов. При этом вклад обменных двухступенчатых механизмов оказался незначительным.

4 ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АЛЬФА-ЧАСТИЦ С ЯДРАМИ ^{10,11}B ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

4.1 Оптическая и фолдинг – интерпретации упругого рассеяния α -частиц на ядре ¹⁰B

Экспериментальные данные по рассеянию α -частиц на ¹⁰B сначала анализировались по оптической модели (ОМ). Для расчетов применялся программный пакет SPI-GENOA [81] который широко используется при моделировании и интерпретации данных рассеяния. Сейчас доступен обширный массив литературного материала по рассеянию α -частиц на различных ядрах в области энергий от 20 до 40 МэВ [29, с. 182; 82-84], что позволяет сравнивать новые результаты с предыдущими исследованиями. Применение оптической модели с параметризацией Вудса-Саксона, позволяет с высокой точностью воспроизводить форму распределение ядерной плотности. При этом установлено, что подгоночные значения глубин реальной части потенциала, полученные в нашей работе при аппроксимации, варьируется в пределах 40-200 МэВ, а глубина мнимой части, отвечающая за поглощение – от 10 до 25 МэВ [85].

В данном исследовании подбор оптимальных параметров феноменологического оптического потенциала производился путем сопоставления расчетных значений дифференциальных сечений с экспериментальными угловыми распределениями. Применяемая форма потенциала, соответствующая параметризации Вудса-Саксона с объемным поглощением, имеет следующий вид:

$$U(r) = -V_0 \left(1 + \exp \frac{r - R_v}{a_v}\right)^{-1} - iW_0 \left(1 + \exp \frac{r - R_w}{a_w}\right)^{-1} + V_C(r), \quad (78)$$

где V_0 и W_0 – глубины действительной и мнимой частей потенциала; $R_i = r_i A_t^{1/3}$ – радиусы потенциала, соответствующие реальной (V) и мнимой (W) частям; a_v и a_w – параметры диффузности; $V_C(r)$ – кулоновский потенциал, для которого радиус принят равным $R_C = 1,28 A_t^{1/3}$.

Оптимальные параметры оптических потенциалов, которые наилучшим образом описывающие экспериментальные сечения, подбирались методом минимизации величины среднеквадратичного отклонения между экспериментальными и расчетными сечениями:

$$\chi^2/N = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[\frac{\sigma^T(\theta_i) - \sigma^3(\theta_i)}{\Delta\sigma^3(\theta_i)} \right]^2, \quad (79)$$

где N – число экспериментальных точек, σ^T и σ^3 – теоретически рассчитанное и экспериментально измеренное значения дифференциального сечения под углом θ_i , $\Delta\sigma^3$ – неопределенность величины σ^3 .

При подборе потенциала особое внимание уделялось объемному интегралу действительной части ОП [85, с. 5]. Он вычисляется по формуле:

$$J_V = -(4\pi/A_p A_t) \int V(r) r^2 dr, \quad (80)$$

где A_p и A_t – массовые числа налетающей частицы и ядра-мишени. Контроль за величиной J_V позволяет обеспечить согласие потенциала с эффективным нуклон-нуклонным взаимодействием, что подтверждает его физическую корректность, и как правило составляет 400 МэВ·Фм³.

Известно, что оптические параметры потенциалов подвержены дискретной и непрерывной неоднозначности. Для устранения первой из них как правило используют энергетическую зависимость (т.е. систематику) глубину реальной части потенциала.

В этом исследовании проведен глобальный подбор параметров ОП, описывающих рассеяния α -частиц на ^{10}B при широком диапазоне энергий. При расчетах для 29 МэВ использовались литературные данные, полученные ранее в экспериментах при энергиях 91,8 МэВ [17, с. 223], 50 МэВ [16, с. 164], 30 МэВ и 24 МэВ [15, с. 242]. Кроме того, в анализ были включены наши измерения упругого рассеяния при энергии 50,5 МэВ [86].

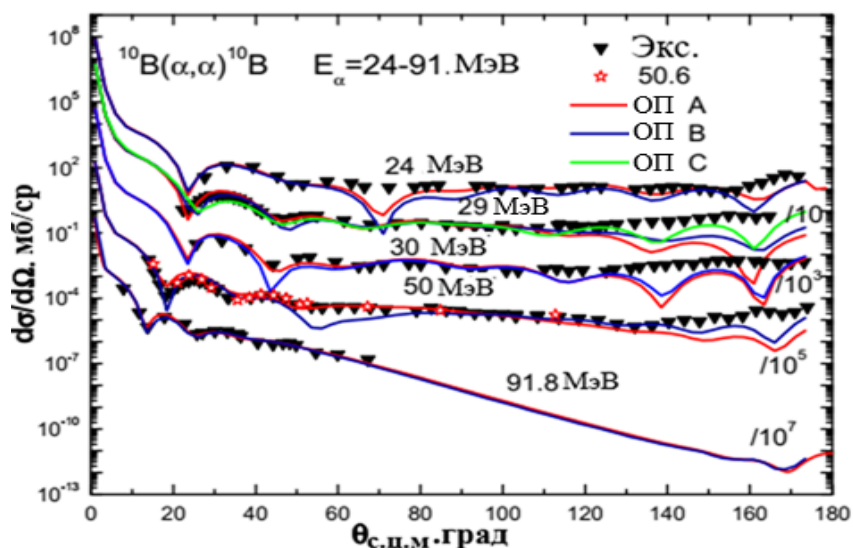
На последующем этапе параметры ОП уточнялись путем подбора с использованием программного пакета FRESCO. При этом для достижения наилучшего согласования расчетных и экспериментальных угловых распределений, принимались во внимание рекомендации, изложенные в [87], касающиеся параметров ОП для α -частичного рассеяния. Из глобальной энергетической зависимости этой работы были извлечены и зафиксированы значения приведенных радиусов потенциала взаимодействия: $r_v = 1,245$ фм и $r_w = 1,57$ фм. Подгонка теории к эксперименту выполнялась за счет изменения оставшихся четырех параметров ОП (V_0 , W_0 , a_v и a_w). [85, с. 5]. Итоговые значения оптимальных параметров ОП приведены в таблице 3.

Таблица 3 – Оптимальные параметры оптических потенциалов для системы $^{10}\text{B}+\alpha$

E, МэВ	Набор	V_0, МэВ	r_v, Фм	a_v, Фм	W_0, МэВ	r_w, Фм	a_w, Фм
24	A	155,04	1,245	0,742	18,29	1,57	0,666
	B	152,86	1,245	0,835	11,7	1,57	0,588
29	A	152,9	1,245	0,730	16,2	1,57	0,749
	B	140,9	1,245	0,730	23,63	1,57	0,740
	C	79,84	1,245	0,803	13,49	1,57	0,824
	D	215,4	1,245	0,545	12,20	1,57	1,07
30	A	147,23	1,245	0,756	13,41	1,57	0,869
	B	143,2	1,245	0,756	13,62	1,57	0,840
50,6	A	111,2	1,245	0,810	17,57	1,57	0,820
	B	119,77	1,245	0,726	15,47	1,57	0,93
91,8	A	105,56	1,245	0,831	20,24	1,57	1,01
	B	104,89	1,245	0,8	15,0	1,84	0,9

Радиус кулоновского потенциала в нашей работе полагался равным $R_C = 1,28 A_t^{1/3}$. Для исключения влияния побочных механизмов (кластерные возбуждения, возможные каналы переноса и др.) первичное согласование параметров выполнялось в передней полусфере этот набор обозначен как **А**. В целях анализа влияния непрерывной неоднозначности дополнительно варьировался еще один параметр – глубина мнимой части потенциала W_0 – вариант набора **В**. Различия в согласии с экспериментом оказались умеренными, однако на средних и больших углах при низких энергиях отмечалось усиление дифракционных осцилляций, что согласуется и связано с корреляцией между глубиной и диффузностью ОП.

Сравнение, приведенное на рисунке 29, показывает, что потенциалы собранные в таблице 3, дают корректное описание данных имеющихся в литературе и результатов экспериментально полученных угловых распределений с теоретическими расчетами процессов упругого рассеяния α -частиц на ядрах ^{10}B при энергиях 24 МэВ, 30 МэВ, 50 МэВ, 50,6 МэВ и 91,8 МэВ.



Красные кривые расчет с набором А, синие кривые – с набором В.

Рисунок 29 – Угловые распределения дифференциальных сечений α -частиц, рассеянных на ядрах ^{10}B при энергиях 24 МэВ, 30 МэВ, 50 МэВ, 50,6 МэВ и 91,8 МэВ

Расчеты выполнены с применением двух потенциалов А, В и С для энергии 29 МэВ. Как видно из рисунка, все наборы потенциалов адекватно воспроизводят как литературные данные, так и результаты настоящего эксперимента по упругому рассеянию, что подтверждает корректность выбранных параметров. Однако в области больших углов при низких энергиях наблюдается резкий рост экспериментальных сечений, который не воспроизводится обычной оптической моделью. Наиболее вероятным источником этого эффекта является вклад механизма кластерного обмена,

характерного для α -кластеризованных систем таких как $\alpha + {}^{10}\text{B}$. Для верификации правильности найденных параметров оптического потенциала, расчеты были дополнены моделированием в рамках модели двойного свертывания (DFM). В этой модели реальная часть ОП формируется посредством свертывания эффективного NN-взаимодействия с распределениями плотности ядер-участников (снаряда и мишени). Схема используемой координатной системы DFM представлена на рисунке 30.

