

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

Жеребчевский Владимир Иосифович

**«ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С
ОБРАЗОВАНИЕМ И РАСПАДОМ НУКЛОННЫХ СИСТЕМ ЛЕГКОГО И СРЕДНЕГО
МАССОВОГО ДИАПАЗОНА»**

Научная специальность 1.3.15. «Физика атомных ядер и элементарных частиц,
физика высоких энергий»

Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург

2025

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	5
Глава 1. Исследования ядерных реакций с образованием и распадом нуклонных систем легкого массового диапазона	47
1.1. Использование кластерной модели при описании ядерных реакций	50
1.2 Исследования нейтронно-избыточных ядерных систем легкой группы масс: ^{14}C , ^{22}Ne	54
1.2.1. Исследования нейтронно-избыточной ядерной системы: ^{14}C	56
1.2.2. Исследования нейтронно-избыточной ядерной системы: ^{22}Ne	71
1.3. Исследования резонансных состояний в ядерных реакциях легкого массового диапазона с $A < 30$. Определение потенциала взаимодействия в ядерных реакциях упругого рассеяния.	98
1.4. Применение найденного потенциала взаимодействия к реакциям слияния легких ядер и расчеты астрофизического S-фактора для рассмотренных реакций.....	107
Глава 2. Исследования ядерных реакций с образованием и распадом нуклонных систем среднего массового диапазона	122
2.1 Теоретические исследования функций возбуждения ядерных реакций с вылетом нейтрона в конечном состоянии для массового диапазона от $A = 40$ до $A = 239$	122
2.2 Исследования ядерных реакций с нуклонными системами средней группы масс для производства радионуклидов, применяемых в ядерной медицине.....	134
2.2.1 Экспериментальная установка для проведения исследований ядерных реакций	137
2.2.2 Экспериментальная методика для проведения исследований ядерных реакций	144
2.2.3 Эксперименты с мишенями: Ag, Cd, Cu, Fe, Ti, нержавеющей стали, ^{nat}Sn . Выбор методики проведения экспериментов с высокообогащенными мишенями олова	146
2.2.3.1 Экспериментальные исследования с мишенями: Ag, Cd, Cu, Fe, Ti, нержавеющей стали, ^{nat}Sn и отработка методики проведения экспериментов с использованием модернизированного мишенного комплекса	147

2.2.3.2 Результаты экспериментальных исследований с мишенями: Ag, Cd, Cu, Fe, Ti, нержавеющей стали, ^{nat}Sn и выбор методики проведения экспериментов с высокообогащенными мишенями олова.....	152
2.2.4 Исследования ядерных реакций с образованием в выходных каналах радионуклидов, используемых в медицинских технологиях	161
2.2.4.1 Ядерные реакции с образованием радионуклида ^{44}Sc	161
2.2.4.2 Ядерные реакции с образованием радионуклида ^{99m}Tc	165
2.2.4.3 Ядерные реакции с образованием радионуклида ^{161}Tb	171
2.2.5 Эксперименты с облучением высокообогащенных мишеней, содержащих изотопы олова: ^{117}Sn и ^{119}Sn с целью изучения функций возбуждения ядерных реакций: $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ и $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$	173
2.2.6 Эксперименты по детальному исследованию максимумов функций возбуждения ядерных реакций: $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ и $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$. Систематика полученных данных	180
2.2.7 Выбор теоретических моделей для анализа функций возбуждения ядерных реакций: $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ и $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$. Анализ этих реакций с использованием теоретических моделей.....	182
2.2.8 Анализ функций возбуждения реакций (p,n) с изотопами олова, с массовыми числами: 115, 116, 118, 120, 122 с образованием радионуклидов сурьмы в выходных каналах	186
2.2.8.1 Анализ функции возбуждения реакции $^{115}\text{Sn}(p,n)^{115}\text{Sb}$	187
2.2.8.2 Анализ функции возбуждения реакции $^{116}\text{Sn}(p,n)^{116}\text{Sb}$	190
2.2.8.3 Анализ функции возбуждения реакции $^{118}\text{Sn}(p,n)^{118}\text{Sb}$	191
2.2.8.4 Анализ функции возбуждения реакции $^{120}\text{Sn}(p,n)^{120}\text{Sb}$	192
2.2.8.5 Анализ функции возбуждения реакции $^{122}\text{Sn}(p,n)^{122}\text{Sb}$	193
2.2.8.6 Анализ функции возбуждения реакции $^{124}\text{Sn}(p,n)^{124}\text{Sb}$	194
2.2.8.7 Систематика идентифицированных максимумов функций возбуждения (p,n) реакций на изотопах олова с массовыми числами от $A = 115$ до $A = 124$	195
2.2.9 Функции выхода из толстой мишени для исследуемых (p,n) реакций с образованием радионуклидов ^{117}Sb и ^{119}Sb в выходных каналах.....	197
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	200

БЛАГОДАРНОСТИ.....	206
ЛИТЕРАТУРА	208
СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА ДИССЕРТАЦИИ ВЫНОСИМЫХ НА ЗАЩИТУ ..	224

Введение

Актуальность и разработанность темы исследования

Прошло вот уже более девяносто лет с той поры, когда человеком впервые было достигнуто преобразование элементов. Мечты средневековых алхимиков, считавших, что можно получить золото из других элементов давно уже подвергались осмеянию. Но вдруг нашелся такой человек, который не только предложил возможность таких превращений, но и доказал эту возможность экспериментально. Этим человеком оказался Эрнест Резерфорд, решивший оторвать от ядра одну из составляющих его частиц и тем самым переделать ядро атома. Он показал, что быстрые альфа-частицы, проходя через сухой воздух или азот, создают ряд длиннопробежных частиц, которые могут быть обнаружены по сцинтилляциям на экране из сернистого цинка [1]. Так была открыта первая ядерная реакция, положившая начало целой эпохе изучения физических процессов с ядрами и частицами, взаимодействующими в области низких энергий.

В настоящее время в физике ядерных реакций при низких энергиях взаимодействия наблюдается повышенный интерес к изучению механизмов образования и распада нуклонных систем, соответствующих ядрам легкой и средней группы масс. Это обусловлено как научными интересами фундаментального характера, так и значительной ролью, которую данные реакции играют в ядерной физике, ядерной астрофизике, промышленном получении радионуклидов. Поскольку ядра — это сложные объекты, то они характеризуются многообразием свойств, форм и состояний. В изучении таких объектов в ядерной физике накоплен большой опыт, разработаны различные методы анализа и приближенные подходы. В этом отношении ядерная физика является лабораторией, в которой на микроскопическом уровне изучаются фундаментальные законы и симметрии таких сложных систем. Полученные знания важны не только для ядерной физики, но и для всех естественных наук — от

астрофизики до физики конденсированных состояний, радиационной экологии, биологии, медицины [2].

Одной из фундаментальных проблем, возникающих в современной физике, является количественное описание процесса образования элементов во Вселенной. Решение такого рода задач ведет к пониманию механизмов и процессов, протекающих в звездах. При этом анализ различных сценариев звездной эволюции и изучение особенностей первичного нуклеосинтеза являются дополнительной составляющей для понимания процессов, происходящих в масштабах всей Вселенной. Сложности, возникающие при экспериментальном исследовании ядерных реакций в «земных» (лабораторных) условиях при энергиях, типичных для указанных процессов (в основном это энергии от кэВ до порядка нескольких сотен кэВ), заставляют искать новые (косвенные) методы, направленные на выяснение особенностей взаимодействия ядер при низких энергиях.

Одним из преимуществ таких методов является применение достаточно хорошо изученных алгоритмов анализа ядерных реакций: R-матричный формализм, метод борновского приближения с искаженными волнами (*distorted - wave Born approximation - DWBA*) и метод связанных каналов (*Coupled Channel*). Таким образом, при работе с полученными экспериментальными данными по ядерным реакциям, которые важны в контексте астрофизических исследований, часто возникает необходимость привлечения потенциалов взаимодействия. Эти потенциалы позволяют с хорошей точностью учитывать эффекты передачи и взаимодействия частиц и ядерных систем с несколькими нуклонами, так называемыми ядерными кластерами.

В представленной диссертационной работе при изучении ядерных реакций, в которых происходит образование элементов во Вселенной, будет получена необходимая информация о потенциалах взаимодействия важных с точки зрения звездного нуклеосинтеза ядер. Разработка потенциалов такого типа связана с еще одной интересной и важной фундаментальной проблемой, а именно, с объяснением (предсказанием) поведения астрофизического S-фактора в процессах

слияния ядер при энергиях вблизи «Гамовского окна». На сегодняшний день предсказания для области энергии 2 – 5 МэВ оказываются крайне чувствительными к выбору потенциала, который в большинстве случаев является многопараметрическим и феноменологическим. Эти предсказания охватывают почти весь диапазон функций возбуждения ряда реакций, в которых происходит слияние ядер, с последующим образованием радионуклидов. Поведение этих функций возбуждения характеризуется в пределах от резкого убывания почти до нуля и до экспоненциального возрастания на всем рассматриваемом энергетическом диапазоне.

Интерес для ядерной астрофизики (в том числе и для изучения CNO цикла) представляют ядерные реакции в области низких энергий, особенно, реакции с ионами и нейтронно-избыточными ядерными системами лёгкой группы масс. Фундаментальная компонента в исследованиях составных систем, образующихся в таких реакциях, будет заключаться в изучении структуры их уровней, обнаружении резонансных состояний и определении квантовых характеристик этих уровней. Таким образом, экспериментальные и теоретические исследования ядерных реакций при низких энергиях, в лабораторных условиях, открывают широкие перспективы для применения полученных результатов при изучении ядерных процессов, протекающих в звездах.

Необходимо отметить, что требование учитывать законы микромира при построении космологических моделей было высказано довольно давно. Как известно, почти все элементы, окружающие нас, созданы в процессе ядерных реакций в звездах. Поэтому, для проверки космологических моделей нужно иметь информацию о сечениях реакций с образованием конкретных элементов, при энергиях вблизи «Гамовского окна». Однако, в ряде случаев, определить эти сечения с хорошей точностью становится проблематичным. В этой связи, при обсуждении наиболее актуальных ядерно-физических проблем, которые должны быть решены в ближайшем будущем, уделяется особое внимание задачам изучения образования химических элементов в нуклеосинтезе и реакциям, связанным с горением углерода и кислорода в звездах [3].

Одним из вариантов решения задач, направленных на исследования процессов взаимодействия ядер лёгкой группы масс, является введение полумикроскопических потенциалов, с учётом реалистического нуклон-нуклонного потенциала. Поэтому использование уже хорошо зарекомендовавших себя теоретических моделей вместе с имеющимися новыми экспериментальными данными даёт возможность изучать механизмы протекания всех этих ядерных процессов и предсказать состав элементов и их изотопов во Вселенной, что является на сегодняшний день довольно актуальной астрофизической задачей [4].

Особенно важны исследования ядерных реакций в астрофизике, в области низких энергий, когда два ядра, преодолевая (за счет туннельного эффекта) взаимное отталкивание, подходят друг к другу настолько близко, при этом формируя одну ядерную систему. Такие процессы получили название — реакции слияния. Здесь, особенно многообещающим является анализ реакций слияния ядер с энергиями ниже кулоновского барьера. Именно они играют ключевую роль в эволюции звезд и определяют сценарии образования сверхновых. Однако в земных условиях изучать подобные явления экспериментально достаточно сложно. В звездах содержится огромное количество вещества и живут они миллионы лет, так что возможно протекание реакций даже с очень маленькой вероятностью. А на Земле приходится пользоваться очень небольшим количеством вещества и выполнять все необходимые измерения за считанные дни [5]. За последние годы был получен довольно обширный массив экспериментальных результатов по слиянию ядер в области низких энергий и обнаружен ряд интересных эффектов, требующих дальнейшего изучения и объяснения. В этой связи становится актуальным проводить сравнения как экспериментальных, так и теоретических результатов, используя простые ядерно-физические модели. В представленной диссертационной работе применялась модель, с которой, в семидесятых годах прошлого века, работал Нобелевский лауреат Уильям Фаулер - модель прямоугольной потенциальной ямы [6]. Для изучения были выбраны изотопы лёгкой группы масс – от углерода до кремния. Это связано с тем, что тяжелые ядра играют незначительную роль в образовании

новых элементов в звездах, а совсем легкие элементы уже хорошо изучены. Полученные в данной диссертационной работе расчеты позволили описать зависимость астрофизического S -фактора от энергии для всех рассмотренных реакций и практически вплотную подойти к энергиям, характерным для звезд. Эти результаты важны не только для астрофизики. Хорошего понимания реакций с использованием ускоренных ионов и нейтронно-избыточных ядер легкой группы масс требуют и фундаментальные задачи: синтез новых сверхтяжелых элементов, изучение поведения ядер вблизи границ стабильности, когда они перегружены протонами или нейтронами, изучение экзотических распадов на большое число частиц. Также эти реакции используются и для чисто прикладных целей: радиационное материаловедение, ядерная медицина, производство мембранных фильтров [5].

Для решения такого рода задач, необходимо выбрать соответствующий потенциал в рамках определенного модельного подхода, а затем провести сравнительный анализ результатов, достигнутых с применением этого потенциала, с имеющимися теоретическими оценками, в которых была учтена нуклонная плотность, рассчитанная на основе модели Дирака-Хартри-Фока [7]. В рамках данной диссертационной работы было показано, что такой потенциал, хорошо описывает: упругое рассеяние для малых энергий, сечение реакции слияния для малых энергий (астрофизический S -фактор) и положение резонансно-подобной структуры для ядерной реакции $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$. Это имеет большое значение для ведущихся в настоящее время исследований реакций слияния ядер в околобарьерной области [8], где потенциал свертки, даже с учетом нуклонной плотности дает значительную ошибку [9]. Кроме того, такой подход будет иметь определённую пользу в рамках проведения исследований испарительных процессов при распаде указанных ядерных систем [10].

Для изучаемой реакции: $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ важно иметь хорошее описание высоколежащих и низколежащих вращательных полос для резонансных состояний, что и было сделано в настоящей диссертационной работе. Определённая ценность и трудность учета таких резонансных состояний, в

применяемых сегодня ядерно-физических моделях, описана в обзоре [11]. Показано, что часть состояний, которые рассматриваются как резонансы в данной системе, могут возникать из-за появления полинома Лежандра (используется соответствующая процедура аппроксимации углового распределения продуктов реакции полиномами Лежандра) в области флуктуаций сечения. Это приводит к картине углового распределения, характерной для резонансов, однако не соответствует состоянию с выделенной парциальной волной.

Подобного рода работы, когда в рамках различных модельных представлений реализуется объединенное описание процессов слияния, упругого рассеяния и образования молекулярных состояний в реакциях этого типа (в реакции горения углерода на примере реакции $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$), активно ведутся рядом научных групп, например [12]. Интерес для исследования указанных ядерных реакций заключается, как в изучении определённых ядерных эффектов, возникающих в них [13], так и в том, что эти реакции важны для описания механизмов нуклеосинтеза в массивных звездах. Было показано, что для каждого из рассматриваемых процессов имеет место неопределенность в выборе потенциала. При этом такие процессы могут быть описаны одновременно одним потенциалом, а задание углового момента состояний с малой энергией может снять эту неопределенность. Все рассмотренные потенциалы предсказывают существование резонансов в области энергий ниже трех МэВ, что соответствует температурам меньше 10^9 К, достижимым в горячих звездах. Таким образом, данные резонансы могут существенно влиять на интенсивность образования элементов в реакциях слияния ионов лёгкого массового диапазона в звездном нуклеосинтезе, а их учет даёт важную информацию при анализе процессов эволюции звезд. Поэтому в представленной диссертационной работе была показана непротиворечивость потенциального подхода и широко применяемого в настоящий момент метода AMD [14], и сделаны предположения о наличии резонансов в области «Гамовского окна», как продолжение работ международного коллектива [15]. Также был рассмотрен эффект подавления сечения при малых энергиях, который активно изучается на протяжении

последних лет [11].

Если теперь перейти в массовый диапазон более тяжелых ядерных систем и задать вопрос о том, что может дать изучение нейтронно-избыточных ядер в данной области? Наиболее важный результат в исследовании нейтронного и протонного распределения в ядрах получен для изотопов ^{40}Ca и ^{48}Ca , когда было показано, что если в ^{40}Ca нейтронный и протонный радиусы r_n и r_p совпадают, то в ^{48}Ca разность этих радиусов: $r_n - r_p \approx 0,2$ Фм. Однако насколько богаче были бы результаты, если исследовать все возможные изотопы от ^{31}Ca до ^{70}Ca . Как известно, изотопов олова существует 10 стабильных и свыше 18-ти радиоактивных, а может всего быть 84 изотопа с числом нейтронов от 42 до 126. Три нейтронные оболочки с $N = 50, 82$ и 126 заполняются при заданном числе протонов $Z = 50$. Сколько новых сведений можно получить о члене симметрии в массовой формуле, об изменении формы ядра, о ядерной поверхности, имея такое количество изотопов олова [2]. Большой интерес в данном случае вызывает изучение дважды магических нейтронно-избыточных ядер, как было хорошо показано на примере ядерной системы: ^{132}Sn , с выводами о проведении дополнительных исследований схемы возбужденных состояний этого ядра. Поэтому в данной диссертационной работе было особое место отведено изучению ядерных реакций на изотопах олова в контексте не только прикладных, но и фундаментальных задач.

Другой актуальной задачей при исследовании взаимодействий легких заряженных частиц с ядрами средней группы масс является непосредственное изучение реакций слияния: (p,γ) и (α,γ) . Отмечается, что даже для стабильных ядер, такие важные в современной астрофизике реакции изучены недостаточно полно. При этом, несмотря на множество экспериментальных и теоретических исследований, на сегодняшний день нет полной картины динамики распада возбужденных состояний составных легких ядер, например, в конкурирующие каналы (α,n) - (α,γ) [16]. Причиной этого является отсутствие окончательной теории ядерных взаимодействий, обеспечивающей учет, и относительно хорошо изученных коллективных степеней свободы, и так называемых кластерных

конфигураций. Эти конфигурации и связанные с ними ядерные процессы довольно интенсивно исследуются в области нуклонных систем средней группы масс [17, 18]. При этом переход к ядерным системам легкой группы масс дает отличную возможность для обобщения полученных результатов, с целью объяснения эффектов и особенностей кластеризации [19, 20] в широком массовом и энергетическом диапазоне взаимодействующих частиц и ядер. Также стоит заметить, что даже в рамках существующих моделей проведение расчетов требует, очень сложных вычислений (в том числе ресурсоемких), что заставляет прибегать к компьютерному моделированию с использованием всех современных методов вычислительной математики и вычислительных технологий (например, технологий параллельных и распределенных вычислений, в том числе Grid-технологий и технологий машинного обучения). Информация об изучаемых ядерных процессах может быть получена путем всестороннего исследования и самих ядерных систем, образующихся в сильно-возбужденных состояниях, и продуктов их распада в различные выходные каналы с образованием легких заряженных частиц и нейтронов. На практике, очерченный круг задач, решается с помощью многопараметрических корреляционных экспериментов с привлечением техники совпадений. Такие эксперименты строятся на комбинациях газовых детекторов с полупроводниковыми и сцинтилляционными детекторными системами и служат для регистрации продуктов ядерных реакций среднего массового диапазона [17, 18], а также для изучения ядерных реакций с ионами лёгкой группы масс, представляющих астрофизический интерес [19, 21, 22, 23]. Современное развитие методов многослойных [24] и газовых мишеней [25], конструкционных ядерно-физических материалов и систем охлаждения [26, 27, 28, 29], которые можно использовать в мишенных технологиях, а также ядерной электроники [30, 31], позволяет с большой точностью идентифицировать, как заряженные частицы, так и ионы в широком диапазоне энергий (от десятков кэВ до сотен МэВ) и масс.

Необходимость таких комплексных исследований обусловлена огромным интересом к пониманию свойств, характеристик и особенностей продуктов

изучаемого распада. Добавление к ядру мишени нескольких нейтронов создаёт дополнительную интригу для изучения структурных особенностей, формирующихся в ядерных реакциях нуклонных систем. Это важная фундаментальная задача, которая имеет также и прикладную компоненту, так как изучаются процессы образования ядерных систем среднего массового диапазона, образующихся в реакциях с протонами низких энергий (до 20 МэВ). В таких реакциях акцент делается на изучение каналов, с испарением в финальной стадии одного или нескольких нуклонов.

В данном случае задача приобретает особую актуальность в связи с производством радионуклидов, применяемых в ядерной медицине. С медицинской точки зрения, эти радионуклиды предназначены для эффективной ранней диагностики и лечения различных локализованных онкологических новообразований на основе использования современных ядерно-физических исследований. Последние включают, в том числе, новейшие методики безоперационного лечения опухолей с помощью радиотерапевтических методов [32]. В современной ядерной медицине большую часть клинической информации получают путем наблюдения за распределением радиофармпрепарата (радионуклид, включенный в состав фармацевтического препарата) в организме больного. Радионуклидная визуализация (берут радионуклиды, испускающие одиночные фотоны) позволяет получить как планарные, так и трехмерные изображения, если применяются методы однофотонной эмиссионной компьютерной томографии (ОФЭКТ). С другой стороны, радиофармпрепараты, меченные радионуклидами, способными испускать позитроны, применяют в позитронно-эмиссионной томографии (ПЭТ). Этот наиболее прецизионный на сегодняшний день диагностический метод, реализуется в онкологии, неврологии, кардиологии [33]. Еще одной важной задачей методов ядерной медицины является адресная доставка радиофармпрепаратов к раковым клеткам для последующего безоперационного лечения опухолей – радионуклидная направленная терапия. Цель этого метода – увеличить внутриклеточное проникновение радиофармпрепарата в опухолевые образования без какого-либо

вреда здоровым клеткам. Сочетание радионуклидной визуализации с радионуклидной терапией в методе тераностики: терапия + диагностика может дать отличный результат для эффективного раннего обнаружения и лечения различных локализованных злокачественных опухолей и онкологических заболеваний с минимальными побочными эффектами [33, 34]. В данном случае ключевая роль отводится ядерно-физическим технологиям, в которых на первое место выходят ядерные реакции для производства радиофармпрепаратов. Эти радиофармпрепараты должны обладать следующими характеристиками: а) период полураспада радионуклида, входящего в состав радиофармпрепарата, сравним (или немного больше) с продолжительностью медицинской процедуры, б) радионуклид должен испускать гамма-кванты преимущественно низких энергий (до 170 кэВ), а также испускать короткопробежные заряженные частицы, в) радионуклид должен быть химически активен, для включения в молекулу препарата без изменения его биологического поведения. Также радиофармпрепарат должен накапливаться только в соответствующей области организма и относительно быстро выводиться из него, быть прост в изготовлении и иметь низкую стоимость производства [33, 34].

В медицинской практике нашли широкое применение ОФЭКТ и ПЭТ. Для реализации диагностических процедур, связанных с ОФЭКТ, чаще всего используют радионуклид: ^{99m}Tc ($T_{1/2} = 6$ часов, энергия гамма-квантов 140.5 кэВ, интенсивность на 100 актов распада – 89 квантов). Его получают в ядерных реакциях, а также в виде генератора: ^{99}Mo ($T_{1/2} = 65.9$ часа)/ ^{99m}Tc . Генератор – это устройство, которое содержит пару долгоживущего материнского и короткоживущего дочернего радионуклидов. Путём соответствующих радиохимических реакций выделяют этот дочерний радионуклид, для его дальнейшего использования в ядерной медицине. Сегодня в мире более 80% диагностических процедур ОФЭКТ проводится с применением изотопа: ^{99m}Tc . Поэтому в диссертационной работе подробно рассматриваются ядерные реакции для получения, как ^{99m}Tc , так и его генераторной формы $^{99}\text{Mo}/^{99m}\text{Tc}$ на ускорителях заряженных частиц низких и средних энергий. Что касается ПЭТ-

диагностики, то становится возможным отследить распределение в организме биологически активных соединений, которые содержат позитрон-излучающие радионуклиды. Метод обладает очень высокой чувствительностью, а присутствие среди позитронных излучателей радионуклидов органогенных элементов: углерод, азот, кислород, позволяет использовать меченные этими радионуклидами биологически активные соединения, содержащиеся в организме [33]. Важная задача, которая в настоящее время формулируется для ПЭТ-сканеров, заключается в повышении качества визуализации и улучшении пространственного разрешения всей томографической системы. На сегодняшний день пространственное разрешение таких систем при радионуклидной визуализации органов и тканей составляет порядка 1–3 мм. Поэтому необходимо активно применять современные ядерно-физические детекторные технологии для получения субмиллиметровых и микронных порядков разрешения ПЭТ систем. Для решения этих задач разрабатываются новые детекторные модули на основе быстрых сцинтилляторов и кремниевых фотоумножителей с реализацией методики “времени пролета” [33]. Также, многообещающим выглядит так называемый “гамма-ПЭТ” метод, в котором помимо двух аннигиляционных гамма-квантов (стандартный ПЭТ метод), регистрируется еще в совпадении гамма-квант (с энергией в диапазоне 1100 – 1200 кэВ) с помощью спектрометра комптоновского излучения. Это позволяет осуществить 3D гамма-визуализацию исследуемых органов и опухолевых образований с высоким пространственным разрешением [35, 36]. Для реализации данного метода подходит, испускающий позитроны радионуклид ^{44}Sc ($T_{1/2} = 4.04$ часа), в схеме распада которого кроме позитронов и соответствующих аннигиляционных гамма-квантов 511 кэВ (с интенсивностью испускания 188 квантов на 100 актов распада), присутствуют и гамма-кванты с энергией – 1157 кэВ (интенсивность испускания 100 квантов на 100 актов распада). Этот радионуклид хорошо зарекомендовал себя также в преклинических и клинических исследованиях для ПЭТ-визуализации и в комбинированных методах радионуклидной терапии и диагностики [37]. Основные способы получения такого радионуклида – ядерная реакция $^{44}\text{Ca}(p,$

n) ^{44}Sc , либо генераторный метод $^{44}\text{Ti}/^{44}\text{Sc}$, в котором материнский радионуклид ^{44}Ti ($T_{1/2} = 59.1$ лет) получается в ядерной реакции: $^{45}\text{Sc}(p, 2n)^{44}\text{Ti}$. Поэтому функции возбуждения этих двух реакций подробно проанализированы в представленной диссертационной работе.

Объединение радионуклидной визуализации (ОФЭКТ либо ПЭТ) и направленной радионуклидной терапии в одну процедуру (тераностика) можно реализовать несколькими способами. Первый способ заключается в том, что к биологически активной молекуле-носителю прикрепляются два радионуклида: один служит для визуализации опухоли, например: ^{131}I ($T_{1/2} = 8$ дней) для методов ОФЭКТ или ^{68}Ga ($T_{1/2} = 1.8$ часа) для методов ПЭТ, а другой радионуклид используется для терапии, например: ^{177}Lu ($T_{1/2} = 6.64$ дня), испускающий бета-частицы. Ещё один способ заключается в том, что для целей тераностики в биологическую молекулу-носитель можно включить один или несколько радиоактивных изотопов одного и того же элемента (см. рисунок 1) [33] для направленной доставки такого радионуклида к раковой клетке [см. подробнее в 32].

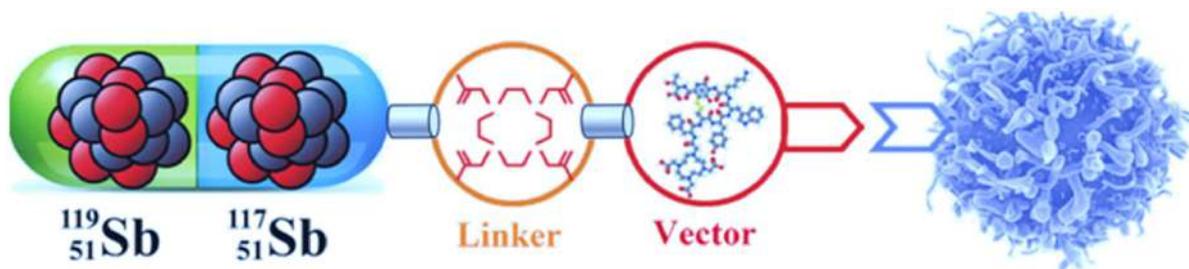


Рисунок 1 – Схема направленной доставки радиофармпрепарата (содержит радионуклиды сурьмы: диагностический – ^{117}Sb и терапевтический – ^{119}Sb) к раковой клетке [33].

Предпочтительнее взять два или более радиоактивных изотопа (согласованные пары изотопов) одного и того же элемента, у которых интенсивность соответствующих излучений выше. Так, широкое применение в тераностике нашла пара радионуклидов: ^{123}I ($T_{1/2} = 13.2$ часа) (для ОФЭКТ, энергия гамма-квантов – 159 кэВ, интенсивность 84 кванта на 100 актов распада) и ^{131}I (для бета-терапии, средняя энергия электронов – 182 кэВ, интенсивность 100

на 100 актов распада). В настоящее время для использования в методах тераностики разработан даже согласованный квартет радионуклидов, в котором главную роль играют изотопы тербия [38]: ^{152}Tb ($T_{1/2} = 17.5$ часа) для ПЭТ, ^{155}Tb ($T_{1/2} = 5.32$ дня) для ОФЭКТ, ^{149}Tb ($T_{1/2} = 4.12$ часа) для альфа-терапии и тераностики, ^{161}Tb ($T_{1/2} = 6.95$ дня) для бета-терапии и ОФЭКТ диагностики. Поскольку радионуклид ^{161}Tb является многообещающим и перспективным для использования в методах ядерной медицины [39, 40] в данной работе отдельно анализируется ядерная реакция: $^{160}\text{Gd}(d,x)^{161}\text{Tb}$ для получения данного изотопа с использованием дейтронного канала реакции. Однако включать в терапевтические методы радионуклиды, испускающие альфа-частицы, нежелательно из-за ядер отдачи, которые образуются при альфа-распаде и которые могут разрушить биологические молекулы носители. У радионуклидов бета-излучателей другая проблема: из-за сплошного бета спектра довольно трудно оценить дозовые нагрузки на пациента и оптимально спланировать лечение [33, 34, 41]. Поэтому для направленной терапии раковых образований перспективными становятся радионуклиды, испускающие оже-электроны [34, 42]. Эти электроны обладают дискретным спектром с малой энергией (энергетический диапазон от 3 до 30 кэВ) и высоким значением величины линейной передачи энергии, что дает пробег в органах порядка десятка микрон, большой интенсивностью испускания (более 100 на 100 актов распада). Таким образом, радионуклиды, испускающие оже-электроны, можно эффективно использовать для уничтожения небольших опухолей и микрометастаз при минимальном воздействии на здоровые органы [33]. Для методов тераностики хорошо подойдет согласованный дублет радионуклидов сурьмы: ^{117}Sb ($T_{1/2} = 2.8$ часа) для ОФЭКТ с энергией гамма-квантов – 158.5 кэВ и интенсивностью 86 квантов на 100 актов распада, а также радионуклид ^{119}Sb ($T_{1/2} = 38.2$ часа) для оже-терапии, поскольку имеет оже-электроны L-серии с энергией 2.95 кэВ, и электроны K-серии с энергией 21 кэВ с интенсивностью испускания на 100 актов распада: 147 и 12, соответственно [34]. Присоединяя посредством специального химического агента (Linker) два радионуклида сурьмы к биологической векторной молекуле-носителю, получаем

радиофармпрепарат, который направленно попадает в раковую клетку, прикрепляясь к ее специфическим рецепторам, расположенным на мембране (см. рисунок 1). Далее, регистрируя гамма-кванты радионуклида ^{117}Sb с помощью методов ОФЭКТ, визуализируем с высоким разрешением опухолевые образования и метастазы, а сопутствующие оже-электроны радионуклида ^{119}Sb обеспечивают необходимую терапевтическую дозу для уничтожения раковых клеток этих опухолей.

Поэтому в диссертационной работе были рассмотрены ядерные реакции с мишенями олова (как естественного содержания, так и высокообогащенными) с целью изучения функций возбуждения ядерных процессов, в которых образуются перспективные для использования в методах ядерной медицины радионуклиды: ^{119}Sb и ^{117}Sb . Что касается общей задачи по исследованиям реакций в диапазоне ядер средней группы масс, то для её решения, в представленной работе был проведён соответствующий анализ, который базировался на большом массиве данных как теоретических, так и экспериментальных [43].

В рамках диссертационной работы была поставлена серия экспериментов с целью получения сечений ядерных реакций, в которых образуются радионуклиды, используемые в ядерной медицине, определен и проанализирован целый класс мониторных реакций для получения функций возбуждения этих реакций. Акцент был сделан на изучении ядерных реакций с образованием в выходном канале изотопов сурьмы. На первом этапе проводились эксперименты для функции возбуждения в реакциях на природном олове (естественное содержание изотопов олова) и заведомо неизвестным выходным каналом: $^{nat}\text{Sn}(p, x)$ интерес к которому проявляют и другие научные группы (см. например [44]). Однако чтобы изучать механизмы испарения легких заряженных частиц и нейтронов из составных ядерных систем, формирующихся в ядерных реакциях под действием протонов (например, с образованием изотопов ^{117}Sb и ^{119}Sb в выходных каналах), на сегодняшний день не хватает экспериментальных данных по сечениям таких реакций. Так мировая база экспериментальных данных EXFOR [45] для реакции: $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$ (и особенно в области максимума функции возбуждения)

предлагает всего несколько экспериментальных значений [см. также 46, 47], а для реакции: $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ экспериментальные значения в области энергий после 9 МэВ отсутствуют вообще. По предварительным оценкам, можно ожидать, что максимум функции возбуждения для таких реакций приходится на энергии ускоренных протонов (12 – 14 МэВ), которые доступны сегодня на многих малогабаритных медицинских циклотронах. Поэтому реализация в рамках данной работы экспериментов, нацеленных на получение информации о сечениях образования радионуклидов сурьмы, представляет интерес не только фундаментального, но и прикладного характера. С помощью проведенных в диссертационной работе модельных расчетов, стало возможным оценить вероятности образования всех продуктов реакции и определить выходы (активность образовавшихся в ходе облучения мишени радионуклидов) каждого из изучаемых радионуклидов. Обобщение этих исследований на широкий класс изотопов олова, используемых в качестве мишеней, открыло большие перспективы для анализа динамики протекания (p,n) и (p,2n) реакций в среднем массовом диапазоне. Экспериментальные исследования максимумов функций возбуждения этих реакций, с помощью модернизированного мишенного комплекса, предоставили важную информацию для дальнейшего промышленного производства радионуклидов сурьмы, перспективных для их использования в новейших медицинских технологиях терапии и диагностики онкологических заболеваний.

Цели и задачи диссертационной работы

Развитие экспериментальной и вычислительной базы позволяет совершенствовать процедуру изучения ядерных реакций при малых энергиях и включать в рассмотрение каналы, которые, играют важную роль в процессах нуклеосинтеза. Успех в исследованиях ядерных реакций при низких, «астрофизических» энергиях позволил перейти от качественного к количественному описанию процессов, как звёздного нуклеосинтеза, так и процессов, связанных с динамическими особенностями ядерных реакций с

ионами лёгкой группы масс. Для ядерных реакций, протекающих с образованием радионуклидов среднего массового диапазона, остаётся много открытых вопросов, среди них большой интерес представляет детальное изучение функции возбуждения таких реакций.

Основной целью данной диссертационной работы являлось всестороннее исследование ядерных реакций в диапазоне энергий от единиц до нескольких десятков МэВ, с образованием и распадом нуклонных систем легкого и среднего массового диапазона.

Для достижения данной цели необходимо было решить следующие задачи:

1) Для интерпретации имеющихся экспериментальных результатов в области ядерных реакций низких энергий, предложить потенциал, который хорошо бы описывал: а) упругое рассеяние для малых энергий; б) сечение реакции слияния для малых энергий (астрофизический S-фактор); в) положение резонансно-подобной структуры для реакции: $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$.

2) Провести исследования процессов слияния, упругого рассеяния и образования молекулярных состояний в реакции горения углерода в звездах на примере ядерной реакции: $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$, и описать положение высоколежащей и низколежащей вращательных полос для резонансных состояний в этой реакции.

3) Провести исследования ядерных реакций с образованием нейтронно-избыточных нуклонных систем легкой группы масс: ^{14}C , ^{22}Ne .

4) Провести анализ ядерных реакций с образованием нуклонных систем в массовом диапазоне с $A < 30$ и исследования функций возбуждения ядерных реакций с вылетом нейтрона в конечном состоянии для массового диапазона с $A > 40$.

5) Провести исследования ядерных реакций с нуклонными системами средней группы масс с образованием в выходных каналах радионуклидов, которые используются в ядерной медицине.

6) Разработать и реализовать методику проведения экспериментов с высокообогащенными мишенями для изучения функций возбуждения ядерных реакций в широком диапазоне сталкивающихся частиц и ядер.

7) Провести эксперименты с облучением высокообогащенных мишеней изотопов олова: ^{117}Sn и ^{119}Sn с целью изучения функций возбуждения ядерных реакций: $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ и $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$, а также эксперименты по изучению максимумов функций возбуждения этих реакций.

8) Провести детальный анализ функций возбуждения ядерных реакций: $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ и $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$ с использованием выбранных теоретических моделей.

9) Провести анализ функций возбуждения реакций (p,n), где в качестве мишеней фигурируют изотопы олова с массовыми числами: 115, 116, 118, 120, 122, с образованием радионуклидов сурьмы в выходных каналах.

10) Определить функции выхода из толстой мишени для (p,n) реакций с образованием радионуклидов ^{117}Sb и ^{119}Sb .

Научная новизна работы

Ответы на большинство задач, решаемых в рамках данной диссертационной работы, были получены впервые.

1) В представленной работе для исследования нейтронно-избыточных ядерных систем легкой группы масс (ядра ^{14}C) создана экспериментальная установка, с использованием разработанных зарядочувствительных предусилителей и многосенсорной системы мониторинга пучков заряженных частиц и тяжелых ионов. Это позволило с высоким разрешением измерить энергетический спектр рассеяния альфа-частиц на высокообогащенной мишени нейтронно-избыточного ядра ^{14}C (содержит 80% ^{14}C и 20% ^{12}C) и с высокой точностью идентифицировать пик упругого рассеяния, а также разделить близлежащие возбужденные состояния в ядерных системах: ^{14}C и ^{12}C .

2) Для регистрации продуктов изучаемой реакции: $^{14}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha_1\alpha_2)\rightarrow^{26}\text{Mg}^*\rightarrow^{22}\text{Ne}^*\rightarrow^{18}\text{O}$ была создана многомодульная установка, позволившая провести многопараметрические корреляционные эксперименты с применением специального метода анализа сигналов (анализ по форме импульсов), полученных с кремниевых детекторов.

3) На большом фоне регистрируемых альфа-частиц в реакции: $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha_1 \alpha_2) \rightarrow ^{26}\text{Mg}^* \rightarrow ^{22}\text{Ne}^* \rightarrow ^{18}\text{O}$ удалось выделить канал реакции, относящийся к образованию нейтронно-избыточного ядра ^6He . Таким образом, были идентифицированы события, принадлежащие возбужденным состояниям ядер ^{20}Ne , которые образуются в реакции: $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, ^6\text{He})^{20}\text{Ne}^*$. Регистрация экзотических ядер ^6He стала возможной с использованием оригинальной экспериментальной методики, включающей в себя новые кремниевые детекторы и специальные зарядочувствительные предусилители, позволяющие проводить анализ сигналов по форме импульса с учетом разного времени сбора заряда в этих детекторах.

4) В исследуемой реакции: $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha_1 \alpha_2) \rightarrow ^{26}\text{Mg}^* \rightarrow ^{22}\text{Ne}^* \rightarrow ^{18}\text{O}$ при энергии пучка ^{12}C равной 44 МэВ, в области энергий возбуждения от 16 до 30 МэВ было обнаружено пять высокоспиновых состояний в ядре ^{22}Ne . По своим характеристикам такие состояния, можно отождествить вращательным полосам с различной структурой, присущим ядерным молекулам.

5) При анализе ядерно-физических особенностей реакции: $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$, был применён специальный потенциал, позволяющий описать угловое распределение продуктов реакции в широкой энергетической области, включающей состояния, которые могут быть отнесены к вращательным полосам на основе молекулярных конфигураций. Для ядерной системы указанных взаимодействующих ионов углерода и кислорода были обнаружены состояния с различным глобальным квантовым числом и предсказано, что для достаточно широкой области энергий возбуждения составного ядра, следует ожидать наличие определённого числа резонансов, часть из которых формируется в непосредственной близости от «Гамовского окна» для реакции горения в звездах.

6) Результаты работы с выбранными потенциалами взаимодействия для описания ядерных реакций легкого массового диапазона были применены для анализа процессов слияния ядер, играющих важную роль в астрофизических процессах. В данном случае усилия были сфокусированы на изучение реакций слияния ядер с энергиями вблизи кулоновского барьера. Именно эти процессы

играют ключевую роль в эволюции звезд и определяют сценарии образования сверхновых.

7) Был применён метод анализа астрофизического S -фактора на основе подхода, связанного с использованием прямоугольной потенциальной ямы с малым числом параметров, включающих: радиус взаимодействия, действительную часть потенциала (описывает притяжение или отталкивание) и мнимую часть потенциала, характеризующую, насколько интенсивно идет слияние (fusion) ядер. Данный модельный формализм для определения астрофизического S -фактора реакций слияния легких бесспиновых ядер позволил провести сравнительный анализ интенсивности протекающих процессов в разных взаимодействующих системах. Таким образом, стало возможным определить сечения слияния для малых энергий, что приводит к пониманию механизмов протекающих ядерных реакций для случая легких ядер, представляющих астрофизический интерес.

8) Для массового диапазона от $A = 40$ до $A = 239$ были проведены теоретические исследования функций возбуждения ядерных реакций с вылетом нейтрона в конечном состоянии. Растущий в последние годы объем экспериментальных результатов для ядерных реакций в области низких и промежуточных энергий делает возможным проведение всестороннего анализа данных с использованием ядерных моделей, содержащих определённое число параметров. Подобный анализ необходим, так как результаты различных экспериментальных исследований конкретной ядерной реакции или ядерной системы, не всегда совпадают друг с другом. Учитывая значительный интерес к таким реакциям в контексте проведения прикладных работ для производства изотопов (в основном реакции (p,n) типа) для ядерной медицины, необходимо иметь возможность проводить теоретические оценки выходов конкретных радионуклидов. Поэтому для локализации, имеющихся на сегодняшний день в мировых ядерно-физических базах ошибочно полученных экспериментальных данных, и выделения определенной аномальной области для последующих детальных исследований из огромного набора данных, в диссертационной работе

была разработана четкая и простая процедура анализа с соответствующими алгоритмами. Эти алгоритмы включают ядерно-физические модели и не основываются на фитировании экспериментальных результатов полиномами определенных порядков. Поскольку для (p,n) реакций имеется не так много систематик, был проведен анализ существующих экспериментальных данных, который позволил получить функции возбуждения этих реакций в диапазоне от пороговых энергий и до 60 МэВ, для массовой области от $A = 40$ до $A = 239$.

9) Были проведены детальные исследования ядерных реакций с образованием в выходных каналах радионуклидов, используемых в медицинских технологиях: ^{44}Sc , ^{119}Sb , ^{117}Sb , ^{161}Tb , а также и радионуклидных генераторов: $^{44}\text{Ti}/^{44}\text{Sc}$, $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$, в контексте изучения функции возбуждения ядерных реакций для получения этих изотопов.

10) Модернизирован мишенный комплекс для проведения исследований ядерных реакций и измерений функций возбуждения в широком массовом диапазоне облучаемых ядер и пучков протонов, дейтронов, альфа-частиц.

11) С помощью модернизированного мишенного комплекса измерены функции возбуждения ядерных реакций: $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ и $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$ в диапазоне энергией 7–15 МэВ с прицелом на получение информации в области максимума функции возбуждения. Ряд экспериментальных данных по сечениям функций возбуждения указанных реакций получен впервые.

12) С помощью выбранных и верифицированных теоретических моделей были проведены детальные исследования максимумов функций возбуждения реакций: $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ и $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$. На основе полученных результатов по образованию радионуклидов сурьмы ^{119}Sb и ^{117}Sb в таких реакциях, появляется перспектива для объединения новейших методов визуализации и радионуклидной терапии с использованием указанных изотопов.

13) Проведён анализ ядерных реакций для широкого набора изотопов олова, используемых в качестве мишеней. Это даёт возможность изучать динамику протекания (p,n) и (p,2n) реакций в среднем массовом диапазоне с образованием радионуклидов сурьмы. В контексте этой задачи была получена новая

информация для функций возбуждения реакций: $^{115}\text{Sn}(p,n)^{115}\text{Sb}$, $^{116}\text{Sn}(p,n)^{116}\text{Sb}$, $^{118}\text{Sn}(p,n)^{118}\text{Sb}$, $^{120}\text{Sn}(p,n)^{120}\text{Sb}$, $^{122}\text{Sn}(p,n)^{122}\text{Sb}$, $^{124}\text{Sn}(p,n)^{124}\text{Sb}$.

14) В диссертационной работе были получены новые данные о выходах радионуклидов из толстой мишени в реакциях с образованием $^{99\text{m}}\text{Tc}$ (а также его генераторной формы $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$) и перспективных для методов ядерной медицины радионуклидов: ^{117}Sb , ^{119}Sb . Оценка наработанной активности, позволила сделать выводы о целесообразности наработки $^{99\text{m}}\text{Tc}$, на ускорителях протонов в диапазоне энергий 40–80 МэВ, а радионуклидов сурьмы на малогабаритных циклотронах с энергиями до 15 МэВ, с покрытием имеющихся потребностей медицинских учреждений в радиофармпрепаратах на основе этих радионуклидов.

Практическая ценность

Полученные результаты исследований процессов слияния, упругого рассеяния, образования резонансных состояний в ядерных системах, образующихся при взаимодействии частиц и ядер лёгкого массового диапазона, а также результаты исследований ядерных реакций с образованием нейтронно-избыточных нуклонных систем позволят ответить в «земных» лабораториях на вопросы о разных сценариях звездной эволюции и особенностей нуклеосинтеза во Вселенной. Это поможет сократить расходы на дорогостоящие проекты, связанные с космическими станциями и космическими обсерваториями в околоземном и межпланетном пространстве, поскольку ответы на затронутые вопросы будут искать в экспериментах на Земле.

В представленной диссертационной работе также была получена информация о функциях возбуждения ядерных реакций с образованием радионуклидов, принадлежащих среднему массовому диапазону. В данном случае важным прикладным фактором, стало использование модернизированного мишенного комплекса. Данное мишенное устройство было специально сконструировано для выбора оптимальных режимов облучения различных твердотельных мишеней и может использоваться не только для проведения

фундаментальных исследований ядерных реакций на пучках протонов, дейтронов и альфа-частиц, но и для решения прикладных задач по производству радионуклидов, применяемых в промышленности и медицине. В ходе проведенных экспериментальных работ было показано, что такой мишенный комплекс может быть использован на многих малогабаритных циклотронах, специализирующихся на производстве радионуклидов.

Возвращаясь к проблемам исследований функций возбуждения ядерных реакций можно констатировать, что экспериментальных данных по сечениям ряда реакций для производства важных для ядерной медицины радионуклидов, либо недостаточно (особенно в области энергий налетающих протонов от 10 до 20 МэВ), либо они отсутствуют вообще. Таким образом, полученные в работе новые данные можно будет с успехом применить для разработке технологий по производству радионуклидов, используемых в новейших методах радионуклидной диагностики и терапии онкологических заболеваний. Проанализировав результаты экспериментальных и теоретических исследований функций возбуждения реакций (p, xn) в диапазоне энергий 6–80 МэВ для ядерных систем средней группы масс, с образованием радионуклидов: скандия, технеция, сурьмы, тербия, были созданы предпосылки для их промышленного получения с последующим использованием в методах прецизионной визуализации злокачественных новообразований, направленной радионуклидной терапии и комбинированных методов лечения рака – тераностике. Важное прикладное значение имеют расчеты, сделанные в диссертационной работе для выходов целевого радионуклида из толстой мишени в ядерных реакциях на ускорителе, когда образуется активно применяемый в мировой клинической практике реакторный радионуклид ^{99m}Tc (а также его генераторная форма – $^{99}\text{Mo}/^{99m}\text{Tc}$). Аналогичные расчеты по выходам из толстой мишени были сделаны и для перспективных для использования в методах тераностики радионуклидов: ^{117}Sb , ^{119}Sb . Эти данные позволили сделать оценки наработанной активности, и сделать выводы о целесообразности производства ^{99m}Tc , на ускорителях протонов с энергиями от 40 до 80 МэВ, а радионуклидов сурьмы на малогабаритных

циклотронах с энергиями от 7 до 15 МэВ. Таким образом, становится возможным обеспечить потребности медицинских учреждений в радиофармпрепаратах, которые содержат указанные радиоактивные изотопы.

