

Евразийский национальный университет
им. Л.Н. Гумилева

УДК 539.17; 539.143/.144

На правах рукописи

ДЖАНСЕЙТОВ ДАНИЯР МАРАЛОВИЧ

**Исследование процессов взаимодействия легких заряженных частиц с
ядрами ^{13}C**

6D060500 – Ядерная физика

Диссертация на соискание степени
доктора философии (PhD)

Научные руководители
доктор физ.-мат. наук
профессор Буртебаев Насурлла

доктор физ.-мат. наук
Демьянова Алла Сергеевна

Республика Казахстан
Астана, 2016

СОДЕРЖАНИЕ

НОРМАТИВНЫЕ ССЫЛКИ	4
ОПРЕДЕЛЕНИЯ	5
ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ	6
ВВЕДЕНИЕ	7
1 ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР	16
2 ОСНОВЫ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО ОПИСАНИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ	19
2.1 Теория рассеяния	19
2.2 Упругое рассеяние	20
2.2.1 Упругое рассеяние на ядерном потенциале	20
2.2.2 Упругое рассеяние на кулоновском потенциале	21
2.2.3 Упругое рассеяние в сравнениях с дифракционными явлениями	22
2.3 Оптическая модель	25
2.4 Неоднозначности оптического потенциала	29
2.5 Модель двойной свертки (folding potential)	31
2.6 Метод связанных каналов	32
2.7 Метод искаженных волн	34
2.8 Формализм ядерной радуги	35
2.9 Методы определения радиусов возбужденных состояний ядер	38
2.9.1 Модель неупругого радужного рассеяния	38
2.9.2 Метод асимптотических нормировочных коэффициентов	38
2.9.3 Модифицированная дифракционная модель	39
3 МЕТОДИКА И ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ УСТАНОВОК	41
3.1 Характеристика экспериментальной установки	41
3.1.1 Циклотрон К-130	41
3.1.2 Камера рассеяния на циклотроне К-130	42
3.1.3 Циклотрон У-150М	44
3.1.4 Камера рассеяния на циклотроне У-150М	45
3.1.5 Система регистрации и идентификации частиц	47
3.2 Обработка экспериментальных данных	50
3.3 Изготовление мишеней и определение их характеристик	53
3.3.1 Измерение толщин мишеней	54
4 АНАЛИЗ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИОНОВ ^3He С ЯДРАМИ ^{13}C	58
4.1 Эксперимент	58
4.2 Анализ упругого рассеяния ионов ^3He на ядрах ^{13}C в рамках оптической модели	60

4.3	Анализ упругого рассеяния ионов ^3He на ядрах ^{13}C в рамках фолдинг модели	64
	Выводы по четвертому разделу	66
5	АНАЛИЗ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АЛЬФА-ЧАСТИЦ С ЯДРАМИ ^{13}C	68
5.1	Эксперимент	68
5.2	Анализ упругого рассеяния альфа-частиц на ядрах ^{13}C в рамках оптической модели	71
5.3	Анализ упругого рассеяния альфа-частиц на ядрах ^{13}C в рамках фолдинг модели	75
5.4	Анализ неупругого рассеяния альфа-частиц на ядрах ^{13}C в рамках метода связанных каналов	79
5.5	Экзотические состояния ядра ^{13}C	85
5.5.1	Нейтронное гало	86
5.5.2	Аналоги состояния Хойла	91
5.5.3	Сверхкомпактное состояние	96
	Выводы по пятому разделу	99
	ЗАКЛЮЧЕНИЕ	101
	СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	103

НОРМАТИВНЫЕ ССЫЛКИ

В настоящей диссертационной работе использованы ссылки на следующие стандарты:

ГОСО РК 5.04.034-2011: Государственный общеобязательный стандарт образования Республики Казахстан. Послевузовское образование. Докторантура. Основные положения (изменения от 23 августа 2012 г. № 1080);

Правила присуждения ученых степеней от 31 марта 2011 года № 127;

Межгосударственные стандарты: ГОСТ 7.32-2001 (изменения от 2006 г.);

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

ОПРЕДЕЛЕНИЯ

В настоящей диссертации применяются следующие термины с соответствующими определениями:

α - частица	Ядро атома гелия
Детектор	Устройство для регистрации вторичных ядерных излучений
Камера рассеяния	Вакуумный объем, в который помещаются облучаемые вещества и детекторы, регистрирующие вторичные ядерные излучения
Легкие ядра	Атомные ядра с массовыми числами от 4 до 40
Мишень	Облучаемое вещество
Сечения	Вероятность взаимодействия налетающей частицы с атомным ядром
Угловой момент	Момент количества движения частицы при ее взаимодействии с атомным ядром
Ускоритель ионов	Ядерная установка для увеличения энергии ионов до заданных пределов величин

ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

ИЯФ	Институт ядерной физики
ОП	оптический потенциал
ФП	фолдинг потенциал
л.с.к.	лабораторная система координат
с.ц.м.	система центра масс
ОМ	теория оптической модели
ДФ	теория двойной свертка
МИВ	теория метода искаженных волн
МСК	теория метода связанных каналов
МДМ	теория модифицированной дифракционной модели
АНК	теория метода асимптотических нормировочных коэффициентов
НРР	теория модели неупругого радужного рассеяния
ЯР	ядерная радуга
АЦП	амплитудно-цифровой преобразователь
ПУ	предварительный усилитель
СС	схема совпадений
МэВ	Мега электрон вольт
БКР	большая камера рассеяния

ВВЕДЕНИЕ

Общая характеристика работы.

Диссертационная работа посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию механизмов упругого и неупругого рассеяния ионов ^3He и ^4He на ядрах ^{13}C .

С середины прошлого столетия рассеяние частиц было одним из стандартных методов для исследования структуры ядра-мишени. В процессах рассеяния, после взаимодействия внутренние структуры и энергии как снаряда, так и мишени не претерпевают каких-либо изменений. Такие процессы обычно называют упругим рассеянием. Упругое рассеяние является простейшей ядерной реакцией между ядром-снарядом и ядром-мишенью. Относительно большая величина сечения и степень развития теории этого механизма позволяют извлечь принципиально важную и нужную для физики ядра информацию о величине эффективного потенциала взаимодействия сталкивающихся систем, знание которого необходимо для выяснения природы обширного класса ядерных превращений с участием различных по типу частиц во входном и выходном каналах реакций. Наиболее разработанным методом его поиска остается феноменологический подход. Этот подход основан на анализе экспериментальных данных по упругому рассеянию в рамках оптической модели (ОМ) ядра [1], где действительная часть потенциала является, по существу, потенциалом среднего поля, отражающим фундаментальные свойства атомного ядра. К настоящему моменту установлено, что рассеяние нуклонов на ядрах достаточно хорошо описывается ОМ с комплексным потенциалом. В тоже время, как известно, в случае рассеяния сложных частиц характерны существенные дискретные и непрерывные неоднозначности в определении параметров среднего ядерного потенциала [2]. Для локализации параметров оптического потенциала (ОП) необходима новая экспериментальная информация и ее описание с единой точки зрения.

В случае слабого поглощения, реализуемого для легких налетающих на ядро частиц, характер рассеяния резко отличается от дифракционного. Осцилляции сечения на малых углах сменяются на средних широким максимумом, за которым следует крутой экспоненциальный спад. Такое поведение сечения обусловлено преломляющими свойствами потенциала и ассоциируется с углом предельного отклонения частиц в ядерном поле притяжения, свойственному явлению ядерной радуги (ЯР) [3]. Такая радужноподобная структура соответствует малым прицельным параметрам, что свидетельствует о достаточной ядерной прозрачности, и, следовательно, о чувствительности сечения к реальному потенциалу взаимодействия на малых расстояниях. Отсюда следует, что экспериментальные данные по сечениям, измеренные в широком угловом диапазоне с охватом области аномального рассеяния и угла ядерной радуги могут способствовать снятию или хотя бы локализации дискретной неоднозначности реальной части ОП. Хорошо известны два типа неоднозначностей – дискретная и непрерывная.

Из анализа большой совокупности экспериментальных данных по рассеянию α -частиц на легких ядрах измеренных в широком угловом диапазоне, авторы работ [3 с.289; 4] пришли к выводу, что при радужноподобном угловом распределении удастся снять проблему дискретной неоднозначности выбора реальной части ОП [5]. В то же время общеизвестно, что между параметрами реальной (V) и мнимой (W) частей оптического потенциала существует корреляция [5, р.562], выражающаяся в том, что изменения параметров реальной части могут быть скомпенсированы соответствующими изменениями мнимой (и наоборот) без потери качества описания экспериментальных сечений. Из полученной информации о корреляциях радиальных зависимостей реальной и мнимой частей ОП следует, что связь между найденными ОП приводит к неоднозначности их определения даже в условиях наблюдения ядерной радуги, обусловленной эффектами преломления, или, в конечном счете, поведением реального потенциала на малых расстояниях.

Несмотря на усилия, предпринимаемые экспериментаторами и теоретиками, задача определения потенциала взаимодействия составных частиц с ядрами далека от однозначного определения и относится к одной из актуальных и открытых проблем физики ядра.

Исследование упругих и неупругих процессов взаимодействия α -частиц с ядрами является одним из важных источников информации об основных и возбужденных состояниях атомных ядер. Эти процессы, протекающие при столкновениях α -частиц с энергиями в несколько десятков МэВ, позволяют получить важные сведения о структуре конкретных ядерных состояний. Обычно при таких энергиях протекают прямые переходы от начального к некоторому конечному ядерному состоянию без промежуточных процессов. Следовательно, прямые переходы позволяют получать данные о свойствах различных состояний ядер [6].

К настоящему времени накоплено небольшое количество экспериментальных данных по упругому и неупругому рассеянию α -частиц на ядрах ^{13}C в небольшом диапазоне энергий, и они мало изучены в экспериментальном и в теоретическом отношении. В данной работе основное внимание уделено задаче рассеяния α -частиц на легких ядрах, в частности на ядрах ^{13}C при энергиях 29, 50.5 и 65 МэВ.

Особое значение для изучения структуры ядер имеют неупругие процессы [7,8], в которых сталкивающиеся ядра лишь возбуждаются и не меняют свои массы и заряды.

Анализ неупругого рассеяния обычно выполняется в рамках метода искаженных волн, который успешно описывает экспериментальные данные и содержит дополнительную информацию для уточнения оптических параметров и их локализации. Но в случаях, когда состояние ядер имеют сильную коллективную природу, необходимо учитывать связь каналов, т.е. разумно проводить расчеты неупругого рассеяния в рамках метода связанных каналов. Данный метод позволяет проводить одновременный анализ упругого и неупругого рассеяния, и тем самым определяет степень их влияния друг на друга.

Среди неупругих каналов наибольший вклад дают процессы с возбуждением коллективных состояний ядер-мишени. В этом случае связь каналов можно учитывать в рамках адиабатического приближения хорошо известного формализма метода связанных каналов. Очень мало работ посвящены исследованию структуры возбужденных состояний ядер ^{13}C как в экспериментальном отношении, так и в рамках анализа по методу связанных каналов.

Одной из задач данной диссертационной работы является определение параметров деформации из анализ неупругого рассеяния α -частиц в рамках МСК.

Ядро ^{13}C является хорошим примером «нормального» ядра, которое хорошо описывается в рамках оболочечной модели. Схема уровней ^{13}C достоверно определена до энергии возбуждения ~ 10 МэВ [9]. Ситуация усложняется в значительной степени в процессах на кластеризованных ядрах, где следует ожидать, что сечения рассеяния формируются не только механизмом потенциального характера, но и рядом обменных механизмов, связанных с диссоциацией ядра мишени, вносящих искажение в потенциал взаимодействия.

Особый интерес представляет потенциал взаимодействия сложных частиц с ядрами, имеющими выраженную кластерную структуру. Для подобных ядер с искаженной оболочечной структурой модель оболочек не описывает их характерные особенности. В некоторых новых подходах, таких как гипотеза α -частичного конденсата [10], предполагается появление кластерных состояний с увеличенным радиусом. Задача измерения радиусов ядер в несвязанных состояниях привлекло большое внимание в последнее десятилетие в связи с гипотезой о возможном существовании α -частичного конденсата в альфа конечных ядрах [11]. Определенно, размеры ядер, их заряд или нуклонные распределения, являются одними из важных параметров, определяющих основные свойства ядер и являются следствием фундаментальных особенностей сильного взаимодействия. На сегодняшний день разработаны несколько надежных методов, используемых для измерения радиусов ядер в основных состояниях, среди которых наиболее точным и распространенным методом является упругое рассеяние электронов на стабильных ядрах [12].

До сих пор считалось, что наиболее вероятным кандидатом имеющим структуру α -частичного конденсата является известное состояние Хойла 7.65 МэВ (0^+_{2}) в ядре ^{12}C . В контексте α -частичной гипотезы, уровень 7.65 МэВ в ядре ^{12}C считается самым простым примером α -частичного конденсатного состояния и играет важную роль для решения этой проблемы. В работе [13], предполагается, что аналогичные состояния Хойла могут быть обнаружены у некоторых соседних ядер, например, возбужденное состояние 8.86 МэВ ($1/2^-$) в ядре ^{13}C .

Кроме аналога состояния Хойла, ядро ^{13}C интересно еще тем, что в его спектре могут сосуществовать различные структуры, например, структура гало. Обнаружение нейтронного гало стало одним из наиболее ярких открытий в ядерной физике, сделанных в конце прошлого столетия. До настоящего времени

нейтронное гало наблюдалось почти исключительно в основных состояниях некоторых радиоактивных ядер. Но такое явление гало может быть обнаружено и в стабильных ядрах. В частности, в работе [14] было сделано предположение, что первое возбужденное состояние $3.09 (1/2^-)$ ядра ^{13}C может иметь структуру гало с увеличенным радиусом.

Измерение радиусов ядер в короткоживущих ($t < 10^{-12}$ с) состояниях, распадающихся путем эмиссии нуклонов или кластеров, возможно только в ядерных реакциях. Именно такие состояния играют основную роль в спектроскопии экзотических ядер.

С недавних пор, предложены и разработаны прямые методы определения радиусов ядер в возбужденных состояниях: модифицированная дифракционная модель (МДМ) [15], модель неупругого радужного рассеяния (НРР) [16,17] и метод асимптотических нормировочных коэффициентов (АНК) [18].

Третьей задачей данной диссертационной работы является исследование характеристик упомянутых «экзотических» состояний ядра ^{13}C в рамках МДМ.

Цель данной диссертационной работы экспериментальное и теоретическое исследование взаимодействия ионов изотопов гелия с ядрами ^{13}C для получения уточненных параметров оптического и фолдинг потенциалов, параметров деформации и структурных характеристик ядра ^{13}C из анализа упругого и неупругого рассеяния.

Задачи исследования. Для достижения поставленных целей необходимо было решить следующие задачи:

- Измерение дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния α -частиц при энергиях 29 и 65 МэВ на циклотронах У150М Института ядерной физики (г. Алматы, Казахстан) и К-130 Университета Ювяскюля (г. Ювяскюля, Финляндия);

- Определение глобальных параметров оптического и фолдинг потенциалов взаимодействия для ядерных систем $^3\text{He}+^{13}\text{C}$ и $\alpha+^{13}\text{C}$ из анализа экспериментальных данных упругого рассеяния;

- Извлечение параметров деформации возбужденных состояний 3.68 МэВ ($3/2^-$), 6.86 МэВ ($5/2^+$) и 7.5 МэВ ($5/2^-$) ядра ^{13}C из анализа экспериментальных данных неупругого рассеяния;

- Оценка среднеквадратичных и дифракционных радиусов «экзотических» состояний ядра ^{13}C .

Объект исследования. Угловые распределения дифференциальных сечений процессов $^{13}\text{C}(^3\text{He},^3\text{He})^{13}\text{C}$ и $^{13}\text{C}(\alpha,\alpha)^{13}\text{C}$ при энергиях $E_{^3\text{He}}=50.5$ и 60 МэВ, $E_{\alpha}=29, 50.5$ и 65 МэВ.

Предмет исследования. Экспериментальное определение дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния легких заряженных частиц на пучке ускорителей У150М и К-130. Механизмы формирования сечений упругого и неупругого рассеяния ионов ^3He и α – частиц на ядрах ^{13}C . Физически обоснованные параметры потенциалов ядро-ядерных взаимодействий. Спектроскопические характеристики возбужденных состояний ядра ^{13}C .

Методы исследования. Для проведения экспериментального исследования на циклотронах Института ядерной физики (Алматы, Казахстан) и Университета Ювяскюля (Ювяскюля, Финляндия) была использована ΔE - E методика регистрации и идентификации продуктов ядерных взаимодействий. Суть этой методики заключается в одновременном измерении удельных потерь энергии продуктов ядерных реакций в веществе (dE/dx) и их полной кинетической энергии (E). Теоретический анализ проводился с использованием компьютерной программы FRESKO, в которой реализованы следующие теоретические методы: стандартная оптическая модель ядра, фолдинг модель, метод искаженных волн и метод связанных каналов реакций.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Экспериментальные данные по дифференциальным сечениям процессов упругого и неупругого рассеяния α -частиц с энергиями 29, 50.5 и 65 МэВ выявили наличие гало-структуры в возбужденных состояниях ядер ^{13}C .

2. Оптимальные и уточненные значения параметров оптического и фолдинг потенциалов взаимодействия для систем $\alpha+^{13}\text{C}$ и $^3\text{He}+^{13}\text{C}$ в широком диапазоне энергий устранили дискретную неоднозначность реальной части потенциала.

3. Параметры деформации возбужденных состояниях 3.68 МэВ ($3/2^-$), 6.86 МэВ ($5/2^+$) и 7.5 МэВ ($5/2^-$) уточняют связь каналов между основным и возбужденным состояниями ядра ^{13}C .

4. Среднеквадратичные радиусы «экзотических» возбужденных состояний 3.09 МэВ ($1/2^+$), 8.86 МэВ ($1/2^-$) и 9.9 МэВ ($3/2^-$) определенные в рамках модифицированной дифракционной модели при энергиях $E_\alpha = 29$ и 65 МэВ, обосновывают кластерную структуру ядра ^{13}C .

Научная новизна. Новизна и оригинальность диссертационной работы заключаются в получении новых экспериментальных данных по взаимодействию легких заряженных частиц с ядрами ^{13}C , а также в комплексном анализе полученных данных в рамках различных теоретических моделей для уточнения механизмов формирования сечений процессов взаимодействия исследуемых ядер с привлечением литературных данных, измеренных в широком диапазоне энергии.

Впервые определены параметры деформации возбужденных состояний 3.68 МэВ ($3/2^-$), 6.86 МэВ ($5/2^+$) и 7.5 МэВ ($5/2^-$) ядра ^{13}C в рамках метода связанных каналов при энергиях 29 и 50.5 МэВ, которые могут оказаться полезными для развития различных теоретических моделей.

Получены новые уточненные значения радиусов возбужденных состояний 3.09 МэВ ($1/2^+$), 8.86 МэВ ($1/2^-$) и 9.9 МэВ ($3/2^-$) ядра ^{13}C в рамках модифицированной дифракционной модели при энергиях 29 и 65 МэВ, которые показывают особенность структуры ядра ^{13}C .

Научная и практическая ценность работы

Результаты выполненных исследований имеют высокую научную и практическую ценность. Полученные экспериментальные сечения процессов рассеяния и параметры потенциалов взаимодействия для систем $^3\text{He}+^{13}\text{C}$, $\alpha+^{13}\text{C}$ могут существенно дополнить банк мировых ядерных данных, поскольку в

настоящее время экспериментальных данных по взаимодействию α -частиц с ядрами ^{13}C в области данных энергий ($E_\alpha=29, 50.5$ и 65 МэВ) нет.

Экспериментальные данные также необходимы для уточнения параметров теоретических моделей путем сравнения теоретических предсказаний с новыми экспериментальными данными в расширенной области энергий. В данной исследовательской работе дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния α -частиц с ядрами ^{13}C были измерены при энергиях $E_\alpha=29, 50.5$ и 65 МэВ.

Получены новые результаты среднеквадратичных радиусов «экзотических», возбужденных состояний ядра ^{13}C , которые завершают цикл исследований по изучению гало состояний в стабильных ядрах в международной коллаборации с учеными из Курчатовского Института (г.Москва, Российская Федерация) и Университета Ювяскюля (г. Ювяскюля, Финляндия).

Достоверность результатов работы

В диссертационной работе использовались хорошо известные экспериментальные и теоретические методики и модели: ΔE - E методика регистрации и идентификации частиц, оптическая модель, фолдинг модель, метод искаженных волн и метод связанных каналов. Расчеты проводились с использованием общепризнанного, широко апробированного компьютерного кода: FRESKO. Достигнутые научные результаты хорошо согласуются с работами других авторов в этой области.

Связь данной работы с другими научно-исследовательскими работами.

Диссертационная работа выполнена в рамках научно-исследовательских работ по темам: «Экспериментальное и теоретическое исследование свойств возбужденных гало-состояний нейтроноизбыточных ядер ^9Be , ^{11}B , $^{13,15}\text{C}$ и ^{15}N » №ГР 0112РК01956 (2012-2014 гг.), «Изучение возбужденных гало-состояний нейтроноизбыточных ядер ^9Be , ^{11}B , ^{13}C во взаимодействиях с дейтронами» №ГР 0115РК01006 (2015-2017 гг.).

Личный вклад автора. Результаты, изложенные в диссертации, получены автором совместно с сотрудниками НИЦ «Курчатовский институт» (г. Москва, Российская Федерация), Университета Ювяскюля (г. Ювяскюля, Финляндия) и лаборатории низко-энергетических ядерных реакций Института ядерной физики (г. Алматы, Казахстан) и отражены в совместных публикациях. Личный вклад автора заключается в участии в постановке задач исследования и планировании эксперимента, в проведении комплекса экспериментальных исследований, в обработке экспериментальных результатов.

Апробация работы

Материалы диссертационной работы представлялись и докладывались на следующих республиканских и международных конференциях:

- на XI молодежном семинаре «Ядерный потенциал Казахстана» (г. Алматы, Казахстан, 23-24 октября 2014 г.)
- на 5-ом международном семинаре AASPP «Asian Nuclear Reaction Database Development» (г.Мумбай, Индия, 22-24 сентябрь, 2014 г.)

- на XIX Международной научной конференции молодых ученых и специалистов ОМУС-2015 (г.Дубна, Россия, 16-20 февраля 2015)
- на VII Международной конференции «Nuclear Physicalics in AstroPhysicalics» (York, United Kingdom, May 18-22, 2015).
- на LXV Международной конференции по ядерной физике «ЯДРО 2015. Новые горизонты в области ядерной физики, атомной, фемто- и нанотехнологий» (г. Санкт- Петербург, Россия, 29 июня-3 июля, 2015 г.)
- на 66 Международной конференции по проблемам ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра «ЯДРО 2016» (г.Саров, Россия, 11-14 октября, 2016 г.)

Публикации

По теме диссертации опубликовано 12 работ, 6 из которых изданы в журналах, рекомендованных Комитетом по контролю в сфере образования и науки (ККСОН) МОН РК, в том числе 2 в зарубежных изданиях с ненулевым импакт фактором входящих в базу данных Scopus.

1. Burtebayev N., Burtebayeva D.T., Baktybayev M.K., Duisebayev B.A., Ogloblin A.A., Demyanova A.S., Sakuta S.B., Hamada Sh., Janseitov D.M., Nassurlla M. and Artemov S.V. Experimental and theoretical investigation of scattering of alpha particles from ^{13}C nuclei // Proceedings of the Fifth AASPP Workshop on Asian Nuclear Reaction Database. - Mumbai, 2014. - P.149-151.

2. Janseitov D., Burtebayev N., Burtebayeva J., Baktybayev M., Nassurlla M., Demyanova A., Sakuta S. and Mukhamejanov Y. Investigation of α -particle scattering from ^{13}C at energy 29 MeV // Abstract Book Nuclear Physics in Astrophysics 7. - York, 2015. - P.60.

3. Demyanova A.S., Danilov A.N., Ogloblin A.A., Belyaeva T.L., Goncharov S.A., Trzaska W., Janseitov D.M. Search for states with abnormal radii in ^{13}C // Book of abstracts LXV International conference «NUCLEUS 2015». - Saint-Petersburg, 2015. - P.66.

4. Burtebayev N., Kerimkulov Zh., Demyanova A.S., Sakuta S.B., Morzabayev A.K., Janseitov D.M., Nassurlla M., Alimov D.K., Mukhamejanov Y.S. and Shakirov A.K. Experimental and theoretical investigation of scattering of alpha particles from ^{13}C nuclei // Book of abstracts LXV International conference «NUCLEUS 2015». - Saint-Petersburg, 2015. - P.96.

5. Джансейтов Д.М. Исследование рассеяния альфа-частиц на ядрах ^{13}C при $E=29$ МэВ // Сборник аннотаций докладов XIX международной научной конференции молодых ученых и специалистов ОМУС 2015, - Дубна, 2015. - С.55.

6. Буртебаев Н. Дуйсебаев Б.А., Керимкулов Ж.К., Мухамеджанов Е.С., Алимов Д.К., Джансейтов Д.М., Садуев Н.О., Глущенко Н.В., Сакута С.Б., Петерсон Р.Ж., Галанина Л.И. Анализ упругих и неупругих рассеяний α -частиц и ионов ^3He на ядрах ^9Be , ^{13}C и дейтронов на ядрах ^{11}B при низких энергиях // Известия НАН РК серия физ. - мат. - 2016. - Т.305, №1. - С.66.

7. Буртебаев Н. Керимкулов Ж.К., Демьянова А.С., Джансейтов Д.М., Данилов А.Н., Жолдыбаев Т.К., Алимов Д.К. Исследование процессов упругого

рассеяния ионов ^3He на ядрах ^{13}C при энергиях 50 и 60 МэВ в рамках оптического и фолдинг моделей // Известия НАН РК серия физ. - мат. - 2016. –Т.306, №2. - С. 55.

8. Буртебаев Н., Демьянова А.С., Данилов А.Н., Керимкулов Ж.К., Джансейтов Д.М., Насурлла М., Алимов Д.К., Шакиров А.К. Исследование экзотических состояний ядра ^{13}C // Вестник КазНУ, серия физ. – 2016. -Т2(57). - С.83.

9. Буртебаев Н. Демьянова А.С., Джансейтов Д.М., Керимкулов Ж.К., Насурлла М., Алимов Д.К., Шакиров А.К. Взаимодействия альфа-частиц с ядрами ^{13}C при энергиях 6.65-16.25 МэВ/нуклон // Известия НАН РК серия физ. - мат. – 2016. -Т.307, №3. - С.36.

10. Demyanova A.S. Ogloblin A.A., Danilov A.N., Goncharov S.A., Belyaeva T.L., Sobolev Yu.G., Khlebnikov S.V., Burtebaev N., Trzaska W., Heikkinen P., Tyurin G.P., Janseitov D. and Gurov Yu.B. States of ^{13}C with abnormal radii // EPJ Web of Conferences. - 2016. - Vol. 117. - P.0401. DOI: 10.1051/epjconf/2016110401.

11. Burtebayev N., Sakhiyev S.K., Janseitov D.M. Kerimkulov Zh., Alimov D. and Danilov A.N. Investigation of the elastic and inelastic scattering of α -particles from ^{13}C in the energy range 26.6–65MeV // International Journal of Modern Physics E. - 2016. - Vol. 25, No.10. - P.1650078. DOI: 10.1142/S0218301316500786

12. Burtebayev N., Kerimkulov Zh.K., Demyanova A.S., Janseitov D.M., Alimov D.K. Elastic scattering of ^3He ions and alpha particles from ^{13}C nuclei in optical and folding models // Сборник тезисов 66-ой международной конференции по проблемам ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра «ЯДРО 2016». - Саров, 2016. - С.54.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех разделов, заключения и списка использованных источников из 140 наименований. Общий объем работы составляет 111 страницы, в том числе 12 таблиц и 45 рисунков.

Во введении показана актуальность, дается обзор и постановка проблемы, рассмотренной в настоящей работе, сформулированы цели, новизна полученных результатов, обоснована их научная и практическая ценность. Приведены основные положения, выносимые на защиту, личный вклад автора, апробация и краткое содержание диссертации.

В первый раздел посвящен литературному обзору имеющихся данных по теме диссертационной работы.

Второй раздел посвящен теории ядерных реакций. В этом разделе детально рассказано о методах теоретических расчетов, которые применялись для описания полученных экспериментальных данных, в частности: оптическая модель, фолдинг модель, метод связанных каналов и метод искаженных волн, также рассмотрена модифицированная дифракционная модель, в рамках которой рассчитаны радиусы возбужденных состояний ядра ^{13}C .

В третьем разделе диссертации приведены основные характеристики экспериментальных комплексов для исследования рассеяния частиц на выведенных пучках ускоренных частиц циклотронов У-150 ИЯФ и К-130

Университета Ювяскюля. Здесь же описывается методика измерения и обработки спектров, определение сечения. Изложена схема регистрации и идентификации продуктов реакций, технология изготовления мишеней и определения его толщины.

В четвертом разделе представлены результаты измерений дифференциальных сечений процесса упругого рассеяния ионов ^3He на ядрах ^{13}C при энергиях 50.5 и 60 МэВ в полном диапазоне углов в рамках оптической и фолдинг моделей. Найдены оптимальные параметры оптического потенциала и фолдинг потенциалов в широком диапазоне энергий.

Подгонка расчетных дифференциальных сечений к экспериментальным данным осуществлялась при помощи программы FRESKO.

Пятый раздел посвящен изучению рассеяния α -частиц на ядрах ^{13}C и результатам измерения сечений процессов упругого и неупругого рассеяний α -частиц с энергиями 29, 50.5 и 65 МэВ на ядрах ^{13}C . Обсуждаются основные экспериментальные закономерности, наблюдаемые в структуре сечений упругого и неупругого рассеяний. Изложены результаты анализа экспериментальных данных по рассеянию α -частиц на указанном ядре в рамках феноменологической ОМ и микроскопической ФМ. Найдены оптимальные параметры потенциала взаимодействия из подгонки экспериментальных данных по упругому рассеянию.

Дифференциальные сечения неупругого рассеяния вычисляются в рамках метода связанных каналов. Определены параметры деформации, некоторых возбужденных состояний ядра ^{13}C . Представлены результаты расчетов радиусов «экзотических» состояний ядра ^{13}C в рамках МДМ, которые находятся в согласии с теоретическими расчетами.

В заключении изложены основные выводы, сделанные на основе выполненных экспериментов и теоретико-модельных представлений и их анализа.

Автор выражает глубокую благодарность научным руководителям: д.ф.-м.н., профессору Н.Т. Буртебаеву и д.ф.-м.н. А.С. Демьяновой за постановку задачи, помощь в работе и полезное обсуждение в ходе оформления диссертации.

Особо признателен всему коллективу Лаборатории низко-энергетических реакций Института ядерной физики, где в основном выполнялось данная работа, за оказанную помощь и поддержку на различных этапах исследования.

Считаю своим приятным долгом, выразить признательность профессорско-преподавательскому составу международной кафедры ядерной физики, новых материалов и технологий физико-технического факультета ЕНУ им. Л.Н. Гумилева.

1 ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

Экспериментальных данных об упругом рассеянии дейтронов и α -частиц на легких ядрах накоплено уже достаточно много, сведений о рассеянии ${}^3\text{He}$ на ядрах ${}^{13}\text{C}$ все еще явно недостаточно. Рассеяние ионов ${}^3\text{He}$ на ядрах p - и sd -оболочки измерялось в основном при энергиях порядка 40 МэВ [19] и в ограниченном диапазоне углов (до 10 - 120°). Есть несколько работ, где измерялось упругое и неупругое рассеяние ионов ${}^3\text{He}$ на ядрах ${}^{13}\text{C}$. Например, в работах Drumm и др [20], представлены результаты упругого рассеяния ионов ${}^3\text{He}$ на ядрах ${}^{13}\text{C}$ и ${}^{15}\text{N}$ при $E({}^3\text{He}) = 32.6$ МэВ, где структуру ядра ${}^{13}\text{C}$ рассматривают в рамках оболочечной модели. В работе Thiamova др. [21] изучено неупругое рассеяние в реакции ${}^{13}\text{C}({}^3\text{He}, {}^3\text{He}^*){}^{13}\text{C}$ при $E({}^3\text{He}) = 37.9$ МэВ. В этой работе показан подход, так называемый расчет оболочечной модели без кора ядра для получения новых волновых функций ядра ${}^{13}\text{C}$.

Явление ядерной радуги в упругом и неупругом рассеянии ионов ${}^3\text{He}$ на ядрах ${}^{13}\text{C}$ рассмотрено в работе Демьяновой и др.[22]. Авторы данной работы, выполнив анализ экспериментальных данных по упругому рассеянию ${}^3\text{He}$ на ядрах ${}^{13}\text{C}$ при энергии 72 МэВ показали, что при достаточно высоких энергиях, когда в угловых распределениях проявляются эффекты ядерной радуги, наилучшее описание достигается с потенциалами, мнимая часть которых включала в себя как объемное, так и поверхностное поглощение.

Эффект ядерной радуги в рассеянии частиц впервые было указано в работах [23-25], в которых исследовалось упругое рассеяние α -частиц с энергией 140 МэВ на ядрах ${}^{12}\text{C}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{90}\text{Zr}$. Оказалось, что при достаточно высоких энергиях ($E > 10$ МэВ/ N), характер рассеяния резко меняется. Осцилляции, наблюдаемые на передних углах, с ростом угла затухают и переходят в широкий максимум, за которым следует крутой экспоненциальный спад. Такое поведение сечений обусловлено преломляющими свойствами потенциала и существованием предельного угла отклонения частиц (угол радуги $\theta_{\text{яр}}$) в ядерном поле притяжения. Этому углу соответствуют довольно малые прицельные параметры, что свидетельствует об определенной чувствительности к реальному потенциалу на расстояниях существенно меньших радиуса сильного поглощения. Как было показано в работах [23, р.504; 24, р.1362; 25, р.1938], анализ угловых распределений упругого рассеяния, в которых проявляются радужные эффекты, позволяет ограничить выбор ОП лишь одним семейством. Авторы данных работ, в расчетах параметров ОП использовали потенциал Вудса-Саксона с объемным поглощением, при этом достаточно жестко фиксируя радиальную зависимость мнимой части. Использованию явления ядерной радуги для получения информации о ядерном потенциале посвящен также ряд обзоров [26, 27].

Экспериментальное исследование ядерной радуги в упругом рассеянии ионов ${}^3\text{He}$ на ядрах ${}^{13}\text{C}$ при энергиях 50.5 и 60 МэВ выполнено в работе [5, р. 568]. Ниже в разделе 4 приведены результаты комплексного анализа упругого рассеяния ионов ${}^3\text{He}$ на ядрах ${}^{13}\text{C}$ в широком интервале с целью расширения понимания природы ядерной радуги.

Изучение рассеяния α -частиц признана надежным инструментом для изучения распределения ядерного вещества и плотности переходов. Совсем недавно проблема взаимодействия α -частиц с ядрами еще раз вызвала интерес физиков. Это происходит потому, что взаимодействие α -частиц с ядрами содержит много особенностей, характерных для реакций тяжелых ионов, например, сильное поглощение, большие орбитальные моменты, без значительных вкладов таких сложных процессов, как возбуждение или распад налетающей частицы.

Взаимодействия α -частиц с ядрами ^{13}C теоретический и экспериментально были изучены в нескольких ранних работах [28-30]. Одной из пионерских работ по исследованию α -частиц с ядрами ^{13}C была работа Кузнецова Б.И. и др. от 1972 года [28]. В этой работе, авторы приводят результаты упругого рассеяния α -частиц с легкими ядрами при энергии $E_\alpha = 26.6$ МэВ. В частности, для системы $\alpha + ^{13}\text{C}$ найдены ОП. В работе Артемова С.В. и др. [29] представлены результаты аномального рассеяния назад α -частиц во взаимодействии с ядрами $^{12,13}\text{C}$ при энергии $E_\alpha = 35$ МэВ. Как полагают авторы, это в первую очередь обусловлено альфа-кластерной особенностью исследуемой мишени, которая и дает увеличение сечения на задних углах. Упругое рассеяние α -частиц с легкими ядрами начиная с ядер ^{11}B и заканчивая ядрами ^{16}O при энергиях 48.7 и 54.1 МэВ исследовалось в работе Abele Н. и др. [30]. В данной работе, анализ угловых распределений дифференциальных сечений упругого рассеяния был проведен в рамках ОМ с использованием нескольких различных параметризаций ОП, дополнительно показан анализ в рамках ФМ с однократной сверткой.

В недавней работе Мынбаева и др. [31] авторы рассматривали функцию возбуждения упругого резонансного рассеяния $^{13}\text{C} + ^4\text{He}$ при энергии около 22 МэВ. Здесь функцию возбуждения измеряли методом толстой мишени в инверсной кинематике (ТМИК) [32], которая имеет ряд преимуществ в сравнении с классическим методом.

В течение длительного времени ядро ^{13}C считалось хорошим примером проявления оболочечных эффектов в легких ядрах. Как упоминалось выше, до энергий возбуждений ~ 10 МэВ весь спектр состояний ^{13}C воспроизводился различными вариантами оболочечной модели.

Однако в последнее время появился ряд теоретических и экспериментальных работ, в результате которых интерес к структуре ядра ^{13}C резко возрос. Он был связан, в первую очередь, с предсказаниями [13 p.295] существования в структуре ядра ^{13}C конфигураций различного типа (которые мы обсуждали во введении) и появлением некоторых экспериментальных данных, подтверждающих такую возможность [18, p.034312]. Особое внимание привлекло предположение о том, что в ^{13}C могут существовать состояния, являющиеся аналогами знаменитого состояния 0^+_2 с энергией возбуждения 7.65 МэВ в ядре ^{12}C (состояния Хойла). Основным из этих свойств было предположение об его аномально большом радиусе.

Таким образом, в последнее время в ядре ^{13}C было предсказано сосуществование нескольких видов структур, и это ядро неожиданно оказалось в центре внимания при обсуждении проблемы кластеризации нуклонов в ядрах.

Экспериментальных исследований ядер ^{13}C , как мы видим известно не много, и они не затрагивали область энергий возбуждения, представляющую интерес для рассматриваемых проблем. В последнее время появилось несколько экспериментов [18, p.034312], посвященных изучению структуры высоковозбужденных состояний ^{13}C , однако и они не позволили ответить на основные вопросы. В связи с тем, что многие вопросы о состояниях ^{13}C оставались открытыми, мы предприняли новое исследование упругого и неупругого рассеяния α -частиц на ядрах ^{13}C при $E(\alpha) = 29, 50.5$ и 65 МэВ.

2 ОСНОВЫ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО ОПИСАНИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ

2.1 Теория рассеяния

Анализ процесса рассеяния между двумя ядрами является задачей многих тел (которая всегда сводится к задаче двух тел), решение которого описано во многих учебниках. В этом разделе приводится краткое изложение теории рассеяния, и уделяется внимание к частному случаю упругого рассеяния, которое было дано в работе [33]. Процесс упругого рассеяния между двумя ядрами А и Б (представленное в виде А(Б, Б)А) можно описать с помощью нахождения решения уравнения Шредингера $H\Psi = E\Psi$, или эквивалентно:

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

где μ представляет собой приведённую массу системы. Потенциал $V(\vec{r})$, как правило, состоит из двух частей: кулоновского и комплексного ядерного потенциалов. Волновая функция $\Psi(\vec{r})$ является суммой падающей плоской и расходящейся сферических волн (рисунок 1):

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

где $f(\theta, \varphi)$ амплитуда рассеяния и k волновое число падающей волны.

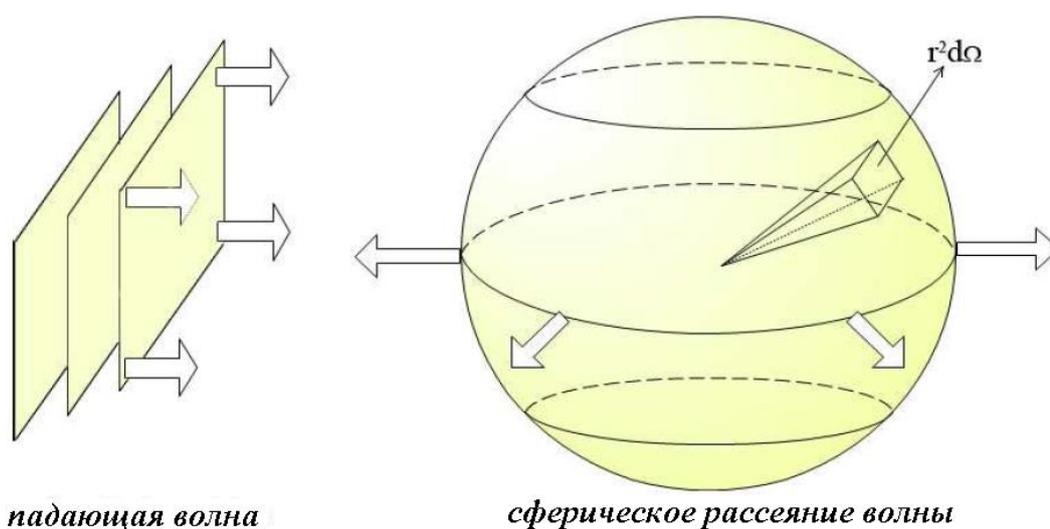


Рисунок 1 – Пример падающей плоской и расходящейся сферических волн

Знание этой величины позволяет рассчитать дифференциальное сечение рассеяния, определяемое как число испускаемых частиц в телесном угле $d\Omega$,

делёное на поток падающих частиц в единицу времени. Таким образом, получим выражение:

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

В следующих разделах сосредоточимся на вкладе различных центральных потенциалов $V(\vec{r}) = V(r)$ к сечению рассеяния.