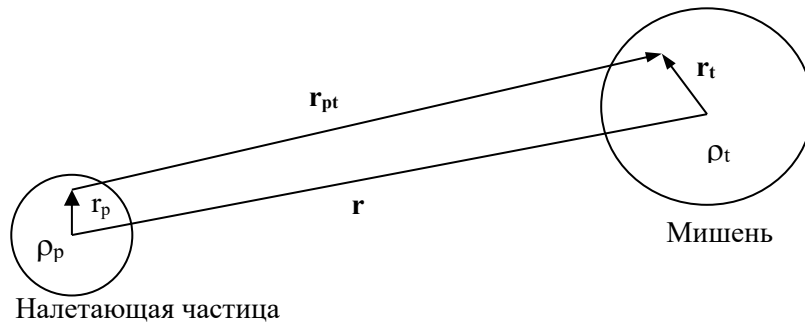


Рисунок 30 – Система координат, используемая в DFM

Оптический потенциал, получаемый в рамках DFM, рассчитывается по следующему интегральному выражению:

$$V_{DF}(r) = \int \rho_p(r_p) \rho_t(r_t) v_{NN}(r_{pt}) d^3 r_p d^3 r_t, \quad (81)$$

где ρ_p и ρ_t – плотности ядра-снаряда и ядра-мишени, а величина $r_{pt} = r + r_t - r_p$ определяет расстояние между взаимодействующими нуклонами.

Полный оптический потенциал в таком подходе записывается в виде:

$$U(r) = -N_r V_{DF}(r) - iW(r) + V_C(r), \quad (82)$$

где N_r играет роль коэффициента нормировки действительной части и подбирается для согласования с экспериментальными данными. Для расчета сверточных потенциалов возможно использование различных вариантов эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия. Наиболее распространенным является взаимодействие МЗУ, разработанное на основе суперпозиции трех Yukawa-компонент, описанных в [38, с. 193; 88, 89]. В настоящем исследовании расчеты DFM выполнялись с использованием программы DFPOT [90], где реализовано реалистичное МЗУ-взаимодействие:

$$v_{NN}(r) = 7999 \frac{\exp(-4r)}{4r} - 2134 \frac{\exp(-2.5r)}{2.5} + J_{00}(E) \delta(r) \text{ MeV}, \quad (83)$$

где $J_{00}(E)$ обменная часть параметризуется как в работе [91]:

$$J_{00}(E) = -276 \left[1 - 0.005 \frac{E_{Lab}}{A_p} \right] MeV fm^3 \quad (84)$$

Для вычисления DFM-потенциала требуется распределение ядерных плотностей. Для α -частицы (^4He) и ядра ^{10}B использовалась Гауссова форма:

$$\rho(r) = \rho_0 \exp(-\beta r^2), \quad (85)$$

где ρ_0 можно определить с помощью условия нормировки

$$\int \rho(r) r^2 dr = \frac{A}{4\pi} \quad (86)$$

Для расчета плотностей были выбраны радиусы $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ для ^4He – 1,68 фм и мишени ^{10}B – 2,45 [92]. Действительная часть потенциала взаимодействия, была использована для описания данных при энергии 29 МэВ с мнимой частью потенциала из набора А. При этом нормировочный коэффициент N_r , был равен единице. Результаты описания угловых распределений упругого рассеяния, показаны на рисунке 31 фиолетовым цветом.

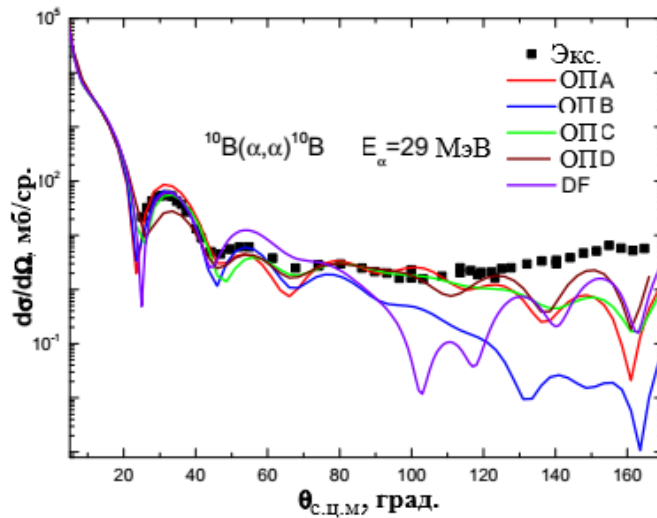


Рисунок 31 – Теоретический расчет угловых распределений дифференциальных сечений α – частиц, рассеянных на ядрах ^{10}B при энергии 29 МэВ

При энергии 29 МэВ были рассмотрены и найдены как оптимальные различные варианты оптических потенциалов: расчеты, выполненные с параметрами набора А, отображены красной кривой; набору В соответствует синяя кривая; наборам С и D – зеленая и винная соответственно; а потенциал DF ($N_r=1$) представлен фиолетовой линией. При этой энергии удалось найти несколько дополнительных комбинаций параметров (имеется ввиду наборы С и D) [85, с. 8], которые позволяют найти хорошее согласие теоретического

описания полученных нами экспериментальных данных по упругому рассеянию. Как и следовало ожидать, глубокий действительный потенциал (набор D) ведет к увеличению дифференциальных сечений на больших углах, однако даже столь существенное углубление все еще не обеспечивает полного совпадения с экспериментальными результатами.

Для изучения проявлений дискретной неоднозначности глубины реальной части оптического потенциала радиусы и диффузности действительных и мнимых компонент, а также глубина мнимой части потенциала A , были зафиксированными для всех энергий. Далее глубину реального потенциала изменяли в диапазоне 50-240 МэВ с шагом 10 МэВ и вычисляли соответствующие χ^2 . Результирующие χ^2 от глубин для различных энергий налетающих частиц, представленная на рисунке 32 [85, с. 9].

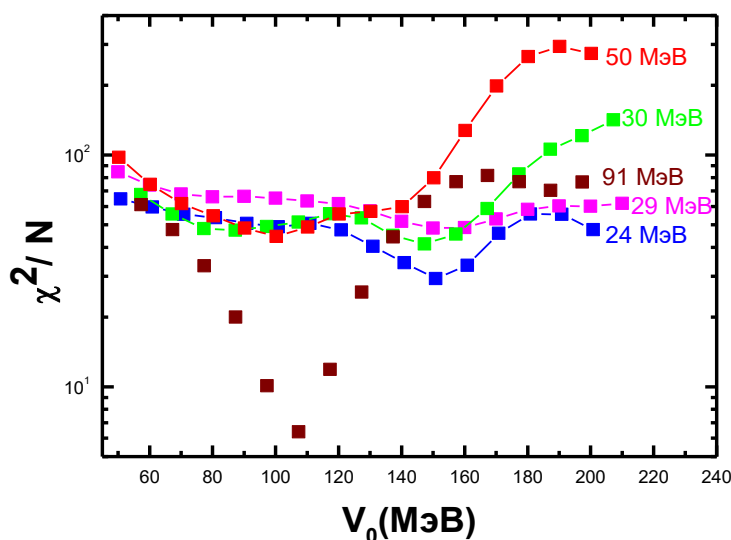


Рисунок 32 – Зависимость χ^2/N от варьирования V_0 – глубины реальной части потенциала

На рисунке иллюстрация того, что, при сравнительно низких энергиях зависимости χ^2 показывают появление нескольких локальных минимумов. Такая особенность указывает на ярко выраженную дискретную неоднозначность в определении глубины действительного потенциала. Однако по мере увеличения энергии число таких минимумов уменьшается, что свидетельствует о постепенном ослаблении неоднозначности и дает возможность выделить фактически единственный оптимальный набор параметров при энергиях вплоть до 91 МэВ. На рисунке 33 приведены радиальные зависимости действительной (V) и мнимой (W) составляющих оптического потенциала, рассчитанные для всех наборов при $E = 29$ МэВ [85, с. 8].

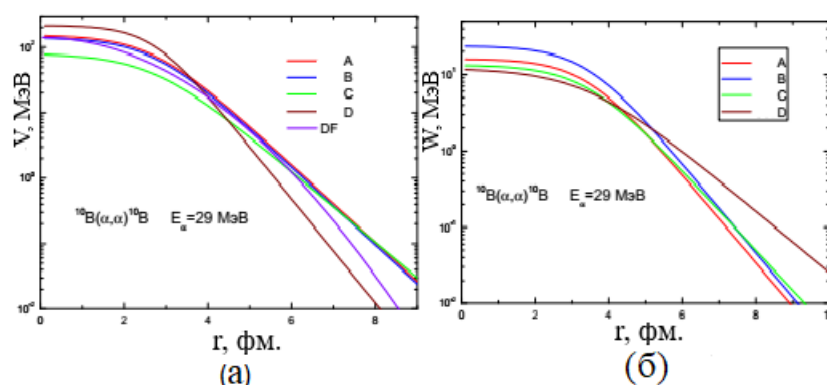


Рисунок 33 – Радиальная зависимость глубины V от r – (а) и (б) – радиальная зависимость глубины W от r

Как можно видеть, точки пересечения соответствующих кривых заметно <разбросаны> и располагаются в довольно широком интервале расстояний приблизительно от 4 до 8 фм. Подобная вариативность указывает на существенное влияние непрерывной неоднозначности параметров оптической модели при низких энергиях. В то же время микроскопический потенциал DF демонстрирует наилучшее согласование с потенциалами, соответствующими наборам А и В, особенно в области радиуса сильного поглощения ($r = 4$ фм).