Методы исследования

Для изучения особенностей ядерной реакции: альфа + ^{14}C , где ускоренные с энергией 27 МэВ альфа-частицы бомбардировали радиоактивную мишень нейтронно-избыточного ядра (альфа кластерная основа ядра ^{12}C + два добавочных нейтрона) ^{14}C была создана экспериментальная установка, включающая в себя камеру рассеяния, детекторные комплексы на основе четырёх кремниевых поверхностно-барьерных сенсоров и электронные модули системы сбора и обработки информации. С помощью аналогового мультиплексора и амплитудно-цифрового преобразователя (выполненного по технологии FPGA – field-programmable gate array) была получена полная информация со всех четырех детекторов, для последующей «off-line» обработки. Преимущество такой схемы состоит в использовании минимального количества электронного оборудования (к одному мультиплексору подключается сразу четыре детектора).

Визуализация профиля пучка в режиме реального времени позволила значительно улучшить вывод пучка циклотрона, увеличить интенсивность пучка на мишени и обеспечить приемлемую фокусировку пучка на мишени за счет системы квадрупольных линз, корректирующих магнитов, поворотного магнита, в совокупности с системой подвижных коллиматоров. Таким образом, с применением системы оперативного контроля за формой и положением пучка (многосенсорная система мониторинга пучков заряженных частиц и тяжелых ионов), настраиваемой ионно-оптической системы Циклотрона и при выборе оптимальных параметров – интенсивность/энергетическое разрешение пучка, удалось уменьшить энергетический разброс альфа-частиц в пучке до 0.5%. В итоге, с высокой точностью и разрешением был идентифицирован пик упругого рассеяния в исследуемой реакции, а также разделены близлежащие

возбужденные состояния в ядерных системах ^{14}C и ^{12}C (см. также раздел 1.2.1, здесь и далее все ссылки на литературу указаны в соответствующих разделах).

Для изучения ядерной реакции: $^{14}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha_1\alpha_2)\rightarrow^{26}\text{Mg}^*\rightarrow^{22}\text{Ne}^*\rightarrow^{18}\text{O}$ с образованием высокоспиновых состояний в ядерных системах легкой группы масс, был выбран пучок ускоренных до 44 МэВ ядер ^{12}C , которые бомбардировали мишень ^{14}C . Система детекторов для регистрации продуктов этой реакции находилась в вакуумной камере рассеяния диаметром 1.5 метра. Для реализации условий совпадений «частица-частица» использовался метод угловой корреляции. Из-за низкой частоты совпадений и большого количества углов, необходимых для прецизионной идентификации спина в эксперименте были задействованы телескопы позиционно-чувствительных детекторов большой площади.

Для отбора событий, соответствующих регистрации альфа-частиц – продуктов реакции: $^{14}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha_1\alpha_2)\rightarrow^{26}\text{Mg}^*\rightarrow^{22}\text{Ne}^*\rightarrow^{18}\text{O}$ применялся специальный метод анализа соответствующих сигналов по форме импульса. Метод базируется на том, что в кремниевых детекторах при взаимодействии с веществом детектора частиц разной массы и заряда, будет разное время сбора соответствующего заряда. Регистрация первичных альфа-частиц (α_1), которые заселяли высоковозбужденные состояния в ядрах ^{22}Ne , производилась двумя кремниевыми детекторами – PIN-диодами (передние детекторы). Для подавления фона от ядер ^{12}C , испытавших упругое рассеяние, PIN-детекторы были закрыты платиновой фольгой толщиной 15 микрон. Это позволяло регистрировать ядра от водорода до лития включительно, с порогом регистрации альфа-частиц порядка 10 МэВ. Регистрация вторичных альфа-частиц (α_2) уже от распада возбужденных состояний ядер неона производилась двумя позиционно-чувствительными комбинированными dE-E телескопами большой площади, перекрывающими угловой диапазон от 34° до 50° и от 58° до 75° в лабораторной системе координат. Каждый телескоп включал в себя газовый пропорциональный детектор с одним анодом, используемый в качестве dE-детектора, а в качестве стоп-детекторов (E-детекторы) использовались 10 кремниевых PIN диодов. Была специально

разработана многомодульная система сбора и обработки информации со всех детекторных комплексов: двух dE-E телескопов и двух передних кремниевых PIN-детекторов. В итоге, с помощью данной экспериментальной методики удалось определить энергетические полосы, принадлежащие протонам, дейтронам, тритонам, альфа-частицам и легким ядрам: ${}^6,7\text{Li}$, ${}^{9,10}\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12,14}\text{C}$, и зарегистрировать нейтронно-избыточное ядро ${}^6\text{He}$ в выходном канале реакции: ${}^{14}\text{C}({}^{12}\text{C}, {}^6\text{He}){}^{20}\text{Ne}^*$, а также обнаружить ряд высокоспиновых состояний в ядре ${}^{22}\text{Ne}$. Проведенный анализ характеристик этих состояний, позволил отождествить их с вращательными полосами с различной структурой, которые могут соответствовать ядерным молекулам (см. также раздел 1.2.2).

Современные работы по анализу ядерных реакций с применением двойного потенциала свертки с учетом кластерных степеней свободы (DFC) показали возможность описания сечения упругого рассеяния в широком диапазоне энергий и масс, со сравнительно небольшим числом свободных параметров. Кроме того, была показана перспективность таких потенциалов при описании астрофизического S-фактора, хотя возникли определенные трудности с систематикой нормировочных множителей. При проведении исследований реакций взаимодействия ядер с массовым числом 11–16 в рамках потенциальной модели возможно три варианта определения потенциала. Первый вариант основывается на выборе потенциала, хорошо описывающего распределение частиц в экспериментах по их рассеянию. Проблемой является сильная зависимость параметров потенциала от энергии (в особенности для мнимой части). Возникают сложности при анализе углового распределения в области низких энергий из-за сильного влияния кулоновского поля, а в области высоких энергий, из-за необходимости учета неупругих процессов. Во втором варианте, возможен выбор полумикроскопического потенциала в виде свертки. Однако в этом случае существенным недостатком является значительное ограничение на возможность параметризации потенциала (наиболее естественно удастся параметризовать только множитель нормировки глубины). В третьем варианте, возможно описание в рамках смешанного подхода, когда потенциал

рассматривается в полумикроскопической форме, но с добавками, допускающими параметризацию. Этот подход был использован в диссертационной работе для описания взаимодействия ядер с учетом кластеризации.

В рамках формализма оптической модели были проанализированы угловые распределения для реакции $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ с выбранным потенциалом для разных энергий и проведено сравнение полученных результатов в области углов 90° - 180° с полиномами Лежандра разных порядков. Дифференциальное сечение рассеяния, в общем случае, имеет сложную зависимость от угла, но наблюдаются случаи, когда можно говорить о полиномиальной структуре. Такая структура проявляется в виде набора максимумов, которые отождествляются с максимумами квадрата функции $P_l(\cos \theta)$ (где $P_l(x)$ – полином Лежандра степени l) с определённым фиксированным значением l . Но даже в таких случаях структура не описывается только полиномом степени l . В данной диссертационной работе была разработана процедура, позволяющая оценивать вклады одиночных полиномов Лежандра в заданное модельное распределение. Разработанная методика позволила идентифицировать целый класс высокоспиновых состояний. Было также обнаружено, что в ряде случаев, при попадании низкоспинового резонанса в область, имеющую полиномиальную структуру под большими углами, возникает ложный результат наличия высокоспинового резонанса. Поэтому, указанная методика на основе анализа полиномов Лежандра, дает возможность выявлять так называемые «ложные состояния», которые могут быть идентифицированы как резонансы, принадлежащие вращательной полосе (см. см. также раздел 1.3).

Необходимо отметить, что при изучении характеристик ядерных реакций, и выполнении соответствующих модельных расчётов, используется ряд параметров. Это приводит к сложным вычислениям, а также к рассогласованию в данных, полученных расчетным путём и экспериментально. Поэтому в диссертационной работе был предложен метод анализа астрофизического S -фактора на основе подхода, связанного с применением прямоугольной потенциальной ямы. Преимущество данной модели заключается в простоте расчетов и малом числе параметров, которые включают: радиус взаимодействия, действительную часть

потенциала (описывает притяжение или отталкивание) и мнимую часть потенциала, характеризующую насколько интенсивно идет слияние (fusion) ядер.

Для изучения реакций слияния при энергиях ниже кулоновского барьера был применён соответствующий метод с использованием формализма прямоугольной потенциальной ямы. Дело в том, что расчеты, связанные с потенциалами на основе свертки и унифицированными потенциалами, позволяют сократить число параметров, при этом такая методика не всегда подходит для мнимой части потенциала. Поэтому вариант потенциала в виде прямоугольной ямы при минимуме задействованных параметров, дает возможность учитывать как реальный, так и мнимый потенциалы, а радиусы мнимой и реальной частей потенциала будут равны. Рассматривается задача, которая в рамках описания подбарьерного слияния ядер, даёт информацию о систематике параметров модели с прямоугольным потенциалом. Ранее такой подход применялся к отдельным ядрам, что не давало возможность получить зависимость параметров потенциала от заряда и массовых чисел ядер, которые участвуют в реакции. В итоге, был сделан анализ реакций слияния между ядрами, спин которых равен нулю, и которые играют ключевую роль в процессах звездного нуклеосинтеза, при энергиях ниже кулоновского барьера. Рассматриваемый диапазон таких ядер был выбран от $A = 12$ и до $A = 28$, а волновая функция выбиралась пропорциональной выражению: $\exp(-iKr)$. Корректность такого выбора было подтверждено соответствующим сравнением указанного выражения с волновой функцией, полученной при численном решении уравнения Шредингера с рассматриваемым потенциалом, описание которого проводилось при помощи сплайнов. Более детально формулы, используемые для вычислений, представлены в разделе 1.4, с соответствующими ссылками на источники.

Рассматривались ядерные процессы с комбинациями различных взаимодействующих ядер: ^{12}C , $^{16,18}\text{O}$, ^{20}Ne , ^{24}Mg , $^{28,30}\text{Si}$, с использованием экспериментальных данных. Чтобы определить параметры потенциала: R , V , W проводились расчеты, связанные минимизацией величины χ^2 , и анализировалось расхождение между теоретическими вычислениями и экспериментальными

значениями величин астрофизического S-фактора, при этом выбиралась область энергий ниже кулоновского барьера. Для всех указанных ядерных систем в изучаемом диапазоне масс и энергий был определен набор параметров R , V , W , с помощью которых можно хорошо описать зависимость S-фактора от энергии. Наблюдающиеся небольшие отклонения в результатах сравнения объясняются тем, что для таких параметров, при изменении их значений, могут возникать различия в величинах получаемого S-фактора в области более низких энергий, и это особенно заметно для лёгких ядер.

Таким образом, описанный метод с применением модели прямоугольной потенциальной ямы для определения астрофизического S-фактора реакций слияния легких бесспиновых ядер, дал возможность сравнить интенсивности протекающих процессов в разных взаимодействующих системах, когда наблюдается разброс значений сечений почти на 40 порядков! Используя разработанный подход, удалось для нормированного сечения получить разброс в пределах одного порядка. Для различных комбинаций ядер, экспериментальные величины S-факторов были нормированы на соответствующие величины, полученные в рамках предложенного подхода в зависимости от энергии исследуемых ядерных систем, деленной на высоту кулоновского барьера. Была выделена область, которая отвечает разбросу теоретических предсказаний и область энергий для протекания реакций в звездах. Анализируя полученные данные, наблюдаем хорошее совпадение теоретических расчетов и экспериментальных значений. Благодаря этому методу, стало возможным не только предсказывать и определять сечения слияния для малых энергий, но и анализировать механизмы протекания ядерных реакций для легкого массового диапазона, представляющих интерес в области ядерной астрофизики (см. см. также раздел 1.4).

В рамках проведения теоретических исследований функций возбуждения ядерных реакций (с вылетом нейтрона в конечном состоянии) для массового диапазона от $A > 40$ и до $A = 239$, возникла необходимость получить общую систематику для всех имеющихся экспериментальных данных. Это требуется для

идентификации сечений реакций в широком диапазоне энергий и масс, участвующих во взаимодействии ядер. Для решения данной задачи в диссертационной работе функция возбуждения разбивалась на три области соответствующие энергиям налетающих протонов: область, которая характеризуется равновесными процессами, типичными для образования и распада составных (компаунд) ядерных систем и которая начинается от порога реакции до энергий 11 МэВ; две области, соответствующие предравновесным процессам. Сечение реакции в первой области вычислялось с использованием: сечения образования и шириной распада составного ядра в соответствующий канал. Поскольку в диссертационной работе изучались выходные каналы с вылетом нейтрона и протона то рассматривались протонная ширина и нейтронная ширины, в которые входили: энергия возбуждения составного ядра, энергия вылетающей частицы, энергия связи протона и нейтрона, коэффициент проницаемости кулоновского барьера, плотность уровней остаточного ядра. Для расчетов сечения образования составного ядра использовался коэффициент проницаемости, зависящий от углового момента и который выбирался с применением систематики, основанной на использовании глобального оптического потенциала. Функции возбуждения для двух предравновесных областей выбирались линейными в логарифмических шкалах. После этого все полученные зависимости нормировались на соответствующие сечения, и проводилось объединение всех рассматриваемых областей в непрерывную функцию возбуждения (см. более подробно в разделе 2.1). В результате моделирования были получены оптимальные параметры для всех рассмотренных участков функции возбуждения, что позволило идентифицировать соответствующие механизмы исследуемых ядерных процессов.

Одним из широко используемых методов для определения сечений ядерных реакций и получения их функций возбуждения является «метод набора фольг». Этот метод составил основу экспериментальных исследований ядерных реакций с образованием и распадом нуклонных систем среднего массового диапазона, проводимых в рамках представленной диссертационной работы. Мишени, в

которых происходит изучаемая ядерная реакция, представляют собой тонкие фольги и помещаются друг за другом перпендикулярно по направлению к пучку. Между этими фольгами размещаются другие тонкие фольги, являющиеся мониторами пучка и поглотителями его энергии. В итоге весь используемый набор фольг облучается одновременно. В качестве мониторных фольг выбираются такие, у которых ядерные реакции (мониторная реакция - ядерная реакция, сечения которой хорошо известны в заданной области энергий) идущие на определенных изотопах в фольге, имеют хорошо исследованную функцию возбуждения. Проводя измерения активности наработанного в конкретной мониторной фольге радионуклида, затем вычисляют с помощью этой наработанной активности, сечение данной ядерной реакции. Далее по известной функции возбуждения восстанавливается энергия пучка заряженных частиц, которая соответствует этому сечению. Таким образом, определяется энергия пучка после прохождения этой фольги. Аналогичным способом идентифицируется и ток пучка. На следующем этапе измеряется активность наработанного радионуклида уже в исследуемой мишени, и вместе с информацией о токе пучка, полученной из мониторных фольг, определяется сечение ядерной реакции, в которой этот радионуклид образуется. С учётом данных об энергии пучка, в итоге становится возможным получение информации о функции возбуждения рассматриваемой ядерной реакции (более подробно см. раздел 2.2.2).

Важным фактором, который повлиял на проведение экспериментальных исследований в диссертационной работе, стало использование модернизированного мишенного комплекса. Данное мишенное устройство было специально сконструировано для выбора оптимальных режимов облучения различных твердотельных мишеней (конструкционные особенности и принцип работы мишенного комплекса описан в разделе 2.2.1).

В рамках работ по исследованию функций возбуждения ядерных реакций с образованием радионуклидов сурьмы: ^{117}Sb , ^{119}Sb в выходных каналах, были использованы ядерно-физические модели совместно с теоретическими

подходами. Это дало возможность изучить механизмы протекания таких реакций и создать задел для дальнейшего изучения ядерных систем средней группы масс. В представленной диссертационной работе применялся теоретический формализм, заложенный в программы: PRECO и Talys (см. раздел 2.2). Программа PRECO основана на двухкомпонентной экситонной модели с учетом испускание легких частиц (до альфа-частиц включительно), включая отдельную подпрограмму для процессов передачи нуклонов, выбивание и неупругое рассеяние с участием сложных частиц, а также коллективное возбуждение состояний. Эмиссия нуклона в равновесной фазе реакции допускается после предравновесного испускания нейтрона или протона. Равновесные сечения рассчитываются на основе формулы Вайскопфа - Ивинга. Программа Talys предлагает более широкие возможности для моделирования ядерных реакций в диапазоне энергий пучков заряженных частиц от 1 кэВ до 200 МэВ и мишеней, начиная с массового числа 12, с возможностью варьирования до 340 параметров, заложенных в нее теоретических моделей. Механизмы ядерных реакций, включённые в Talys: упругое рассеяние; прямые реакции; реакции через составное ядро; предравновесные процессы; деление. В качестве ядерно-физических моделей, задействованных Talys для описания ядерных реакций идущих через составное ядро (p,n) с мишенями среднего массового диапазона обычно используется модель Хаузера-Фешбаха с коррекцией на флуктуацию ширин уровней. Причем учитывается возможность многократной эмиссии частиц, и принимаются во внимание предравновесные процессы. Предравновесная часть, как в PRECO, так и в Talys, рассчитывалась в рамках модели Калбах. В данной диссертационной работе в качестве модели плотности уровней в Talys выбрана модель: The Back-shifted Fermi gas Model. Подбирая для модели плотности уровней сдвиг энергии возбуждения и, в некоторых случаях, параметр плотности уровней остаточного ядра, удаётся улучшить согласие с экспериментальными данными в области спада сечения после прохождения пика (подробно см. раздел 2.2 с соответствующими ссылками на литературу).

Степень достоверности и апробация результатов

Достоверность результатов обеспечивается соответствием теоретических и модельных расчетов с представленными в научной литературе экспериментальными данными, а также воспроизводимостью полученных в диссертационной работе экспериментальных результатов. При этом имеющиеся в более ранних (получены другими научными группами) работах результаты, были подтверждены в данной работе с целью их дальнейшего совершенствования и развития с учетом новых экспериментальных реалий. Также ряд полученных результатов нашли подтверждение в более поздних научных работах по соответствующей тематике.

Результаты работы неоднократно докладывались на научных семинарах кафедры ядерно-физических методов исследования физического факультета СПбГУ, рабочих и научных семинарах: ОАО Радиевый Институт им. В.Г. Хлопина РОСАТОМ, НИЦ «Курчатовский институт» ПИЯФ, научных семинарах зарубежных Университетов и научных учреждений: Texas A&M University, The University of Jyväskylä, Nazarbayev University, Евразийский национальный университет имени Л. Н. Гумилёва, Диагностический центр University Medical Center Астана, а также на международных и всероссийских конференциях:

1. LX International Conference on Nuclear Physics “Nucleus 2010. Methods of Nuclear Physics for Femto- and Nanotechnologies”, Saint-Petersburg, Russia, 2010;
2. Международный научный семинар «Ускорители для будущего России», МГУ, Москва, 2013;
3. LXIV International Conference on Nuclear Physics “Nucleus 2014. Fundamental problems of nuclear physics, atomic power engineering and nuclear technologies”, Minsk, Belarus, 2014;
4. LXV International Conference on Nuclear Physics "Nucleus 2015. New Horizons in Nuclear Physics, Nuclear Engineering, Femto- and Nanotechnologies", Saint-Petersburg, Russia, 2015;

5. Научно-практическая конференция «Ядерная медицина и лучевая терапия: современное состояние и перспективы», Москва, 2017;
6. X Международный конгресс «Невский радиологический форум», Санкт-Петербург, 2018;
7. LXVIII International Conference on Nuclear Physics “Nucleus 2018. Fundamental problems of nuclear physics, atomic power engineering and nuclear technologies”, Voronezh, Russia, 2018;
8. III NICA Days 2019 International Scientific and Engineering Conference, Warsaw, Poland, 2019;
9. LXX International Conference «Nucleus 2020. Nuclear physics and elementary particle physics. Nuclear physics technologies», Saint-Petersburg, Russia, 2020;
10. LXXI International Conference «Nucleus 2021. Nuclear physics and elementary particle physics. Nuclear physics technologies», Saint-Petersburg, Russia, 2021;
11. Конференция «Ядерная медицина и циклотронные технологии», Санкт-Петербург, 2022;
12. V Международный Форум Онкологии и Радиотерапии, Конгресс РАТРО, Москва, 2022;
13. LXXII International Conference «Nucleus 2022. Fundamental problems and applications», Moscow, Russia, 2022;
14. LXXIII International Conference «Nucleus 2023. Fundamental problems and applications», Sarov, Russia, 2023;
15. LXXIV International Conference «Nucleus 2024. Fundamental problems and applications», Dubna, Russia, 2024;

Публикации

Основные результаты по теме диссертационной работы изложены в виде 20 опубликованных работ, причем все 20 изданы в журналах WoS, Scopus, а 5 из них опубликованы в журналах Q1 CJR/SJR.

Автором диссертации (совместно с Землин Е.О., Мальцев Н.А.) был получен Патент на изобретение, № 2830097, от 12.11.2024, «Многосенсорная система мониторинга пучков заряженных частиц и тяжелых ионов».

Личный вклад автора

Работа выполнена в Санкт-Петербургском Государственном Университете. Материалы диссертации являются обобщением работ автора по теме исследования и отражают его личный вклад в развитие данной тематики. Ряд исследований проводился совместно с С.Ю. Ториловым и Н.А. Мальцевым. Большинство результатов исследований, представленных в диссертации, опубликовано в трудно разделимом соавторстве. Все результаты, приведенные в диссертации, получены либо самим автором, либо при его непосредственном участии.

Поддержка

Исследования, проводимые в рамках диссертационной работы, были поддержаны грантами РФФИ, РНФ, договорами о научно-исследовательских и опытно-конструкторских работах с научными центрами Российской Федерации, грантами Комитета по науке и высшей школе правительства Санкт-Петербурга, Федеральными целевыми программами, а также другими государственными программами.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, 2 основных глав, заключения, 82 рисунков, 3 таблиц, библиографии из 189 наименований и списка публикаций автора, выносимых на защиту, состоящего из 20 наименований. В каждой главе обсуждаются основные полученные результаты. Объем диссертации составляет 225 страниц.

Основные научные результаты

1. Показано, что при использовании современных ускорительных комплексов, систем диагностики пучков в режиме реального времени и разработанных электронных систем обработки сигналов с кремниевых детекторов можно эффективно изучать ядерные реакции с нейтронно-избыточными альфа-кластерными нестабильными мишенями, а также ядерные реакции с ионами с образованием и распадом составных ядерных систем легкой и средней группы масс [17, 18, 19, 20, 21] (личный вклад составляет не менее 80%).
2. Показано, что при исследовании ядерной реакции: $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha_1 \alpha_2) \rightarrow ^{26}\text{Mg}^* \rightarrow ^{22}\text{Ne}^* \rightarrow ^{18}\text{O}$ образуются высоковозбужденные состояния. С применением специального метода обработки детекторных сигналов по форме импульса удалось идентифицировать энергетические полосы, принадлежащие протонам, дейтронам, тритонам, альфа-частицам и легким ядрам: $^6, ^7\text{Li}$, $^9, ^{10}\text{Be}$, ^{11}B , $^{12, ^{14}}\text{C}$, зарегистрировать экзотические нейтронно-избыточные ядра ^6He и обнаружить следующий канал реакции: $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, ^6\text{He})^{20}\text{Ne}^*$, а также обнаружить ряд высокоспиновых состояний в ядре ^{22}Ne . Анализ характеристик этих состояний, позволил отождествить их с вращательными полосами с различной структурой, которые могут соответствовать ядерным молекулам [19, 21, 22, 23] (личный вклад составляет не менее 80%).
3. В исследуемой реакции $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha_1 \alpha_2) \rightarrow ^{26}\text{Mg}^* \rightarrow ^{22}\text{Ne}^* \rightarrow ^{18}\text{O}$ (энергия пучка ^{12}C – 44 МэВ) в области энергий возбуждения от 16 до 30 МэВ было обнаружено пять высокоспиновых состояний в ядре ^{22}Ne . Эти состояния были отнесены к вращательным полосам различной структуры, которые могут соответствовать ядерным молекулам [19, 21, 22, 23] (личный вклад составляет не менее 70%).
4. Применение специального потенциала, позволило описать угловое распределение продуктов реакции $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ в широкой энергетической области, включающей состояния, которые могут быть отнесены к вращательным полосам (молекулярные конфигурации). Также было показано, что для значительной

области энергий возбуждения составного ядра, ожидается определённое число резонансов [107, 127] (личный вклад составляет не менее 70%).

5. В диссертационной работе были проанализированы соответствующие угловые распределения реакции $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$, и проведено сравнение их с полиномами Лежандра различных порядков. Было обнаружено, что при совпадении резонанса с малым угловым моментом и приведенной шириной с областью, демонстрирующей полиномиальную структуру под большими углами, может возникнуть ошибочная картина, подобная присутствию высокоспинового резонанса. Такие состояния могут быть ошибочно идентифицированы как резонансы («ложные резонансы»), принадлежащие вращательной полосе. Также в указанной реакции было определено положение возможных резонансов в оптическом потенциале [107] (личный вклад составляет не менее 70%).

6. В ходе анализа процессов слияния ядер, играющих важную роль в астрофизических процессах (особенно реакции слияния ядер с энергиями вблизи кулоновского барьера), были проведены соответствующие расчеты как астрофизического S -фактора, так и сечения реакции с использованием потенциалов, полученных для описания ядерных реакций легкого массового диапазона. Результаты расчетов показали, что оба потенциала хорошо описывают экспериментальные данные в диапазоне энергий до 20 МэВ. Отмечается, что такое поведение сохраняется вплоть до минимальных значений сечений вблизи «Гамовского окна» [127] (личный вклад составляет не менее 80%).

7. Был использован метод анализа астрофизического S -фактора на основе формализма прямоугольной потенциальной ямы. К преимуществам данного метода следует отнести малое число параметров: радиус взаимодействия, действительную часть потенциала – описывает притяжение или отталкивание и мнимую часть потенциала – характеризует насколько интенсивно идет слияние (fusion) ядер, а также простоту расчетов с минимизацией вычислительных ресурсов. С помощью такой модели появилась возможность изучать явление, связанное с уменьшением S -фактора в реакциях звездного нуклеосинтеза – эффект подавления сечения при малых энергиях, и проводить сравнения с

расчетами на основе оптических потенциалов. Предложенный метод дал возможность провести сравнительный анализ интенсивности протекающих процессов в разных взаимодействующих системах. Важный результат состоит в том, что разброс нормированного сечения в текущих расчетах оказался в пределах одного порядка. Сравнение с экспериментальными данными показали, что имеет место хорошее совпадение результатов теоретических расчетов, полученных с помощью данной модели. Таким образом, удаётся не только предсказывать и определять сечения слияния для малых энергий, но и лучше понимать механизм протекающих ядерных реакций для случая легких ядер, представляющих астрофизический интерес [137] (личный вклад составляет не менее 70%).

8. Проведены теоретические исследования функций возбуждения ядерных реакций (p,n) типа для среднего и тяжелого массового диапазона: от $A = 40$ до $A = 239$, создана соответствующая систематика и выбраны оптимальные параметры моделирования для всех рассмотренных участков функции возбуждения, что позволило подтвердить механизмы этих ядерных процессов [145] (личный вклад составляет не менее 80%).

9. Было проанализировано 120 экспериментальных функций возбуждения ядерных реакций, в энергетическом диапазоне от порога реакции и до 60 МэВ, в массовом диапазоне от $A = 40$ до $A = 60$, а также проведен сравнительный анализ с расчетами сечений на основе разработанной систематики. Этот анализ показал хорошее совпадение результатов расчета с экспериментальными данными. Было установлено, что наибольшие отклонения для предложенной систематики наблюдаются в области малых энергий. В ряде случаев, обнаружены расхождения с систематикой для области энергий расположенной ниже кулоновского барьера. Для некоторых ядерных реакций в областях близких к их порогу, при анализе экспериментальной информации был зафиксирован систематический сдвиг по энергии. Это приводит к появлению отличных от нуля значений сечений, лежащих на графике функции возбуждения ниже энергии порога реакции, что указывает на возможные ошибки в экспериментальных данных, а также на погрешности в процедуре сканирования экспериментальных результатов. С

другой стороны, стоит отметить, что систематика показывает хорошее соответствие в областях, связанных с ядерными процессами предравновесной эмиссии. Основным результатом данных исследований сводится к тому, что такой подход может быть использован для количественной оценки процессов образования конкретных радионуклидов в выходных каналах в реакциях с различными мишенями, так как полученная систематика позволяет хорошо описать зависимость сечения (p,n) реакции от энергии налетающего протона. Полученные расхождения результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными для реакций на изотопах олова, а также нуклидах: ^{85}Rb , ^{94}Sr , ^{130}Te , ^{150}Nd и в особенности в области максимума функции возбуждения, дают весомый аргумент для проведения дополнительных экспериментальных исследований ядерных реакций с указанными изотопами [145] (личный вклад составляет не менее 80%).

10. Был проведен детальный анализ функций возбуждения ядерных реакций для получения радионуклидов: ^{44}Sc , ^{119}Sb , ^{117}Sb , ^{161}Tb , и радионуклидных генераторов: $^{44}\text{Ti}/^{44}\text{Sc}$, $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$. Результаты этих расчетов можно использовать в прикладных работах по производству $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$ на циклотронах средних энергий: от 40 до 80 МэВ даже в условиях ограниченного набора экспериментальных данных в указанной области энергий [33] (личный вклад составляет не менее 80%).

11. Для проведения исследований ядерных реакций и для решения задач, связанных с производством радионуклидов, был модернизирован мишенный комплекс. Для работы с многокомпонентными, многослойными и толстыми мишенями, использовалась система газового и жидкостного охлаждения. Была создана новая система мониторинга нагрева мишеней и выбраны оптимальные параметры системы охлаждения мишеней [24, 25, 26, 27, 28, 29, 41] (личный вклад составляет не менее 90%).

12. Выполнены эксперименты с мишенями: Ag, Cd, Cu, Fe, Ti, нержавеющей стали, $^{\text{nat}}\text{Sn}$. Обработка и всесторонний анализ результатов экспериментов для выбора окончательной методики проведения экспериментов с многослойными и

толстыми мишенями и, главное, с высокообогащенными мишенями олова [24, 25, 26, 27, 28, 29, 34, 41] (личный вклад составляет не менее 90%).

13. Проведены эксперименты с облучением высокообогащенных (более 85%) оловянных мишеней: ^{117}Sn и ^{119}Sn с целью изучения функций возбуждения ядерных реакций: $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ и $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$ [33, 34] (личный вклад составляет не менее 90%).

14. Выбраны теоретические модели для анализа функций возбуждения ядерных реакций: $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ и $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$ [33, 34] (личный вклад составляет не менее 80%).

15. Обработаны данные экспериментов по изучению функций возбуждения ядерных реакций: $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ и $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$ [34] (личный вклад составляет не менее 90%).

16. Проведен анализ реакций: $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ и $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$ с использованием предложенных теоретических моделей [34] (личный вклад составляет не менее 90%).

17. Выполнены эксперименты по детальному исследованию максимумов функций возбуждения ядерных реакций: $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ и $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$. Систематизированы полученные данные [33, 34] (личный вклад составляет не менее 90%).

18. Проведен анализ функций возбуждения реакций (p,n) с изотопами олова, с массовыми числами: 115, 116, 118, 120, 122 с образованием радионуклидов сурьмы в выходных каналах [34] (личный вклад составляет не менее 80%).

19. На основании полученных экспериментальных данных для функций возбуждения реакций: $^{117}\text{Sn}(p, n)^{117}\text{Sb}$ и $^{119}\text{Sn}(p, n)^{119}\text{Sb}$ были сделаны оценки выходов радионуклидов сурьмы (для прикладных работ с целью их производства на ускорителях протонов) из толстой мишени. Было показано, что за 6 часов облучения оловянной мишени пучком протонов током всего в 10 мкА и энергией 15 МэВ можно наработать радионуклиды ^{119}Sb и ^{117}Sb с активностями около 8 ГБк и 120 ГБк, соответственно. Это дает прекрасную возможность для использования полученных функций выхода при планировании производства радионуклидов

^{117}Sb в реакциях с протонами с энергиями больше 15 МэВ, то есть в энергетических областях, где экспериментальные данные на сегодняшний день отсутствуют [33] (личный вклад составляет не менее 90%).

Положения, выносимые на защиту

1. Новые результаты исследований реакций взаимодействия альфа-частиц с нейтронно-избыточными альфа-кластерными нестабильными мишенями, с использованием современных средств фокусировки и проводки пучка ускорителя и его диагностики в режиме реального времени.
2. Идентификация высокоспиновых, высоковозбужденных состояний в ядре ^{22}Ne , при исследованиях ядерной реакции: $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha_1 \alpha_2) \rightarrow ^{26}\text{Mg}^* \rightarrow ^{22}\text{Ne}^* \rightarrow ^{18}\text{O}$. Анализ характеристик этих состояний позволил отождествить их с вращательными полосами различной структуры, которые могут соответствовать ядерным молекулам. Применение специального метода обработки детекторных сигналов по форме импульса позволило обнаружить энергетические полосы, которые принадлежат продуктам изучаемой реакции: протонам, дейтронам, тритонам, альфа-частицам и легким ядрам: $^{6,7}\text{Li}$, $^{9,10}\text{Be}$, ^{11}B , $^{12,14}\text{C}$ и зарегистрировать экзотические нейтронно-избыточные ядра ^6He с идентификацией канала реакции: $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, ^6\text{He})^{20}\text{Ne}^*$.
3. Проведённый анализ угловых распределений реакции $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ и сравнение их с полиномами Лежандра различных порядков, позволили выявить ошибочно идентифицированные резонансы («ложные резонансы»), принадлежащие вращательной полосе.
4. Расчеты астрофизического S-фактора и сечений реакций слияния с использованием потенциалов, предложенных для описания ядерных реакций легкого массового диапазона, позволили получить согласие с экспериментальными данными в диапазоне энергий до 20 МэВ.
5. Предложен метод анализа астрофизического S-фактора на основе формализма прямоугольной потенциальной ямы с применением данной модели

для изучения явлений, зависящих от сечения слияния в реакциях звездного нуклеосинтеза. Для определения астрофизического S-фактора реакций слияния легких бесспиновых ядер выполнено сравнение интенсивности протекающих процессов в разных взаимодействующих системах с использованием метода, основанного на модели прямоугольной потенциальной ямы. Показано, что разброс нормированного сечения в текущих расчетах оказался в пределах одного порядка. Сравнение с экспериментальными данными подтверждает возможность предсказывать и определять сечения слияния ядерных реакций малых энергий, для случая легких ядер, представляющих интерес в ядерной астрофизике.

6. Теоретические исследования функций возбуждения ядерных реакций (p,n) типа для массового диапазона от $A = 40$ до $A = 239$. Создана систематика и выбраны оптимальные параметры моделирования для всех рассмотренных участков функции возбуждения, что позволило подтвердить механизмы этих ядерных процессов.

7. На основе анализа 120 экспериментальных функций возбуждения ядерных реакций и с применением ядерно-физических моделей для энергетического диапазона от порога реакции до 60 МэВ и массового диапазона от $A = 40$ до $A = 60$ создана систематика для соответствующих экспериментальных данных. Сравнительный анализ с расчетами сечений на основе разработанной систематики показал совпадение результатов расчета с экспериментальными данными. Это позволило сделать выводы о наличии возможных ошибок в определённом наборе экспериментальных данных, и в оценке погрешностей процедуры сканирования экспериментальных результатов. Показано, что такой подход может быть использован для получения количественных результатов при анализе процессов образования конкретных радионуклидов в выходных каналах в реакциях с различными мишенями. Показано, что полученная систематика позволяет хорошо описать зависимость сечения (p,n) реакции от энергии налетающего протона и может быть использована для проведения дополнительных экспериментальных исследований функций возбуждения ядерных реакций (особенно в области максимума) в среднем массовом диапазоне.

8. Детальный анализ функций возбуждения ядерных реакций с образованием в выходных каналах радионуклидов: ^{44}Sc , ^{119}Sb , ^{117}Sb ^{161}Tb , и радионуклидных генераторов: $^{44}\text{Tl}/^{44}\text{Sc}$, $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$. Разработаны рекомендации по использованию полученных результатов в прикладных работах по производству $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$ на циклотронах средних энергий: от 40 до 80 МэВ.

9. В ходе модернизации мишенного комплекса для проведения исследований ядерных реакций и для решения задач, связанных с производством радионуклидов, создана новая система мониторинга нагрева мишеней и выбраны оптимальные параметры системы охлаждения мишеней. Эксперименты с мишенями: Ag, Cd, Cu, Fe позволили выбрать окончательную методику для проведения исследований с высокообогащенными мишенями с изотопами олова.

10. Эксперименты с облучением высокообогащенных Sn мишеней для изучения функций возбуждения ядерных реакций: $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ и $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$ позволили выбрать теоретические модели для анализа функций возбуждения этих ядерных реакций. В проведённых экспериментах по детальному исследованию максимумов функций возбуждения ядерных реакций: $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ и $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$ были получены новые данные по сечениям указанных реакций, что позволило систематизировать эти данные.

11. Анализ функций возбуждения реакций (p,n) с изотопами олова, с массовыми числами: 115, 116, 118, 120, 122 позволил описать поведение этой функции для реакций с образованием в выходных каналах изотопов сурьмы. Это дало возможность проанализировать динамику протекания такого рода реакций в данном массовом диапазоне.

12. Получены функции выхода радионуклидов сурьмы из толстой мишени в реакциях: $^{117}\text{Sn}(p, n)^{117}\text{Sb}$ и $^{119}\text{Sn}(p, n)^{119}\text{Sb}$ в контексте прикладных работ с целью производства этих радионуклидов на ускорителях протонов. Оценки наработанной активности для конкретных параметров облучения показали возможность использования полученных функций выхода при планировании производства радионуклидов ^{117}Sb в реакциях с протонами с энергиями больше 15 МэВ, где экспериментальные данные на сегодняшний день отсутствуют.

Глава 1. Исследования ядерных реакций с образованием и распадом нуклонных систем легкого массового диапазона

Современное развитие физики ядерных реакций в области легких ядерных систем идет по нескольким направлениям. Во-первых, огромное внимание уделяется исследованиям нейтронно-избыточных ядер и изучению различных экзотических структур в них: гало-ядра, ядра с экстремальным соотношением N/Z , магические нейтронно-избыточные ядра, сильно-деформированные ядра, эффекты кластеризации. Другим, не менее интересным направлением, является изучение альфа-кластерных ядер и механизмов нуклонной конденсации в альфа-кластеры. Здесь основной доминантой является обнаружение и изучение новых состояний ядерной материи. Основным инструментом экспериментального изучения данных направлений являются реакции с ускоренными ионами. Схематически нарисуем картину протекающих процессов (см. рисунок 2, идем в сторону уменьшения переданного углового момента l): ядра мишени бомбардируются ионами и при больших угловых моментах происходит их упругое рассеяние и кулоновское возбуждение коллективных уровней. Если ион подлетает на довольно близкое расстояние, почти вплотную к ядрам мишени (*grazing* - l_{gr}), в область действия ядерных сил, начинают доминировать процессы с возбуждением гигантских резонансов, реакции передачи, подхвата и другие ядерные реакции с прямым механизмом взаимодействия. В таких «касательных» столкновениях ядер можно наблюдать интерференцию кулоновских и ядерных сил (область $\sigma_{EI} + \sigma_{CE}$ на рисунке 2), а максимум в сечении упругих столкновений будет наблюдаться в области с меньшим угловым моментом, чем при чистом кулоновском взаимодействии (область σ_D на рисунке 2). При дальнейшем уменьшении переданного углового момента l , возрастает время контакта сталкивающихся ядер, начинают расти энергетические потери и реакция вступает в область глубоко неупругих процессов (область σ_{DIC} на рисунке 2) [2].

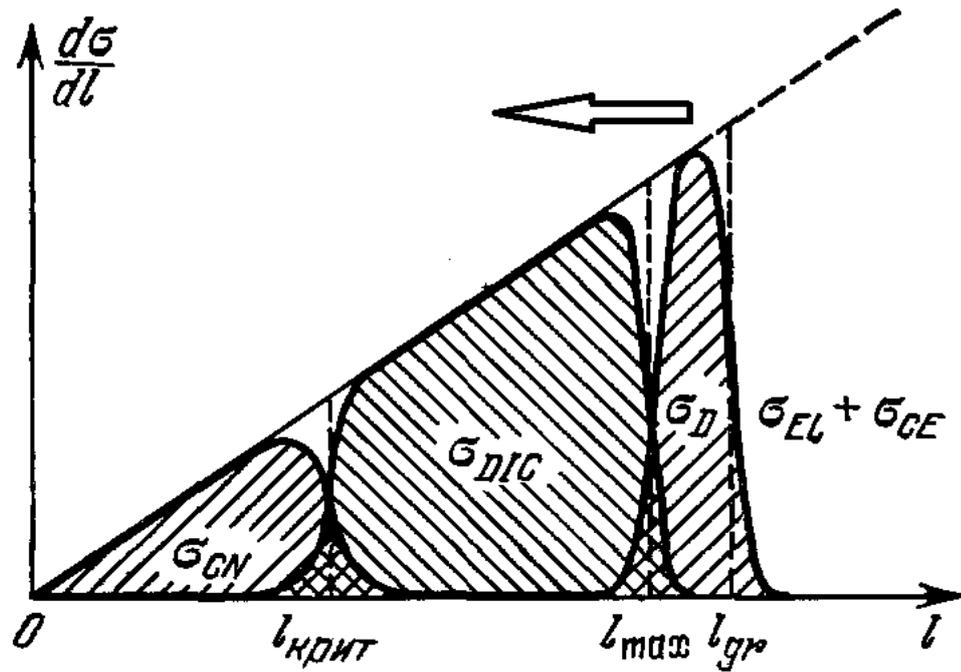


Рисунок 2 – Схема ядерных реакций с ускоренными ионами в зависимости от передаваемого углового момента (по материалам [2]).

Далее при $l < l_{\text{кр}}$ происходит реакция слияния с образованием, так называемых, компаунд-состояний (область σ_{CN} на рисунке 2).

В рассматриваемых реакциях с ускоренными ионами возникают неожиданные эффекты и явления, которые приводят порой к появлению весьма интересных ядерных конфигураций и систем. В 60-е годы прошлого века в одной из простых реакций с ионами углерода: $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ были открыты, так называемые ядерные молекулярные (квазимолекулярные) состояния (см. например, [48]), когда в функции возбуждения наблюдались узкие резонансы при энергии возбуждения до 40 МэВ. Описание такого явления стало возможным после длительных теоретических и экспериментальных исследований данной реакции, когда два ядра ^{12}C при взаимодействии сразу не переходят в компаунд-состояние, а вращаются друг относительно друга, оставаясь в основном или первом возбужденном состоянии 2^+ (см. рисунок 3). В результате образуются ротационные полосы, лежащие выше основной вращательной полосы ядра ^{24}Mg .

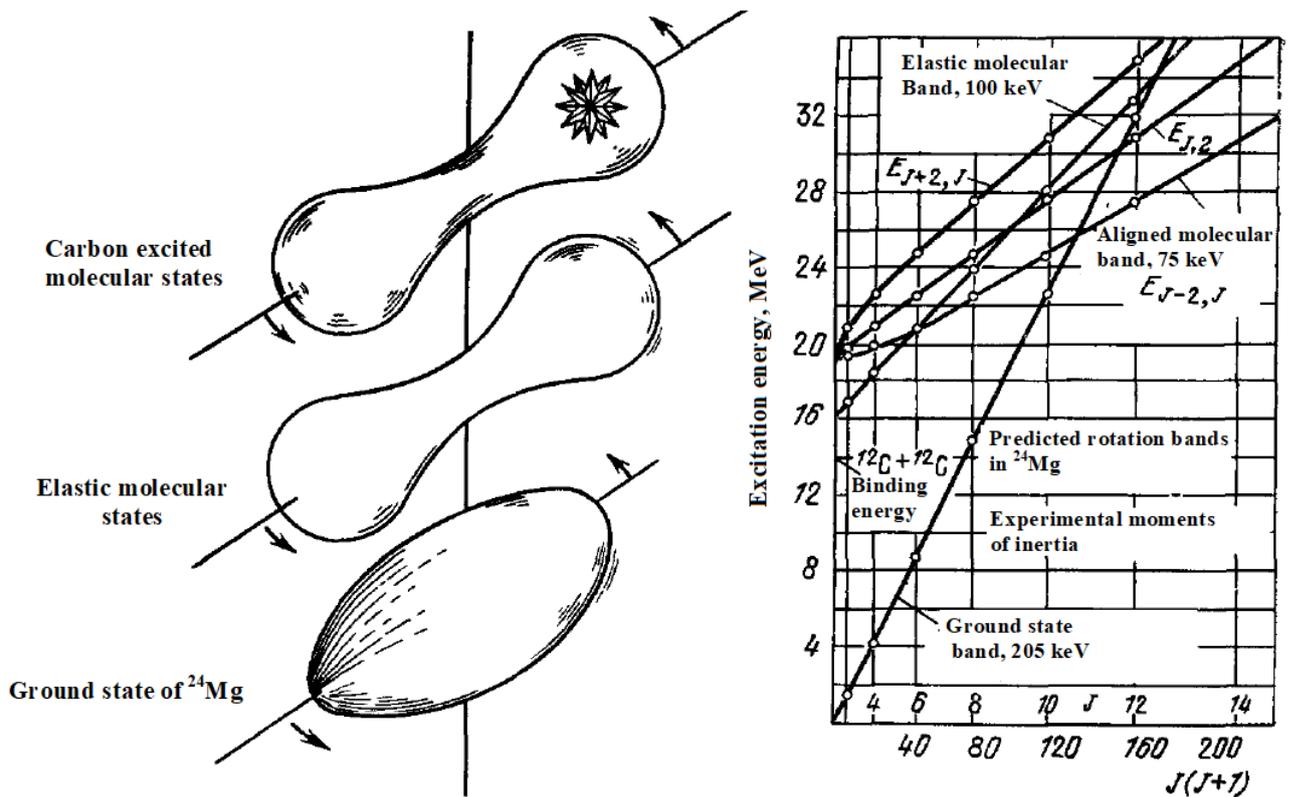


Рисунок 3 – Динамические особенности ядерной реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ с образованием возбужденных молекулярных состояний – слева и состояния, соответствующие различным ротационным полосам – справа (адаптирован по материалам [2]).

Образовавшиеся уровни при таких больших энергиях возбуждения ядра ^{24}Mg довольно узкие, и ядро не переходит в другие конфигурации, поскольку в рассматриваемой реакции имеется малый промежуток, в котором плотность данных конфигураций невелика. Попадающие в этот промежуток вращательные уровни имеют не слишком много шансов для распада на другие возбужденные состояния [2]. Ядерные реакции с образованием таких молекулярных состояний интересны еще тем, что позволяют исследовать эффективный потенциал между двумя ядрами.