2.2 Упругое рассеяние

2.2.1 Упругое рассеяние на ядерном потенциале

В общем случае, при рассмотрении сферически симметричного потенциала, угловой момент системы является константой движения. Таким образом, можно разложить волновую функцию с угловым моментом l (и его проекции вдоль оси z , m) в радиальную и угловую компоненту.

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

Это означает, что каждый момент l частицы принимает участие в процессе рассеяния независимо друг от друга. В этом случае, уравнение Шредингера может быть разделено на радиальные и угловые части.

Радиальное уравнение записывается в виде $w_l(r) = ru_l(r)$

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

где выражение $\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{l(l+1)}{r^2}$ представляет собой центробежный барьер (или центробежный потенциал) частицы, движущейся по орбите с угловым моментом $l\hbar$.

Весь процесс рассеяния можно представить, как взаимодействие нескольких парциальных волновых функций с угловым моментом l с центральным потенциалом. Только те частицы, имеющие угловой момент $l\hbar$ относительно мишени меньше, чем максимальное значение, будут эффективно взаимодействовать с ядром-мишенью (в классическом случае, только те парциальные волны с $l \leq kb$, где k - волновое число и b - прицельный параметр данной реакции).

Для случая упругого рассеяния, асимптотический предел приводит к аппроксимации уравнения (2.4)

$$x(r, \theta, \varphi) \rightarrow \exp(i\vec{k}\vec{r}) + f(\theta, \varphi) \exp(ikr)/r \quad (2.6)$$

Если для простоты предположить, что частицы не имеют никаких внутренних спинов, угловой момент l сохраняется. Направляя k вдоль оси z , можно выразить амплитуду рассеяния ядерного потенциала следующим образом:

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

где $P_l(\cos\theta)$ - полиномы Лежандра, и S_l представляет собой унитарную матрицу рассеяния, которая выражается в виде коэффициентов отражения A_l и фаз рассеяния δ_l

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

Коэффициенты отражения A_l представляют собой затухание амплитуды l -той парциальной волны. При рассмотрении реального потенциала, ослабления не ожидается, если $A_l=1$. Для комплексных потенциалов коэффициент отражения $A_l < 1$. Фазы рассеяния δ_l соответствуют угловым сдвигам, испытываемой l -той парциальной волны по сравнению с неискаженной волной в отсутствие какого-либо потенциала. Потенциал притяжения ($V < 0$) приводит к положительному сдвигу фазы, в то время как отталкивающий потенциал ($V > 0$) приводит к отрицательному сдвигу фазы. При отсутствии ядерного потенциала, все фазовые сдвиги равны нулю.

2.2.2 Упругое рассеяние на кулоновском потенциале

Наличие электромагнитного взаимодействия между двумя взаимодействующими ядрами, требует принятия дополнительного условия для волновой функции, которая асимптотически принимает форму

$$x_c(\vec{k}\vec{r}) \rightarrow \frac{1}{r} \exp[ikr - \eta \ln(2kr)] \quad (2.9)$$

с фазовым сдвигом по отношению к неискаженной волне, которая логарифмически зависит от расстояния r , а также от параметра Зоммерфельда η , определяемой в уравнении (2.10).

$$\eta = \frac{Z_p Z_T e^2}{\hbar v} \approx 0.1575 Z_p Z_T \sqrt{\frac{\mu \text{MeV}}{E}} \quad (2.10)$$

Учитывая поправку из формулы (2.9), волновая функция в уравнении (2.6) будет иметь следующий вид:

$$\begin{aligned}
x(r, \theta, \varphi) &\rightarrow x_c(r, \theta) + x_N(r, \theta, \varphi) \\
&\rightarrow (f_c(\theta) + f_N(\theta, \varphi)) \frac{1}{r} \exp[i(kr - \eta \ln(2kr))]
\end{aligned} \tag{2.11}$$

Амплитуда f_N учитывает все возможные взаимодействия. Кулоновская амплитуда записывается в виде

$$f_c(\theta) = -\frac{\eta}{2k \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)} \exp\left[-i\left(\eta \ln\left(\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) + 2\sigma_0\right)\right] \tag{2.12}$$

в то время как амплитуда рассеяния ядерного взаимодействия задается в следующем виде

$$f_N(\theta, \varphi) = \frac{1}{2ik} \sum_l (2l+1) \exp(2i\sigma_l) [S_l - 1] P_l(\cos\theta) \tag{2.13}$$

фазовый кулоновский сдвиг σ_l , который выражает действие электромагнитного взаимодействия на амплитуду рассеяния $f_N(\theta, \varphi)$, определяется следующим выражением

$$\sigma_l = |\Gamma(l+1+i\eta)| \tag{2.14}$$

Следует отметить, что сумма по угловым моментам l в уравнении (2.13) имеет ограничения в пределе от 0 до ∞ , из-за бесконечного радиуса действия электромагнитного взаимодействия. Учитывая влияние как электромагнитных, так и ядерных взаимодействий, суммарная амплитуда рассеяния записывается в следующем виде

$$f(\theta, \varphi) = f_c(\theta) + f_N(\theta, \varphi) \tag{2.15}$$

и, следовательно, дифференциальное сечение упругого рассеяния между двумя А и Б ядрами выражается в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \varphi) = |f_c(\theta) + f_N(\theta, \varphi)|^2 \tag{2.16}$$

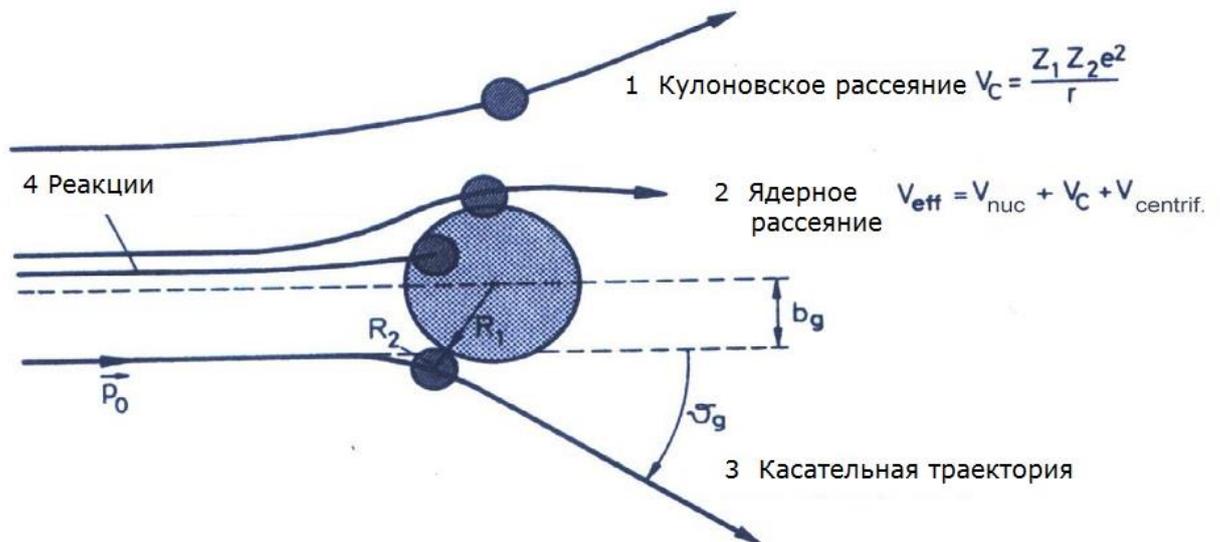
2.2.3 Упругое рассеяние в сравнениях с дифракционными явлениями

В этом разделе показаны сходства между упругим рассеянием ядер и оптическими явлениями дифракции. Для простоты, детали, касающиеся оптических приближений опущены. Будем рассматривать описание, данное в работе [34]. Принимая во внимание случай, когда налетающая частица

«задевает» ядро-мишень (налетающая частица рассеивается только, когда достигает поверхность ядра-мишени, с радиусом взаимодействия $R = R_1 + R_2$, т.е. сумма радиусов налетающей частицы и мишени), можно вывести соотношение между углом рассеяния и параметром Зоммерфельда:

$$\eta \approx \frac{1}{2} l_g \vartheta_g \quad (2.17)$$

Величины l_g и ϑ_g являются угловым моментом и углом рассеяния налетающей частицы в касательной траектории (обозначаемого субиндексом g), соответственно. Эта ситуация представлена на рисунке 2 (случай № 3), где показана траектория для частицы приближающегося к ядру-мишени с прицельным параметром b_g и рассеянный на угол ϑ_g . Радиус взаимодействия для этого процесса рассматривается как сумма радиусов мишени и налетающей частицы. В этом приближении прицельный параметр b_g можно охарактеризовать, как расстояние, при котором оба ядра сталкиваются на поверхности. Другие возможные процессы рассеяния как чисто кулоновское рассеяние (случай № 1) или ядерное рассеяние (случай № 2) также показаны на рисунке 2.



Представлены классические траектории для различных процессов рассеяния частиц вместе со случаями чисто кулоновского рассеяния (1), ядерного рассеяния (2) и взаимодействие частицы, рассеянного ядром-мишени в "касательной" траектории (3), также представлена ситуация для процесса реакции синтеза (4)

Рисунок 2 –Классические траекторий для различных процессов рассеяния частиц

Исходя из этой касательной траектории, можем рассмотреть два различных случая в процессе рассеяния:

- Если прицельный параметр $b < b_g$, можно предположить, что налетающая частица поглощается ядром-мишенью. Если аппроксимировать, что налетающая частица описывается плоской волной, то взаимодействие с ядром описывается аналогично, плоскими волнами, вступающих в контакт с непрозрачным круговым объектом. В этом случае возникает дифракционная картина, что соответствует дифракции Фраунгофера. Эта ситуация изображена на рисунке 3(а). Такой результат, можно получить, когда кулоновские эффекты на траектории частицы малы, т.е. $E_{с.ц.м.} \gg V_c$ или $\eta \ll 1$.

- В случае сильного отклонения налетающей частицы кулоновским полем ($\eta \geq 1$), получается дифракционная картина, известная как дифракция Френеля. Это наиболее типичный случай в прикладной оптике, так как источник света и наблюдатель находятся на конечных расстояниях (в отличие от дифракции Фраунгофера, в котором предполагается, что источник на бесконечно большом расстоянии от наблюдателя). Полученную картину дифракции можно посмотреть на рисунке 3(б).



Рисунок 3 – Дифракционные картины, соответствующие дифракции Фраунгофера (а) и Френеля (б), лист 1

б) Дифракция Френеля

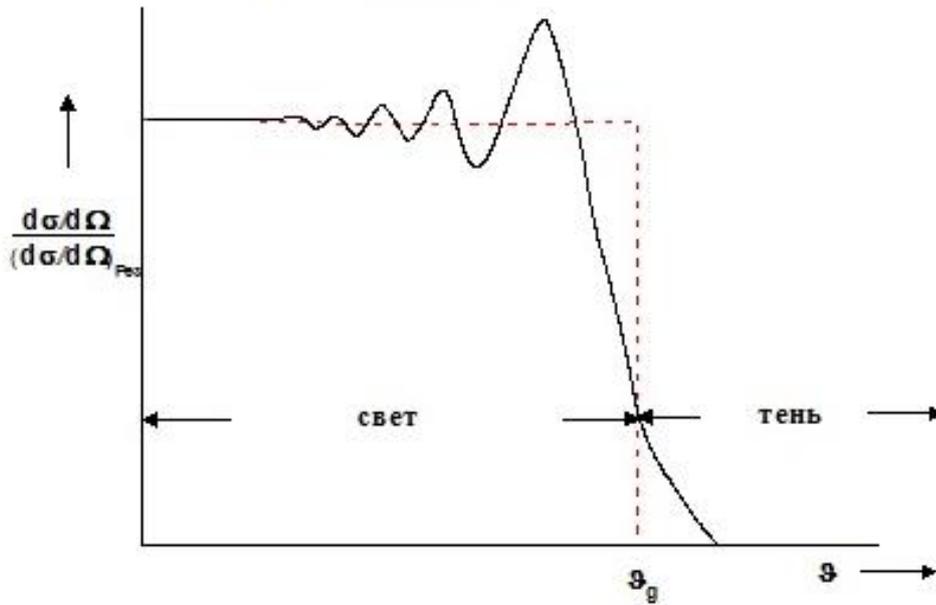


Рисунок 3, лист 2

2.3 Оптическая модель

Для описания ядерной реакции между двумя ядрами A_1 и A_2 , уравнение Шредингера должно быть написано для каждого нуклона системы. Каждый нуклон находится в потенциальной яме, создаваемой другими нуклонами ($A_1 + A_2 - 1$). Мы получим систему уравнений $N = A_1 + A_2$, которые трудно решить численно, если N больше, чем несколько единиц. Таким образом, необходимо найти другие способы решения проблемы N тел.

В рамках ОМ [1, p.765], все взаимодействия между нуклонами налетающей частицы и нуклонами мишени заменяются средним и центральным потенциалом взаимодействия $V(r)$ между налетающей частицы и мишенью в основном состоянии. Это упрощает решение уравнения Шредингера, заменив задачу N -тел на задачу одного тела: частица с массой μ (приведенная масса системы) находится в потенциальной яме $V(r)$, который заменяет все взаимодействия между разными нуклонами. Тогда уравнение Шредингера записывается как:

$$H\psi = \left(-\frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta + V \right) \psi = E\psi \quad (2.18)$$

с $\mu = \frac{A_1 \cdot A_2}{A_1 + A_2}$ приведенной массой системы и r расстояние между центром масс двух ядер.

Основная идея ОМ в том, что случай падения нуклона на ядро может быть, как упругим рассеянием, так и может вызвать множество различных реакций. Если падающая частица представлена как волна, то в классическом языке, она

может рассеиваться, или может быть поглощена. В оптике это аналогично отражению и поглощению световой волны в среде с комплексным показателем преломления, а также, как мнимая часть показателя преломления учитывает поглощения световой волны, так и в ядерном случае мнимая часть комплексного потенциала, описывающее взаимодействие учитывает все неупругие реакции. Тогда усредненный ядерный потенциал можно записать как:

$$U(r) = V(r) + iW(r) \quad (2.19)$$

где $V(r)$ действительная часть потенциала и представляет собой упругое рассеяние, т.е. отражение падающей волны. $W(r)$ имитирует потерю потока из-за неупругих столкновений. Исторически сложилось, что основа ОМ была разработана путем сравнения результатов рассеяния нейтронов ядрами, с полученными данными в оптике при рассеянии света на полупрозрачных сферах. Первые оптические потенциалы были построены для взаимодействия нейтронов с ядрами, а затем для рассеяния протонов, α -частиц и тяжелых ионов. В первом анализе упругого рассеяния использовали прямоугольную яму, которая затем была заменена на более реалистичную форму:

$$U(r) = Vf(r) + iWg(r) \quad (2.20)$$

где V и W являются глубинами действительной и мнимой части потенциала. Форм-факторы $f(r)$ и $g(r)$ зависят от расстояния r между двумя ядрами, как показано на рисунке 4. Поскольку нуклон-нуклонного взаимодействия проявляется при очень малых расстояниях, потенциал $Vf(r)$, который составляет приблизительную сумму нуклон-ядерных взаимодействий, имеет такое же поведение. Нуклоны в коре ядра взаимодействуют только со своими ближними соседями. Из-за этого насыщения ядерных сил, $Vf(r)$ равномерно внутри ядра, а затем экспоненциально убывает в поверхностной области. Эти варианты вещественной части потенциала взаимодействия воспроизводятся с форм-фактором Вудса-Саксона. Форм-фактор мнимой части зависит от энергии падающей частицы. При низкой энергии (менее 10 МэВ), поглощение происходит на поверхности ядра. В этом случае форм фактором $g(r)$ является производная от Вудса-Саксона $g(r) = 4a \frac{\partial f(r)}{\partial r}$, расположенной на поверхности ядра.

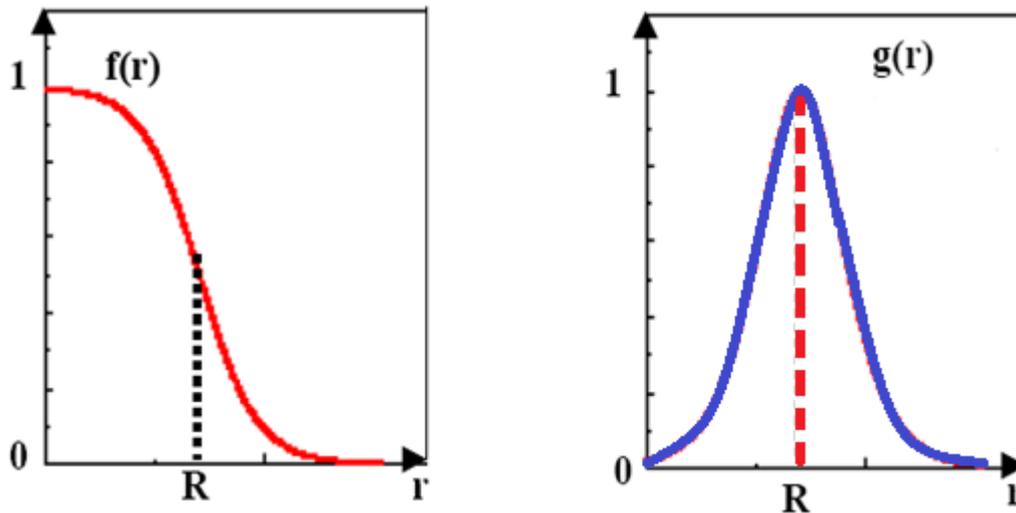


Рисунок 4 – Формфакторы $f(r)$ и $g(r)$ и их зависимость от расстояния r между двумя ядрами

При более высокой энергии, вклад в мнимую часть осуществляется за счет двух механизмов: поверхностный член, описанный выше и объемный член, также описываемый потенциалом Вудса-Саксона. К тому же по аналогии со спин-орбитальным потенциалом, включенный в оболочечную модель для описания ядра, вводится спин-орбитальный потенциал $V_{so}(r)$, чтобы учитывать взаимодействие спина нуклона \vec{s} с его орбитальным моментом \vec{l} :

$$V_{so}(r) \propto \frac{1}{r} \frac{df(r)}{dr} \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (2.21)$$

Кулоновской потенциал $V_c(r)$ также добавляется к потенциалу $U(r)$. Поскольку рассеяние не является чувствительным к специфической форме распределения заряда и, следовательно, нет необходимости рассматривать его размытые на границах, то предполагается, что кулоновский потенциал это и есть равномерное распределение между двумя зарядами с радиусами соответствующие рассеянием электронов [35]. Комплексный потенциал $U(r)$, используемый в ОМ тогда будет выглядеть следующим образом:

$$U(r) = V_c(r) + Vf(r) + iW_v f(r) + iW_s g(r) + V_{so}(r) \quad (2.22)$$

Анализ экспериментальных данных упругого рассеяния, представленный в данной работе (разделы 4.2 и 5.2) осуществляется в рамках оптической модели. Оптический потенциал (ОП) состоит из трех различных потенциалов:

- Кулоновский потенциал V_c .
- Реальная часть потенциала V с Вудс-Саксоновской параметризацией
- Мнимая часть потенциала W с Вудс-Саксоновской параметризацией.

$$U(r) = V_c(r) - V(r) - iW_v(r).$$

Первый член - кулоновский потенциал.

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

$$V_c(r) = \frac{Z_p Z_t e^2}{r} \quad \text{для } r > R_c,$$
(2.23)

Реальная часть имеет следующий вид:

$$V(r)f(r, r_v, a_v) = V_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - r_v}{a_v}\right) \right]^{-1},$$
(2.24)

Мнимая объемная часть:

$$W_v(r)f(r, r_w, a_w) = W_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - r_w}{a_w}\right) \right]^{-1},$$
(2.25)

Таким образом, потенциал взаимодействия можно переписать в виде

$$U(r) = V_c(r) - V_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - r_v \cdot A^{1/3}}{a_v}\right) \right]^{-1} - iW_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - r_w \cdot A^{1/3}}{a_w}\right) \right]^{-1},$$
(2.26)

Важно отметить, что уравнение (2.27) представляет собой потенциал «обычной» ОМ. Но, в анализе дисперсионной налетающей частицы, центральный реальный потенциал является суммой трех слагаемых, а именно, потенциал Хартри Фока V_{HF} , объемная, поверхностная и дисперсная компонента:

$$U_c(R) = V_{HF}(E)f(r, r_{HF}, a_{HF}) + \Delta V_v(E)f(r, r_v, a_v) + iW_v(E)f(r, r_w, a_w)$$
(2.27)

Геометрическая форма мнимой части и соответствующего дисперсионного члена одинаковы, если параметры мнимого потенциала r_w , a_w не зависят от энергии.

Таким образом, дальнейший прогресс требует детальной теории оптического потенциала с точки зрения составляющих ядро-ядерных взаимодействий. Понятно, что это очень трудная задача многих тел, но существенный прогресс был достигнут в работах [36,37]. Формальная теория ядерных реакций, разработанная Фешбахом [38,39], позволяет определять вклад в ОП, но их не удастся оценить практический.

На практике часто обнаруживают, что многие наборы параметров дают одинаково хорошо соответствующие данные, а затем возникает вопрос имеет ли один из них более физическое значение, чем другие, и если да, то какое предпочтительнее. Эти неясности параметров, как они называются, бывают двух основных типов, дискретные и непрерывные. Об этом мы подробно расскажем в следующем разделе.

2.4 Неоднозначности оптического потенциала

Феноменологический подход обладает несомненно простотой, наглядностью, удобством применения. Но хорошо известно, что однозначно выбрать параметры ОП, которые успешно описывают экспериментальные данные в широком энергетическом диапазоне различных сталкивающихся ядер – достаточно сложная задача. Поэтому возникают неопределенности в выборе параметров потенциала взаимодействия [40].

Часть из них связана с ошибками измерения, с неполнотой данных, например, с ограниченным диапазоном по углу рассеяния.

В ходе анализа упругого рассеяния α -частиц с энергией $E \approx 40$ МэВ на ядрах ^{40}Ag , ^{64}Cu , ^{208}Pb было показано, что существует так называемая непрерывная неоднозначность [41], которая для ОП заключается в том, что одинаковое по качеству описание упругого рассеяния α -частиц в переднюю полусферу может быть получено с помощью потенциалов, для которых величина $V_0 \exp(\frac{R_V}{a_V})$

примерно одинаковая.

Авторы работы [42], при исследовании упругого рассеяния α - частиц на ядрах от водорода до урана при энергии $E \approx 25$ МэВ, обнаружили существование некоторого числа дискретных семейств действительных потенциалов, которые одинаково хорошо описывают экспериментальные данные угловых распределений. Это так называемая дискретная неоднозначность.

Критерий χ^2 не позволяет сделать однозначный выбор набора параметров потенциала. Как правило, для получения дополнительной информации из реакции и для более адекватного описания данных вводят различные интегральные характеристики потенциала: объемные интегралы ядерного потенциала, среднеквадратичный радиус действия потенциала, положение минимумов Эйри в зависимости от энергии налетающей частицы.

Объемный интеграл ядерного потенциала J является ключевой величиной в классификации различных наборов параметров потенциалов. Объемные интегралы оказывают помощь в выборе того или иного потенциала из дискретного набора. Объемные интегралы характеризуют интенсивность потенциала.

Как правило, объемные интегралы вычисляются по формуле:

$$J_{v,w} = -\frac{4\pi}{A_p A_t} \int_0^{\infty} U_{v,w}(r) r^2 dr \quad (2.28)$$

где A_p и A_t – массовые числа налетающей частицы и ядра-мишени соответственно. $U_{v,w}(r)$ – потенциал ядерного взаимодействия. Знак минус в выражении (2.28) вводится для того, чтобы объемный интеграл был положительным в случае притягивающего потенциала. Значение интеграла нормируется с помощью деления на произведение A_p и A_t – число взаимодействующих нуклонных пар ядра-мишени и налетающей частицы.

В работе [43] Mohr предложил энергетическую параметризацию объемных интегралов:

$$J_{v,w}(E) = J_{0,v,w} \exp(-(E - E_0)^2 / \Delta^2) \quad (2.29)$$

Параметры $J_{0,v,w}, E_0, \Delta$ определяются сравнением с экспериментом или с теоретическими значениями.

Brown и Rho в работе [44] предложили следующую параметризацию объемного интеграла мнимой части потенциала:

$$J_w(E_{c.c.m.}) = \begin{cases} 0 & \text{если } E_{c.c.m.} \leq E_0 \\ \frac{J_0(E_{c.c.m.} - E_0)^2}{(E_{c.c.m.} - E_0)^2 + \Delta^2}, & \text{если } E_{c.c.m.} > E_0 \end{cases} \quad (2.30)$$

где E_0 – энергия первого возбужденного состояния. J_0 – параметр насыщения. Δ – параметр, который определяется из сравнения с экспериментальным данным. В работе [44, р.397] демонстрируется хорошее согласие полученных зависимостей объемных интегралов от энергии относительного движения по оптической модели и по параметризации, предложенной авторами.

Среднеквадратичные радиусы действия действительной ($\langle r^2 \rangle_v$) и мнимой ($\langle r^2 \rangle_w$) частей ядерного потенциала определяются следующим образом:

$$\langle r^2 \rangle_{v,w} = \frac{\int_0^\infty U_{v,w}(r) r^4 dr}{\int_0^\infty U_{v,w}(r) r^2 dr} \quad (2.31)$$

где $U_{v,w}$ – действительная и мнимая части ядерного потенциала. Среднеквадратичный радиус характеризует радиус действия потенциала.

Объемные интегралы и среднеквадратичные радиусы являются удобными величинами в исследовании энергетической зависимости потенциала. Расчитанные объемные интегралы для ОП систем ${}^3\text{He}+{}^{13}\text{C}$ и $\alpha+{}^{13}\text{C}$ представлены в разделах 4 и 5.

2.5 Модель двойной свертки (folding potential)

Потенциал ядро-ядерного взаимодействия можно определить микроскопически, например, путем складывания (путем фолдинга). Модель двойного фолдинга (ДФ) широко с успехом используется для расчета потенциала ядро-ядерного взаимодействия или потенциала нуклон-ядерного взаимодействия [45]. Здесь действительная часть $V(r)$ микроскопического потенциала рассчитывается путем складывания ядерных плотностей ρ налетающей частицы и ядра мишени с эффективной силой, которая представляет собой взаимодействие между одним нуклоном налетающей частицы и одним нуклоном ядра-мишени:

$$V(r) = \iint \rho_p(r_p)\rho_t(r_t)v(r_{pt})d^3r_p d^3r_t \quad (2.32)$$

где r -расстояние между центрами масс ядер и $v(r_{pt})$ является эффективной нуклон-нуклонной силой. На рисунке 5 показана система координат для модели двойного фолдинга.

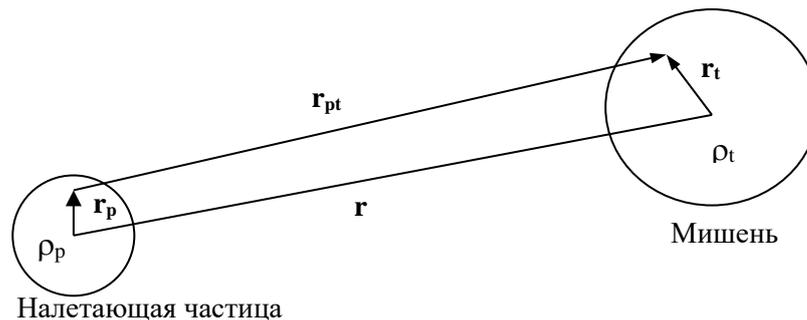


Рисунок 5 – Система координат модели двойного фолдинга

Различные ядерные плотности, полумикроскопические или микроскопические можно ввести в расчеты фолдинга. Ядерные плотности могут быть получены, например, решением уравнения Хартри-Фока-Боголюбова [46,47] или с помощью приближения квазичастичных случайных фаз с силами Skyrme [48]. Эффективные нуклон-нуклонные силы, которые используются для фолдинга, являются реальными. Обычно, используются взаимодействия Юкава [49] в форме МЗУ [50]. Первоначально, эти МЗУ взаимодействия были разработаны для метода искаженных волн (МИВ) из анализа реакций (p, p') , но дополнительно также были использованы для взаимодействия тяжелых ядер при низких и промежуточных энергиях [51]. Позже, новые исследования ядро-ядерных реакций подняли вопрос о справедливости МЗУ взаимодействия. Для того, чтобы учесть уменьшение межнуклонного взаимодействия при увеличении

ядерной плотности [52], зависимость плотностей была представлена в работах Khoa et.al. [45, p. 954]. Мнимая часть потенциала $W(r)$, которая представляет собой поглощение, построена с помощью феноменологической модели, так как фолдинг модель не приспособлена к этому [51, p.183]. В общем случае, используются параметризация с формой Вудса-Саксона.

Анализ экспериментальных данных в рамках фолдинг модели (ФМ) для систем ${}^3\text{He}+{}^{13}\text{C}$ и $\alpha+{}^{13}\text{C}$ представлены в разделах 4.3 и 5.3 соответственно.

2.6 Метод связанных каналов

Для анализа данных по рассеянию α -частиц на деформированных ядрах, у которых первые возбужденные уровни имеют коллективную природу, целесообразно использовать метод связанных каналов (МСК) [6 с.42] ядерных процессов.

Задача описания ядерных процессов является существенной многоканальной задачей. Решение задачи рассеяния сводится к решению многочастичного уравнения Шредингера с соответствующими граничными условиями, нахождению на основе этого решения дифференциальных и интегральных сечений. В этом методе задача решения многочастичного уравнения сводится к решению системы уравнений Шредингера:

$$\left[H_0(\vec{r}) + V_{nn}(\vec{r}) - E_n \right] f_n(\vec{r}) = - \sum_{n \neq n'}^N V_{nn'}(\vec{r}) f_{n'}(\vec{r}), \quad n = 1, 2, \dots, N \quad (2.33)$$

где

$$V_{nn'}(\vec{r}) = \int \Phi_n^*(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A) \mathcal{V}(\vec{r}, \vec{r}_1 \dots \vec{r}_A) \Phi_{n'}(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A) d\vec{r}_1 \dots d\vec{r}_A \quad (2.34)$$

- матричные элементы связи каналов, с помощью которых происходит «зацепление» N одночастичных уравнений (2.33). Совместное решение этой системы уравнений соответствует задаче об одновременном описании упругого и всех неупругих взаимодействий с возбуждением N состояний ядра-мишени при наличии сильной связи каналов. В матричные элементы (2.34) связи каналов входят волновые функции Φ_n возбужденных состояний ядра-мишени, поэтому анализ экспериментальных данных в этом методе дает возможность извлекать информацию о свойствах ядерной структуры на единой основе. Чтобы применить этот формализм к описанию неупругого рассеяния частиц на ядрах выделим из полного взаимодействия налетающей частицы с ядром-мишени потенциал среднего поля и потенциал остаточного взаимодействия. Здесь будем следовать приближенной процедуре, принятой в коллективной модели, что полное взаимодействие $V(\vec{r}, \vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A)$ заменяется на нуклонный потенциал $V(r, \theta, \varphi; \alpha_{\lambda\mu})$, который зависит не только от координат налетающей частицы, но и от коллективных переменных ядра-мишени $\alpha_{\lambda\mu}$. Этот параметр определяет

радиус потенциала, действующего на частицу через радиус половинного спада потенциала R_0 в виде:

$$R(\theta, \vartheta) = R_0 \left[1 + \sum \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \vartheta) \right] \quad (2.35)$$

Здесь отклонение радиуса от сферической симметрии разложено по полной ортонормированной системе сферических гармоник $Y_{\lambda\mu}$. Тогда,

$$V(r, \theta, \vartheta; \alpha_{\lambda\mu}) = \frac{V_0}{1 + \exp \frac{r - R_0 \left[1 + \sum \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \vartheta) \right]}{a}} \quad (2.36)$$

Разложив это выражение в ряд Тейлора вблизи точки $(r-R_0)$ имеем:

$$V(r, \theta, \vartheta; \alpha_{\lambda\mu}) = V(r - R_0) - R_0 \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \vartheta) \frac{\partial V(r - R_0)}{\partial r} + \dots \quad (2.37)$$

В качестве потенциала среднего поля принимается сферически симметричная часть взаимодействия налетающего нуклона с ядром $U_{cp} = V(r - R_0)$, а остаточным взаимодействием считается отклонение формы потенциала от сферически-симметричной.

$$V_{\text{in}\delta} = -R_0 \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \vartheta) \frac{\partial V(r - R_0)}{\partial R} + \frac{1}{2} R_0^2 \left[\sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \vartheta) \right]^2 \frac{\partial^2 V(r - R_0)}{\partial r^2} + \dots \quad (2.38)$$

Здесь мы рассмотрим ротационный вариант коллективной модели неупругого взаимодействия, поэтому переходя от лабораторной системы координат в собственную систему, запишем:

$$\sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \vartheta) \rightarrow \sum_{\lambda} \beta_{\lambda} Y_{\lambda 0}(\theta', \vartheta') \quad (2.39)$$

При этом распределение вещества в ядре считается аксиально-симметрическим, β_{λ} - параметры статической деформации.

В рамках такого подхода вычисляются элементы T или S матрицы и просуммировав по всем конечным состояниям M_f и усреднив по начальным состояниям i , получаем выражение для дифференциального сечения:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu}{2\pi\hbar} \frac{K_f}{k_i} \sum_{LM} \frac{2I_f + 1}{(2I_i + 1)(2L + 1)} |T_{LM}|^2 \quad (2.40)$$

В формуле (2.37) сферически-симметричная часть потенциала описывает упругое рассеяние, а последующие члены, соответствующие отклонению потенциала от сферически-симметричного, описывают неупругие процессы.

Расчеты угловых распределений для трех и двух возбужденных состояний ядра ^{13}C проведено при двух $E(\alpha)=29$ и 50.5 МэВ значениях энергии с использованием программы FRESKO [53]. Результаты представлены в разделе 5.4.

2.7 Метод искаженных волн

Для описания прямых механизмов в середине прошлого столетия был развит метод искаженных волн (МИВ) или борновское приближение с искаженными волнами (DWBA). Это наиболее распространенная, хотя и не единственная модель для описания прямых ядерных реакций [54].

МИВ можно рассматривать как обобщение ОМ на неупругие каналы. Изучая ядерные реакции, уже нельзя как в случае упругого рассеяния пренебрегать внутренней структурой взаимодействующих частиц. Волновую функцию в каждом канале реакции представляют в виде (например, для входного канала)

$$\Psi_i = \tilde{\Psi}_a \tilde{\Psi}_A \chi_i \quad (2.41)$$

где $\tilde{\Psi}_a$ и $\tilde{\Psi}_A$ - волновые функции, описывающие налетающую частицу и ядро-мишень, χ_i - волновая функция, описывающая относительное движение частиц в канале.

В МИВ используется тот факт, что налетающая частица передает свою энергию и импульс небольшому числу степеней свободы ядра. Это позволяет получить приближенное решение многочастичного уравнения Шредингера, используя теорию возмущений. Полный гамильтониан системы записывается в виде

$$H = H^0 + H^{res} \quad (2.42)$$

где H^0 - гамильтониан системы, состоящей из двух частиц, взаимодействие между которыми описывается оптическим потенциалом V^{opt} , H^{res} - гамильтониан остаточного взаимодействия, которое рассматривается как малое возмущение, переводящее систему в конечное состояние.

Процесс взаимодействия таким образом разбивается на 3 этапа:

- Движение налетающей частицы в «искажающем» оптическом потенциале ядра-мишени;
- Передача нуклонов под воздействием остаточного взаимодействия;

- Движение вылетающей частицы в поле конечного ядра.
Амплитуда рассеянной волны имеет вид

$$f(\vec{k}_a, \vec{k}_b) = \frac{\mu_b}{2\pi\hbar^2} \langle \Phi_f(\vec{k}_b) | H^{res} | \Psi_i(\vec{k}_a) \rangle \quad (2.43)$$

где μ_b – приведенная масса, \vec{k}_a и \vec{k}_b – волновые вектора входного и выходного каналов, $\Psi_i(\vec{k}_a)$ 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 $\Psi_i(\vec{k}_a)$ заменяют на оптическую волновую функцию. Выражение для сечения имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{MIB} = \frac{\mu_a k_b}{\mu_b k_a} |f(\vec{k}_a, \vec{k}_b)|^2 \quad (2.44)$$

Все вышеперечисленные формулы метода искаженных волн заложены в программу FRESKO с помощью, которой рассчитывались теоретические сечения.

2.8 Формализм ядерной радуги

Исходя из аналогии между рассеянием света и частиц, можно сделать вывод, что при радужном рассеянии существует угол, вблизи которого сгущаются классические траектории, что приводит к возрастанию интенсивности рассеянных частиц возле угла радуги. Радужное рассеяние наблюдается при $\frac{d\Theta}{dl} = 0$. Если пренебречь поглощением, сечение вблизи радужного угла определяется следующим образом [55]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta \approx \theta_r) \approx k^{1/3} \frac{2^{5/3} \pi b_r}{\sin \theta} \left| \frac{d^2\Theta}{db^2} \right|^{-2/3} [Ai(z)]^2 \quad (2.45)$$

$$z = \pm \frac{\text{sgn}(C) 2^{1/3} (\theta_r - \theta) k^{2/3}}{\left| \frac{d^2\Theta}{db^2} \right|^{1/3}} \quad (2.46)$$

где θ_r - угол радуги, $C = \frac{1}{2k^2} \frac{d^2\Theta}{db^2}$, b_r – параметр столкновения, при котором наблюдается радужный угол, $Ai(z)$ – функция Эйри. При углах рассеяния меньших, чем угол радуги, функция Эйри имеет форму осцилляций. При угле рассеяния наиболее близком к радужному углу наблюдается экстремум, который интерпретируется как первичная радуга. Следующие наблюдаемые экстремумы

соотносятся с радугами более высоких порядков. При положительном значении аргумента функции Эйри виден экспоненциальный спад.

Для наблюдения явления ядерной радуги требуется выполнение нескольких условий:

А) Энергия частицы должна быть достаточно большой.

В классическом приближении функция отклонения определяется выражением:

$$\Theta(b) = \pi - 2b \int_{r_0}^{\infty} dr r^{-2} [r^2 (1 - \frac{U(r)}{E}) - b^2]^{-1/2} \quad (2.47)$$

Введем обозначение:

$$u(r) = r \sqrt{1 - \frac{U(r)}{E}} \quad (2.48)$$

Можно показать, что [56]:

$$\frac{du}{dr} > 0,$$

тогда для энергии получаем следующее выражение:

$$E_{\text{крит.}} = [U(r) + \frac{r}{2} \frac{d}{dr} U(r)]_{\text{max}} \quad (2.49)$$

где $U(r)$ - ядерный потенциал.

Радужное рассеяние наблюдается при $E > E_{\text{крит.}}$. При $E < E_{\text{крит.}}$ наблюдается орбитирование, то есть закручивание вблизи силового центра.

Б) Для появления эффектов радуги необходима небольшая прозрачность ядра в области малых угловых моментов.

В 19 веке астроном Джордж Эйри впервые математически описал радужное явление в оптике с помощью так называемой функции Эйри. Вид этой функции представлен на рисунке 6, взятом из работы [57]. Это кривая с последовательным чередованием минимумов и максимумов, называемых радужными или минимумами Эйри. Различают первичный экстремум, соответствующий максимальному углу отклонения, и экстремумы более высоких порядков. В последствии эту функцию стали успешно применять в ядерной физике для описания процессов рассеяния.

Полный спектр минимумов Эйри можно наблюдать в системах без поглощения. Но в реальных ядерных процессах есть поглощение, и в угловых распределениях наблюдаются одиночные минимумы Эйри. Наиболее отчетливо минимумы Эйри наблюдаются в упругом рассеянии [58].