4.1.1 Учет механизма обмена ${}^6\text{Li}$ кластерами в структурах ${}^{10}\text{B}$ в анализе рассеяния методом связанных каналов

Высокая степень деформации ядра ${}^{10}\text{B}$, подтвержденная в работах [10, с. 310; 14, с. 190], приводит к тому, что его низколежащие состояния уровни формируются как коллективные возбуждения. Такая структура спектра делает использование упрощенных одночастичных моделей малопригодным, и потому для корректного описания процессов рассеяния естественным оказывается применение метода связанных каналов, способного учитывать взаимное влияние различных возбужденных состояний. Численные теоретические вычисления были осуществлены с помощью программы FRESCO, при этом базовый оптический потенциал брался из анализа упругого рассеяния, выполненного в рамках оптической модели при энергии 29 МэВ из таблицы 3 потенциал А. В рамках расчетов рассматривались упругое рассеяние и неупругое соответствующее первому возбужденному уровню 1^+ с энергией 0,718 МэВ. Теоретические угловые распределения были сопоставлены с экспериментальными результатами, что графически представлено на рисунках 34 и 35. Из анализа данных, показанных на рисунке 34, следует, что расчетная кривая упругого рассеяния, полученная при использовании параметров набора А (зеленая линия), сохраняет выраженную дифракционную структуру на всем диапазоне углов. Однако экспериментальные значения демонстрируют существенно иное поведение проявляясь в том, что дифракционная картина полностью исчезает при больших углах, и вместо нее наблюдается значительное увеличение дифференциального сечения [85, с. 13].

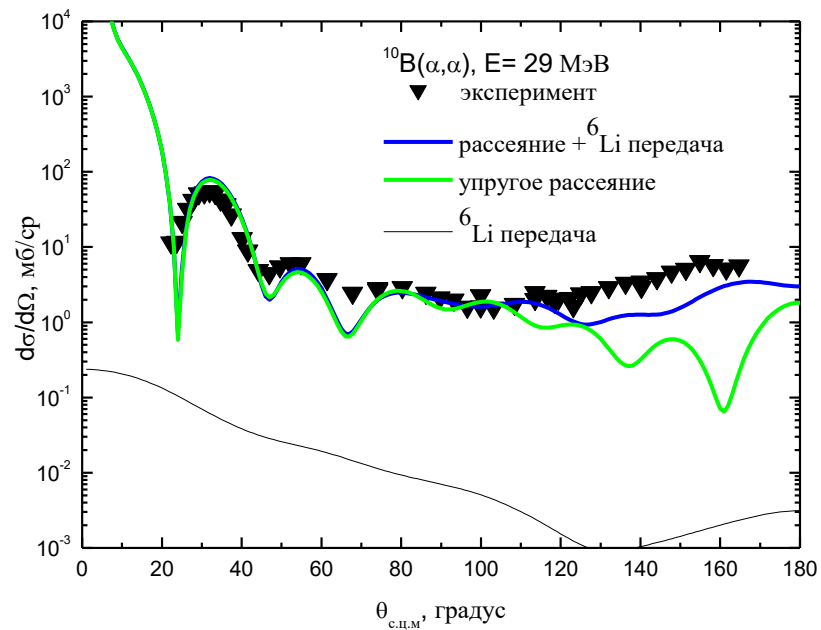


Рисунок 34 – Угловое распределение упругого рассеяния с переходом в основное состояние 3^+ ядра ^{10}B

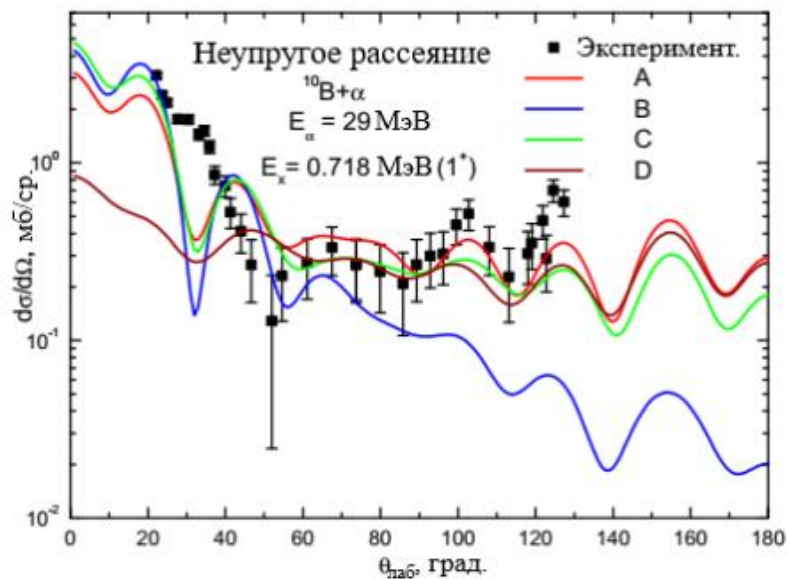


Рисунок 35 – Угловое распределение неупругого рассеяния с переходом в состояние $E_x = 0.718 \text{ МэВ } (1^+)$ ядра ^{10}B

Это расхождение связано с тем, что при больших углах возрастает вклад обменного механизма, обусловленного переносом сравнительно тяжелого кластера ^6Li . Чтобы учесть этот эффект количественно, были выполнены дополнительные расчеты обменных сечений в коде FRESKO. Формирование искаженных волн входящего и выходного каналов проводились на основе тех же оптических потенциалов, параметры которых представлены в таблице 3.

Волновая функция кластера $\alpha + ^6\text{Li}$ в ядре ^{10}B была получена с использованием потенциала Вудса-Саксона, при этом брались параметры с

приведенным радиусом 1,25 фм и диффузностью 0,65 фм. Глубину потенциальной ямы подбирали таким образом, чтобы обеспечить требуемую энергию связи рассматриваемой кластерной конфигурации. Для вычисления дифференциальных сечений реакции $^{10}\text{B}(\alpha, ^{10}\text{B})\alpha$ использовали соотношение:

$$(d\sigma/d\Omega)_{\text{exp}} = S_1 S_2 (d\sigma/d\Omega)_{\text{th}}, \quad (87)$$

где $(d\sigma/d\Omega)_{\text{th}}$ обозначает теоретическое расчетное значение сечения, а S_1 и S_2 – спектроскопические факторы кластерной структуры ядра ^{10}B во входном и выходном каналах, представленного как система $\alpha + ^6\text{Li}$ [85, с. 13]. Данные величины являются феноменологическими параметрами и определяются путем подгонки т.е. из сопоставления расчетных результатов с экспериментальными данными, особенно в области больших углов.

Тщательное моделирование механизма переноса осложняется рядом факторов. В отличие от легких кластеров d , t , ^3He , или α перенос более массивного кластера ^6Li может происходить не только в основном, но и в ряде возбужденных состояний. Однако для этих возбужденных состояний отсутствуют надежные данные о спектроскопических амплитудах либо они обладают значительной неопределенностью. Поэтому, чтобы получить качественную оценку вклада переноса, в расчетах мы рассматривали исключительно перенос ^6Li в основном (1^+) состоянии (рисунок 34), о чем также мы излагаем в своей статье [85, с. 13]. Спектроскопическая амплитуда, соответствующая кластерной конфигурации $\alpha + ^6\text{Li}_{\text{о.с.}}$ в 1D-компоненте волновой функции для уровня 3^+ ядра ^{10}B , была выбрана таким образом, чтобы обеспечить наиболее точное совпадение теоретической модели с экспериментом при больших углах рассеяния.

Полученные результаты хорошо коррелируют с анализом процесса упругого рассеяния $^{11}\text{B}(\alpha, \alpha)^{11}\text{B}$ при энергии 50 МэВ [93]. В данной работе увеличение сечения в области обратных углов интерпретировалось как проявление обменного механизма с участием кластера ^7Li . При этом для возбужденных уровней ядра ^{11}B вклад кластерного переноса оказывается существенно менее выраженным и составляет лишь около 30-50%. Как отмечено в работе [93, с. 1311], оставшиеся несоответствия между теорией и экспериментом могут быть обусловлены неполным учетом возможных переходов в другие возбужденные состояния ядра ^7Li , а также неопределенностями в значениях спектроскопических амплитуд.

Угловое распределение неупругого рассеяния с переходом в возбужденное состояние ядра ^{10}B $E_x = 0,718$ МэВ (1^+), демонстрирует хорошо выраженную дифракционную структуру во всем диапазоне измерений. В виду деформации ядерной поверхности, в расчетах по методу связанных каналов предполагалось, что взаимодействие определяется оптическим потенциалом $V(r, R(\theta'))$, где радиусная координата $R(\theta')$ зависит от полярного угла θ' в системе координат, связанной с ядром [75, с. 190; 94, 95]. В случае аксиально-симметричной конфигурации учет квадрупольной деформации приводит к выражению:

$$R(\theta') = R_0[1 + \beta_2 Y_{20}(\theta')], \quad (88)$$

где β_2 – параметр квадрупольной деформации. Модельный анализ проведен для всех наборов параметров А-Д. Сравнение с экспериментом показывает, что потенциалы А С и Д дают достаточно удовлетворительные результаты описания в интервале углов 40° – 120° . Однако потенциал Д приводит к занижению сечения при малых углах, в то время как потенциал В недооценивает значения при больших углах. Наилучшее согласование теории с экспериментом в указанной угловой области достигается при $\beta_2 = 0,6 \pm 0,15$. В результате анализ упругого рассеяния, выполненного с учетом обменного механизма переноса кластера ${}^6\text{Li}$ (рисунок 35), позволяет достаточно точно воспроизвести экспериментальные данные во всем исследованном угловом диапазоне. Полученное значение квадрупольной деформации $\beta_2 = 0,60$ для ядра ${}^{10}\text{B}$ согласуются с результатами исследований взаимодействий с протонами, дейтронами и частицами ${}^3\text{He}$ [9, с. 19; 10, с. 284; 95, с. 376], что подтверждает его устойчивость и физическую достоверность.