Поэтому в представленной диссертационной работе была исследована ядерная реакция с ионами лёгкой группы масс: $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$, но уже с нейтронно-избыточными ядрами мишени ^{14}C в контексте изучения высокоспиновых высоковозбужденных состояний образующихся ядер. Также были рассмотрены другие реакции с нейтронно-избыточными ядерными системами, с

использованием полученного обширного экспериментального материала. В итоге, были даны ответы на ряд проблемных моментов, существующих на сегодняшний день теоретических и модельных представлений.

1.1. Использование кластерной модели при описании ядерных реакций

Для описания структурных особенностей ядер необходимо учитывать границу ядра и конечность числа частиц, из которых состоит ядро. Такой подход используется в оболочечной и обобщенной моделях ядер, в которых применяется концепция среднего нуклонного поля. В этом случае каждый нуклон движется в некотором одночастичном потенциале, параметры которого подбираются так, чтобы получался правильный энергетический спектр уровней рассматриваемого ядра. Для описания реакций рассеяния различных частиц на ядрах также используется концепция среднего поля. Однако, в ряде случаев, с помощью среднего нуклонного поля не удастся правильно интерпретировать некоторые особенности ядер и механизмов протекания ядерных реакций. Помогают решать эти проблемы кластерные модели, среди которых наиболее часто используют альфа-кластерные концепции.

Для объяснения ряда особенностей ядерной структуры и механизмов ядерных процессов и реакций в данной диссертационной работе использовалась концепция кластеризации [49, 17, 18, 20], согласно которой в определенных условиях нуклоны в ядрах образуют довольно устойчивые конфигурации – кластеры. В такой интерпретации кластеры рассматриваются как элементарные субъединицы атомных ядер, внутренней структурой которых можно пренебречь. Действительно, высокая стабильность ядер с $N = Z$ и массовым числом кратным 4, альфа-распады ядер, реакции передачи и выбивания альфа-частиц типа: (p, α) , $(\alpha, 2\alpha)$, $(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})$ наводят на мысль, что можно использовать подход, согласно которому в некотором среднем поле движутся альфа-кластеры. Такая модель во многом подобна модели среднего нуклонного поля. Основной

особенностью данной модели является то, что в отличие от нуклонов, альфа-кластеры в ядрах представляют собой временные ассоциации, образующиеся и распадающиеся, но долгоживущие, чтобы можно было заметить их существование. Все это значительно упрощает расчеты основных характеристик ядерных систем. В контексте данной задачи можно проводить расчеты структуры ядер, с последующим исследованием плотности ядерной материи. Поэтому альфа-кластерная модель с успехом используется для описания структурных особенностей ядерных систем с $N = Z$ [50, 20] с хорошо зарекомендовавшим себя подходом альфа-кластерной модели Бринка-Блоха [51, 52]. Для описания зависимостей энергии связи в основном состоянии ядер, например: ^{12}C и ^{16}O , такая модель хорошо подошла с включением в расчеты конфигураций, взятых из оболочечной модели [53].

При изучении альфа-кластеризации в ядрах, рассматривают бесконечную ядерную материю, первоначально состоящую из нуклонов, между которыми отсутствуют кулоновские силы. Затем важно понять, как зависит от плотности ядерного вещества образование альфа-кластеров и стабильность ядерной материи. Обладая высокой плотностью и значительной энергией первого возбужденного состояния (около 20 МэВ), альфа-частицы могут рассматриваться как бесструктурные составляющие ядерной материи, к которым применимы понятия кластерного разложения. В этом случае энергия основного состояния записывается в виде суммы:

$E = E_1 + E_2 + E_3 + \dots + E_n$, где E_n – вклад энергии, возникающий для n -частичной конфигурации. Теоретические расчеты [54] предсказывают существование минимума в области соответствующей плотности нуклонов в ядре. Однако, детальный расчет, основанный на этой модели, требует введения двухчастичного потенциала. При этом наличие так называемого отталкивающего кора (взаимодействие двух составных частиц, состоящих из одинаковых фермионов, с учетом принципа Паули, приводит к сильному отталкиванию частиц на малых расстояниях, см., например [55]), создаёт значительные трудности в расчетах. Более простые вычисления проводятся для изотропной смеси протонов и

нейтронов, находящихся в различных спиновых конфигурациях. Рассматривая ядро с точки зрения модели ферми-газа нуклонов, можно оценить среднеквадратичное расстояние между парами нуклонов, имеющих противоположное направление, как спина, так и изотопического спина (см. рисунок 4), при этом координаты нуклонов выбираются случайным образом. В этом случае рассматривается независимое движение частиц и не учитывается остаточное взаимодействие, предложенное Уилером в работе [56].

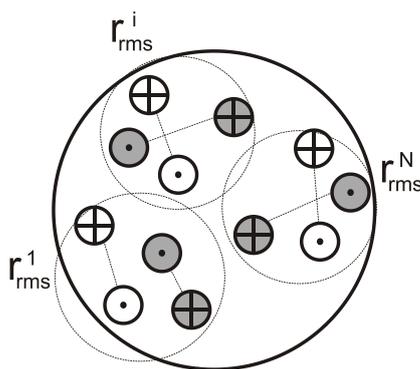


Рисунок 4 – Случайное распределение нуклонов в ядре и среднеквадратичные радиусы их корреляций.

Первоначально существовало две основные предпосылки для того, чтобы рассматривать ядра как систему альфа-частиц – это повышенная вероятность альфа-распада тяжелых нестабильных ядер и пропорциональность энергий связи легких самосопреженных ядер числу связей между составляющими их альфа-частицами [57]. Первые работы, в которых описывалась структура легких ядер, предполагали геометрическую модель для связанных альфа-частиц. Например, ядро ${}^8\text{Be}$ представляло собой подобие гантели с двумя альфа-частицами по краям, ядро ${}^{12}\text{C}$ – равносторонний треугольник с альфа-частицами в углах, ядро ${}^{16}\text{O}$ – тетраэдр, ядро ${}^{20}\text{Ne}$ – би-пирамиду и так далее. Кратчайшие расстояния между соседними альфа-частицами назывались связью, а энергии связи представляли собой сумму энергий входящих в их состав альфа-частиц, плюс определенная энергия, пропорциональная числу таких связей. Коэффициент пропорциональности составлял примерно 2.45 МэВ, что остается правильным вплоть до ядра ${}^{32}\text{S}$. Таким образом, это подтверждает сделанный ранее вывод о

возможности представления легких самосопряженных ядер как совокупности взаимодействующих альфа-частиц. Данная модель хорошо описывает особенности трёх ядерных систем: ${}^8\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$, при этом для ядра ${}^8\text{Be}$ вычисленная энергия связи сильно отличается от экспериментального значения. Для остальных ядер требуется вводить приближение о минимальности вклада кулоновского поля сверх энергии, учтенной числом связей (использовались также материалы обзоров [58-59]).

Далее применим кластерную модель для описания ядерных реакций. Для этого необходимо получить квантовый потенциал взаимодействия кластера с ядром. Поскольку в предложенной модели механизм формирования альфа-частиц предполагается флуктуационным, то альфа-частицы не сохраняют свою индивидуальность, постоянно обмениваясь нуклонами.

Для возбужденных состояний альфа-частичных ядер, при которых одна альфа-частица находится в слабом поле оставшихся нуклонов, может быть применена квантово-механическая модель, аналогичная модели использующей потенциал свертки. В данном случае, хорошо подходит потенциал, полученный в работе [60]:

$$V_{nucl}(r) = -122.6225e^{-0.22 \cdot r^2} \quad (1)$$

Такой потенциал хорошо воспроизводит сдвиг фазы альфа-альфа рассеяния. Далее будем считать, что таким же потенциалом обладают все оставшиеся альфа-частицы (кор). Поскольку кор не имеет выделенного в пространстве направления, потенциал надо усреднить по всем направлениям, для полученного распределения альфа-частиц. В результате имеем потенциальную яму для «валентной» альфа-частицы. Используя кластерную модель и потенциал (1) для описания ядерных реакций, можно получить в соответствующих расчетах для легких ядер, неплохое согласие с экспериментальными данными [см. например, 61]. Для получения

общей картины необходимо принять следующие критерии для используемого потенциала:

- 1) Воспроизведение вращательных полос, соответствующих кластерным степеням свободы.
- 2) Воспроизведение экспериментального значения расщепления для полос различной четности.
- 3) Ширина уровней должна соответствовать экспериментальным значениям.
- 4) Величины интенсивности гамма-переходов должны соответствовать экспериментальным значениям.
- 5) С определенной мнимой частью, потенциал должен давать качественную картину углового распределения альфа-частиц, упруго рассеянных на соответствующей мишени.

1.2 Исследования нейтронно-избыточных ядерных систем легкой группы масс: ^{14}C , ^{22}Ne

При исследованиях возбужденных состояний атомных ядер, часто возникает необходимость идентификации процесса, в результате которого возникла изучаемая ядерная система. Данная задача имеет большое значение при исследованиях особенностей ядерных реакций в легком массовом диапазоне (от ядер гелия до углерода). В отличие от случая тяжелых ядер, где с ростом энергии очень быстро начинают доминировать процессы, идущие через составное (компаунд) ядро, для легких ядер, почти в любой области энергий, наблюдается одновременный вклад сразу нескольких типов реакций. Это серьезно осложняет задачу изучения механизмов возбуждения и структуры возбужденных состояний ядерной системы, причем дополнительный интерес подогревается добавлением к ядру нескольких нейтронов, формируя нейтронно-избыточную конфигурацию с альфа-кластерным остовом.

Получение информации о свойствах ядер с избытком нейтронов важно для изучения кластерных структур не только для легких самоспряженных ядер, но и

в большей степени для ядерных систем, у которых $N \neq Z$ и нестабильных ядер [62]. С другой стороны, такая информация важна для продолжения изучения альфа-конденсации в ядрах [63-65]. До сих пор до конца не ясно (как с теоретической, так и с экспериментальной точек зрения), как поведет себя система слабосвязанных альфа-частиц в случае присутствия дополнительных нейтронов. В этом контексте, были высказаны предположения о возможной дополнительной стабилизации конденсата [66].

Дополнительный интерес представляют исследования высокоспиновых, сильновозбужденных, с большим угловым моментом, состояний в ядерных системах легкой группы масс. В реакциях с ускоренными ионами можно «закрутить» ядра до величины углового момента порядка нескольких десятков (в единицах \hbar) при этом вращательная энергия достигает довольно больших значений. Ядро не может принимать любые значения углового момента, причем для легких ядер основное ограничение состоит в том, что центробежная энергия меньше (либо сопоставима) глубины потенциальной ямы. Если ещё ядра при этом будут сильно возбуждены, то за счет эмиссии нейтронов или гамма-квантов они будут снимать возбуждение и достигать ираст-полосы (совокупность уровней в ядре с наименьшей при заданном спине энергией) при определенном угловом моменте. На простом примере можно показать, что для сферического нейтронно-избыточного ядра, имеющего остов (кор) и добавочные (валентные) нейтроны, его угловой момент (l) определяется состояниями валентных нуклонов. При увеличении l , поляризованный внешними нуклонами остов начинает следовать за движением нуклонов, которые концентрируются на поверхности, и ядро из сферического превращается в сплюснутое деформированное. С дальнейшим увеличением l , деформация может принимать экстремальные формы (например, гипер-деформированные конфигурации ядерных систем). Обычно такой фазовый переход начинает возникать с $l > 10 - 20$, что было хорошо изучено экспериментально в ядерных системах средней группы масс [17, 18]. При этом исследования высокоспиновых состояний с большим угловым моментом в легких ядерных системах поможет выявить огромное разнообразие ядерных

превращений, переходов, процессов, а изучение данной области ядерной структуры имеет широкие перспективы.

1.2.1. Исследования нейтронно-избыточной ядерной системы: ^{14}C

В легких нейтронно-избыточных ядрах кластерные структуры с добавлением к ним нейтронов являются предметом многочисленных экспериментальных и теоретических исследований и темой горячих дискуссий на протяжении последних десятков лет. Особенно это касается нейтронно-избыточных изотопов углерода: ^{13}C и ^{14}C , где ядерным остовом является ядро ^{12}C с ярко выраженной кластерной структурой. Как уже отмечалось, важной составляющей кластерной модели является выбор адекватного ядерного потенциала для описания ядерных реакций, причем для мнимой части которого, основным требованием является качественное описание углового распределения альфа-частиц, упруго рассеянных на мишени. В контексте данной задачи, в представленной диссертационной работе была изучена ядерная реакция: альфа + ^{14}C , где ускоренные с энергией 27 МэВ альфа-частицы бомбардировали радиоактивную мишень нейтронно-избыточного ядра – ^{14}C (альфа кластерная основа ядра ^{12}C + два добавочных нейтрона).

Эксперимент был проведен в Санкт-Петербургском государственном университете с использованием пучка альфа-частиц Циклотрона У-120 (Лаборатория ядерных реакций СПбГУ) [67] и высокообогащенной (обогащение 80%) мишени изотопа углерода-14 [19, 21]. Коротко опишем основные детали данного эксперимента. В течение пятидесяти лет эксплуатации, Циклотрон У-120 постоянно модернизировался как в ускорительной его компоненте (сам Циклотрон), так и модернизировалась система разводки пучка с учетом потребностей физиков экспериментаторов. На рисунке 5 представлена схема каналирования пучков Циклотрона У-120, с указанием основных геометрических характеристик [68]. Как видно из представленной схемы, ионопровод является составным. Сопряжение его частей создается вакуумными переходными

патрубками, обеспечивающими необходимый вакуум во всем ионопроводе – от Циклотрона, до мишеней. В данном случае, имеется возможность направлять пучок в каналы по нескольким направлениям. Описываемый эксперимент проводился с использованием правого канала (см. рисунок 5), в так называемой камере рассеяния, а схема экспериментальной установки показана на рисунке 6 [68]. Камера рассеяния отделяется от ионопровода циклотрона шиббером, и должна быть сначала откачана форвакуумным, а затем и диффузионным насосами (перед открытием шиббера) до давления 10^{-6} мм.рт.ст. Камера электрически изолирована от ионопровода. Это позволяет измерять с помощью интегратора тока суммарный заряд, накопленный во время облучения (в цилиндре Фарадея F.C.) и, следовательно, число частиц попавших на мишень. В нашем случае мишенью являлась фольга ^{14}C толщиной 280 мкг/см^2 и обогащением 80% по основному изотопу ^{14}C (оставшиеся 20% принадлежали изотопу ^{12}C) [19, 21] закрепленная на рамке держателя мишеней (Т1-Т2). Держатель мишеней механически связан с системой шаговых двигателей, что обеспечивает его перемещение, как в горизонтальной, так и в вертикальной плоскостях, а также вращение по часовой и против часовой стрелки. Управление шаговыми двигателями осуществляется дистанционно с помощью ПК. Такая конструкция мишенного узла предоставляет экспериментатору большие возможности (замена мишени Т1 на мишень Т2 непосредственно в ходе эксперимента не нарушая вакууммирование камеры рассеяния) для постановки экспериментов (в различной геометрии) по рассеянию заряженных частиц. Продукты реакции регистрировались 4-мя кремниевыми поверхностно-барьерными детекторами (D1 – D4) толщиной 380 мкм и тонким входным окном. Сигналы с детекторов поступали затем на предусилители, расположенные на крышке камеры рассеяния. Вся система сбора и обработки информации показана на рисунке 7 [67].

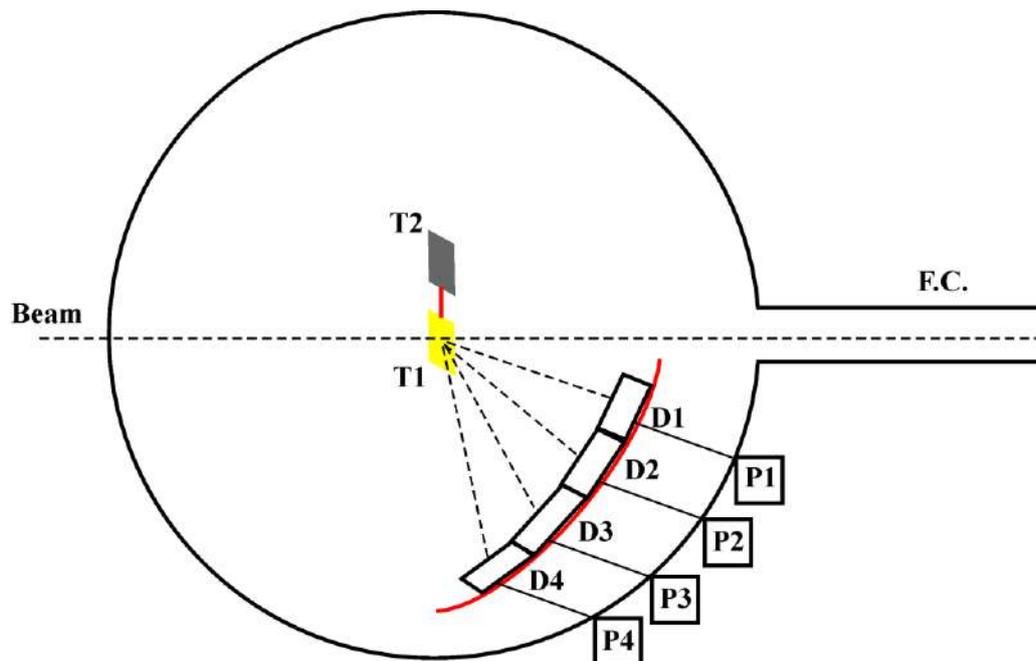
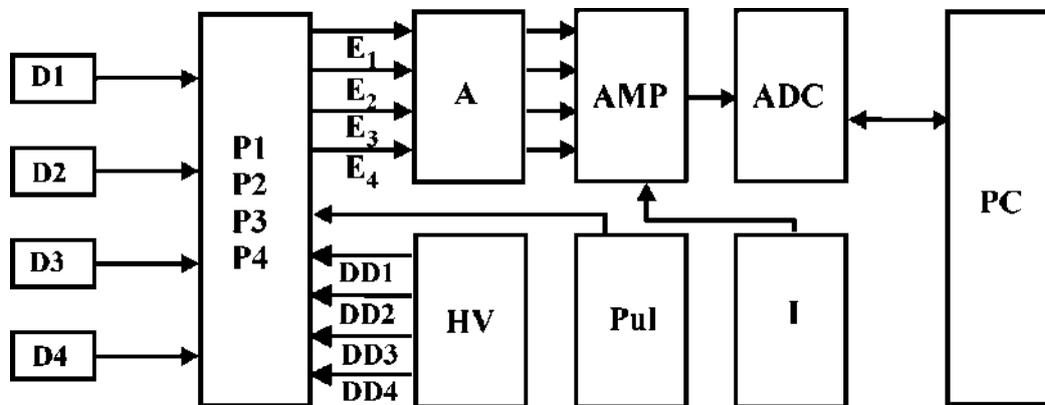


Рисунок 6 - Схема экспериментальной установки для исследования ядерной реакции:
альфа + ^{14}C [68].



D1 -D4 - детекторы ядерных излучений

P1-P4 - зарядочувствительный предварительный усилитель

E_1 - E_4 - спектрометрические сигналы

DD1 - DD4 -напряжение смещения на детекторы

A - спектрометрический усилитель

HV - Блок высоковольтного питания детекторов

AMP - аналоговый мультиплексор

ADC - амплитудно-цифровой преобразователь

Pul - Генератор импульсов

ОЗУ - оперативное запоминающее устройство

I - Интегратор тока

PC - персональный компьютер

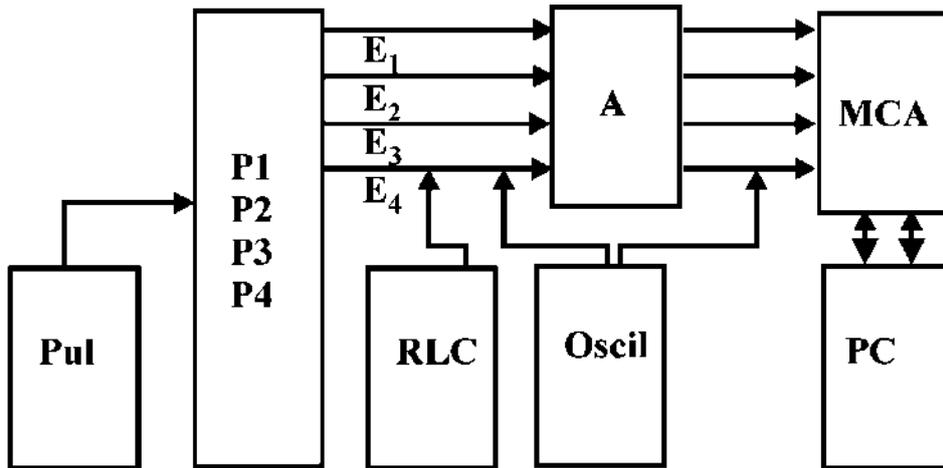
Рисунок 7 - Схема системы сбора и обработки информации с детекторов [67-68].

Поскольку в представленной Работе для регистрации альфа-частиц использовались полупроводниковые кремниевые поверхностно-барьерные детекторы (ППД), то существенным фактором, определяющим принцип построения предварительных усилителей для таких детекторов, является зависимость амплитуды сигнала от емкости детектора. Поэтому при работе с ППД применяются зарядочувствительные предварительные усилители. В них интегрирование тока производится не на емкости детектора, а на конденсаторе, входящем в схему усилителя. В этом случае устраняется зависимость коэффициента преобразования заряда в амплитуду импульса от емкости детектора и существенно повышается точность преобразования. Чтобы сигнал на выходе усилителя не зависел от напряжения смещения и от изменения емкости детектора, схема предварительного усилителя охватывается отрицательной обратной связью по заряду. Такая связь осуществляется конденсатором, соединяющим выход усилителя с входом. Теперь амплитуда сигнала на выходе предварительного усилителя будет определяться зарядом, образованным ионизирующей частицей в детекторе и емкостью обратной связи и не будет зависеть от емкости перехода ППД и напряжения подаваемого смещения. Таким образом, введение отрицательной обратной связи по заряду стабилизирует не только усилитель, но и сам источник сигнала – полупроводниковый детектор. Емкость обратной связи должна иметь высокую стабильность, поэтому был выбран конденсатор (порядка десятых долей пикофард) с малой температурной зависимостью [68]. Для решения экспериментальных задач представленной диссертационной работы, в СПбГУ был разработан зарядочувствительный предусилитель с низкими шумовыми характеристиками. При разработке данного прибора был учтен положительный опыт, накопленный при эксплуатации подобного типа предусилителей, работавших с массивом позиционно-чувствительных кремниевых детекторов в экспериментах по изучению нейтронно-избыточной ядерной системы: ^{22}Ne [19, 21]. Конструкционно-предварительный усилитель выполнен в виде небольшой микросхемы, вмонтированной в специальный корпус. Для проведения работ было изготовлено 4 предварительных усилителя, которые

имели входы для сигналов с детекторов (входы D1 – D4), входы для подачи напряжения смещения на детекторы (входы DD1 – DD4), входы для подачи тестового сигнала с генератора импульсов, а также выходы (E_1 – E_4) для усиленных предусилителем сигналов (см. рисунок 7). Далее, усиленные предусилителем сигналы подаются на спектрометрический усилитель (А – спектрометрический усилитель CAEN N568).

Было проведено комплексное исследование разработанного зарядочувствительного предусилителя с целью определения его основных характеристик и проверки его декларируемых свойств. В данном случае важнейшей характеристикой любой спектрометрической установки является ее энергетическое разрешение, определяемое не только характеристиками используемого детектора, но также и шумами, возникающими во входных цепях предварительных усилителей. Наличие шумов приводит к размытию амплитудного спектра и ухудшению энергетического разрешения всей детекторной системы. В нашем случае минимально возможный уровень шумов будет обеспечиваться соответствующей конструкцией предварительного усилителя. В ходе проведенных исследований была получена величина эквивалентного шумового заряда или энергетического эквивалента шумов порядка 1 кэВ.

Для детальной проверки шумовых характеристик разработанного предварительного усилителя был создан экспериментальный стенд, схема которого показана на рисунке 8.



P1-P4 - 4х канальный зарядочувствительный предварительный усилитель

Pul - Генератор импульсов

E₁-E₄ - спектрометрические сигналы

A - спектрометрический усилитель

RLC - Измеритель иммитанса

Oscil - Осциллограф

MCA - многоканальный анализатор

PC - персональный компьютер

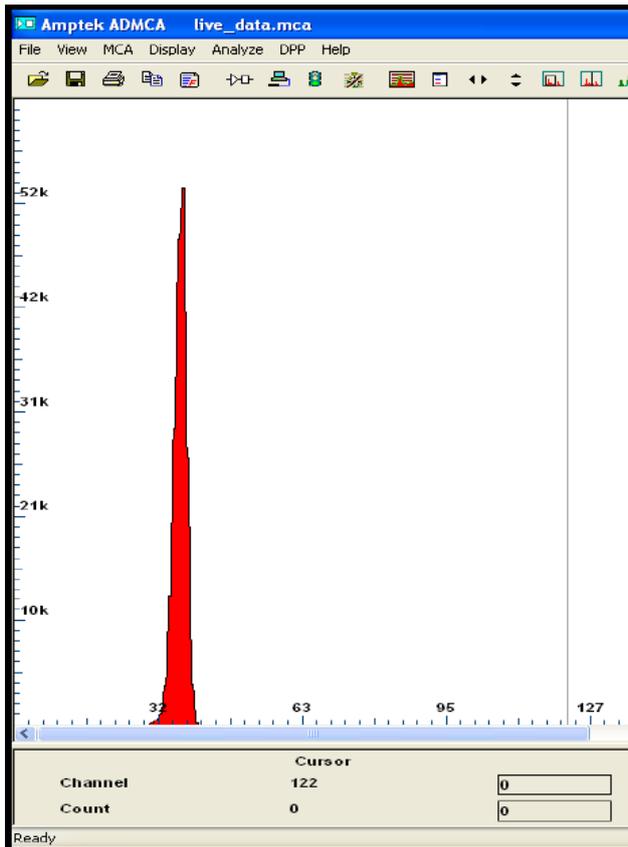
Рисунок 8 – Функциональная схема экспериментального стенда для проверки работы зарядочувствительного предварительного усилителя.

Для проведения исследований к зарядочувствительному предварительному усилителю подключался генератор Г5-15 и измеритель иммитанса – RLC метр. Далее сигналы с 4-х каналов предварительного усилителя поступали на 16-ти канальный усилитель (A - спектрометрический усилитель CAEN N568), а затем на многоканальный анализатор (MCA – Amptek MCA8000A). К анализатору подключен персональный компьютер, позволяющий проводить обработку спектров в автоматическом режиме. Зарядочувствительный предусилитель осуществляет преобразование входного заряда в напряжение и усиление полученного импульса. Как уже отмечалось, в конструкции предусилителя предусмотрен вспомогательный вход «Ген.», куда подаются импульсы от генератора для контроля работы и градуировки предусилителя. Этот вход соединен с основным входом предусилителя через дозирующий конденсатор $C_{\text{доз}} = 1$ пФ. Таким образом, при работе с генератором заряд, поступающий на

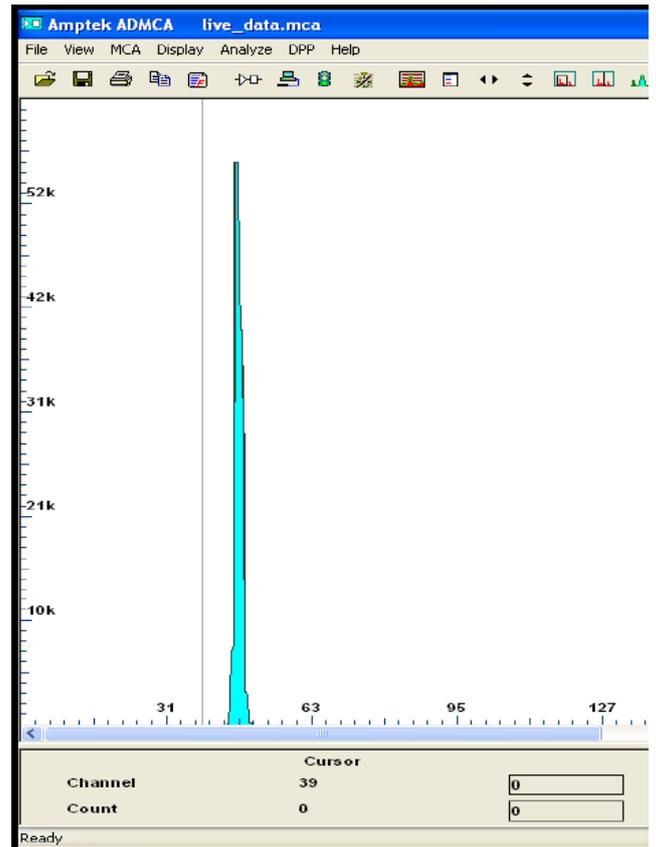
входную цепь предусилителя равен $Q_{\text{вх}} = U_{\text{Г}} \cdot C_{\text{доз}}$, где $U_{\text{Г}}$ – амплитуда импульса генератора.

Процедура проверки разработанного предусилителя заключалась в следующем: подавались на вход «Ген.» импульсы от генератора, с амплитудой порядка 10^{-3} В. Были подобраны амплитуда импульсов генератора и коэффициент усиления усилителя (А) такими, чтобы генераторный пик на спектре, располагался приблизительно в каналах МСА с 30-го по 60-й. Поскольку в спектре местоположение этого пика определяется амплитудой импульсов от генератора $U_{\text{Г}}$, а ширина пика – амплитудой шумовых импульсов, то среднее квадратичное отклонение шума легко определить, измерив полную ширину пика на половине высоты (ПШПВ). Чем меньше данная величина, тем качественнее предусилитель.

Было проведено сравнение разработанного предусилителя, с предусилителем американской фирмы ORTEC (142A ORTEC). На рисунке 9 показаны спектры генераторных сигналов подаваемых на соответствующие предусилители: а) предусилитель 142A ORTEC, б) разработанный в СПбГУ предусилитель. Хорошо видно, что ПШПВ у разработанного предусилителя лучше, чем у предусилителя 142A ORTEC, поскольку его соответствующее значение ПШПВ составляет 1.68 каналов, что в два раза меньше, чем у аналогичной модели 142A ORTEC (3.75 канала). Это позволило в дальнейших экспериментальных исследованиях получить высокое энергетическое разрешение при регистрации альфа-частиц (см. далее результаты эксперимента).



а



б

Рисунок 9 – Спектры генераторной линии, полученные с использованием: а) предусилителя 142A ORTEC; б) предусилителя разработанного в СПбГУ.

После проверки и настройки всех спектрометрических трактов вернемся к описанию схемы системы сбора и обработки информации с детекторов (см. рисунок 7). Со спектрометрического усилителя (А) сигналы поступают на аналоговый мультиплексор (AMP). Данное устройство позволяет поочерёдно считывать информацию с каждого канала детектирования. Скорость переключения AMP между каналами 50 нс. Также на AMP поступает сигнал с интегратора тока. Таким образом, AMP выдает непосредственно сигнал с детектора, номер детектора, которому принадлежит этот сигнал, а также сигнал с интегратора тока. Затем данные сигналы поступают на амплитудно-цифровой преобразователь (ADC), где кодируются и передаются на персональный компьютер. В данной работе ADC является программируемым устройством, выполненным по технологии FPGA (field-programmable gate array), на базе

программируемой логической интегральной схемы ALTERA. Особенностью этого устройства является то, что его можно запрограммировать под конкретную экспериментальную задачу. Используемые электронные устройства: АМР и АРС также были разработаны в СПбГУ.

Как уже отмечалось, кодируются сигналы с четырех детекторов с соответствующим номером детектора, и сигналы с интегратора тока [68]. В итоге, имеем полную информацию со всех четырех детекторов, для последующей «off-line» обработки. Преимущество такой схемы состоит в использовании минимального количества электронного оборудования (к одному мультиплексору подключается сразу четыре детектора).

В ходе проведенного эксперимента были получены энергетические спектры различных возбужденных состояний в ядре ^{14}C (пример энергетического спектра полученного, под углом 21.5° , показан на рисунке 10) и построено угловое распределение для упруго рассеянных альфа-частиц (см. рисунок 11, черные точки).

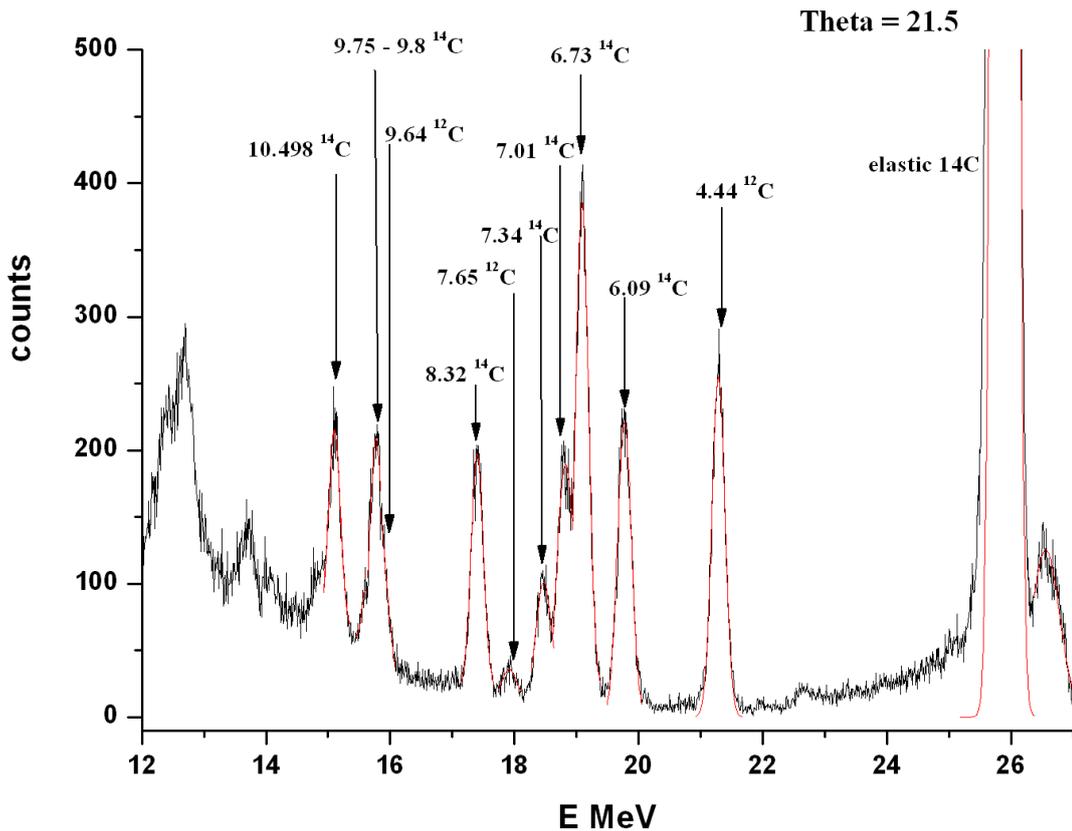


Рисунок 10 – Энергетический спектр альфа-частиц (энергия 27 МэВ), испытавших рассеяние на ядрах ^{14}C . Спектр получен с помощью кремниевого поверхностно-барьерного детектора, расположенного под углом 21.5° .

Из энергетического спектра видно, что хорошо разрешаются возбужденные состояния ядра ^{14}C : 6.09 МэВ, 8.32 МэВ и 10.49 МэВ, а также группа возбужденных состояний 6.73-7.34 МэВ (см. рисунок 10). Поскольку мишень ^{14}C содержит 20% примеси ^{12}C , то в спектре присутствуют возбужденные состояния, принадлежащие и этому ядру. Данные состояния также хорошо разрешаются на фоне исследуемых возбужденных состояний в ядре ^{14}C . Такого разрешения удалось добиться путем уменьшения энергетического разброса в пучке альфа частиц до 0.5% за счет энергетической монохроматизации пучка с использованием системы квадрупольных линз, корректирующих магнитов, поворотного магнита, в совокупности с системой подвижных коллиматоров. В систему проводки пучка заряженных частиц от циклотрона до мишени (система каналирования) входят три отклоняющих элемента и два фокусирующих (см. рисунок 5). Первый отклоняющий элемент – горизонтальный корректор –

предназначен для смещения оси пучка по горизонтали, осуществляя согласование системы выпуска пучков циклотрона и системы их каналирования. Именно возможность сдвига пучка по горизонтали приводит к необходимости использования ионопровода с эллиптическим сечением (в нашем случае 15 см x 6 см). Для коррекции положения оси пучка по вертикали в следующей секции ионопровода расположен корректор вертикального положения пучка. Эти два устройства предназначены для согласования оси пучка с магнитной осью поворотного магнита, расположенного в седьмом участке. Общая длина участков ионопровода от выхода из циклотрона до входа в поворотный магнит составляет более 370 см. Начальная расходимость пучка на таком расстоянии автоматически приводит к существенному уширению пучка и, как следствие, потере его интенсивности. Поскольку в ионно-оптической системе циклотрона присутствуют две квадрупольные линзы, позволяющие осуществлять фокусировку пучка в вертикальной и горизонтальной плоскостях, то соответствующей их настройкой (из физики пучков известно, что дублет квадрупольных линз при определенных условиях может выступать как фокусирующая в обеих плоскостях система) удалось добиться соотношения тока на первом «пробнике» I_1 к значению тока на втором «пробнике» I_5 равного 1.4. Таким образом, около 70% частиц пучка удалось провести в область действия поворотного магнита.

При использовании в данном эксперименте нейтронно-избыточной радиоактивной мишени ^{14}C малой площади, особое внимание уделяется проводке и фокусировке пучка. В эксперименте была задействована специально разработанная многосенсорная система мониторинга пучков заряженных частиц и тяжелых ионов, являющаяся диагностической системой, позволяющей в процессе работы ускорителя контролировать профиль пучка для прецизионного выведения его на мишень [69]. Основными элементами разработанной системы являлись:

1. Многопроволочный датчик профиля пучка (ДПП, см. рисунок 5);
2. Система сбора и обработки информации с датчика профиля пучка.

Принцип действия многопроволочного датчика профиля пучка основан на явлении вторичной электронной эмиссии, возникающей при прохождении

заряженных частиц через сетку тонких сканирующих проволочек. Разработанный датчик содержал восемь вертикальных и восемь горизонтальных изолированных вольфрамовых (вольфрам с золотым напылением) проволочек толщиной 25 мкм каждая. Расстояние между проволочками составляло 2.5 мм, и вся сетка была закреплена на поддерживающей раме, которая монтировалась на вакуумном фланце, вставляемом непосредственно в ионопровод. Таким образом, многопроволочный датчик профиля пучка работает как позиционно-чувствительный детектор вторичных электронов с разрешением 2.5 мм. При токе пучка (ускоряемые альфа-частицы с энергией 27 МэВ) 400 нА, ток вторичных электронов на проволочках составляет 800 пА. В каждом из 16 каналов, соответствующих одной проволоке, сигнал усиливается малошумящими усилителями тока, которые собраны в единый электронный блок [см. подробнее 69]. Этот блок управляется триггерным сигналом, идущим с высокочастотной генераторной системы циклотрона. Триггерный сигнал имеет периодическую структуру: 1 мс – длительность импульса задающего генератора с соответствующими скважностями $Q - 1, 2, 3$ и с периодом заполнения 100 нс (микроструктура пучка). Этот триггерный сигнал идет на бинарный счетчик, а затем на аналоговый мультиплексор, управление которым осуществляется посредством бинарного счетчика. Усиленный и проинтегрированный сигнал с каждой X- и Y- проволочек поступает на аналоговый мультиплексор (для дальнейшей обработки), на который, в то же самое время, приходит сигнал с двоичного счетчика. Таким образом, реализуется последовательный опрос всех проволочек в соответствии с триггерным сигналом. После идентификации номера проволочки триггерный сигнал создает синхро-импульс, который соответствует определенной X и Y – координате. Далее, выходной сигнал с аналогового мультиплексора и синхро-импульс подаются на аналогово-цифровой преобразователь для дальнейшей обработки. Значения параметров с аналогово-цифрового преобразователя считывается системой обработки аналогово-цифровой информации и, таким образом, положение пучка (в течение времени срабатывания триггера) может быть идентифицировано «on-line» [69].

Использование многосенсорной системы мониторинга пучков заряженных частиц и тяжелых ионов, позволило визуализировать профиль пучка в режиме реального времени, что значительно улучшило вывод пучка циклотрона, увеличило интенсивность пучка на мишени (была обеспечена наилучшая фокусировка пучка на мишени), сократило время на проводку пучка. С применением такой системы оперативного контроля за формой и положением пучка и настраиваемой ионно-оптической системы Циклотрона, а также при выборе оптимальных параметров пучка: интенсивность/энергетическое разрешение, удалось уменьшить энергетический разброс альфа-частиц в пучке до 0.5% [67]. Таким образом, с высокой точностью и разрешением был идентифицирован пик упругого рассеяния, а также разделены близлежащие возбужденные состояния в ядерных системах: ^{14}C и ^{12}C .

В итоге, были получены экспериментальные данные по сечениям упругого рассеяния (см. рисунок 11, черные точки) и построено соответствующее угловое распределение, взаимодействующих с ядрами ^{14}C альфа-частиц. Основная сложность при выборе оптического потенциала для описания упругого рассеяния заключается в необходимости учитывать каналы различных упругих реакций (передача, обмен) под большими углами [67]. В ряде работ были предприняты попытки объединения ряда потенциалов [70-71] и лучшие результаты были получены на основе потенциала свертки [72]. При этом использование и проверка таких потенциалов в случае легких нейтронно-избыточных ядер дает противоречивые результаты. Поэтому в данной диссертационной работе был выбран потенциал вида SPP [73], хорошо зарекомендовавший себя при описании процессов рассеяния и слияния для реакций с тяжелыми ионами. Действительная часть модельного потенциала связана с потенциалом свертки выражением:

$$V_N(R, E) = V_F(R) \cdot \exp\left(-\frac{4 \cdot v^2}{c^2}\right) \quad (2),$$

где c - скорость света, а v - скорость относительного движения ядер:

$$v^2(R, E) = \frac{2}{\mu} \cdot [E - V_C(R) - V_N(R, E)] \quad (3)$$

V_C и V_F , соответственно кулоновский потенциал и потенциал свертки, который можно найти как:

$$V_F(R) = \int \int \rho_1(\vec{r}_1) \cdot \rho_2(\vec{r}_2) \cdot V_0 \cdot \delta(\vec{R} - \vec{r}_1 + \vec{r}_2) \cdot d\vec{r}_1 \cdot d\vec{r}_2 \quad (4),$$

где параметр $V_0 = -456 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}^3$ [69]. Для распределений плотности в диссертационной работе использовались параметризация для тяжелых ионов [72] и параметризация для альфа-частиц [74]. Из анализа экспериментальных данных по рассеянию ядер с энергиями до 200 МэВ/нуклон [75] можно определить мнимую часть потенциала в следующем виде: $N_I \times V_N(R, E)$, где R – расстояние между ядрами, а параметр N_I – нормировка мнимой части потенциала, определяется из соответствующей аппроксимации по экспериментальным значениям.

Для полученного в рассматриваемом эксперименте углового распределения альфа-частиц испытавших упругое рассеяние на ядрах ^{14}C , в итоге имеем теоретическую кривую, которая соответствует потенциалу (2) с параметром мнимой части $N_I = 0.85$ (определена для потенциала SPP с данной формой мнимой части). Видно, что наблюдается хорошее согласие с экспериментальными данными для рассмотренного диапазона углов (см. рисунок 11). Это указывает на применимость потенциала SPP к легким нейтронно-избыточным ядрам. С другой стороны, могут наблюдаться довольно большие отклонения для данного потенциала при описании экспериментальных дифференциальных сечений в случае рассеяния альфа-частиц с увеличением углового диапазона. Рассмотренный выше потенциал, позволяет изучать динамику исследуемых ядерных реакций, поскольку также указывает на наличие аналогичного резонанса в этой области энергий.

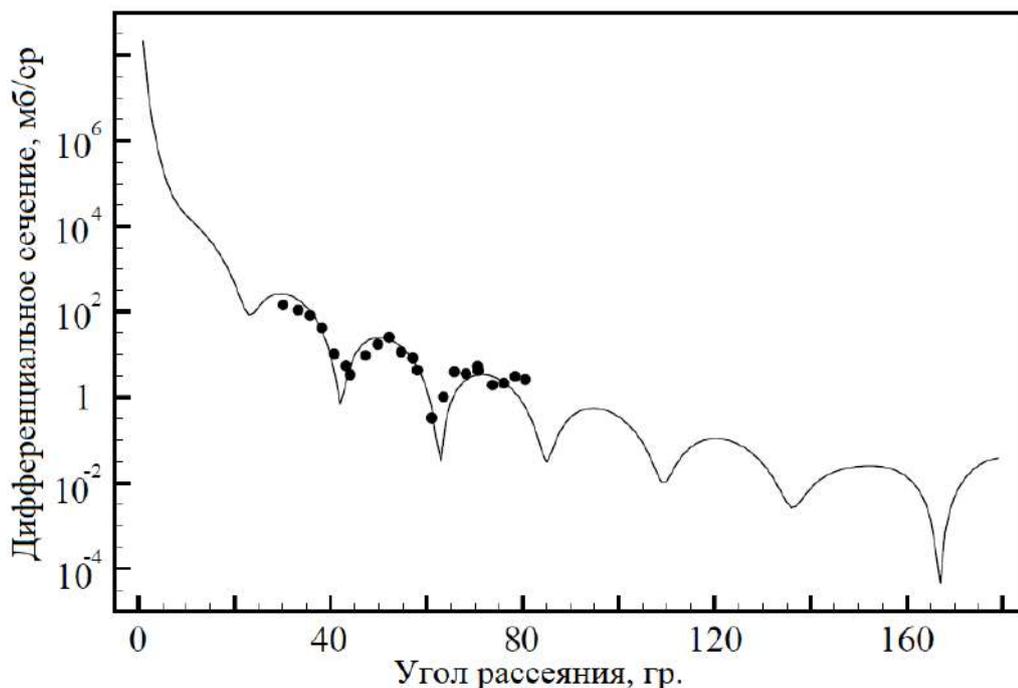


Рисунок 11 – Зависимость дифференциального сечения от угла (угловое распределение), под которыми регистрируются альфа-частицы, испытавшие упругое рассеяние на ядрах ^{14}C . Точки – экспериментальные данные, сплошная кривая – теоретическое описание, полученное с использованием потенциала SPP [67].

Также в работе были получены результаты, указывающие на применимость потенциала SPP даже для описания реакций на нестабильных нейтронно-избыточных ядрах. Это позволяет ограничить область применяемых оптических потенциалов и впоследствии выбрать оптимальный, для проведения более детального анализа динамики и механизмов реакций рассеяния, включающих случай обмена и упругой передачи. В дальнейшем, используя экспериментальную и теоретическую информацию этого эксперимента, будет сделан детальный анализ возбужденных состояний в нейтронно-избыточных ядрах с целью получения данных об их конфигурационных особенностях в контексте кластерных состояний.

1.2.2. Исследования нейтронно-избыточной ядерной системы: ^{22}Ne

Другой хорошо исследованной альфа-кластерной системой, является ядро ^{20}Ne . Здесь при добавлении к нему 2-х нейтронов появляется возможность изучать

возбужденные состояния в ядре ^{22}Ne . Причем мотивация здесь аналогичная предыдущим исследованиям с ядрами ^{14}C , а именно с помощью соответствующих ядерных реакций, объяснить, проверить и предсказать ряд новых свойств систем, состоящих из альфа-кластерного остова и нескольких нейтронов. В данном случае на помощь приходит довольно сложная с точки зрения механизма ядерная реакция - реакция многонуклонных передач. Такой тип ядерных реакций, (другие названия: реакции глубоконеупругого рассеяния, реакции глубоконеупругих передач), был открыт более полувека назад в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ (В.В. Волков, А.Г.Артюх, Я.Вильчинский, Г.Ф. Гриднев и др.) [76-78]. Многонуклонные передачи занимают промежуточное положение между прямыми ядерными реакциями и реакциями с образованием составного ядра. Механизм таких реакций базируется на том, что ядра, приходя во взаимодействие, могут обмениваться большим числом нуклонов, образуя тем самым новые, в том числе и нейтронно-избыточные ядра. Таким образом, реакции многонуклонных передач реализуются как реакции с передачей нескольких нуклонов, когда мишенью и снарядом являются ускоренные ионы ($Z > 2$). Первоначально, такие реакции с механизмами квази-упругого и глубоко-неупругого столкновений использовали для получения новых радиоактивных элементов и их изотопов, при этом была показана возможность получения и изучения нейтронно-избыточных радионуклидов и ядерных систем [76, 79]. Сегодня, с развитием детекторной техники и прецизионных методов ядерной спектроскопии, реакции многонуклонных передач со стабильными и радиоактивными пучками являются ключевым методом для исследования структуры нейтронно-избыточных ядер с малым и средним количеством нейтронов, сверх заполненного ядерного остова [80].