В упругом рассеянии таких ядер, как $^{12,13}\text{C}$ и ^{16}O в угловых распределениях возможно проявление более чем одного широкого максимума в области углов за дифракцией Фраунгофера. Часто такие экстремумы интерпретируются как

первичная, вторичная и более высокого порядка радуги. Только по экспериментальным данным часто невозможно точно определить порядковый номер радужного максимума. Это связано с тем, что первичная радуга может находиться в области углов выше 180° в системе центра масс. Качество экспериментальных данных не всегда позволяет четко выделить Эйри экстремум. При анализе идентичных частиц из-за свойств симметрии информативной остается область до 90° . Это приводит к Эйри неоднозначностям. Различные потенциалы, отвечающие разным функциям Эйри (сдвинутые друг относительно друга), показывают разные порядковые номера наблюдаемых Эйри структур и при этом дают похожее описание данных [59].



Рисунок 6 – Эйри функция

Эта проблема впервые была рассмотрена в работах [60, 61]. Для решения данной трудности было предложено построение энергетической зависимости положений Эйри минимумов. В ходе анализа было установлено, что минимумы четко группируются и ложатся практически на прямые линии. Каждой группе соответствует номер радужного максимума.

В работе [62] было показано, что положение первичного минимума Эйри определяется следующим образом:

$$\Theta_r \cong \Theta_r^c - 0.56 \left(\frac{R_V}{a_V} \right)^{1/2} \frac{V}{E} \quad (2.50)$$

$$\Theta_r^c = 2 \arctg \left(\frac{V_C}{2E} \right) \quad (2.51)$$

$$\Theta_r^N = -0.56 \left(\frac{R_V}{a_V} \right)^{1/2} \frac{V}{E} \quad (2.52)$$

где Θ_r^c – угол кулоновской радуги. Величина Θ_r^N – угол ядерной радуги. R_V , a_V , V – радиус, диффузность, глубина действительной части ядерного потенциала типа Вудса-Саксона, E – энергия налетающей частицы. Авторы работы [62] указывают на обратную зависимость положения угла ядерной радуги от энергии налетающей частицы: $\Theta_r^N \sim \frac{1}{E}$.

В рамках данной работы, в разделах 4 и 5 мы приведем явление ядерной радуги, которое отчетливо наблюдается при энергиях налетающих ионов ^3He и α -частиц 50.5 и 65 МэВ.

2.9 Методы определения радиусов возбужденных состояний ядер

До недавнего времени оценка значений радиусов ядер в их кратковременных ($t < 10^{-12}$ с) состояниях, которые распадаются с испусканием нуклонов или кластеров, было возможным только в ядерных реакциях, не являющимися прямыми методами определения радиусов, например как подгонка форм-факторов к данным неупругого рассеяния электронов [63,64].

В последнее десятилетие были предложены три (НРР, АНК и МДМ) прямые модели определения радиусов ядер, ниже мы коротко рассмотрим первые две модели и более подробно расскажем о МДМ.

2.9.1 Модель неупругого радужного рассеяния

Модель НРР была предложена в работах [16 p.041602; 65] и развита в нескольких последующих работах [17 p.2118]. Идея основана на том факте, что траектория рассеянной частицы длиннее в ядре с большим радиусом, чем в ядре более компактного размера. Соответственно, угол отклонения (угол Эйри в полуклассическом случае) должен зависеть от размеров ядерных состояний, т.е. чем больше радиус возбужденного состояния, тем больше сдвиг угла Эйри в сечений неупругого рассеяния, относительно сечения упругого рассеяния. Этот эффект отчетливо виден во многих экспериментах.

Простая модель НРР разработана на основе этой идеи [66]. Анализ экспериментальных данных по упругому рассеянию альфа-частиц показал, что позиция 1-го минимума угла Эйри зависит от A - мишени как

$$\Theta \sim A^{2/3} \rightarrow R^2 \quad (2.53)$$

Экстраполяция этой модели в неупругом рассеянии позволило установить связь между сдвигами минимумов Эйри с радиусами возбужденных состояний. Применение метода НРР в неупругом рассеянии с возбуждением состояния Хойла в работе [17, p.2118] позволило получить значение радиуса в хорошем согласии с результатами анализа по другим известным моделям (например, МДМ).

2.9.2 Метод асимптотических нормировочных коэффициентов

Метод АНК был предложен в работе [67] и развит в ряде работ группы исследователей из Китая [18, p.034312].

Идея метода АНК состоит в том, что спектроскопический фактор может быть заменен на асимптотические нормировочные коэффициенты для некоторых ядерных реакций, например, таких как (d,p) реакция [18, p.034312]. АНК напрямую связана со «сферическим» радиусом переданного нейтрона в конечном состоянии. Таким образом, измерив дифференциальные сечения в (d,p) - реакции можно определить некоторые параметры состояния «кор+нейтрон», включая ее радиуса. Эта особенность метода АНК делает его наиболее подходящим для изучения нейтронных гало.

В сравнении с МДМ и НРР, метод АНК является теоретически обоснованным. Недавние исследования в работе [68] позволили выполнять проверку всех трех моделей.

2.9.3 Модифицированная дифракционная модель

Дифракционная модель рассеяния [69], являясь довольно грубым приближением для вычисления дифференциальных сечений, вполне адекватна для определения радиусов ядер из экспериментальных данных. Ее преимущество состоит в том, что она оперирует одним единственным параметром, имеющим размерность длины – дифракционным радиусом, который непосредственно определяется из экспериментальных угловых распределений. В более сложных и точных подходах, например, в ОМ радиус ядра неявно и неоднозначным образом входит в параметры действительной и мнимой частей потенциала, которые в свою очередь определяются из подгонки расчетов к измеренным сечениям и, следовательно, зависят от качества как подгонки, так и самих данных. В дифракционной модели используется адиабатическое приближение, которое подразумевает замораживание движения ядра во время столкновения. Благодаря этому неупругое рассеяние заменяется упругим, происходящим на измененном крае ядра в результате образования возбужденного состояния. Соответственно, полная амплитуда реакции состоит из двух частей. Одна из них описывает упругое рассеяние на черном диске, отвечающем исходному сферическому состоянию, а вторая - эквивалентное упругое рассеяние, представляющее собой вклад от края. В результате дифференциальные сечения описываются квадратами цилиндрических функций Бесселя различного порядка от аргумента, пропорционального некоторому радиальному параметру $R_{диф}$ (дифракционному радиусу), который зависит как от структуры ядра, так и от динамики взаимодействия. При постоянстве дифракционного радиуса между угловыми распределениями упругого и неупругого рассеяния возникают определенные фазовые соотношения - так называемое правило фаз Блера [69, p.15]. Поскольку последнее очень хорошо выполняется в многочисленных случаях неупругого рассеяния с возбуждением уровней, у которых следует ожидать постоянства «истинных» радиусов (например, членов ротационной полосы), то отклонения от него могут служить индикатором изменения размеров ядерного состояния. Группа во главе с профессором А.А.Оглоблиным Курчатовского Института (г. Москва, РФ), разработали модифицированную дифракционную модель (МДМ) [15, p.054603; 17, p.2118; 70], которая предполагает, что среднеквадратичный радиус R^* возбужденного состояния может быть определен через разность дифракционных радиусов возбужденного и основного состояний с помощью следующих соотношений:

$$R_{диф(упр.)} = R_0 + R_1 + \Delta_{упр} \quad (2.54)$$

$$R^*_{диф(неупр.)} = R^* + R_1 + \Delta_{неупр} \quad (2.55)$$

$$R^* = R_0 + [R^*_{диф(неупр.)} - R_{диф(упр.)}] + (\Delta_{упр} - \Delta_{неупр}) \quad (2.56)$$

Здесь R_0 и R_I есть среднеквадратичные радиусы основного состояния исследуемого ядра и налетающей частицы, которые предполагаются известными; $R_{диф}^*$ (не упр.) и $R_{диф}$ (упр.) - дифракционные радиусы, определяемые из положений минимумов и максимумов экспериментальных угловых распределений соответственно неупругого и упругого рассеяния. Величины $\Delta_{упр.}$ и $\Delta_{не\ упр.}$ - разности между дифракционными радиусами и суммой «истинных» (например, среднеквадратичных) радиусов ядерных состояний, участвующих в реакциях; они определяют, таким образом, расстояние, на которое должны сблизиться сталкивающиеся ядра, чтобы возникла дифракция. Величины Δ включают в себя все структурные и динамические эффекты, не учитываемые дифракционной моделью. Для упругого рассеяния величины $\Delta_{упр.}$ могут быть определены непосредственно из экспериментальных данных.

Для определения радиуса возбужденного состояния необходимо сделать какие-то предположения относительно величины $\Delta_{не\ упр.}$, поскольку она не известна. В работах [15, р.054603; 17, р.2118; 70, р.143], использовано простейшее из них:

$$\Delta_{упр.} = \Delta_{не\ упр.} \quad (2.57)$$

Строго обосновать его невозможно, так как для этого потребовалось бы точно решить задачу о рассеянии. Аргументом в его пользу является справедливость фазовых соотношений Блера. На языке дифракционной модели соотношение (2.57) означает, что неупругое рассеяние происходит в основном в области упругого дифракционного радиуса (радиуса сильного поглощения). Это заключение находится в согласии с тем, что феноменологический формфактор, хорошо воспроизводящий сечения неупругого рассеяния «нормальных» ядер, «привязан» к действительной части потенциала.

Разумеется, заранее нельзя утверждать, что соотношение (2.57) останется справедливым для ядер с сильно различающимися распределениями нуклонной плотности или не будет зависеть от энергии. Тем не менее, такой подход позволил получить в неупругом рассеянии ядер ^2H , ^3He , ^4He , ^6Li , ^{12}C на ^{12}C в широком диапазоне энергий согласующиеся между собой среднеквадратичные радиусы ряда уровней ядра ^{12}C , у которых ожидалось увеличение размеров [15, р.054603]. В результате с помощью МДМ было показано, в частности, что состояние Хойла в соответствии с ожиданиями действительно имеет аномально большие размеры.

В разделе 5.5 мы приведем основные результаты расчетов среднеквадратичных и дифракционных радиусов, возбужденных состояний (3.09 МэВ ($1/2^+$), 8.86 МэВ ($1/2^-$) и 9.9 МэВ ($3/2^-$)) ядра ^{13}C в полученные рамках МДМ.

3 МЕТОДИКА И ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ УСТАНОВОК

Одновременное измерение сечений, угловых и энергетических распределений рассеяний и продуктов реакций, происходящих под действием α -частиц с энергией ≤ 10 МэВ/нуклон на ядрах в нашем случае ^{13}C , накладывает определенные требования на качество экспериментальной установки и аппаратуры. Высокое энергетическое и угловое разрешение, достаточный выбор по типу регистрируемых частиц, широкий диапазон их по энергии, а также возможность измерений в широком диапазоне углов являются основными критериями, определяющие эффективность экспериментального комплекса для исследования структуры ядер [71].

Экспериментальные результаты, составляющие основу работы, получены на выведенных пучках циклотронов К-130 Университета Ювяскюля (Финляндия) и У150М ИЯФ (Казахстан). Далее, в следующих разделах мы приводим характеристики данных циклотронов.

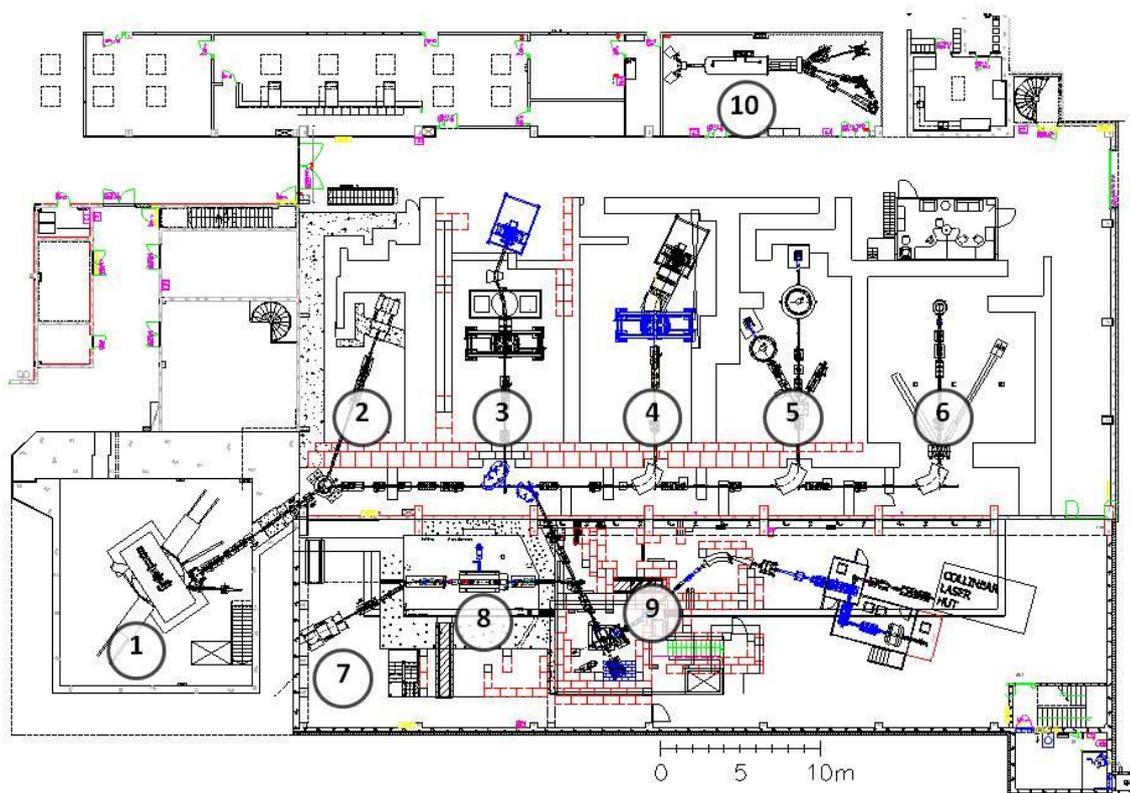
3.1 Характеристики экспериментальных установок

3.1.1 Циклотрон К-130

Циклотрон К-130 находится на физическом факультете (JYFL) в Университете Ювяскюля (Финляндия) [72]. Циклотрон был открыт в 1990 г. и с 1993 г. начались первые физические эксперименты.

Уникальность ускорителя К-130 основана на том, что она состоит из изохронного циклотрона, оснащенного двумя внешними ECR - ионными источниками и универсального источника легких ионов, которые могут ускорить исключительно большое разнообразие легких и тяжелых пучков иона до энергии $130 q^2/A$ МэВ.

На рисунке 7 представлена общая схема экспериментального зала [73] физического факультета Университета Ювяскюля.



1: циклотрон К-130; 2: Протонный канал; 3: MARA; 4: RITU; 5: Канал ядерных реакции; 6: RADEF; 7: Производство изотопов; 8: циклотрон МСС30/15; 9: IGISOL4; 10: Pelletron

Рисунок 7 – Общая схема ускорительного комплекса

Эксперимент при выведенном пучке α – частиц при энергии 65 МэВ проводился на 5-ом канале циклотрона.

3.1.2 Камера рассеяния на циклотроне К-130

На протяжении почти 25 лет с момента проведения в 1993 г. первых экспериментов по изучению разных ядерных реакций на циклотроне К-130, основной экспериментальной установкой в этих исследованиях является большая камера рассеяния (БКР), с различными наборами детекторов для регистрации продуктов ядерных реакций. Основные усилия в исследовании ядерных реакции с БКР были сосредоточены в основном на изучении: упругого и неупругого рассеяния ионов на легких и средних ядрах; гигантского дипольного резонанса; реакции срыва; реакции подхвата и реакции слияния и деления ядер. В дополнение к исследованиям таких реакции, БКР широко используется в прикладных исследованиях по измерению удельных потерь энергии тяжелых ионов в различных материалах.

Основная часть этих исследований - исследование упругого и неупругого рассеяния ионов. Изучение угловых и энергетических распределений продуктов реакции требует хорошего монохроматического пучка, чтобы разделить близко

лежащие квантовые состояния у различных ядер, с хорошей коллимации для того, чтобы точно изучить детали возбужденных состояний.

На рисунке 8 представлен общий вид БКР с выведенным каналом. За счет трех квадрупольных магнитов, которые стоят перед БКР, удается получить хороший монохроматический пучок размером 3-4 мм. Диаметр БКР составляет 100 см.



Рисунок 8 – Общий вид 5-го канала с БКР на циклотроне К-130

Внутри камеры находятся две круглые платформы: одна в нижней полусфере, другая в верхней. Конструкция БКР позволяет индивидуальный поворот каждой платформы относительно корпуса камеры. Каждая платформа имеет множества отверстий с равными интервалами, которые используются для крепления радиальных дорожек. Именно к этим дорожкам монтируются детектора. Детекторы могут быть перемещены в любое желаемое расстояние от мишени в пределах камеры.

В нижней части фокусирующей системы ионопровода расположены различные коллиматоры. Предусмотрен большой выбор коллиматоров. В нашем эксперименте использовался 3.5 мм в диаметре коллиматор из нержавеющей стали, длина коллимирующей трубки составляет 25 см. Внутри трубки расположены сменные танталовые мембраны. Коллимирующая трубка прикреплена к камере и удерживается точно по оси пучка. Узлы коллиматорных трубок можно расположить на любом требуемом расстоянии от мишени в пределах радиуса камеры. Мишенное устройство расположено прямо в центре нижней платформы. Регулируемое по высоте мишенное устройство позволяет менять мишени не открывая БКР. На рисунке 9 представлен внутренний вид БКР.



Рисунок 9 – Внутренний вид БКР

3.1.3 Циклотрон У-150М

Изохронный циклотрон У-150М Института ядерной физики Республики Казахстан (ИЯФ РК), позволяет ускорять протоны до 30 МэВ, дейтроны до 25 МэВ, ^3He до 60 МэВ и α -частицы до 50.5 МэВ [74].

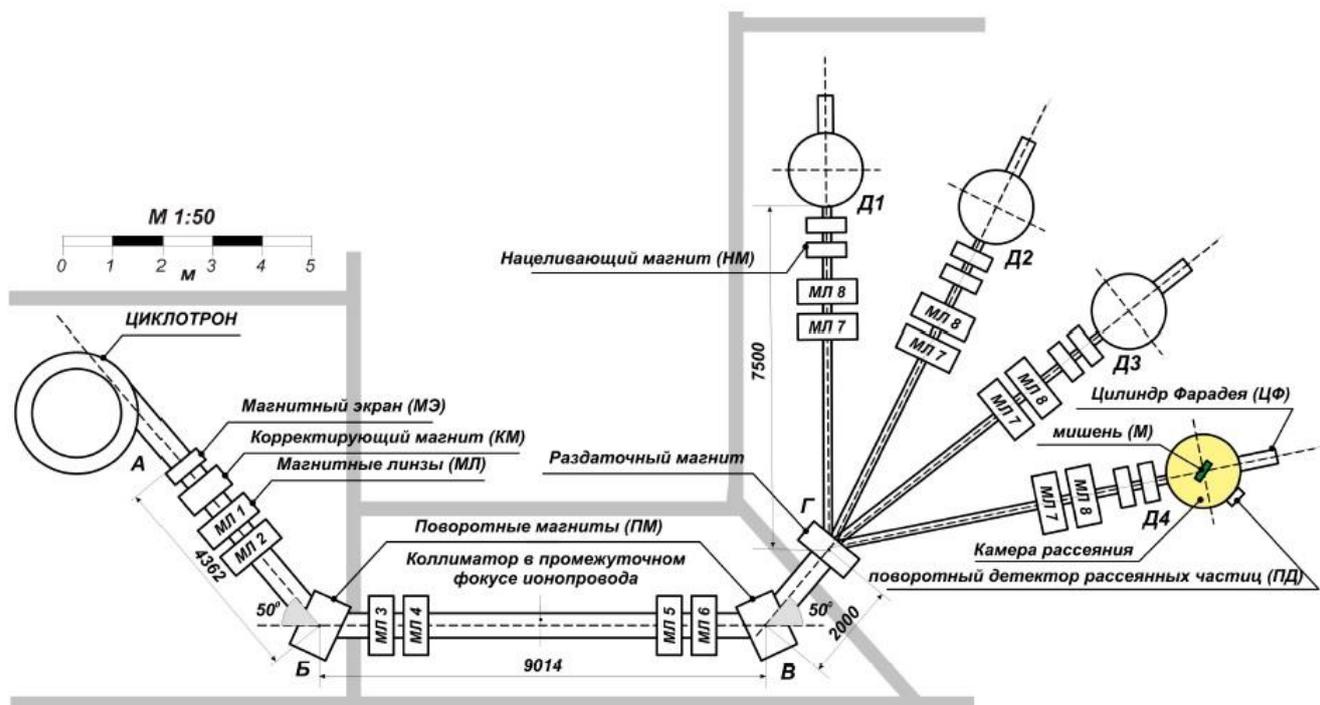
Заряженные частицы в циклотроне образуются в источнике, расположенном в центральной части камеры в дуговом разряде при подаче соответствующего газа (это может быть: водород, дейтерий, ^3He или ^4He). Ускорение частиц происходит в межполюсном пространстве полтора-метрового магнита в момент пролёта частиц между дуантами.

При установке рабочих параметров ускорения частиц особое внимание уделяется режиму работы источника ионов, его скважности, микроструктуре импульса тока, а также качеству проводки пучка на мишень. Такая оптимизация пространственных и временных характеристик пучка позволяла существенно снизить уровень различных помех, неравномерность загрузки электронной аппаратуры [71, с.13].

Энергия и энергетический разброс в пучке определяются измерением энергетического спектра частиц, упруго рассеянных на тонкой мишени из золота, установленной в камере рассеяния лаборатории ядерных процессов ИЯФ РК [75]. В этом случае при измерениях под малыми углами (около 10°) удастся избежать ошибок, связанных с неточностями знания толщины мишени и углового разброса частиц в пучке. Для абсолютной калибровки энергетической шкалы использовался «тройной» альфа-источник состоящей из $^{241,243}\text{Am} + ^{244}\text{Cm}$ [76].

Ошибка в абсолютном значении энергии составляла не более одного процента, ошибка в измерении энергетического разброса пучка определялась в основном энергетической шириной канала и не превышала 30-40 кэВ. Согласно измерениям, энергетический разброс в пучке составил $\sim 1\%$ [77].

В измерениях использовалась скважность пучка равная 2, обеспечивающая минимальную загрузку аппаратуры при токах на мишени 0.1 – 0.3 мкА [77, с.9].



A, B, B, Г – характерные точки поворота пучка ускоренных ионов

Рисунок 10 – Схема транспортировки пучка ионов циклотрона до камеры рассеяния

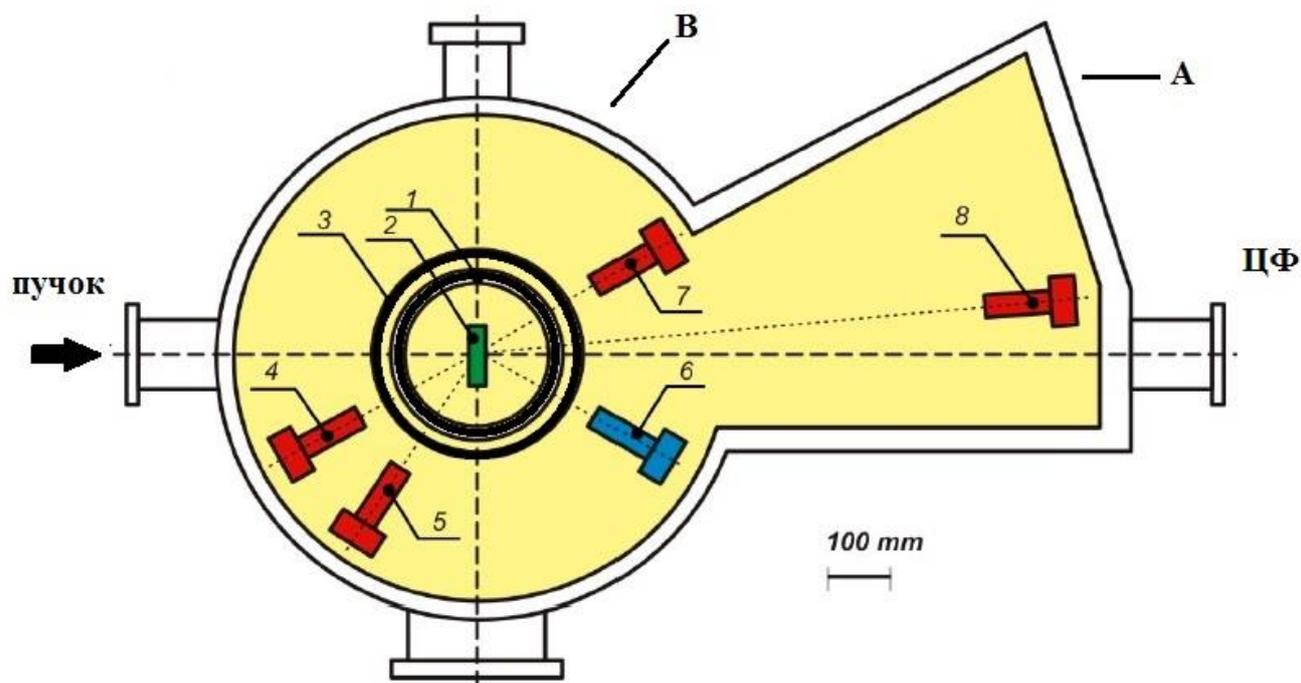
Схема транспортировки пучка ускоренных ионов от камеры циклотрона до камеры рассеяния [78], расположенной в 24 м от выхода пучка приведена на рисунке 10. Она включает в себя систему квадрупольных линз, два поворотных, разводящих, два нацеливающих магнита и систему коллиматоров. Все эти установки вместе с элементами нацеливания и коррекции, обеспечивают на мишени пучок заряженных частиц с угловым раствором не более 0.4° и диаметром 3 мм [77, с.45]. Юстировка положения коллиматора и центра камеры рассеяния относительно оси ионопровода осуществлялась оптическим методом и контролировалась при помощи двенадцати кварцевых экранов и телевизионных камер, передающих изображение на пульт управления циклотрона. Эксперименты на пучках ускоренных ионов ^3He и α -частиц проводились на четвертом канале ускорителя У150М (Д-4) показанным на рисунке 10.

3.1.4 Камера рассеяния на циклотроне У-150М

При решении экспериментальных задач по физике ядерных реакций

требуется измерение угловых распределений упругого и неупругого рассеяния и ядерных реакций в широком интервале углов рассеяния, включая углы меньше 10° [79].

Прототипом камеры рассеяния на циклотроне У-150М послужила экспериментальная установка, описанная в работе [80]. Схема установленной камеры на циклотроне У150М представлена на рисунке 11.



1,3 – независимо вращающиеся кольца с приводом от шаговых двигателей; 2 – мишень; 4, 5, 7, 8 — телескопы $\Delta E - E$ детекторов, крепящиеся попарно к кольцам 3 и 1; ЦФ – цилиндр Фарадея; 6 – детектор для мониторинга рассеянного пучка

Рисунок 11 – Схема камеры рассеяния

Камера рассеяния, установленная на четвертом канале циклотрона У150М подробно описана в работе [77, с.10]. Камера изготовлена из нержавеющей стали и состоит из полого цилиндра *B* с внутренним диаметром 71.5 см и так называемого «кармана» *A*. Высота камеры составляет 37 см. В основном объеме *B* камеры на двух независимых дистанционно управляемых приводах углового перемещения установлены три $(\Delta E - E)$ -телескопа кремниевых полупроводниковых детекторов. В объеме *A* установлен четвертый телескоп с независимым приводом, который предназначен для измерений в диапазоне углов вылета $2^\circ \div 20^\circ$. Значительное удаление от мишени (100 см) позволяет в 10÷15 раз снизить нагрузку регистрирующей аппаратуры, обусловленную процессами упругого рассеяния при измерениях под экстремально малыми углами [77, с.10].

Для оптимальной фокусировки пучка ускоренных частиц на исследуемой мишени входной коллиматор выбран диаметром 0.3 см. Для замены мишеней,

изменения ее ориентации относительно налетающих частиц, измерения толщины изготовлено и смонтировано на специальном держателе устройство – мишенный блок. Юстировка камеры рассеяния осуществлялась по лазерному лучу [77, с.11].

3.1.5 Система регистрации и идентификации частиц

Для регистрации и идентификации продуктов реакций был использован $(\Delta E \div E)$ - метод, основанный на одновременном измерении удельных потерь энергии заряженной частицы в веществе dE/dx и ее полной кинетической энергии E . В основе этого метода лежит знаменитое уравнение Бете-Блоха, связывающее энергию вылетающей заряженной частицы с ее удельной ионизацией в веществе [77, с.14]:

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

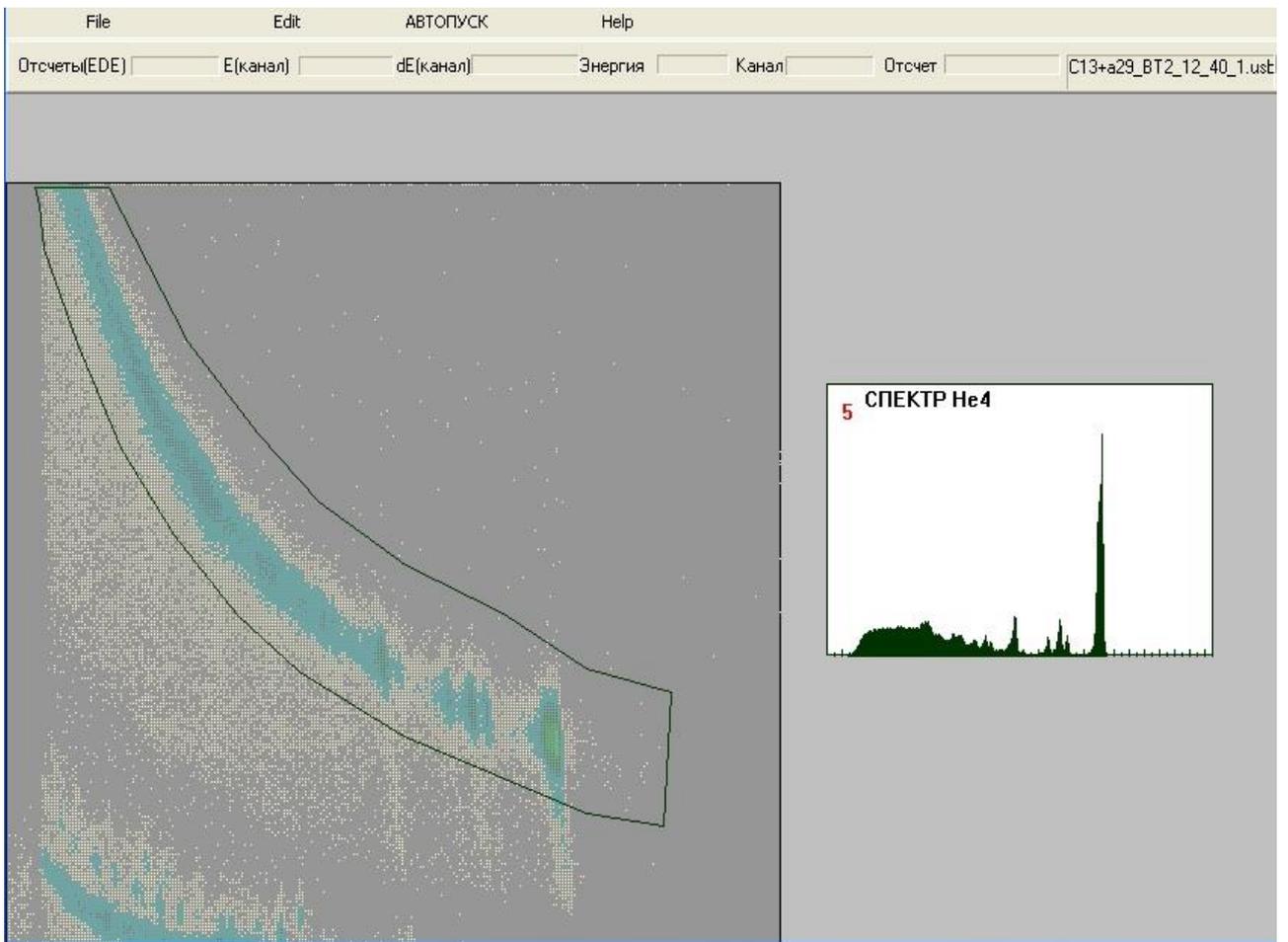
где k – постоянная величина, слабо зависящая от сортов частиц, M и z – масса и заряд вылетающих частиц [77, с.14].

При одновременном измерении E и dE/dx каждый сорт частиц занимает свою гиперболу в координатном пространстве $(E, \Delta E)$, что позволяет выделить нужный сорт частиц в эксперименте. Характерный вид проекции на плоскость E - ΔE приведен на рисунке 12. Как видно из этого рисунка, для частиц в диапазоне ${}^1\text{H}$ - ${}^4\text{He}$ произведение Mz^2 меняется дискретно и является достаточно благоприятным параметром идентификации [77, с.14].

В телескопе в качестве «прострельных» ΔE -счетчиков использовались поверхностно-барьерные кремниевые детекторы фирмы ORTEC толщиной рабочего слоя от 50 до 300 мкм. Энергетическое разрешение которых кремниевых детекторов составляет 25 - 50 КэВ для α -частиц. В качестве стопового счетчика был также использован также детектор фирмы ORTEC с толщиной 2 мм [77, с.14].

Все измерения проводились на измерительно-вычислительном комплексе лаборатории, основой которого служит система многомерного анализа процессов на базе электронных блоков ORTEC и PC/AT [81].

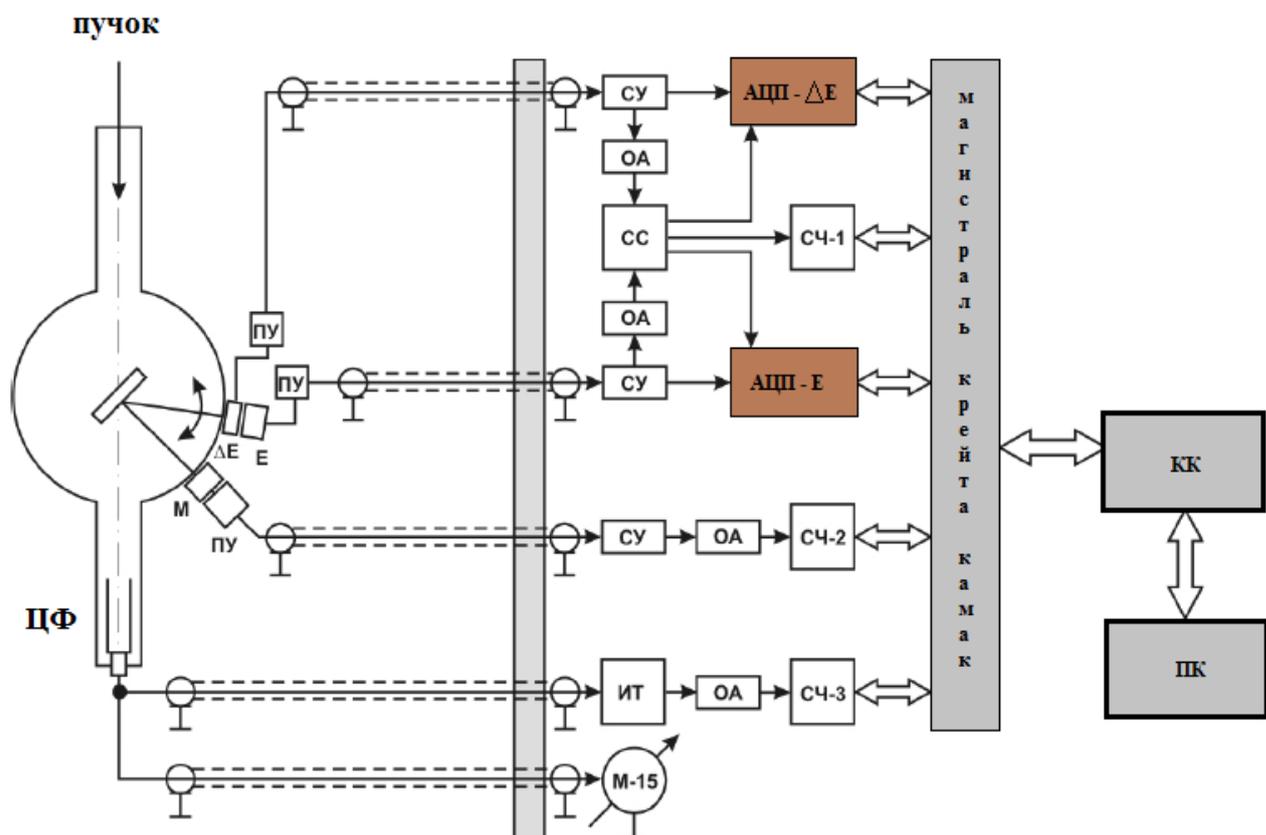
На рисунке 13 представлена блок-схема, использованной в экспериментах, электронной установки, структурно состоящей из трех измерительных линий и системы многомерного программируемого анализа.



Нижние локусы – однозарядные частицы, верхние – двухзарядные

Рисунок 12 – Типичные ΔE - E распределения заряженных частиц

В первой спектрометрической линии сигналы с детекторов ΔE и E пройдя через зарядо-чувствительные предусилители (ПУ) поступают на спектрометрические усилители (СУ) с активным фильтром и компенсацией полюса нулем, которые позволяют избежать искажений спектров, возникающих за счет наложений выбросов одного из противоположного знака сигналов и уменьшить мертвое время при перегрузках [82]. Спектрометрические сигналы в усилителях формируются схемами дифференцирования и 4-х кратного интегрирования и такая форма сигналов оказалась наиболее оптимальной по отношению к шуму спектроскопической установки и ее временному разрешению. Более подробно, о блок-схеме электроники использованной в данных экспериментах написано в работе [77, с.15]. Далее, приведем краткий обзор на работу блок-схемы.



ПУ – предварительные усилители; СУ – спектроскопические усилители; ОА – одноканальные анализаторы; СС – медленная схема совпадений; АЦП – амплитудно-цифровые преобразователи; СЧ – спаренные 4-х кратные счетчики емкостью 32 бит; КК – контроллер крейта; ЦФ – цилиндр Фарадея, ИТ – интегратор тока, ПК – персональный компьютер

Рисунок 13 – Блок-схема электроники для $\Delta E-E$ методики

Усилители, которые были задействованы в экспериментах, имеют два спектрометрического выхода – прямой, для временной привязки и задержанный на 2 мкс. С прямого выхода спектрометрические сигналы поступают на одноканальные анализаторы (ОА), которые вырабатывают стандартные логические сигналы с регулируемой задержкой. После этого спектрометрический сигнал проходит на схему совпадений (СС) с разрешением по времени – 1 мкс. Вырабатываемые схемой совпадений логические сигналы подавались затем на управляющие входы двух аналого-цифровых преобразователей (АЦП- E и АЦП- ΔE) [77, с.15].

По окончании преобразования, аналого-цифровой преобразователь помещает полученный код в свой регистр данных и выставляет запрос на прерывание по магистрали крейта КАМАК. Одноканальные анализаторы кроме временной привязки осуществляют еще другую функцию – они использовались как амплитудные дифференциальные дискриминаторы для выбора динамического диапазона амплитуд. Эффективность системы регистрации частиц определялась динамическим сравнением числа импульсов разрешения со

схемы совпадений к числу событий, зарегистрированных программой обработки прерываний [77, с.16].

Вторая и третья линия предназначены для мониторинга качества работы измерительной системы и для измерения полного числа частиц, прошедших через мишень за время экспозиции с помощью цилиндра Фарадея, соответственно [77, с.16].

Регистрация частиц производилась при помощи поверхностно-барьерного кремниевого детектора. Данный способ мониторинга позволяет корректно учитывать, как изменение тока пучка частиц, так и изменение эффективной толщины мишени при возможной миграции максимума интенсивности пучка по ее площади. Предварительно усиленные сигналы с детектора через усилители и интегральные дискриминаторы подавались на пересчетные схемы (Сч-2). В процессе измерения проводился автоматический контроль отношений числа счета мониторингового канала к интегратору тока, величина которого сохранялась постоянной в пределах одного процента [77, с.16].

Цилиндр Фарадея, установленный под нулевым углом относительно оси пучка, соединялся через наноамперметр типа М-95 с интегратором тока, преобразующий этот заряд в число импульсов, регистрируемое счетчиком (Сч-3) с рабочим диапазоном измерения токов 0.5нА - 10мкА и постоянной, составляющей величину $(1.58 \pm 0.02) \cdot 10^3$ мкКл/отчет [83]. В последних сериях измерений использовался интегратор тока фирмы ORTEC, счетная характеристика которого зависит от количества зарядов линейным образом.