4.2 Упругое и неупругое рассеяние α -частиц на ${}^{11}\text{B}$ при $E = 40$ и 65 МэВ и V-W неоднозначность выбора оптических потенциалов

Феноменологический подход в исследовании и анализе экспериментальных данных по упругому рассеянию с использованием ОП остается наиболее действенным инструментом для получения информации о характере взаимодействия ядерных частиц. Теоретические основания данного подхода и его математический аппарат подробно изложены в [96]. Суть метода состоит в замене сложной задачи рассеяния многонуклонной системы на расчет движения частицы в эффективном среднем поле комплексного ОП, параметры которого (форма и глубина) подгоняются к экспериментальным сечениям. Подбор параметров потенциалов осуществлялся путем минимизации функционала χ^2 . В качестве одного из начальных вариантов использовался потенциал из публикации [97], где предложены эмпирические зависимости для центрального потенциала с чисто поверхностным поглощением, параметры этого потенциала задаются через энергию α -частиц и массовое число ядра-мишени. Указанный модельный потенциал успешно описывает процессы рассеяние ${}^4\text{He}$ в диапазоне энергий от 10 до 220 МэВ на легких и тяжелых ядрах от бериллия до свинца. Подгоночные стартовые значения параметров были заимствованы из работы [98]. Далее проводился поиск оптимальных значений оптического потенциала для упругого рассеяния α -частиц на ${}^{11}\text{B}$. Итоговые результаты для энергий 40 и 65 МэВ приведены в таблице 4.

Таблица 4 – Параметры потенциалов, определенные по данным упругого рассеяния α -частиц на ^{11}B

$E_\alpha = 65 \text{ МэВ}$	Наб.1	Наб.2	Наб.3	Наб.4	Наб.5	Наб.6	Наб.7
$V, \text{ МэВ}$	78	94,63	96,48	101,3	102,87	105,56	127,0
$r_V, \text{ фм}$	1,205	1,305	1,305	1,199	1,205	1,18	1,205
$a_V, \text{ фм}$	0,8	0,746	0,785	0,798	0,785	0,8	0,8
$W, \text{ МэВ}$	13,41	20,72	28,41	18,11	16,096	19,98	19,41
$r_W, \text{ фм}$	1,65	1,55	1,55	1,57	1,65	1,55	1,35
$a_W, \text{ фм}$	0,761	0,749	0,578	0,814	0,792	0,65	0,761
$J_V, \text{ МэВ фм}^3$	268,55	363,86	386,58	344,62	348,03	353,15	437,25
$J_W, \text{ МэВ фм}^3$	89,85	118,42	141,51	112,7	110,5	115,2	130,04
χ^2/N	23,57	6,79	18,64	8,54	9,02	9,08	24,46
$E_\alpha = 40 \text{ МэВ}$	Наб.1	Наб.2	Наб.3	Наб.4	Наб.5	Наб.6	Наб.7
$V, \text{ МэВ}$	74,71	76,65	81,20	125,73	138,14	147,11	151,84
$r_V, \text{ фм}$	1,25	1,215	1,215	1,245	1,285	1,23	1,2
$a_V, \text{ фм}$	0,848	0,869	0,86	0,743	0,768	0,74	0,75
$W, \text{ МэВ}$	23,55	18,51	22,75	28,49	8,5	19,96	17,29
$r_W, \text{ фм}$	1,29	1,41	1,29	1,29	2,21	1,53	1,6
$a_W, \text{ фм}$	0,881	0,897	0,895	0,702	0,385	0,65	0,65
$J_V, \text{ МэВ фм}^3$	293,2	291,2	289,8	434,5	525,65	493,3	486,9
$J_W, \text{ МэВ фм}^3$	102,5	98,45	100,5	101,89	102,34	101,7	98,18
χ^2/N	9,0	8,67	9,01	16,3	15,39	16,36	3,5

Объёмные интегралы J_V действительной части потенциала, пересчитанные на пару взаимодействующих частиц, из таблицы 4, различаются весьма существенно от 250 до 530 МэВ·фм³. Теоретические кривые описания эксперимента с этими потенциалами проиллюстрированы на рисунке 36.

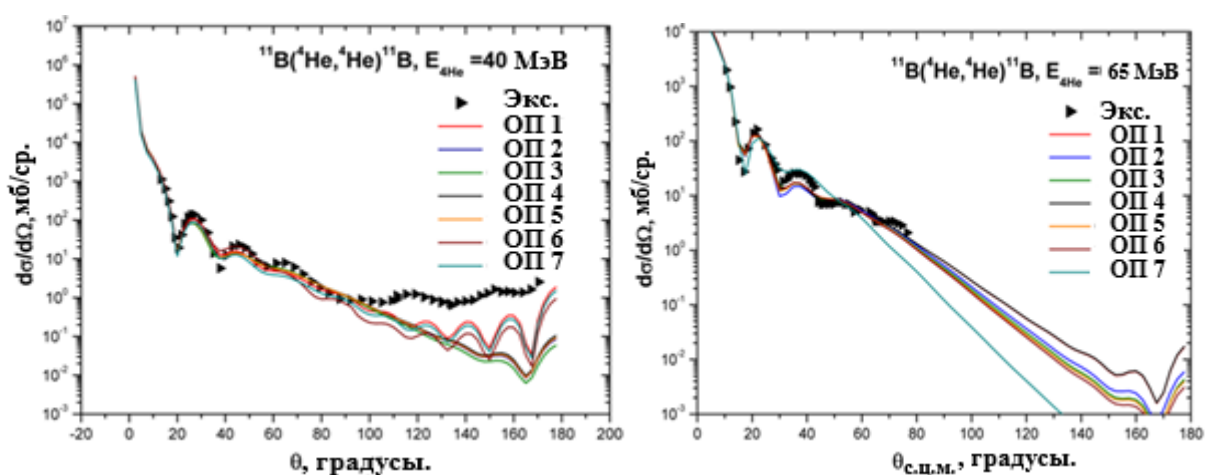


Рисунок 36 – Сплошные кривые – расчеты для ОМ ядра с потенциалами 1–7

Для каждого значения энергии найдено по семь вариантов потенциалов, сопоставимо хорошо согласующихся с экспериментальными значениями

угловых распределений. Для корректного обсуждения дальнейших результатов необходимо определить, области в которых чувствительность к вариациям реальной и мнимой частям потенциалов максимальна. В этой связи была выполнена серия расчётов с потенциалом 3 (таблица 4), значения которого задавались дискретно на сетке радиусов с шагом 0,1 фм. Для каждой точки в интервале $r = 0 - 6,5$ фм определялись пределы изменения $V(r)$ и $W(r)$, при которых величина χ^2/N оставалась в пределах 25% от минимального значения, о чем также говорится в нашей работе [99]. Графики функции $V(r)$, $W(r)$ и отношения V/W представлены на рисунке 37.

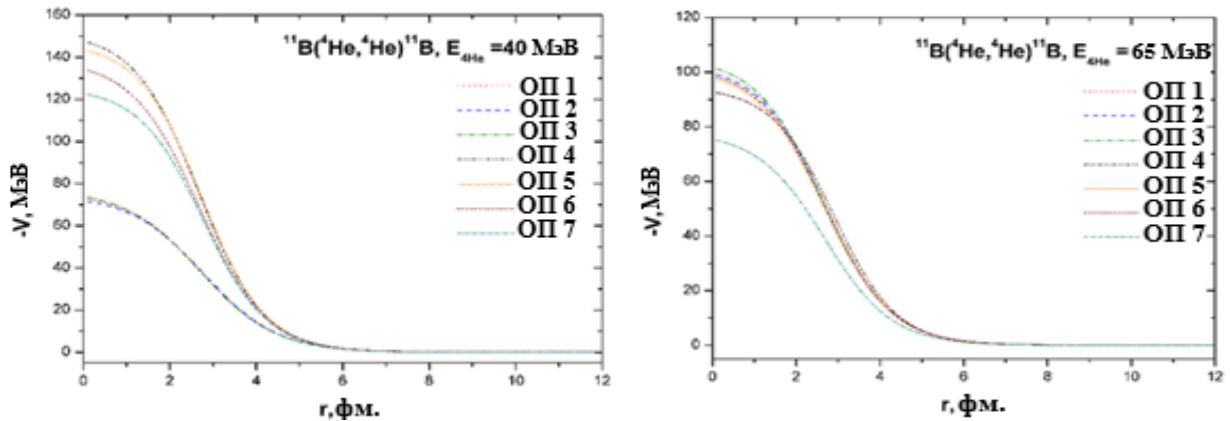


Рисунок 37 – Радиальные зависимости действительной ($V(r)$) и мнимой ($W_D(r)$) частей потенциалов, связанных дискретными и непрерывными неоднозначностями

Из анализа видно, что максимальная чувствительность к действительной части потенциала ограничена областью приблизительно 0,5-6 фм. Влияние мнимой части проявляется в более узком диапазоне 2,5–5,5 фм. Наблюдения качественно согласуются с выводами работ [8, с. 4; 100].

Проведенный анализ показывает, что в пределах указанной области чувствительности локальное изменение функций $V(r)$ и $W(r)$ порядка 10% приводит к росту величины χ^2/N на 20%. В центральной же области и на периферии та же величина изменения χ^2 достигается лишь при более чем двукратном изменении значения потенциала.