Являясь одним из основных инструментов для изучения легких ядер вблизи границы стабильности, эта реакция, вследствие сложных динамических особенностей, редко применяется для изучения возбужденных состояний. Даже получение углового распределения в широком диапазоне не позволяет однозначно определить структурные особенности возбужденных состояний.

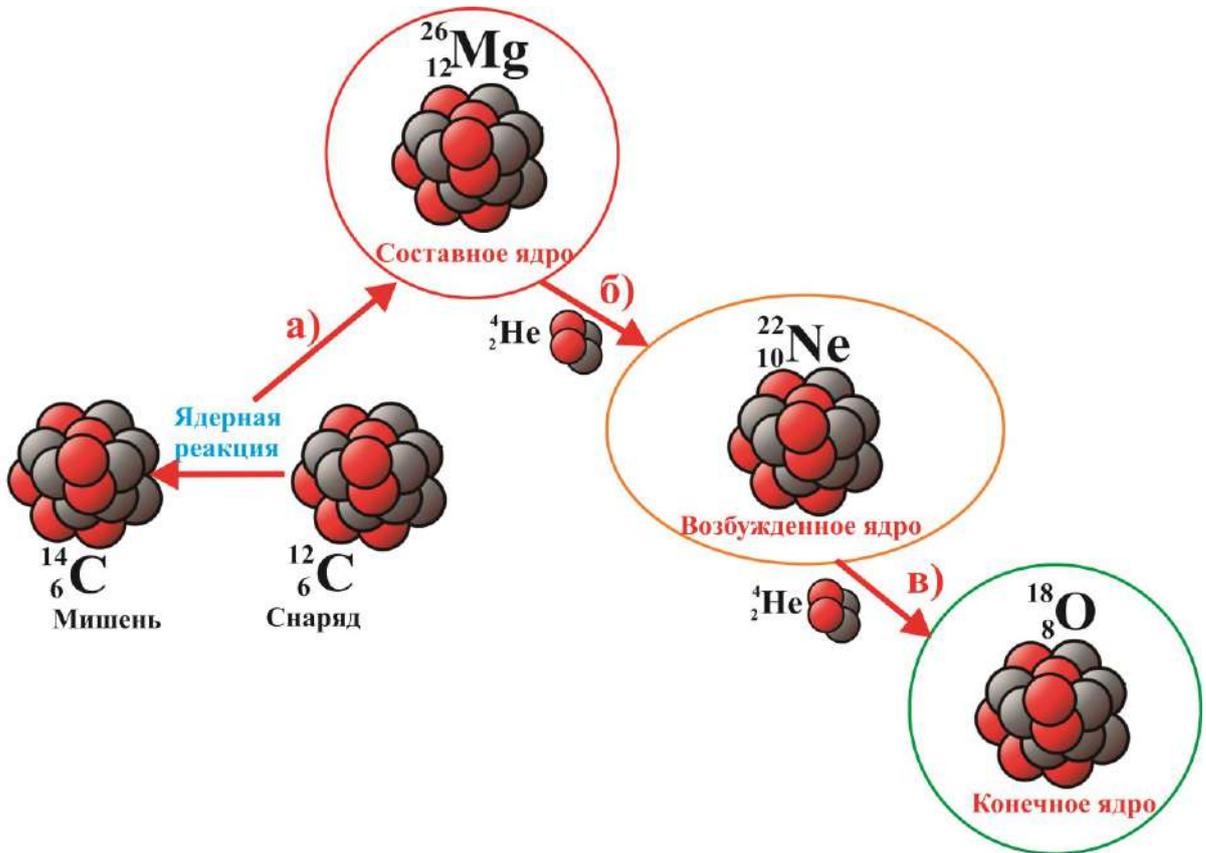
Дополнительно, из-за большого числа открытых каналов и необходимости получения эксклюзивных спектров, затруднено и изучение функций возбуждения таких реакций. При всем при этом следует подчеркнуть, что данная реакция позволяет не только получать ядра вблизи порога развала, но и за счет передачи большого углового момента, становится возможным изучение высокоспиновых состояний и вращательных полос. Для этой цели необходимо проводить теоретическое моделирование для идентификации процессов образования и распада ядерных систем, что будет показано ниже на примере ядерной реакции $^{12}\text{C}+^{14}\text{C}$ с образованием нейтронно-избыточного ядра ^{22}Ne .

Для рассматриваемых в данной диссертационной работе ядерных реакций основными конкурирующими процессами являются:

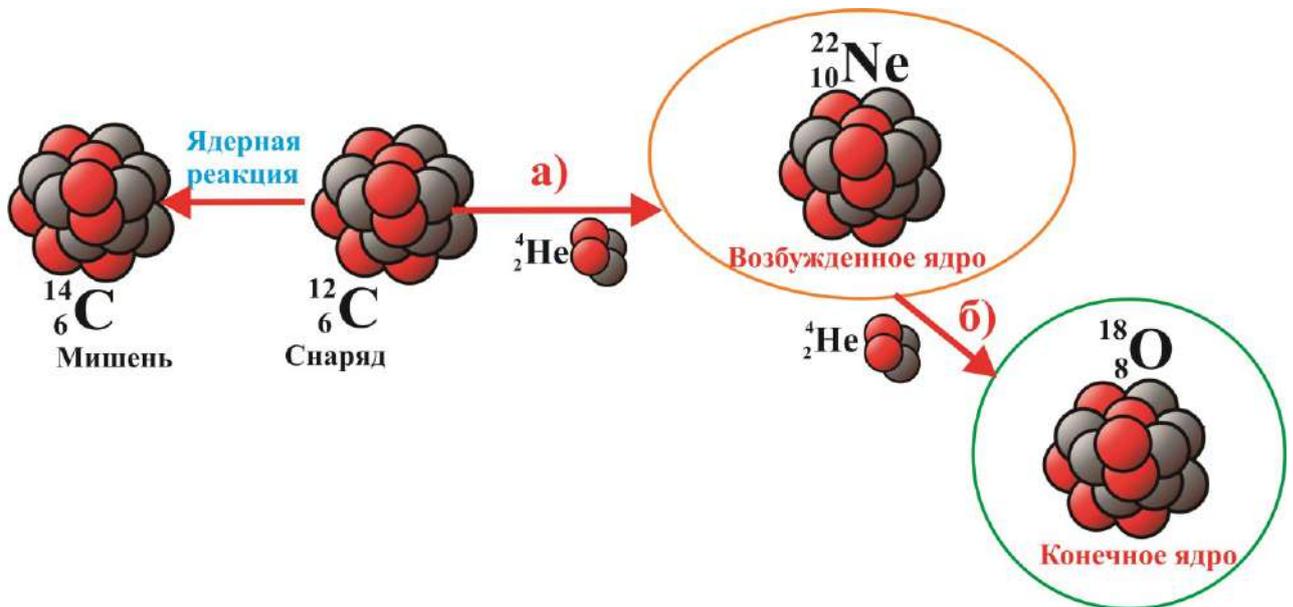
1. Прямые процессы.
2. Процессы слияния-распада.

Несмотря на различные механизмы и условия протекания этих процессов их часто бывает сложно разделить, особенно в случае реакций многонуклонных передач.

Проанализируем типичную реакцию, в которой требуется определить механизм заселения-распада состояний, реакцию, в которой в качестве снаряда выступают ионы лёгкой группы масс, мишенью являются ядра ^{12}C , а в конечном состоянии вылетают альфа-частицы. В случае прямого процесса осуществляется реакция многонуклонной передачи (две альфа-частицы) с образованием изучаемой ядерной системы в основном или возбужденном состоянии. В случае процесса слияния ядер, образуется возбужденное составное ядро. Эти два процесса показаны на примере изучаемой в данной диссертационной работе многоступенчатой реакции: $^{14}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha_1\alpha_2)\rightarrow^{26}\text{Mg}^*\rightarrow^{22}\text{Ne}^*\rightarrow^{18}\text{O}$ (см. рисунок 12).



1)



2)

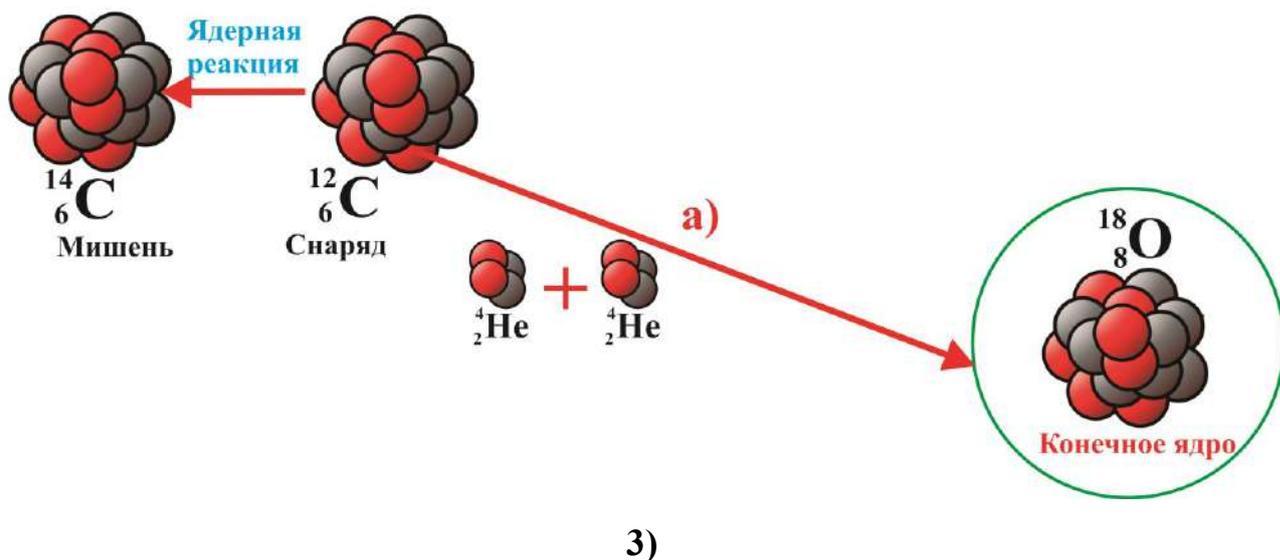


Рисунок 12 - Возможные механизмы протекания реакции: $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha_1 \alpha_2) \rightarrow ^{26}\text{Mg}^* \rightarrow ^{22}\text{Ne}^* \rightarrow ^{18}\text{O}$.

- 1) Реакция через составное ядро: а) формирование в реакции составного (компаунд) ядра ^{26}Mg ; б) распад составного ядра ^{26}Mg с образованием промежуточного возбужденного ядра ^{22}Ne ; в) распад промежуточного возбужденного ядра ^{22}Ne в основное состояние ядра ^{18}O .
- 2) Прямая реакция: а) прямой процесс с образованием возбужденного ядра ^{22}Ne ; б) распад возбужденного ядра ^{22}Ne в основное состояние ядра ^{18}O .
- 3) Трехчастичный канал взаимодействия: а) взаимодействие ядра снаряда ^{12}C с ядрами мишени ^{14}C , с передачей двух альфа-частиц, с последующим заселением основного состояния ядра ^{18}O .

Система двух взаимодействующих тяжелых ионов может образовать составное ядро (см. 1) на рисунке 12). В случае представленной реакции происходит образование составного (компаунд) ядра ^{26}Mg . Далее, такое ядро, путем испарения альфа-частицы распадается до промежуточного возбужденного ядра ^{22}Ne (см. 1) и канал б) на рисунке 12), а затем после испускание второй альфа-частицы, уже это ядро переходит в основное состояние ядра ^{18}O (см. 1) и канал в) на рисунке 12). В изучаемой ядерной реакции возможна реализация и прямого механизма, когда в результате реакции срыва альфа-частицы из ядра снаряда ^{12}C , происходит её подхват ядром мишени ^{14}C , с последующим образованием возбужденного ядра ^{22}Ne (см. 2) и канал а) на рисунке 12). Затем это возбужденное ядро распадается в основное состояние ядра ^{18}O с испусканием альфа-частицы (см. 2) и канал б) на рисунке 12). Также в данной ядерной реакции

возможен трехчастичный канал распада, когда две альфа-частицы уходят из системы, а третья альфа-частица, взаимодействует с ядром снарядом ^{14}C , что приводит к заселению, как основного, так и возбужденных состояний ядра ^{18}O (см. 3) и канал а) на рисунке 12).

Как было установлено в предыдущих исследованиях [81], для более простой и похожей реакции с самосопряженными ядрами $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$: $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha_1\alpha_2)\rightarrow^{24}\text{Mg}^*\rightarrow^{20}\text{Ne}^*\rightarrow^{16}\text{O}$, в случае, когда в системе имеет место резонанс, наблюдается заселение вращательных полос неона. Таким образом, для правильного решения задачи о изучении ядерных процессов в этих реакциях, необходима информация о резонансах в системе двух ядер (пучок-мишень). Задача о резонансах в системе ионов лёгкой группы масс, сегодня является важной и актуальной в физике ядерных реакций низких энергий, поскольку может пролить свет на особенности так называемых молекулярных состояний в возбуждённых ядрах (см. п. 1.1). На сегодняшний день изучено большое число легких ядерных систем и показано что в них действительно имеют место высокоспиновые резонансы, которые можно трактовать как практически связанные состояния двух ядер. Параметры резонансов (спин и энергию) описываются следующим выражением:

$$E_x = E_0 + \frac{\hbar^2}{2\theta} \cdot J \cdot (J + 1) \quad (5),$$

$$\text{где: } \theta = 0.0104 \cdot r_0^2 \cdot \left(\frac{2}{5} \cdot \left(A_1^{\frac{5}{3}} + A_2^{\frac{5}{3}} \right) + \left(\frac{A_1 \cdot A_2}{A_1 + A_2} \right) \cdot \left(A_1^{\frac{5}{3}} + A_2^{\frac{5}{3}} \right)^2 \right),$$

$$E_0 = E_B + E_C ,$$

$$E_C = \frac{(1.21 \cdot Z_1 \cdot Z_2)}{\left(r_0 \cdot \left(A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}} \right) + 0.5 \right)}$$

Здесь $A_{1,2}$ и $Z_{1,2}$ — массы и заряды ядер пучка и мишени, параметр r_0 принимается равным 1.3 Фм. Указанная зависимость может помочь определить положения резонансов. При этом, несмотря на достаточно большую ширину

таких резонансов, также может возникнуть ошибка в оценке их положения. Таким образом, важной задачей становится получение экспериментальной информации о резонансных состояниях систем со свойствами ядерных молекул. Эта информация извлекается при анализе ядерных реакций упругого или неупругого рассеяния. Например, для реакции, рассматриваемой в данной диссертационной работе, проводилось отдельное исследование рассеяния ядер ^{12}C на ^{14}C (см. D. Konnerth, W. Trombik et al., «Scattering and reactions of $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ and $^{14}\text{C} + ^{12}\text{C}$ », Nuclear Physics A, 436, 1985, p. 538-560), когда в выходном канале регистрировалось ядро ^{14}C в возбужденном состоянии (6.73 МэВ). Было показано, что в этом случае наблюдается резонанс $l = 18$ при энергии $E_{\text{см}} = 23.5$ МэВ, что находится в хорошем согласии с приведенными выше формулами.

Для проведения модельных расчётов заселения высокоспиновых состояний в реакции слияния, лучше всего воспользоваться параболической моделью Хилла-Уиллера, в которой рассматривается туннелирование частицы через параболический барьер [82]. Это позволяет, при достаточно общем подходе, точно описать вероятности заселения состояний с различным угловым моментом. В данной модели коэффициент проницаемости T_l записывается для параболического приближения в виде:

$$T_l = \frac{1}{\left(1 + \exp\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot (E_l - E)}{\hbar \cdot \omega}\right)\right)} \quad (6),$$

где E_l и $\hbar\omega$ – высота и кривизна барьера, которые можно вычислить как:

$$E_l = V(R_l) = V_N(R_l) + V_C(R_l) + \frac{\hbar^2 \cdot l \cdot (l+1)}{2 \cdot \mu \cdot R_l^2} \quad (7),$$

также:

$$\hbar\omega = \left| \frac{\hbar^2 \cdot V''(R_l)}{\mu} \right|^{1/2}$$

Потенциал ядерного взаимодействия был взят из систематики [83], а сечение взаимодействия в этом случае можно определить по формуле:

$$\sigma = \pi \cdot \lambda^2 \sum_l (2 \cdot l + 1) \cdot T_l \quad (8)$$

Используя данный формализм, рассчитаем сечения для исследуемой реакции $^{12}\text{C}+^{14}\text{C}$ в зависимости от углового момента. Полученный результат, соответствующий изменению сечения с ростом углового момента, показан на рисунке 13. Значение энергии реакции выбрано равным 23.5 МэВ, что соответствует резонансу с угловым моментом 18. Анализируя данные, представленные на рисунке 13 можно отметить, что указанный угловой момент почти равен критическому. Это позволяет сделать вывод о хорошем соответствии экспериментальных результатов с модельными вычислениями.

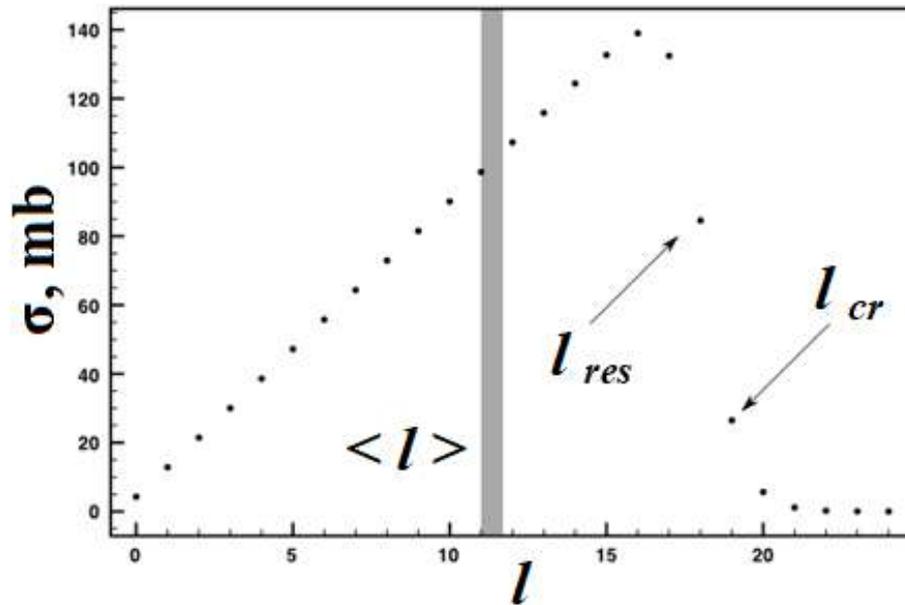


Рисунок 13 – Зависимость сечения образования составного ядра от углового момента. Показано сечение при критическом угловом моменте: $l_{cr} = 19$, экспериментальное значение возникающего резонанса: $l_{res} = 18$, а также среднее значение углового момента возникающей составной системы.

Для случая образования составной ядерной системы предполагается, что угловой момент примерно равен $2/3 l_{cr}$. В случае рассматриваемой реакции он составляет ~ 11.3 (серая линия на рисунке 13). Возвращаясь к каналам реакции, которые представлены на рисунке 12, стоит отметить, что имеется возможность

прямого трехчастичного распада данной ядерной системы, однако этот случай может быть исключен с учетом соответствующих кинематических условий. Такая задача особенно интересна, если на фоне трехчастичного распада ожидаются события, соответствующие вылету ядра ${}^8\text{Be}$ (скоррелированные две альфа-частицы).

Дальнейший анализ динамики этой реакции приводит к рассмотрению распада изучаемой ядерной системы. Для всестороннего исследования данного процесса, в представленной работе был подготовлен и проведен эксперимент, направленный на изучение структуры возбужденных состояний. В качестве основной задачи было сформулировано определить резонансные состояния, с соответствующими спином и четностью. Использовалась довольно простая модель распада, когда первая альфа вылетает под нулем градусов к пучку. Это приводит к характерной зависимости распределения вторичных альфа частиц от величины углового момента в том случае, если остаточное ядро будет в состоянии 0^+ :

$$W(\varphi) = \frac{2 \cdot l + 1}{4 \cdot \pi} |P_l(\cos\varphi)|^2 \quad (9),$$

здесь φ – угол регистрации второй альфа-частицы. В формуле (9), полином Лежандра не только указывает значение спина уровня, но и определяет четность [19,21], которая при данной геометрии может быть только натуральной. Сформулируем условие для постановки эксперимента, заключающееся в необходимости построения углового распределения определенного уровня ядерной системы, с энергией возбуждения E^* и величиной спина J . Задача моделирования здесь сводится к вопросу об оптимальном угловом диапазоне регистрации вторичных альфа-частиц, чтобы с одной стороны увеличить статистику, а с другой – однозначно идентифицировать уровень. Обычно, энергетическая область исследования ядерных возбуждений мала и составляет 5 – 10 МэВ. В то же время стоит учитывать, что довольно слабо исследованы области с высокими энергиями возбуждения. Необходимо также использовать лабораторную систему координат, для того, чтобы упростить условия проведения

эксперимента. На рисунке 14 показано несколько полиномов Лежандра, отвечающих различным угловым моментам и, как следствие – различным четностям.

В условиях сильного ограничения по угловому диапазону, которое возникает из-за одновременного использования большого числа детекторов, необходимо выбрать область, исключающую возможность неоднозначного определения углового момента. Известно, что максимальная чувствительность к изменению фазы синусоидального сигнала возникает при максимальном значении производной. Учитывая, что в этом случае экспериментальных данных будет примерно вдвое меньше, а также принимая во внимание конечную апертуру детекторов, можно сделать вывод, что наилучшими областями анализа являются угловые интервалы, помеченные на рисунке 14 буквами А и В. При этом следует учесть, что под малыми углами значительно возрастает фон, в то время как под большими углами сильно падает скорость счета совпадений.

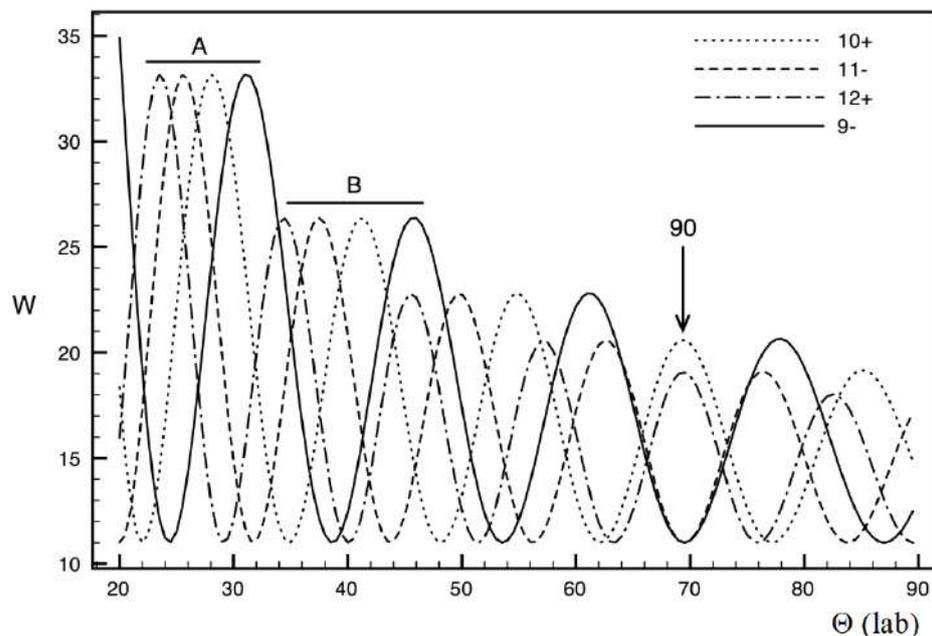


Рисунок 14 – Распределения $W(\varphi)$ для различных угловых моментов. Стрелкой показана ось симметрии, соответствующая углу 90 градусов в системе центра масс.

Проведенный анализ вариантов размещения детекторов в камере рассеяния показал, что с точки зрения оптимизации эксперимента предпочтительно применять две группы детекторов. Первая группа перекрывает области А или В, а

вторая группа детекторов располагается около точки, отвечающей оси симметрии для полиномов в системе центра масс (см. рисунок 14). Таким образом, расположение второй группы детекторов в области углов 90 градусов в системе центра масс позволяет однозначно определить четность – положительная четность соответствует максимуму, а отрицательная четность – минимуму. В этом случае допустимы только четные (нечетные) полиномы. Такая схема позволяет работать с невысокой статистикой и сравнительно малым числом детекторов даже в том случае, если каждый из них регистрирует события в большом телесном угле.

Определение угловых моментов состояний и спектра возбужденных состояний продуктов реакций позволяет определять механизмы таких ядерных реакций. Как было показано выше, основные механизмы изучаемых реакций могут быть реализованы по следующим сценариям: прямой процесс и статистический распад. Основой для построения модели, которая позволит разделить эти два процесса, является использование коэффициентов проницаемости для определения вероятности заселения состояний. Сравнивая значения вероятности заселения различных состояний, получаем, что в случае резонанса заселяются более высокие состояния. Например, для изучаемой в диссертационной работе реакции: $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha_1 \alpha_2) \rightarrow ^{26}\text{Mg}^* \rightarrow ^{22}\text{Ne}^* \rightarrow ^{18}\text{O}$ коэффициенты проницаемости для двух состояний 9^- с энергиями 20.1 МэВ и 25.0 МэВ отличаются на порядок. Поэтому важным стимулом для выполнения данной работы являлось исследование высоколежащих, высокоспиновых состояний ядра ^{22}Ne с последующей их идентификацией в контексте принадлежности различным вращательным полосам.

В настоящее время существует большое количество информации в рамках изучения состояний ядра ^{20}Ne . В этом ядре были обнаружены более десяти полос различной структуры [84], однако данных по другому изотопу неона: ^{22}Ne сравнительно мало [85] и большая их часть относится к изучению низколежащих уровней и γ -спектроскопии [86]. Имеющиеся теоретические исследования предсказывают у этого ядра не менее интересные свойства, особенно для

высокоспиновых состояний вращательных полос связанных с ядерными молекулярными конфигурациями.

В работе [87] было показано, что в случае реакции упругого рассеяния ядер ^{14}C на ядрах ^{12}C наблюдаются резонансы с высоким угловым моментом, аналогичные молекулярным состояниям, возникающим при рассеянии тяжелых ионов [88]. Также в этом случае регистрировался довольно большой выход альфа-частиц. Поэтому для исследований слабо изученной области возбуждений ядра ^{22}Ne , в описываемом ниже эксперименте, была выбрана энергия пучка, соответствующая резонансу 18^+ в системе $^{14}\text{C}+^{12}\text{C}$ [19].

Для изучения ядерных реакций с образованием высокоспиновых состояний в ядерных системах легкой группы масс, была выбрана реакция $^{14}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha_1\alpha_2)\rightarrow^{26}\text{Mg}^*\rightarrow^{22}\text{Ne}^*\rightarrow^{18}\text{O}$ [19, 21, 22, 23]. Пучок ^{12}C с энергией 44 МэВ бомбардировал мишень ^{14}C (толщина мишени 280 мкг/см^2 , обогащение 80% по основному изотопу ^{14}C , оставшиеся 20% принадлежат изотопу ^{12}C).

Система детекторов для регистрации продуктов реакции находилась в вакууммируемой камере рассеяния диаметром 1.5 метра. Для реализации условий совпадений «частица-частица» использовался метод угловой корреляции. Из-за низкой частоты совпадений и большого количества углов, необходимых для однозначной идентификации спина, требуется получать данные под всеми этими углами одновременно. Поэтому в эксперименте использовались телескопы позиционно-чувствительных детекторов большой площади. Схема соответствующего эксперимента показана на рисунке 15.

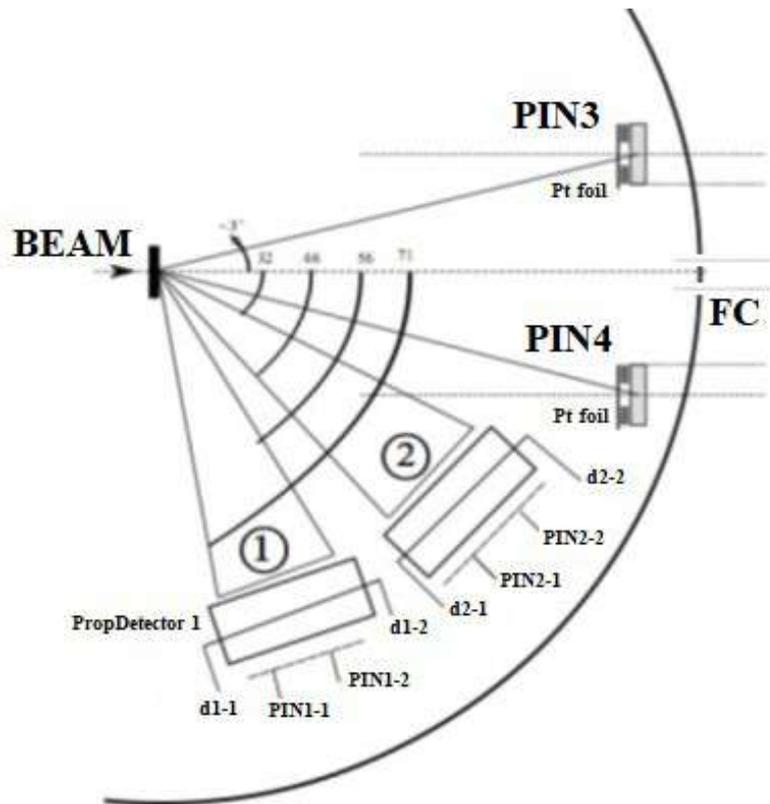


Рисунок 15 – Схема эксперимента для изучения особенностей реакции $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha_1 \alpha_2) \rightarrow ^{26}\text{Mg}^* \rightarrow ^{22}\text{Ne}^* \rightarrow ^{18}\text{O}$ с образованием высокоспиновых состояний в ядрах легкой группы масс.

Регистрация первичных альфа-частиц (α_1) производилась двумя кремниевыми детекторами, так называемыми PIN-диодами: PIN3 и PIN4, толщиной 300 мкм, расположенными тыльной стороной, под углами $\pm 3^\circ$ к оси пучка, перед цилиндром Фарадея (FC). Для подавления фона от ядер ^{12}C , испытавших упругое рассеяние, эти PIN-детекторы были закрыты платиновой фольгой толщиной 15 микрон [19, 21]. Это позволяло регистрировать ядра от водорода до лития включительно, с порогом регистрации альфа-частиц порядка 10 МэВ. Для отбора событий, соответствующих регистрации альфа-частиц применялся специальный метод анализа соответствующих сигналов по форме импульса. Данный метод основан на разном времени сбора заряда в кремниевых детекторах при взаимодействии с веществом детектора частиц разной массы и заряда [30-31]. Поскольку частица оставляет фиксированную энергию в рабочем объеме детектора можно определить её скорость и время движения, а значит,

получить информацию о массовом номере этой частицы – А. Также, структура электрического сигнала (зависимость от времени), который формируется вследствие взаимодействия частицы с веществом кремниевого детектора, дает определить время сбора заряда и тем самым сформировать сигнал «стоп» для оценки времени движения частицы в веществе детектора. Последнее, позволяет идентифицировать Z – заряд частицы. Более подробно с этим оригинальным методом можно ознакомиться в работах [30-31]. Типичный спектр продуктов изучаемой реакции (спектр с детекторов, в режиме реального времени, без предварительной обработки), с использованием данной методики, показан на рисунке 16, где по оси X – энергетические потери регистрируемых частиц (в каналах спектрометрической системы), по оси Y – время сбора заряда в каналах системы Время-Амплитудного Конвертора – ТАС (см. рисунок 18, блок схема электроники системы сбора и обработки информации с детекторных модулей).

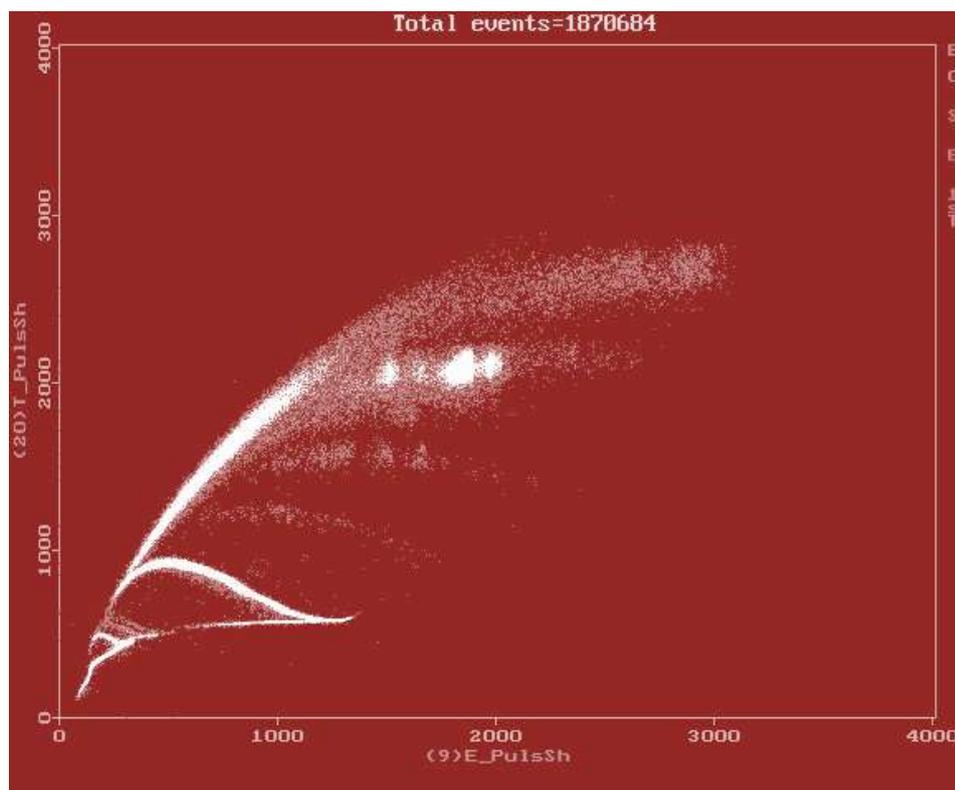


Рисунок 16 – Распределение регистрируемых в режиме реального времени (без предварительной обработки) продуктов ядерной реакции: $^{12}\text{C}+^{14}\text{C}$, полученное с помощью кремниевых PIN детекторов методом анализа формы импульса, с использованием информации о сборе заряда.

Регистрация вторичных альфа-частиц (α_2) от распада возбужденных состояний ^{22}Ne производилась двумя позиционно-чувствительными комбинированными dE-E телескопами 1 и 2 большой площади (см. рисунок 15), перекрывающими угловой диапазон от 34° до 50° и от 58° до 75° в лабораторной системе координат и защищенными алюминиевой фольгой, толщиной 15 микрон, соответственно. Каждый телескоп включал в себя газовый пропорциональный детектор с одним анодом, используемый в качестве dE-детектора. В качестве стоп-детекторов (E-детекторы) выступали 10 кремниевых PIN диодов [19, 21]. Толщина PIN – диодов составляла 380 мкм. В газовом пропорциональном детекторе, образовавшиеся на аноде сигналы, снимались с его обоих концов: d1-1, d1-2 для первого телескопа и d2-1, d2-2 для второго телескопа. Эти сигналы использовались для получения информации о потере энергии и координате X, в соответствующем dE-детекторе. Детектор наполнялся газовой смесью Ar+10% CH₄ при давлении 250 Торр, причем обеспечивалось непрерывное обновление газа в его объеме. Как уже отмечалось, в качестве E-детектора использовалась сборка из 10 PIN-диодов в каждом телескопе, причем для точной фиксации углового диапазона, в котором регистрируются альфа-частицы, каждая сборка была разделена попарно: PIN1_1, PIN1_2 для первого телескопа и PIN2_1, PIN 2_2 для второго телескопа. Точность получения информации об угле регистрации частицы составляла $\pm 0.5^\circ$.

Типичные двумерные спектры, обработанных сигналов с dE-E телескопов показаны на рисунке 17, где по оси X представлена информация с 10-ти кремниевых PIN-диодов, а по оси Y – информация с газовых пропорциональных детекторов.

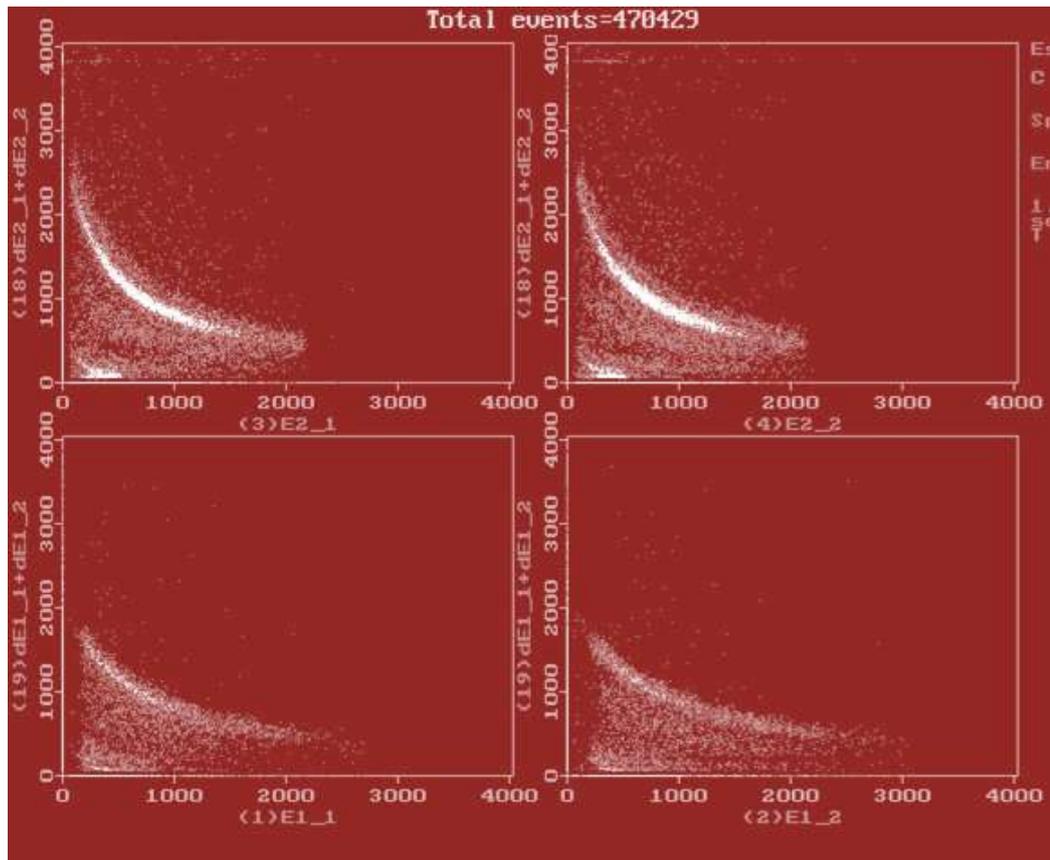


Рисунок 17 – Распределения регистрируемых в режиме реального времени продуктов ядерной реакции: $^{12}\text{C}+^{14}\text{C}$, полученные с помощью телескопов газовых пропорциональных детекторов (dE) и кремниевых PIN детекторов (E).

Блок схема электроники системы сбора и обработки информации со всех детекторных модулей двух телескопных секций и двух передних кремниевых детекторов (PIN3 и PIN4), представлена на рисунке 18.

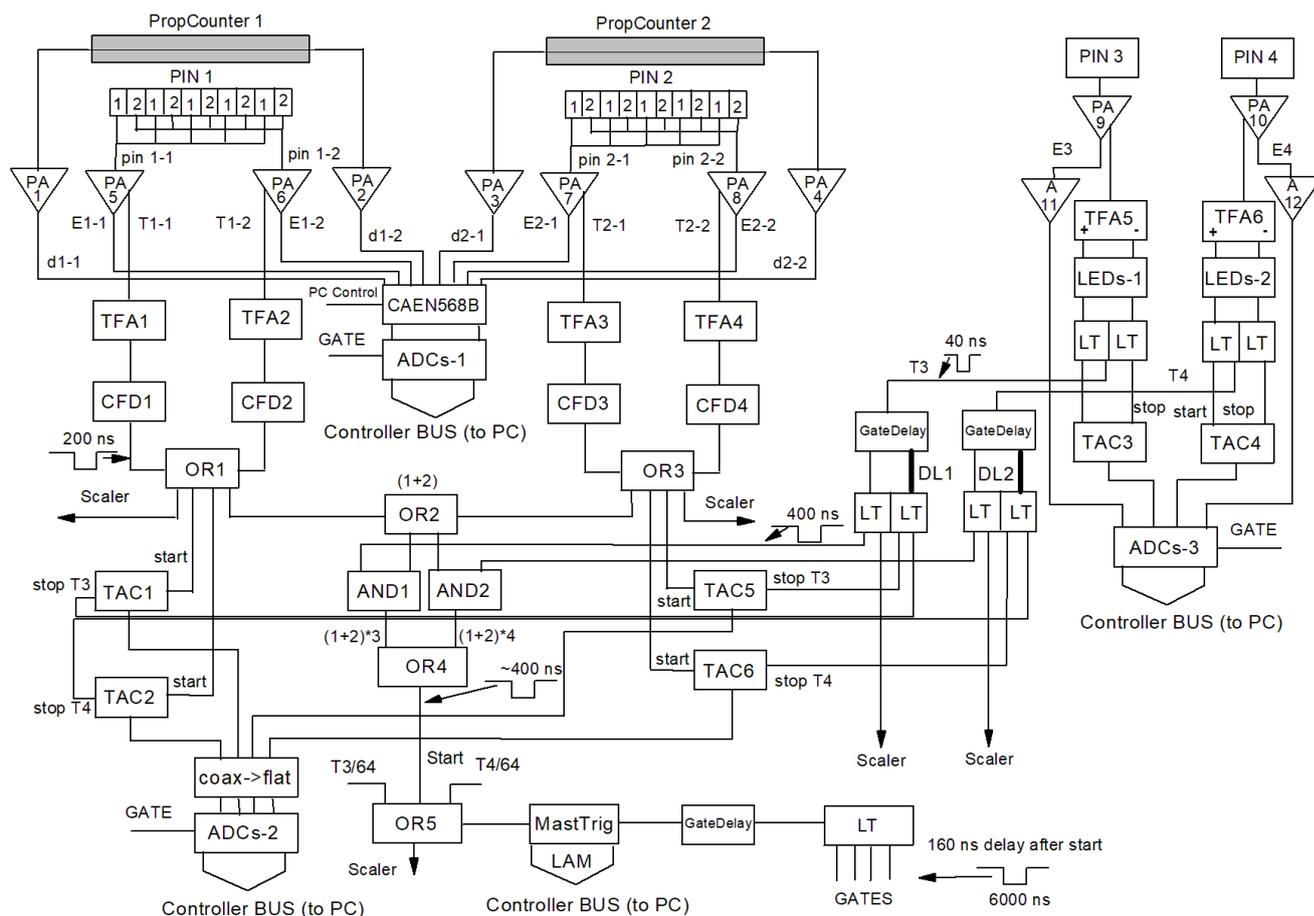


Рисунок 18 – Блок схема электроники системы сбора и обработки информации с детекторных модулей двух телескопных секций (dE-часть: газопропорциональные детекторы и E-часть: 10 кремниевых PIN детекторов) и двух передних кремниевых детекторов: PIN3 и PIN4.

Обработка экспериментальных данных состояла из нескольких этапов. На первом этапе идентифицировались продукты реакции (см. рисунок 16), зарегистрированные детекторами: PIN3 и PIN4 (см. рисунок 18 правая часть) с применением специальных зарядочувствительных предусилителей (рисунок 18, PA 9 и PA 10), с помощью которых была реализована методика анализа формы импульса, с учетом сбора соответствующих зарядов в этих детекторах. Детекторы располагались под углом 18° с одной и с другой стороны от оси пучка. Детальный анализ полученных двумерных спектров (см. рисунок 16) продуктов реакции позволил определить соответствующие ядра, образующиеся в ходе данной реакции. В итоге имеем уже обработанный спектр (см. рисунок 19) зависимости времени сбора заряда в каналах системы Время-Амплитудного Конвертора – ТАС

от энергетических потерь регистрируемых частиц, с показанными на данном спектре зарегистрированными продуктами реакции.

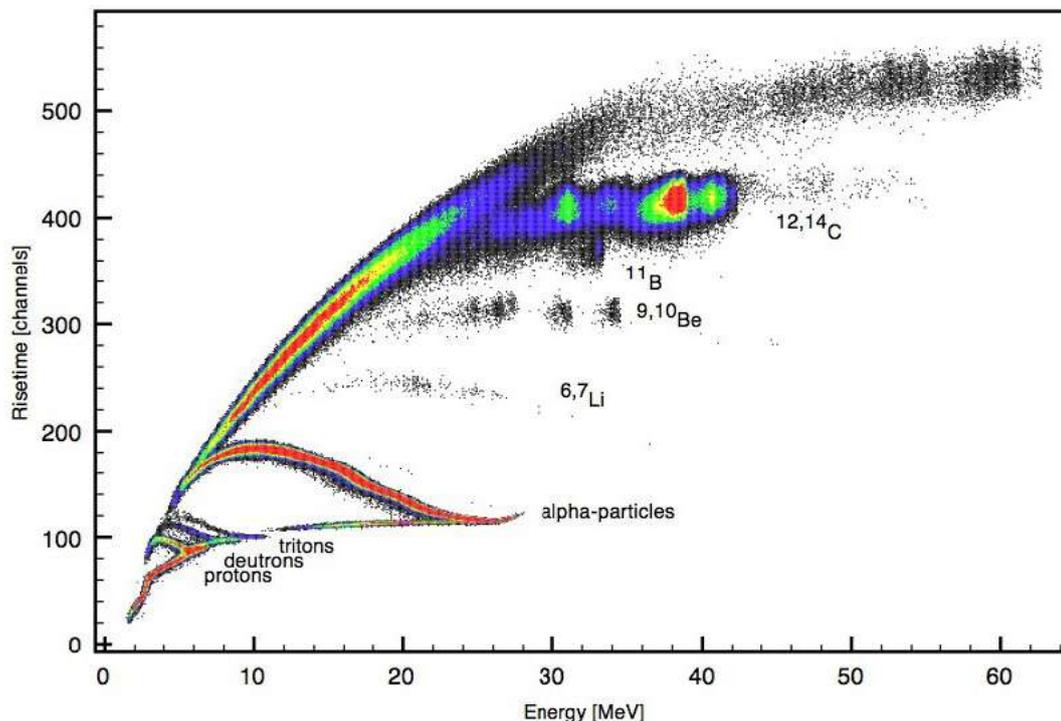


Рисунок 19 – Двумерный спектр идентифицируемых продуктов реакции: $^{12}\text{C}+^{14}\text{C}$.