Погрешность в определении постоянной интегратора, определяющей количество частиц, прошедших сквозь мишень, составляет ± 1 % [84].

3.2 Обработка экспериментальных данных

Обработка экспериментальных данных условно состоит из трех этапов: энергетической калибровки спектров и идентификации пиков, соответствующих возбуждаемым уровням ядра, вычисления площадей пиков с учетом фона и расчета сечений реакций и ошибок в их определении в лабораторной системе (л.с.) и системе центра масс (с.ц.м.)

Калибровка спектров (рисунок 14) осуществлялась по положению упругого пика при разных углах с помощью программы LISE++ [85] и Origin.

Абсолютные значения дифференциальных сечений взаимодействия (мб/ср) частиц с ядрами обычно вычисляются по формуле, предложенной в работе [86]:

$$\frac{d\sigma_{лс}}{d\Omega}(\Theta_{лс}) = \frac{NAk_1k_2}{N_{инт}\Omega\eta Cd_{эфф}} \quad (3.2)$$

здесь N - это число налетающих частиц, регистрируемых под углом $\theta_{лс}$, A - массовое число ядра-мишени, k_1 -коэффициент просчета аппаратуры, $k_2=5.3 \cdot 10^7$ - параметр нормировочной константы, $N_{инт}$ - число отсчетов интегратора тока за время экспозиции, Ω - телесный угол (ср), C - относительное содержание

исследуемого изотопа в мишени, η - постоянная интегратора (мкКл/ отсчет), $d_{эфф}$ - эффективная толщина мишени (мг/см²), расположенной под углом φ к падающему пучку [86].

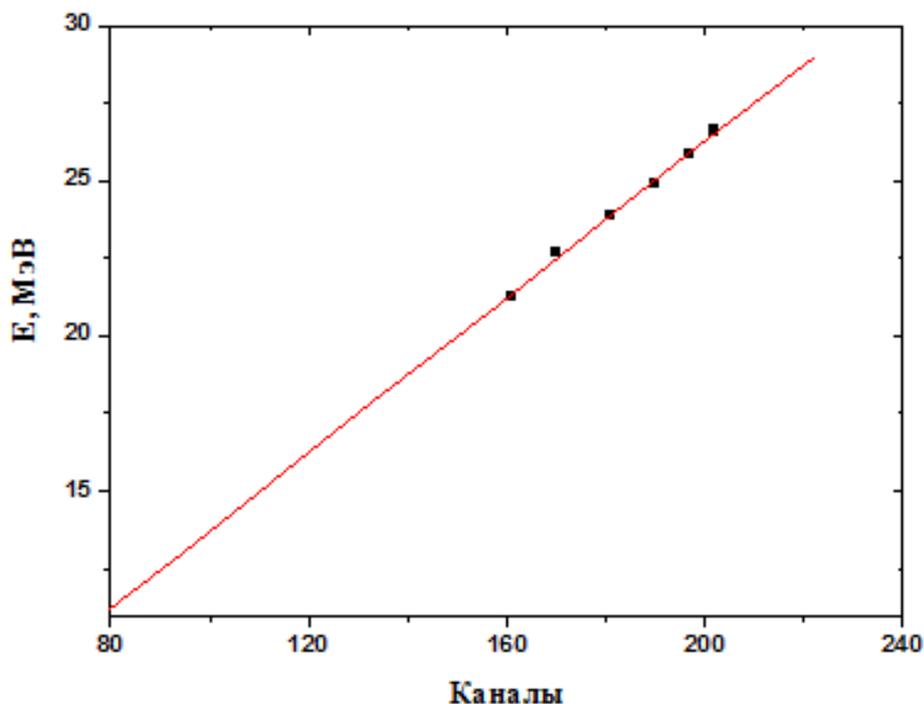


Рисунок 14 – Калибровка спектра по упругому рассеянию α – частиц

Погрешность абсолютных величин дифференциальных сечений определялись как ошибки не прямых измерений. Абсолютная ошибка в лабораторной системе координат рассчитывается из соотношения

$$\Delta \frac{d\sigma(\Theta_{лс})}{d\Omega} = \frac{d\sigma(\Theta_{лс})}{d\Omega} \delta_{лс} \quad (3.3)$$

где $\delta_{лс}$ - относительная средне квадратичная погрешность, имеющая вид:

$$\delta_{лс} = \left[(\delta N)^2 + (\delta N_{инт})^2 + (\delta \Omega)^2 + (\delta d_{эфф})^2 + (\delta C)^2 \right]^{1/2} \quad (3.4)$$

где $\delta N, \delta N_{инт}, \delta \Omega, \delta d_{эфф}, \delta C$ - относительные ошибки величин из (3.2).

Преобразование величин сечений из лабораторной в систему центра масс выполняется на основе известных кинематических соотношений:

$$\frac{d\sigma_{цс}}{d\Omega}(\Theta_{цс}) = G(x, \Theta_{лс}) \frac{d\sigma_{лс}}{d\Omega}(\Theta_{лс}) \quad (3.5)$$

$$G(x, \Theta_{лс}) = \frac{(1 - x^2 \sin^2 \Theta_{лс})^{1/2}}{(x \cos \Theta_{лс} + (1 - x^2 \sin^2 \Theta_{лс})^{1/2})^2} \quad (3.6)$$

$$x^2 = \frac{ab}{AB} \left[1 + \left(1 + \frac{a}{A} \right) \frac{Q}{E_{лс}} \right]^{-1} \quad (3.7)$$

$$\Theta_{цм} = \arcsin(x \sin \Theta_{лс}) + \Theta_{лс} \quad (3.8)$$

здесь a, b, A, B - массы частиц из реакции $A(a, b)B$, Q – энергия реакции, E_a - энергия налетающих гелионов. Относительная среднеквадратичная погрешность $\delta_{цм}$ абсолютной величины сечений (3.5) в с.ц.м. определяется как:

$$\delta_{цм} = (\delta_G^2 + \delta_{лс}^2)^{1/2} \quad (3.9)$$

где

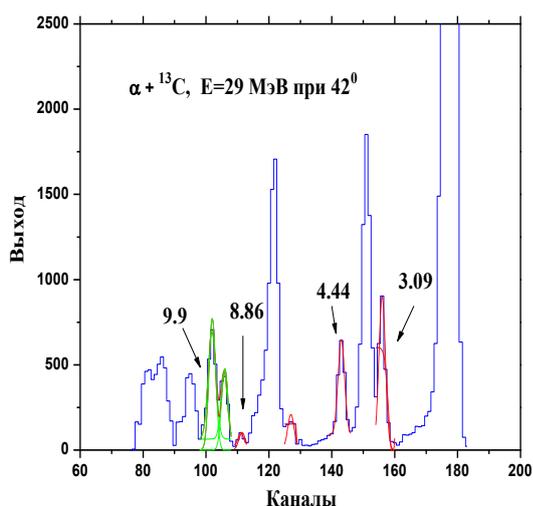
$$\delta_G = \frac{1}{G} \left[\left(\frac{dG}{d\Theta} \right)^2 (\Delta \Theta_{лс})^2 + \left(\frac{dG}{dE_a} \right)^2 (\Delta E_a)^2 + \left(\frac{dG}{dQ} \right)^2 (\Delta Q)^2 \right] \quad (3.10)$$

Здесь $\Delta \Theta_{лс}, \Delta E_a, \Delta Q$ - абсолютные ошибки в определении угла регистрации вылетевшей частицы, энергии пучка, энергии реакции, соответственно.

Сравнения точности определения сечений с хорошо известными, а также многократные их оценки в различных сериях измерений позволяют приписать полученным в работе дифференциальным сечениям по рассеянию точность не хуже (7 - 10)%. Относительные ошибки измеренных сечений определяются статистической точностью, составляющей 1 - 3%, за исключением в минимумах сечений неупругого рассеяния под большими углами, где она достигала 7% [71, с.29].

Расчет абсолютных экспериментальных дифференциальных сечений производился при помощи написанного кода WITHISC.

В программу WITHISC мы должны внести площадь каждого пика (состояния) для каждого угла. Площадь пика определенного состояния (например, упругого или состояние 3.09 МэВ) рассчитывается по распределению Гаусса. На рисунке 15 приводится пример определения площади возбужденных состояний ^{13}C в программе Origin.



Data: Data1_C Model: Gauss Equation: $y=y_0 + (A/(w*\sqrt{\pi/2})) * \exp(-2*((x-xc)/w)^2)$ Weighting: y No weighting Chi ² /DoF = 7235.63971 R ² = 0.92975 y0 0 ±0 xc 156 ±0 w 2.1 ±0 A 2377.30017 ±164.1197 3,09	Data: Data1_C Model: Gauss Equation: $y=y_0 + (A/(w*\sqrt{\pi/2})) * \exp(-2*((x-xc)/w)^2)$ Weighting: y No weighting Chi ² /DoF = 409.3337 R ² = 0.53098 y0 0 ±0 xc 111.5 ±0 w 2.1 ±0 A 266.25399 ±39.07065 8,86
Data: Data1_C Model: Gauss Equation: $y=y_0 + (A/(w*\sqrt{\pi/2})) * \exp(-2*((x-xc)/w)^2)$ Weighting: y No weighting Chi ² /DoF = 74.16651 R ² = 0.99905 y0 88.659 ±5.47945 xc 143.02603 ±0.01674 w 2.09626 ±0.04392 125 keV, 12C 4,44 A 1470.7241 ±36.55318	Data: Data1_C Model: Gauss Equation: $y=y_0 + (A/(w*\sqrt{\pi/2})) * \exp(-2*((x-xc)/w)^2)$ Weighting: y No weighting Chi ² /DoF = 6988.55833 R ² = 0.85084 y0 0 ±0 xc1 102 ±0 w1 2.1 ±0 A1 2034.44867 ±161.33778 9,9 xc2 106 ±0 w2 2.1 ±0 A2 1254.50076 ±161.36015 9,5

Рисунке 15 – Пример определения площади возбужденных состояний ${}^{13}\text{C}$

3.3 Изготовление мишеней и определение их характеристик

В экспериментах легких заряженных частиц с ядрами ${}^{13}\text{C}$ использовались самоподдерживающиеся мишени изотопа углерода-13. Для изготовления мишеней ${}^{13}\text{C}$ использовался вакуумный универсальный пост ВУП-2 (рисунок 16). ВУП-2 – установка, предназначенная для проведения большого круга работ при остаточном давлении воздуха в рабочем объеме $10^{-2} - 10^{-6}$ мм. рт. ст.

В связи с тем, что ${}^{13}\text{C}$ – тугоплавкий материал, для изготовления таких мишеней был использован ионноплазменный метод [87] напыления на установке ВУП-2. Использовалась электронная пушка с вольфрамовой спиралью. На электронную пушку постепенно подавался ток накала и образовавшиеся электроны вытягивались на образец (углерод) посредством подачи на него высокого положительного напряжения. Под воздействием электронов образец сильно нагревался и испарялся, осаждаясь на стекле, на которое предварительно был нанесен тонкий слой поваренной соли. После окончания напыления стекло медленно опускалось в дистиллированную воду. Соль растворялась в воде, а тонкая углеродная пленка всплывала на поверхности воды. При помощи мишенедержателей пленка вынималась из воды и просушивалась.

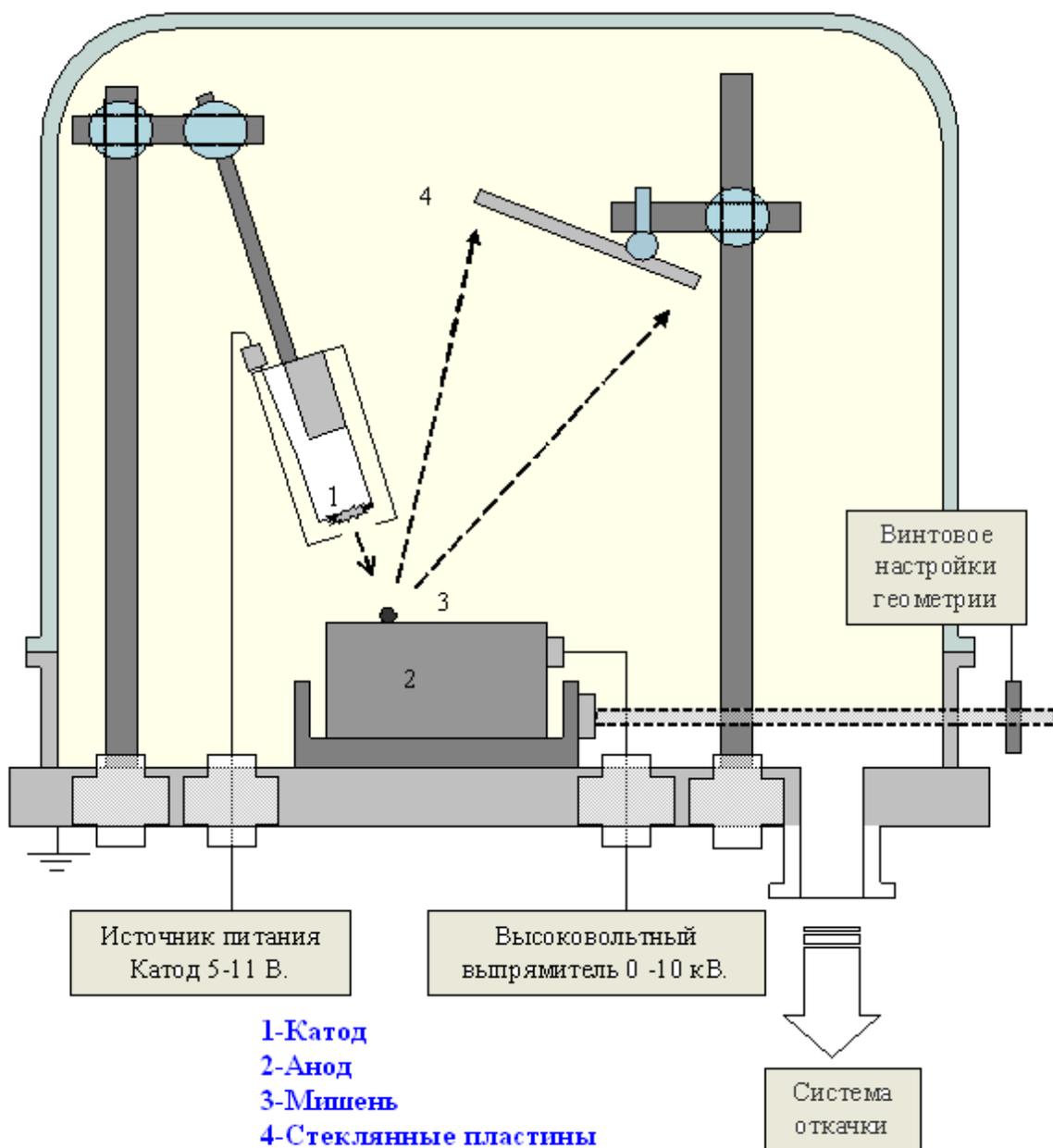


Рисунок 16 – Блок-схема устройства вакуумной камеры ВУП-2, использованной для изготовления мишеней ^{13}C

3.3.1 Измерение толщин мишеней

Измерение толщин изготовленных мишеней осуществлялось на ускорительном комплексе УКП-2-1 ИЯФ РК [88] и выполнялось в два этапа: калибровка энергии протонов ускорителя и непосредственное измерение толщин мишеней.

Градуировка ускорителя по энергии заряженных частиц проводилась с помощью так называемой «резонансной камеры» (рисунок 17), которая установлена на оси пучка и примыкает к выходному фланцу центральной камеры [89]. Принцип работы резонансной камеры заключается в том, что на мишень, помещенную в резонансную камеру, подается регулирующий потенциал от 0 до 60 кВ с различной.

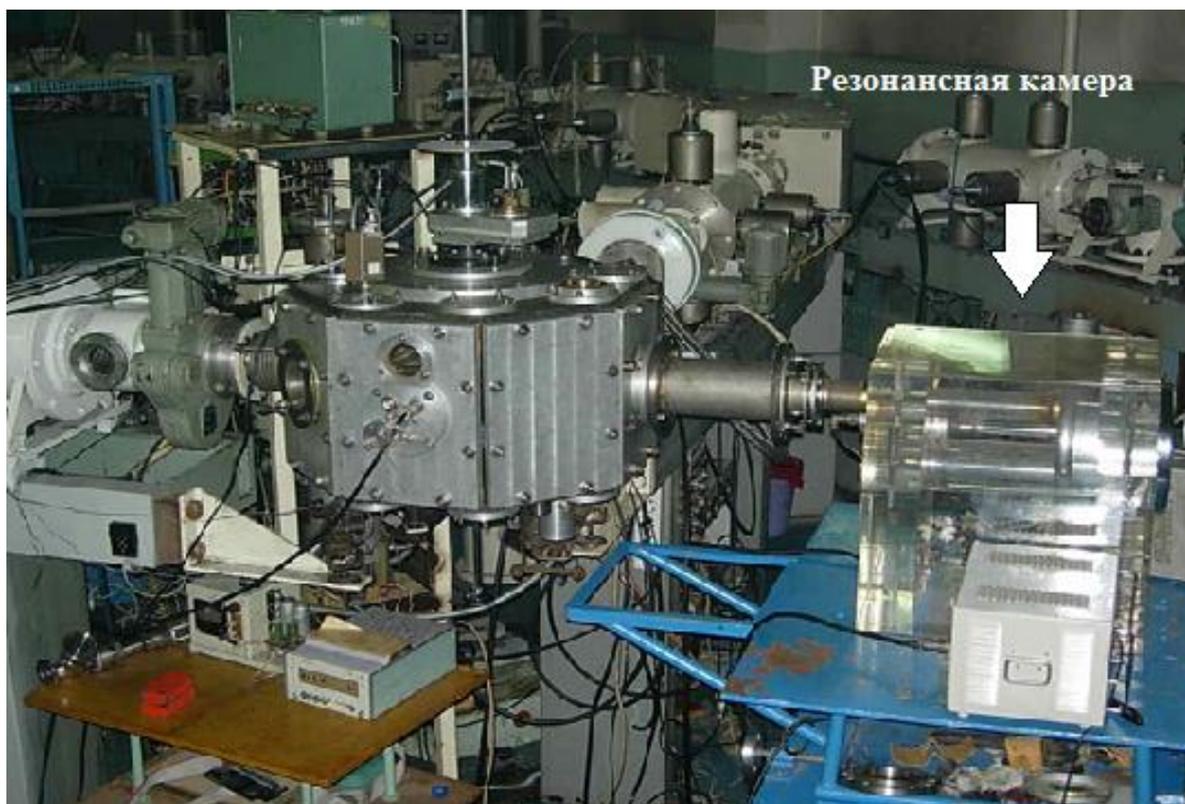


Рисунок 17 – Экспериментальное оборудование в зале ускорителя УСП-2-1, предназначенное для калибровки энергии протонов

Плавно меняя энергию протонов, падающих на мишень, с помощью регулирующего потенциала, можно наблюдать очень узкие по энергии резонансы. Таким способом с большой точностью определяется энергия пучка.

Калибровка энергии пучка протонов осуществлялась с помощью реакций, имеющих узкие, хорошо выделенные, резонансы. Для этой цели использовались реакции $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ при $E_{p, \text{лаб.}} = 632, 773, 992, 1089$ кэВ [90] и $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ при $E_{p, \text{лаб.}} = 340$ кэВ [91]. Точность калибровки при этом составляет ± 1 кэВ. На рисунке 18 представлена кривая выхода в районе 992 кэВ резонанса. Зависимость истинной энергии ускоренных протонов от энергии, выдаваемой управляющим ускорителем УСП-2-1 компьютером, представлена на рисунке 19.

Для регистрации образовавшихся гамма-квантов, используется германиевый детектор с высоким энергетическим разрешением (1-2 кэВ).

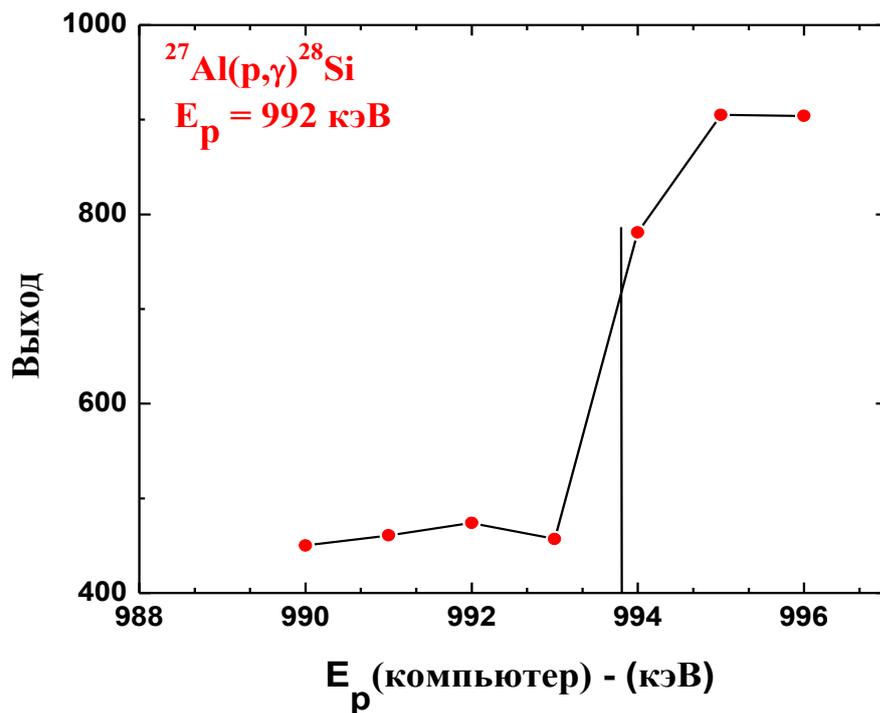


Рисунок 18 – Кривая выхода в районе 992 кэВ резонанса реакции $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$, полученные с целью калибровки ускорителя по энергии

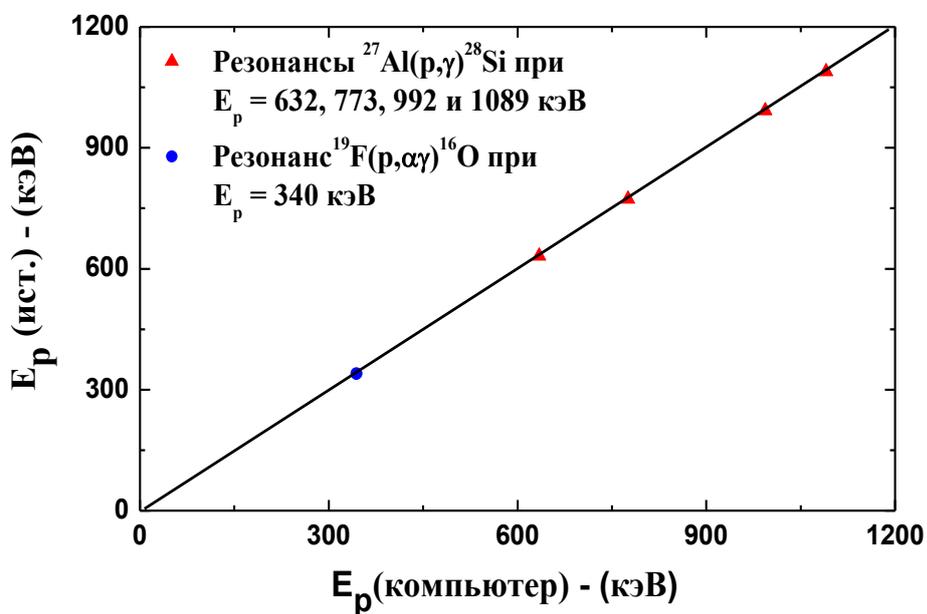


Рисунок 19 – Калибровочная кривая ускорителя УСП-2-1

Методика определения толщин пленки основано на хорошо известной реакции $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ при $E_{p, \text{лаб.}} = 992$ кэВ, который имеет узкий и сильный резонанс, т.е. выход гамма квантов на много больше, чем при других энергиях

протонов. Этот принцип и положен в основу определения толщин пленок. При прохождении через слой мишени протоны теряют частично энергию, и резонанс этой реакции, которая происходит на алундной (Al_2O_3) пленке или на тонкой алюминиевой фольге (которая ставится позади исследуемой мишени), смещается. Затем, используя табличные значения тормозных величин $S(E_p)[\text{МэВ}\cdot\text{см}^2/\text{г}]$, определяется толщина исследуемой пленки [92]. Такой метод позволяет определять толщины мишеней в интервале 10 - 1000 $\text{мкг}/\text{см}^2$ с погрешностью около 5%. На рисунке 20 показан результат измерения толщин пленок изотопа углерода-13. Смещение этого резонанса в реакции $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$, составило 65.0 кэВ, чему соответствует толщина мишени 350 $\text{мкг}/\text{см}^2$.

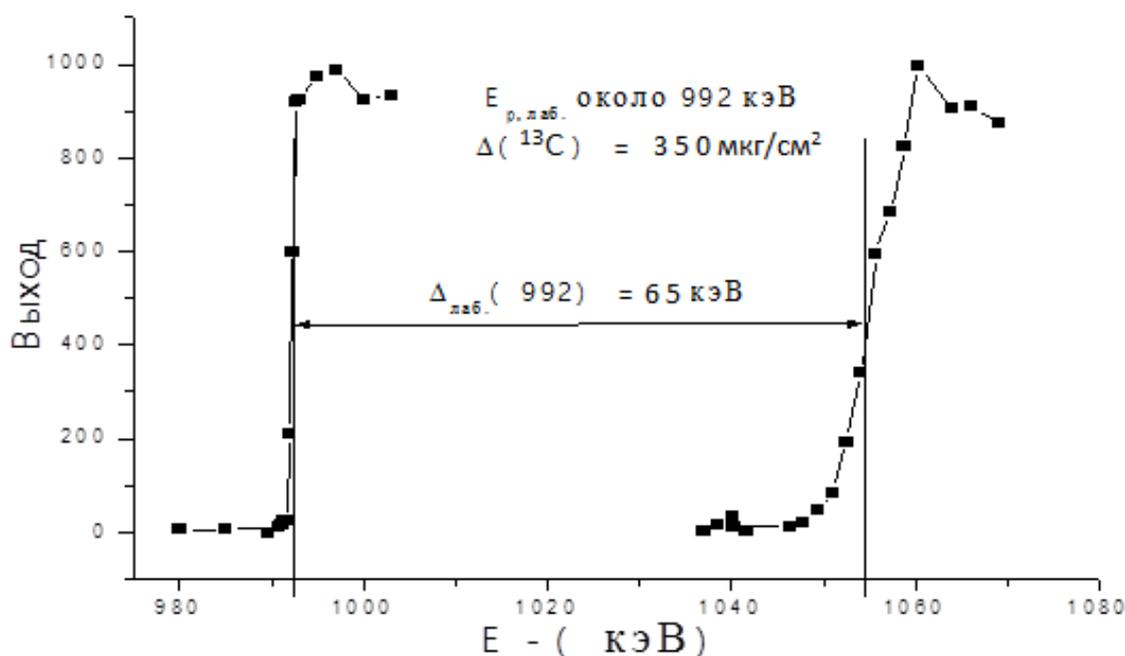


Рисунок 20 – Смещение резонанса реакции $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ (при $E_p = 992\text{кэВ}$), обусловленное потерей энергии протонами при прохождении слоя углерода

4 АНАЛИЗ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИОНОВ ^3He С ЯДРАМИ ^{13}C

4.1 Эксперимент

Экспериментальные угловые распределения рассеяния ионов ^3He на ядрах ^{13}C были измерены на выведенном пучке изохронного циклотрона У-150М РГП ИЯФ (г.Алматы) при энергиях $E = 50.5$ и 60 МэВ [5, р.562]. Как уже было отмечено выше, в экспериментах в качестве мишеней использовались тонкие самонесущиеся пленки из ^{13}C , толщиной 350 мкг/см². Эффективная толщина кремниевых полупроводниковых детекторов составляла: ΔE -детектор – 200 микрон при углах до 90° и 100 микрон свыше 90° , E -детектор – 2 мм. В целом ошибки экспериментальных данных не превышали 10 процентов. На рисунке 21 представлен типичный спектр рассеяния ионов ^3He на ядрах ^{13}C .

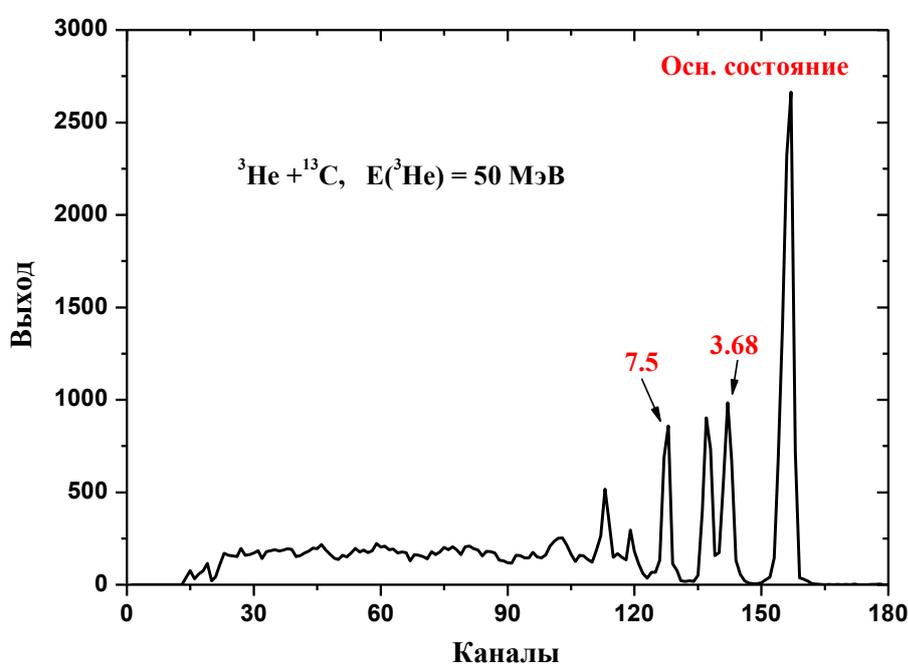


Рисунок 21 – Типичный спектр $^{13}\text{C}(^3\text{He}, ^3\text{He})^{13}\text{C}$ при 42 градусах, $E(^3\text{He}) = 50.5$ МэВ

Угловые распределения упругого рассеяния ионов ^3He на ядрах ^{13}C , измеренные при энергиях 50.5 и 60 МэВ [93,94] включая литературные данные [20 р.93; 21 р.25; 22, р.89], показаны на рисунке 22. Все они очень похожи.

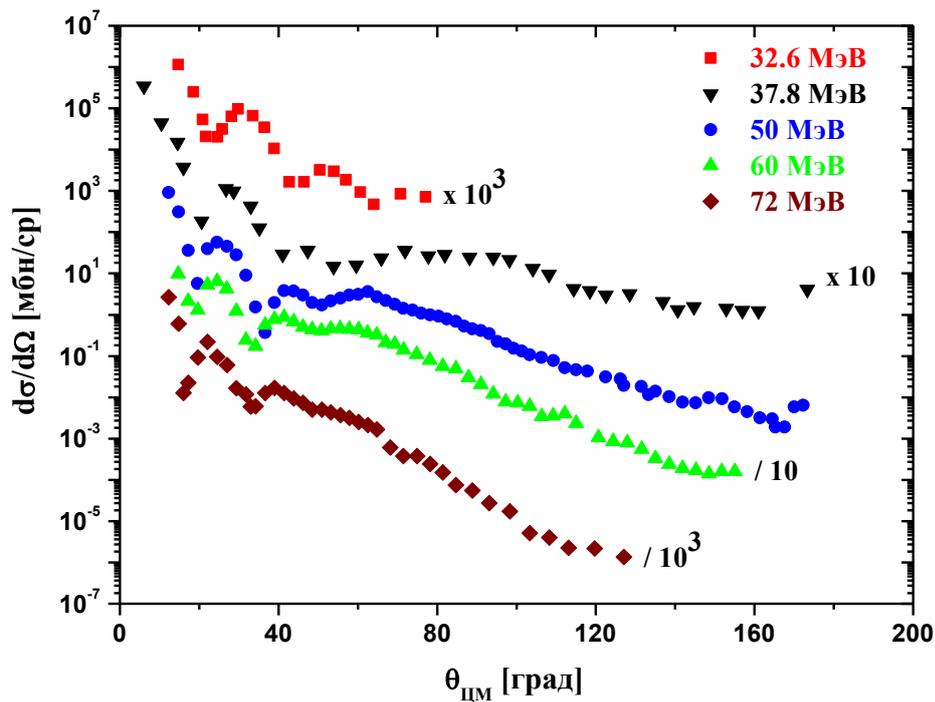


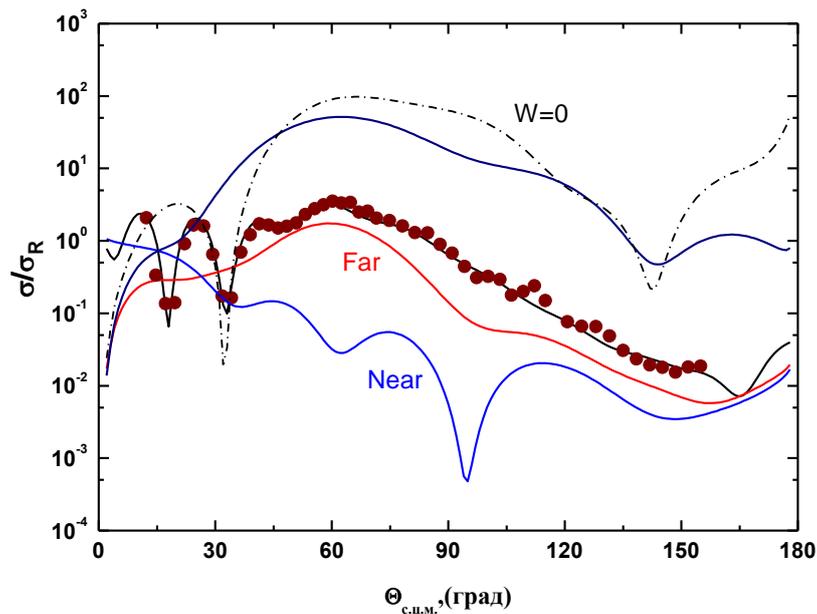
Рисунок 22 – Дифференциальные сечения упругого рассеяния ^3He на ядрах ^{13}C при различных энергиях пучка

Дифракционная структура на малых углах ($\theta < 60^\circ$) сменяется широким максимумом, за которым следует монотонный экспоненциальный спад при энергиях 37.8 – 72 МэВ.

Как мы уже отмечали выше, такое поведение сечений характерно для радужного рассеяния. Явление радуги отчетливо наблюдается при энергиях 37.8, 50.5, 60 и 72 МэВ. В таблице 1 приведены положения углов радуги упругого рассеяния ионов ^3He на ядрах ^{13}C для указанных энергии. Отметим тот факт, что с уменьшением энергии мы можем четко заметить, что угол радуги меняется в сторону больших углов согласно закону $1/E$ [62, p.307].

Таблица 1 – Положения минимумов угла $\Theta_{\text{яр}}$ ядерной радуги упругого рассеяния ионов ^3He на ядрах ^{13}C при различных энергиях

$E_{\text{лск}}$ (МэВ)	$\Theta_{\text{яр}}$ ($^\circ$)
37.8	71
50.5	62
60	55.3
72	40



Наверху показаны расчетные сечения для дальней компоненты с нулевым поглощением ($W=0$)

Рисунок 23 – Разложение сечений на ближнюю и дальнюю компоненты: far – дальняя и near – ближняя компоненты

Разложение вычисленных сечений при энергии $E(^3\text{He}) = 50.5$ МэВ, на так называемые «ближнюю» и «дальнюю» компоненты, соответствующие рассеянию на ближнем и дальнем (от детектора) краях ядра приведены на рисунке 23. Заметно, что сечения наиболее четко определяются дальней компонентой в районе радужного максимума, значит обусловлены преломляющими свойствами ядерного потенциала [95].

В следующих разделах 4.1 и 4.2 представлены результаты анализа упругого рассеяния ионов ^3He на ядрах ^{13}C в рамках оптической и фолдинг моделей соответственно.

4.2 Анализ упругого рассеяния ионов ^3He на ядрах ^{13}C в рамках оптической модели

В настоящее время наиболее разработанной моделью для теоретического описания процессов упругого рассеяния является ОМ ядра (см. раздел 2.2). ОМ является феноменологической, поскольку параметры ядерного потенциала обычно не вычисляются теоретически, а находятся из сравнения результатов расчета с экспериментальными данными. Как мы уже отмечали, чаще всего используется потенциал Вудс-Саксона, форма которого довольно хорошо описывает распределение ядерной плотности. Радиус распределения плотности ядерного вещества, характер спада плотности (диффузность), глубину вещественной и мнимой частей потенциала, параметры, характеризующие спин-

орбитальное взаимодействие находится путём сравнения расчетов с экспериментальными данными [95, с.47].

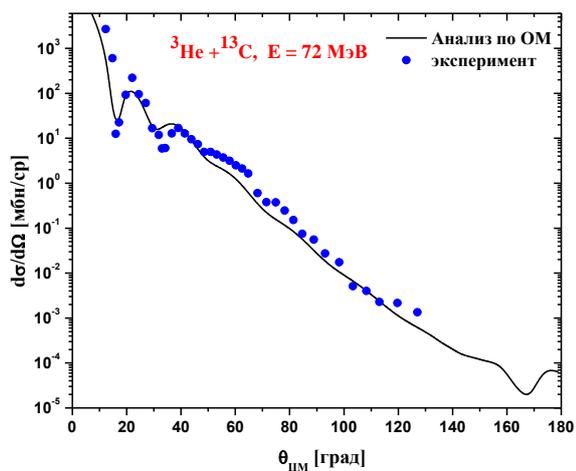
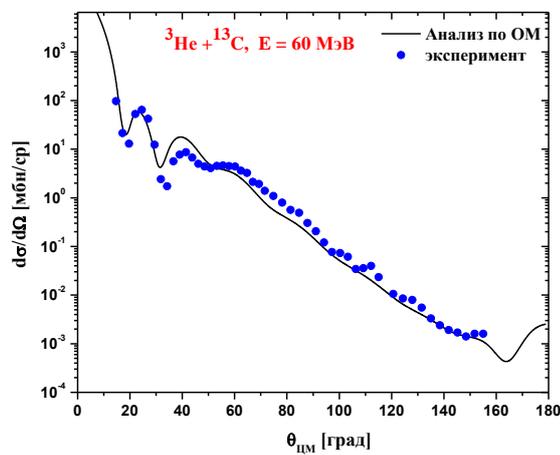
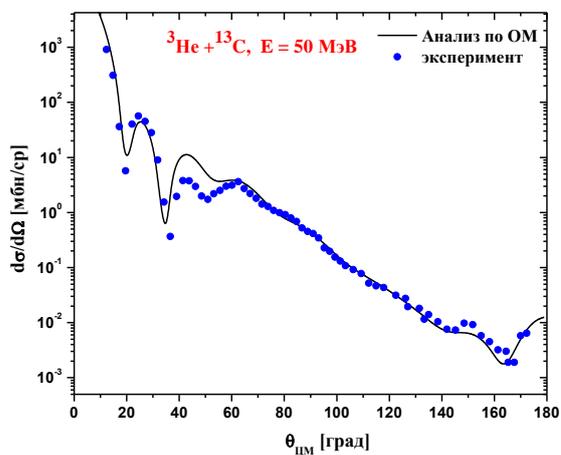
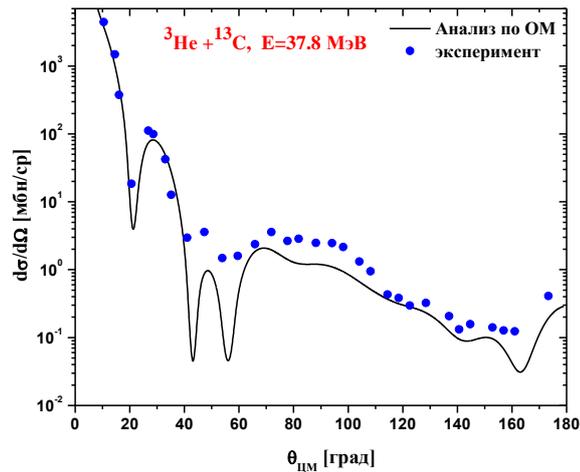
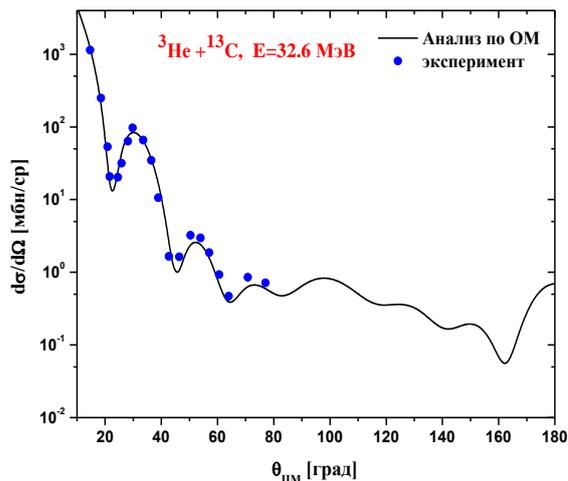
Полученные данные о ядерном потенциале из анализа упругого рассеяния на основе ОМ, используются для определения волновых функций, описывающих относительное движение сталкивающихся частиц, которые являются основой изучения всевозможных ядерных реакций, например, с помощью методов МСК или МИВ. Параметры действительной части потенциала Вудс-Саксона также широко применяются для расчета связанных состояний ядер, как наиболее реалистические, вместо потенциалов гармонического осциллятора. Значит, упругое рассеяние имеет особое значение как наиболее фундаментальный ядерный процесс [95, с.47].