Хотя все найденные варианты потенциалов обеспечивают практически одинаковую точность воспроизведения экспериментальных данных, соответствующие им матрицы рассеяния, демонстрируют существенные различия. В качестве иллюстрации на рисунке 38 приведены комплексные элементы S_j , рассчитанные для потенциалов 2 и 7 из таблицы 4, относящиеся к парциальным волнам, которые дают наибольший вклад в полное сечение. Обычно потенциалы такого типа рассматриваются как приблизительно фазово эквивалентные. Однако, как видно из зависимостей (рисунок 38), эти два потенциала таковыми не являются, и, не могут быть отнесены к одной фазово-эквивалентной группе, следовательно, не относятся к семействам с привычными дискретными или непрерывными неоднозначностями. Для того

чтобы установить, насколько однозначно из данных рассеяния может быть извлечено значение объемного интеграла действительной части потенциала, были проведены дополнительные расчеты. В них исследовалась зависимость качества аппроксимации от величины J_V . Расчеты проводились для сетки фиксированных радиусов близких к табличным значениям потенциалов (таблицы 4.) Остальные параметры (кроме радиусов), подбирались по критерию $\chi^2=N$, согласовывая теорию с экспериментом. Итоговая зависимость $\chi^2=N$ от J_V представлена на рисунке 38 и обсуждена в нашей статье [99, с. 723].

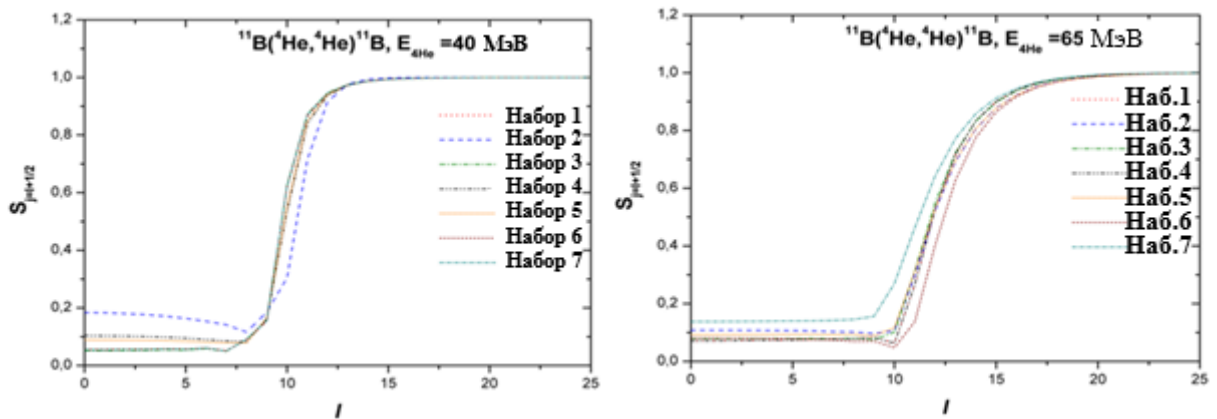


Рисунок 38 – Значения модулей элементов матрицы рассеяния S_j и зависимость величины $\chi^2=N$ от объемного интеграла действительной части для потенциалов из таблицы 4

Следует отметить, что данная зависимость не является единственно возможной, поскольку определяется как начальными значениями параметров ОП, так и особенностями процедуры поиска минимума. Тем не менее расчеты показывают, что удовлетворительное согласование с экспериментом достигается практически при любых значениях J_V в интервале 250–530 МэВ·фм³. Таким образом, объемный интеграл реальной части потенциала не может быть надежно извлечен из данных упругого рассеяния без введения дополнительных ограничений на параметры потенциалов.

Завышенные значения χ^2/N для $J_V = 250\text{--}300$ МэВ·фм³ не свидетельствуют о том, что в этом интервале невозможно найти иные комбинации J_V , обеспечивающих более точное описание угловых распределений. Действительно для энергий 40 и 65 МэВ имеются потенциалы с $J_V = 268$ и 344 МэВ·фм³ (таблица 4), которые дают приемлемое соответствие экспериментальным данным. Если рассматривать непрерывное семейство значений R_i и V_R , соответствующих данным при определенном a_i , то $V_R \exp(R_i/a_i) = \text{const}$.

Мы можем найти $V_R \exp(R_i/a_i) = 674,2 \pm 28$ ($481,6 \pm 71,8$) при энергиях 40 и 65 МэВ соответственно. Аналогичный анализ для мнимой части, выполненный с использованием всех наборов потенциалов, кроме первого для 65 МэВ и второго набора для 40 МэВ, мы определили $W_R \exp(R_i/a_i) = 184,9 \pm 15,4$ ($133,87 \pm 20,3$). При этом рассеяние оказывается чувствительным

преимущественно к хвосту потенциала, то есть при $r \gg R_i$, где доминирует экспоненциальный спад и влияние внутренних параметров существенно ослабляется [99, с. 724].

$$\frac{\hbar \exp(r - R_i)}{a_i} \gg 1; \quad V_R \left(1 + \frac{\hbar \exp(r - R_i)}{a_i} \right)^{-1} \cong V_R \frac{\hbar \exp(R_i)}{a_i} \frac{\hbar \exp(-r_i)}{a_i} \quad (89)$$

Таким образом, при фиксированном значении a_i все комбинации V_R и R_i , удовлетворяющее упомянутому выше соотношению, приводит к формированию потенциала с тем же хвостом для $r \gg R_i$. То же самое можно сказать о мнимой части потенциала. Это указывает на то, что потенциал Вудса–Саксона прибывает в условиях сильного поглощения. Интересно, что полученная картина хорошо согласуется с неоднозначностью, наблюдавшейся в экспериментах по рассеянию α -частиц при энергии 40 МэВ [28, с. 1673] а также с работой в рамках данной диссертации [101]. В целях правильной оценки поведение корреляции между действительной и мнимой компонентами ОП, необходимо рассматривать реакции данного типа в широком диапазоне энергий. В попытке проследить корреляции между глубинами залегания действительной и мнимой частей потенциалов Вудса–Саксона мы исследовали возбужденное состояние $^{11}\text{В}$ со спином-четностью $5/2^-$ и соответствующей ему энергией 4,445 МэВ, задав коэффициент деформации 0,42, иллюстрация теоретического расчета на рисунке 39.

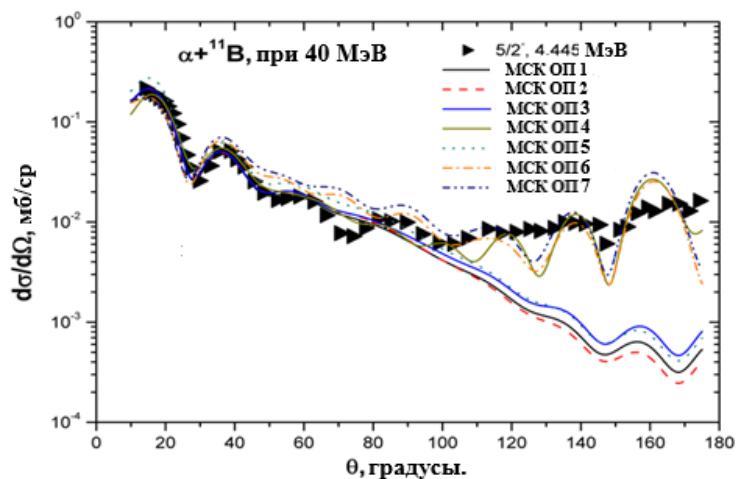


Рисунок 39 – Сплошные кривые — расчеты неупругого рассеяния по МСК с потенциалами 1–7

Выводы по четвертой главе

Глава посвящена исследованию процессов рассеяния α -частиц на ядрах изотопов $^{10}\text{В}$ и $^{11}\text{В}$ в области энергий 24–90 МэВ. Для $^{10}\text{В}$ при энергии 29 МэВ построены угловые распределения сечений рассеяния. Рассмотрено

возбужденное состояние ^{10}B $E_x = 0,718$ МэВ (1^+) во взаимодействии с α -частицами. Теоретическая интерпретация измеренных нами угловых распределений и данных из литературы выполнен с применением оптической модели и метода связанных каналов. Найденные нами физически обоснованные параметры оптических потенциалов, позволили добиться хорошего описания экспериментальных данных по упругому рассеянию в широком энергетическом диапазоне для α -частиц. В результате анализа неупругих каналов рассеяния на ядрах ^{10}B при энергии 29 МэВ определен параметр квадрупольной деформации $\beta_2 = 0,6$ отражающий коллективные свойства возбужденного состояния. Также показано, что возможный вклад механизма обмена ^6Li -кластерами с спектроскопической амплитудой ($SA = 1,4$) оказался принципиально важным при описании упругого рассеяния α -частиц на ^{10}B . Полученные нами значения из теоретических расчетов находятся в хорошем согласии с литературными данными, что говорит о корректности найденных параметров ОМ, значения квадрупольной деформации и спектроскопической амплитуды.