Таким образом, в исследуемой ядерной реакции удалось определить энергетические полосы, принадлежащие протонам, дейтронам, тритонам, альфа-частицам и легким ядрам: $^{6,7}\text{Li}$, $^{9,10}\text{Be}$, ^{11}B , $^{12,14}\text{C}$ (см. рисунок 19) и следы более тяжелых элементов (верхняя линия), возникающих вследствие взаимодействия пучков с конструкционными материалами диафрагм детекторов.

При внимательном рассмотрении ярко выраженной полосы, принадлежащей альфа-частицам, можно заметить сверху довольно тусклую полосу небольшого массива точек. Это нейтронно-избыточное ядро ^6He . Под углом 18° , как в представленном случае, регистрируется не так много этих ядер, однако при размещении детекторов PIN3 и PIN4 под углами $\pm 3^\circ$ к оси пучка, наблюдается большее количество ядер гелия-6. Это хорошо видно на рисунке 20, где на фоне основной полосы регистрируемых альфа-частиц, показаны идентифицированные события, относящиеся к возбужденным состояниям ядер ^{20}Ne , образующихся в результате реакции: $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, ^6\text{He})^{20}\text{Ne}^*$. Полученный

результат важен еще и тем, что при изучении данной реакции, не регистрировался выход подобных экзотических нейтронно-избыточных ядерных образований. Идентификация таких ядер стала возможной с использованием оригинальной экспериментальной методики, включающей в себя новые кремниевые детекторы и специальные зарядочувствительные предусилители, позволяющие проводить анализ сигналов по форме импульса с учетом разного времени сбора заряда в этих детекторах [30 -31]. В результате стало возможным получить информацию о динамике прямых механизмов, которые могут быть реализованы в изучаемой ядерной реакции. Анализ двумерного распределения, показанного на рисунке 20, позволяет идентифицировать первое возбужденное состояние – 2^+ (1.6 МэВ) и второе возбужденное состояние – 4^+ (4.2 МэВ) в ядре ^{20}Ne в канале реакции: $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, ^6\text{He})^{20}\text{Ne}^*$. Детально селективное заселение этих возбужденных состояний показано на одномерном энергетическом спектре ядер ^6He , на рисунке 21, где по оси X – энергия, зарегистрированного в реакции ядра ^6He . Также высоковозбужденные состояния не могли быть идентифицированы, поскольку наблюдается их перекрытие с событиями, принадлежащими альфа-частицам низких энергий. В рамках данной реакции, можно сделать попытку с оценкой вероятности выполнения условий, когда возникает процесс с передачей двух альфа-частиц. Если провести анализ похожих реакций и, в частности, реакции: $^{18}\text{O}+^{14}\text{C}$, отмечается, что экспериментально не было обнаружено ядер ^6He , даже под малыми углами [89]. Поэтому результаты, полученные в изучаемой реакции, свидетельствуют о достаточном вкладе ядерной системы $^6\text{He}+^8\text{Be}$ в структурные особенности нейтронно-избыточного ядра ^{14}C . В дальнейшем это позволило хорошо выделить вращательную полосу основного состояния $K = 0^+$ в ядре ^{20}Ne .

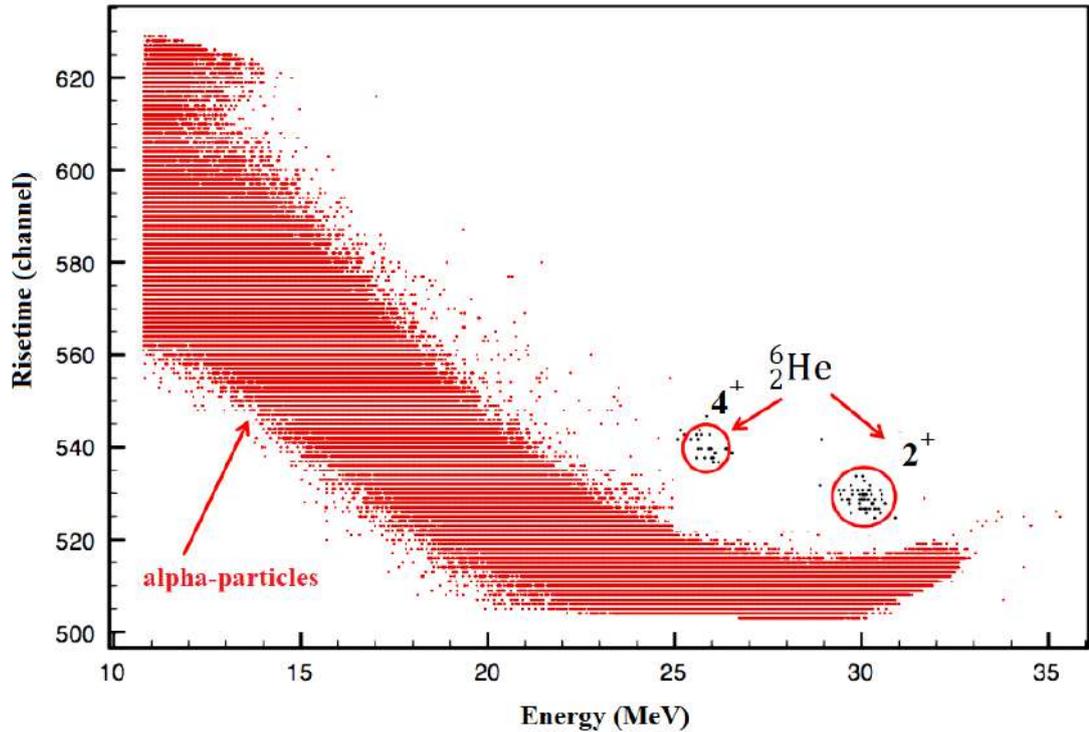


Рисунок 20 – Двумерный спектр регистрируемых в реакции $^{12}\text{C}+^{14}\text{C}$ альфа-частиц и ядер ^6He (области в красных окружностях). Детекторы располагались под углом 3° по обе стороны пучка ^{12}C .

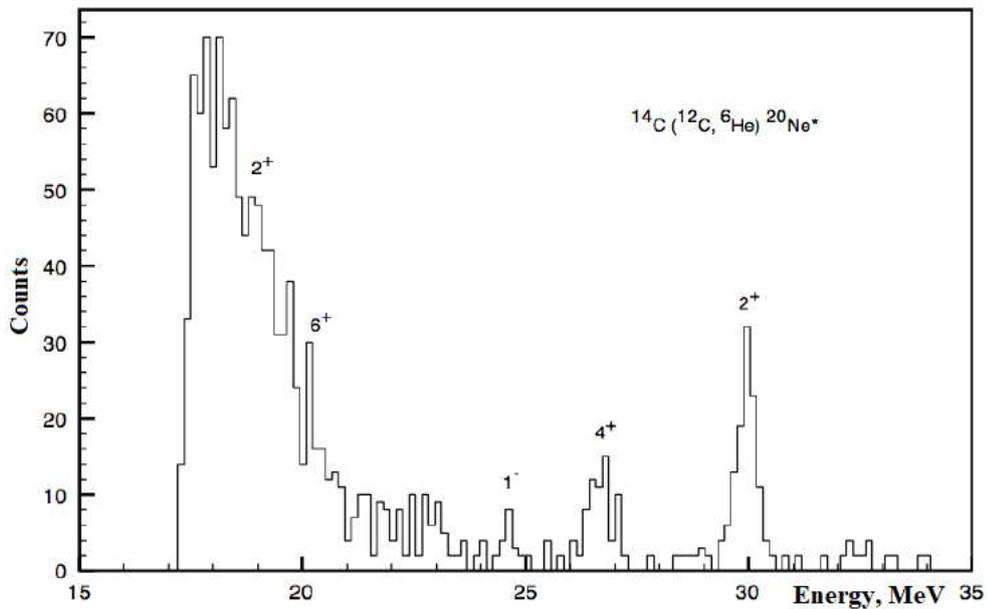


Рисунок 21 – Одномерный энергетический спектр возбужденных состояний ядра $^{20}\text{Ne}^*$, возникающих в реакции с вылетом ^6He : $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, ^6\text{He})^{20}\text{Ne}^*$. Хорошо идентифицируется селективное заселение возбужденных состояний 2^+ (1.6 МэВ) и 4^+ (4.2 МэВ).

Перейдем теперь к рассмотрению событий двойных альфа-альфа совпадений, которые регистрировались в данном эксперименте. Анализ таких событий позволил построить угловые распределения альфа-частиц. Пример такого распределения показан на рисунке 22, где представлен двумерный спектр регистрации альфа-частиц с помощью кремниевых PIN детекторов (PIN3, PIN4) методом анализа формы импульса, с использованием информации о сборе заряда – ось X и с помощью кремниевых PIN детекторов (E) второго позиционно-чувствительного телескопа (PIN2_1, PIN2_2) – ось Y [19, 21]. Поскольку использовалась высокообогащенная мишень ^{14}C (80%) с примесью ^{12}C (20%), в эксперименте удалось изучить особенности сразу двух ядерных реакций: $^{14}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha)^{22}\text{Ne}^* \rightarrow ^{18}\text{O}_{\text{g.s.}} + \alpha$ и реакции $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha)^{20}\text{Ne}^* \rightarrow ^{16}\text{O}_{\text{g.s.}} + \alpha$. Для того чтобы разделить каналы распада с образованием в конечном состоянии ^{18}O или ^{16}O , при обработке экспериментальных данных накладывался определенный «gate» на соответствующие полосы с учетом энергии реакции (Q-реакции).

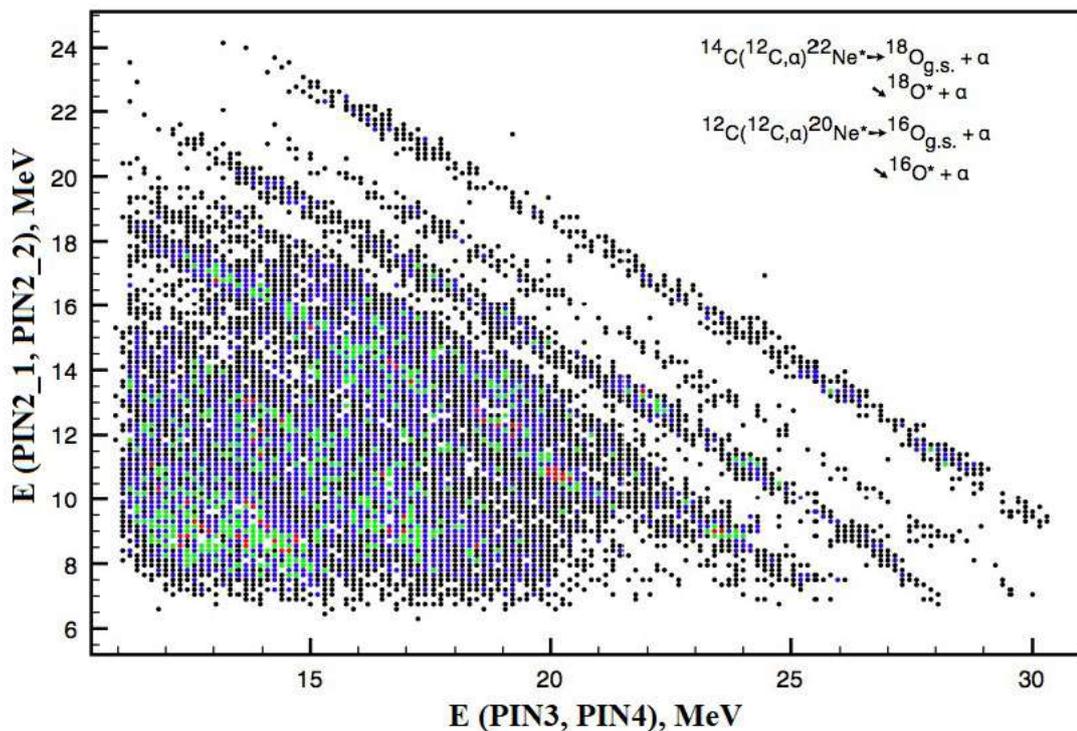


Рисунок 22 – Двумерный спектр регистрации альфа-частиц кремниевыми PIN детекторами (PIN3, PIN4) и кремниевыми PIN детекторами второго позиционно-чувствительного телескопа (PIN2_1, PIN2_2).

Анализ спектра, представленного на рисунке 22, даёт информацию о том, что наблюдаются полосы, соответствующие распадам, как в основное состояние ядер ^{16}O и ^{18}O (реакции $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ и $^{12}\text{C}+^{14}\text{C}$), так и первое возбужденное состояние ^{18}O (1.98 МэВ 2^+), а также триплет возбужденных состояний ^{18}O (3.55 – 3.92 МэВ 4^+ , 0^+ , 2^+). Другие полосы, это смесь возбужденных состояний ядер ^{16}O и ^{18}O . Довольно хорошо просматривается группа красных точек с координатами (20, 11). Это соответствует заселению состояний в реакции $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ с вылетом альфа-частицы и образованием ядерной системы ^{20}Ne в возбужденном состоянии (энергия возбуждения 18.54 МэВ, состояние 8^+ в ядре ^{20}Ne). Эта ядерная система затем с довольно большой вероятностью распадается в возбужденные состояния ядра ^{16}O (дублеты ~ 6 МэВ и ~ 7 МэВ, недостаточное разрешение не позволяет их разделить), как было показано в работе [90]. Распад этого уровня (состояние 8^+ в ядре ^{20}Ne) был изучен на пучках с энергиями 64 МэВ и 80 МэВ, где было показано, что вероятность распада при 6 МэВ примерно в 1.5 раза больше чем при 7 МэВ [90]. Для случая уже нашего эксперимента (энергия пучка 44 МэВ) можно наблюдать гораздо более выраженный распад состояния этого дублета при 7 МэВ, и очень малую вероятность распада дублета при 6 МэВ. В исследуемом диапазоне энергий, как показано в работе [91], функция возбуждения этого уровня имеет минимальное значение.

Детальное изучение энергетических спектров, полученных в данной диссертационной работе при регистрации альфа-частиц, являющихся продуктами соответствующих ядерных реакций, приводит к выбору трех направлений в анализе данных:

- 1) сумма экспериментальных данных для двух реакций: $^{14}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha 1\alpha 2)\rightarrow^{26}\text{Mg}^*\rightarrow^{22}\text{Ne}^*\rightarrow^{18}\text{O}_{\text{GS}}$ и $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha 1\alpha 2)\rightarrow^{24}\text{Mg}^*\rightarrow^{20}\text{Ne}^*\rightarrow^{16}\text{O}_{\text{GS}}$;
- 2) экспериментальные данные для реакции $^{14}\text{C}+^{12}\text{C}$ с образованием ядра ^{18}O в возбужденном состоянии: $^{14}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha 1\alpha 2)\rightarrow^{26}\text{Mg}^*\rightarrow^{22}\text{Ne}^*\rightarrow^{18}\text{O}^*(1.98 \text{ МэВ})$;
- 3) сумма экспериментальных данных для реакции $^{14}\text{C}+^{12}\text{C}$ с образованием трех возбужденных состояний в ядра ^{18}O : $^{14}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha 1\alpha 2)\rightarrow^{26}\text{Mg}^*\rightarrow^{22}\text{Ne}^*\rightarrow^{18}\text{O}^*(3.55 \text{ МэВ}, 3.63 \text{ МэВ}, 3.92 \text{ МэВ})$.

На рисунке 23 показаны спектры совпадений для случая распада на последовательный ряд первых возбужденных состояния ядра ^{18}O в исследуемой области возбуждений от 16 до 30 МэВ [19, 21]. Образующаяся в реакции промежуточная ядерная система ^{22}Ne при данном интервале энергий возбуждения распадается с большей вероятностью на состояние 4^+ (3.55 МэВ) и с малой вероятностью на 2^+ (1.98 МэВ). Энергии уровней определялись с погрешностью ± 100 кэВ.

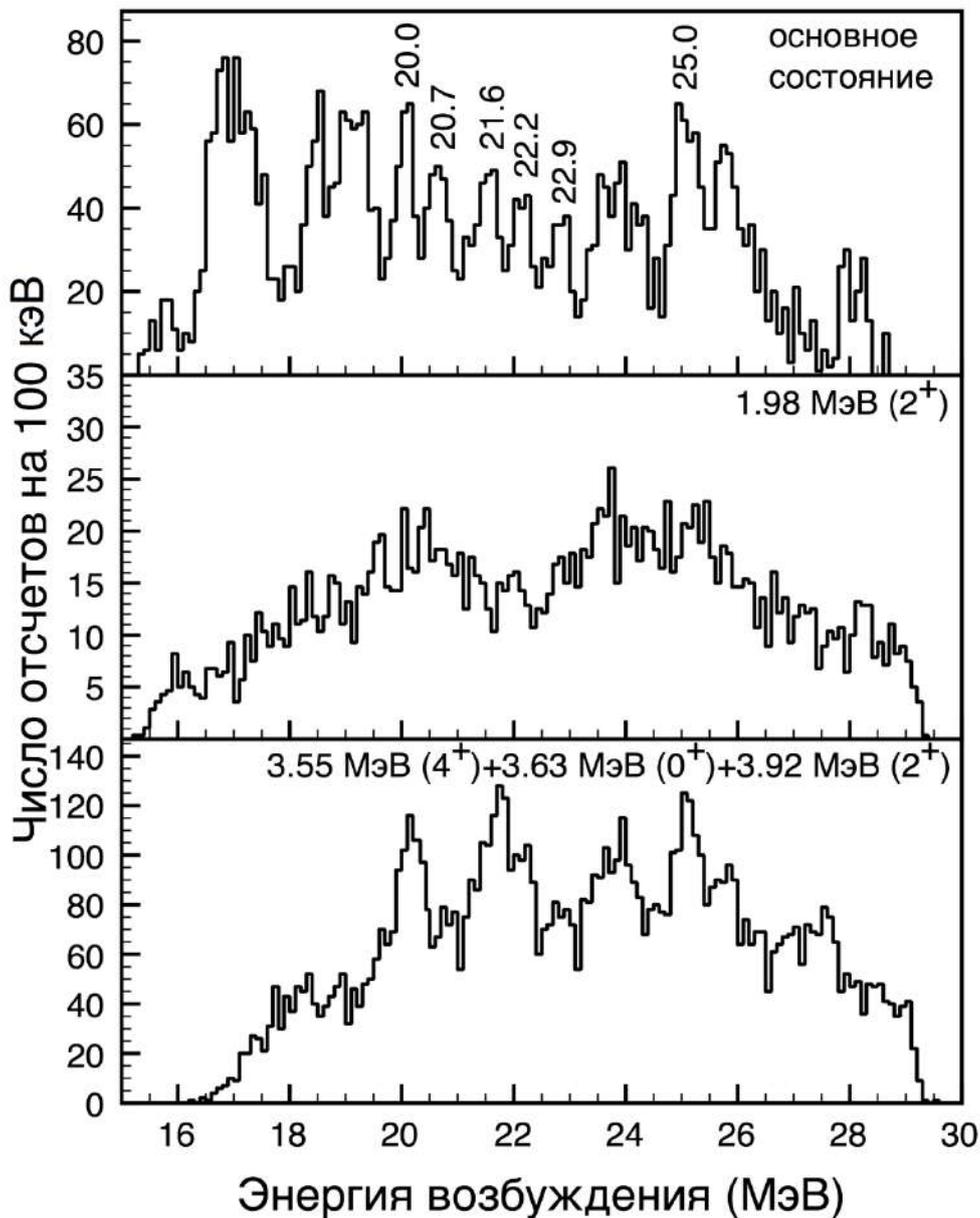


Рисунок 23 - Сравнение спектров альфа-альфа совпадений для реакции $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha 1 \alpha 2) \rightarrow ^{26}\text{Mg}^* \rightarrow ^{22}\text{Ne}^* \rightarrow ^{18}\text{O}$ в случае распада $^{22}\text{Ne}^*$ на основное и два первых возбужденных состояния ядра ^{18}O - 2^+ (1.98 МэВ) и 4^+ (3.55 МэВ). Указаны энергии уровней, для которых возможно определение значения спина в методе угловых корреляций [19, 21].

Далее проводился анализ уже угловых распределений, с помощью которого стало возможным определить значение спина соответствующего уровня с соответствующим угловым моментом l (см. формулу 9). На рисунке 24 отображены угловые корреляции для пяти уровней при распаде ядерной системы ^{22}Ne в основное состояние. Аппроксимация по экспериментальным точкам осуществлялась функцией $|P_l|^2 + \text{const}$ с учетом перехода в лабораторную систему координат [19, 21]. Это дает возможность однозначного определения значений угловых моментов данных идентифицированных уровней. Наилучшая аппроксимация была получена при $l = 9$ для уровней 20.0 МэВ, 21.6 МэВ, 25.0 МэВ, при $l = 11$ для уровня 20.7 МэВ, и при $l = 12$ для уровня 22.2 МэВ (см. рисунок 24). Присутствующий фон относительно мал и имеет нерезонансную структуру [19, 21].

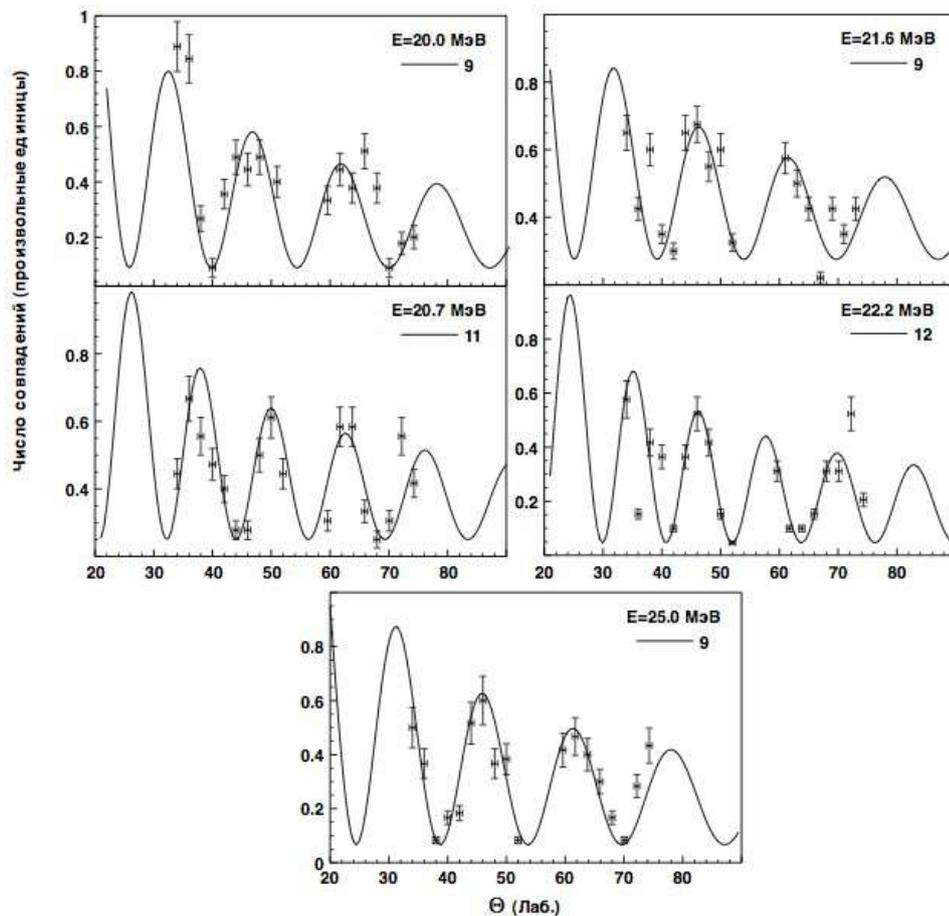


Рисунок 24 - Угловые корреляции для уровней 20.0 МэВ, 21.6 МэВ, 20.7 МэВ, 22.2 МэВ 25.0 МэВ при распаде ядерной системы ^{22}Ne в основное состояние.

Сравнение имеющихся теоретических и экспериментальных данных [85, 92, 93] о структуре вращательных полос в ядре ^{22}Ne с полученными в представленной диссертационной работе результатами, позволяет приписать найденные уровни вращательным полосам различной структуры. Например, для идентифицированного уровня: 20.0 МэВ, 9^- , в похожей ядерной реакции: $^{14}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{18}\text{O} + \text{альфа})$ наблюдались уровни с близкой по значению энергией 19.9 МэВ и 19.89 МэВ. В последнем случае его спин был определен как 10^+ . Анализируя спектры, полученные в работе [87] при заселении состояния 4^+ (3.55 МэВ) в ^{18}O , для данной области энергий регистрируют несколько близкорасположенных уровней с сильной зависимостью вероятности заселения от энергии пучка. Наиболее интенсивно заселяется уровень с энергией ниже 20 МэВ при энергии пучка $E_{\text{CM}} = 20.75$ МэВ, в то время как при больших энергиях наблюдается пик с энергией 20 МэВ.

На рисунке 25 показаны обнаруженные в ядре ^{22}Ne вращательные полосы и экспериментальные результаты, полученные в представленной диссертационной работе. Согласно систематике, приведенной в [85], следует ожидать наличия двух типов полос альфа-частица + ^{16}O с двумя ковалентными нейтронами (низколежащая полоса отрицательной четности) и альфа-частица + ^{18}O (высоколежащая полоса отрицательной четности, отмеченная пунктиром). Таким образом, найденное в данной диссертационной работе состояние 11^- может принадлежать одной из этих полос. На рисунке 25, точки – это уровни, которые были взяты из работы [85], а штрих-пунктир показывает возможность объединения состояния 11^- с известными вращательными полосами: 1) на основе предсказаний потенциальной модели, 2) объединение с низколежащими состояниями отрицательной четности.

Описание квазимолекулярной полосы с применением потенциала Вудса-Саксона, показывает значительное изменение момента инерции для высоколежащих уровней. В данном случае наблюдается одно из фрагментированных состояний, которое может лежать даже ниже ряда 9^- уровней. С применением теоретических моделей можно хорошо описать положение

центров обнаруженных фрагментированных состояний, предсказывая положение для группы состояний 11^- вблизи 22 МэВ (см. рисунок 25, штрих-пунктир 1). С другой стороны, $J(J+1)$ зависимость, аппроксимирующая поведение низколежащей полосы с ковалентными нейтронами тоже дает значение для энергии возбуждения состояния 11^- в этой же области энергий (см. рисунок 25, штрих-пунктир 2). Таким образом, вопрос о принадлежности вращательным полосам состояния 11^- с энергией 20.7 МэВ остается открытым. Кроме этого, на рисунке 25 показано положение ираст-линии (сплошная линия), а также отмечены пороги распада на ядерные системы: альфа-кластер + ^{18}O (кор) и 2альфа-кластер + ^{14}C (кор) [19, 21].

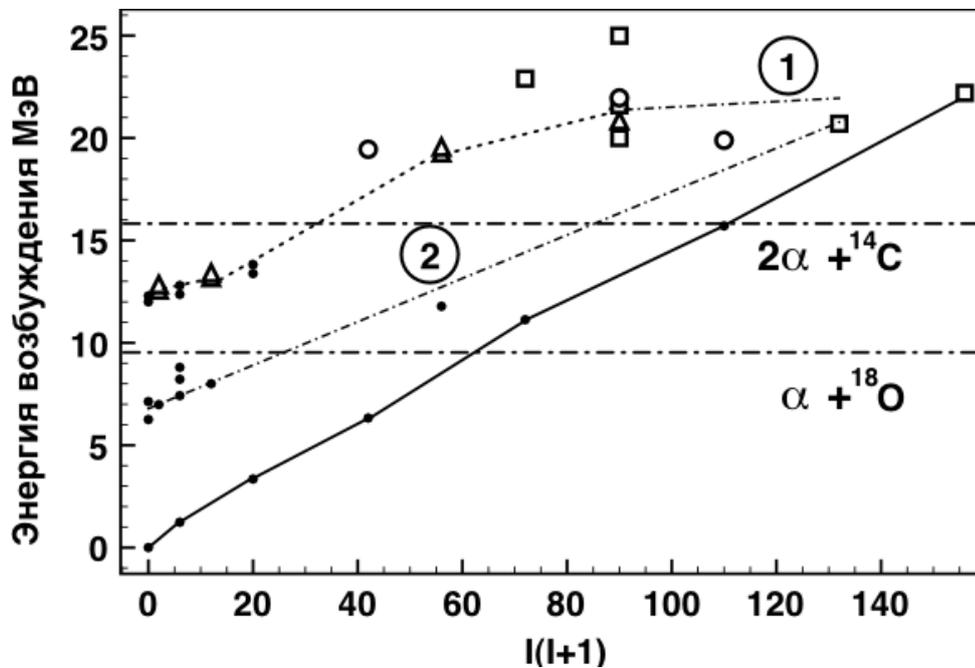


Рисунок 25 - Вращательные полосы в ядре ^{22}Ne [19, 21]. Квадратами отмечены данные настоящей диссертационной работы, круги - данные работы [92], треугольники - данные работы [93]. Показаны пороги распада изучаемых ядерных систем на составляющие кластеры и кор.

Анализ свойств вращательных полос в ядрах ^{20}Ne и ^{22}Ne говорит о их похожем поведении. Если принять во внимание основные положения оболочечной модели, то можно заключить, что полосы основных состояний $K = 0^+$ должны обрываться на состояниях 8^+ для ^{20}Ne и 10^+ для ^{22}Ne . Это действительно подтверждается экспериментально, однако при идентификации состояния 10^+ для ^{22}Ne могут возникнуть проблемы. При этом для

высоколежащих полос в ядрах ^{20}Ne состояние 10^+ имеет право на существование и предсказывается теоретически. Несмотря на определенные трудности с экспериментальным наблюдением этих уровней, в настоящее время уровни с таким спином обнаружены [94]. Это говорит о том, что в ядре ^{22}Ne могут существовать и уровни с еще большим спином, например, уровень 12^+ .

Проведенный анализ показывает, насколько важную роль в динамике образования вращательных полос играют индивидуальные вклады момента инерции альфа-кластера и кора. Учитывая, что ядро ^8Be плохо соотносится с понятием кластера (распадается на две альфа частицы), можно предположить, что данные полосы имеют симметричную структуру вида 2 альфа + кор, что хорошо согласуется с отсутствием расщепления по четности. Для описания полос с высоким моментом инерции в ядре ^{18}O была предложена структура вида $^{12}\text{C}+2\text{n}+\text{альфа}$. Предполагая наличие полос аналогичной структуры в ядре ^{22}Ne , имеющих расщепление по четности (как и в случае ядра ^{18}O), можно сделать вывод, что им принадлежат обнаруженное экспериментально состояние 11^- (настоящая диссертационная работа). Несмотря на отсутствие достоверных экспериментальных данных для всех членов высокоспиновых состояний, выполненные в рамках Antisymmetrized molecular dynamics (AMD) расчеты для полос с различной структурой присущей ядерным молекулам [95], позволяют описать большое число близко расположенных состояний со спином 9^- , зарегистрированных в представленной диссертационной работе.

Подводя итоги данной экспериментальной работы, можно с уверенностью сказать, что для исследуемой реакции: $^{14}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha 1\alpha 2)\rightarrow^{26}\text{Mg}^*\rightarrow^{22}\text{Ne}^*\rightarrow^{18}\text{O}$ при энергии пучка ^{12}C равной 44 МэВ, в области энергий возбуждения от 16 до 30 МэВ был обнаружен ряд высокоспиновых состояний в ядре ^{22}Ne (см. таблицу 1). По своим характеристикам такие состояния, можно отождествить вращательным полосам с различной структурой, присущим ядерным молекулам. Также было обнаружено новое состояние ираст-линии со спином 12^+ при энергии 22.2 МэВ.

В таблице 1 приведены данные о новых, обнаруженных уровнях, а проведенный анализ показывает, что в системе: $^{12}\text{C}+^{14}\text{C}$ может формироваться высокоспиновый резонанс, с угловым моментом порядка 18.

Таблица 1 - Список обнаруженных в представленной диссертационной работе уровней.

Уровень, МэВ	Спин, четность (где определен)	Ширина уровня, кэВ
17.0	-	неразрешимая группа уровней
18.45	-	~330
19.13	-	неразрешимая группа уровней
20.0	9^-	~270
20.7	11^-	340
21.6	9^-	~350
22.2	12^+	~250
22.9	-	~290
24.0	-	неразрешимая группа уровней
25.0	9^-	~350
25.9	-	неразрешимая группа уровней
27.0	-	неразрешимая группа уровней

1.3. Исследования резонансных состояний в ядерных реакциях легкого массового диапазона с $A < 30$. Определение потенциала взаимодействия в ядерных реакциях упругого рассеяния.

В исследованиях ядерных реакций применение полумикроскопических моделей и основанных на них потенциалах ограничено нуклон-ядерным взаимодействием, однако дает хорошие результаты для случая, когда в реакциях участвуют ионы легкого массового диапазона. Поэтому в диссертационной работе исследовались ядерные реакции с такими ионами, с образованием ядерных систем массового диапазона до $A < 30$, представляющие интерес в том числе и для ядерной астрофизики. Учет сильного влияния кластерных конфигураций, получивших развитие в модели CND (Cluster Nucleosynthesis Diagram) [96, 97] придает дополнительную интригу для изучения данного направления. Последнее является продолжением использования формализма кластерных конфигураций, основанного на применении диаграммы Икеды [98]. Такие диаграммы допускают естественное расширение на нейтроноизбыточные ядра с ковалентной связью

[99], что позволяет надеяться на учет кластерных степеней свободы в несамосопряженных ядрах в задачах ядерной астрофизики [100]. Ключевыми экспериментами в рамках данной модели являются реакции с альфа-частицами (упругое рассеяние, передача, реакции вида (альфа, p)), при этом, на сегодняшний день, данная задача до конца не решена. Опубликованное не так давно исследование по поиску молекулярных состояний с использованием модели AMD [14], однозначно указывает на важность исследования кластерных состояний и необходимость их учета при расчете сечений взаимодействия в реакциях горения в звездах. К тому же использование формализма кластеризации в рамках потенциальной модели позволяет упростить расчеты путем сведения многочастичной задачи к двухчастичной. Для данного подхода было рассмотрено несколько способов описания взаимодействия вида “кластер-кор”, которые различаются методом устранения запрещенных состояний в области сильного перекрытия кластера и кора. В итоге возникает необходимость в определении отношений между оптическим потенциалом и потенциалом двухчастичного взаимодействия в кластерной модели. Такие исследования проводились в работах [101] и [102] причем в последней, с использованием конструкции в виде суммы потенциалов Вудса–Саксона (первая степень и куб), удалось правильно описать положение вращательного дублета основного состояния для ядер ^{20}Ne и ^{44}Ti , а также определить интенсивности соответствующих гамма-переходов и угловые распределения в интервале энергий альфа-частиц 20–40 МэВ. Причем это удалось реализовать, используя только один параметр – глубину мнимого потенциала (поверхностный потенциал Вудса–Саксона для ядра ^{20}Ne и квадратичный объемный для ^{44}Ti) и позволило выявить определенное число альфа-частичных резонансов.

В представленной диссертационной работе был сделан акцент на изучении ядерной реакции с ионами лёгкой группы масс: $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$. Актуальность данного выбора подтверждается результатами работ [103], [10] и говорит о необходимости учета кластерных конфигураций при изучении взаимодействий, которые играют большую роль в процессах горения на финальной стадии жизни тяжелых звезд.

Можно ещё отметить, что область на диаграмме CND [96, 97], соответствующая данной реакции, расположена практически в центре диаграммы. Также, следует учитывать «несимметричность» кластера и кора, приводящую к появлению расщепленных по четности состояний. Несмотря на все достоинства рассматриваемой реакции, она сравнительно слабо изучена, в отличие от реакции $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$. Акцент делался на изучении молекулярных состояний в системе: $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$. Например, в работе [104] обсуждалось процессы радиоактивного захвата, которые позволяют пролить свет на возникновение резонансов в реакциях с тяжелыми ионами. В другой работе [105], использовался оптический потенциал, полученный из анализа рассеяния ядер ^{12}C на ядрах ^{16}O при энергии 75 МэВ [106]. Итогом работ стало заключение о том, что обнаруженные резонансы в этой ядерной системе могут быть описаны в концепции квазисвязанных состояний в таком потенциале. Они представляют собой вращательные полосы с различным глобальным квантовым числом: $G = 2n + l$, где n – число узлов волновой функции данного состояния, а l – угловой момент [74, 102].

Исследуя реакцию $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$, в диссертационной работе было показано, что существует неоднозначность в выборе глобального квантового числа, а также отмечена необходимость учета вклада парциальных волн в состояния с ярко выраженной резонансной структурой [107]. Был рассмотрен двухчастичный комплексный потенциал, позволяющий описать угловое распределение в достаточно широкой энергетической области, включающей состояния, которые могут быть отнесены к вращательным полосам на основе молекулярных конфигураций. В системе взаимодействующих ионов лёгкой группы масс, были обнаружены состояния с различным глобальным квантовым числом, а также может наблюдаться фрагментация состояний. Таким образом, для достаточно широкой области энергий возбуждения составного ядра, следует ожидать наличие значительного числа резонансов, часть из которых формируется в непосредственной близости от «Гамовского окна» для реакции горения в звездах.

В настоящий момент существует ряд методов для определения углового момента конкретного резонанса в реакциях с ускоренными ионами в массовом

диапазоне $A < 30$. При этом наиболее точный подход в определении спинов резонансов, которые могут соответствовать молекулярным состояниям, заключается в сравнении экспериментальных угловых распределений с полиномами Лежандра. В этом подходе область углового распределения, при больших углах, где хорошо наблюдаются осцилляции сечения, сравнивается с функциями вида $A \cdot |P_l(\cos \theta)|^2$, и состоянию приписывается угловой момент, соответствующий полиному с наилучшим совпадением [107]. В рамках оптической модели можно описать угловые распределения для реакций легкого массового диапазона с выбранным потенциалом для разных энергий и сравнить полученный результат в области углов $90^\circ - 180^\circ$ с полиномами Лежандра разных порядков. Учитывая, что дифференциальное сечение рассеяния имеет сложную зависимость от угла, и при этом наблюдаются случаи, когда полиномиальная структура проявляется в виде максимумов, то последние можно сравнивать с максимумами квадрата функции $P_l(\cos \theta)$ (где $P_l(x)$ – полином Лежандра степени l) с фиксированным значением l [107]. Но даже в таких случаях структура не описывается только полиномом степени l . Была разработана специальная процедура для оценки вкладов одиночных полиномов Лежандра. С помощью данной процедуры удалось описать поведение угловых распределений и дифференциальных сечений рассеяния изучаемых реакций. Оценки проводились на основе сравнения величин «хи квадрат» для полиномов различного порядка с модельным угловым распределением для оптического потенциала [107]. Был использован двухчастичный комплексный потенциал, который позволил описать угловое распределение в достаточно широкой энергетической области, включающей состояния, которые могут быть отнесены к вращательным полосам на основе так называемых молекулярных конфигураций. При анализе данных, полученных в работах [102] и [105] в ядерных реакциях с ионами, могут наблюдаться процессы фрагментации состояний. Поэтому, для ядерных систем в высоковозбужденных состояниях возможно возникновение большого числа резонансов. Поскольку такие работы допускают определенную свободу в выборе потенциала, то было предложено использовать два потенциала, позволяющих

анализировать угловое распределение упругого рассеяния $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$. Рассматривались потенциалы из работы Окубо (WS1) [105], которые использовались также в работе [106] для описания углового распределения реакций упругого рассеяния. Параметры реальной части используемых в данной диссертационной работе квадратичных потенциалов Вудса–Саксона (специальный тип потенциала Вудса-Саксона, у которого соответствующий форм-фактор берется в квадрате, см., например, [101]) и значения соответствующих объемных интегралов представлены в таблице 2 [107]. Стоит отметить, что для мнимых частей этих потенциалов, использовались объемные потенциалы Вудса–Саксона, причем для потенциала WS1 параметры радиуса и диффузности были взяты из [106], а для WS2 выбраны как $R_w = 4,81$ Фм, $a_w = 0,26$ Фм. Глубина мнимой части в обоих случаях выбиралась из наилучшей сходимости с экспериментальными данными [107]. Расчеты в рамках оптической модели проводились с использованием программы FRESCO [108]. Для вычислений положений резонансов применялась программа GAMOW [109].

Таблица 2 – Параметры квадратичных потенциалов Вудса–Саксона (форм-фактор в виде квадрата потенциала Вудса–Саксона) [107].

Потенциал	Параметры			
	V_0 , МэВ	R_v , Фм	a_v , Фм	J_v , МэВ · Фм ³
WS1	305	4	1,4	32
WS2	320	4,184	1,3	378

Сравнительный анализ угловых распределений, полученных с использованием потенциалов WS1 и WS2, проводился вместе с экспериментальными данными. Результаты представлены на рисунке 26 (дифференциальное сечение в мб/ср), где наблюдается, что на всем выбранном интервале энергий, имеется хорошее согласие между полученными угловыми распределениями и экспериментальными данными для диапазона углов свыше 90° . Отмечено, что расчеты в рамках такой потенциальной модели, приводят

практически к одинаковым зависимостям энергии уровней от углового момента. При этом величина глобального квантового числа для потенциала WS2 возрастает на единицу, и его значения превышают полученные на основе феноменологической формулы [110].

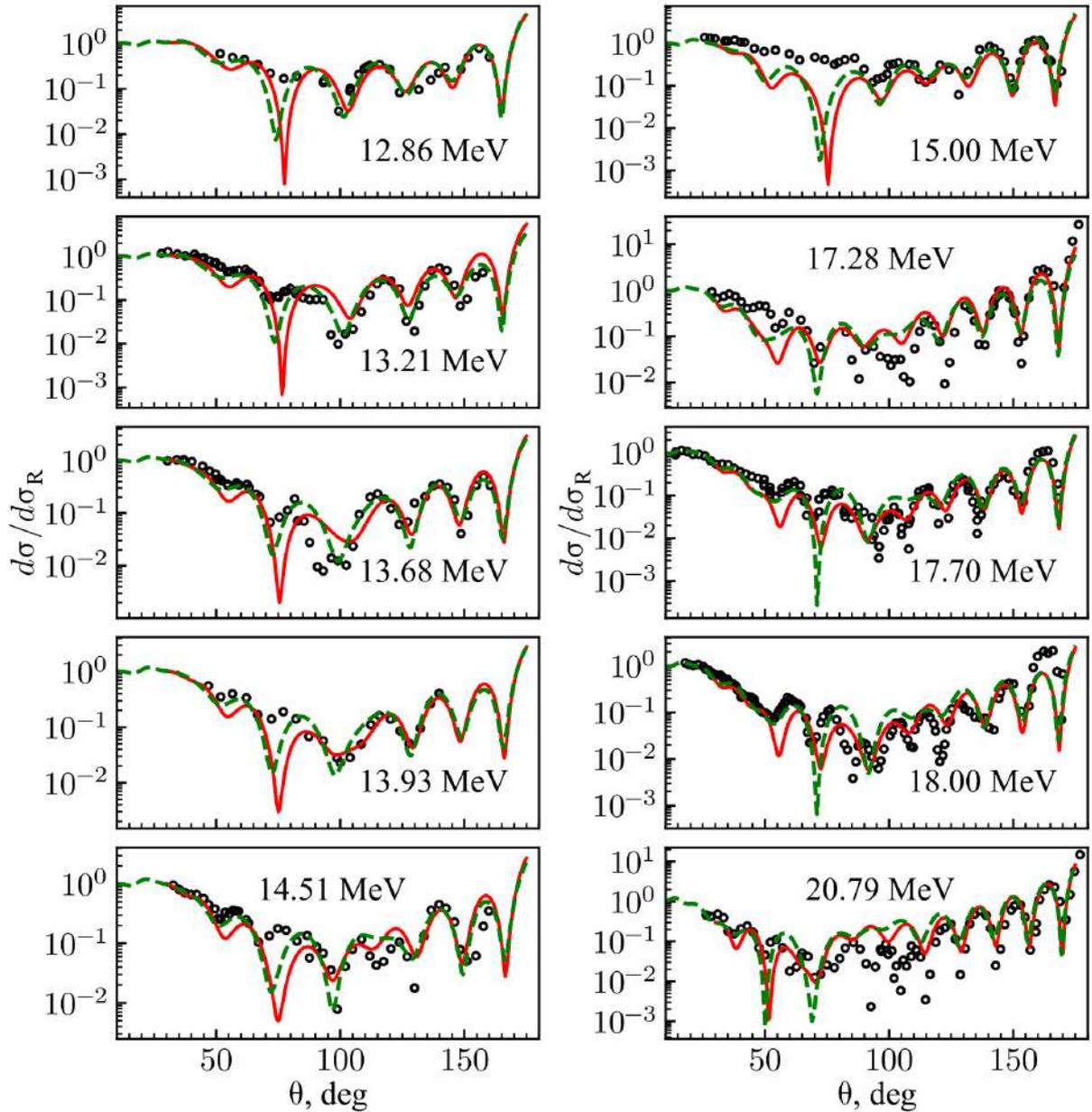


Рисунок 26 - Угловые распределения (дифференциальное сечение в мб/ср) реакции упругого рассеяния $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$. Чёрные окружности - экспериментальные данные (база данных по ядерным реакциям EXFOR [45]); штриховая зелёная кривая - расчет с потенциалом WS1; сплошная красная кривая расчет с потенциалом WS2 [107].

Можно отметить, что для всего рассмотренного диапазона энергий: $E_{\text{cm}} = 10\text{-}20$ МэВ наблюдаются хорошо идентифицируемые минимумы в выбранных угловых распределениях. На рисунке 27 показано сравнение найденных положений минимумов с положением резонансов для четных (нечетных) угловых моментов, рассчитанных в рамках потенциальной модели с $G = 22(23)$ для потенциала WS1 и $G = 24(25)$ для потенциала WS2. Для случая малых величин угловых моментов ($l \leq 10$) распределения практически совпадают. Также, на рисунке 27 представлена зависимость для кластерных вращательных полос на основе систематики из работы [88].

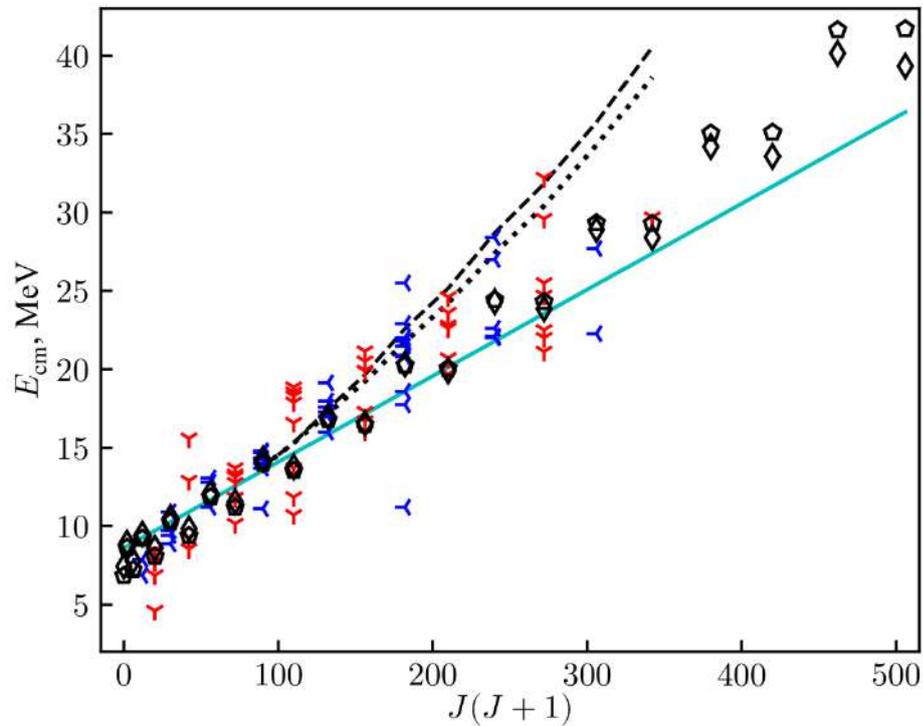


Рисунок 27 – Зависимость энергии состояний в реакции $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ в системе центра масс от величины $J(J + 1)$. Экспериментальные значения резонансов: красные кресты - положительной четности, синие кресты - отрицательной. Сплошная линия - систематика из работы [88]. Ромбы и пятиугольники - резонансы, рассчитанные в рамках потенциальной модели, с потенциалами: WS1 и WS2, соответственно. Пунктир и точки - положение «ложных» минимумов, для потенциалов WS1 и WS2 [107].