Анализ полученных данных выполнялся с использованием различных теоретических подходов. На первом этапе исследовано упругое рассеяние в рамках оптической модели ядра с использованием потенциала Вудса-Саксона, мнимая часть которых включала в себя поверхностное поглощения. Причем для устранения линейной и дискретной неоднозначности ОП была проведена его систематизация для широкого диапазона энергий с привлечением экспериментальных данных из различных литературных источников [20 p.93; 21 p.25; 22, p.89]. Спин-орбитальная составляющая потенциала в нашем исследовании не учитывалась. Полученные параметры ОП для системы ${}^3\text{He}+{}^{13}\text{C}$ представлены в таблице 2 [96, 97].

Таблица 2 – Параметры ОП системы ${}^3\text{He}+{}^{13}\text{C}$

E, МэВ	V, МэВ	r_v , фм	a_v , фм	W_s , МэВ	r_s , фм	a_s , фм	J_v МэВфм ³	J_d МэВфм ³	r_c , фм	χ^2/N
32.6	113.5	1.150	0.745	11.25	1.40	0.8	401.6	73.6	1.30	3.7
37.8	110.1	1.150	0.745	11.00	1.40	0.8	421.5	72.2	1.30	19
50.5	97	1.150	0.745	11.00	1.42	0.8	370	75	1.30	6.9
60	94	1.150	0.745	11.00	1.44	0.8	358.2	77.8	1.30	8.7
72	87	1.150	0.745	11.00	1.42	0.8	333	75	1.30	9.1

В качестве стартовых параметров были использованы потенциалы из работы [20, p.93]. В нашем случае радиальные параметры потенциала взаимодействия (r_v) и диффузность (a_v) были фиксированными: $r_v=1.115$ фм и $a_v=1.4$ фм соответственно. Подгонка теории к эксперименту осуществлялась варированием 2-х параметров ОП (V и W , глубиной реальной и мнимой части потенциала) и минимизацией по χ^2 . В расчетах феноменологического анализа кулоновский радиус был равен $r_c=1.30$. На рисунке 24 приведено описание экспериментальных данных по упругому рассеянию с полученными параметрами ОП.

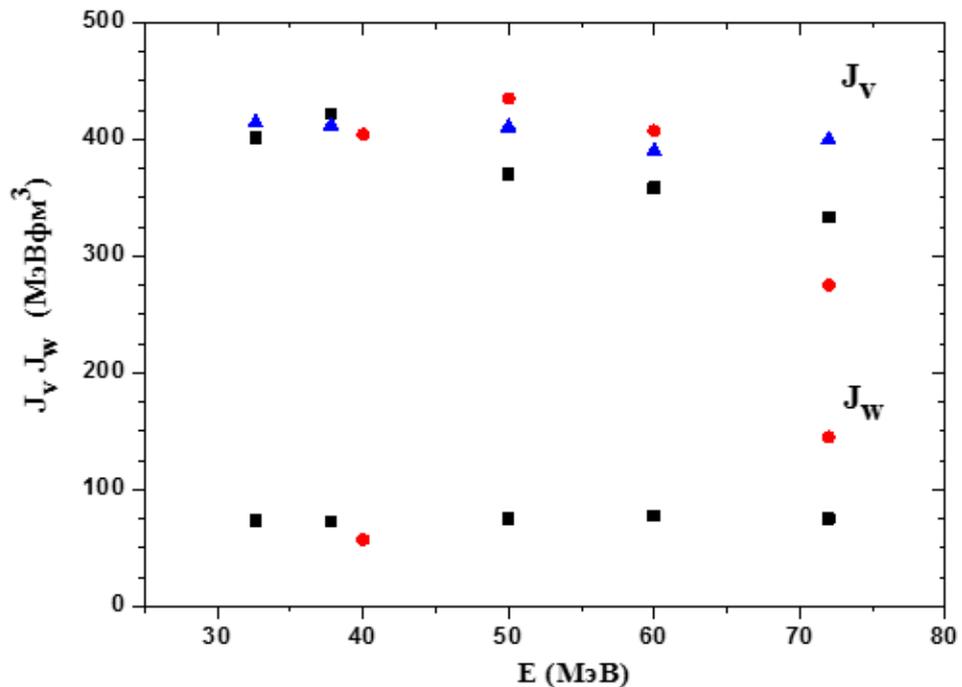


Синие точки – экспериментальные данные, черная линия – расчет по ОМ

Рисунок 24 – Сравнение экспериментальных дифференциальных сечений с расчетными при энергиях 32.6 - 72 МэВ системы ${}^3\text{He}+{}^{13}\text{C}$

Как уже было отмечено в разделе 3.6, критерий χ^2 не всегда позволяет сделать однозначный выбор набора параметров потенциала. Как правило, для получения дополнительной информации из реакции и для более адекватного и оптимального описания экспериментальных данных вводят различные интегральные характеристики потенциала такие как объемные интегралы и др.

Объемный интеграл ядерного потенциала J является ключевой величиной в классификации различных наборов параметров потенциалов. Чтобы понять правильность найденных оптических параметров и вычисленных объемных интегралов ядерного потенциала системы ${}^3\text{He}+{}^{13}\text{C}$ на рисунке 25 приводятся сравнения с объёмными потенциалами соседнего ядра ${}^{12}\text{C}$ при разных энергиях [22, p.98].



Синими треугольниками указаны объемные интегралы рассчитаны для фолдинг потенциала. Для сравнения, дополнительно представлены объемные интегралы реальной J_V и мнимой частей J_W ОП (красные точки) для системы ${}^3\text{He} + {}^{12}\text{C}$

Рисунок 25 – Энергетическая зависимость объемных интегралов для реальной J_V и мнимой J_W частей оптического потенциала для системы ${}^3\text{He} + {}^{13}\text{C}$ при энергиях 32.6-72 МэВ (черные квадраты)

Как видно из рисунка 25, рассчитанные объёмные интегралы для разных систем (${}^3\text{He} + {}^{12}\text{C}$ и ${}^3\text{He} + {}^{13}\text{C}$) лежат в одном диапазоне как для реальной части, так и для мнимой частей потенциала.

Таким образом, мы можем утверждать, что найденные нами параметры ОП физически обоснованы.

4.3 Анализ упругого рассеяния ионов ${}^3\text{He}$ на ядрах ${}^{13}\text{C}$ в рамках фолдинг модели

Во втором этапе, выполнен анализ экспериментальных угловых распределений упругого рассеяния в микроскопическом подходе на ядрах ${}^{13}\text{C}$. В этом подходе вещественная часть ОП представляет собой фолдинг потенциал (ФП). В нашем анализе мы применили модель двойной свертки (double folding analysis).

Потенциал двойной свертки (фолдинг потенциал) рассчитывается с учетом распределения ядерной материи как налетающего ядра, так и ядра мишени с использованием эффективного потенциала нуклон-нуклонного взаимодействия (v_{NN}). Таким образом, фолдинг потенциал представляется в виде:

$$V_{DF}(\mathbf{r}) = \int d\mathbf{r}_1 \int d\mathbf{r}_2 \rho_p(\mathbf{r}_1) \rho_t(\mathbf{r}_2) v_{NN}(\mathbf{r}_{12}) \quad (4.1)$$

где $\rho_p(\mathbf{r}_1)$ и $\rho_t(\mathbf{r}_2)$ - плотности ядерной материи налетающего ядра и ядра мишени, соответственно. Гауссово распределение плотности для обоих ядер определяется как

$$\rho(r) = \rho_0 \exp(-\beta r^2) \quad (4.2)$$

где β корректируется таким образом, чтобы воспроизвести экспериментальное значение для среднеквадратичного радиуса ядер ${}^{13}\text{C}=2.44$ фм и ${}^3\text{He}=1.91$ фм [98]. Значения ρ_0 могут быть получены из нижеследующего условия нормировки

$$\int \rho(r) r^2 dr = \frac{A}{4\pi} \quad (4.3)$$

где A массовое число. В расчетах эффективное нуклон-нуклонное (v_{NN}) взаимодействие бралось в форме МЗУ-взаимодействия, заданным как:

$$v_{NN}(r) = 7999 \frac{\exp(-4r)}{4r} - 2134 \frac{\exp(-2.5r)}{2.5r} + J_{00}(E) \delta(r) \text{ МэВ} \quad (4.4)$$

где

$$J_{00}(E) = 276[1 - 0.005 E_{Lab} / A_p] \text{ МэВФм}^3$$

Мнимая часть потенциала бралась в форме потенциала Вудса-Саксона и включала в себя только поверхностное. Анализ экспериментальных данных проводился следующим образом. С фиксированными значениями параметров мнимой части находилось наилучшее описание экспериментальных угловых распределений. В этом случае единственным свободным параметром был нормировочный коэффициент N_r при вещественной части. Его отличие от

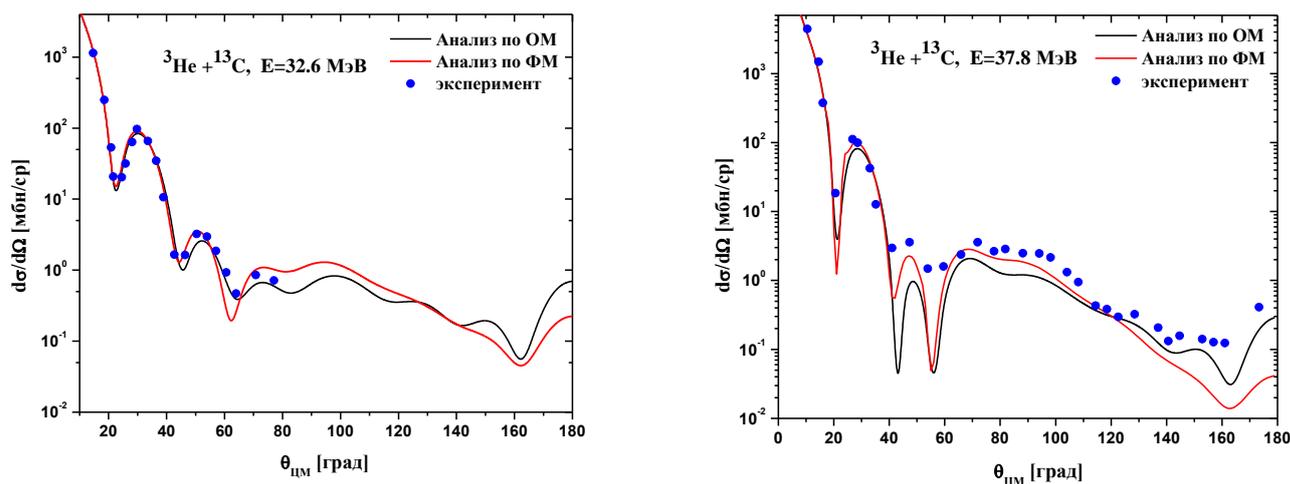
единицы может свидетельствовать о вкладе членов второго порядка по эффективным силам в реальную часть ОП.

Таблица 3 – Оптимальные параметры ОП для упругого рассеяния ионов ^3He на ядрах ^{13}C при указанных энергиях в рамках ФМ

Е, МэВ	N_r	W_s , МэВ	r_s , фм	a_s , фм	J_v МэВфм ³	J_d МэВфм ³	r_c , фм	χ^2/N
32.6	1.02	11.25	1.4	0.8	414	73.6	1.3	4.21
37.8	1.02	11.00	1.4	0.8	411.7	72.2	1.3	22.45
50.5	1.03	11,00	1.42	0.8	410.6	75	1.3	8.2
60	0.99	11.00	1.44	0.8	389.8	77.8	1.3	9.7
72	1.03	11.00	1.42	0.8	399.3	75	1.3	9.6

Полученные таким образом в рамках микроскопического подхода оптимальные параметры ОП с поверхностным поглощением, включая значения объемных интегралов действительной (J_v) и мнимых (J_w) частей ОП и значения нормировочного коэффициента N_r , приведены в таблице 3 [96, с.55]. Видно, что значения объемного интеграла (J) для потенциала, построенного в модели двойной свертки, довольно близки к феноменологическим. Нормировочные коэффициенты мало отличаются от единицы и имеют небольшой разброс (0.99 - 1.03).

В целом можно видеть, что расчеты с ФП, полученными с использованием МЗУ эффективного NN -взаимодействия, дают вполне хорошее описание экспериментальных данных, несмотря на то, что здесь по сравнению со стандартной ОМ на один свободный параметр меньше (рисунок 26).



Синие точки – экспериментальные данные, черная линия - расчет по ОМ, красная линия - расчет по ФМ

Рисунок 26 – Сравнение экспериментальных дифференциальных сечений в рамках ФМ с расчетными при энергиях 32.6 - 72 МэВ системы $^3\text{He}+^{13}\text{C}$, лист 1

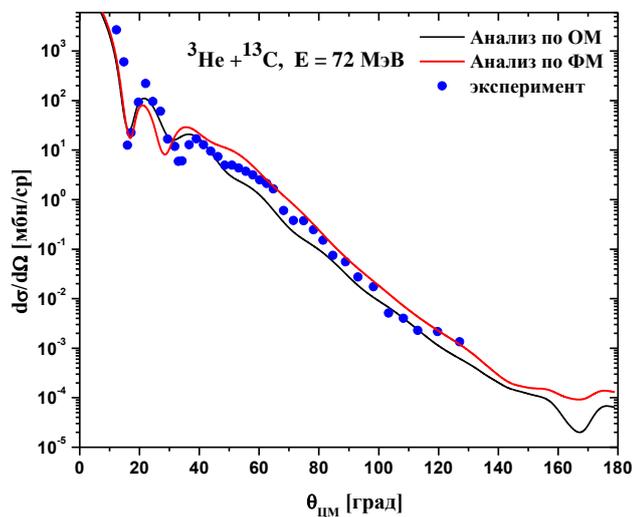
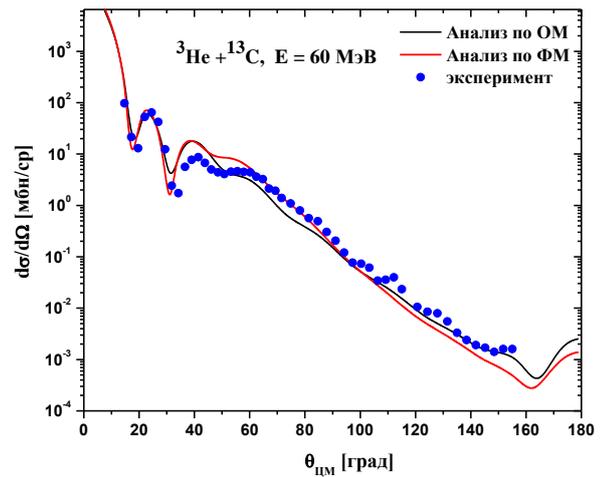
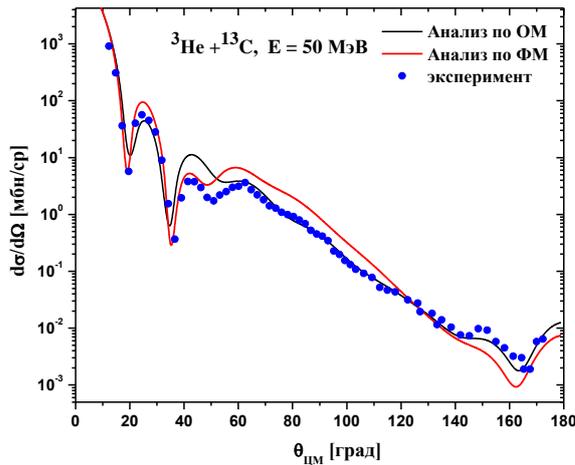


Рисунок 26, лист 2

Выводы по четвертому разделу

При энергиях 50.5 и 60 МэВ исследовано упругое рассеяние ^3He на ядрах ^{13}C . Измеренные в широком угловом диапазоне (до $160\text{-}170^\circ$) дифференциальные сечения проанализированы в рамках ОМ и ФМ. В ОМ был использован потенциал в вудс-саксоновской параметризации, включающих в себя поверхностное поглощение. Параметры потенциалов находились феноменологически из подгонки расчетных сечений к экспериментальным данным.

В рамках ФМ вещественная часть ОП представлял собой фолдинг потенциал (ФП). Мнимая часть потенциала бралась в форме потенциала Вудса-Саксона и включала в себя только поверхностное потенциал. С фиксированными значениями параметров мнимой части находилось наилучшее описание экспериментальных угловых распределений. В этом случае, подгонка

экспериментальных данных к теоретическим расчетам проводилась варьированием единственного свободного параметра - нормировочный коэффициент N_r вещественной части. В результате, полученные нормировочные коэффициенты N_r лежат в диапазоне 0.99 - 1.03.

В целом из анализа экспериментальных данных в широком интервале энергий по ОМ ядра и ФМ, найдены оптимальные, физически разумные значения параметров ОП взаимодействия для упругого рассеяния ионов ^3He на ядрах ^{13}C . Показано, что фолдинг потенциалы и потенциалы, вычисленные в рамках оптической модели, коррелируют между собой и дают схожее описание эксперимента.

Известно, что однозначно выбрать параметры оптического потенциала, которые успешно описывают экспериментальные данные в широкой энергетической области различных сталкивающихся ядер – достаточно сложная задача. Чтобы убрать дискретную неоднозначность, и выбрать оптимальные параметры ОП, дополнительно рассчитаны объемные интегралы вещественной и мнимой частей оптического и фолдинг потенциала.

Установлено, что в угловых распределениях упругого рассеяния при взаимодействии ионов ^3He с ядрами ^{13}C проявляются эффекты ЯР при энергиях 37.8 - 72 МэВ. Они выражаются в том, что дифракционная структура на малых углах ($\theta < 60^\circ$) сменяется широким максимумом, за которым следует экспоненциальный спад.

5 АНАЛИЗ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АЛЬФА-ЧАСТИЦ С ЯДРАМИ ^{13}C

5.1 Эксперимент

Экспериментальные угловые распределения рассеяния α -частиц на ядрах ^{13}C измерены на выведенном пучке изохронного циклотрона У-150М РГП ИЯФ (г.Алматы, Казахстан) при энергиях $E = 29$ и 50.5 МэВ, также на ускорителе К-130 при энергии $E=65$ МэВ Университета Ювяскюля (г.Ювяскюля, Финляндия). В этих экспериментах были использованы наборы ΔE - E телескопов, из кремниевых полупроводниковых детекторов. Для регистрации рассеянных α -частиц на циклотроне У-150М были использованы 3 телескопа из ΔE (с толщиной 100 микрон) и E (с толщиной 2 мм) детекторов, а на циклотроне К-130 6 телескопов из ΔE (с толщинами 100, 250 и 380 микрон) и E (с толщиной 3.6 мм) детекторов. В качестве мишени применялись самоподдерживающиеся изотопы ^{13}C с толщиной ~ 0.35 мг/см² с 86% обогащением в Казахстане и толщиной 0.3 мг/см² с 98% обогащением в Финляндии, соответственно. Мишени содержали некоторые примеси ядер ^{12}C и ^{16}O . Технология производства мишени и определение ее толщины было представлено в разделе 3.3. На рисунке 27 представлен типичный спектр рассеяния α -частиц на ядрах ^{13}C при энергии $E=29$ МэВ [99,100,101].

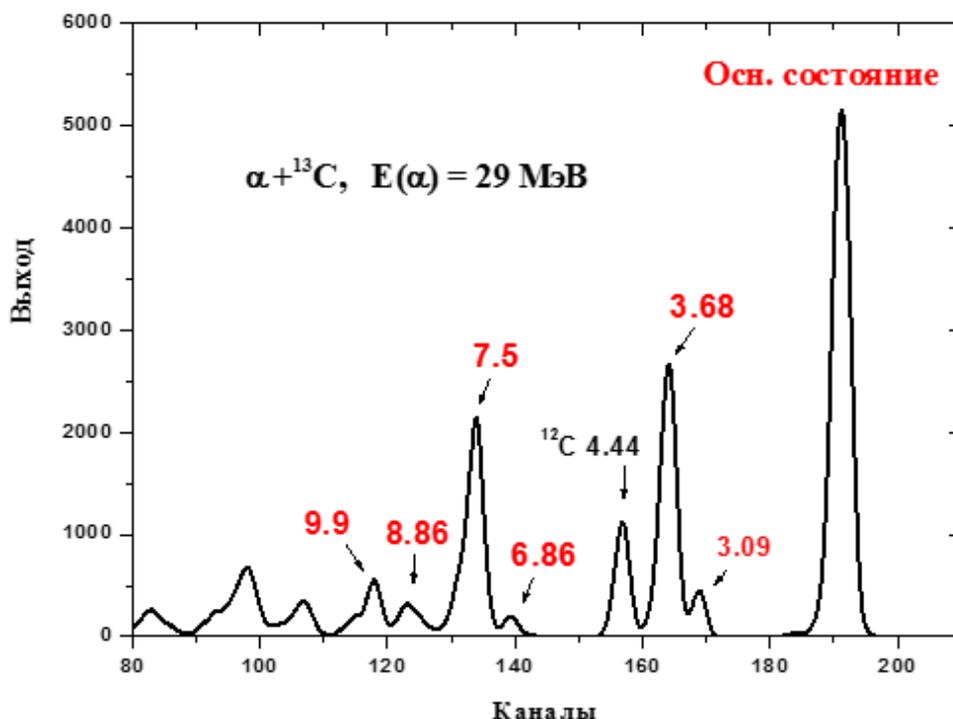


Рисунок 27 – Типичный спектр $^{13}\text{C}(\alpha, \alpha)^{13}\text{C}$ при 32 градусах, $E(\alpha) = 29$ МэВ. Красным цветом выделены возбужденные состояния ^{13}C , которые исследованы в данной диссертационной работе

Угловые распределения упругого рассеяния α -частиц на ядрах ^{13}C , измеренные при энергиях 29, 50.5 и 65 МэВ [102-104], с использованием литературных данных [28 p.673; 29 p.1716; 30, p.376] показаны на рисунке 28.

Как видно из экспериментальных данных при энергиях 48.7, 50.5, 54.1 и 65 МэВ для системы $\alpha + {}^{13}\text{C}$ проявляются рефракционные особенности. Явление ядерной радуги отчетливо наблюдаются при данных энергиях. В таблице 4 приведены положения углов радуги. Как было отмечено в разделе 4.3, согласно правилу [62, р.307], мы наблюдаем что с уменьшением энергии угол радуги расширяется в сторону больших углов.

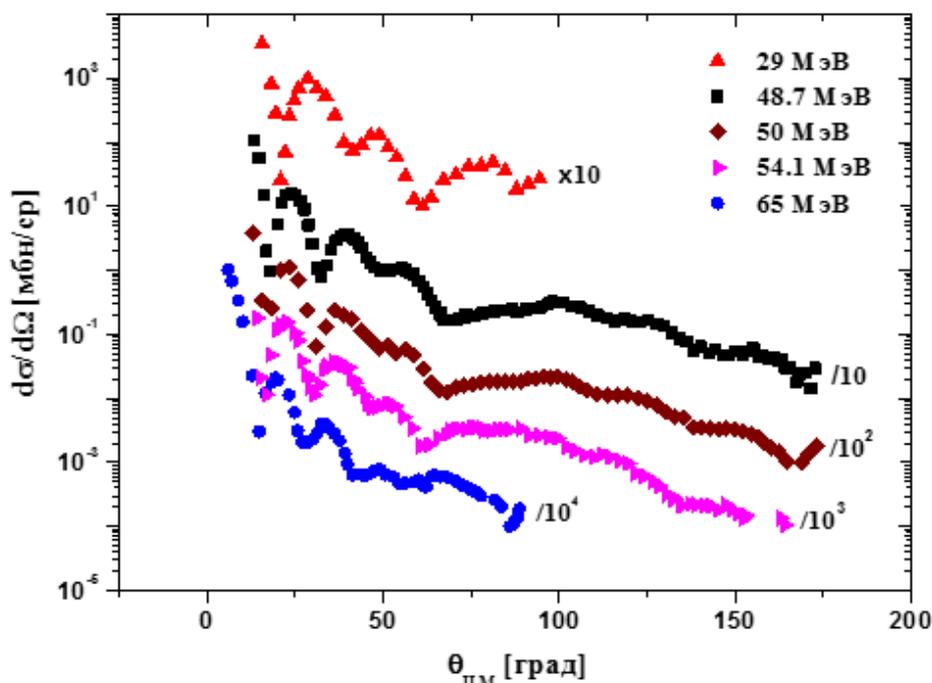


Рисунок 28 – Дифференциальные сечения упругого рассеяния α -частиц на ядрах ${}^{13}\text{C}$ при различных энергиях пучка

На рисунке 29 приведено разложение вычисленных сечений на так называемые «ближнюю» и «дальнюю» компоненты, соответствующие рассеянию на ближнем и дальнем краях ядра, при энергии α -частиц 50.5 МэВ с использованием параметров ОП, которые мы приведем в следующем разделе. Можно заметить, что в районе радужного максимума сечения целиком определяются дальней компонентой и, следовательно, обусловлены преломляющими свойствами ядерного потенциала.

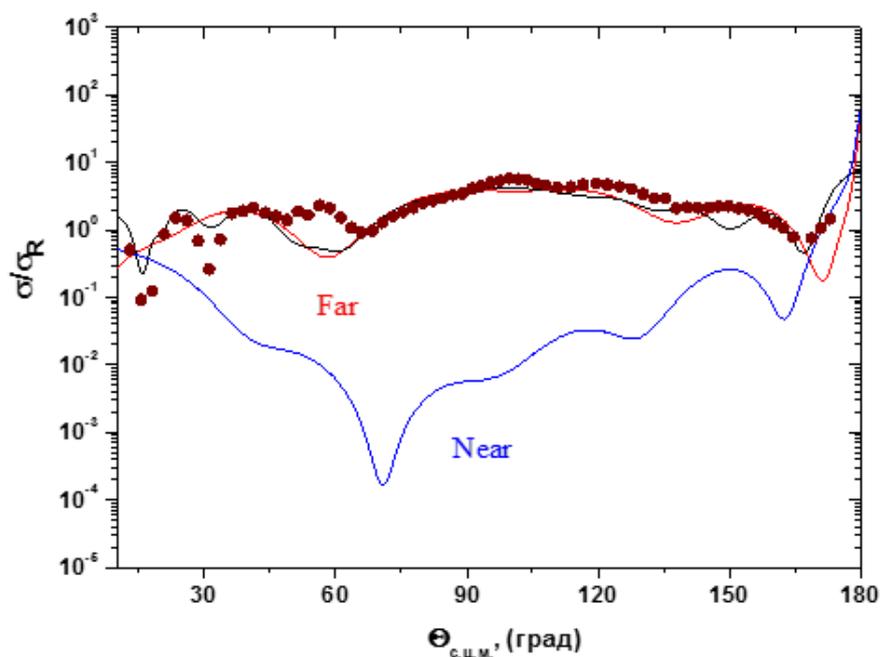


Рисунок 29 – Разложение сечений на ближнюю и дальнюю компоненты:
far – дальняя и near – ближняя компоненты

Таблица 4 – Положения минимумов угла $\Theta_{\text{яр}}$ ядерной радуги упругого рассеяния α -частиц на ядрах ^{13}C при различных энергиях

Е _{лск} (МэВ)	$\Theta_{\text{яр}}$ (°)
48.7	68
50.5	67
54.1	61.3
65	43

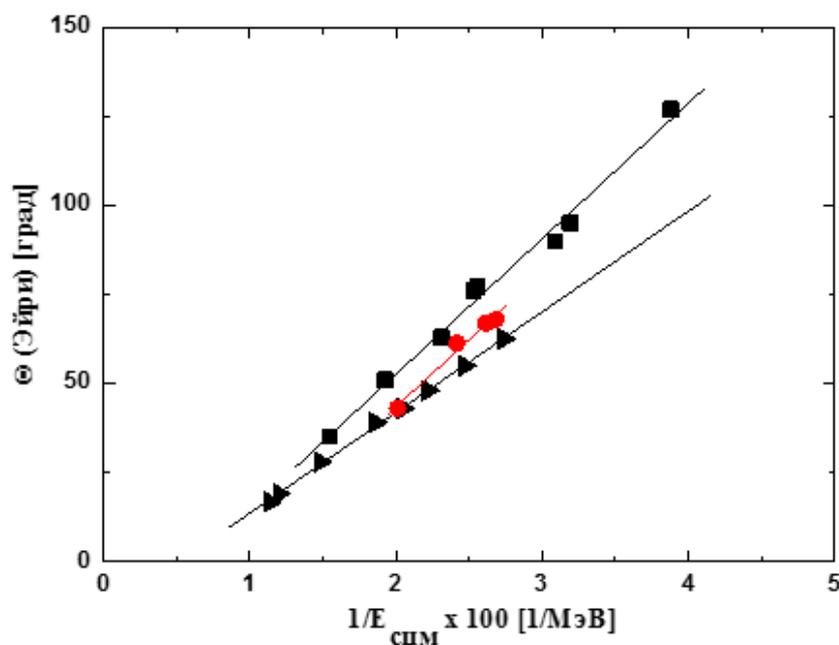


Рисунок 30 – Энергетические зависимости первых минимумов Эйри в упругом α -рассеянии на ^{13}C (красные кружки), ^{12}C (черные треугольники) и ^{16}O (черные квадраты)

На рисунке 30 представлена энергетическая зависимость минимума Эйри для систем $\alpha + {}^{13}\text{C}$ (текущая работа) и $\alpha + {}^{13}\text{C}$, $\alpha + {}^{16}\text{O}$ (взято из работы. [17, p.2118]). Как и ожидалась, зависимость для системы $\alpha + {}^{13}\text{C}$ очень похожа на систему $\alpha + {}^{12}\text{C}$ [105].

На рисунке 31 показаны дифференциальные сечения (как функция передачи импульса) для упругого рассеяния $\alpha + {}^{13}\text{C}$ при разных энергиях с использованием литературных данных. Как видно, ход сечений при данных значениях абсолютно совпадают друг с другом и мы можем утверждать что полученные нами новые экспериментальные данные являются очень качественными.

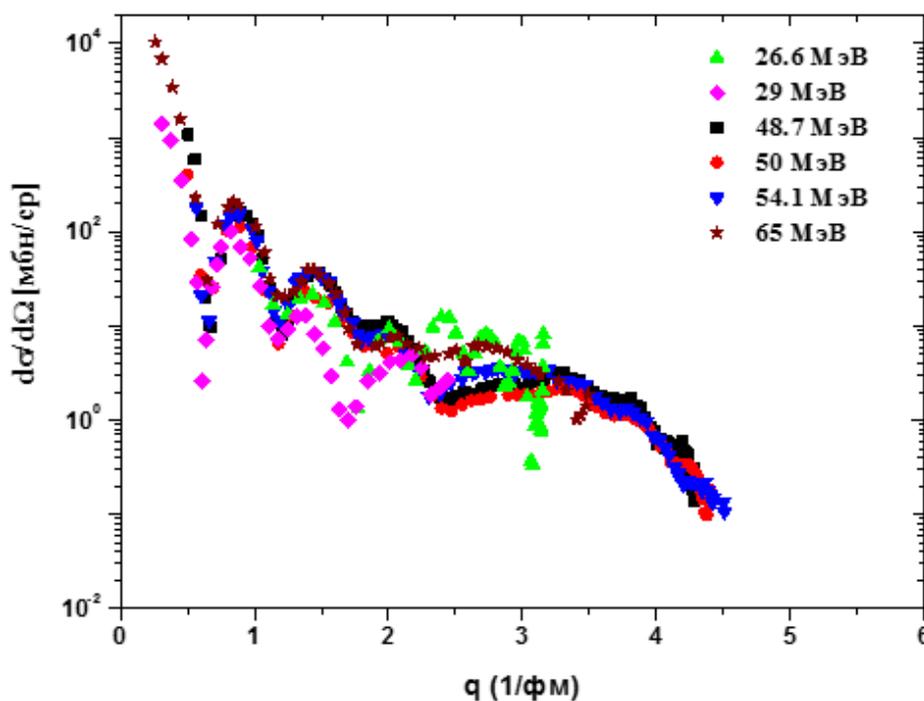


Рисунок 31 – Дифференциальные сечения упругого рассеяния α -частиц на ядрах ${}^{13}\text{C}$ при различных энергиях в зависимости от передачи импульса q

5.2 Анализ упругого рассеяния альфа-частиц на ядрах ${}^{13}\text{C}$ в рамках оптической модели

Как уже было отмечено выше, данные по упругому рассеянию обычно анализируются в рамках ОМ ядра, в которой влияние неупругих каналов учитывается феноменологически введением мнимой поглощающей части в потенциал взаимодействия между сталкивающимися ядрами. В нашем случае в мнимой части оптического потенциала мы использовали только объемный тип поглощения.

Поиск параметров ОП осуществлялся подгонкой расчетных угловых распределений к экспериментальным данным с использованием компьютерного кода FRESKO. В качестве стартовых потенциалов были использованы глобальные потенциалы из работы Nottle et. al. [106]. Чтобы убрать дискретную неоднозначность при определении ОП, радиусы распределения плотности ядерного вещества для вещественной (r_v) и мнимой (r_w) частей потенциала были зафиксированными. Было получено два набора ОП (таблица 5) для указанных

энергии, которые удовлетворительно описывают упругое рассеяние в полном угловом диапазоне. В первом наборе А фиксированные параметры были равны: $r_v=1.112$ фм и $r_w=1.6$ фм, соответственно. В втором наборе Б: $r_v=1.245$ фм и $r_w=1.6$ фм, соответственно. Подгонка экспериментальных данных к теоретическим расчетам, производилась вариацией 4-х оставшихся параметров ОП (V , W - глубины вещественной и мнимой частей потенциала; a_v , a_w - характер спада плотности или диффузность вещественной и мнимой частей потенциала), с минимизацией χ^2 . В расчетах для системы $\alpha+^{13}\text{C}$ в рамках ОМ кулоновский радиус был взят равным $r_c = 1.28$ фм.

В таблице 5 представлены параметры ОП включая литературные данные при энергии, 26.6, 35, 48.7 и 54.1 МэВ и данные которые были полученные в этой работе: 29, 50.5 и 65 упругого рассеяния α -частиц на ядрах ^{13}C выполненные в рамках ОМ [107,108].

Таблица 5 – Параметры ОП для упругого рассеяния α -частиц на ядрах ^{13}C при указанных энергиях в рамках ОМ

Е, МэВ	Набор	V, МэВ	r_v , фм	a_v , фм	W, МэВ	r_w , фм	a_w , фм	J_v , МэВ фм ³	J_w , МэВ фм ³	$\frac{\chi^2}{N}$
26.6	ОМ А	148.32	1.112	0.736	12.844	1.6	0.267	321	66	28.4
	ОМ Б	142.23	1.245	0.762	16.75	1.6	0.731	418.55	95.6	51.2
29	ОМ А	147.22	1.112	0.736	12.844	1.6	0.731	318.5	73	28.7
	ОМ Б	142.23	1.245	0.762	15.77	1.6	0.731	418.2	85	36.5
35	ОМ А	138.95	1.112	0.799	14.125	1.6	0.15	312	71	23.9
	ОМ Б	134.11	1.245	0.747	10.52	1.6	0.617	391.5	58	41.6
48.7	ОМ А	133	1.112	0.79	14.79	1.6	0.639	297.3	82	24.1
	ОМ Б	120.38	1.245	0.730	15.81	1.6	0.639	348.4	87.8	33.2
50.5	ОМ А	131.8	1.112	0.79	14.41	1.6	0.761	294.7	83	26.6
	ОМ Б	119.3	1.245	0.735	15.41	1.6	0.76	346.1	88.8	34.7
54.1	ОМ А	129.5	1.112	0.795	14.21	1.6	0.8	290.5	82	16.65
	ОМ Б	117.57	1.245	0.753	15.91	1.6	0.8	344.2	93	23.27
65	ОМ А	123.07	1.112	0.8	14.97	1.6	0.76	277	86	9.79
	ОМ Б	119.49	1.245	0.784	20.02	1.6	0.728	355.3	114	10.98

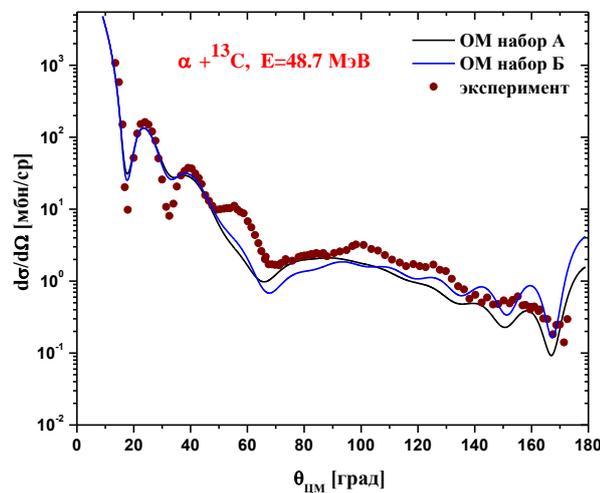
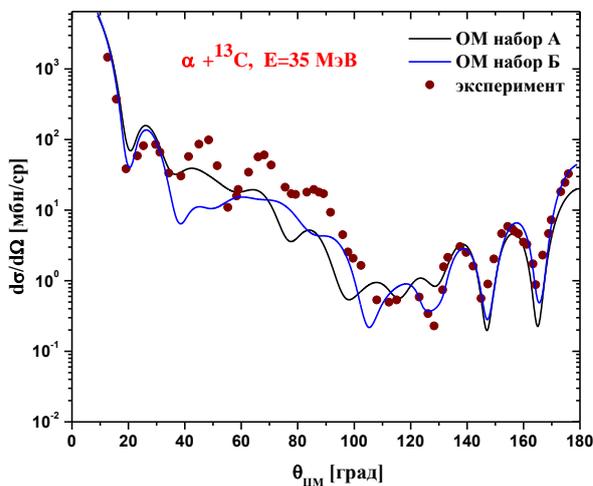
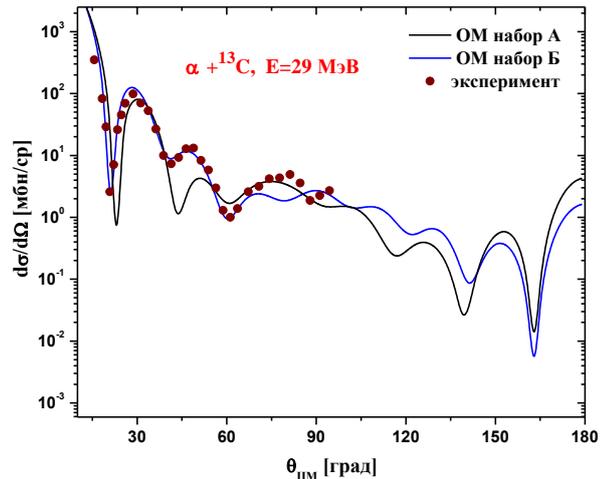
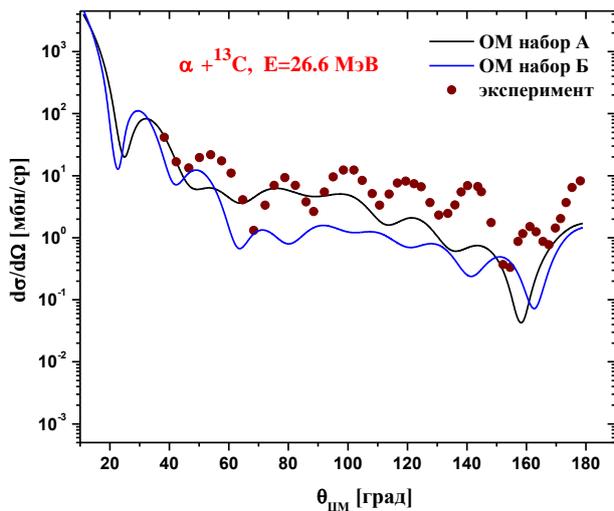


Рисунок 32 – Сравнение экспериментальных дифференциальных сечений с расчетными при энергиях 26.6 - 65 МэВ системы $\alpha + {}^{13}\text{C}$ в рамках ОМ с наборами А и Б, лист 1

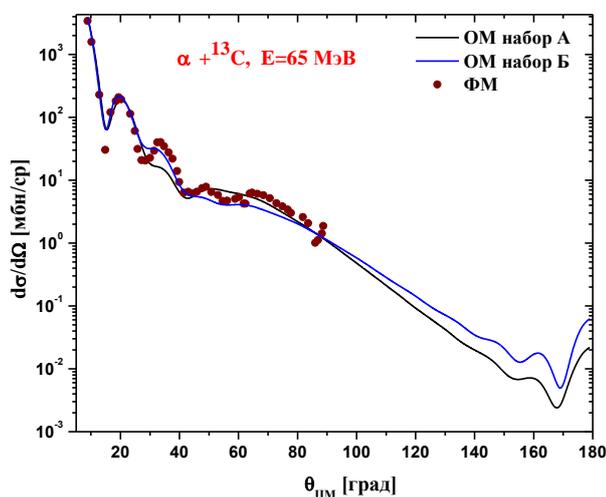
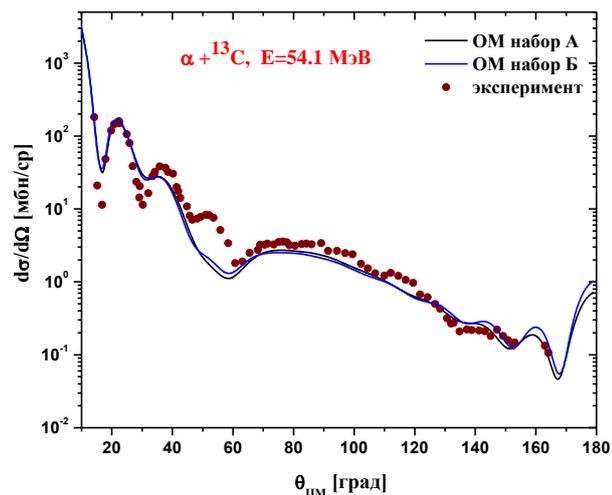
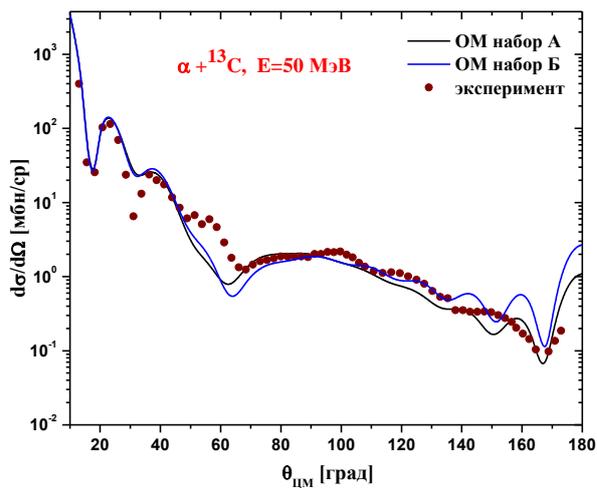


Рисунок 32, лист 2

Как видно из рисунка 32, описание на основе набора А и Б является удовлетворительным для энергий 48.7-65 МэВ (следует отметить, что данные на 48.7-54.1 МэВ были измерены во всем диапазоне углов, данные при 65 МэВ до 90°). Набор параметров А и Б удовлетворительно описывает только передние углы (вплоть до углов 40° - 60°) экспериментальных данных при энергиях 26.6 и 35 МэВ (измерения проводились в полном диапазоне углов). В случае данных при 29 МэВ (измерено до 100°), удовлетворительное описание может быть получено из набора параметров Б.