При энергии 40 МэВ проведены измерения и проведен теоретический анализ экспериментальных угловых распределений и литературных данных с энергией и 65 МэВ по упругому рассеянию α -частиц на ядрах ^{11}B . Использованы потенциалы Вудса–Саксона, включающие как объемное, так и поверхностное поглощение. Для каждой энергии найдено по семь наборов параметризаций, адекватно описывающих экспериментальные данные. Из анализа, возбужденного состояния ^{11}B со спином-четностью ($5/2^-$) извлечен параметр деформации равным 0,42. При этом объемные интегралы действительной части варьируются в пределах от 250 до 530 МэВ фм³, показывая значительный разброс. Анализ показал, наличие выраженной неоднозначности в определении глубин действительной (V) и мнимой (W) частей потенциала, обусловленной их сильной корреляцией: изменения одной из компонент могут компенсироваться соответствующими изменениями другой (и наоборот). Это обстоятельство существенно затрудняет однозначную интерпретацию структуры ядра ^{11}B в рамках чисто феноменологического анализа, несмотря на наличие эффектов неупругих каналов в процессе рассеяния. Это подчеркивает необходимость комплексного анализа с привлечением дополнительных данных.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящем исследовании проведен комплексный анализ взаимодействия легких ионов – дейтронов и α -частиц – с ядрами стабильных изотопов ^{10}B и ^{11}B при низких и средних энергиях. Работа охватывает широкий спектр экспериментальных и теоретических задач, включая измерения угловых распределений сечений, построение и верификацию оптических потенциалов, а также моделирование процессов с учетом неупругих каналов и реакций с переносом нуклонов.

В рамках третьей главы была изучена реакция взаимодействия дейтронов с ядром ^{10}B при энергии 14,5 МэВ. Измерены дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния, а также реакции нейтронного переноса (d,t), приводящей к образованию ядра ^9B в основном и возбужденных состояниях. Анализ выполнен с применением оптической модели и метода связанных каналов с использованием программного комплекса FRESKO. Полученные значения квадрупольной деформации $\beta_2 = 0,76 \pm 0,1$; $\beta_2 = 0,7 \pm 0,1$ и $\beta_2 = 0,7 \pm 0,1$ для возбужденных состояний ядра ^{10}B с энергиями 0,718 МэВ (1^+), 2,154 МэВ (1^+) и 3,59 МэВ (2^+) соответственно, находятся в согласии с предыдущими экспериментальными данными. Для реакции (d,t) проведен расчет с извлечением спектроскопических амплитуд кластерных конфигураций $^{10}\text{B} \rightarrow ^9\text{B} + n$, $^9\text{B} (3/2^-)$ ($SA = 0,67$), $^9\text{B} (5/2^-)$ ($SA = 0,94$), демонстрирующих хорошее соответствие с литературными результатами. Дополнительно оценен возможный вклад кластерного механизма с передачей ядра ^8Be ($SA = 0,8$), показавший его незначительное влияние на общие сечения рассеяния.

Четвертая глава посвящена исследованию взаимодействия α -частиц с ядрами ^{10}B и ^{11}B в обширном диапазоне энергий, получены данные по упругому и неупругому рассеянию и возбужденное состояние ^{10}B с энергией 0,718 МэВ (1^+). Оптические потенциалы, использованные для анализа, определены в рамках феноменологической оптической модели и метода связанных каналов. Из анализа неупругих каналов извлечено значение параметра деформации $\beta_2 = 0,6$. Также показано, что возможный вклад механизма обмена ^6Li -кластерами с спектроскопической амплитудой ($SA = 1,4$) оказался принципиально важным при описании упругого рассеяния α -частиц на ^{10}B .

Для ядра ^{11}B при 40 и 65 МэВ произведен теоретический анализ упругого рассеяния в обширной области по углам (до 170°). В рамках оптической модели с потенциалами Вудса–Саксона выявлено существование неоднозначности глубин реальной и мнимой частей ($V-W$) при подборе параметров потенциала. Из анализа, возбужденного состояния ^{11}B со спином-четностью ($5/2^-$) извлечен параметр деформации равным 0,42. Несмотря на хорошее согласие с экспериментальными данными для различных наборов параметров, сильная корреляция между глубинами действительной и мнимой частей потенциала ограничивает возможности однозначной интерпретации ядерной структуры на основе феноменологического анализа.

Таким образом, проведенное исследование демонстрирует высокую эффективность применения оптической модели и метода связи каналов для анализа реакций с легкими ионами при низких и промежуточных энергиях. В то же время, выявленные ограничения и неоднозначности подчеркивают необходимость привлечения дополнительных данных и методов (в том числе микроскопических подходов), направленных на более глубокое понимание структуры легких ядер и механизмов их взаимодействия с другими частицами.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

- 1 Satchler G.R. Direct Nuclear Reactions. – New York: Clarendon Press, 1983. – 834 p.
- 2 Hodgson P.E. The nuclear optical model // Rep. Progress in Physics. – 1971. – Vol. 34. – P. 765-819.
- 3 Michel F., Reidemeister G., Ohcubo S. Airy structure in $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ elastic scattering between 5 and 10 MeV/nucleon // Phys. Rev. C. – 2001. – Vol. 63. – 034620.
- 4 Demetriou P., Grama C., Goriely S. Improved global α -optical model potentials at low energies // Nucl. Phys. A. – 2002. – Vol. 707. – P. 253-276.
- 5 Koning A.J., Delaroche J.P. Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV // Nucl. Phys. A. – 2003. – Vol. 713. – P. 231-310.
- 6 Freer M. The clustered nucleus – cluster structures in stable and unstable nuclei. // Rep. Prog. Phys. – 2007. – Vol. 70. – P. 2149-2210.
- 7 Burtebaev N. et. al. Elastic Scattering of ^3He Nuclei on ^{13}C Nuclei at 50 and 60 MeV and V–W Ambiguity in Choosing Optical Potentials // Phys. At. Nucl. – 2000. – Vol. 63. – P. 562-569.
- 8 Yamaguchi H., Hashimoto T., Hayakawa S., Binh D. N., Kahl D., Kubono S., Wakabayashi Y., Kawabata T., Teranishi T. α resonance structure in ^{11}B studied via resonant scattering of $^7\text{Li}+\alpha$ // Phys. Rev. C. – 2011. – Vol. 83. – 034306.
- 9 Ajzenberg-Selove F. Energy Levels of Light Nuclei $A = 10$ // Nucl. Phys. A. – 1988. – Vol. 490. – P. 1-225.
- 10 Tilley D.R., Kelley J.H., Godwin J.L., Millener D.J., Purcell J., Sheu C.G. and Weller H.R. Energy Levels of Light Nuclei $A = 8,9,10$ // Nucl. Phys. A. – 2004. – Vol. 745. – P. 155-362.
- 11 Yamada T., Funaki Y. $\alpha + \alpha + t$ cluster structures and $^{12}\text{C} (0^+_2)$ - analog states in ^{11}B // Phys. Rev. C. – 2010. – Vol. 82. – P. 1-13.
- 12 Hoyle F. On nuclear reactions occurring in very hot stars. I. The synthesis of elements from carbon to nickel // Astrophys. J. Suppl. – 1954. – Vol. 1. – P. 121-146.
- 13 Burtebayev N., Sakuta S.B., Nassurla Marzhan, Saduev N., Nassurla Maulen, Sadykov T.Kh., Trzcińska A., Wolińska-Cichocka M., Khojayev R. Mechanism of the $^{11}\text{B}(\alpha, t)^{12}\text{C}$ reaction at an energy of 40 MeV, role of exchange processes and collective excitations // Eur. Phys. J. A. – 2019. – Vol. 55. – 38.
- 14 Bohr A., Mottelson B.R. Nuclear Structure. Volume II: Nuclear Deformations. – Singapore: World Scientific Publishing, 1998. – 748 p.
- 15 David P., Debrus J., Mommsen H., Riccato A. Elastic scattering of α -particles on ^{10}B for $E_\alpha = 5\text{--}30$ MeV // Nucl. Phys. A. – 1972. – Vol. 182. – P. 234-246.
- 16 Benthaim F., David P., Debrus J., Hinterberger F., Jahn R., Lubke F., Mommsen H., Schoenmackers R., Schuller B. Elastic scattering of α -particles on ^{10}B for $E_\alpha = 5\text{--}50$ MeV // Z. Phys. A. – 1976. – Vol. 279. – P. 163-168.
- 17 Jarczyk L., Kamys B., Rudy Z., Strzalkowski A., Styczen B., Berg G.P.A., Magiera A., Meissburger J., Oelert W., Rossen P., Roemer J.G.M., Kwasniewicz E. Triton and helion transfer in the $^{10}\text{B}(\alpha, ^7\text{Li})^7\text{Be}$ reaction at $E_{\text{lab}} = 91.8$ MeV // Z. Physic A – Atoms and Nuclei. – 1985. – Vol. 322. – P. 221-225.