Проанализируем полученный результат с точки зрения однозначности определения углового момента состояний, методом сравнения углового

распределения с полиномами Лежандра. Функция возбуждения реакции $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ была детально изучена в работах [111, 112, 113] причем наблюдались довольно сильные скачки в сечениях для соответствующих энергий. При этом проведенные корреляционные исследования показывают, что отклонением в спектре обладает только состояние с энергией порядка 19.7 МэВ [114]. На основании сравнения с полиномами Лежандра, данному состоянию был приписан угловой момент $l = 14$. При этом анализ соответствующих угловых распределений показал, что функция возбуждения содержит большое количество резонансов, образующих вращательные полосы [115]. Поэтому, с помощью процедуры сравнения с полиномами Лежандра, для ряда достаточно узких и малозаметных состояний были определены соответствующие угловые моменты. На рисунке 27 приведены имеющиеся на сегодняшний день данные о резонансах с известным угловым моментом в системе $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$. Большинство из них (за исключением нескольких низколежащих) группируются вблизи определенной систематики и можно выделить ряд высоколежащих состояний. Эти состояния, в случае объединения их во вращательную полосу, будут иметь меньший момент инерции, чем предполагает потенциальная модель (даже в случае увеличения числа G). Приведем ряд уровней в кандидаты для таких состояний: 9^- , 14,8, 14,4, 14,35 МэВ [116, 117], 10^+ , 18,3, 18,55, 18,87 МэВ [118, 119, 120], 11^- , 17,29, 17,98, 19,15 МэВ [119, 120.], 12^+ , 19,9, 20,5, 21,4 МэВ [112, 120, 121], 13^- , 22,0, 22,9, 25,5 МэВ [112, 122, 123], 14^+ , 22,79, 23,6, 24,6 МэВ [111, 124], 15^- , 25,5, 27,0, 28,4 МэВ [111, 123, 124], 16^+ , 29,6, 32,2 МэВ [113, 124]. Все эти состояния отвечают большим сечениям, присутствующим в функции возбуждения этой реакции. Уровни 11^- , 14^+ , а также уровни с более высокими угловыми моментами исследовались при анализе угловых распределений упругого рассеяния под большими углами. Уровень 12^+ был проанализирован с помощью углового распределения реакции $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^8\text{Be})$, а уровни 9^- и 13^- анализировались с использованием данных по сечениям реакции и данным упругого рассеяния. Остальные уровни исследовались в реакциях как упругого, так и неупругого рассеяния, в том числе и из анализа полиномов корреляций распада составного ядра. Главная особенность

этих уровней состоит в том, что по отношению к предсказаниям на основе систематики и потенциальной модели, такие уровни располагаются выше.

В представленной диссертационной работе, в рамках анализа угловых распределений (см. рисунок 26), проводилось их сравнение с полиномами Лежандра различных порядков. Было обнаружено, что имеется совпадение, как с рассмотренными выше состояниями, так и с более низкоспиновыми резонансами. При совпадении флуктуации или резонанса с малым угловым моментом и приведенной шириной с областью, демонстрирующей полиномиальную структуру под большими углами, может возникнуть ошибочная картина, подобная присутствию высокоспинового резонанса. Дальнейший детальный анализ с использованием процедуры описанной в работе [107] показал, что в области энергий, отвечающих минимуму с $l = 14$ может быть получено угловое распределение (см. рисунок 28) для рассеяния ядер $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ с потенциалом взаимодействия WS2, в сравнении с полиномом Лежандра 14-ого порядка. На рисунке 28 (дифференциальное сечение в мб/ср) показаны черной сплошной и зелёной штриховой кривыми результаты расчетов в рамках оптической модели, для полного набора парциальных волн и с исключением парциальной волны $l = 14$, а красной пунктирной кривой показан квадрат полинома Лежандра 14-го порядка. Стоит при этом отметить, что такое модельное состояние хоть и совпадает с полиномом, но не соответствует резонансу с угловым моментом 14, и также может не содержать парциальной волны такого порядка (см. рисунок 28). Это приводит к необходимости более аккуратного подхода при определении положений и квантовых характеристик резонансов, возникающих в реакциях с взаимодействующими ионами в легком массовом диапазоне [107].

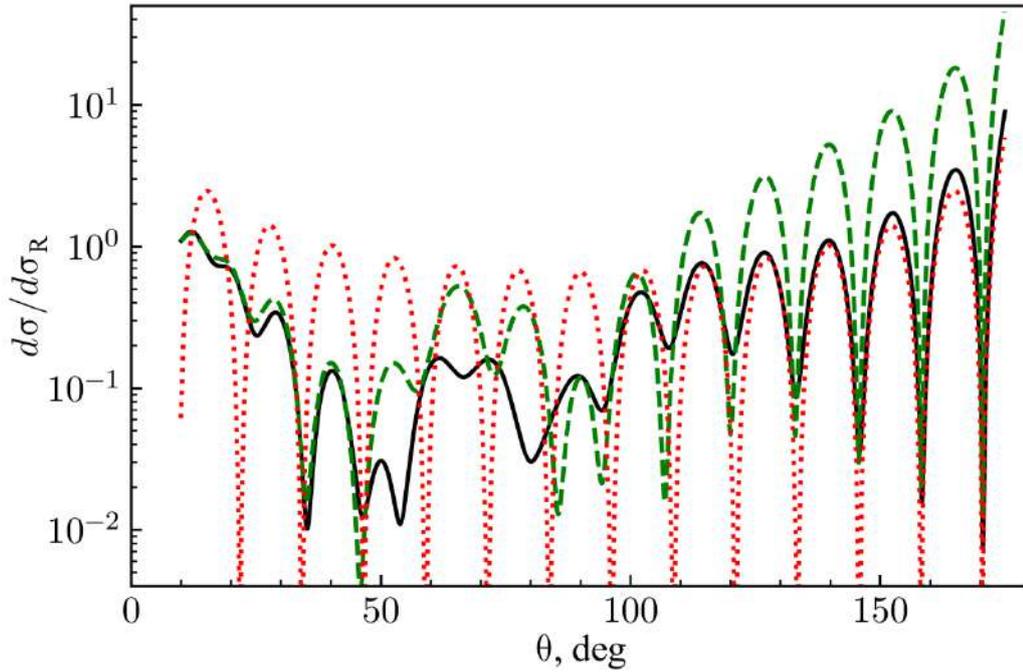


Рисунок 28 – Угловое распределение (дифференциальное сечение в мб/ср) для реакции: $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ в сравнении с полиномом Лежандра 14-ого порядка: красный пунктир - квадрат полинома Лежандра 14-ого порядка; сплошная черная линия - расчеты с потенциалом WS2 для полного набора парциальных волн; зелёный пунктир - расчеты с исключением из рассмотрения парциальной волны $l = 14$ [107].

Таким образом, проведенный в данной диссертационной работе анализ ядерной реакции: $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ показал, что некоторые состояния могут быть ошибочно идентифицированы как резонансы («ложные резонансы»), принадлежащие вращательной полосе.

1.4. Применение найденного потенциала взаимодействия к реакциям слияния легких ядер и расчеты астрофизического S-фактора для рассмотренных реакций.

Результаты диссертационной работы, связанной с анализом различных потенциалов взаимодействия для описания ядерных реакций легкого массового диапазона (см. выше п. 1.3) можно с успехом применить для анализа процессов слияния ядер. Особенно многообещающим является изучение реакций слияния

ядер с энергиями вблизи кулоновского барьера. Именно эти процессы играют ключевую роль в эволюции звезд и определяют сценарии образования сверхновых. Также, данные реакции позволяют изучать вопросы туннелирования многочастичных систем, что имеет большое значение для современной квантовой механики [125]. Такие исследования требуют более детального анализа экспериментальных и теоретических данных, и в ряде случаев открывают новые эффекты на основе уже имеющихся результатов. При изучении эволюционных особенностей сверхновых и на поздних стадиях существования сверхмассивных звезд, требуется учитывать процессы горения углерода и кислорода. Для этого необходимо исследовать реакции их слияния при энергиях вблизи «Гамовского окна». Успех экспериментальных работ по изучению реакций слияния при малых энергиях позволил получить значения астрофизического S-фактора [4] (см. формулу на стр. 110) для ядер ^{12}C , ^{13}C , ^{16}O . Например, система ядер $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ известна большим количеством резонансов, которые рассматриваются как члены вращательных полос и предположительно имеют молекулярный характер. Используя методику по исключению «ложных резонансов» (см. п. 1.3) и работу [107], можно ограничить область фрагментированных состояний. Рассмотрим процессы появления над- и подпороговых молекулярных резонансов в ядре ^{28}Si при энергиях взаимодействия ядерной системы: $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ вблизи Гамовского окна. Это даст возможность изучить резонансо-подобную структуру астрофизического S-фактора. Чтобы устранить проблемы (указаны в работе [126]), связанные с применением модели, которая даёт ключ к пониманию особенностей ядерной реакции: $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$, для соответствующего потенциала взаимодействия были выбраны следующие условия [127]:

1) используется угловое распределение для упругого рассеяния продуктов реакции в области энергий, отвечающих малой вероятности передачи альфа-частицы посредством упругих процессов;

2) описание в рамках потенциальной модели наблюдаемых резонансов, принадлежащих вращательной полосе, расположенной вблизи систематики из работы [88];

3) согласие расчетов сечения слияния с экспериментальной величиной астрофизического S -фактора при энергиях выше 7.5 МэВ.

В представленном случае действительная часть потенциала выбиралась в виде квадратичного потенциала Вудса–Саксона (параметры потенциала из работы [106]), как было показано в п. 1.3. Исходя из результатов, полученных в работе [105], отмечается, что данный потенциал позволяет описать ряд высокоспиновых состояний в формализме потенциальной модели. При этом расчеты в рамках такой потенциальной модели требуют введения глобального квантового числа, определить которое можно не для всех потенциалов и всех комбинаций кластер-кор, особенно в случае приближенного равенства их масс. Поэтому в данной диссертационной работе применяется потенциал с большей глубиной (параметры применяемых потенциалов указаны в таблице 2), причем глубина мнимого потенциала являлась свободным параметром при фитировании угловых распределений. В итоге, используемые потенциалы (см. таблицу 2) показывают хорошее совпадение с экспериментальными угловыми распределениями в диапазоне энергий $E_{cm} = 10 - 30$ МэВ, особенно в области больших углов. При этом если взять оптический потенциал из работы [128], то также наблюдается удовлетворительное совпадение с экспериментом. Это можно расценивать как результат, показывающий неоднозначность в выборе потенциала.

Перейдем далее к практическим результатам и обратимся к рисунку 29 а), на котором для используемых потенциалов: WS2 и WS1 показана зависимость сечений реакции слияния ядер ^{12}C и ^{16}O от энергии. Также на данном рисунке приведены экспериментальные данные для соответствующих сечений реакции: $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ [129, 130, 131, 132], а теоретические расчеты сечений проводились в рамках метода, предложенного в работе [133], с взятым из этой работы действительным потенциалом. Расчетные данные, представленные на рисунке 29 а) показывают, что применение потенциалов WS2 и WS1 даёт хорошее согласие с экспериментальными результатами. Такая тенденция сохраняется вплоть до минимальных, значений сечений вблизи «Гамовского окна». Отметим, что похожие результаты могут быть получены для широкого класса потенциалов. К

таким потенциалам можно отнести и глубокий потенциал двойной свертки [134], и уже не такой глубокий потенциал прямоугольной ямы [6]. При этом в области низких энергий глубокий потенциал и модель прохождения через барьер [135], показывают результаты, которые отличаются от экспериментально полученных величин астрофизического S-фактора [136].

Применим полученную информацию для изучения особенностей ядерных реакций в контексте астрофизических задач. На рисунке 29 б) для исследуемой реакции: $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$, показана энергетическая зависимость астрофизического S-фактора [4]:

$$S(E) = E \cdot \sigma(E) \cdot e^{2\pi\eta} \quad (10)$$

где $\sigma(E)$ – сечение реакции, η – параметр Зоммерфельда, который определяется как: $\eta = \frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{\hbar \cdot v}$, где $Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2$ – заряд мишени (Z_1) и пучка (Z_2) и их относительная скорость. Таким образом, экспоненциальный фактор в формуле (10) характеризует вероятность проникновения частиц через кулоновский барьер за счет туннельного эффекта.

Были проведены соответствующие расчеты как астрофизического S-фактора, так и сечения реакции для потенциалов WS2 (см. рисунок 29 сплошная красная линия) и WS1 (см. рисунок 29 пунктирная чёрная линия), которые показали, что оба потенциала хорошо описывают экспериментальные результаты для сечения реакции в этой области энергий, которое определяется как:

$$\sigma(E) = \sigma_{\text{res}} + \sigma_{\text{non}} \quad (11)$$

где σ_{res} – сечение резонансных процессов, σ_{non} – сечение нерезонансного взаимодействия [133].

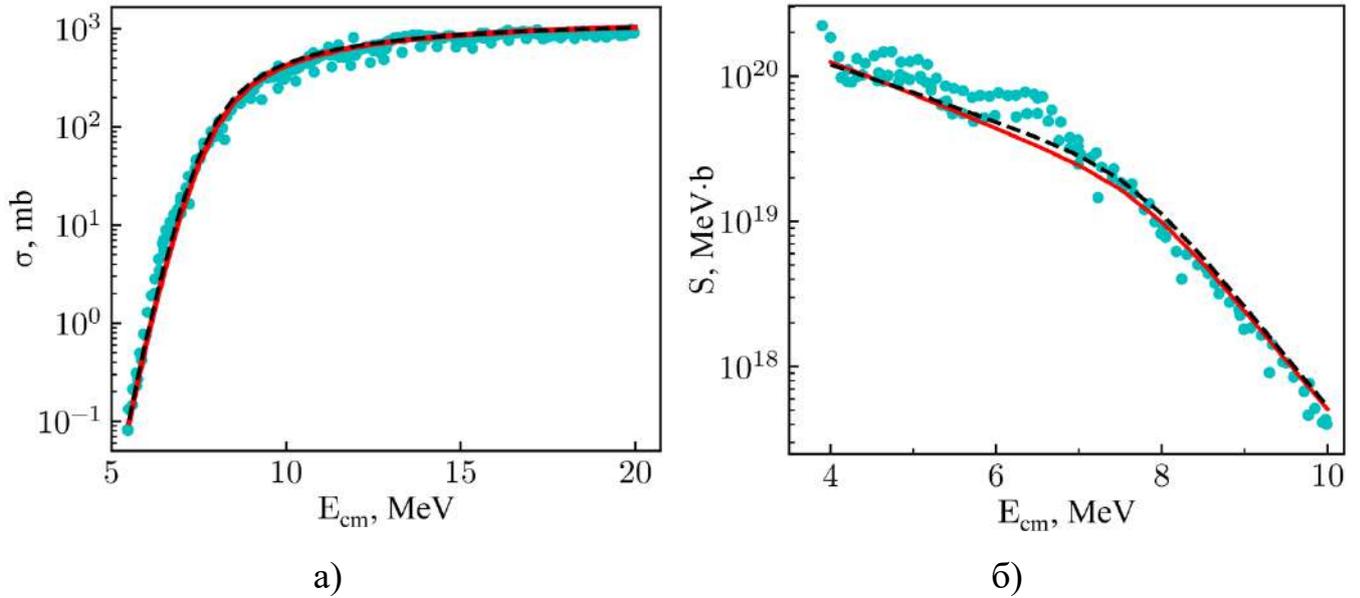


Рисунок 29 – Моделирование ядерной реакции слияния $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$: а) функция возбуждения реакции. Точки - экспериментальные данные. Сплошная красная линия – расчетные данные для потенциала WS2, черный пунктир – для потенциала WS1; б) зависимость астрофизического S-фактора от энергии реакции. Сплошная красная линия – расчетные данные для потенциала WS2, черный пунктир – расчетные данные для потенциала WS1. Расчетные и экспериментальные данные взяты из [127].

Стоит отметить, что при выполнении такого рода моделирования, в работу берётся ряд параметров, что приводит к сложным вычислениям. Авторами работы [137] использовался метод анализа астрофизического S-фактора на основе подхода, связанного с применением прямоугольной потенциальной ямы. Такая модель часто встречается в задачах квантовой механики, с ней работал Уильям Фаулер, который в своих пионерских работах, проанализировал реакции в звездах [6, 138]. Преимущество данной модели заключается в малом числе параметров, простоте расчетов и минимизации вычислительных ресурсов [125]. Модель имеет всего три параметра - радиус взаимодействия, действительную часть потенциала, которая описывает притяжение или отталкивание и мнимую часть. Со времен Фаулера и на протяжении нескольких десятилетий, такая простая модель была забыта, поскольку в те времена был огромный дефицит экспериментальных данных. В распоряжении ученых было очень мало проанализированных ядерных реакций и с большими, по звездным меркам, энергиями. Снова к этой модели

вернулись несколько лет назад, и стало понятно, насколько она полезна и удобна для использования в ядерной астрофизике. В работе [137] был сделан анализ важных, с точки зрения астрофизики данных, известных на сегодняшний день, и получена систематика параметров, которая позволила уточнить предсказания для астрофизического S -фактора в области энергий, характерных для звезд. В итоге, на основе этой систематики параметров было показано, что основной вклад в барьер на малых расстояниях вносит кулоновский потенциал, а вклад ядерного взаимодействия мал и почти постоянен во всем рассмотренном диапазоне.

Рассмотрим подробнее реакции слияния при энергиях ниже кулоновского барьера с использованием формализма прямоугольной потенциальной ямы. Для описания функций возбуждения в таких реакциях, используются либо феноменологические модели [139], либо различные варианты потенциальной модели [136, 138]. Сечение для реакций слияния можно оценить, задав граничное условие для волновой функции с фиксацией определенного значения радиуса, при котором происходит полное поглощение. Учет связи каналов способствует расширению диапазона энергий и масс при оценке этих сечений [133]. Важное преимущество такого подхода заключается в том, что убирается мнимый потенциал, сокращая при этом число параметров модели [137], и описанные ранее неопределенности, можно минимизировать, если учитывать наблюдаемые экспериментально резонансные состояния в исследуемых ядерных реакциях [107]. Расчеты, связанные с применением потенциалов на основе свертки [140] и унифицированных потенциалов [7], позволяют сократить число параметров, при этом такая методика не всегда подходит для мнимой части потенциала. Поэтому использование одного из простых вариантов потенциала в виде прямоугольной ямы при минимуме задействованных параметров, дает возможность учитывать как реальный, так и мнимый потенциалы, а радиусы мнимой и реальной частей потенциала будут совпадать. Как уже отмечалось, с помощью модели прямоугольной ямы, можно проводить анализ реакций слияния, имеющих ключевое значение в ядерной астрофизике [138]. Отдельно были рассмотрены вопросы, связанные с ошибками, которые возникают в процессе анализа сечений

реакций слияния, и были сделаны выводы о целесообразности использования модели прямоугольной ямы [136]. Поскольку в такой модели предполагается наличие ядерного кора, то реальная часть потенциала учитывается как положительная [6], однако отмечается, что указанное поведение потенциала (отталкивающий кор) не характеризует его микроскопическую природу (например, учет принципа Паули) [136].

В представленной диссертационной работе рассматривается задача, которая в рамках описания подбарьерного слияния ядер, даёт информацию о систематике параметров модели с прямоугольным потенциалом. Ранее такой подход применялся к отдельным ядрам, что не давало возможность получить зависимость параметров потенциала от заряда и массовых чисел ядер, которые участвуют в реакции. Поэтому был сделан анализ реакций слияния между ядрами, спин которых равен нулю, и которые играют ключевую роль в процессах звездного нуклеосинтеза, при энергиях ниже кулоновского барьера. Рассматриваемый диапазон таких ядер был выбран от $A = 12$ и до $A = 28$ [137]. За основу вычислений был взят теоретический формализм, подробно описанный в работе [141], причем выбиралась прямоугольная яма радиуса R и потенциалом в комплексном виде $V + iW$ с соответствующими реальной и мнимой частью. Коэффициент проницаемости для парциальной волны l , тогда записывается в виде:

$$T_l = \frac{4 \cdot P_l \operatorname{Im}(f_l)}{[1 - S_l \operatorname{Re}(f_l) + P_l \operatorname{Im}(f_l)]^2 + [P_l \operatorname{Re}(f_l) + S_l \operatorname{Im}(f_l)]^2} \quad (12),$$

где f_l – комплексная логарифмическая производная волновой функции в области потенциальной ямы, а функции P_l и S_l определяются через регулярные и нерегулярные кулоновские волновые функции F и G :

$$P_l = \frac{k \cdot R}{F_l^2 + G_l^2} \quad \text{и} \quad S_l = k \cdot R \cdot \frac{F_l \cdot F_l' + G_l \cdot G_l'}{F_l^2 + G_l^2}, \quad \text{где } k - \text{ модуль волнового вектора}$$

свободной частицы: $k = \sqrt{\frac{2 \cdot \mu \cdot E}{\hbar^2}}$, а модуль волнового вектора внутри ямы

определяется как:

$$K = \sqrt{\frac{2 \cdot \mu \cdot (E - V + iW)}{\hbar^2}},$$

где μ – приведенная масса, E – энергия в системе центра масс, V – реальная часть потенциала, W – мнимая часть потенциала. В работе [136] отмечено, что волновая функция пропорциональна выражению: $\exp(-iKr)$. Корректность такого выбора была подтверждена соответствующим сравнением указанного выражения с волновой функцией, полученной при численном решении уравнения Шредингера с рассматриваемым потенциалом, описание которого проводилось при помощи сплайнов [142]. Таким образом, логарифмическую производную на границе потенциала можно записать в виде: $f_l = \frac{i}{K \cdot R}$. Для расчета сечения реакции слияния используем [136]:

$$\sigma_{\text{сл}}(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_l w_l \cdot (2 \cdot l + 1) \cdot T_l \quad (13),$$

где множитель $w_l = 1 + (-1)^l$ применяется для случая слияния идентичных ядер. [137]. Используя формулы (10) и (15), вычисляем астрофизический S-фактор. Для сравнения теоретических результатов с экспериментальными, была сделана нормировка: $E/V_{\text{кул}}$, так как принимаются во внимание энергии ниже кулоновского барьера. В данном случае кулоновский барьер $V_{\text{кул}}$ определялся как:

$$V_{\text{кул}} = \frac{Z_M \cdot Z_{\text{П}} \cdot e^2}{1.36 \left(A_M^{\frac{1}{3}} + A_{\text{П}}^{\frac{1}{3}} \right) + 0.5} \quad (14)$$

где A_M , $A_{\text{П}}$, Z_M , $Z_{\text{П}}$ – массовые и зарядовые числа ядер мишени и пучка.

Далее рассмотрим ядерные процессы слияния ядер (выбираются различные комбинации взаимодействующих ядер): ^{12}C , $^{16,18}\text{O}$, ^{20}Ne , ^{24}Mg , $^{28,30}\text{Si}$, с использованием экспериментальных данных [45]. Чтобы определить параметры потенциала: R , V , W проводились расчеты, связанные минимизацией величины χ^2 (расхождение между теоретически вычисленными по формуле (10) и экспериментальными значениями величин астрофизического S -фактора), при этом выбиралась область энергий ниже кулоновского барьера. Результаты представлены на рисунке 30, где показаны данные теоретически рассчитанного астрофизического S -фактора в сравнении с экспериментальными данными для широкого диапазона ядерных реакций слияния. Отметим, что для всех указанных ядерных систем в исследуемом диапазоне масс и энергий был определен набор параметров R , V , W , с помощью которых можно хорошо описать зависимость S -фактора от энергии. Наблюдающиеся небольшие отклонения в результатах сравнения следует объяснить тем, что для таких параметров, при изменении их значений, могут возникать различия в величинах получаемого S -фактора в области более низких энергий, и это особенно заметно для более легких ядерных систем.

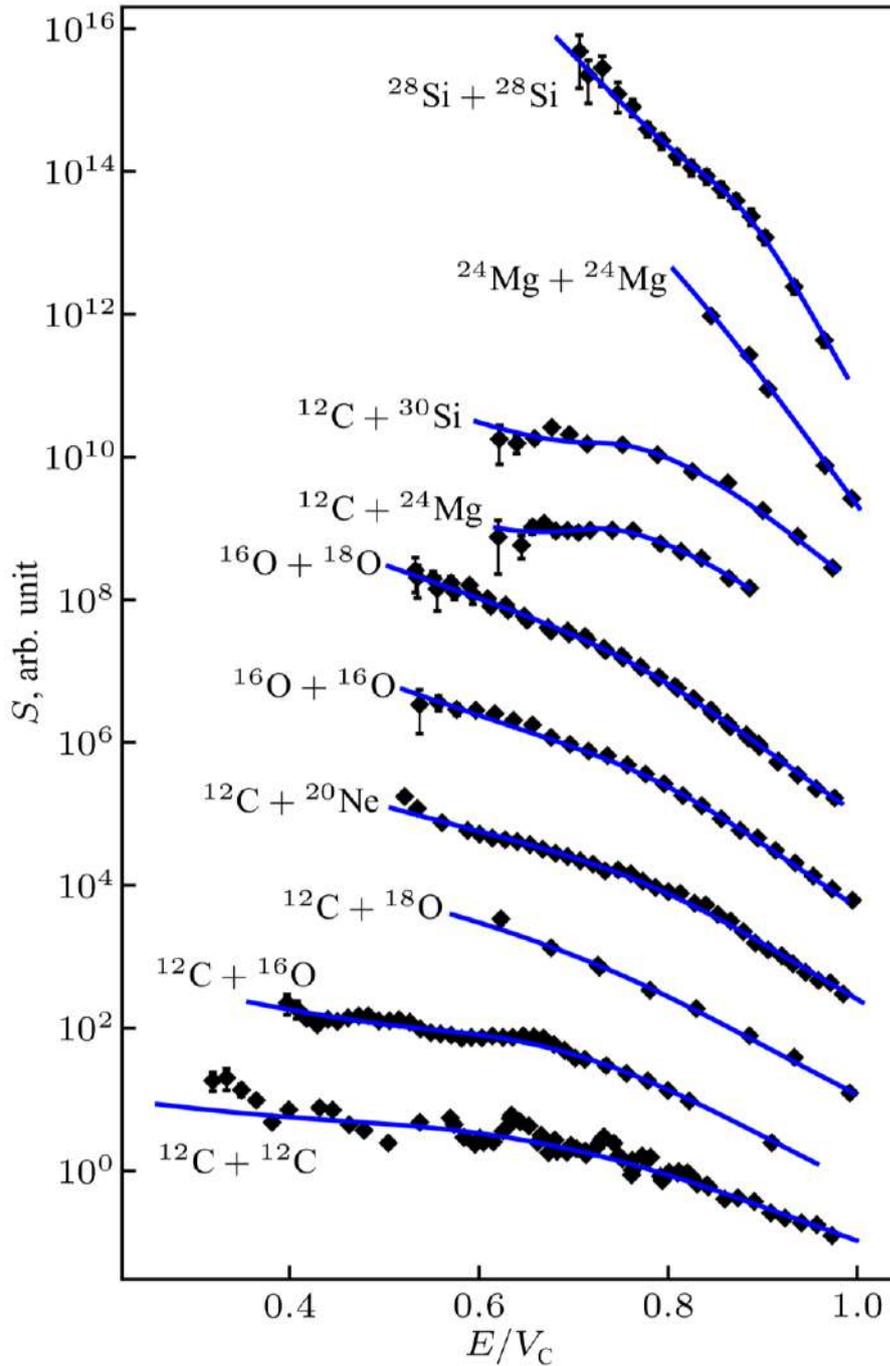


Рисунок 30 - Астрофизический S-фактор в зависимости от энергии, нормированной на высоту кулоновского барьера. Показаны различные комбинации взаимодействующих ядер: ^{12}C , $^{16,18}\text{O}$, ^{20}Ne , ^{24}Mg , $^{28,30}\text{Si}$, с использованием экспериментальных (черные ромбы) данных [45]. Сплошные синие кривые - данные теоретических расчетов [137].

Описанный выше формализм открывает новые пути для изучения феномена, связанного с уменьшением сечения слияния в реакциях звездного нуклеосинтеза – эффект подавления сечения (fusion hindrance) при малых

энергиях, в сравнении с расчетами на основе оптических потенциалов [11, 143, 144]. Такое подавление приводит к определённом росту энергетической зависимости астрофизического S-фактора для некоторых реакций с ионами лёгкой группы масс, с последующим плавным спадом этих величин в область низких энергий (см. рисунок 30).

Для процедуры моделирования, с использованием прямоугольной потенциальной ямы в массовом диапазоне рассматриваемых ядер, указанное поведение S-фактора не удаётся описать должным образом. При этом можно описать наличие локального максимума для S-фактора, принимая во внимание, что существует локальный минимум в области малых энергий и существует довольно плавный рост S-фактора, когда энергия стремится к нулю. Данную особенность (наличие локального максимума) можно наблюдать для случая реакций: $^{12}\text{C} + ^{30}\text{Si}$ и $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$, представленных на рисунке 30. Проанализируем систематику полученных параметров, которая представлена на рисунках 31, 32, 33. Для всех изучаемых ядерных систем фиксируется повышение величины радиуса области взаимодействия реакции (рисунок 31). В данном случае эта зависимость от величины $A_M^{\frac{1}{3}} + A_P^{\frac{1}{3}}$ (см. формулу 14) может быть описана линейной функцией у которой параметр наклона составляет 1.35 ± 0.22 Фм, а параметр сдвига равен 0.92 ± 1.12 Фм. Это хорошо согласуется со значением кулоновского радиуса в таких системах. Наблюдаемое повышенное значение радиуса может быть объяснено также наличием скачка потенциала [136], поскольку при одинаковых радиусах действительной и мнимой частей потенциала, имеет место увеличение поглощения на больших расстояниях, в сравнении, например, с потенциалом Вудса–Саксона. Если принять во внимание данную интерпретацию, то станут понятными, имеющие место в ряде случаев скачки в значениях астрофизического S-фактора, для реакций, изучаемого диапазона ядер легкой группы масс.

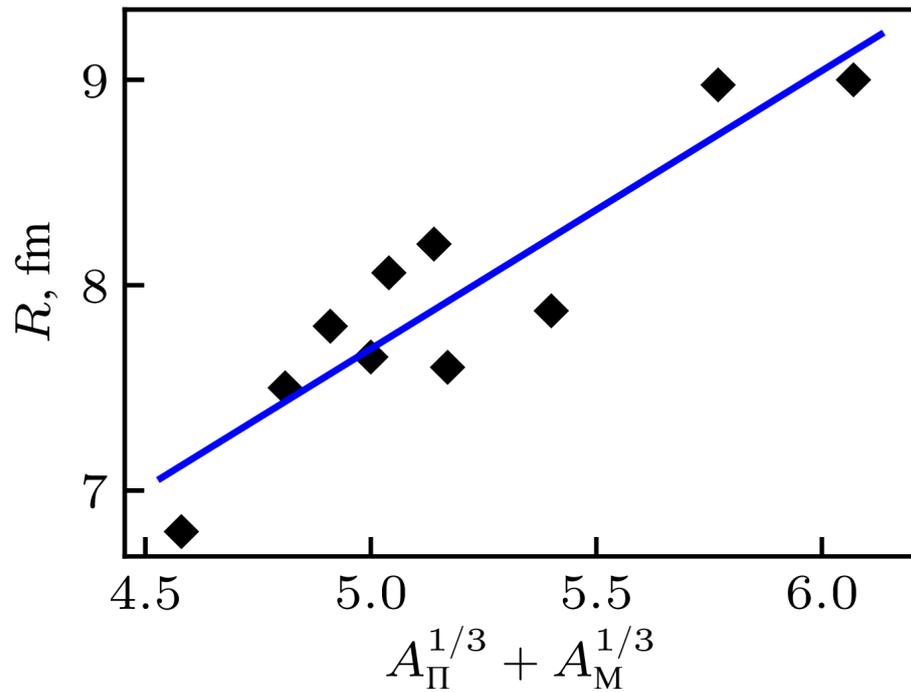


Рисунок 31 - Зависимость радиуса R (входящего в потенциал) от величины параметра потенциала: $A_M^{1/3} + A_{\Pi}^{1/3}$, точки – данные теоретических расчетов [137], сплошная синяя линия – аппроксимация линейной функцией [137].

Что касается действительной части потенциала, то она определяется, в основном кулоновским полем и линейно зависит от величины: $\frac{Z_M \cdot Z_{\Pi}}{\left(A_M^{1/3} + A_{\Pi}^{1/3}\right)}$, как показано на рисунке 32. Это может привести к тому, что в ядерной системе возникнет отталкивающий кор. Параметры линейной функции, которой аппроксимируется зависимость на рисунке 32 составляют для наклона: 0.98 ± 0.02 МэВ и для сдвига: -4.0 ± 0.3 МэВ. Наблюдаемый отрицательный вклад постоянен для всех изучаемых ядерных реакций: от $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ до $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ (см. рисунок 30).

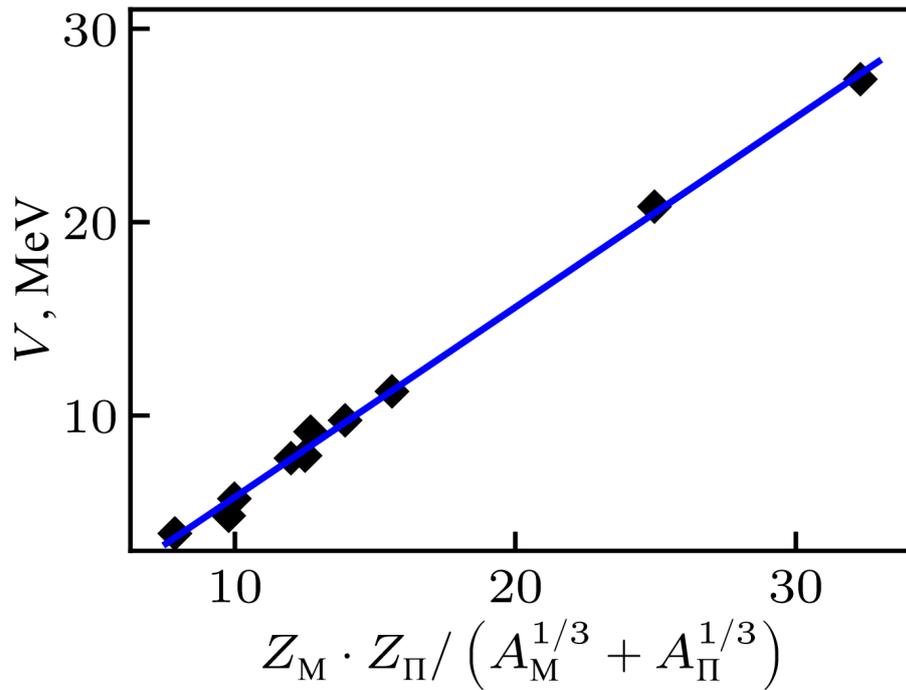


Рисунок 32 - Зависимость действительной части потенциала V от величины параметра потенциала: $\frac{Z_M \cdot Z_P}{(A_M^{1/3} + A_P^{1/3})}$, точки – данные теоретических расчетов [137], сплошная синяя линия – аппроксимация линейной функцией [137].

Рассмотрим далее мнимую часть потенциала, где для её глубины имеем большой разброс величин, при отсутствии какой-либо определенной систематической зависимости (см. рисунок 33). Анализ данных, представленных на рисунке 33, показывает, что для более лёгких ядер наблюдаются малые значения мнимого потенциала, при этом для более тяжёлых ядер, наблюдается увеличение потенциала пропорциональное массе составного ядра: $A_P + A_M$. Однако, в ряде случаев, удалось добиться хорошего воспроизведения величины S -фактора при уменьшении глубины мнимого потенциала.

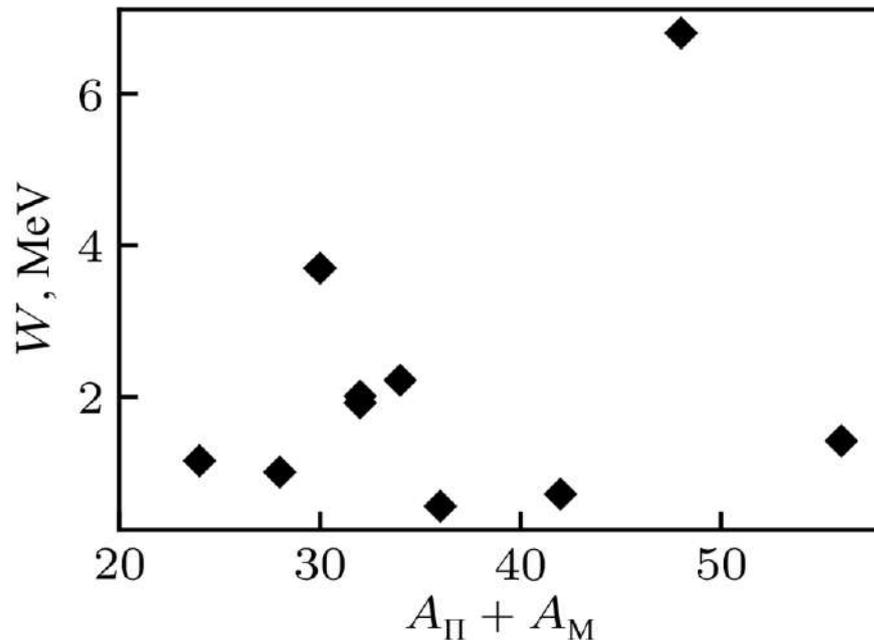


Рисунок 33 - Зависимость мнимой части потенциала W от массы составного ядра: $A_{\text{П}} + A_{\text{М}}$ [137].

Подводя итог можно отметить, что описанный метод с применением модели прямоугольной потенциальной ямы для определения астрофизического S -фактора реакций слияния легких бесспиновых ядер (важны для изучения процессов в звездах) дает прекрасную возможность сравнения интенсивности протекающих процессов в разных взаимодействующих системах. Результаты аналитических исследований показывают, что для имеющихся экспериментальных данных на основе S -фактора, наблюдается разброс значений почти на 40 порядков! Используя простой подход в рамках рассмотренной модели, разброс нормированного сечения становится в пределах одного порядка. Эти результаты изображены на рисунке 34, где для различных комбинаций ядер, показаны экспериментальные величины S -факторов, нормированные на значения, полученные в рамках предложенного подхода в зависимости от энергии исследуемых ядерных систем, деленной на высоту кулоновского барьера. Отмечена область, которая отвечает разбросу теоретических предсказаний и область энергий для протекания реакций в звездах. Исходя из анализа данных, представленных на рисунке 34 видно, что имеет место хорошее совпадение теоретических расчетов и экспериментально полученных значений,

соответствующих величин [125]. Таким образом, появилась возможность не только предсказывать и определять сечения слияния для малых энергий, но и лучше понимать механизм протекающих ядерных реакций для случая легких ядер, представляющих астрофизический интерес.

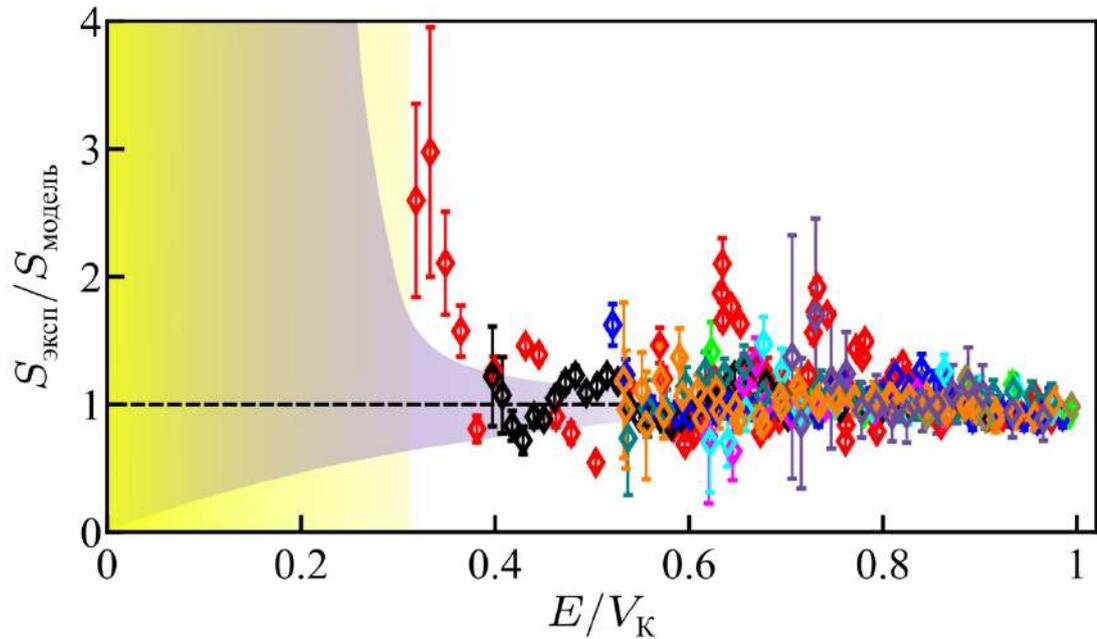


Рисунок 34 - Отношение S-фактора, полученного из экспериментальных данных, к S-фактору, вычисленному в рамках модели прямоугольной потенциальной ямы, в зависимости от энергии исследуемых ядерных систем деленной на высоту кулоновского барьера (цвета соответствуют различным комбинациям ядер). Фиолетовая область отвечает разбросу теоретических предсказаний, желтая область – условия для протекания реакций в звездах [125].

Глава 2. Исследования ядерных реакций с образованием и распадом нуклонных систем среднего массового диапазона

2.1 Теоретические исследования функций возбуждения ядерных реакций с вылетом нейтрона в конечном состоянии для массового диапазона от $A = 40$ до $A = 239$

В последние годы объем экспериментальных результатов для ядерных реакций в области низких и промежуточных энергий значительно вырос. Об этом можно судить, работая с широко используемой в мировых ядерно-физических центрах, базой экспериментальных данных по ядерным реакциям EXFOR [45]. Становится возможным проводить всесторонний и сложный анализ данных с применением многопараметрических моделей. Такой анализ необходим, поскольку результаты разных исследований одной и той же ядерной реакции или ядерной системы, часто плохо согласуются друг с другом. Здесь важной задачей становится определение возможных ошибок в полученных данных, причем сделать окончательный вывод об их недостоверности только на основании проведенных и проанализированных экспериментальных исследований, порой не представляется возможным. С другой стороны, имея сегодня большой массив экспериментальной информации в широком диапазоне энергий и масс взаимодействующих ядер, ещё остаются пробелы в ядерных данных, связанных с функциями возбуждения конкретных реакций. Такая ситуация особенно характерна для реакций, где во входном канале используются частицы-снаряды с энергиями больше 20 МэВ, а в выходном канале образуется один или несколько нейтронов [145]. Учитывая огромный интерес к такого рода реакциям в контексте проведения прикладных работ и, особенно, к реакциям (p,n) типа для производства изотопов для ядерной медицины [33, 41, 146], необходимо иметь возможность оценки выхода соответствующих радионуклидов. При этом чтобы исключить ошибочно полученные данные, или из широкого массива данных

выделить определенную аномальную область для последующих детальных исследований, требуется разработать довольно четкую и простую процедуру анализа с соответствующими алгоритмами. Эти алгоритмы должны содержать ядерно-физических модели, а не основываться на фитировании полиномами определенных порядков, экспериментальных результатов. Сегодня существует большое количество систематик для (n,p) реакций, как для конкретных энергий, так и для функциональных зависимостей. Однако для (p,n) реакций, таких систематик очень мало, хотя этот процесс является важным для решения ряда прикладных задач [146]. Поэтому необходимо провести феноменологический анализ данных, который позволит получить функции возбуждения (p,n) реакций в диапазоне от пороговых энергий и вплоть до 60 МэВ, для массовой области: $40 < A < 239$, участвующих в рассматриваемых реакциях ядер.

В работе [147] для диапазона энергий налетающих протонов: 7.5 МэВ, 12.4 МэВ, 24.8 МэВ, были определены сечения (p,n) реакции с использованием простой полуэмпирической систематики. Для первых двух энергий: 7.5 МэВ и 12.4 МэВ выбиралась функция, к которой применима формула равновесной эмиссии нейтрона, причем для энергии 12.4 МэВ считалось, что будет также открыт канал реакции $(p,2n)$ [147]. Для последней энергии: 24.8 МэВ при определении сечения (p,n) реакции, применялась формула на основе учета процессов предравновесной эмиссии [147]. В итоге был сделан вывод о том, что в таких (p,n) реакциях, в диапазоне энергий до 12 МэВ, в основном преобладают равновесные процессы. С другой стороны, энергия 12.4 МэВ, в большинстве случаев, соответствует максимуму функции возбуждения (p,n) реакций для рассматриваемого энергетического диапазона. Использование этой систематики давало хорошее согласие с экспериментальными результатами.

Если проанализировать функции возбуждения (при отображении в логарифмическом масштабе обеих осей) для (p,n) реакций на ядрах мишеней с массовыми числами от $A = 11$ до $A = 239$ для энергий налетающих протонов от 11 до 60 МэВ по методике, предложенной в работе [148], то можно выделить две прямолинейные области. Первую область функции возбуждения из работы [148],

простирающуюся от энергий 11 до 25 МэВ, обозначим как PE1, а вторую область, которая простирается от 25 до 60 МэВ, обозначим как PE2. Также в работе [148] были сделаны выводы о доминировании предравновесных процессов (процессы, которые протекают во время эволюции составной системы к равновесному состоянию) для указанных областей. Поскольку предравновесные процессы в большинстве своём описываются экситонной моделью (дает возможность описать весь процесс релаксации, включая образование и распад составного ядра) [149], то наблюдаемое поведение функции возбуждения находится в согласии с теоретическими расчетами, проведенными на основе такой модели [150]. Существенным преимуществом такого подхода является простая параметризация, с помощью которой можно описать массив данных в области наклона функции возбуждения. Недостатком же является то, что получить абсолютные значения сечений рассматриваемых реакций, используя только такую методику, не представляется возможным. Поэтому, необходимо получить общую систематику для имеющихся экспериментальных данных, чтобы сечения реакций могли быть определены в широком диапазоне энергий и масс, участвующих во взаимодействии ядер. Чтобы решить такую задачу, в представленной диссертационной работе функция возбуждения разбивается на три области: 1) область, которая простирается от порога реакции до энергий налетающих протонов 11 МэВ. Эта область характеризуется равновесными процессами, типичными для образования и распада составных (компаунд) ядерных систем. 2) Область, которая соответствует участку PE1 из работы [148]. 3) Область, которая соответствует участку PE2 из работы [148]. Как отмечалось выше, эти две области соответствуют доминирующим предравновесным процессам. Сечение реакции в первой области вычислялось по формуле:

$$\sigma_{pв} = K \cdot \sigma \cdot \frac{\Gamma_n}{\sum_i \Gamma_i} \quad (15),$$

где K – нормирующий множитель, σ – сечение образования составного ядра, Γ_i – ширина распада в соответствующий канал, например, при $i = n$ учитывается распад в выходной канал с испусканием нейтрона [145]. Поскольку в

диссертационной работе акцент сделан на изучении каналов с вылетом нейтрона и протона, соответственно протонная ширина (Γ_p) и нейтронная ширина (Γ_n) будут задаваться следующими выражениями:

$$\Gamma_p = \int_0^{E_c - B_p} \varepsilon \cdot P(\varepsilon) \cdot \rho(E) d\varepsilon \quad (16),$$

$$\Gamma_n = \int_0^{E_c - B_n} \varepsilon \cdot \rho(E) d\varepsilon \quad (17),$$

где E_c – энергия возбуждения составного ядра, ε – энергия вылетающей частицы, B_p и B_n – энергия связи протона и нейтрона, соответственно, $P(\varepsilon)$ – коэффициент проницаемости кулоновского барьера, $\rho(E)$ – плотность уровней остаточного ядра. Коэффициент проницаемости задаётся выражением, предложенным в работе [151]:

$$P(\varepsilon) = \begin{cases} 1 & \text{при } \varepsilon \geq V_{\text{кул}} \\ \frac{\varepsilon}{V_{\text{кул}}} & \text{при } \varepsilon < V_{\text{кул}} \end{cases} \quad (18),$$

где $V_{\text{кул}}$ – высота кулоновского барьера, которая определяется выражением:

$$V_{\text{кул}} = 1.03 \cdot \frac{Z-1}{A^{1/3}+1} \cdot \left(1 - \frac{1.13}{A^{1/3}}\right) \quad (19),$$

где A – массовое число ядер мишени, Z – заряд ядер мишени.