Как видно из рисунка 32, все расчетные угловые распределения для упругого рассеяния при энергиях 29, 48.7, 50.5, 54.1 и 65 МэВ хорошо описывают экспериментальные сечения в области углов передней полусферы. Найденные феноменологические потенциалы физически разумны и не противоречат глобальным параметрам описания рассеяния α -частиц.

Хорошее теоретическое описание экспериментальных данных при энергиях $E(\alpha) = 26.6$ и 35 МэВ в рамках ОМ представляется трудным. Ситуация усложняется тем что, в процессах на сильно кластеризованных ядрах (как известно, ядро ^{13}C мы можем рассматривать как ядра с α – кластерными состояниями), сечения рассеяния формируются не только механизмом потенциального характера, но и рядом обменных механизмов, связанных с диссоциацией ядра мишени, вносящих искажение в потенциал взаимодействия. Обнаруженные кластерные состояния, в возбужденных уровнях ^{13}C рассмотрены в разделе 5.5.

5.3 Анализ упругого рассеяния альфа-частиц на ядрах ^{13}C в рамках фолдинг модели

Анализ в рамках фолдинг модели был проведен с использованием кода DFMSPH [109]. Для реальной части потенциала используется метод двойного фолдинга (double folding). Основа этого метода в том, что нуклон-нуклонное взаимодействие V_{NN} , рассматривается как сложение плотностей налетающей частицы и ядра мишени.

$$V^{DF}(R) = N_r \int \rho_t(r_2) \rho_p(r_1) V_{NN}(|R + r_2 - r_1|) d^3r_1 d^3r_2 \quad (5.1)$$

где N_r – нормировочный коэффициент, $\rho_p(r_1)$ и $\rho_t(r_2)$ распределения плотностей ядерной материи налетающей частицы и ядра мишени, соответственно. $V_{NN}(|R + r_2 - r_1|)$ соответствует эффективному нуклон-нуклонному потенциалу. Этот потенциал, мы использовали в виде CDM3Y6 [110], основанный на потенциале МЗУ-Paris:

$$v_D(s) = 11061.625 \frac{\exp(-4s)}{4s} - 2537.5 \frac{\exp(-2.5s)}{2.5s} \quad (5.2)$$

$$v_{EX}(s) = -1525.25 \frac{\exp(-4s)}{4s} - 518.75 \frac{\exp(-2.5s)}{2.5s} - 7.8474 \frac{\exp(-0.7072s)}{0.7072s} \quad (5.3)$$

где $v_{D(EX)}$ прямые и обменные компоненты потенциала МЗУ-Paris, ρ плотность ядерной материи. Взаимодействие МЗУ-Paris зависит от плотности как корректирующая функция $F(\rho)$:

$$v_{D(EX)}(\rho, s) = F(\rho) v_{D(EX)}(s) \quad (5.4)$$

Здесь, корректирующая функция $F(\rho)$ приведена в виде экспоненциальной зависимости и ее параметры скорректированы таким образом, чтобы воспроизвести свойства насыщения в уравнении Хартри-Фока:

$$F(\rho) = C [1 + \alpha \exp(-\beta\rho) - \gamma\rho^n] \quad (5.5)$$

Параметры C, α, β, γ взяты с работы [45, p.954], и указаны в таблице 6.

Таблица 6 – Параметры функции-плотности $F(\rho)$

Модель	C	α	β (фм ³)	γ (фм ³ⁿ)	n	K (MeV)
CDM3Y6	0.2658	3.8033	1.4099	4.0	1	252

Распределение плотности ^{13}C рассчитана с использованием модели гармонического осциллятора (НО) [111], где значение $\rho(r)$ рассчитана по следующей формуле:

$$\rho(r) = \rho_0(1 + \alpha(\frac{r}{a})^2 \exp(-(\frac{r}{a})^2)) \quad (5.6)$$

где $a = 1.635$, $\alpha = 1.403$ и $\rho_0 = 0.2658$.

В то время как распределение плотности ^4He рассчитывалась с помощью формулы Гаусса [51, p.183]:

$$\rho(r) = \rho_0(1 + wr^2) \exp(-(\beta r^2)) \quad (5.7)$$

где $w = 0.445$ [111, p.479], $\beta = 0.7024$ и $\rho_0 = 0.4229$.

Мнимая часть потенциала взята в стандартной Вудс-Саксоновской форме, которая детально рассмотрена нами в разделе 2.3.

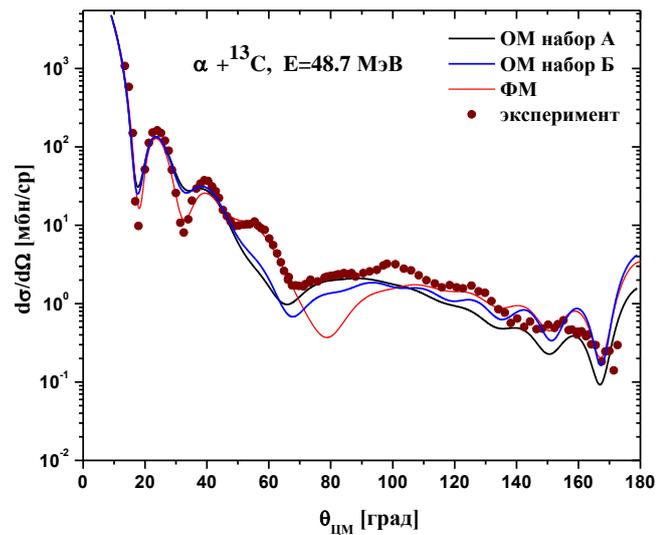
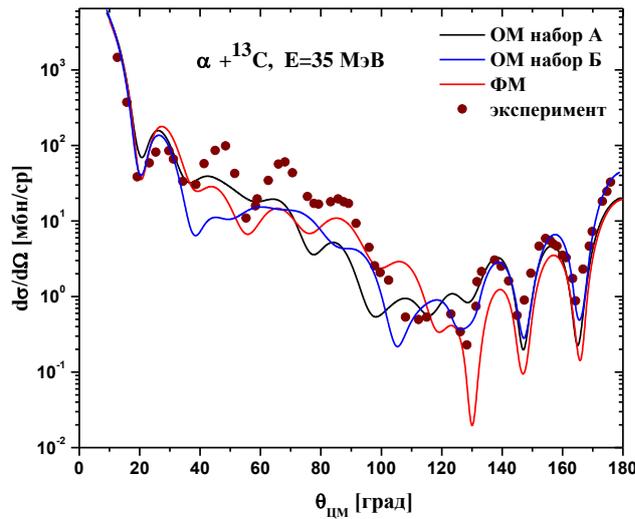
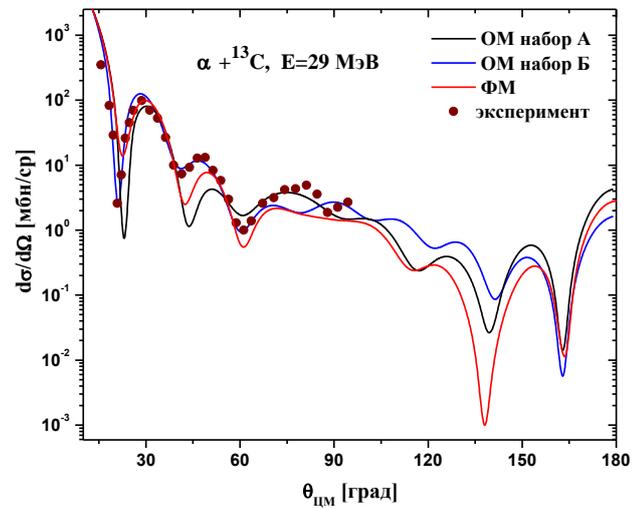
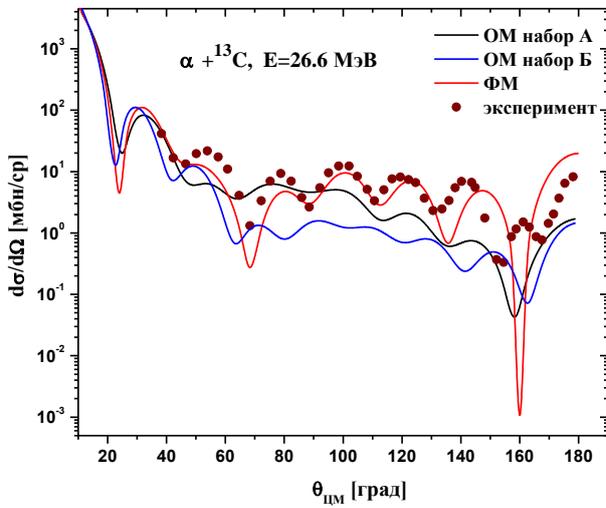
В таблице 7 приведены параметры ОП для системы $\alpha + ^{13}\text{C}$ в рамках ФМ [108, с.36]. Как видно из этой таблицы, в расчетах по двойному фолдингу (DF), нормировочный коэффициент (N_r) для действительной части потенциала лежит в области 0.96 - 0.98. Для мнимой части потенциала был использован набор А ОП, найденный при расчетах ОМ.

Таблица 7 – Параметры ОП для упругого рассеяния α -частиц на ядрах ^{13}C при указанных энергиях в рамках ФМ

E, МэВ	N_r	W, МэВ	r_w , фм	a_w , фм	J_v , МэВ фм ³	J_w , МэВ фм ³	$\frac{\chi^2}{N}$
26.6	0.97	18.635	1.6	0.267	399.3	66	26.17
29	0.98	12.844	1.6	0.731	402.5	73	25.8
35	0.98	14.125	1.6	0.15	404.6	71	19.49
48.7	0.97	14.79	1.6	0.639	392.6	82	14.6
50.5	0.97	14.41	1.6	0.761	391.6	83	21.8
54.1	0.96	14.21	1.6	0.8	386.6	82	21.7
65	0.98	14.97	1.6	0.76	390.7	86	15

На рисунке 33 показаны расчеты между экспериментальными данными и теоретическими расчетами дифференциальных сечений упругого рассеяния α -

частиц на ядрах ^{13}C при энергиях 26,6, 29, 35, 48.7, 50.5, 54.1 и 65 МэВ с использованием параметров потенциала ОМ (набор А и Б) и ФМ.



Набор А и Б соответствуют расчетам в рамках ОМ (черная и синяя линия).
Красная линия соответствует расчетам двойного фолдинга в рамках ФМ

Рисунок 33 – Сравнение теоретических расчетов с экспериментальными данными упругого рассеяния $\alpha + ^{13}\text{C}$ при указанных энергиях, лист 1

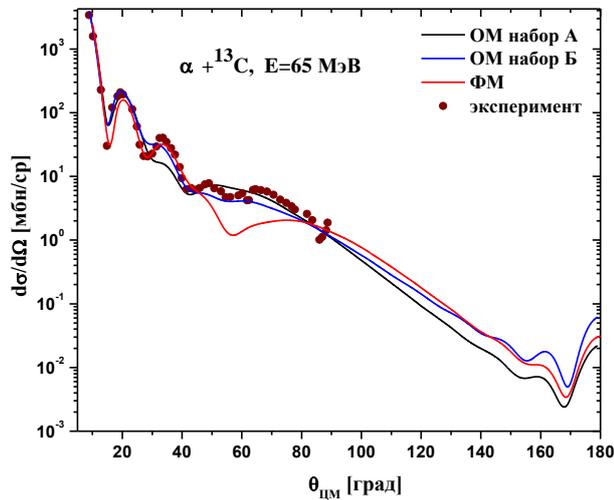
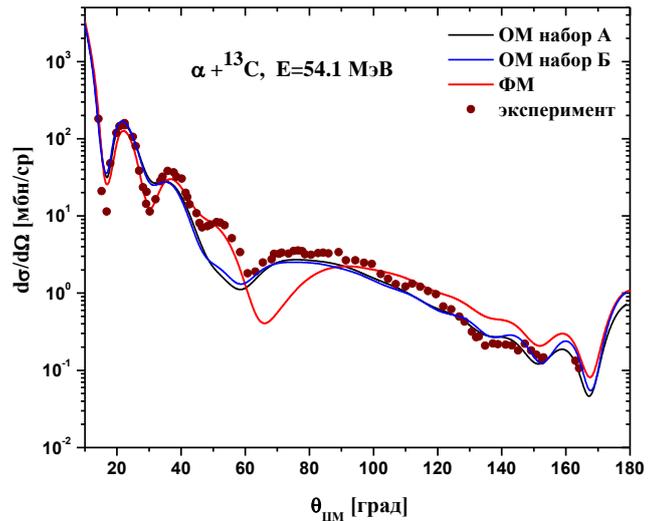
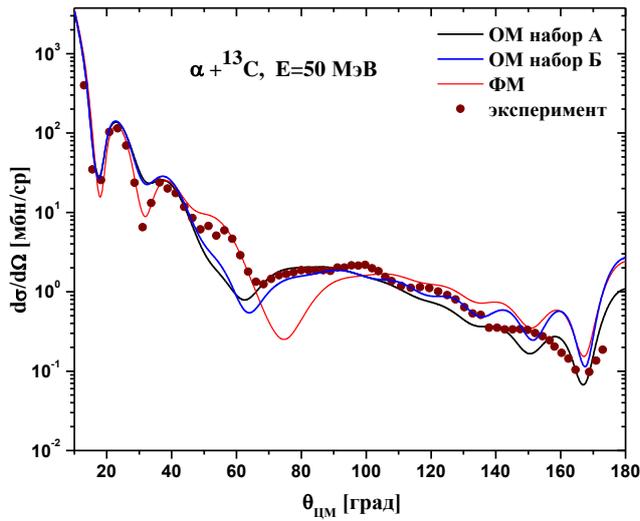
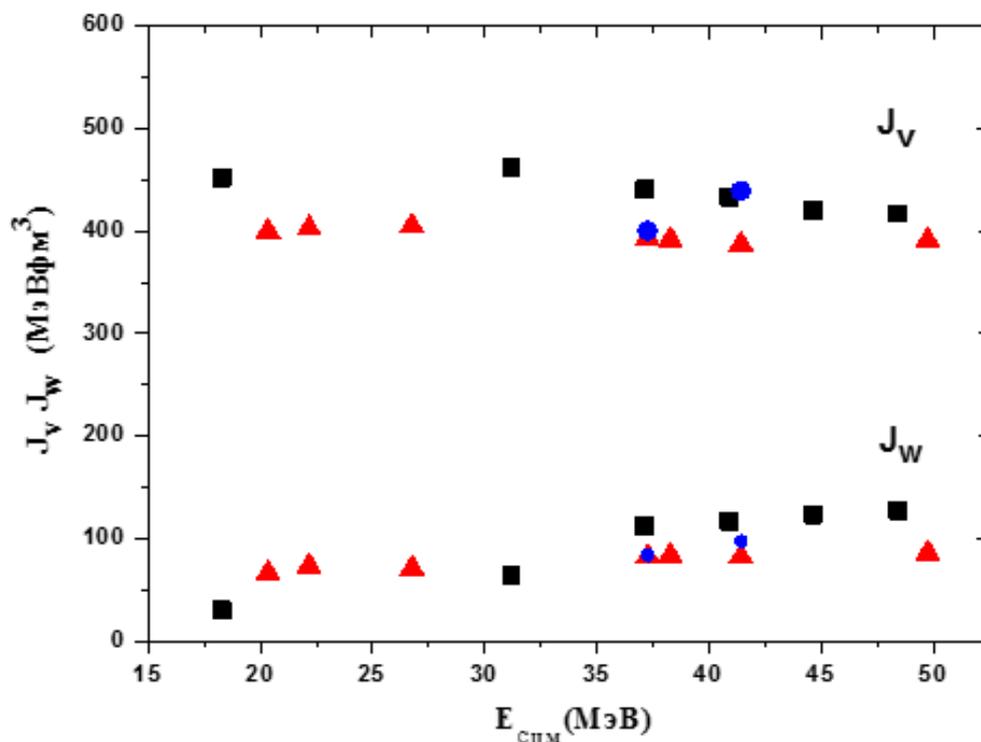


Рисунок 33, лист 2

Как уже было отмечено в разделе 3.6, критерий χ^2 не всегда позволяет сделать однозначный выбор набора параметров потенциала. Для получения дополнительной информации из реакции и для более адекватного и оптимального описания экспериментальных данных вводят различные интегральные характеристики потенциала такие как объемные интегралы и др.

Чтобы понять правильность найденных ОП и вычисленных объемных интегралов ядерного потенциала системы $\alpha + {}^{13}\text{C}$ на рисунке 34 приводятся сравнения с объёмными потенциалами соседнего ядра ${}^{12}\text{C}$ при разных энергиях [22, p.98].



Синими треугольниками указаны объемные интегралы рассчитаны для ФП. Для сравнения, дополнительно представлены объемные интегралы реальной J_v и мнимой частей J_w ОП (красные точки) для системы $\alpha + {}^{12}\text{C}$ [98]

Рисунок 34 – Энергетическая зависимость объемных интегралов для реальной J_v и мнимой J_w частей ОП для системы $\alpha + {}^{13}\text{C}$ при энергиях 26.6 - 65 МэВ (черные квадраты)

Как видно, все они лежат в одном диапазоне как для реальной части (J_v), так и для мнимой (J_w) частей потенциалов.

Таким образом, мы можем утверждать, что найденные параметры ОП физически обоснованы.

5.4 Анализ неупругого рассеяния альфа-частиц на ядрах ${}^{13}\text{C}$ в рамках метода связанных каналов

Задача определения параметров ОП из анализа только упругого рассеяния не решается однозначно. Адекватность того или иного набора потенциалов «истинному» должна быть опробована на соответствующих данных по неупругому рассеянию.

Начиная с конца 60-х годов начались исследования ярких экспериментальных особенностей в спектре возбуждения ядер и их закономерностей, которые соответствовали возбужденным состояниям четно-четных ядер 2^+ и 3^- [112]. Была обнаружена замечательная особенность этих возбуждений, что в случае переходов в состояния 2^+ они осциллируют в противофазе, а при переходах в состояния 3^- - в фазе с угловыми распределениями упругого рассеяния. В этих случаях мы имеем коллективные

возбуждения ядер, поскольку сечения этих переходов примерно в десятки раз превышали одночастичные оценки.

В настоящее время получен большой объем информации по неупругому рассеянию α -частиц на различных ядрах [113,114]. Однако основная масса данных, полученная в исследовании неупругого рассеяния, была проанализирована в рамках МИВ. В основе этого метода, как известно, лежит предположение о «слабой связи», т.е. о том, что основным процессом является упругое рассеяние, а сечение неупругого рассеяния и различных прямых ядерных реакций могут рассматриваться в рамках теории возмущений, чаще всего при этом используется первое борновское приближение. Между тем сечения неупругого рассеяния, соответствующие возбуждению коллективных состояний, могут быть, как мы уже знаем, не очень малы по сравнению с сечениями упругого рассеяния, и первое борновское приближение может оказаться слишком грубым. Одним из путей улучшения метода анализа неупругого рассеяния является МСК, идея которого состоит в точном и явном учете процессов, которые нельзя считать малыми. Возможность такого учета связана с тем, что природа возбуждений в этих процессах хорошо понятна и указанные возбуждения могут быть описаны введением немногих коллективных степеней свободы. Возможность учета эффектов связи каналов для анализа процессов рассеяния на ядрах была высказана еще Бором и Моттельсоном [115]. Стало ясно, что измерения неупругого рассеяния частиц средней энергии могут с успехом использоваться для получения ценной спектроскопической информации. Большой интерес представляют исследования рассеяния α -частиц на деформированных ядрах, поскольку такие исследования дают возможность ответить на принципиальные вопросы для современной теории о структуре таких ядер. В то же время в отличие от упругого рассеяния, сечение неупругого процесса и реакции зависят не только от межъядерного потенциала, но и формфактора реакции. Это дает возможность получать информацию о поведении волновых функций ядер более точно. С другой стороны, формфактор сильно влияет на вклад различных парциальных волн в сечения. Таким образом, анализ реакций может явиться дополнительным средством исследования и уточнения межъядерных потенциалов, поможет снятию некоторых неоднозначностей в их параметрах.

Известных работ, в которых исследовалось неупругое рассеяние α -частиц на ядрах ^{13}C в рамках МСК практический нет. Есть несколько работ [116-118], где в рамках МСК рассматривались упругие и неупругие рассеяния: протонов при энергии $E(p) = 35.2$ МэВ [116], ионов ^3He при энергии $E(^3\text{He}) = 36$ МэВ [117] и ядер ^{11}B на ядрах ^{13}C при энергии $E(^{11}\text{B}) = 45$ МэВ [118].

Например, в работе E. Fabrici et.al. [116] авторы указывают параметр деформации ядра ^{13}C равным 0.47, но при этом не указывается именно для какого состояния они были рассчитаны. В следующей работе К.П. Артемова и др. [117] приведены параметры деформации для легких и средних ядер, где для возбужденных состояний 3.68 МэВ ($3/2^-$) и 7.5 МэВ ($5/2^-$) ядра ^{13}C они равны 0.32, также в работе S.Yu. Mezhevych et.al. [118] для этих уровней представлены

параметры деформации, которые составили 0.31. И наконец в работе H.Abele et.al. [30, p.373] авторы приводят график, где указаны параметры деформации для ядер с массовыми числами от 11 до 24. Исходя из этого графика, параметр деформации для $A=13$ составляет ~ 0.5 .

Как уже упоминалось, ядро ^{13}C хорошо описывается в рамках оболочечной модели. Соседние ядра ^{12}C и ^{14}C являются деформированными ядрами [119], особенно ядро ^{12}C представляет собой сплюснутое ядро [120]. Как видно из выше описанных работ, ядро ^{13}C также не является сферическим.

Для анализа экспериментальных данных по рассеянию α -частиц на деформированных ядрах, у которых первые возбужденные уровни имеют коллективную природу, целесообразно использовать, как отмечалось выше, МСК ядерных процессов, который детально описан в работе [6, с.42].

В данном разделе неупругое рассеяние α -частиц на ядрах ^{13}C анализируется в рамках МСК. Для возбужденных состояний 3.68 МэВ ($3/2^-$), 6.86 МэВ ($5/2^+$) и 7.5 МэВ ($5/2^-$) ядра ^{13}C при энергиях $E(\alpha) = 29$ и 50.5 МэВ мы попытались найти оптимальные параметры деформации.

Для анализа данных различных возбужденных состояний ядра ^{13}C в рамках МСК был реализован код в программе FRESKO. В расчетах МСК мы должны предоставить код с некоторой информацией о состоянии соответствующего возбужденного состояния, например: спин, четность, энергии возбуждения, а также параметр деформации β . В нашем случае, так как мы точно не знаем параметров деформации возбужденных состояний ядра ^{13}C , во FRESKO мы подбирали параметр деформации таким образом, чтобы экспериментальные данные хорошо были описаны теоретическими расчетами.

В рамках МСК, нами были опробованы два вида потенциалов: Вудс -Саксон и фолдинг. Стартовые значения потенциалов были взяты из оптико-модельного и фолдинг - модельного анализа упругого рассеяния (таблицы 5 и 7) [107, p.1650078].

Результаты описания угловых распределений рассеяния α -частиц на ядрах ^{13}C при энергиях 29 и 50.5 МэВ показаны на рисунках 35 и 36 соответственно.

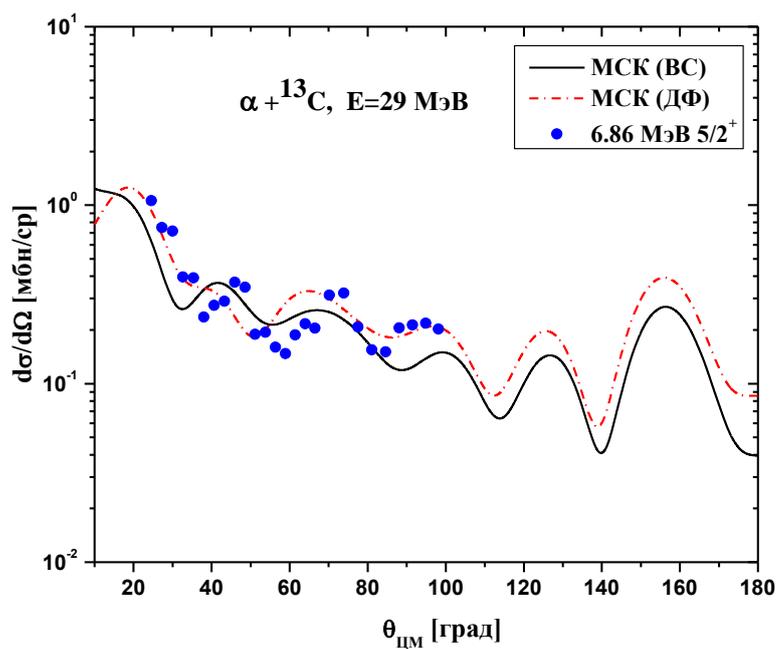
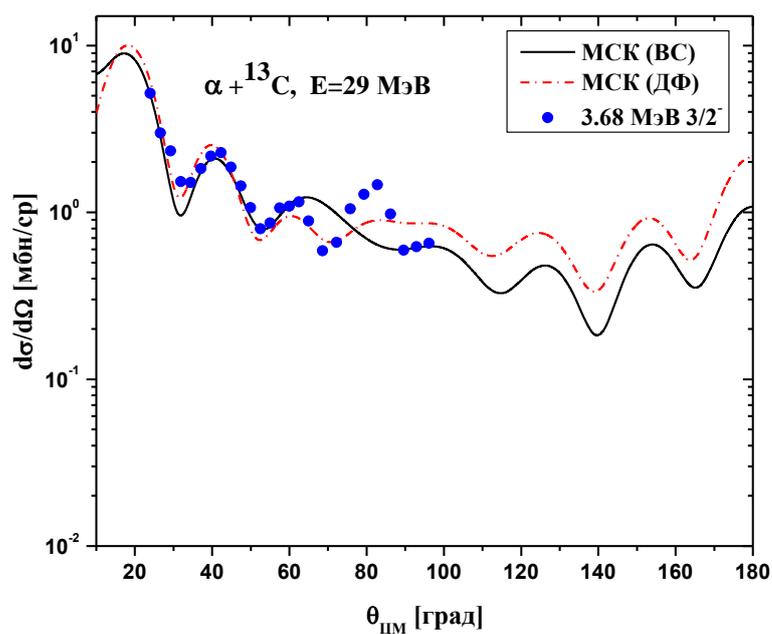


Рисунок 35 – Сравнение экспериментальных данных неупругого рассеяния α -частиц на ядрах ${}^{13}\text{C}$ (3.68 МэВ ($3/2^-$), 6.86 МэВ ($5/2^+$); 7.5 МэВ ($5/2^-$)) при энергии 29 МэВ с теоретическими расчетами с использованием различных потенциалов ВС и ДФ в рамках МСК, лист 1

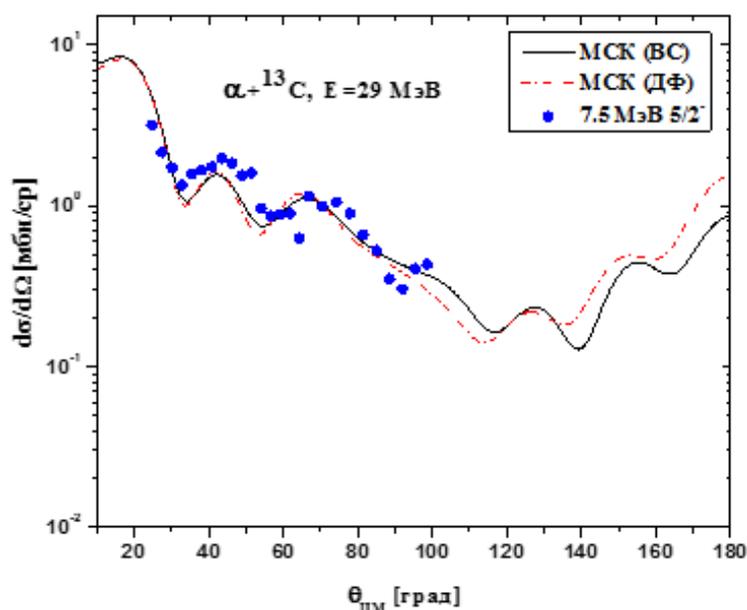


Рисунок 35, лист 2

Как видно из рисунка 35 теоретические расчеты при $E(\alpha) = 29$ МэВ довольно хорошо описывают экспериментальные данные в рамках МСК как с потенциалом ВС, так и потенциалом ДФ. При $E(\alpha) = 50.5$ МэВ (рисунок 36) экспериментальные данные с потенциалом ВС хорошо описают углы передней полусферы. В случае с ДФ потенциалом мы можем констатировать, что теоретические расчеты хорошо описывают экспериментальные данные уже в полном угловом диапазоне.

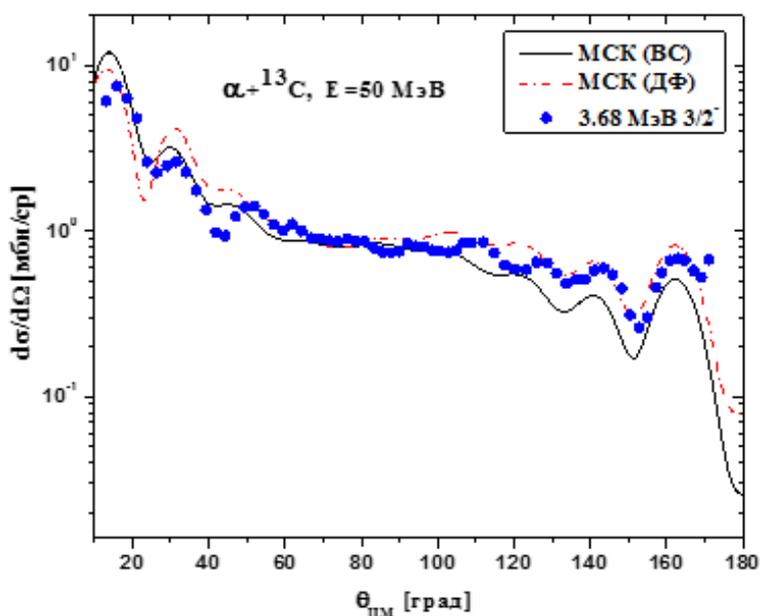


Рисунок 36 – Сравнение экспериментальных данных неупругого рассеяния α -частиц на ядрах ^{13}C (3.68 МэВ ($3/2^-$); 7.5 МэВ ($5/2^-$)) при энергии 50.5 МэВ с теоретическими расчетами с использованием различных потенциалов ВС и ДФ в рамках МСК, лист 1

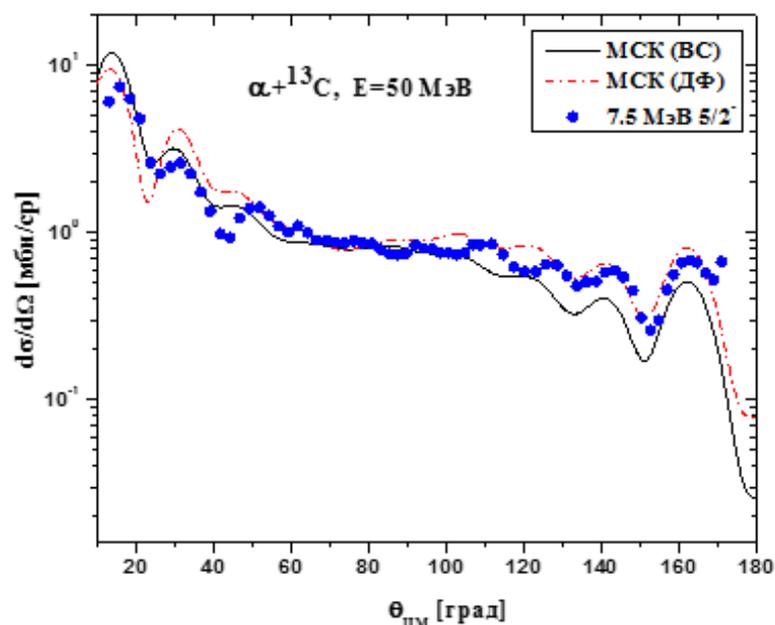


Рисунок 36, лист 2

Таблица 8 – Параметры деформации для возбужденных состояний ядра ^{13}C

Е, МэВ	Потенциал в МСК	β (5/2 ⁻)	β (5/2 ⁺)	β (3/2 ⁻)
29	ВС	0.54	0.54	0.54
	ДФ	0.51	0.51	0.51
50.5	ВС	0.44		0.44
	ДФ	0.4		0.4

Найденные нами параметры деформации [107, p.1650078] для возбужденных состояний ядра ^{13}C находятся в диапазоне 0.4-0.54 (таблица 8). Мы можем сказать, что среднее значение данных параметров, находятся в согласии при сравнении с литературными данными.

Как видно из рисунков 35-36 и таблицы 8, оптимальное описание эксперимента при 50.5 МэВ получено при $\beta = 0.44$ и $\beta = 0.4$ для потенциалов Вудс-Саксона и двойного фолдинга, соответственно. Несколько завышенное значение $\beta = 0.54$ и $\beta = 0.51$ получается на эксперименте при энергии 29 МэВ. Как было отмечено в работе [6, с.47], скорее всего, это связано с увеличением роли связи неучтенных каналов при низких энергиях налетающей частицы, в нашем случае при $E=29\text{МэВ}$, по-видимому, необходимо также учитывать большое количество связи каналов.

Резюмируя сказанное выше, можно констатировать, что теоретические угловые распределения неупругого рассеяния, вычисленные в рамках МСК, хорошо описывают экспериментальные данные в полном диапазоне углов. При энергии 50.5 МэВ хорошее описание получается с использованием ДФ потенциала. Следует подчеркнуть, что при таком описании данных получены разумные значения параметров деформации.

5.5 Экзотические состояния ядра ^{13}C

Радиус ядра является одной из самых фундаментальных и важнейших его характеристик. Отражая свойства и нуклон-нуклонного взаимодействия, и ядерной материи, он играет глобальную роль в ядерной физике, вследствие чего даже умеренное отклонение от стандартных величин может быть связано с кардинальным изменением ядерной структуры.

Ярким примером того, что ядра с увеличенными радиусами действительно могут обладать совершенно новыми свойствами, стало открытие у некоторых легких ядер, лежащих на границе стабильности, нейтронного гало [121]. Ядра с гало (например, ^{11}Be или ^{11}Li) представляют двухкомпонентную систему из остова и одного или нескольких валентных нейтронов, находящихся от него на расстоянии 2–3 его радиусов. Важность этого открытия состояла не только в том, что впервые были обнаружены ядра с аномально большими размерами, но и в том, что эти ядра отличались от всех известных, наличием широкой диффузной области, состоящей из одних нейтронов. Именно к ядрам с гало изначально был применен термин «экзотические ядра», распространенный затем на все ядра, расположенные вблизи границ стабильности.

В течение долгого времени неявно предполагалось, что возбужденные состояния ядер имеют такие же размеры, как и основные. Открытие нейтронных гало в основных состояниях некоторых легких ядер закономерно поставило вопрос об их существовании и в возбужденных состояниях (первое конкретное предсказание относительно уровня 3.09 МэВ в ядре ^{13}C как уже было отмечено выше, сделано в работе [14, p.1385]). Гипотеза об альфа-частичном конденсате в ядрах [10, p.192501], предсказала значительное увеличение радиусов ядер в состояниях вблизи некоторых порогов испускания альфа-частиц. При этом ожидалось, что размеры таких гипотетических состояний в отдельных случаях могли достигать размеров ядер урана [122]. Идея об альфа-конденсате инициировала целый поток теоретических исследований такие как, антисимметризованная молекулярная динамика [123] и фермионная молекулярная динамика [64, p.032401], которые также предсказывали появление ядерных состояний с аномальными размерами.

Очевидно, что наблюдение хотя бы некоторых из подобных состояний должно было сильно изменить многие существующие представления ядерной физики. Проблема, однако, состояла в том, что рассматриваемые состояния, как правило, находятся вблизи или за порогами диссоциации ядра и, следовательно, имеют слишком короткие времена жизни, исключая использование обычных методов измерения радиусов, например, упругого рассеяния электронов.

Как было указано выше (раздел 2.9) к настоящему времени предложены три прямых метода измерения радиусов: МДМ [15, p.054603], модель НРР [16, p.041602; 17, p.2118] и метод АНК [18, p.034312]. Все эти методы модельные, поскольку основаны на определенных особенностях дифференциальных сечений ядерных реакций и имеют различные и ограниченные области применения.

Работа над их совершенствованием продолжается. Однако уже первые примеры использования данных методов продемонстрировали их эффективность и результативность. Были обнаружены два класса возбужденных состояний с аномально большими радиусами: имеющих нейтронное гало и специфическую альфа-кластерную структуру.

5.5.1 Нейтронное гало

Ранее считалось, что гало может образовываться только в радиоактивных ядрах, расположенных вблизи границ стабильности, и лишь в основных состояниях. Однако еще в конце 50-х гг. прошлого столетия, задолго до открытия гало, Базь фактически предсказал [124] возможность его появления даже в стабильных ядрах вблизи порогов эмиссии нейтрона или протона.