- 18 Fitz W., Jahr R., Santo R. Scattering and pick-up reactions with deuterons on Be, B, C, N and O at 11.8 MeV // Nucl. Phys. A. – 1967 – Vol. 101. – P. 449-459.
- 19 Nassurlla M., Burtebayev N., Sakuta S.B., Karakozov B.K., Nassurlla Marzhan, Burtebayeva J., Khojayev R., Sabidolda A., Yergaliuly G. Deuteron scattering and (d, t) reaction on ^{11}B at an energy of 14.5 MeV // Nucl. Phys. A. – 2022. – Vol. 1023. – 122448.
- 20 Pakou A., Keeley N., Pierroutsakou D., Mazzocco M., Acosta L., Aslanoglou, X., Boiano A., Boiano C., Carbone D., Cavallaro M., et. al. Important influence of single neutron stripping coupling on near-barrier $^8\text{Li}+^{90}\text{Zr}$ quasi-elastic scattering // Eur. Phys. J. A. – 2015. – Vol. 51. – 90.
- 21 Satchler G.R. Introduction to Nuclear Reactions. – New York: University Press, 1990. – 318 p.
- 22 Thompson I.J., Nunes F.M. Nuclear reactions for astrophysics. principles, calculation and applications of low-energy reactions. – Cambridge: Cambridge University Press, 2009. – 466 p.
- 23 Brueckner K.A. Nuclear saturation and two-body forces. II. Tensor forces // Physical Review. – 1954. – Vol. 96, No. 2. – P. 508-516.
- 24 Bethe H.A. Nuclear Many-Body Problem // Physical Review. – 1956. – Vol. 103, 5. – P. 1353-1390.
- 25 Feshbach H. Unified theory of nuclear reactions // Annals of Physics. – 1958. – Vol. 5. – P. 357-390.
- 26 Perey C.M., Perey F.G. Compilation of phenomenological optical-model parameters 1954–1975 // Atomic Data and Nuclear Data Tables. – 1976. – Vol. 17. – P. 1-101.
- 27 Баррет Р., Джексон Д. Размеры и структура ядер. – Киев: Наукова думка, 1981. – 419 с.
- 28 Igo G. Optical-Model Analysis of Excitation Function Data and Theoretical Reaction Cross Sections for Alpha Particles // Physical Review. – 1959. – Vol. 115. – P. 1665-1674.
- 29 McFadden L., Satchler G. R. Optical-model analysis of the scattering of 24.7 MeV alpha particles // Nuclear Physics. – 1966. – Vol. 84. – P. 177-200.
- 30 Mohr P. α -nucleus potentials for the neutron-deficient p nuclei // Physical Review C. – 2000. – Vol. 61. – 045802.
- 31 Brown G.E., Rho M. The giant Gamow-Teller resonance // Nuclear Physics A. – 1981. – Vol. 372. – P. 397-417.
- 32 Khoa Dao T., Satchler G.R., von Oertzen W. Nuclear incompressibility and density dependent NN interactions in the folding model for nucleus-nucleus potentials // Physical. Review C. – 1997. – Vol. 56. – P. 954-969.
- 33 Duggan F., Lassaut M., Michel F., Vinh Mau N. Antisymmetrization and density-dependent effects within the folding model approach to α -nucleus scattering // Nucl. Phys. A. – 1981. – Vol. 355, No 1. – P.141-170.
- 34 Rowe D.J. Nuclear collective motion: models and theory. – London: Methuen, 1970. – 340 p.
- 35 Skyrme T.H.R. The effective nuclear potential // Nuclear Physics. – 1959. – Vol. 9, No. 4. – P. 615-634.

36 Yukawa H. On the interaction of elementary particles // Proceedings of the Physico – Mathematical Society of Japan. – 1935. – Vol. 17. – P. 48-57.

37 Khoa D.T., von Oertzen W., Ogloblin A.A. Study of the equation of state for asymmetric nuclear matter and interaction potential between neutron-rich nuclei using the density-dependent M3Y interaction // Nuclear Physics A. – 1996. – Vol. 602. – P. 98-132.

38 Satchler G.R., Love W.G. Folding model potentials from realistic interactions for heavy-ion scattering // Physics Reports. – 1979. – Vol. 55. – P. 183-254.

39 Bethe H.A. Theory of nuclear matter // Annual Review of Nuclear and Particle Science. – 1971. – Vol. 21. – P. 93-244.

40 Бактыбаев М.К. Упругие квазиупругие α и d - процессы на ядрах ^{10}B и ^{11}B при энергиях 10 -12 МэВ/нуклон: диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. – Алматы, 2004. – 92 с.

41 Thompson I.J / FRESCO, Department of Physics, University of Surrey, July 2006, Guildford GU27XH, England. version FRESCO 2.0. URL: <http://www.fresco.org.uk>

42 Зеленская Н.С., Теплов И.Б. Метод искаженных волн в реакциях со сложными частицами // ЭЧАЯ. – 1979. – Т. 11, № 2. – С. 342-410.

43 Ньютон Р. Теория рассеяния волн и частиц, Кузнецова А.М., Черненко А.А. – Москва: Мир, 1969. – 607 с.

44 Miller W. WKB Solution of Inversion Problems for Potential Scattering // Journal of Chemical Physics. – 1969. – Vol. 51. – P. 3631-3638.

45 Глухов Ю.А. Эффекты преломления в рассеянии ядер ^{16}O : диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. – Москва, 2003. – 120 с.

46 Гончаров С.А. Развитие и применение потенциального подхода к ядроядерным взаимодействиям при низких и средних энергиях: диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. – Москва, 2003. – 177 с.

47 Brandan M.E., McVoy K.W. Rainbow-shift mechanism behind discrete optical-potential ambiguities // Physical Review C. – 1991. – Vol. 43. – P. 1140-1154.

48 Brandan M.E., Satchler G.R. Optical potential ambiguities and $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ at 350 MeV // Physics Letters B. – 1991. – Vol. 256. – P. 311-315.

49 Knoll J., Schaeffer R. Semiclassical scattering theory with complex trajectories. I. Elastic waves // Annals of Physics. – 1976. – Vol. 97. – P. 307-366.

50 Арзуманов А.А., Неменов Л.М., Анисимов О.К., Баталин С.С., Волков Б.А., Громов Д.Д., Кравченко Е.Т., Круглов В.Г., Нигматов М.Х., Попов Ю.С., Прокофьев С.И., Рыбин С.Н. Изохронный циклотрон с регулируемой энергией ионов // Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат. – 1973. – Т. 4. – С. 6-15.

51 Дуйсебаев А.Д., Иванов Г.Н., Рыбин С.Н., Бергер А.А., Арзуманова З.М., Канашевич В.И., Буртебаев Н.Т., Юшкова В., Кенжебеков Б.Т., Павлова Н.Н., Есипов А. А, Кутербеков К.А. Камера рассеяния для исследования продуктов ядерных реакций на пучке циклотрона // Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат. – 1983. – Т. 2. – С. 80-81.

52 Артемов С.В. и др. Измерительно-вычислительный комплекс для

исследования ядерных реакций // Приборы и техника эксперимента. – 1996. – Т. 1. – С. 44-48.

53 Артемов С.В., Бажажин А.Г., Бактыбаев М.К., Буртебаев Н., Дуйсебаев А., Дуйсебаев Б.А., Зарифов Р.А., Кадыржанов К.К., Караходжаев А.А., Сахиев С.К., Сатпаев Н.К., Саргаскаев А.М., Сейтимбетов А.М. Камера рассеяния для измерения сечений ядерных реакций в предельно малых углах на выведенном пучке изохронного циклотрона У-150М // Известия НАН РК. Серия физико-математическая. – 2006. – Т. 6. – С. 61-64.

54 Буртебаев Н.Т., Виноградов А.А., Вонгай А.Д., Дуйсебаев А.Д., Курашов А.А., Мазуров И.Б., Парамонов В.В., Прокофьев С.И., Сакута С.Б., Санычев В.И., Сытин Н.П., Чесалов А.А., Чуев В.И. Система многомерного анализа для исследования ядерных реакций на циклотроне ИЯФ АН КазССР // Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат. – 1975. – Т. 2. – С. 65-68.

55 Ковальский И.Б. Ядерная электроника. – Москва: Атомиздат, 1972. – 358 с.

56 Мишель Ж., Лоржо К., Эспью Б. Программируемые контролеры, Перевод с французского. – Москва: Машиностроение, 1986. – 187 с.

57 Джансейтов Д.М. Исследование процессов взаимодействия легких заряженных частиц с ядрами ^{13}C : диссертация на соискание ученой степени PhD. – Алматы, 2016. – 113 с.

58 Lise++. Available online: <http://lise.nsl.msui.edu/lise.html> (дата обращения 01.02.2023)

59 Saduyev N., Nassurlla M., Burtebayev N., Sakuta S., Nassurlla M., Kalikulov O., Khojayev R., Sabidolda A., Issayev D. Scattering and One Neutron Pick-Up Reaction on a ^{10}B Target with Deuterons at an Energy of 14.5 MeV // Physics. – 2024. – Vol. 6. – P. 1098-1110.

60 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. – Т. 7. – С. 37-38.

61 Arzumanov A.A. The electrostatic tandem accelerator UKP-2-1 at the institute of nuclear Physicalics // Proceedings of 13th particle accelerator conference. – 1992. – Vol. 1. – P. 118-131.

62 Burtebayev N. et. al. Universal experimental facility for investigation in the field of radiation Physicalics of solids and Physicalics of atomic nucleus // Presentation of 1. Eurasia conference on nuclear science and its application. – 2000. – P. 791-795.

63 Lyons P.B., Toevs J.W., Sargood D.G. Total yield measurements in $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ // Nuclear Physics A. – 1969. – Vol. 130. – P. 1-24.

64 Bulter J.W. Table of (p,γ) resonances by proton energy: $E = 0.163 - 3.0 \text{ MeV}$ // NRL Report. – 1959. – P. 5282-5299.

65 Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике. – Киев: Наукова думка, 1975. – 416 с.

66 Zhang Y., Pang D.Y., Lou J.L. Optical model potential for deuteron elastic scattering with 1p-shell nuclei. // Phys. Rev. C. – 2016. – Vol. 94. – 014619.