Для плотности уровней запишем следующее выражение:

$$\rho(E) = \frac{e^{E/T}}{T} \quad (20),$$

где T – ядерная температура, которую определяется с использованием выражения: $E = a \cdot T^2 - T$, в котором a – параметр плотности уровней, выбирался исходя из приближения Бардина [152] и был равен: $a = A/22$. Для расчетов сечения образования составного ядра использовалась формула (13) в которой T_1 – коэффициент проницаемости выбирался с применением систематики, основанной на использовании глобального оптического потенциала [153]. Коэффициент K в

формуле (20) был определен путем фитирования экспериментальных данных и для энергий выше 7.5 МэВ его значение определялось как:

$$\left\{ \begin{array}{l} K = K_1 + K_2 \cdot \varepsilon, \\ K_1 = 1.0 - K_2 \cdot 7.5, \\ K_2 = \frac{F-1}{3.5}, \\ F = \frac{1}{(0.0595 - 0.2218 \cdot \frac{A-2 \cdot Z}{A}) \cdot (1 + A^{1/3})^2}. \end{array} \right. \quad (26)$$

Для энергий ниже 7.5 МэВ коэффициент К в формуле (20) определялся в виде:

$$\left\{ \begin{array}{l} K = (K_1 + K_2 \cdot \varepsilon)^{1/3}, \\ K_1 = -K_2 \cdot Q_1, \\ K_2 = \frac{1}{7.5 - Q_1}, \\ Q_1 = Q \cdot (1 + \frac{1}{A}). \end{array} \right.$$

при этом Q определялось как энергия реакции [145].

Функции возбуждения для областей PE1 и PE2 выбирались линейными в логарифмических шкалах, аналогично работе [148]. Затем, полученные зависимости нормировались на соответствующие сечения, взятые в работе [147]. После этого проводилась сшивка всех рассматриваемых областей в непрерывную функцию возбуждения. Результат показан на рисунке 35, для случая функции возбуждения реакции $^{75}\text{As}(p,n)^{75}\text{Se}$, где по оси Y отложено соответствующее сечение реакции, а по оси X – энергия налетающего протона, запускающего данную реакцию. Эта и последующие примеры ядерных реакций были выбраны с учетом возможного использования радионуклидов, образующихся в таких реакциях, в диагностических и терапевтических методах ядерной медицины. На рисунке 35 равновесный участок показан сплошной линией, а упомянутые выше области функции возбуждения: PE1 и PE2 из работы [148] показаны синим и зеленым пунктиром, соответственно.

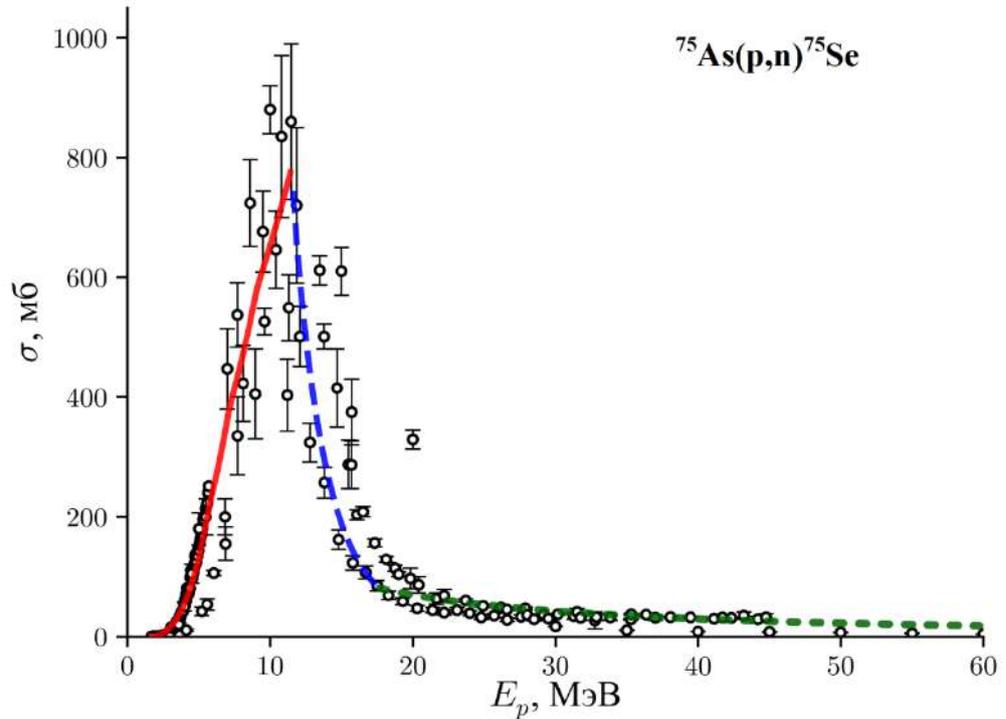


Рисунок 35 – Функция возбуждения реакции $^{75}\text{As}(p,n)^{75}\text{Se}$ [145], где экспериментальные результаты (база ядерных данных EXFOR [45]) представлены кружками. Сплошная красная линия – равновесный вклад, синий пунктир – первая область PE1, зелёный пунктир – вторая область PE2. Области PE1 и PE2 соответствуют выбранным диапазонам функции возбуждения из работы [148].

Анализ результатов, представленных на рисунке 35 показывает, что в ходе проведенной работы были выбраны оптимальные параметры фитирования для всех рассмотренных участков функции возбуждения (оптимальное совпадение с экспериментальными данными линий, соответствующих расчетным зависимостям). Это позволило сделать определенные выводы о ядерных процессах, протекаемых в таких реакциях.

В итоге было проанализировано 120 функций возбуждения ядерных реакций, в рассматриваемом энергетическом и массовом диапазонах. На рисунках 36-39 приведены примеры экспериментальных функций возбуждения ядерных реакций в сравнении с расчетами сечений, которые проводились с использованием разработанной систематики. Были рассмотрены ядерные реакции: $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ (см. рисунок 36), $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$ (см. рисунок 37),

$^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ (см. рисунок 38) и $^{197}\text{Au}(p,n)^{197}\text{Hg}$ (см. рисунок 39). Анализ этих распределений показывает, что имеет место хорошее совпадение результатов расчета с экспериментальными данными. Можно сделать общие выводы для энергетических диапазонов, в которых рассматриваются эти ядерные реакции. Так, для более лёгких ядерных систем средней группы масс равновесные процессы реализуются в определенном (зачастую не слишком широком) энергетическом диапазоне протонов, дающих старт конкретной реакции, а затем наступает резкий переход к механизмам реакции, реализующим предравновесные процессы. Для более тяжелых ядер средней группы масс, равновесные процессы захватывают больший энергетический диапазон, и наблюдается уже плавный переход к предравновесным процессам.

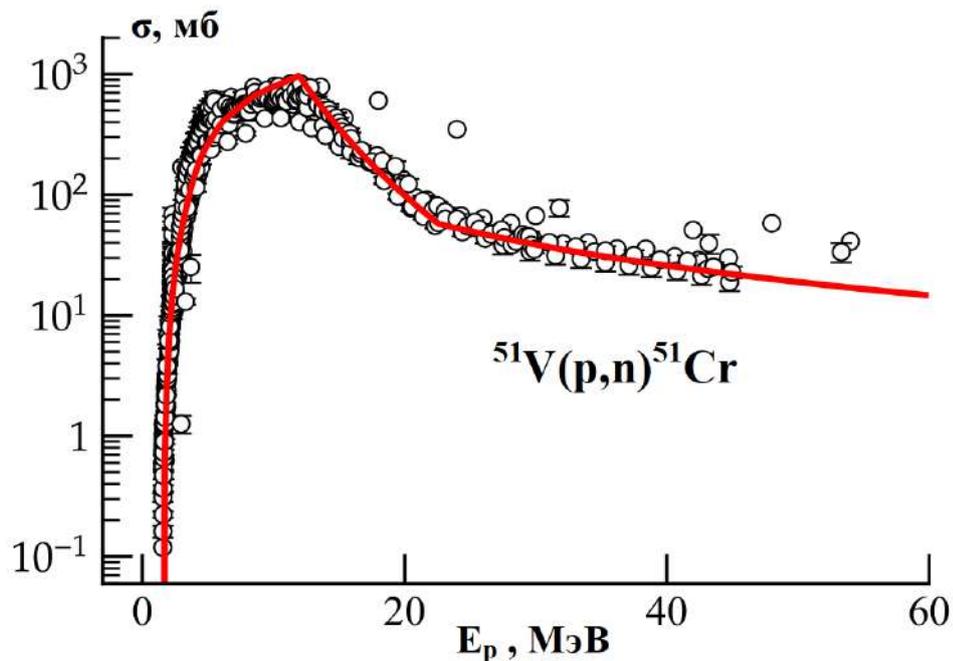


Рисунок 36 – Функция возбуждения реакции $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$, где экспериментальные результаты (база данных EXFOR [45]) представлены кружками, а сплошной красной линией показаны результаты, полученные в рамках разработанной систематики [145].

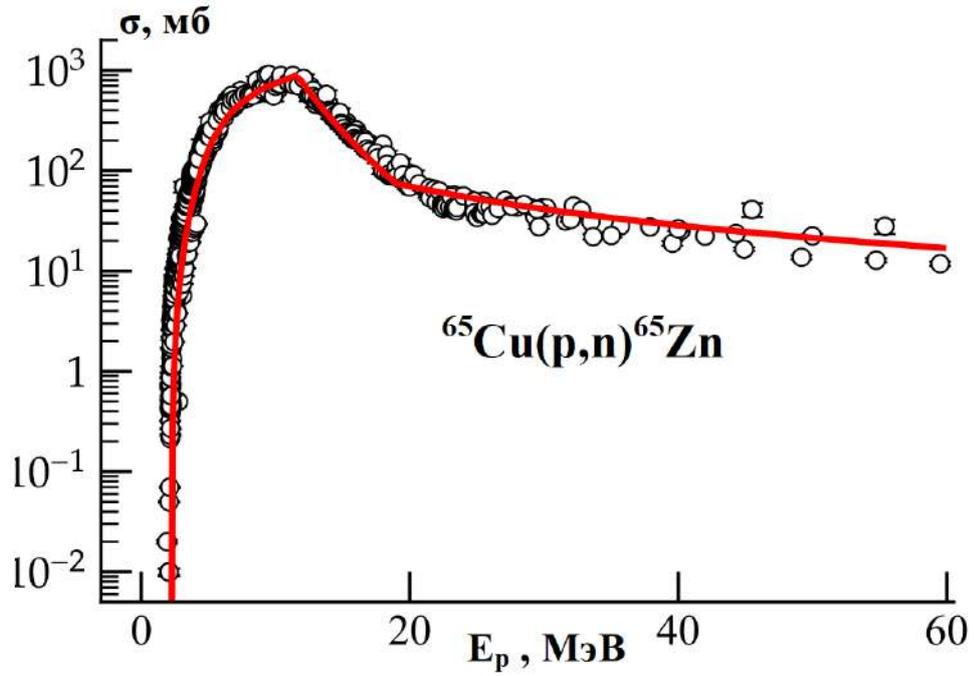


Рисунок 37 – Функция возбуждения реакции $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$, где экспериментальные результаты (база данных EXFOR [45]) представлены кружками, а сплошной красной линией показаны результаты, полученные в рамках разработанной систематики [145].

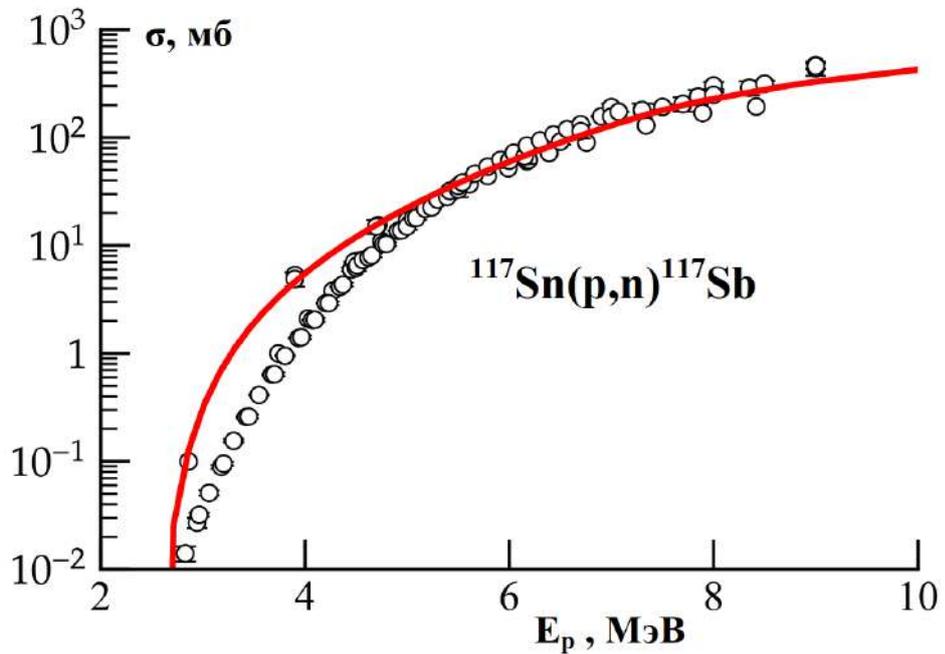


Рисунок 38 – Функция возбуждения реакции $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$, где экспериментальные результаты (база данных EXFOR [45]) представлены кружками, а сплошной красной линией показаны результаты, полученные в рамках разработанной систематики [145].

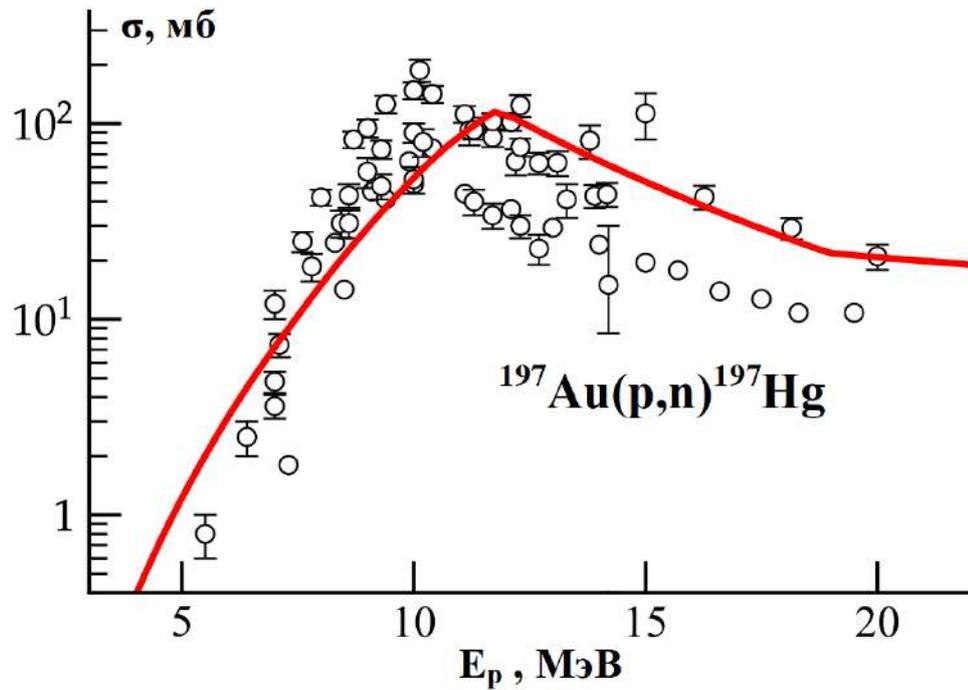


Рисунок 39 – Функция возбуждения реакции $^{197}\text{Au}(p,n)^{197}\text{Hg}$, где экспериментальные результаты (база данных EXFOR [45]) представлены кружками, а сплошной красной линией показаны результаты, полученные в рамках разработанной систематики [145].

Далее для рассматриваемого интервала энергий проведем усреднение соответствующих сечений, полученных в рамках разработанной систематики и построим зависимость отношения этих сечений (σ_{syst}) к соответствующим экспериментальным значениям (σ_{exp}). На рисунке 40 показана такая зависимость для области равновесного вклада, а на рисунках 41 – 42 представлены аналогичные зависимости, но для областей PE1 и PE2.

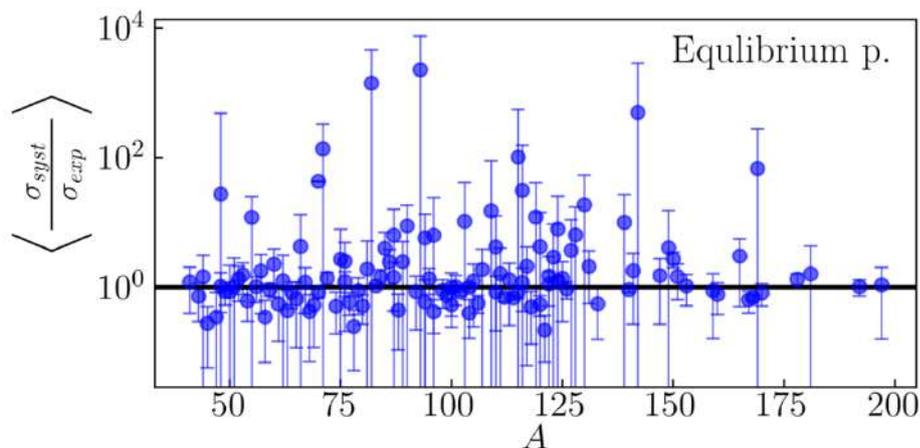


Рисунок 40 – Отношение усредненных сечений, полученных в рамках разработанной систематики к экспериментальным сечениям для области равновесного вклада [145].

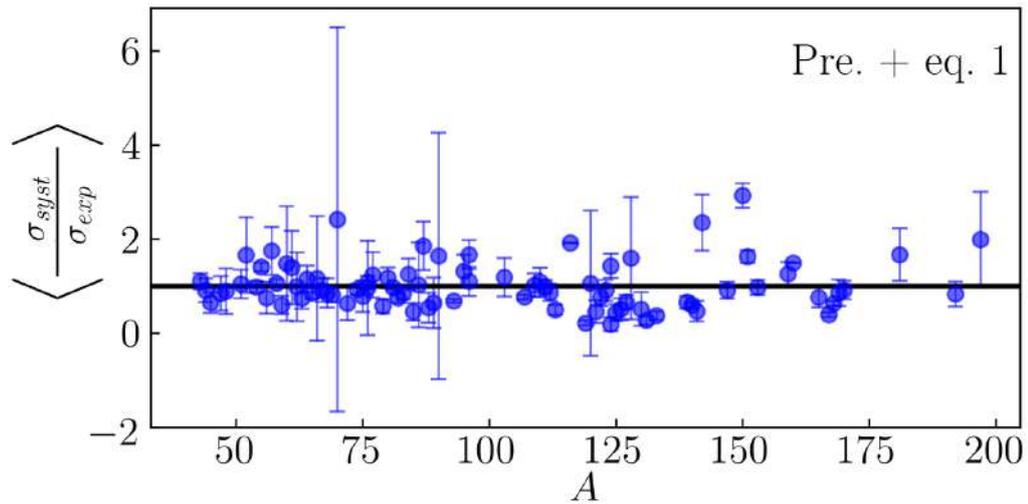


Рисунок 41 – Отношение усредненных сечений, полученных в рамках разработанной систематики к экспериментальным сечениям для области PE1 [145].

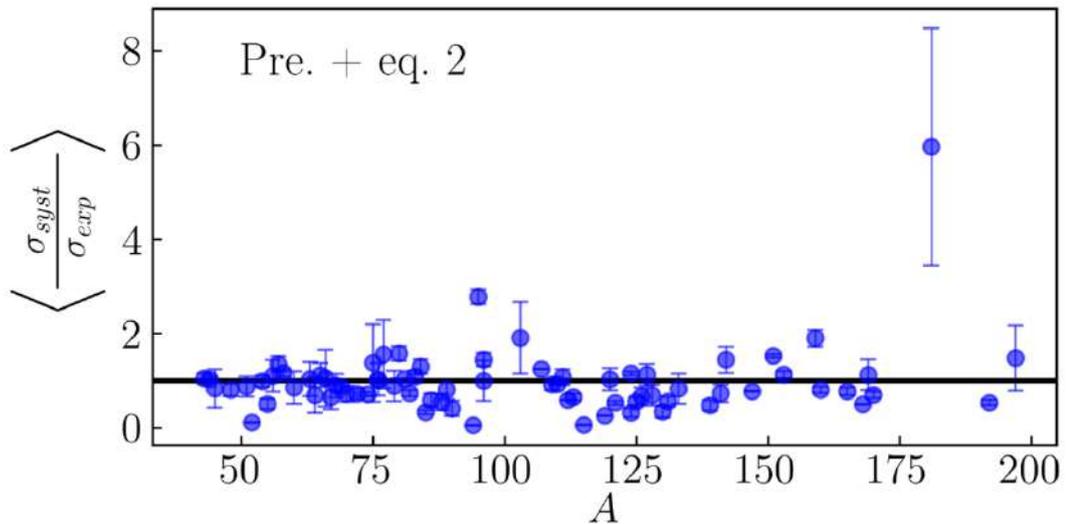


Рисунок 42 – Отношение усредненных сечений, полученных в рамках разработанной систематики к экспериментальным сечениям для области PE2 [145].

Сделаем общие выводы, проанализировав распределения, представленные на рисунках 40 – 42. Видно, что наибольшие отклонения для предложенной систематики наблюдаются в области малых энергий (см. рисунок 40). Это говорит о том, что могут иметь место ошибки и неточности в экспериментальных данных (в ошибки экспериментальных данных включены также и систематические погрешности), поскольку сечения в этой области энергий имеют сравнительно небольшие величины. В ряде случаев наблюдаются расхождения с систематикой для области энергий расположенной ниже кулоновского барьера. Это отчетливо

видно на примере ядерной реакции $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ (см. рисунок 38). Для некоторых ядерных реакций в областях, близких к их порогу, был зафиксирован систематический сдвиг по энергии в экспериментальных данных. Последнее приводит к появлению отличных от нуля значений сечений, лежащих на графике функции возбуждения ниже энергии порога реакции. Это указывает на возможные ошибки в экспериментальных исследованиях, а также на погрешности в процедуре сканирования экспериментальных результатов. С другой стороны, систематика показывает хорошее соответствие в областях, связанных с ядерными процессами предравновесной эмиссии.

Дальнейший анализ полученных результатов позволил сделать уже детальные выводы. Первый вывод заключается в том, что при работе с данной систематикой, для точки нормировки с энергией 12.4 МэВ (как было указано выше, для энергии 12.4 МэВ становится возможным открытие канала реакции (p,2n) и для ряда реакций это значение соответствует максимуму функции возбуждения [147]) могут возникать ошибки, поскольку эта точка может находиться как справа, так и слева области, в которой находится максимум функции возбуждения (см. например рисунок 37 или рисунок 39). Для ядерных реакций с высоким значением их энергии с образованием двух нейтронов в выходных каналах, это может привести к потере качества при описании функции возбуждения таких (p, 2n) реакций. Поэтому при использовании систематики предпочтительнее брать значения сечений с энергиями ≥ 15 МэВ.

Второй вывод состоит в том, что интервал энергий для области PE1 уменьшается, если сравнивать с аналогичным интервалом из работы [148]. Приведённый анализ показывает, что этот интервал соответствует диапазону энергий от 13 МэВ до 20 МэВ.

Третий вывод говорит о том, что существует ряд ядерных реакций, у которых в рамках данной систематики наблюдаются большие отклонения в сечениях. Эти отклонения можно разбить на две группы:

1) отклонение обусловлено тем, что максимум функции возбуждения лежит при энергиях > 12 МэВ, что даёт меньшую величину сечения в области PE1.

Указанное значение энергии было выбрано исходя из условий, что было ограничение для перехода от одной зависимости к другой (см. работу [147]) и, соответственно, для процедуры нормировки. Граница перехода довольно скрупулезно подбиралась, таким образом, чтобы она удовлетворяла наибольшему числу экспериментальных данных. В качестве примеров указанных отклонений можно привести ядерные реакции, в которых мишенями служат ядра: $^{70,73}\text{Ge}$, ^{76}Se , ^{86}Sr .

2) Отклонения, которые возникают при описании равновесного спектра (характерно для области максимума функции возбуждения). Такой результат может быть объяснен определенными особенностями в поведении функции плотности уровней. Примерами таких отклонений служат ядерные реакции, где мишени, это ядра: ^{87}Sr , ^{87}Rb , ^{119}Sb . При этом в предравновесной области для региона PE1 отклонения имеют место только для ядер мишеней: $^{117,119,124}\text{Sn}$, ^{131}Xe , ^{133}Cs , ^{150}Nd , ^{167}Er . Для области PE2 аналогичная ситуация наблюдается для ядер мишеней: ^{52}Cr , ^{85}Rb , ^{94}Zr , ^{95}Mo , ^{115}In , ^{181}Ta , а также изотопов олова $^{117,119,124}\text{Sn}$ [145].

Таким образом, данный подход может быть использован для оценки выходов радионуклидов, которые образуются в реакциях с различными мишенями, поскольку полученная в диссертационной работе систематика, позволяет хорошо описать зависимость сечения (p,n) реакции от энергии налетающего протона. При этом зафиксированные отклонения результатов систематики и экспериментальных данных для ряда ядерных реакций с определенными изотопами, выступающими в роли мишеней, дают хороший повод для проведения дополнительных экспериментальных исследований таких реакций.

Учитывая важность рассмотренных ядерных процессов для производства радионуклидов, применяемых в современных методах ядерной медицины (например, изотопы сурьмы $^{117,119}\text{Sb}$), а также тот факт, что в мировых базах данных для этих ядерных реакций, сечения не всегда согласуются друг с другом, можно повторить, что имеется острая необходимость в дальнейших

экспериментальных исследованиях функций возбуждения реакций данного типа. Это и было сделано в представленной диссертационной работе для реакций с изотопами олова в качестве мишеней (см. разделы 2.3-2.5), и детальным изучением области максимума соответствующих функций возбуждения.

2.2 Исследования ядерных реакций с нуклонными системами средней группы масс для производства радионуклидов, применяемых в ядерной медицине

В настоящее время ряд радионуклидов, которые используются в ядерной медицине, производится с использованием ядерных реакторов. Хороший пример, это реакторное производство генератора: $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$. Радионуклид ^{99}Mo , являющийся материнским, может быть получен в реакциях деления с использованием урановых мишеней с высокой степенью обогащения или низкообогащенных урановых мишенях (простота изготовления, низкая стоимость). Также данный радионуклид может нарабатываться в реакциях захвата нейтронов молибденовыми мишенями (высокообогащенные мишени изотопа ^{98}Mo или природный молибден) [154]. У реакторного метода производства радиоактивных изотопов преимуществом является большое количество, получаемого радионуклида (выход – активность, образовавшихся в ходе облучения мишени радионуклидов) и его низкая стоимость. Это обусловлено как массой облучаемых мишеней (в реактор можно загрузить достаточно массивные мишени, содержащие большое количество облучаемого вещества), так и доступностью реакторов с высокой плотностью потока нейтронов. К недостаткам следует отнести малое количество возможных ядерных реакций, ведущих к образованию нейтронно-избыточных радиоактивных ядер. При этом вместе с получением целевого радионуклида, в облучаемой мишени происходят другие ядерные реакции, что приводит к образованию радиоактивных примесей, которые могут обладать довольно большими периодами полураспада. Этот недостаток можно уменьшить за счет использования изотопно-обогащенных мишеней, но

возникают сложности с изготовлением мишеней, что приводит к увеличению стоимости производства целевого радионуклида [33]. К недостаткам реакторного метода следует отнести наличие сложного радиохимического производства и большое количество образующихся радиоактивных отходов [154]. В качестве альтернативы реакторному способу производства радионуклидов, в мировой практике используются ускорители заряженных частиц. Отметим, что почти все короткоживущие и ультракороткоживущие радионуклиды, используемые в методах диагностики онкологических заболеваний, производятся на циклотронах, большей частью в (p,n) реакциях, в диапазоне энергий протонов, бомбардирующих мишень, от 10 до 30 МэВ. Ядерные реакции с дейтронами: $(d, n + X)$ и альфа-частицами: $(\alpha, n + X)$ используются для этих целей гораздо реже. Основные достоинства ускорительного метода производства радионуклидов заключаются в том, что реализуется большое количество реакций с образованием радиоактивных элементов, обладающих различными видами излучений, требуемых для проведения диагностических исследований и радионуклидной терапии. К тому же, на ускорителях частиц можно получать радиоактивные элементы без носителя, т.е. без примесей стабильных ядер этого элемента. Для производства радиоактивных изотопов выбирается оптимальная ядерная реакция и энергия пучка ускорителя, по критерию минимизации процессов образования долгоживущих радиоактивных примесей. Таким образом, процесс выделения целевого радионуклида и его очистки от примесей становится менее трудоёмким, и минимизируются проблемы удаления и захоронения радиоактивных отходов. К недостаткам ускорительного метода следует отнести меньший выход целевых радиоактивных элементов (по сравнению с реакторным) и трудности с изготовлением высокообогащенных мишеней.

При выборе радионуклидов для их последующего использования в ядерной медицине принимают во внимание: 1) востребованность конкретного радиофармпрепарата медицинским сообществом или заметный потенциальный интерес к нему; 2) высокий выход целевого радионуклида и возможность набирать его в больших количествах с минимумом побочных долгоживущих

радиоактивных примесей, при относительно низкой стоимости производства. Этот критерий подразумевает детальное исследование функций возбуждения соответствующих ядерных реакций, а также выбор оптимальных параметров пучка и схемы облучения различных мишеней. К мишеням предъявляют особые требования: а) материал мишени и контейнера в котором она находится, не должен разрушаться в результате ядерных реакций; б) не используют горючие вещества; в) не должно быть химических реакций в мишени; г) мишень должна быть изотопно чистой, либо с минимальным количеством примесей; д) материал мишени должен быть таким, чтобы потом можно было извлечь радиохимическими методами максимальное количество образовавшихся радионуклидов; е) материал должен быть доступен на рынке и иметь относительно низкую стоимость [33, 34]. При изготовлении мишеней часто используют материалы в виде фольги либо пленок, расположенных на соответствующей подложке и помещенных в специально охлаждаемые контейнеры. Основные способы снижения нарабатываемых в мишенях примесных радионуклидов – это выбор оптимальных параметров облучения, радиохимическая обработка и методы очистки. Анализ процессов и ядерных реакций, идущих в мишени, позволил выявить ограничения для эффективного осуществления таких реакций: а) сильный нагрев мишени; б) разрушение подложки мишени при использовании тонких фольг; в) потери стартового сырья мишени и ухудшение её качества при последующем извлечении наработанных изотопов; г) высокая трудоемкость проводимых операций с мишенью [34]. Для устранения всех перечисленных трудностей использовался специальный мишенный комплекс, который обеспечил условия не только для наработки определенных радионуклидов, но и представлял собой экспериментальную установку для изучения ядерных реакций в широком диапазоне энергий пучков заряженных частиц и большого набора твердотельных мишеней.

2.2.1 Экспериментальная установка для проведения исследований ядерных реакций

Для проведения фундаментальных исследований ядерных реакций и для решения ряда задач, связанных с производством радионуклидов использовалась экспериментальная установка, которая включала в себя модернизированный мишенный комплекс и полупроводниковый гамма-спектрометр для определения активности полученных радионуклидов. Мишенный комплекс был разработан в тесном сотрудничестве: ЦНИИ конструкционных материалов "Прометей" (главный конструктор мишенного комплекса В.В. Дармограй), Институт аналитического приборостроения РАН, СПбГУ, Радиевый институт им. В.Г. Хлопина. Данный мишенный комплекс способен работать на высокоинтенсивных пучках протонов, дейтронов, альфа-частиц в диапазоне энергий от единиц МэВ и до нескольких сотен МэВ с облучением широкого спектра твердотельных мишеней. При модернизации мишенного комплекса, которая проводилась в рамках представленной диссертационной работы, был учтён положительный опыт экспериментов с многокомпонентными, многослойными и толстыми, в том числе и газовыми, мишенями, а также опыт работы с системами газового и жидкостного охлаждения и применением новейших углекомполитных структур [24, 25, 26, 27, 28, 29]. Эксперименты по изучению ядерных реакций с нуклонными системами средней группы масс для производства радионуклидов, применяемых в ядерной медицине, которые будут описаны далее в диссертационной работе, выполнены с использованием протонных пучков циклотрона МГЦ-20 АО Радиевый институт им. В.Г. Хлопина РОСАТОМ и циклотрона МГЦ-20 НТК "Ядерная физика" СПбПУ.

Мишенный комплекс включает в себя восемь главных частей и ряд вспомогательных устройств. На рисунке 43 представлены основные компоненты указанного комплекса, преимуществом которого является отвод от мишени значительной тепловой мощности, генерируемой в процессе её взаимодействия с

пучками заряженных частиц большой интенсивности. Это играет решающую роль в исследованиях ядерных реакций на ускорителях заряженных частиц.

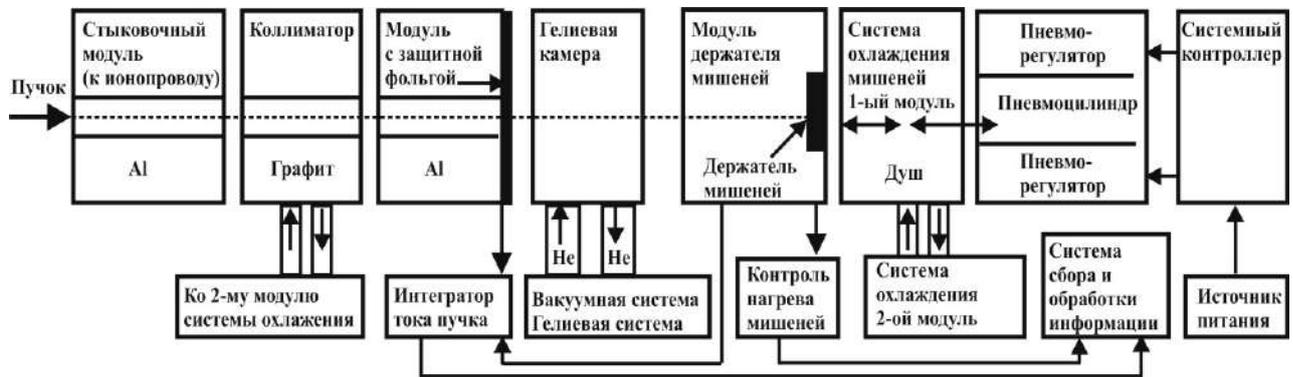


Рисунок 43 – Схема мишенного комплекса.

Комплекс состоит из: стыковочного модуля для присоединения мишенного устройства к ионопроводу ускорителя; графитового коллиматора с диаметром внутреннего канала 12 мм, охлаждаемого по внешнему контуру водой; электрически изолированного от ионопровода модуля с защитной металлической фольгой (см. рисунок 43). Данная фольга играет роль барьера между высоковакуумным объемом ионопровода и мишенным комплексом, внутри которого циркулирует гелий, для охлаждения фронтальной части мишеней (см. описание ниже). Опыт работы с толстыми газовыми мишенями при различном давлении показал, что в зависимости от условий эксперимента, могут быть использованы фольги различной толщины и материала, например титановые фольги или фольги из сплава хавар [25]. В представленной диссертационной работе для прецизионных измерений сечений в области максимума функции возбуждения ядерных реакций, использовалась алюминиевая фольга толщиной 30 мкм с целью минимизации энергетических потерь пучка протонов. Были проведены соответствующие расчеты, которые показали что энергетические потери протонов для предельной энергией циклотрона МГЦ-20 (АО Радиевый институт им. В.Г. Хлопина), в 14 МэВ, составляют всего 200 кэВ [34]. Модуль с защитной фольгой пристыковывается затем к гелиевой камере (см. рисунок 43). Гелиевая камера (короткий цилиндр с наружными размерам в диаметре 50 мм и

высотой 14.8 мм) служит для напуска в неё гелия для последующего охлаждения фронтальной части мишени. Перед подачей гелия в камеру, последняя предварительно вакуумируется. Было реализовано струйное (пристенная полуограниченная струя) охлаждение лицевой части мишени в гелиевой камере. К поверхности мишени гелий подводится по каналу, сечение которого является сечением плоского сопла. Угол его наклона по отношению к плоскости мишени 27° , после выхода из сопла угол падения струи повышается до 31° . После прохода по поверхности мишени гелий отводится по симметрично расположенному каналу. Проведенные оценочные расчеты условий охлаждения тонких алюминиевых, медных и стальных фольг при облучении их пучками протонов до 14 МэВ и токе 20 мкА, при давлении гелия в камере от 1 до 1.5 атм. и охлаждения задней части модуля держателей мишеней, показали что, температура на поверхности мишени не превысит 60°C . После прохождения камеры гелий нагревается с 19°C до 27°C . Для его повторного охлаждения может быть использован теплообменник, в котором этот газ, проходя внутри трубки из нержавеющей стали (диаметром 10 мм), охлаждается либо противоточной струей воды (со скоростью 0.4 м/с) с температурой $+10^\circ\text{C}$, либо потоком воздуха (со скоростью > 5 м/с), либо находится в парах холодного азота при минимальном потоке.

Также была реализована система охлаждения графитового коллиматора, который состоит из углекомпозитных материалов. Подобного рода материалы уже с успехом используются в экспериментах в области физики высоких энергий в качестве структур поддержки и охлаждения новейших кремниевых систем [26, 27]. Применение углекомпозитного каркаса графитового коллиматора с интегрированной системой охлаждения, позволило добиться равномерного распределения температурного поля на коллиматоре, а также увеличить почти в 4.2 раза теплосъем с охлаждаемых поверхностей. Еще одним положительным фактором такой системы охлаждения является дополнительный съем тепла с тонкой алюминиевой фольги соответствующего модуля. Преимущество представленной конструкции заключается в том, что за счет углекомпозитных

материалов удается обеспечить как требуемую жесткость с термомеханической стабильностью всей охлаждаемой системы, так и эффективный отвод тепла [28, 29].

Модуль держателя мишеней присоединяется к интегратору тока для измерений тока пучка непосредственно на мишени. В качестве интегратора тока используется прибор ORTEC 439 Digital Current Integrator, данные с которого передаются на модуль CAEN Four-Fold Programmable Logic Unit, выполняющий роль пересчетного устройства, подключенного к персональному компьютеру. Таким образом, удаленно, в режиме реального времени, контролировались и снимались показания тока пучка протонов. Модуль держателя мишеней используется как подвижная основа, в которую вставляется собственно сам держатель мишеней. Перед началом облучений модуль с держателем мишеней герметически пристыковывается к гелиевой камере с помощью пневмоцилиндров. Держатель мишеней представляет собой танталовую подложку в виде диска диаметром 22 мм. Использование тантала в качестве подложки хорошо зарекомендовало себя в ряде подобных экспериментов и успешно используется также с многослойными мишенями (см. например [24]). Посередине диска танталовой подложки сделано углубление 1.6 мм и диаметром 12 мм с толщиной дна равной 400 мкм. В это углубление инкапсулируются различные твердые мишени, а также фольги для мониторинга параметров пучка. Вид держателя мишеней представлен на рисунке 44, где показана танталовая подложка со вставленными в неё мишенями, скрепленными по диаметру тонким алюминиевым прижимным кольцом. Подложка поднята над соответствующим модулем держателей мишеней мишенного комплекса (весь комплекс смонтирован на ионопроводе циклотрона МГЦ-20 НТК "Ядерная физика" СПбПУ).



Рисунок 44 – Держатель мишеней показан вместе с мишенным комплексом.

Система охлаждения мишеней. Данная система состоит из двух модулей. Первый модуль служит для охлаждения задней поверхности танталовой подложки держателя мишеней. Модуль включает в себя 7 отверстий малого диаметра, реализуя, таким образом, схему охлаждения по типу «душ». Проведенный инженерный анализ различных схем охлаждения мишеней показал большие преимущества этой схемы по сравнению со схемами охлаждения, использующих одиночную струю. По предварительным расчетам, снимаемая с поверхности мишени тепловая мощность может достигать 600 Вт/см^2 . Вторым модулем системы охлаждения используется для подачи и распределения охлаждающей жидкости в системе. Поскольку главная задача системы охлаждения – это отвод тепла, которое генерируется интенсивными пучками заряженных части в самой мишени, то в ходе проведенного анализа различных вариантов охлаждения с выбором соответствующих параметров работы системы, был сделан выбор охлаждающей жидкости. Вместо воды стала применяться спиртосодержащая жидкость (64% спирт + дистиллированная вода). Это дало возможность проводить испытания с пониженной температурой охлаждающей

жидкости (вплоть до $+4^{\circ}\text{C}$). Также с использованием специальной системы рециркуляции, был заметно увеличен поток этой жидкости через сопла.

Для присоединения первого модуля системы охлаждения к модулю держателя мишеней используются пневмоцилиндры с системой пневморегуляторов. Была разработана и применена система контроля нагрева мишеней. Данная система включает в себя терморпарные сенсоры, (медь-константан) с уменьшенным диаметром спая и схемой компенсации шумов и электрических наводок. Один из сенсоров был вмонтирован в торцевую часть танталовой подложки держателя мишеней, а дополнительный термоконтакт с подложкой осуществлялся за счет добавления термопасты. Другие сенсоры монтировались на патрубках 1-го модуля системы охлаждения, для контроля температуры охлаждающей жидкости. Сенсоры подключаются к соответствующей системе сбора и обработки информации (более подробно см. [26]). Таким образом, в ходе облучения проводился контроль температуры нагрева мишеней в режиме реального времени. Системный контроллер использовалась для распределения и контроля электропитания на пневморегуляторы и мониторинга ряда электрических параметров отдельных модулей [41].

С помощью мишенного комплекса стало возможным снимать с поверхности мишени тепловую мощность до 600 Вт/см^2 , тогда как существующие мировые аналоги [155] могут работать при тепловых мощностях до 500 Вт/см^2 .

Были проведены специальные исследования и проверена работоспособность мишенного комплекса на созданном в СПбГУ экспериментальном стенде (см. рисунок 45). В итоге для мишенного комплекса были получены все основные рабочие параметры: расход охлаждающей жидкости, скорость ее потока, давление жидкости, давление гелия в гелиевой камере, а также проверены различные температурные режимы и режимы работы в стационарном, подкритическом и критическом состояниях. Разработанная система контроля нагрева мишеней прошла испытания на пучках протонов циклотрона МГЦ-20 АО Радиевого института им. В.Г. Хлопина (РОСАТОМ) и циклотрона МГЦ-20 НТК "Ядерная

физика" СПбПУ (см. рисунок 46). Результаты нагрева и охлаждения соответствующих мишеней будут представлены в разделе 2.2.3.



Рисунок 45 – Экспериментальный стенд для исследования характеристик и параметров мишенного комплекса: внешний вид экспериментального стенда в сборке.

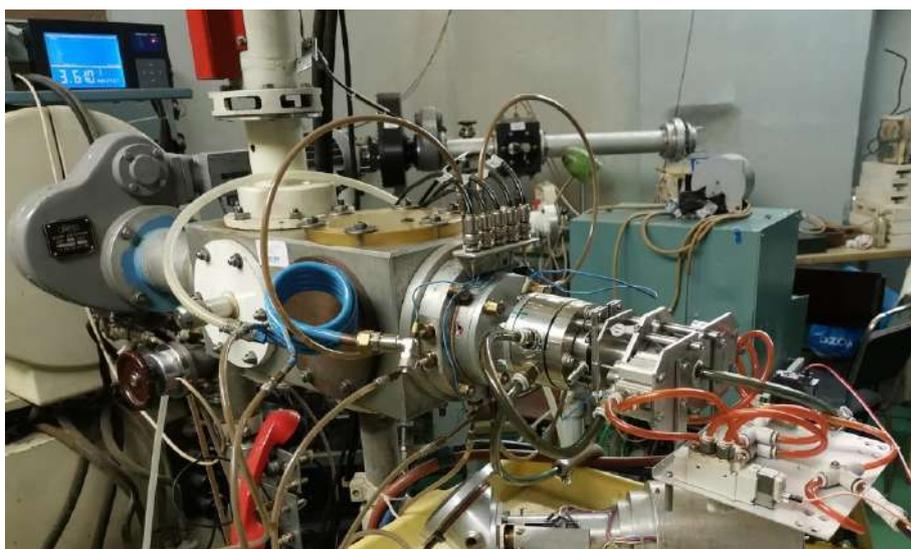


Рисунок 46 – Мишенный комплекс, смонтированный на ионопроводе циклотрона МГЦ-20 НТК "Ядерная физика" СПбПУ.

Второй частью экспериментальной установки являлся комплекс полупроводниковых гамма-спектрометров. Он состоит из: сверхчистого германиевого детектора – HPGe детектор GX1018 с энергетическим разрешением по фотопику 88 кэВ – не хуже 620 эВ, по фотопику 1332 кэВ – не хуже 1.6 кэВ, цифрового анализатора – LYNX (Canberra Industries Inc., U.S.A.), и низкоэнергетического германиевого детектора – Ultra-LEGe, GUL0035 с энергетическим разрешением по фотопику 5.9 кэВ не хуже чем 130 эВ [34].

2.2.2 Экспериментальная методика для проведения исследований ядерных реакций

Одним из хорошо зарекомендовавших себя методов для определения сечений ядерных реакций и исследования их функции возбуждения, является “метод набора фольг”. Основные мишени, в которых происходит изучаемая ядерная реакция, представляют собой тонкие фольги и помещаются друг за другом перпендикулярно по направлению облучающего их пучка. Между этими фольгами размещаются другие тонкие фольги, являющиеся мониторами пучка и поглотителями его энергии [43]. В этом случае весь используемый набор фольг облучается одновременно [34]. Потери энергии частиц пучка обычно определяются из расчетов и моделирования, а в данной диссертационной работе, при планировании всех экспериментальных изысканий, для расчётов и первичных оценок энергетических потерь использовались программы SRIM [156] и GEANT 4 [157]. Однако этот способ имеет ряд недостатков, особенно в случаях, когда мишени содержат примеси. Поэтому, дополнительно к расчетам и моделированию, в экспериментальных исследованиях добавляется методика, основанная на использовании мониторинговых фольг для определения энергии и интенсивности пучка. В качестве мониторинговых фольг выбираются такие, у которых изотопный состав, вступающий в ядерную реакцию (мониторная реакция - ядерная реакция, сечения которой хорошо известны в заданной области энергий), имеет хорошо исследованную функцию возбуждения [34]. Измеряя активность определенного радионуклида, наработанного в конкретной мониторинговой фольге, вычисляем с помощью этой наработанной активности, сечение данной ядерной реакции. Затем по известной функции возбуждения восстанавливаем энергию пучка заряженных частиц, соответствующую этому сечению. Таким образом, определяется энергия пучка после прохождения этой фольги, причём аналогичным способом измеряется и ток пучка. Далее измеряем активность радионуклида, который образовался в ходе исследуемой ядерной реакции уже в основной мишени. Используя информацию о токе пучка,

полученную из мониторных фольг, вычисляем сечение ядерной реакции, в которой этот радионуклид образуется. С учётом данных о энергии пучка (получены также из мониторных фольг и с помощью расчетов энергетических потерь), становится возможным получение информации о функции возбуждения исследуемой ядерной реакции в широком диапазоне энергий, бомбардирующих мишень заряженных частиц.