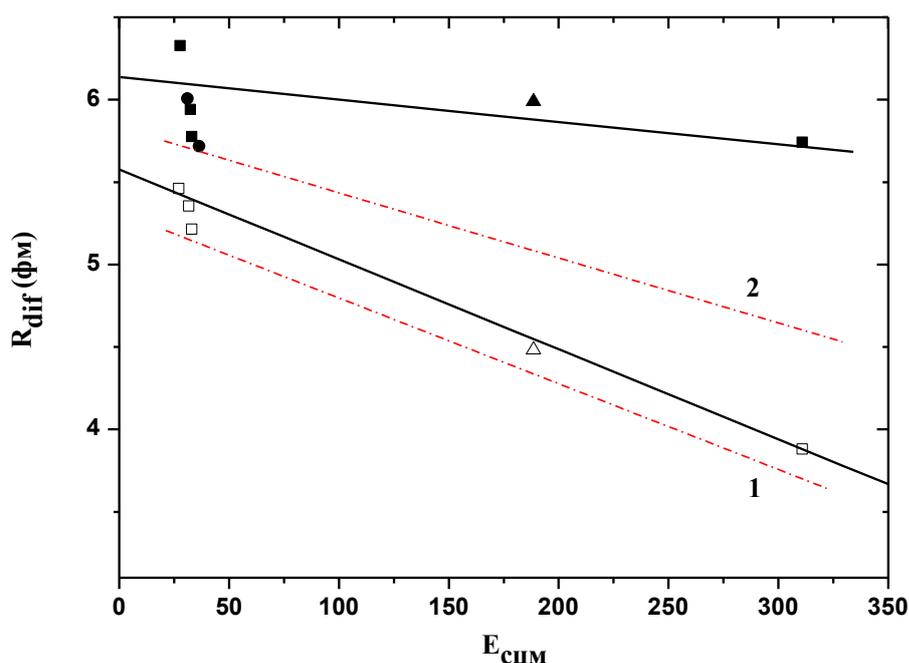
Признаки нейтронного гало были также обнаружены методом АНК в возбужденных состояниях у ядер ^{12}B (2^- и 1^-) [18, p.034312] и ^{14}C (1^- и 0^-) [125]. Во всех упомянутых выше случаях нейтрон, образующий гало, находится в $2s$ -оболочке, т.е. в состояний $1/2^+$. В работе [126] впервые было обнаружено нейтронное гало в состояний, когда валентный нейтрон находится в $1p$ -оболочке (уровень ядра ^{11}Be с энергией возбуждения 0.32 МэВ, $1/2^-$).

Первое возбужденное состояние ^{13}C (3.09 МэВ ($1/2^+$)) расположено на 1.86 МэВ ниже порога $^{13}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{C} + n$. Измерение его радиуса с помощью МДМ имеет особое значение для метода в целом, так как позволяет сравнить получаемые результаты с результатами других независимых подходов НРР и АНК.

На первом этапе, в нескольких работах А.А.Оглоблин et.al. [126, p.054601], для вычисления радиуса состояния 3.09 МэВ, были использованы литературные данные по рассеянию ионов ^3He и α -частиц при энергиях $E(^3\text{He}, \alpha) = 30, 40$ МэВ [79, с.65; 127, 128] и при энергии $E(\alpha) = 388$ МэВ [129].

Разности ($R^*_{диф.} - R^0_{диф.}$) между дифракционными радиусами уровня 3.09 МэВ и основного состояния, определенные по данным при низких энергиях, оказались равными 0.53 ± 0.12 Фм для рассеяния α -частиц и 0.40 ± 0.07 Фм для рассеяния ионов ^3He .

Дифракционный радиус уровня 3.09 МэВ ($R^*_{диф.} = 5.67 \pm 0.10$ Фм), полученный из рассеяния α -частиц с энергией 388 МэВ, также оказался значительно больше дифракционного радиуса основного состояния, что подтверждает исключительность уровня 3.09 МэВ.



Точки: □, ○ – данные по упругому рассеянию, ■, ● – по неупругому с возбуждением уровня 3.09 МэВ. Сплошные прямые — расчет на основе метода наименьших квадратов. Штриховые прямые — R_{dif} для упругого (1) и неупругого (2) с возбуждением уровня 7.65 МэВ [15, p.054603] рассеяния $\alpha + {}^{12}\text{C}$

Рисунок 37 – Дифракционные радиусы R_{dif} , полученные из данных по рассеянию: Рассеяние $\alpha + {}^{13}\text{C}$ (■, □), ${}^3\text{He} + {}^{13}\text{C}$ (●, ○) и $\alpha + {}^{12}\text{Be}$ (▲, Δ) [130]

На рисунке 37 показана энергетическая зависимость дифракционных радиусов уровня 3.09 МэВ.

Как видно, дифракционные радиусы упругого рассеяния $\alpha + {}^{13}\text{C}$ ведут себя в полном соответствии с установленной систематикой, которая была подробно рассмотрена в работе [131]. Линия, соединяющая их значения при разных энергиях, параллельна аналогичной прямой, полученной для рассеяния $\alpha + {}^{12}\text{C}$. Однако радиусы неупругого рассеяния оказываются практически постоянными, из-за чего разность ($R_{dif}^* - R_{dif}^0$) возрастает с энергией. Чтобы проверить, не является ли этот результат случайным, на рисунке 37 представлены значения радиусов из рассеяния $\alpha + {}^{12}\text{Be}$ при энергии в с.д.м. 180 МэВ. Видно, что значения и упругого радиуса, и неупругого, отвечающего возбуждению состояния 1-, у которого был также обнаружен аномально большой дифракционный радиус, легли на соответствующие зависимости ($R_{dif}^* - R_{dif}^0$) для системы $\alpha + {}^{13}\text{C}$.

Таким образом, из всего вышеизложенного можно сделать вывод, что возбужденное состояние ядра ${}^{13}\text{C}$ 3.09 МэВ ($1/2^+$) действительно имеет нейтронное гало с радиусом, лежащим в пределах 5–6 Фм.

Тем не менее, способ извлечения радиусов в рамках МДМ, используемого в данной работе [131, p.1548], возможно является, не вполне адекватной, т.к. при

высоких энергиях (≥ 100 МэВ), ядро становится слишком прозрачным. Следовательно, новые измерения, особенно при более низких энергиях, весьма желательны.

Чтобы окончательно убедиться, что предположения, сделанные в работе [14, р.1385] и предварительные результаты из работы [131, р.1548], действительно имеют место быть, нашей группой во главе с профессором Н.Буртебаевым и международными коллоборантами во главе с А.С: Демьяновой были сделаны серии экспериментов по изучению взаимодействия α – частиц на ядрах ^{13}C , при энергиях 29 и 65 МэВ, которые подробно описаны в начале этого раздела. Далее мы приводим результаты, которые были получены на этих экспериментах.

На рисунке 38 представлены измерения дифференциальных сечений возбужденного состояния 3.09 МэВ ($1/2^+$) при энергиях 29 (а) и 65 (б) МэВ с расчетами по МИВ ($L=1$) [132,133].

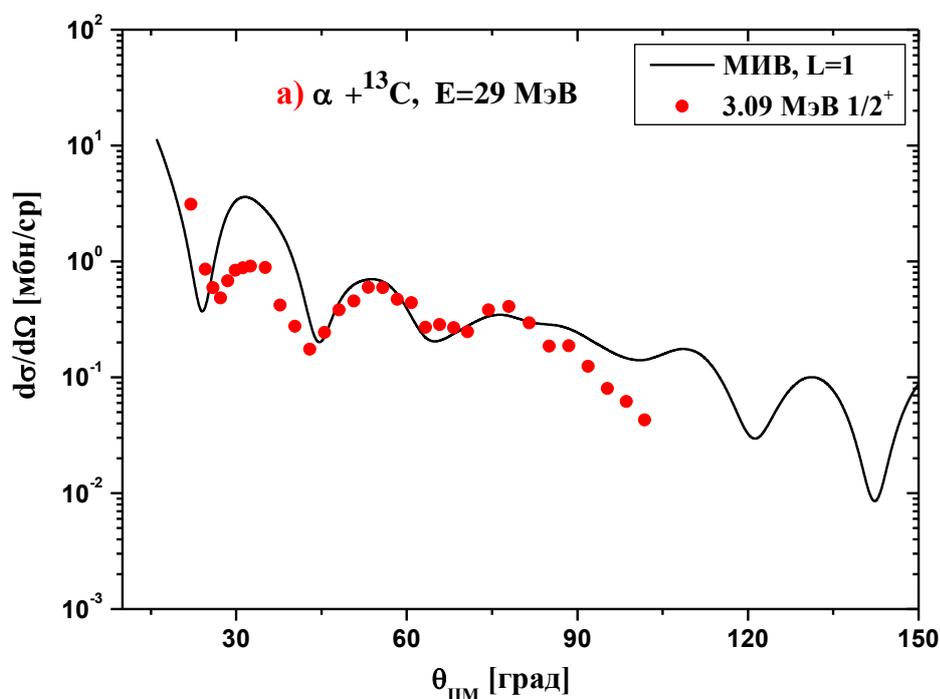


Рисунок 38 – Дифференциальные сечения неупругого рассеяния $\alpha + ^{13}\text{C}$ возбужденного состояния 3.09 МэВ ($1/2^+$) при энергиях а) $E=29$ МэВ и б) $E=65$ МэВ. Расчет по МИВ показан сплошной линией при передаче углового момента $L = 1$, лист 1

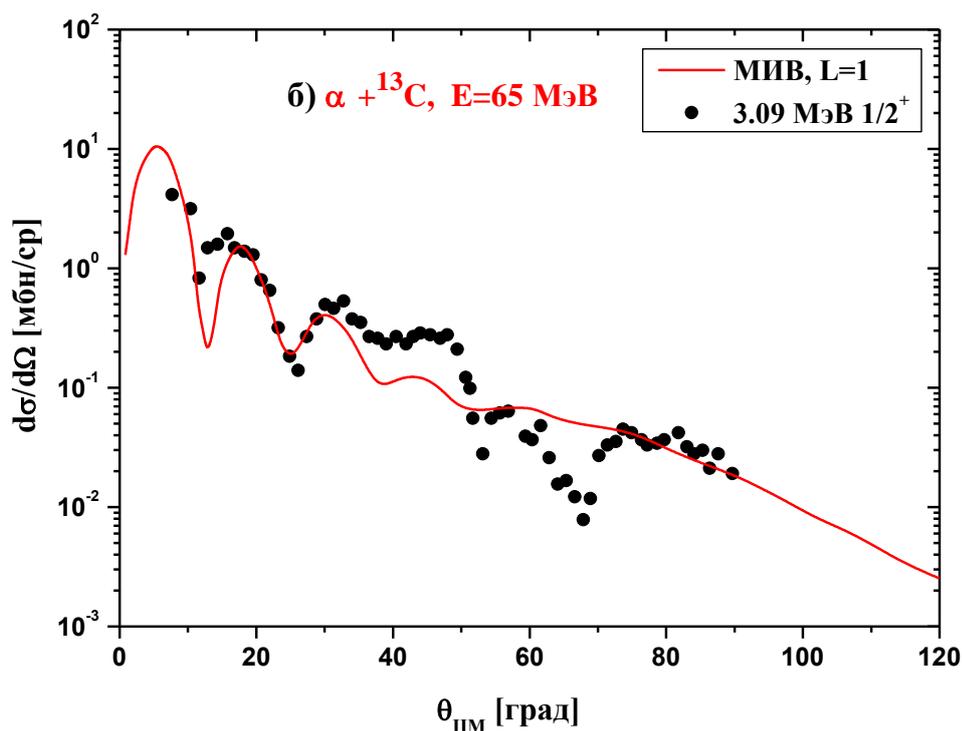


Рисунок 38, лист 2

Дифракционная структура дифференциальных сечений проанализирована в рамках МДМ. В таблице 9 приведены радиусы возбужденных состояний ядра ^{13}C при $E_\alpha=29$ и 65МэВ [134].

Таблица 9 – Дифракционные и среднеквадратичные радиусы возбужденного состояний 3.09 МэВ ($1/2^+$) ядра ^{13}C определенные по МДМ

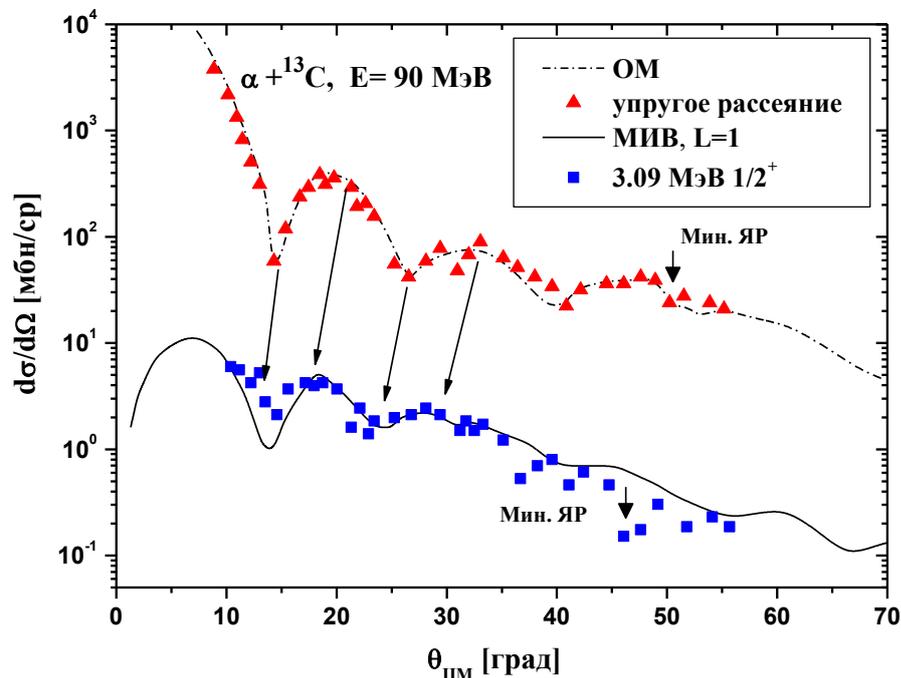
E^* , МэВ, I^π	$R_{\text{диф}}$, фм	R_{rms} , фм	E_α , МэВ
0.00, $1/2^-$	5.31 ± 0.07	2.31	65
3.09, $1/2^+$	5.75 ± 0.07	2.73 ± 0.07	29
3.09, $1/2^+$	5.96 ± 0.06	2.92 ± 0.07	65
3.09, $1/2^+$	5.89 ± 0.07	2.88 ± 0.19	90

Как видно из данной таблицы, среднеквадратичные радиусы состояния 3.09 МэВ ($1/2^+$) равны $R_{\text{rms}} = 2.73 \pm 0.07\text{ фм}$ и $R_{\text{rms}} = 2.92 \pm 0.07\text{ фм}$ при $E = 29$ и 65 МэВ , соответственно [68, p.02027; 128, с.83]. Среднеквадратичные радиусы состояния 3.09 МэВ ($1/2^+$) при данных энергиях больше среднеквадратичного радиуса основного состояния ядра ^{13}C на 0.42 ± 0.07 и $0.61 \pm 0.07\text{ фм}$, соответственно. Дополнительно, в данной таблице мы приводим совершенно новые результаты при $E(\alpha) = 90\text{ МэВ}$, которые были недавно опубликованы в работе [134, p.0401]. Полученный результат при энергии 90 МэВ $R_{\text{rms}} = 2.88 \pm 0.19$ также демонстрирует увеличение среднеквадратичного радиуса у данного состояния. На рисунке 39 приведены примеры дифференциальных сечений упругого и неупругого (3.09

МэВ ($1/2^+$) рассеяния $\alpha + {}^{13}\text{C}$ при энергии $E(\alpha) = 90$ МэВ, с расчетами по МИВ ($L=1$).

Согласно правилам Блера [69, р.15], угловые распределения упругого и неупругого с возбуждением состояния $1/2^+$ рассеяния должны совпадать по фазе. Однако, как видно из рисунка наблюдается четкий систематический сдвиг минимумов и максимумов сечения неупругого рассеяния в сторону меньших углов по сравнению с кривой упругого рассеяния. Такой характер сдвига, также является индикатором возрастания дифракционного радиуса состояния 3.09 МэВ ($1/2^+$).

Сравнивая эти результаты с данными полученными из АНК [18, р.034312], мы можем сделать вывод что они находятся в согласии с друг другом.



Результаты расчетов оптической модели показаны пунктирной кривой. Сплошная линия соответствует расчетам по МИВ ($L=1$). Позиции радужных минимумов обозначены вертикальными стрелками

Рисунок 39 – Дифференциальные сечения $\alpha+{}^{13}\text{C}$ упругого и неупругого (3.09 МэВ $1/2^+$) рассеяния при $E(\alpha)=90$ МэВ.

Таким образом подводя итог в данному разделу, опираясь на полученные результаты, мы можем заключить, что нейтрон гало действительно существует в первом возбужденном состоянии 3.09 МэВ ($1/2^+$) ядра ${}^{13}\text{C}$, которое определено с помощью двух независимых и взаимодополняющих друг друга методов [15, р.054603; 16, р.041602].

Обнаружение гало в ядрах, не только расположенных у границ стабильности, но и вдали от них; не только в основных состояниях, но и в

возбужденных лежащих как под порогом, так и над ним; установленные факты вращения состояний с гало – все это значительно расширяет сложившиеся представления о ядерной экзотике. Более того, эти наблюдения во многом стирают границы между обычными и так называемыми «экзотическими» ядрами.

5.5.2 Аналоги состояния Хойла

Вопрос о существовании состояний с аномально большими размерами еще больше обострился в конце 90-х гг., когда были предложены новые теоретические подходы к исследованию кластеризации нуклонов в ядрах. Ряд расчетов показывал, что могут существовать альфа-кластерные уровни с размерами, заметно большими, чем у основных состояний. Особую роль в этой проблеме играет знаменитое состояние 0^+_2 (7.65 МэВ) ядра ^{12}C , предсказанное Хойлом [135] и обычно называемое его именем. Интерес к состоянию Хойла выходит далеко за пределы собственно ядерной физики в связи с его исключительной ролью в нуклеосинтезе. Для теоретического описания состояния Хойла был предложен ряд альфа-кластерных моделей, предсказавших широкий набор R_{rms}^{Hoyle} от практически совпадающего с радиусом основного состояния (2.34 фм) до превышающего его почти в 2 раза. Предсказания некоторых из этих расчетов приведены в таблице 10. Все они за одним исключением дают значительное увеличение радиуса, которое в некоторых случаях находится в хорошем согласии с экспериментом (2.9 фм).

Таблица 10 – Среднеквадратичные радиусы ядра ^{12}C в состояний Хойла, предсказанные в различных теоретических работах

[63, p.456]	[64, p.032401]	[118, p.29]	[136]	[137]	[138]	[139]	[140]	[141]
3.47	3.38	3.27	4.31	3.83	3.53	3.22	2.9	2.4

Таким образом, состояние Хойла, безусловно, является изомером размеров, и измерение R_{Hoyle} может быть важным инструментом для выбора между различными теоретическими моделями. Альфа-кластерная структура состояния Хойла (в виде цепочки из трех альфа-частиц) была предложена в первой же теоретической работе [142] и продолжает интенсивно обсуждаться до сих пор. Эти вопросы находятся за пределами целей данной диссертационной работы.

Обнаружение у состояния Хойла необычных свойств, особенно аномально больших размеров, инициировало вопрос о возможном существовании аналогов этого альфа-кластерного состояния и в соседних ядрах ^{13}C и ^{11}B , которые отличаются от ядра ^{12}C , добавлением нейтрона или удалением протона соответственно. Были высказаны предположения, что состояния 8.86 МэВ ($1/2^-$) ядра ^{13}C [129, p.2071] и 8.56 МэВ ($3/2^-$) ядра ^{11}B [123, p.024302], не воспроизводимые оболочечной моделью, могут оказаться такими аналогами.

На рисунке 40 приведены кластерные состояния ядер ^{11}B , ^{12}C и ^{13}C с интересующим нас уровнем.

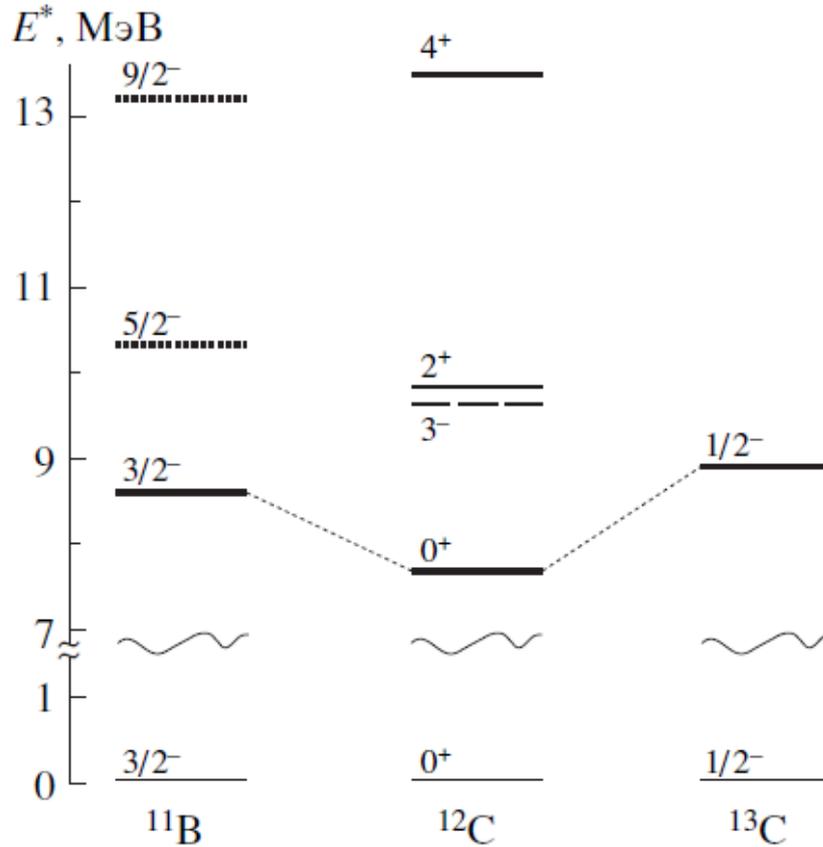


Рисунок 40 – Кластерные состояния ^{11}B , ^{12}C и ^{13}C с аномально большими радиусами R_{rms} . Точечными линиями соединены состояние Хойла и его аналоги

Радиус ядра ^{13}C в указанном состояний в рамках МДМ были измерены в наших экспериментах по неупругому рассеянию альфа-частиц при энергиях 29, 65 [143] и 90 МэВ [68, p.02027; 132, с.83]. Величины радиусов при разных энергиях приведены в таблице 11. Также в данной таблице показаны последние результаты полученные при энергии $E(\alpha) = 90$ МэВ [134, p.0401]. Они оказались близкими к величине R_{rms}^{Hoyle} и находятся в разумном согласии с предсказаниями кластерных теорий.

Таблица 11 – Среднеквадратичные радиусы возбужденного состояния 8.86 МэВ ($1/2^-$) ядра ^{13}C , полученные в рамках МДМ в сравнении с состоянием 0^+ ядра ^{12}C [15, p.054603]

E^* , МэВ, I^π	R_{diff} , фм	R_{rms} , фм	E_α , МэВ
7.65, 0^+ (^{12}C)	5.71 ± 0.04	2.89 ± 0.04	
8.86, $1/2^-$	5.64 ± 0.09	2.67 ± 0.06	29
8.86, $1/2^-$	5.66 ± 0.10	2.68 ± 0.10	65
8.86, $1/2^-$	5.61 ± 0.16	2.63 ± 0.16	90

Среднеквадратичные радиусы состояния $8.86 \text{ МэВ } (1/2^-)$ при разных энергиях (29, 65 и 90 МэВ) налетающей α – частицы составили: 2.67 ± 0.06 , 2.68 ± 0.10 [68, p.02027] и 2.63 ± 0.16 фм соответственно. Полученные результаты почти аналогичные между собой в пределах ошибки. Вычисленные радиусы немного меньше, чем радиус состояния Хойла $7.65 \text{ МэВ } (0^+_2)$ $R_{\text{rms}} = 2.89 \pm 0.04$ фм [15, p.054603]. Этот результат находится в согласии с предыдущими оценками сделанной в работе [131, p.1548] из анализа литературных данных.

На рисунке 41 представлены измерения дифференциальных сечений возбужденного состояния $8.86 \text{ МэВ } (1/2^-)$ при энергиях 29 (а) и 65 (б) МэВ соответственно, с расчетами по МИВ [68, p.02027; 132, с.83]. Такая дифракционная картина соответствует передаче импульса с угловым моментом $L=0$.

На рисунке 42 показаны угловые распределения этого уровня в сравнении с состоянием Хойла $7.65 \text{ МэВ } (0^+_2)$ при той же энергии. Как видно, ход поведения сечения очень похожи друг на друга. Дополнительно, были идентифицированы минимумы радуги (Эйри) в этих состояниях.

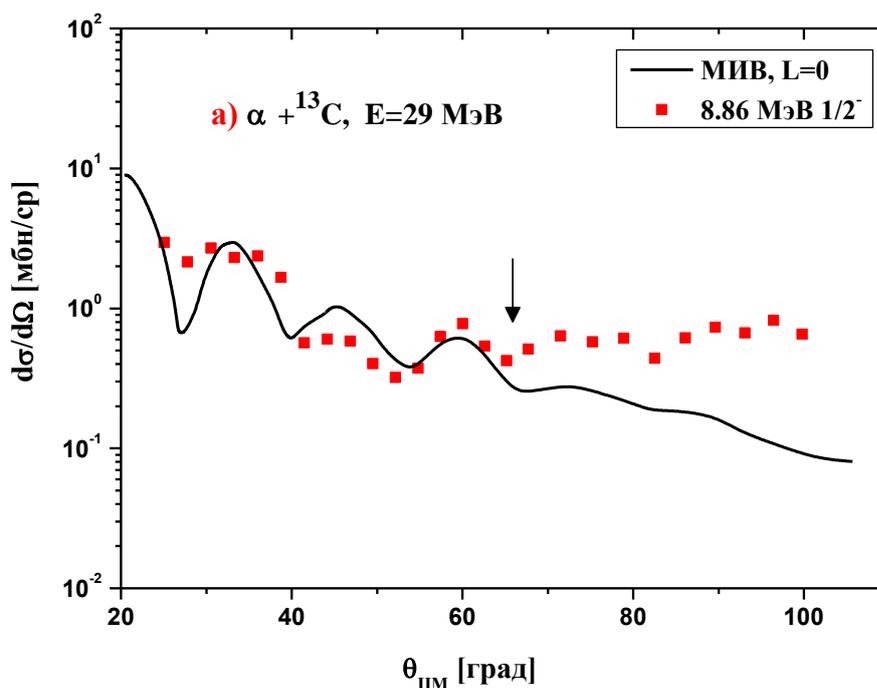


Рисунок 41 – Дифференциальные сечения неупругого рассеяния $\alpha + ^{13}\text{C}$ возбужденного состояния $8.86 \text{ МэВ } (1/2^-)$ при энергиях а) $E=29 \text{ МэВ}$ и б) $E=65 \text{ МэВ}$ с расчетами по МИВ (сплошная красная линия), лист 1

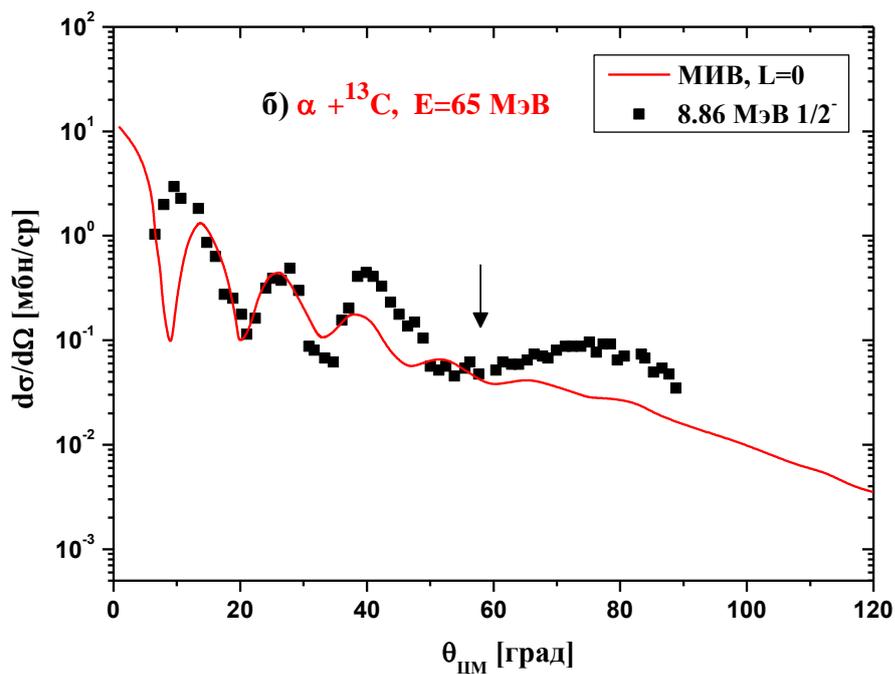


Рисунок 41, лист 2

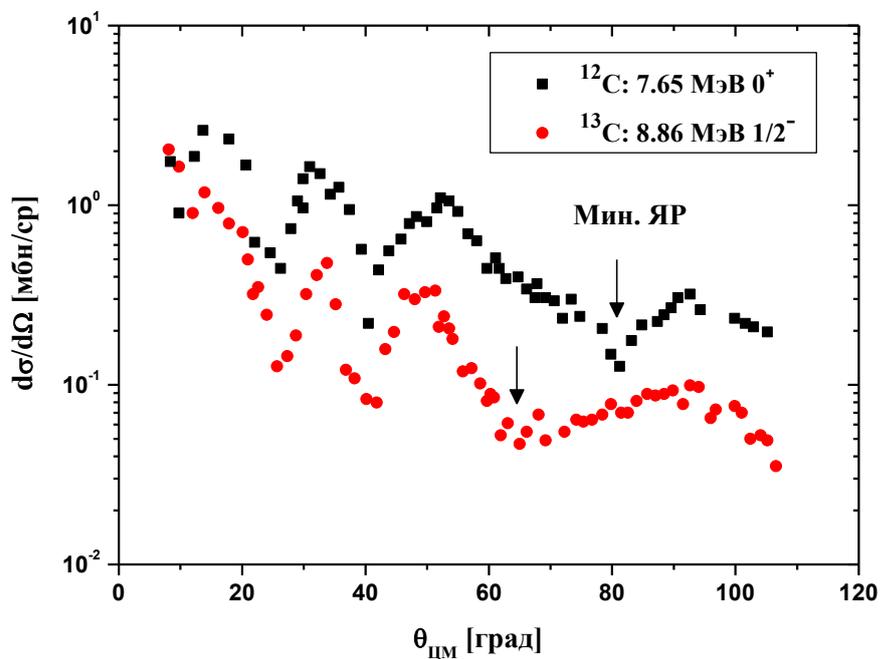


Рисунок 42 – Сравнение дифференциальных сечений возбужденных состояний 8.86 МэВ ($1/2^-$) в ядре ${}^{13}\text{C}$ (красные точки) и состояния (Хойла) 7.65 МэВ (0^+) в ядре ${}^{12}\text{C}$ (черные точки). Позиции минимумов радуги обозначены стрелками

Для состояния 8.86 МэВ ($1/2^-$) минимум радуги (Эйри) в сравнении с состоянием Хойла 7.65 МэВ (0^+_2) расположен под меньшим углом. Наблюдаемые сдвиги позиций минимумов Эйри с больших углов при неупругих рассеяниях, по отношению к упругому рассеянию указывают на увеличение радиуса в этом возбужденном состоянии.

На рисунке 43 представлены результаты дифференциального сечения неупругого рассеяния $\alpha + {}^{13}\text{C}$ возбужденного состояния 8.86 МэВ ($1/2^-$) при энергии 90 МэВ [134, р.0401] в зависимости от передачи импульса q . Теоретический расчет выполнен в рамках МИВ с $L=0$.

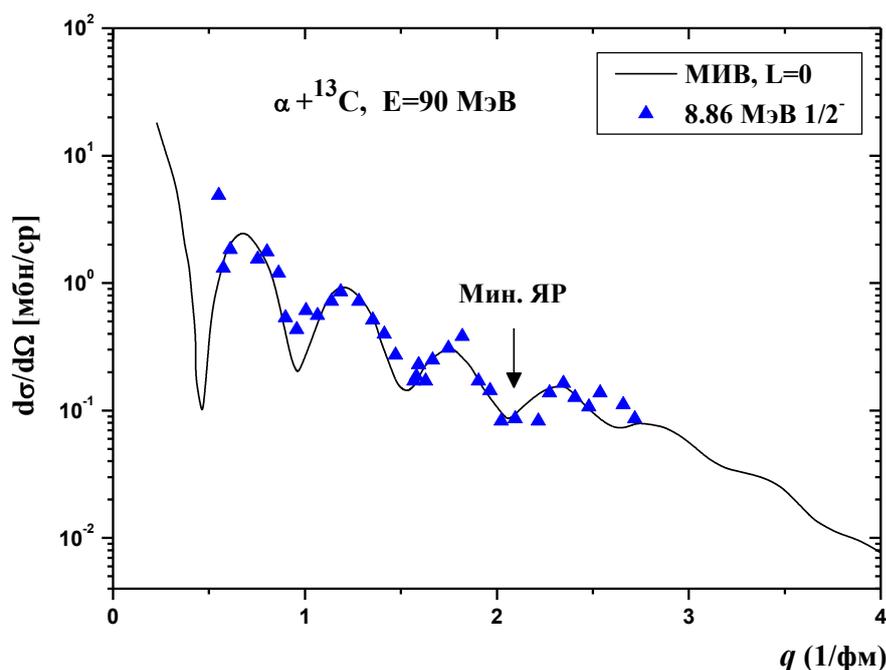


Рисунок 43 – Дифференциальные сечения неупругого рассеяния $\alpha + {}^{13}\text{C}$ возбужденного состояния 8.86 МэВ ($1/2^-$) при энергии 90 МэВ в зависимости от передачи импульса q . Позиция радужного минимума обозначена стрелкой

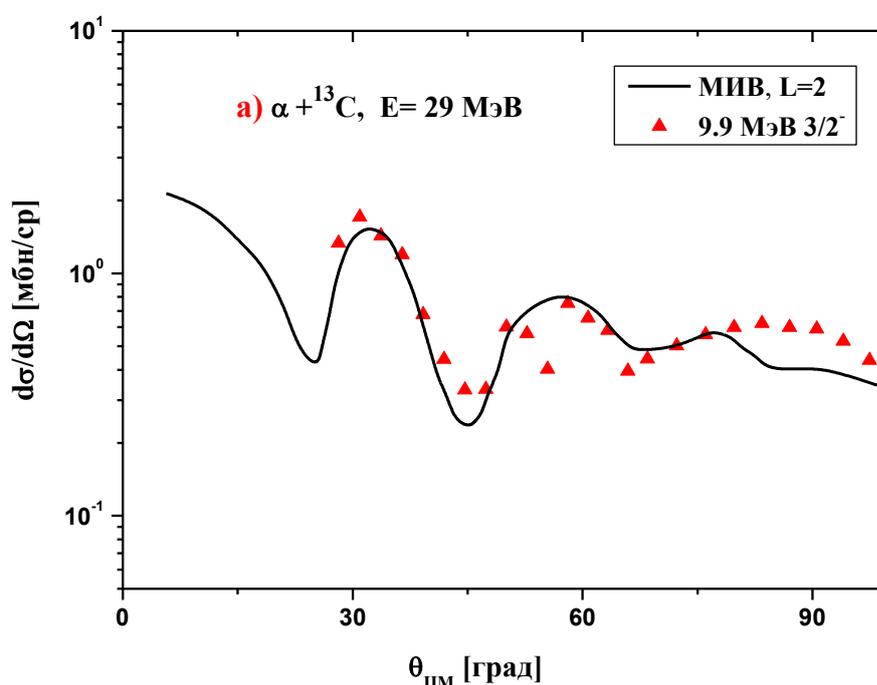
Подводя итог, можно сказать, что схожесть среднеквадратичных радиусов состояния 8.86 МэВ ($1/2^-$) и состояние Хойла 7.65 МэВ и наблюдаемый сдвиг позиций минимумов Эйри в ядрах ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{13}\text{C}$ сделанный на основе анализа в рамках МДМ подтверждает вывод: полученные результаты ясно показывают, что состояние 8.86 МэВ ($1/2^-$) и состояние Хойла 7.65 МэВ (0^+_2) имеют много общего и, с определенной уверенностью, эти уровни можно было бы назвать аналогами друг друга.

С другой стороны, состояние Хойла 7.65 МэВ (0^+_2) является вершиной вращательной полосы [65, р.044609] и нет указаний на существование аналогичных полос в диапазоне состояния 8.86 МэВ ($1/2^-$). Это различие может отражать важную разницу в структуре обоих состояний.

5.5.3 Сверхкомпактное состояние

Ядро ^{13}C , кажется, уникальным в том смысле, что в его спектре сосуществуют несколько различных структур. Помимо обычных уровней оболочечной модели, есть две «разбавленные» состояния различных типов: один из них содержит нейтронного гало ($3.09\text{ МэВ } (1/2^+)$), а другой является аналогом состояния Хойла ($8.86\text{ МэВ } (1/2^-)$).

Нельзя исключать, что могут существовать структуры, даже более «экзотические». Дифракционный радиус возбужденного состояния $9.90\text{ МэВ } (3/2^-)$, полученный в работе [144] из анализа неупругого рассеяния $\alpha + ^{13}\text{C}$ при энергии 65 МэВ в рамках МДМ оказался меньше, чем радиус у основного состояния ($2.02 \pm 0.12\text{ фм}$ и 2.3 фм соответственно).



Сплошные кривые – расчеты по ОМ и МДМ соответственно

Рисунок 44 – Дифференциальные сечения неупругого рассеяния $\alpha + ^{13}\text{C}$ с образованием уровня 9.9 МэВ при энергиях α – частиц 29 (а) и 65 (б) МэВ соответственно. В случае при 65 МэВ дополнительно приведено упругое рассеяние, лист 1

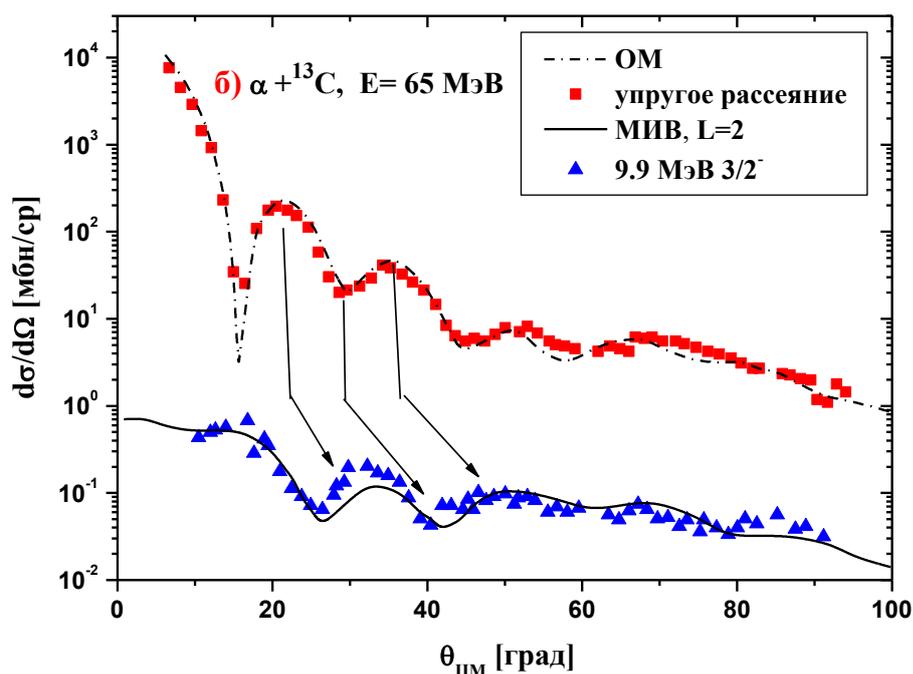


Рисунок 44, лист 2

На рисунке 44 представлены дифференциальные сечения неупругого рассеяния $\alpha + {}^{13}\text{C}$ с образованием уровня 9.9 МэВ ($3/2^-$) при энергиях 29 (а) и 65 (б) МэВ.