- 67 Perey F. (The Niels Bohr Institute, Copenhagen, Denmark). SPI-GENOA. An Optical Model Search Code. – 1976. – Unpublished work
- 68 Nassurlla M., Burtebayev N., Sakuta S.B., Rusek K., Alimov D.K., Nassurlla Marzhan, Sabidolda A., Khodjaev R., Urkinbayev A., Hamada Sh. Investigation of scattering of deuterons on ^{10}B nucleus at 14.5 MeV // *Acta Physica Polonica B. Proceedings Supplement.* – 2023. – Vol. 16. – A11.
- 69 Daehnick W.W., Childs J.D., Vrcelj Z. Global optical model potential for elastic deuteron scattering from 12 to 90 MeV // *Phys. Rev. C.* – 1980. – Vol. 21. – P. 2253-2274.
- 70 Buffa A.J., Brussel M.K. Elastic scattering of ^3He from ^9Be , ^{10}B , ^{11}B , ^{24}Mg , ^{25}Mg , ^{26}Mg and ^{27}Al // *Nucl. Phys. A.* – 1972. – Vol. 195. – P. 545-558.
- 71 Nassurlla Maulen, Burtebayev N., Sakuta S.B., Saduyev N.O., Nassurlla Marzhan, Kalikulov O.A., Zhdanov V.S., Khodjaev R., Sabidolda A., Issayev D. Scattering of deuterons on ^{10}B nuclei at an energy of 14.5 MeV // *Abstracts V International Scientific Forum «Nuclear Sciences and Technologies».* – Almaty, Republic of Kazakhstan, 7-11 October, 2024. – P. 67.
- 72 Nassurlla Maulen, Burtebayev N., Sakuta S.B., Rusek K., Alimov D.K., Nassurlla Marzhan, Sabidolda A., Khodjaev R., Urkinbayev A., Hamada Sh. Investigation of scattering of deuterons on ^{10}B nuclei at 14.5 MeV // *Abstracts IV International Scientific Forum «Nuclear Science and Technologies».* – Almaty, Republic of Kazakhstan, 26-30 September, 2022. – P. 31-32.
- 73 de Swiniarski R., Resmini F.G., Glashauser C., Bacher A.D. Study of ^{10}B by inelastic scattering of 30.3 MeV protons // *Helvetica Physica Acta.* – 1976. – Vol. 49. – P. 227-240.
- 74 Ajzenberg-Selove F. Energy level of light nuclei $A = 5-10$ // *Nucl. Phys. A.* – 1979. – Vol. 320. – P. 1-224.
- 75 Thompson I.J. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics // *Comput. Phys. Rep.* – 1988. – Vol. 7. – P. 167-212.
- 76 Cohen S., Kurath D. Spectroscopic factors for the $1p$ shell // *Nucl. Phys. A.* – 1967. – Vol. 101. – P. 1-16.
- 77 Немец О.Ф., Неудачин В.Г., Рудник А.Т., др. Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных передач. – Киев: Наукова Думка, 1988. – 488 с.
- 78 Rudchik A.T., Rudchik A.A., Muravynets I., Kemper K.W., Rusek K., Koshchy E.I., Piasetski E., Trzinska A., Pirnak V.M., Ponkratenko O.A. et al. $^7\text{Li}(^{15}\text{N}, ^{14}\text{C})^8\text{Be}$ reaction at 81 MeV and $^{14}\text{C}+^8\text{Be}$ interaction versus that $^{13}\text{C}+^8\text{Be}$ // *Nucl. Phys. A.* – 2018. – Vol. 971. – P. 138-148.
- 79 Буртебаев Н., Дьячков В.В., Зарипова Ю., Юшков А.В., Насурлла Маулен, Ходжаев Р.А., Сабидолда А. Изучение кластерных состояний в реакции $d+^{11}\text{B}$ при энергии 14,5 МэВ // *Сборник тезисов III Международный научный форум «Ядерная наука и технологии».* – Алматы, Казахстан, 20-24 сентября, 2021. – С. 58.
- 80 Nassurlla Maulen, Burtebayev N., Sakuta S.B., Alimov D.K., Nassurlla Marzhan, Sabidolda A., Khodjaev R., Urkinbayev A. Study of (d,d) and (d,t) reactions on ^{11}B nuclei at energy of 14.5 MeV // *Abstracts III International Scientific Forum*

«Nuclear Science and Technologies». – Almaty, Republic of Kazakhstan, 20-24 September, 2021. – P. 39.

81 Nilsson B.S. SPI-GENOA an optical model search code. – Copenhagen: In Niels Bohr Institute Computer Program Library, 1975. – 112 p.

82 Igo G., Thaler R.M. Optical model analysis of the elastic scattering of alpha particles // Phys. Rev. C. – 1957. – Vol. 106. – P. 126-133.

83 Cheston W.B., Glassgold A.E. Elastic scattering of alpha particles with optical model // Phys. Rev. C. – 1957. – Vol. 106. – P. 1215-1219.

84 Kucuk Y., Guimaraes V., Carlson B.V. Towards a systematic optical model potential for $A=8$ projectiles // Eur. Phys. J. A. – 2021. – Vol. 57. – 87.

85 Nassurlla M., Burtebayev N., Sakuta S., Nassurlla M., Khojaye R., Alimov, D., Baimbetova G., Dyachkov V., Zazulin D., Sabidolda A., et al. A Study of Alpha-Particle Scattering on ^{10}B Nuclei at an Energy of 29 MeV // Universe. – 2024. – Vol. 10. – 51.

86 Baktybaev M.K., Basybekov K.B., Burtebaev N., Artemov S.V., Blechman A.M., Dyusebaev B.A., Duysebaev A., Gulamov I.R., Ismailov K.M., Zhurynbaeva G.S. et al. The (α, t) and $(\alpha, ^3\text{He})$ cross section data at the energies 40.0 and 50.5 MeV. // I. In Proceedings of the Eurasia Conference on Nuclear Science and Its Application, Izmir, Turkey. – 23-27 October 2000. – P. 534-535.

87 Nolte M., Machner H., Bojowald J. Global optical potential for α particles with energies above 80 MeV // Phys. Rev. C. – 1987. – Vol. 36. – P. 1312-1316.

88 Farid M.E.A., Mahmoud Z.M.M., Hassan G.S. Analysis of heavy ions elastic scattering using the double folding cluster model // Nucl. Phys. A. – 2001. – Vol. 691. – P. 671-690.

89 Khoa D.T., Von Oertzen W., Bohlen H.G. Double-folding model for heavy-ion optical potential: Revised and applied to study C^{12} and O^{16} elastic scattering. // Phys. Rev. C. – 1994. – Vol. 49. – P. 1652-1668.

90 Cook J. DFPOT-A program for the calculation of double folded potentials. // Comput. Phys. Commun. – 1982. – Vol. 25. – P. 125-139.

91 Aygun M. A comprehensive analysis of elastic scattering of ^{14}N projectile on ^7Li , ^9Be , ^{11}B , ^{12}C , ^{16}O , ^{26}Mg , ^{28}Si , ^{40}Ca , ^{56}Fe , ^{59}Co , $^{60,62}\text{Ni}$, $^{70,74}\text{Ge}$, ^{90}Zr , ^{112}Cd , ^{118}Sn , ^{159}Tb and ^{197}Au at various incident energies // Chin. J. Phys. – 2017. – Vol. 55. – P. 2559-2576.

92 De Vries H., De Jager C.W., De Vries C. Nuclear charge-density-distribution parameters from elastic electron scattering // At. Data Nucl. Data Tables. – 1987. – Vol. 36. – P. 495-536.

93 Burtebayev N., Baktybayev M.K., Duisebayev B.A., Peterson R.J., Sakuta S.B. Scattering of α particles on ^{11}B nuclei at energies 40 and 50 MeV // Physics of Atomic Nuclei. – 2005. – Vol. 68. – P. 1303-1313.

94 Spatafora A., Cappuzzello F., Carbone D., Cavallaro M., Lay J.A., Acosta L., et. al. Numen Collaboration. $^{20}\text{Ne} + ^{76}\text{Ge}$ elastic and inelastic scattering at 306 MeV // Phys. Rev. C. – 2019. – Vol. 100. – 034620.

95 Squier G.T.A., McClatchie E.A., Johnston A.R., Batten R.J., England J.B.A., Kingston F.G. Elastic and Inelastic Scattering of ^3He Particles from ^{10}B at 32 MeV // Nucl. Phys. A. – 1968. – Vol. 119. – P. 369-378.

96 Goldberg D.A., Smith S.M. Criteria for the elimination of discrete ambiguities in nuclear optical potentials // Phys. Rev. Lett. – 1972. – Vol. 29, No 8. – P. 500-503.

97 Trost H.J., Lezoch P., Strohmusch U. Simple optical model treatment of the elastic ^3He scattering // Nucl. Phys. A. – 1987. – Vol. 462. – P. 333-357.

98 Dem'yanova A.S. et al. Rainbows in Nuclear Reactions and the Optical Potential // Phys. Scr. – 1990. – Vol. T32. – P. 89-106.

99 Alimov D.K., Karakozov B.K., Boztosun I., Janseitov D.M., Nassurlla Marzhan, Nassurlla Maulen, Khojayev R.A., Sabidolda A., Talpakova K. Elastic and Inelastic Scattering of α -particles on ^{11}B Nuclei at $E=40$ and 65 MeV and V–W - ambiguity of the Choice of Optical Potentials // Acta Phys. Pol. B Proc. Suppl. – 2021. – Vol. 14. – P. 719-726.

100 Burtebayev N., Nassurlla Maulen, Nassurlla Marzhan, Saduyev N., Sabidolda A., Zazulin D., Sadykov T.Kh., Sakuta S.B., M., Trzcińska, A., Wolińska-Cichocka, M. Scattering of α -particles by ^{11}B nuclei at an energy of 40 MeV and role of the exchange mechanism with transfer of ^7Li // International Journal of Modern Physics E. – 2018. – Vol. 27(11). – 1850094.

101 Alimov D.K., Burtebayev N., Boztosun I., Janseitov D., Mukhamejanov Y., Nassurlla M., Khojayev R.A., Sabidolda A., Ramankulov Sh.Zh. Reanalysis of elastic scattering of alpha particles by ^{11}B nuclei at low energies // Abstracts III International Scientific Forum «Nuclear Science and Technologies». – Almaty, Republic of Kazakhstan, 20-24 September, 2021. – P. 34-35.