Из рисунка 44 (б) видно, что фазовые соотношения дифракционной модели [69, р.15] выполняются неточно. Наблюдаемые сдвиги положений экстремумов указывают на меньшие дифракционные радиусы неупругого рассеяния по сравнению с упругим. Конкретные значения дифракционных радиусов определялись для каждого экстремума при углах, меньших 50° . В таблице 12 приводятся значения дифракционных и среднеквадратичных радиусов, полученные с помощью МДМ при энергиях альфа-частиц 29, 65 и 90 МэВ [68, р.02027; 132, с.83; 134, р.0401; 144, с.229].

Таблица 12 - Среднеквадратичные радиусы возбужденного состояния 9.9 МэВ ($3/2^-$) ядра ${}^{13}\text{C}$, полученные в рамках МДМ

E^* , МэВ, I^π	$R_{\text{диф}}$, фм	R_{rms} , фм	E_α , МэВ
0.00, $1/2^-$	5.31 ± 0.07	2.31	65
9.9, $3/2^-$	4.99 ± 0.07	1.97 ± 0.07	29
9.9, $3/2^-$	5.00 ± 0.12	2.02 ± 0.14	65
9.9, $3/2^-$	4.80 ± 0.20	1.76 ± 0.23	90

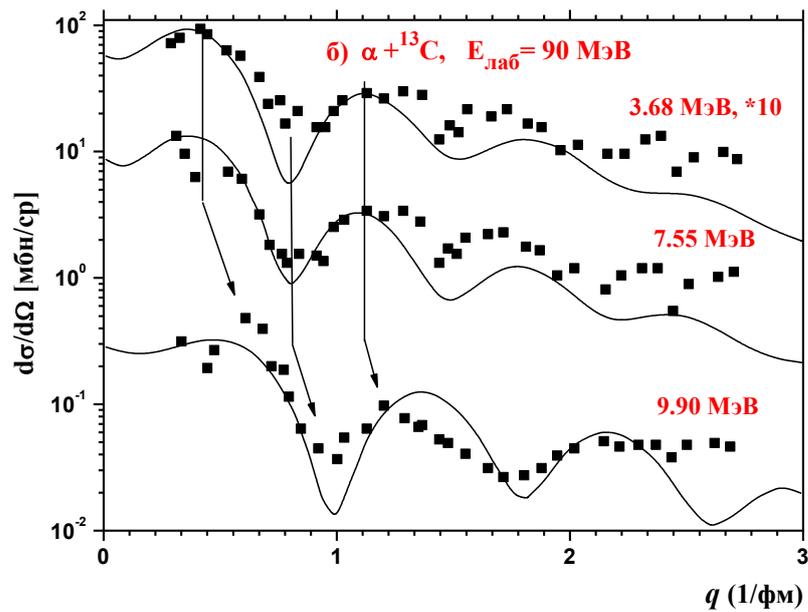
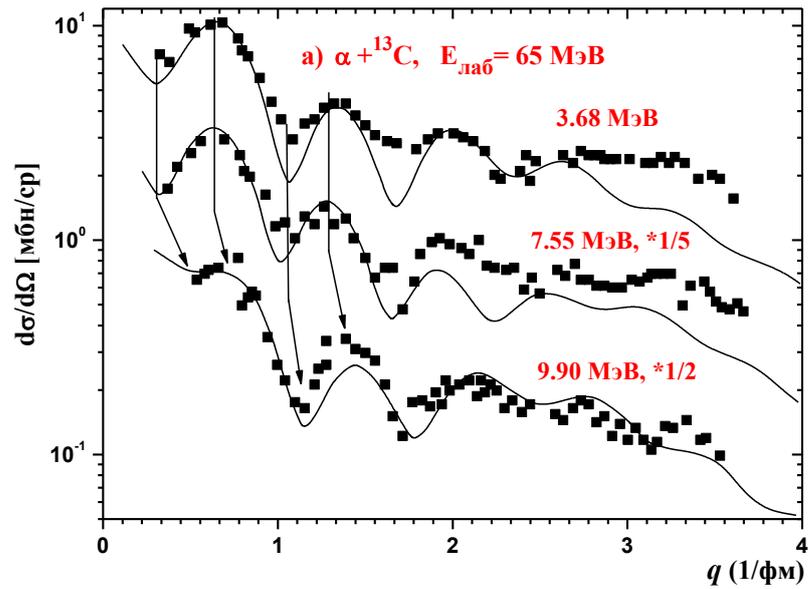


Рисунок 45 – Дифференциальные сечения в $\alpha + {}^{13}\text{C}$ при $L = 2$ при энергиях 65(а) и 90(б) МэВ. Вертикальные линии, проведенные через дифракционные минимумы и максимумы сечений возбужденных состояний 3.68 и 7.5 МэВ. Стрелки обозначают позиции крайних угловых распределений, связанных с формированием состояния 9.90 МэВ ($3/2^-$)

Аномально малая величина радиуса уровня 9.90 МэВ следует также из сравнения дифракционных сечений неупругого рассеяния с образованием других состояний ядра ${}^{13}\text{C}$ с таким же переданным моментом $L = 2$ и близкими

энергиями возбуждения. На рисунке 45 при энергиях 65 и 90 МэВ они показаны в зависимости от переданного импульса. В случае одинаковых дифракционных радиусов положения экстремумов должны совпадать. Уменьшенному радиусу соответствует сдвиг в сторону больших значений переданных импульсов, что и наблюдается для уровня 9.90 МэВ. Таким образом, полученные данные указывают на возможный аномально малый радиус ядра ^{13}C в состояний 9.90 МэВ, т.е. на возрастание средней плотности последнего.

Некоторые расчеты на решетках [141, p.192501] допускают существование в ядре ^{12}C подобных более компактных по сравнению с обычными альфа-частичных состояний. Тем не менее полученный результат является неожиданным, т.к. до настоящего времени подобные “уплотненные” возбужденные состояния в ядрах не наблюдались.

Выводы по пятому разделу

При энергиях 29, 50.5 и 65 МэВ исследовано упругое и неупругое рассеяние α - частиц на ядрах ^{13}C . Дифференциальные сечения проанализированы в рамках ОМ и ФМ. В ОМ был использован потенциал в вудс-саксоновской параметризации, с поверхностным поглощением. Параметры потенциалов находились феноменологический из подгонки расчетных сечений к экспериментальным данным.

В рамках ФМ вещественная часть ОП представлял собой фолдинг потенциал (ФП). Мнимая часть потенциала бралась в форме потенциала Вудса-Саксона. С фиксированными значениями параметров мнимой части находилось наилучшее описание экспериментальных угловых распределений. В этом случае, подгонка экспериментальных данных к теоретическим расчетам проводилась варьированием единственного свободного параметра - нормировочный коэффициента N_r вещественной части. В результате, полученные нормировочные коэффициенты N_r лежат в диапазоне 0.96 - 0.98.

В целом из анализа экспериментальных данных в широком интервале энергий по оптической модели ядра и фолдинг модели, найдены оптимальные, физически разумные значения параметров оптических и фолдинг потенциалов.

Адекватность набора оптического и фолдинг потенциалов апробируются на соответствующих данных по неупругому рассеянию α -частиц на ядрах ^{13}C . Анализ дифференциальных сечений неупругого рассеяния в этом случае выполнялись в рамках метода связанных каналов с двумя разными потенциалами: Вудс-Саксон и двойной фолдинг. Впервые определены параметры деформации ядра ^{13}C для возбужденных состояний 3.68 МэВ ($3/2^-$), 6.86 МэВ ($5/2^+$) и 7.5 МэВ ($5/2^-$) ядра ^{13}C при энергиях $E(\alpha) = 29$ и 50.5 МэВ.

Установлено, что в измеренных угловых распределениях упругого рассеяния при взаимодействии α – частиц с ядрами ^{13}C проявляются эффекты ЯР. Они выражаются в том, что дифракционная структура на малых углах ($\theta < 70^\circ$) сменяется широким максимумом, за которым следует экспоненциальный спад.

Представлены результаты расчетов радиусов «экзотических» состояний 3.09 МэВ ($1/2^+$), 8.86 МэВ ($1/2^-$) и 9.9 МэВ ($3/2^-$) ядра ^{13}C рамках МДМ, которые

находятся в согласии с расчетами в рамках других моделей. Анализ данных по МДМ позволил обнаружить два класса возбужденных состояний (галообразных – 3.09 МэВ ($1/2^+$) и кластерных – 8.86 МэВ ($1/2^-$)), имеющих аномально большие размеры. Кроме того, получены примеры «суперкомпактных» состояний ядра ^{13}C (9.9 МэВ ($3/2^-$)).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной диссертационной работе представлены результаты исследования взаимодействия легких заряженных частиц, в частности упругое и неупругое рассеяние ионов ^3He и α – частиц на ядрах ^{13}C .

Впервые измерены экспериментальные угловые распределения упругого и неупругого рассеяния α -частиц на ядрах ^{13}C на выведенных пучках изохронного циклотрона У-150М ИЯФ при энергиях $E(\alpha) = 29$ и 50.5 МэВ и циклотрона К-130 Университета Ювяскюля при энергии $E(\alpha) = 65$ МэВ в угловом диапазоне 10^0 - 170^0 .

Из анализа экспериментальных данных в широком интервале энергий по оптической модели ядра и фолдинг модели, найдены оптимальные, физически обоснованные значения параметров оптического и фолдинг потенциалов взаимодействия для упругого рассеяния ионов ^3He и α -частиц на ядрах ^{13}C . Подгонка расчетных сечений к экспериментальным данным производилась в области передних углов ($< 80^0$), где потенциальное рассеяние доминирует. Показано, что фолдинг потенциалы и потенциалы, вычисленные в рамках оптической модели, коррелируют между собой и дают схожее и хорошее описание экспериментов.

В сечениях упругого рассеяния ионов ^3He (при энергиях в диапазоне $39.6 - 72$ МэВ) и α -частиц (при энергиях $48.7 - 65$ МэВ) дифракция на передних углах сменяется широким максимумом с последующим экспоненциальным уменьшением, которое характерно для феномена ядерной радуги. С помощью определения явления ядерной радуги и вычисления объемных интегралов в системах $^3\text{He}+^{13}\text{C}$ и $\alpha+^{13}\text{C}$ удалось локализовать и устранить неоднозначности в параметрах оптического потенциала.

Адекватность различных оптических и фолдинг потенциалов апробируются на соответствующих данных по неупругому рассеянию α -частиц на ядрах ^{13}C . Анализ дифференциальных сечений неупругого рассеяния в данном случае выполнен в рамках метода связанных каналов. Учет влияния связи каналов позволил улучшить согласие расчетных дифференциальных сечений с экспериментальными данными. Впервые определены параметры деформации ядра ^{13}C для возбужденных состояний 3.68 МэВ ($3/2^-$), 6.86 МэВ ($5/2^+$) и 7.5 МэВ ($5/2^-$) ядра ^{13}C при энергиях $E(\alpha) = 29$ и 50.5 МэВ.

Методы измерения радиусов ядер в короткоживущих состояниях (МДМ, НРР и метод АНК) позволили обнаружить два класса возбужденных состояний (галообразных и кластерных), имеющих аномально большие размеры.

В рамках МДМ впервые определены дифракционные и среднеквадратичные радиусы возбужденных «экзотических» состояний 3.09 МэВ ($1/2^+$), 8.86 МэВ ($1/2^-$) и 9.9 МэВ ($3/2^-$) ядра ^{13}C , которые показали уникальность ядра ^{13}C , тем что в его спектре сосуществуют несколько различных структур. Анализ данных по МДМ позволил обнаружить помимо обычных уровней оболочечной модели, два «разбавленных» состояния различных типов: один из них содержит нейтронного гало (3.09 МэВ ($1/2^+$)), а другой является аналогом состояния Хойла (8.86 МэВ ($1/2^-$)). Новизна результата состоит в том, что состояния с гало были обнаружены

у стабильных ядер, и в экспериментах с пучками не радиоактивных, а нормальных ядер. Кроме того, в структуре ядра ^{13}C обнаружено еще одно явление - «суперкомпактный» размер. Возбужденное состояние 9.9 МэВ ($3/2^-$) имеет радиус меньше, чем основное состояние ядра ^{13}C . До настоящего времени подобные «уплотненные» возбужденные состояния в ядрах пока не наблюдались.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- 1 Hodgson P.E. The Nuclear optical model // Reports on Progress in Physics. - 1971. - Vol. 34. – P.765-819.
- 2 Бактыбаев К.Б., Дуйсебаев А.Д., Кабулов А.Б. Корреляция параметров оптического потенциала α -частицы // Известия АН КазССР, серия физ.-мат. - 1974. - Т.6. - С.68-78.
- 3 Бережной Ю.А., Кузниченко А. В., Онищенко Г.М., Пилипенко В. В. Радужное рассеяние в ядерных столкновениях // ЭЧАЯ. - 1987. - Т.18, Вып.2. - С.289-322.
- 4 McVoy K.W., Satchler G.R. Nuclear rainbows and heavy-ion scattering // Nuclear Physics A. - 1984. - Vol. 417. - P.157-173.
- 5 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 // Physics of Atomic Nuclei. – 2000. - Vol. 63, №4. - P.562-569.
- 6 Бактыбаев М.К. Упругие квазиупругие α и d - процессы на ядрах ^{10}B и ^{11}B при энергиях 10 -12 МэВ/нуклон: дис. ... канд. физ.-мат. наук, -Алматы, - 2004. - 92 с.
- 7 Оглоблин А.А., Сакута С.Б. Спектроскопия высоковозбужденных ядер в квазиупругих процессах с ионами лития // Современные методы ядерной спектроскопии. - Л.:Наука, 1988. -63 с.
- 8 Гареев Ф.А., Ершов С.Н., Оглоблин А.А., Сакута С.Б. Реакции перезарядки с ионами лития и их применение для изучения структуры ядер // ЭЧАЯ. - 1989. - Т. 20, вып.6. - С.1293-1340.
- 9 von Oertzen W., Freer M. and Kanada-Enyo Y. Nuclear clusters and nuclear molecules // Physics Reports. - 2006. – Vol. 432. - P.43.
- 10 Tohsaki A. Horiuchi H. Schuck P. and Röpke G. Alpha Cluster Condensation in ^{12}C and ^{16}O // Physical Review Letters. - 2001. - Vol. 87. - P.192501.
- 11 Schuck P., Funaki Y., Horiuchi H., Ropke G., Tohsaki A., Yamada T. Alpha-particle condensation in nuclei // Nuclear Physics A. - 2004. -Vol. 738. - P. 94-100.
- 12 Hahn B., Ravenhall D.G., and Hofstadter R. High energy electron scattering and the charge distributions of selected nuclei // Physical Review - 1956. -Vol. 101, №3. -P.1131-1142.
- 13 Milin M. and von Oertzen W. Search for molecular bands in ^{13}C // European Physical Journal A. - 2002. -Vol. 14. - P.295-307.
- 14 Otsuka T., Fukunishi N. and Sagawa H. Structure of Exotic Neutron-Rich Nuclei // Physical Review Letters. - 1993. - Vol. 70. - P.1385.
- 15 Danilov A.N., Belyaeva T.L., Demyanova A.S., Goncharov S.A. and Ogloblin A.A. Determination of nuclear radii for unstable states in ^{12}C with diffraction inelastic scattering // Physical Review C. - 2009. – Vol. 80. - P.054603.
- 16 Ohkubo S. and Nirabayashi Y. Bose-Einstein condensation of α particles and Airy structure in nuclear rainbow scattering // Physical Review C. - 2004. - Vol. 70. - P.041602(R).

- 17 Demyanova A.S., Ogloblin A.A., Goncharov S.A. and Belyaeva T. L. Study of "condensate" states in ^{12}C and ^{16}O by inelastic scattering // *International Journal of Modern Physics E*. - 2008. -Vol. 17. - P.2118.
- 18 Liu Z.H. et. al. Asymptotic normalization coefficients and neutron halo of the excited states in ^{12}B and ^{13}C // *Physical Review C*. - 2001. -Vol. 64. - P.034312.
- 19 Артемов К.П., Голдберг В.З., Рудаков В.П., Сериков И.Н. Упругое рассеяние ^3He на большие углы // *Ядерная физика*. - 1971. - Т.13. - С.268-276.
- 20 Drumm P.V. et. al. Study of ^{14}N by one-nucleon transfer reactions induced with polarised ^3He // *Nuclear Physics A*. - 1986. -Vol. 448. - P.93-109.
- 21 Thiamova G. et. al. Inelastic scattering of ^3He and protons on ^{13}C // *Nuclear Physics A*. - 2002. -Vol. 697. - P.25–43.
- 22 Demyanova A.S. et.al. Rainbows in Nuclear Reactions and the Optical Potential // *Physica Scripta*. -1990. Vol. 32. - P.89.
- 23 Goldberg D.A. and Smith S.M. Criteria for the Elimination of Discrete Ambiguities in Nuclear Optical Potentials // *Physical Review Letters*. – 1972. - Vol. 29, №8. - P.500-504.
- 24 Goldberg D.A. and Smith S.M., Burdzik G.F. Refractive behavior in intermediate-energy alpha scattering // *Physical Review C*. – 1974. – Vol. 10. - P.1362.
- 25 Goldberg D.A., Smith S.M., Pugh H.G. et.al. Scattering of 139-MeV alpha particles by ^{58}Ni and ^{208}Pb // *Physical Review C*. – 1973. -Vol. 7. - P.1938- 1950.
- 26 Дао Тиен Кхоа, Князьков О.М. Обменные эффекты в ядро-ядерных потенциалах и ядерное радужное рассеяние // *ЭЧАЯ*. - 1990. - Т.21, Вып. 6. - С.1456-1498.
- 27 Демьянова А.С., Оглоблин А.А. Глубокий квазиупругий механизм ядерных реакций // *Изв. РАН, Сер.физ.* - 1996. - Т.60, №1. - С.6-27.
- 28 Kuznetsov V.I., Ovsyannikova P.E. and Chernov I.P. Elastic Scattering of 26.6 MeV α -Particles by Light Nuclei // *Nuclear Physics*. - 1972. -Vol. 15. - P.673.
- 29 Artemov S.V., Kim G. And Radyuk G.A. Anomalies in backward scattering of α -particles from $^{12,13}\text{C}$ nuclei // *Bulletin of Russian Academy of Sciences. - Physics*. - 2001. -Vol. 65. - P.1716.
- 30 Abele H. et. al. Measurement and folding-potential analysis of the elastic α -scattering on light nuclei // *Atomic nuclei*. - 1987. -Vol. 326. - P.373-381.
- 31 Мынбаев Н.А. и др. Функции возбуждения упругого резонансного рассеяния $^{13}\text{C} + ^4\text{He}$, полученные методом толстой мишени в инверсной кинематике // *ЖЭТФ*. - 2014. - Т. 146, вып.4. - С. 754-758.
- 32 Artemov K., Belyanin O. P., Vetoshkin A. L., Wolski R., Golovkov M. S., Goldberg V. Z., Madeja M., Pankratov V.V., Serikov I.N., Timofeev V.A., Shadrin V. N. and Szmider J. Alpha-Cluster Structure of ^{28}Si // *Soviet Journal of Nuclear Physics*. - 1990. -Vol. 52. - P.406.
- 33 Satchler G.R. Introduction to Nuclear Reactions. // Oxford Univ. Press. - 1990, -P. 35.
- 34 Thompson I.J. and Nunes F.M. Nuclear Reactions for AstroPhysicalics: Principles, Calculation and Applications of Low-Energy Reactions. // Cambridge Univ. Press. - 2009, - P. 115.

- 35 Poling J.E., Norbeck E., Carlson R.R. Elastic scattering of lithium by ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{13}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, and ${}^{28}\text{Si}$ from 4 to 63 MeV // *Physical Review C*. - 1976. -Vol. 13. - P. 648-660.
- 36 Brueckner K.A. Nuclear saturation and two-body forces. II. Tensor forces // *Physical Review*. - 1954. -Vol. 96, №2. - P. 508-516.
- 37 Bethe H.A. Nuclear Many-Body Problem // *Physical Review*. - 1956. -Vol.103, №5. - P.1353-1390.
- 38 Feshbach H. Unified theory of nuclear reactions. I // *Annals of Physics*. - 1958. -Vol. 15. - P.357-390.
- 39 Feshbach H. Unified theory of nuclear reactions. II // *Annals of Physics*. - 1962. -Vol. 19. - P.287-313.
- 40 Родионова Е.Е. Квазиклассическое и квантовое описание рассеяния ионов ${}^{16}\text{O}$ на ядрах ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$ в широком диапазоне энергий: дис. ... канд. физ.-мат. наук, - Санкт-Петербург, - 2008. -66 с.
- 41 Igo G. Optical-Model Analysis of Excitation Function Data and Theoretical Reaction Cross Sections for Alpha Particles // *Physical Review*. - 1959. -Vol. 115. - P.1665.
- 42 McFadden L., Satchler G. R. Optical-model analysis of the scattering of 24.7 MeV alpha particles // *Nuclear Physics*. - 1966. -Vol. 84. - P.177.
- 43 Mohr P. α -nucleus potentials for the neutron-deficient p nuclei // *Physical Review C*. - 2000. -Vol. 61. -P.045802.
- 44 Brown G.E. and Rho M. The giant Gamow-Teller resonance // *Nuclear Physics A*. - 1981. -Vol. 372. -P.397.
- 45 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.
- 46 Ring P., Schuck P. The nuclear many body problem // Springer. -2004, -P. 85.
- 47 Rowe D.J. Nuclear collective motion: models and theory // Methuen. -1970, - P. 49.
- 48 Skyrme T. H. R. The effective nuclear potential // *Nuclear Physics*. - 1959. - Vol. 9, №4. - P.615-634.
- 49 Yukawa H. On the interaction of elementary particles // *Proceedings of the Physico - Mathematical Society of Japan*. - 1935. - Vol. 17. - P.48.
- 50 Khoa D T., von Oertzen W. and 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.
- 51 Satchler G.R. and Love W.G. Folding model potentials from realistic interactions for heavy-ion scattering // *Physics Reports*. - 1979. - Vol. 55. - P.183-254.
- 52 Bethe H. A. Theory of nuclear matter // *Annual Review of Nuclear and Particle Science*. - 1971. - Vol. 21. - P. 93-244.
- 53 Thompson I.J. *Fresco 2.0* // Department of Physicalics, University of Surrey, England. – 2006.

- 54 Зеленская Н.С., Теплов И.Б. Метод искаженных волн в реакциях со сложными частицами // ЭЧАЯ. - 1979. -Т.11, № 2. - С.342-410.
- 55 Ньютон Р. Теория рассеяния волн и частиц, пер. с англ. Кузнецова А.М., Черненко А.А. - М.: Мир, 1969. – 607 с.
- 56 Miller W. WKB Solution of Inversion Problems for Potential Scattering // Journal of Chemical Physics. - 1969. -Vol. 51. - P.3631.
- 57 Nicoli M. P. Phenomenes resonnants et refractifs dans certaines collisions entre ions lourds legers // THESE pour obtenir le grade de Docteur del'Universite Louis Pasteur. - 1998. - P.189.
- 58 Глухов Ю.А. Эффекты преломления в рассеянии ядер ^{16}O : дис. ... докт. физ.-мат. наук, - Москва, - 2003. -120 с.
- 59 Гончаров С.А. Развитие и применение потенциального подхода к ядроядерным взаимодействиям при низких и средних энергиях: дис. ... докт. физ.-мат. наук, - Москва, - 2003. - 177 с.
- 60 Brandan M. E., McVoy K. W. Rainbow-shift mechanism behind discrete optical-potential ambiguities // Physical Review C. - 1991. - Vol. 43. - P.1140.
- 61 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.
- 62 Knoll J., Schaeffer R. Semiclassical scattering theory with complex trajectories. // Annals of Physics. - 1976. - Vol. 97. - P.307.
- 63 Kamimura M. Transition densities between the 0_1^+ , 2_1^+ , 4_1^+ , 0_2^+ , 2_2^+ , 1_1^- and 3_1^- states in ^{12}C derived from the three-alpha resonating-group wave functions // Nuclear Physics A. - 1981. -Vol. 351. - P.456.
- 64 Chernykh M., Feldmeier H., Neff T., von Neumann-Cosel P. and Richter A. Structure of the Hoyle State in ^{12}C // Physical Review Letters. -2007. - Vol. 98. - P. 032401.
- 65 Ohkubo S. and Nirabayashi Y. Evidence for strong refraction of ^3He in an α -particle condensate // Physical Review C. - 2007. - Vol. 75. - P.044609.
- 66 Ogloblin A.A. et.al. Nuclear Threshold States: Yesterday, Today, Tomorrow // AIP Conference Proceedings. – 2010. - Vol 1224.
- 67 Blokhintsev L.D., Borbely I. and Dolinskii E.I. Nuclear vertex constants // Soviet Journal of Partical Nuclear. - 1977. - Vol. 8. - P. 485.
- 68 Demyanova A.S. et.al. Spectroscopy of exotic states of ^{13}C // EPJ Web of Conferences. - 2014. - Vol. 66. - P.02027.
- 69 Austern N. and Blair J.S. Calculation of inelastic scattering in terms of elastic scattering // Annals of Physics. - 1965. – Vol.33. - P.15-64.
- 70 Ogloblin A.A. et.al. Measuring the radii of particle unstable nuclear states and search for the signatures of alpha condensation in light nuclei // Nuclear Physics A. - 2010. - Vol. 834. - P.143.
- 71 Дуйсебаев Б.А. Экспериментальное исследование механизмов рассеяния нуклидов гелия на ядрах ^6Li , ^7Li , ^9Be при энергиях 12-24 МэВ/нуклон: дис. ... канд. физ.-мат. наук, -Алматы, - 2001. -98 с.

72 Gustafsson J. et.al. Beam phase measurement system for the K130 cyclotron in Jyväskylä // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. - 1993. - Vol. 335. - P.417-423.

73 <https://www.jyu.fi/fysiikka/en/research/accelerator/accelerator/k130>.

74 Арзуманов А.А. и др. Изохронный циклотрон с регулируемой энергией ионов // Известия АН КазССР. Серия физико-математическая. - 1973. -Т.4. - С.6-15.

75 Дуйсебаев А. и др. Исследование структуры легких и средних ядер при больших энергиях возбуждения и механизма ядерных реакций с легкими частицами: отчет о НИР // ИЯФ АН КазССР. - 1980, - С.125.

76 Гончар В.Ю., Желтоног К.С., Иванов Г.Н., Рыбин С.Н. Прибор для измерения и контроля энергии частиц, ускоренных в циклотроне // Приборы и техника эксперимента. - 1970. -Т.5. - С.30-33.

77 Керимкулов Ж.К. Исследование механизмов формирования сечений рассеяния дейтронов и альфа-частиц на ядрах ${}^6\text{Li}$: дис. ... канд. физ.-мат. наук, - Алматы, - 2010. -98 с.

78 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.

79 Дуйсебаев А.Д. и др. Камера рассеяния для исследования продуктов ядерных реакций на пучке циклотрона // Известия АН Каз. ССР. Серия физико-математическая. - 1983. -Т.2. - С.80-81.

80 Артемов С.В. и др. Измерительно-вычислительный комплекс для исследования ядерных реакций // Приборы и техника эксперимента. - 1996. -Т.1. - С.44-48.

81 Буртебаев Н.Т. и др. Система многомерного анализа для исследования ядерных реакций на циклотроне ИЯФ АН КазССР // Известия АН КазССР, Серия физико-математическая. – 1975. -Т.2. - С.65-68.

82 Мишель Ж., Лоржо К., Эспю Б. Программируемые контролеры – пер.с французского. - М.: Машиностроение, 1986. - С.187.

83 Кондратьев Н.А., Адодин В.В., Иванов Г.Н. Интегратор тока на базе прибора Ф-30 // Известия АН КазССР. Серия физико-математическая. - 1986. - Т.4. - С.89-90.

84 Павлов А.Ф., Иванов Г.Н., Канашевич В.И., Мульгин С.И. Интегратор тока // Известия АН КазССР. Серия физико-математическая. - 1985. -Т. 2. - С.88-89.

85 <http://lise.nsl.mscl.msu.edu/lise.html>.

86. Мухамбетжан А.М. Взаимодействие α -частиц средних энергий с ядрами Si, Ti и Mo: дис. ... канд. физ.-мат. наук, -Алматы, - 2010. -95 с.

- 87 Мульгин С.И., Околович В.Н., Русанов А.Я., Суботин М.И. Методика изготовления спектрометрических мишеней из тугоплавких веществ для ядерно-физических исследований // Препринт ИЯФ АН КазССР. - 1985. №7. - С.37-38.
- 88 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.
- 89 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.
- 90 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.
- 91 Bulter J.W. Table of (p, γ) resonances by proton energy: $E = 0.163 - 3.0$ MeV // NRL Report. - 1959, - P.5282-5299.
- 92 Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике // Киев: Наукова думка. – 1975, С.416.
- 93 Буртебаев Н., Дуйсебаев А.Д., Иванов Г.Н., Канашевич В.И. Сечения рассеяния ионов ^3He и α -частиц с энергией 12-20 МэВ/нуклон на легких ядрах // Препринт ИЯФ. - 1988. -№88-01. - С.54.
- 94 Адодин В.В. и др. Дифференциальные сечения взаимодействия ионов ^3He с энергией 50 и 60 МэВ с легкими ядрами // Препринт ИЯФ. - 1992, - С.82.
- 95 Буртебаев Н. Упругое рассеяние и квазиупругие процессы при взаимодействии ^3He и α -частиц с легкими атомными ядрами: дис. ... докт. физ.-мат. наук, - Алматы, - 2002. - 200 с.
- 96 Буртебаев Н. Керимкулов Ж.К., Демьянова А.С., Джансейтов Д.М., Данилов А.Н., Жолдыбаев Т.К., Алимов Д.К. Исследование процессов упругого рассеяния ионов ^3He на ядрах ^{13}C при энергиях 50 и 60 МэВ в рамках оптического и фолдинг моделей // Известия НАН РК серия физ. - мат. - 2016. –Т.306, №2. - С. 55.
- 97 Burtebayev N., Kerimkulov Zh.K., Demyanova A.S., Janseitov D.M., Alimov D.K. Elastic scattering of ^3He ions and alpha particles from ^{13}C nuclei in optical and folding models // Сборник тезисов 66-ой международной конференции по проблемам ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра «ЯДРО 2016». - Саров, 2016. - С.54.
- 98 De Vries H., De Jager C.W. and De Vries C. Nuclear charge-density-distribution parameters from elastic electron scattering // Atomic Data and Nucl. Data Tables. -1987. - Vol. 36. - P.495.
- 99 Джансейтов Д.М. Исследование рассеяния альфа-частиц на ядрах ^{13}C при $E=29$ МэВ // Сборник аннотации докладов XIX международной научной конференции молодых ученых и специалистов ОМУС 2015. - Дубна, 2015. - С.55.
- 100 Burtebayev N., Burtebayeva D.T., Baktybayev M.K., Duisebayev B.A., Ogloblin A.A., Demyanova A.S., Sakuta C.B., Hamada Sh., Janseitov D.M., Nassurlla M. and Artemov S.V. Experimental and theoretical investigation of scattering of alpha

particles from ^{13}C nuclei // Proceedings of the Fifth AASPP Workshop on Asian Nuclear Reaction Database. - Mumbai, 2014. - P.149-151.

101 Буртебаев Н. Дуйсебаев Б.А., Керимкулов Ж.К., Мухамеджанов Е.С., Алимов Д.К., Джансейтов Д.М., Садуев Н.О., Глущенко Н.В., Сакута С.Б., Петерсон Р.Ж., Галанина Л.И. Анализ упругих и неупругих рассеяний α -частиц и ионов ^3He на ядрах ^9Be , ^{13}C и дейтронов на ядрах ^{11}B при низких энергиях // Известия НАН РК серия физ. - мат. - 2016. -Т.305, №1. - С.66.

102 Burtebayev N., Kerimkulov Zh., Demyanova A.S., Sakuta S.B., Morzabayev A.K., Janseitov D.M., Nassurlla M., Alimov D.K., Mukhamejanov Y.S. and Shakirov A.K. Experimental and theoretical investigation of scattering of alpha particles from ^{13}C nuclei // Book of abstracts LXV International conference «NUCLEUS 2015». - Saint-Petersburg, 2015. - P.96.

103 Janseitov D., Burtebayev N., Burtebayeva J., Baktybayev M., Nassurlla M., Demyanova A., Sakuta S. and Mukhamejanov Y. Investigation of α -particle scattering from ^{13}C at energy 29 MeV // Abstract Book Nuclear Physics in Astrophysics 7. - York, 2015. - P.60.

104 Demyanova A.S. et.al. Spectroscopy of exotic states of ^{13}C // EPJ Web of Conferences. - 2014. - Vol. 66. - P.02027.

105 Goncharov S. A. and Izadpanah A. Dispersive semimicroscopic analysis of nuclear-nuclear collisions on the basis of a corrected folding-model potential // Physics of Atomic Nuclei. - 2007. - Vol. 70. - P.21.

106 Nolte M., Machner H. and Bojowald J. Global optical potential for α particles with energies above 80 MeV // Physical Review C. - 1987. - Vol. 36. - P. 1312.

107 Burtebayev N., Sakhiyev S.K., Janseitov D.M. Kerimkulov Zh., Alimov D. and Danilov A.N. Investigation of the elastic and inelastic scattering of α -particles from ^{13}C in the energy range 26.6–65MeV // International Journal of Modern Physics E. - 2016. - Vol. 25, No.10. - P.1650078.

108 Буртебаев Н. Демьянова А.С., Джансейтов Д.М., Керимкулов Ж.К., Насурлла М., Алимов Д.К., Шакиров А.К. Взаимодействия альфа-частиц с ядрами ^{13}C при энергиях 6.65-16.25 МэВ/нуклон // Известия НАН РК серия физ. - мат. – 2016. -Т.307, №3. - С.36.

109 Gontchar I.I. and Chushnyakova M.V. A C-code for the double-folding interaction potential of two spherical nuclei // Computer Physics Communications. - 2010. - Vol. 181. - P.168-182.

110 Dao T. Khoa and Hoang Sy Than. Isospin dependence of $^6\text{He}+p$ optical potential and the symmetry energy // Physical Review C. - 2005. - Vol. 71. - P.044601.

111 De Vries H., De Jager C.W. and De Vries C. Nuclear charge- and magnetization-density-distribution parameters from elastic electron scattering // Atomic Data and Nuclear Data Tables. - 1974. - Vol. 14. - P.479-508.

112 Van Der Borg K., Harakeh M. N. and Van Der Woude A. The isoscalar strength distribution in $^{24,26}\text{Mg}$, ^{28}Si and ^{40}Ca obtained from inelastic alpha scattering at 120 MeV // Nuclear Physics A. - 1981. - Vol. 365. - P.243-300.

- 113 Kamermans R., Morsch H.P., de Meijer R.J., Van Driel J.K. Single and Mutual Excitation of Projectile and Target in α -scattering // Nuclear Physics A. - 1979. - Vol. 314. - P.37-50.
- 114 Van Driel J., Harakeh M.N., Kamermans R., and de Meijer R.J. Properties of the (α , α^*) reaction at very forward angles: coupled-channels effects in single and mutual excitation // Physical Review Letters. - 1981. - Vol. 46. - P.525-528.
- 115 Бор О., Моттelson В. Коллективные и одночастичные аспекты структуры ядра // Проблемы современной физики. - М. – 1953.
- 116 Fabrici E. et al. Proton elastic scattering on light nuclei // Physical Review C. - 1980. - Vol. 21. - P. 844.
- 117 Artemov K.P., Goldberg V.Z. and Rudakov V.P. Inelastic scattering of ^3He ions by light and medium nuclei // Nuclear Physics. - 1969. - Vol. 9. - P. 266.
- 118 Mezhevych S.Yu. The $^{13}\text{C} + ^{11}\text{B}$ elastic and inelastic scattering and isotopic effects in the $^{12,13}\text{C} + ^{11}\text{B}$ scattering // Nuclear Physics A. - 2003. - Vol. 724. -P.29–46.
- 119 Raman S. Predictions of $B(E2; 0^+ - 2^+)$ values for even-even nuclei // Atomic Data and Nuclear Data Tables. - 1989. - Vol. 42. - P.1-54.
- 120 Borysowicz J. The size of ^{12}C in the α -particle model // Physics Letters B. - 1971. - Vol. 35. - P.113.
- 121 Tanihata I. et al., Measurements of interaction cross sections and radii of He isotopes // Physics Letters B. - 1985. - Vol. 160. - P.380.
- 122 Yamada T. and Schuck P. Single α -particle orbits and Bose-Einstein condensation in ^{12}C // European Physical Journal A. - 2005. - Vol. 26. - P.185-199.
- 123 Kanada-En'yo Y. Negative parity states of ^{11}B and ^{11}C and the similarity with ^{12}C // Physical Review C. - 2007. - Vol. 75. - P.024302.
- 124 Baz A. I. Threshold effects in nuclear reactions // Advances in Physics. - 1959. - Vol. 8. - P.349.
- 125 Liu Z. H. et.al. Measurements of Total Reaction Cross Section for Light Nuclei and Evidence for the Anomalous Nuclear Structure in ^{15}C // China Physics Letters. - 2002. - Vol. 19. - P.1071.
- 126 Ogloblin A.A. et al. Effect of neutron halos on excited states of nuclei // Physical Review C. - 2011. - Vol. 84. - P.054601.
- 127 Peterson R. J. et al. Isoscalar and isovector transition amplitudes in $A=13$ // Physical Review C. - 1981. - Vol. 24. - P.826.
- 128 Harvey B. G. et al. Scattering of 40.5-MeV Alpha Particles by ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , ^{16}O and ^{18}O // Physical Review. - 1966. - Vol. 146. - P.712.
- 129 Kawabata T. et al., Cluster states in ^{13}C and ^{11}B // International Journal of Modern Physics E. - 2008. - Vol. 17. - P.2071.
- 130 Matsuyama Y.U. et al. Inelastic Scattering of ^{12}Be with ^4He // Progress of Theoretical Physics Supplement. - 2002. - Vol. 146. - P. 593.
- 131 Ogloblin A.A., Danilov A.N., Belyaeva T.L., Demyanova A.S., Goncharov S.A. and Trzaska W. Observation of abnormally large radii of nuclei in excited states in the vicinity of neutron thresholds // Physics of Atomic Nuclei. - 2011. - Vol.74, No.11. - P.1548-1561.

132 Буртебаев Н., Демьянова А.С., Данилов А.Н., Керимкулов Ж.К., Джансейтов Д.М., Насурлла М., Алимов Д.К., Шакиров А.К. Исследование экзотических состояний ядра ^{13}C // Вестник КазНУ, серия физ. – 2016. -Т2(57). - С.83.

133 Demyanova A.S., Danilov A.N., Ogloblin A.A., Belyaeva T.L., Goncharov S.A., Trzaska W., Janseitov D.M. Search for states with abnormal radii in ^{13}C // Book of abstracts LXV International conference «NUCLEUS 2015». - Saint-Petersburg, 2015. - P.66.

134 Demyanova A.S. Ogloblin A.A., Danilov A.N., Goncharov S.A., Belyaeva T.L., Sobolev Yu.G., Khlebnikov S.V., Burtebaev N., Trzaska W., Heikkinen P., Tyurin G.P., Janseitov D. and Gurov Yu.B. States of ^{13}C with abnormal radii // EPJ Web of Conferences. - 2016. - Vol. 117. - P.0401.

135 Hoyle, F. On Nuclear Reactions Occuring in Very Hot STARS // Astrophysical Journal Supplement. - 1954. - Vol. 1. - P.121.

136 Yamada T. and Schuck P. Dilute multi- α cluster states in nuclei // Physical Review C. - 2004. - Vol. 69. - P.024309.

137 Funaki Y. et.al. Concepts of nuclear α -particle condensation // Physical Review C. - 2009. - Vol. 80. - P.064326.

138 Furutachi N. and Kimura M. Bent three- α linear-chain structure of ^{13}C // Physical Review C. - 2011. - Vol. 83. - P.021303(R).

139 Gai M. The structure of the Hoyle state and its 2^+ partner state in ^{12}C // EPJ Web of Conferences. - 2012. - Vol. 38. - P.15001.

140 Suhara T. and Kanada-En'yo Y. Quadrupole deformation β and γ constraint in a framework of antisymmetrized molecular dynamics // Progress of Theoretical Physics. - 2010. - Vol. 123. - P.303.

141 Epelbaum E. et.al. Ab Initio Calculation of the Hoyle State // Physical Review Letters. - 2011. - Vol. 106. - P.192501.

142 Morinaga H. Interpretation of Some of the Excited States of $4n$ Self-Conjugate Nuclei // Physical Review. – 1956. - Vol.101. - P.254.

143 Ogloblin A.A. et.al. Nuclear States with Anomalously Large Radius (Size Isomers) // Physics of Atomic Nuclei. - 2016. - Vol. 79, No. 4.

144 Оглоблин А.А. и др. Возможное наблюдение в ядре ^{13}C возбужденного состояния с аномально малым радиусом // Письма в ЖЭТФ. - 2015. -Т. 102, В4. - С.229.