Рассмотрим общие ошибки, которые могут возникнуть в экспериментальных исследованиях функций возбуждения ядерных реакций. Важными систематическими ошибками являются: а) неправильная оценка тока пучка; б) неопределенности в оценке энергетических потерь при прохождении частиц пучка через все мишени из набора фольг. Простой способ определения тока пучка — это измерения заряда, который образуется в цилиндре Фарадея при полной остановке пучка в веществе указанного цилиндра. При этом испускание вторичных электронов или ионов может вызвать большую ошибку в определении такого индуцированного заряда и, соответственно, тока пучка. Поэтому использование мониторных фольг и мониторных реакций с довольно точными измерениями наработанной активности, предоставляют информацию о токе пучка с гораздо меньшей ошибкой. Большим плюсом является тот факт, что если в мониторной фольге содержится несколько изотопов разных элементов, то выбирая определенный канал, который соответствует конкретной мониторной реакции на выбранном изотопе, можно сразу получить данные о энергии и о токе пучка, на этой фольге. Обозначим требования, предъявляемые к мониторным реакциям: 1) сечения мониторных реакций должны быть хорошо измерены (должно быть много экспериментальных данных, согласующихся между собой в пределах погрешностей) в широком диапазоне энергий налетающих частиц; 2) функция возбуждения таких реакций должна плавно изменяться с увеличением энергии частиц. Не следует брать реакции, у которых в функции возбуждения наблюдаются узкие резонансы; 3) ядерные реакции в мониторных фольгах на вторичных частицах (возникают при взаимодействии с фольгами первичных частиц) должны отсутствовать, либо иметь минимальное сечение; 4) периоды

полураспада продуктов реакции не должны быть слишком коротким или очень большим по сравнению со временем облучения и при измерениях активности этих продуктов не должно возникать больших погрешностей; 5) физические свойства мишени должны оставаться постоянными в процессе облучения. В данном случае следует избегать материалов с низкой температурой плавления; 6) продукты реакции должны оставаться в материале мишени во время и после облучения [34]. Поэтому в диссертационной работе с использованием метода набора фольг была проведена серия экспериментов с мишенями: Ag, Cd, Cu, Fe как для изучения процессов нагрева мишеней, так и выбора окончательной методики для последующих прецизионных измерений сечений реакций в широком диапазоне энергий и масс ядер.

2.2.3 Эксперименты с мишенями: Ag, Cd, Cu, Fe, Ti, нержавеющей стали, ^{nat}Sn . Выбор методики проведения экспериментов с высокообогащенными мишенями олова

В представленной диссертационной работе, с использованием предложенного метода набора фольг была проведена серия экспериментов с мишенями: Ag, Cd, Cu, Fe, Ti, нержавеющей стали, олова с природным содержанием изотопов – ^{nat}Sn , для выбора окончательной методики проведения исследований с высокообогащенными мишенями олова. Во всех экспериментах, описанных в данной главе, использовались ускоренные до энергии 14 МэВ протоны. Основные задачи экспериментов: а) оценить возможности использования медных, фольг из железа и фольг из нержавеющей стали в качестве мониторинговых; б) исследовать нагрев танталовой подложки и охлаждение используемых мишеней и мониторинговых фольг вставленных в нее.

2.2.3.1 Экспериментальные исследования с мишенями: Ag, Cd, Cu, Fe, Ti, нержавеющей стали, ^{nat}Sn и отработка методики проведения экспериментов с использованием модернизированного мишенного комплекса

На первом этапе экспериментальных работ были проведены исследования с медными фольгами, выступающими в роли кандидатов для мониторов ядерных реакций. Схема эксперимента включала в себя две медные фольги (^{nat}Cu - естественное содержание изотопов меди ^{63}Cu , ^{65}Cu) толщиной 20 мкм: первая по пучку и последняя по пучку. Между этими фольгами размещалась серебряная пластина (фольга Ag толщиной 140 мкм), обладающая хорошей теплопроводностью (см. рисунок 47) и обеспечивающая дополнительный тепловой контакт между мониторными фольгами. Гелиевое охлаждение (в гелиевую камеру) на лицевую часть мишеней не подавалось. Измерения тока пучка проводились непосредственно на пробнике циклотрона, и с помощью интегратора тока, непосредственно на держателе мишеней (см. п. 2.2.1). Анализ данных этих измерений давал ток пучка на мишени порядка 1 мкА. При взаимодействии протона с ^{nat}Cu проходили следующие реакции: а) $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$; б) $^{63}\text{Cu}(p,2n)^{62}\text{Zn}$; в) $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$.

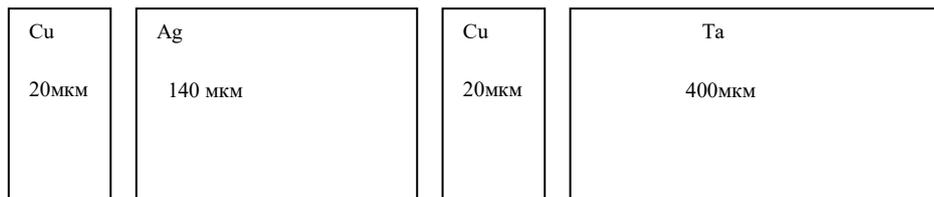


Рисунок 47 – Схема прохождения протонов через мониторные фольги. В качестве мониторов использовались ^{nat}Cu фольги.

В результате эксперимента (время облучения было 90 минут) в медных фольгах были наработаны радионуклиды: ^{65}Zn , ^{63}Zn , ^{62}Zn , причем все три радионуклида присутствовали только в первой медной мишени. На второй медной мишени радионуклид ^{62}Zn не был идентифицирован, так как порог реакции для образования ^{62}Zn равен 13,48 МэВ, а энергия пучка на второй медной мишени после прохождения входного алюминиевого окна, первой медной фольги

и серебряной фольги составила всего 10,2 МэВ. Активности указанных радионуклидов определялись с помощью регистрации соответствующих гамма-квантов, с использованием детектора HPGe GX1018 (см. п.2.2.1) и составили на первой мишени: ^{63}Zn – 202,2 МБк, ^{65}Zn – 20,4 кБк, ^{62}Zn – 0,58 кБк; на второй мишени: ^{63}Zn – 250,8 МБк, ^{65}Zn – 32,6 кБк. Был проведен сравнительный анализ, полученных с помощью этих активностей, сечений реакций и экспериментальных сечений мониторинговых реакций на ^{nat}Cu из [158]. Этот анализ показал, что большая часть наработанного радионуклида Zn не осталась в медных мишенях. Поскольку из-за отсутствия гелиевого охлаждения на фронтальной части мишени, а также и из-за недостаточно полного контакта мишеней с охлаждаемой подложкой мишенного устройства мишени практически не охлаждались. Поэтому из-за нагрева медных мишеней пучком протонов, радионуклиды цинка частично испарились из горячих медных фольг. После проведенных экспериментов, в гелиевую камеру был подан гелий при температуре +17 °С и давлении 1.5 атм. Это дало возможность реализовать охлаждение лицевой части мишеней, а также прижать мишенные фольги друг к другу и подложке держателя мишеней. После анализа активностей наработанных изотопов Zn, удалось определить ток пучка на мишенях равный 0.87 мкА, что на 13% меньше результатов, которые дают измерения на пробниках. Такое расхождение может объясняться не достаточным количеством данных по сечениям функции возбуждения реакций с образованием радионуклидов ^{62}Zn и ^{65}Zn для диапазона энергий до 14 МэВ. Поэтому было принято решение не использовать медные мониторы, а вместо них взять фольги из нержавеющей стали с разным изотопным содержанием элементов железа в них. Потом эти мишени были заменены на фольги из природного олова, для отработки методики экспериментальных исследований функций возбуждения ядерных реакций, в которых образуются радионуклиды сурьмы (большей частью ^{122}Sb и ^{124}Sb) в выходных каналах. В данном случае исследовались процессы нагрева и охлаждения мишеней. Контроль температуры нагрева мишеней в режиме реального времени показал хорошие результаты для используемого мишенного комплекса, поскольку в течение времени облучения (более чем 1.5

часа) температура оловянных мишеней поднялась всего на 4 °С (см. рисунок 48). Расчет начальной температуры нагрева, используемой в эксперименте мишени при рабочих параметрах пучка, дает величину порядка +36.5 °С (отмечен пунктиром на рисунке 48). Хорошо видно, что в нашем случае начальное охлаждение мишени ниже, чем эта расчетная величина. Небольшой рост температуры на мишени в течение эксперимента был связан с тем, что на этом экспериментальном этапе, в мишенном комплексе во втором модуле системы охлаждения (см. рисунок 43 и п. 2.2.1) в качестве охлаждающей жидкости используется вода, которая охлаждает также детали и системы циклотрона МГЦ-20. Естественный рост температуры данного хладагента сказывается и на росте температуры на мишенях. В дальнейшем была проведена модернизация модуля системы охлаждения мишеней, и в последующих экспериментах был задействован автономный охладитель (Huber Minichiller 300) со спиртосодержащей жидкостью (см. п.2.2.1). Таким образом, в ходе проведенных работ был сделан вывод, что данный мишенный комплекс может быть использован на многих малогабаритных циклотронах, специализирующихся на производстве радионуклидов [41].

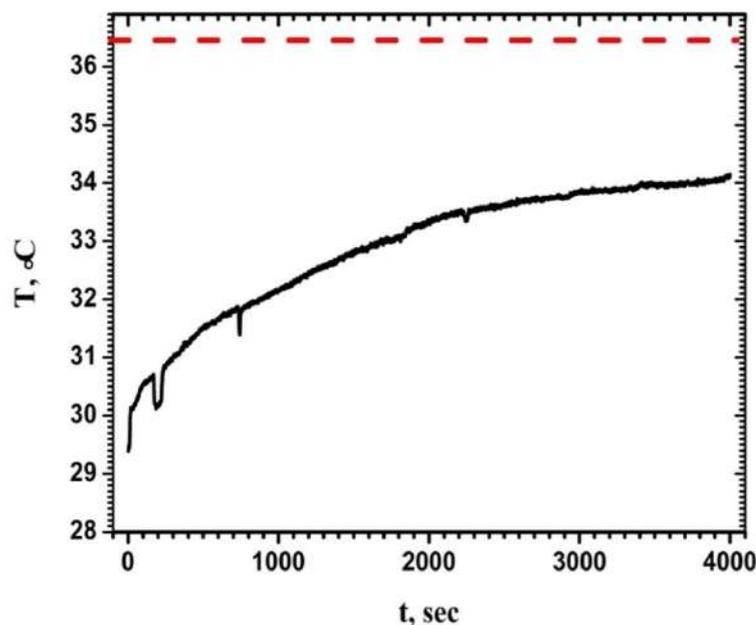


Рисунок 48 – Нагрев мишеней из ^{nat}Sn при облучении их протонами 14 МэВ и током 2 мкА.

Пунктиром отмечена расчетная температура при начальном нагреве мишени.

На второй фазе исследований проводились эксперименты с Fe фольгами и Cd мишенями. Цель этих экспериментов, определить оптимальные параметры охлаждения мишеней. Схема эксперимента показана на рисунке 49, на котором помимо исследуемых мишеней, также показана гелиевая камера (давление гелия 1.5 атм.), входное алюминиевое окно толщиной 50 мкм и охлаждаемая танталовая подложка держателя мишеней (см. п. 2.2.1), в которую вставлялись все исследуемые фольги. Диаметр кадмиевых мишеней составлял 11 мм при их толщине 190 мкм, тогда как толщина железных мониторов составила 25 мкм. Ядерная реакция, вклад которой был определяющим на данных мониторах, являлась: $^{56}\text{Fe}(p,n)^{56}\text{Co}$. В результате облучения фольги, которая содержала ^{56}Fe , нарабатанная активность по радионуклиду ^{56}Co составила в среднем 76 кБк, что соответствовало току 4.9 мкА. На пробниках ток составил 5 мкА. Это свидетельствует об устойчивой наработке радионуклида ^{56}Co , отсутствию его испарения и как следствие, хорошее охлаждение всех мишеней.

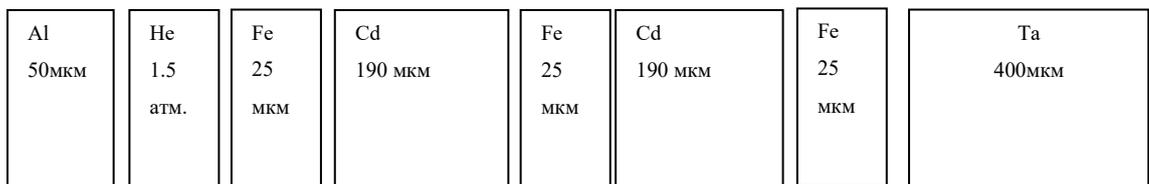


Рисунок 49 – Схема прохождения пучка протонов через мишени Fe и Cd.

Дополнительно были проведены измерения нагрева кадмиевых мишеней с «on-line» мониторингом нагрева танталовой подложки, в которую они были уложены. Перед началом измерений проводилось моделирование условий нагрева танталовой подложки, и были сделаны оценки температуры нагрева (верхний лимит по нагреву) данной подложки. При ее толщине = 400 мкм (664 мг/см^2), диаметре пучка 9 мм, нагрев (с учетом только теплопроводящих потерь) составил: $T=95.4 \text{ }^\circ\text{C}$ для тока пучка 5 мкА, и $T=110 \text{ }^\circ\text{C}$ для тока пучка 6 мкА [34]. Результаты измерения нагрева танталовой подложки и, соответственно, фиксируемых в ней Cd мишеней представлены на рисунке 50 для тока пучка 5 мкА и 6 мкА. Резкие выбросы на температурном распределении в сторону

уменьшения соответствующих показаний термопарных сенсоров (см. рисунок 50) объясняется кратковременным сбросом пучка на пробники циклотрона и отсутствием его на мишенях и подложке. Из полученных распределений видно, что для тока пучка 5 мкА в среднем нагрев танталовой подложки составил $+30.5^{\circ}\text{C}$, а для тока пучка 6 мкА $+39.2^{\circ}\text{C}$, соответственно. После извлечения Cd мишеней из подложки, измерения активности, нарабатываемых в них радионуклидов In, и вычислений сечений соответствующих реакций, было установлено хорошее совпадение полученных результатов, с имеющимися в базе по ядерным реакциям EXFOR [45] экспериментальными данными. Это может свидетельствовать в пользу оптимальной фиксации мишеней в держателе, их устойчивом контакте с танталовой подложкой и соответствующем охлаждении. В итоге, был реализован контроль нагрева мишени в режиме реального времени и отработана методика охлаждения мишеней [34]. В ходе таких опытов с увеличением тока пучка и уменьшением его диаметра была достигнута тепловая мощность в 657 Вт/см^2 без какого-либо перегрева всех используемых мишеней. Таким образом, можно сделать заключение о том, что использование данного мишенного комплекса позволит в дальнейшем обеспечить получение целевого радионуклида в исследуемых ядерных реакциях практически на максимальном уровне.

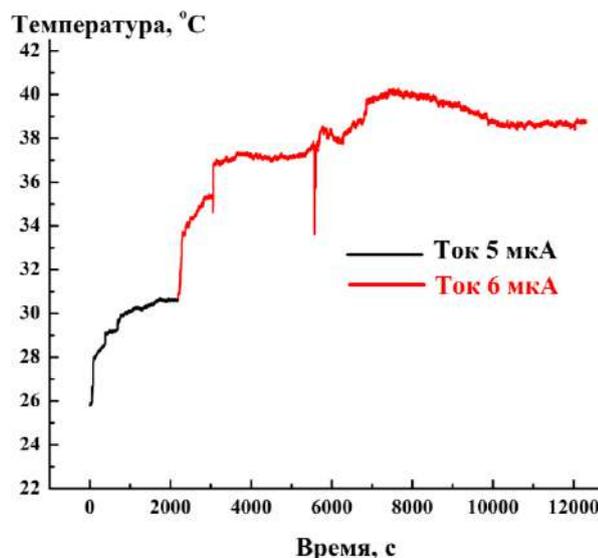


Рисунок 50 – Нагрев мишеней при облучении их пучками протонов с энергией 14 МэВ и током 5 мкА и 6 мкА [34].

Как было отмечено ранее, для изучения ядерных реакций с образованием в выходных каналах реакции радионуклидов ^{122}Sb и ^{124}Sb , облучалась мишень природного олова пучком протонов с энергией 14 МэВ. Использовался метод «набора фольг», причем дополнительно исследовались и мониторинговые реакции. В качестве мониторов были взяты фольги из нержавеющей стали с большим содержанием железа и малым содержанием никеля: Fe - 70%; Cr - 25%; Ni - 5%, толщиной 25 мкм и Ti фольги толщиной 60 мкм. В данном случае изучались функции возбуждения реакций: $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$, $^{56}\text{Fe}(p,n)^{56}\text{Co}$ и $^{\text{nat}}\text{Ti}(p,X)^{48}\text{V}$. Дополнительно, были проведены экспериментальные исследования с фольгами из аустенитной нержавеющей стали, но уже меньшей толщиной, равной 10 мкм (меньшие энергетические потери, меньший нагрев). Эти фольги имели следующий состав: Fe – 60%, Cr – 20%, Ni – 20%, причем содержание никеля было увеличено в 4 раза. В данном случае предполагалось воспользоваться дополнительным мониторинговым каналом, связанным с реакцией: $^{58}\text{Ni}(p,4\text{He})^{55}\text{Co}$. После анализа активностей наработанных изотопов ^{56}Co , ^{52}Mn , ^{55}Co был идентифицирован с хорошей точностью ток пучка на мишенях - 6.90 ± 0.30 мкА, что в пределах ошибки совпадает с результатами измерений на пробниках циклотрона (ток пучка равен 7.0 мкА). Также, используя функции возбуждения этих мониторинговых реакций [158], удалось определить энергию пучка на данных фольгах. Расхождения с энергиями, полученными из расчетов и моделирования с использованием программ: SRIM и GEANT 4 [156, 157] составили 120 кэВ. Таким образом, был сделан выбор в пользу данных фольг, в качестве мониторинговых, в основном эксперименте с облучением высокообогащенных (более 85%) оловянных мишеней [34].

2.2.3.2 Результаты экспериментальных исследований с мишенями: Ag, Cd, Cu, Fe, Ti, нержавеющей стали, $^{\text{nat}}\text{Sn}$ и выбор методики проведения экспериментов с высокообогащенными мишенями олова

Рассмотрим подробнее результаты измерений сечений мониторинговых реакций

(p,n) и реакции (p,X) с образованием радионуклидов: ^{52}Mn , ^{56}Co , ^{48}V , в выбранных мониторинговых реакциях. Эти данные представлены на рисунках 51, 52, 53, соответственно. Для сравнения использовались экспериментальные результаты, взятые из баз данных по ядерным реакциям EXFOR [45] и мониторинговым реакциям [158].

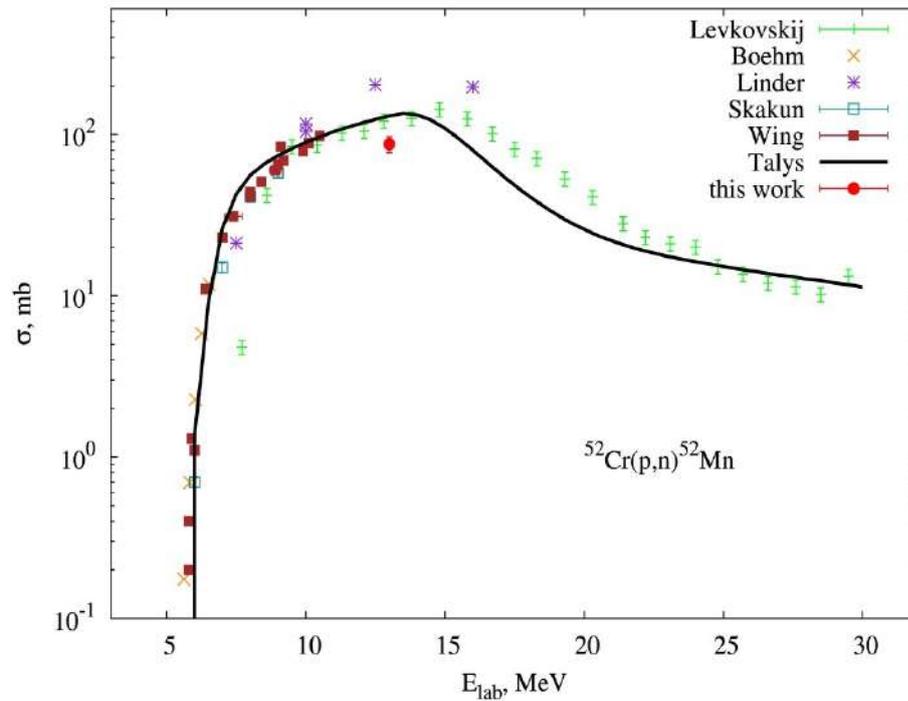


Рисунок 51 – Функция возбуждения реакции $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$. Приведенные экспериментальные данные взяты из: EXFOR [45] и базы данных по мониторинговым реакциям [158], красная точка – экспериментальный результат, полученный в данной диссертационной работе. Сплошная линия – теоретические модельные с использованием программы Talys [159].

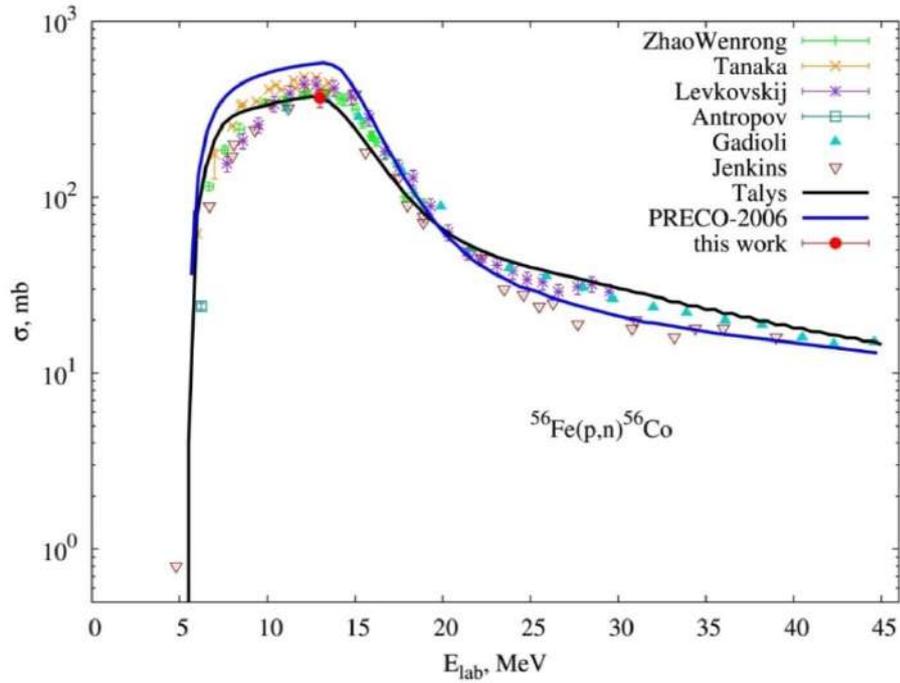


Рисунок 52 – Функция возбуждения реакции $^{56}\text{Fe}(p,n)^{56}\text{Co}$. Приведенные экспериментальные данные взяты из: EXFOR [45] и базы данных по мониторным реакциям [158], красная точка – экспериментальный результат, полученный в данной диссертационной работе. Сплошная чёрная линия – теоретические расчеты с использованием программы Talys; сплошная синяя линия – теоретические расчеты с использованием программы PRECO-2006 [160].

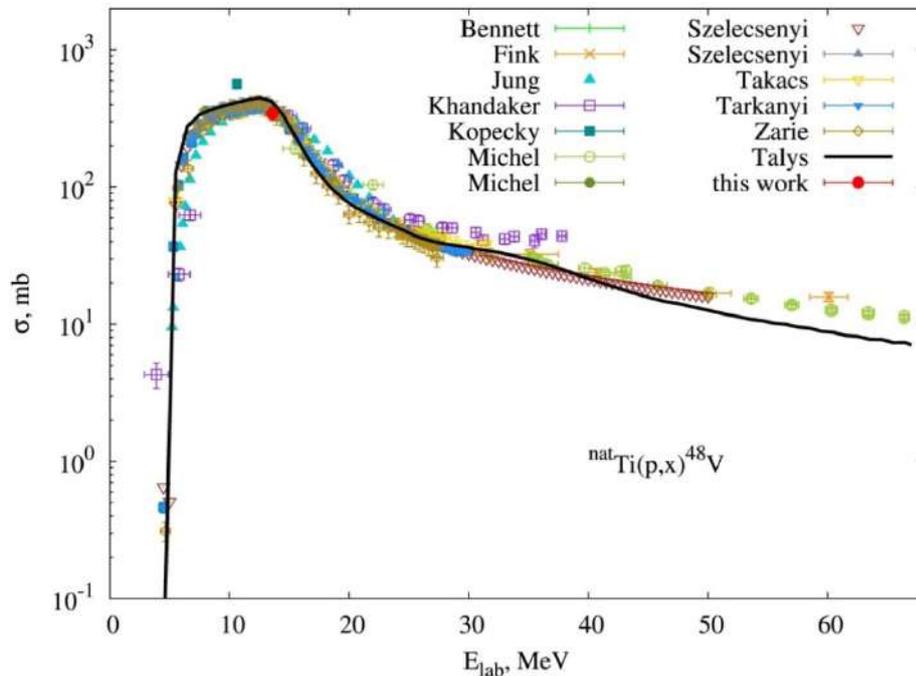


Рисунок 53 – Функция возбуждения реакции $^{\text{nat}}\text{Ti}(p,x)^{48}\text{V}$. Приведенные экспериментальные данные взяты из: EXFOR [45] и базы данных по мониторным реакциям [158], красная точка – экспериментальный результат, полученный в данной диссертационной работе. Сплошная линия – теоретические расчеты с использованием программы Talys [159].

Как было отмечено выше, для мониторинговых реакций проводились экспериментальные исследования, в которых определялось сечение (σ) соответствующей реакции. Величины этих сечений: $\sigma = (87 \pm 10)$ мб для реакции $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$, $\sigma = (366 \pm 42)$ мб для реакции $^{56}\text{Fe}(p,n)^{56}\text{Co}$ и $\sigma = (344 \pm 38)$ мб для реакции $^{\text{nat}}\text{Ti}(p,X)^{48}\text{V}$. Эти результаты находятся в хорошем согласии с теоретическими расчетами, выполненными с использованием ядерно-физических моделей: модели Хаузера-Фешбаха и двухкомпонентной экситонной модели, заложенных в программы Talys [159] и PRECO [160]. Используя полученные значения сечений этих мониторинговых реакций, а также полученные на основе этих данных величины тока и энергии пучка протонов (см. методику в п. 2.2.2 и п. 2.2.3.1) были определены сечения реакций: $^{\text{nat}}\text{Sn}(p,X)^{122}\text{Sb}$: $\sigma = (8.21 \pm 0.94)$ мб и $^{\text{nat}}\text{Sn}(p,X)^{124}\text{Sb}$: $\sigma = (7.55 \pm 0.85)$ мб. Функции возбуждения этих реакций представлены на рисунках 54 - 55. Как видно все сечения находятся в хорошем согласии с теоретическими расчетами.

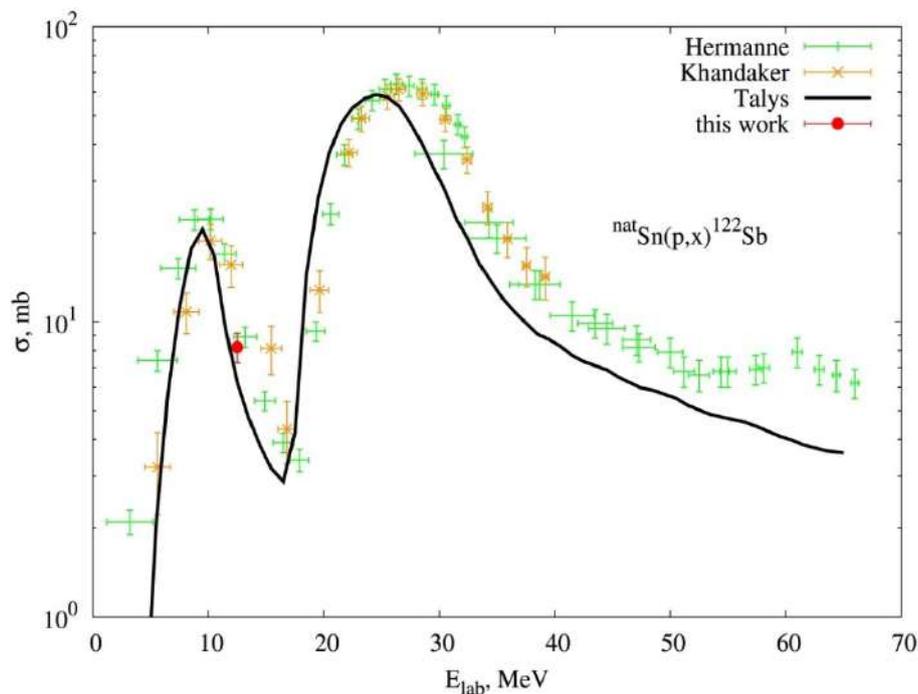


Рисунок 54 – Функция возбуждения реакции $^{\text{nat}}\text{Sn}(p,X)^{122}\text{Sb}$. Приведенные экспериментальные данные взяты из базы данных по ядерным реакциям EXFOR [45], красная точка – экспериментальный результат, полученный в данной диссертационной работе. Сплошная линия – теоретические расчеты с использованием программы Talys [159].

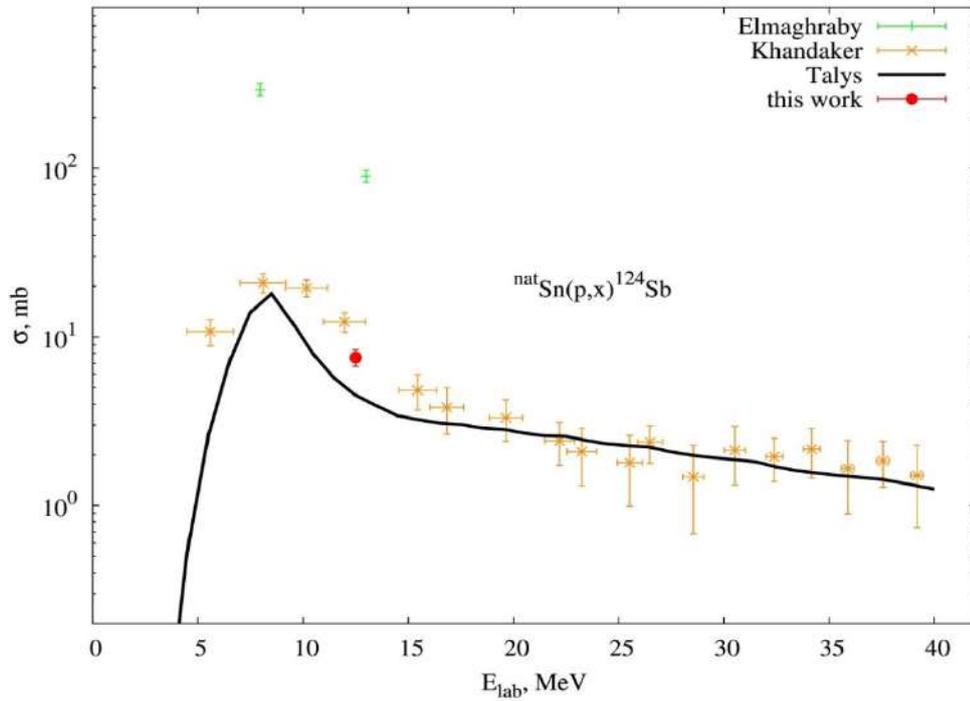


Рисунок 55 – Функция возбуждения реакции ${}^{\text{nat}}\text{Sn}(p,X){}^{124}\text{Sb}$. Приведенные экспериментальные данные взяты из базы данных по ядерным реакциям EXFOR [45], красная точка – экспериментальный результат, полученный в данной диссертационной работе. Сплошная линия – теоретические расчеты с использованием программы Talys [159].

Поскольку для дальнейших исследования функций возбуждения предполагается использовать мишени с высоким обогащением по изотопам олова: ${}^{117}\text{Sn}$ и ${}^{119}\text{Sn}$, то на данном этапе работ были проведены теоретические исследования ядерных реакций: ${}^{119}\text{Sn}(p,n){}^{119}\text{Sb}$ и ${}^{117}\text{Sn}(p,n){}^{117}\text{Sb}$, в которых образуются изотопы сурьмы. При вычислении функции возбуждения применялась модифицированная программа PRECO-2006 [160], основанная на двухкомпонентной экситонной модели с учетом возможности вылета вторичных нуклонов. Для анализа экспериментальных данных использовалась систематика по ядрам соответствующего массового диапазона [161], причем использование оптических протонных и нейтронных потенциалов из других работ, не давало лучшей сходимости с экспериментом [41].

Данные распределений, показанных на рисунке 52 и рисунках 54-55, говорят о том, что используемая методика даёт хорошие результаты при описании экспериментальных данных, полученных для функции возбуждения реакции:

$^{56}\text{Fe}(p,n)^{56}\text{Co}$ и реакций: $^{\text{nat}}\text{Sn}(p,X)^{122}\text{Sb}$, $^{\text{nat}}\text{Sn}(p,X)^{124}\text{Sb}$ в области энергий выше 15 МэВ. При этом наблюдается гораздо меньшее согласие в части функции возбуждения, соответствующей более низким энергиям. С другой стороны, для реакции $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$ ситуация с совпадением теоретических расчетов и экспериментальных данных ухудшается. Это можно объяснить влиянием магической нейтронной оболочки и необходимостью учитывать коллективные степени свободы с вылетом гамма-квантов. Детальные расчеты были выполнены с использованием ядерно-физических моделей заложенных в программу Talys [159], поскольку появляется возможность провести полное моделирование ядерных реакций в диапазоне энергий от 1 кэВ до 200 МэВ, используя комбинацию ядерных моделей, дающих вклад в данную область энергий. Программа позволяет гибко менять параметры моделей, в тоже время даёт возможность использовать значения параметров взятых из систематики (при этом параметры выбираются по известным базам ядерных данных и из систематик, полученных из анализа характеристик многих ядер). Частицы, включаемые в моделирование (налетающие и испускаемые в процессе реакций): нейтроны, фотоны, протоны, ядра: ^2D , ^3He и альфа-частицы. В качестве мишеней можно использовать нуклиды с $A = 12$ и тяжелее [41].

В представленной части диссертационной работы рассматривались два механизма протекания ядерных реакций в выбранном диапазоне энергий налетающих частиц: 1) в области малых энергий до 9 МэВ (вылет частиц из составного ядра) используется модель Хаузера-Фешбаха с поправкой на флуктуацию ширин Молдауэра; 2) В области больших энергий свыше 9 МэВ рассматриваются предравновесные процессы, которые описываются экситонной моделью (описание теоретического формализма в [159] и [160]). При энергиях больше 20 МэВ в расчёт добавляется множественный предравновесный механизм, т.е. вылет сразу нескольких частиц в предравновесном процессе. Важным каналом, который также учитывается в расчетах является процесс с вылетом гамма-кванта. Рассмотрим в реакции $^{56}\text{Fe}(p, n)^{56}\text{Co}$ (см. рисунок 52) различие в расчётах, сделанных с помощью программ PRECO и Talys в области энергий

меньше 20 МэВ. Такое различие может быть обусловлено как раз особенностью используемых моделей, в которых учитывается процесс вылета гамма кванта. При этом, если в процессе снятия возбуждения, из образующейся в ходе реакции составной системы, гамма квант не вылетает, тогда оставшаяся энергия идет на реализацию процесса с испусканием нейтрона, и таким образом сечение рассматриваемой реакции увеличится (см. рисунок 52). Различие в области спада функции возбуждения с увеличением энергии обусловлено учетом предравновесных процессов [41]. В расчётах с использованием мишеней, в которых изотопы находятся в природной концентрации, преобладает механизм (p,n) реакций. Для реакции ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(p,X){}^{48}\text{V}$ это обусловлено большим влиянием изотопа ${}^{48}\text{Ti}$ (концентрация в природной смеси порядка 74%) (см. рисунок 53). Для изотопов ${}^{49}\text{Ti}$ и ${}^{50}\text{Ti}$ (в природной смеси титановой мишени этих изотопов примерно по 5%) будут реализовываться реакции (p, 2n) и (p, 3n), что начнет сказываться на росте сечения при энергии налетающих протонов 35 МэВ, и связано с вылетом или двух нейтронов, либо трёх нейтронов. Это подтверждается хорошим совпадением расчетов с экспериментальными данными (см. рисунок 53). Расчеты для реакций с мишенью на природной смеси изотопов олова: ${}^{\text{nat}}\text{Sn}$ также показывают хорошее согласие с экспериментальными данными. Для реакции ${}^{\text{nat}}\text{Sn}(p, x){}^{122}\text{Sb}$ (см. рисунок 54) преобладают следующие каналы этой реакции: ${}^{122}\text{Sn}(p, n){}^{122}\text{Sb}$ и ${}^{124}\text{Sn}(p, 3n){}^{122}\text{Sb}$, поскольку содержание изотопов: ${}^{122}\text{Sn}$ и ${}^{124}\text{Sn}$ в природной смеси изотопов олова составляет 4.63% и 5.79%, соответственно. Это сказывается на характере поведения функции возбуждения и объясняет появление двух пиков в сечении реакции: ${}^{\text{nat}}\text{Sn}(p,X){}^{122}\text{Sb}$ (см. рисунок 54) в определенных энергетических диапазонах. Таким образом, применение ядерно-физических моделей позволило выявить ряд особенностей в протекании реакций с участием ядер в широком массовом диапазоне: от 48 до 124 [41]. Хорошее согласие с экспериментальными данными (в области энергий до 30 МэВ) позволяет использовать эти модели для анализа функций возбуждения реакций: ${}^{117}\text{Sn}(p,n){}^{117}\text{Sb}$ и ${}^{119}\text{Sn}(p,n){}^{119}\text{Sb}$. В первой реакции экспериментальные данные после 11 МэВ отсутствуют вообще, а для второй реакции область максимума

функции возбуждения имеет очень мало данных и не может быть идентифицирована однозначно (данные представлены ещё до начала экспериментов, описываемых в представленной диссертационной работе). На рисунках 56–57 показаны функции возбуждения ядерных реакций: $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ и $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$. Для этих функций возбуждения хорошо просматривается описываемая ситуация.

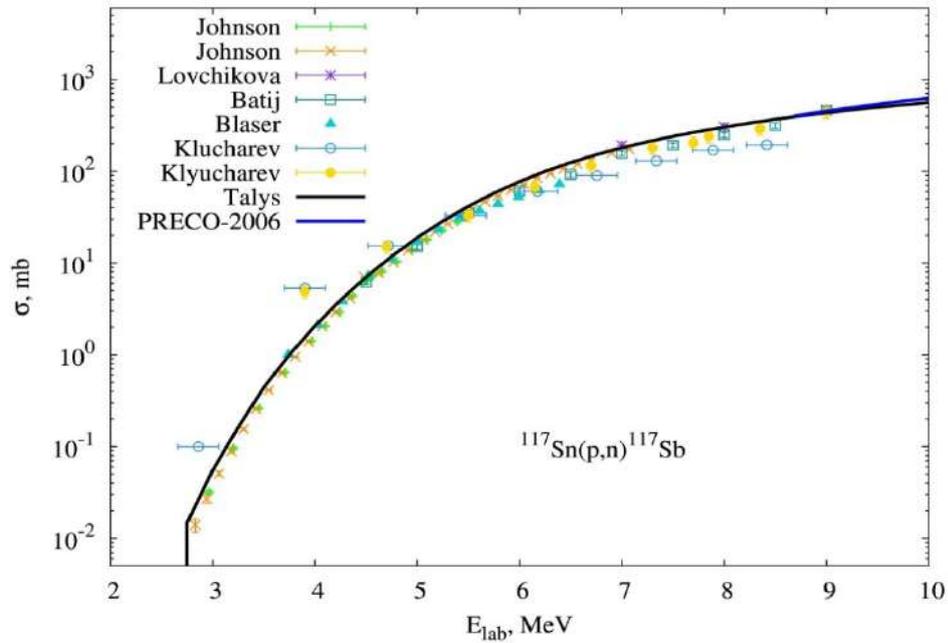


Рисунок 56 – Функция возбуждения реакции $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$. Приведенные экспериментальные данные взяты из (база данных EXFOR [45]). Сплошная черная линия – теоретические модельные расчеты с использованием программы Talys [159]; сплошная синяя линия – теоретические расчеты с использованием программы PRECO-2006 [160].

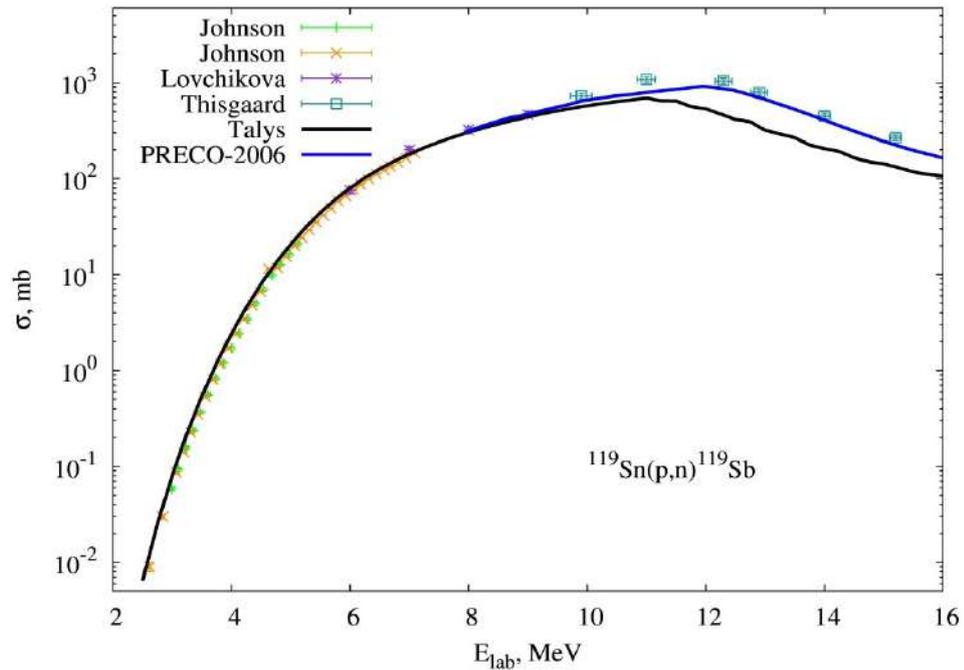


Рисунок 57 – Функция возбуждения реакции $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$. Приведенные экспериментальные данные взяты из (база данных EXFOR [45]). Сплошная черная линия – теоретические модельные расчеты с использованием программы Talys [159]; сплошная синяя линия – теоретические расчеты с использованием программы PRECO-2006 [160].

В ходе проведенных расчетов, были определены области максимумов в функциях возбуждения реакций: $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ и $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$, которые находятся в районе энергий 12.5 МэВ и 12 МэВ, соответственно. С использованием мишенного комплекса, с созданной системой оперативного контроля за нагревом и охлаждением облучаемых мишеней в режиме реального времени, в ходе проведенных исследований был выбран ряд мониторинговых реакций, оптимальных для определения параметров пучков протонов. Данная информация очень важна при экспериментальных исследованиях с мишенями из высокообогащенных изотопов олова для наработки на малогабаритных коммерческих циклотронах радионуклидов: ^{119}Sb и ^{117}Sb , применяемых в медицинских технологиях. Такие экспериментальные исследования были выполнены в данной диссертационной работе и описаны в разделах 2.2.4 и 2.2.5.

2.2.4 Исследования ядерных реакций с образованием в выходных каналах радионуклидов, используемых в медицинских технологиях

Анализ информации по диагностическим и терапевтическим радионуклидам, которые применяются в ядерной медицине, а также анализ текущих экспериментальных и производственных возможностей современных ускорительных и мишенных комплексов, позволил сформулировать определенный набор проблем и задач. Эти задачи в данной диссертационной работе были решены в контексте детального изучения функции возбуждения ядерных реакций для получения изотопов: ^{44}Sc , ^{119}Sb , ^{117}Sb , ^{161}Tb , и радионуклидных генераторов: $^{44}\text{Ti}/^{44}\text{Sc}$, $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$.

2.2.4.1 Ядерные реакции с образованием радионуклида ^{44}Sc

Начнем с радионуклида ^{44}Sc (и соответствующего генератора $^{44}\text{Ti}/^{44}\text{Sc}$), который хорошо зарекомендовал себя в преклинических и клинических исследованиях для ПЭТ-визуализации и в методах тераностики [162, 163, 164] (см. также Введение). Указанный радионуклид можно производить в ядерной реакции: $^{44}\text{Ca}(p, n)^{44}\text{Sc}$ с облучением пучками протонов низких энергий (до 18 МэВ), как мишеней с естественным содержанием кальция, так на высокообогащенных мишенях карбоната или оксида ^{44}Ca [165, 166]. Также можно использовать пучки протонов, но уже с энергиями больше 25 МэВ и мишени из скандия в реакции: $^{45}\text{Sc}(p, 2n)^{44}\text{Ti}$ для создания генератора $^{44}\text{Ti}/^{44}\text{Sc}$ [167]. В ряде работ (см. например [31]) были получены экспериментальные значения функции возбуждения реакции $^{45}\text{Sc}(p, 2n)^{44}\text{Ti}$ в диапазоне энергий: от 4 до 18 МэВ, причем наблюдается хорошее согласие этих значений с модельными расчетами, как в области максимума, так и в области спада функции возбуждения. Однако теоретическое описание данной функции в области малых энергий: от 5 до 8 МэВ зачастую не совпадает с экспериментом. Поэтому в данной диссертационной работе были проведены исследования функции возбуждения реакций: $^{44}\text{Ca}(p,$

$n)^{44}\text{Sc}$ и $^{45}\text{Sc}(p, 2n)^{44}\text{Ti}$. Использование различных модельных представлений, включенных в программу Talys [159], даёт хорошее согласие полученных расчетных сечений с экспериментальными данными [168] в области малых энергий (до 20 МэВ), особенно на подъеме функции возбуждения. Однако результаты моделирования для области максимумов функции возбуждения не всегда однозначно могут описать экспериментальные результаты по сечениям для образующихся в реакциях ядер средней и более тяжелой группы масс [168, 169, 170] даже с помощью подходящего выбора параметров модели. Поэтому, в данной работе область максимума функции возбуждения была идентифицирована с использованием каналов и механизмов ядерных реакций с определенным набором таких параметров [33]. Результаты показаны на рисунке 58, где представлена функция возбуждения реакции $^{44}\text{Ca}(p, n)^{44}\text{Sc}$. Видно, что в области энергий, начиная с 8 МэВ и выше имеет место хорошее совпадение экспериментальных данных с модельными расчетами. При описании реакции в PRECO-2006 использовался потенциал Конинга-Делароша [171] и параметры, отвечающие систематике для предравновесных реакций [172]. Расчеты, выполненные в программе Talys, дают подобные результаты (см. рисунок 58), причем расчеты с параметрами по умолчанию базируются на потенциале, который также используется в PRECO-2006. Заметим, что когда параметр одночастичной плотности уровней выбирается в PRECO-2006 ниже систематического, то наблюдается лучшее согласие с экспериментальными данными для области энергий выше 15 МэВ и полученный результат хорошо согласуется с допустимыми отклонениями в систематике [33].

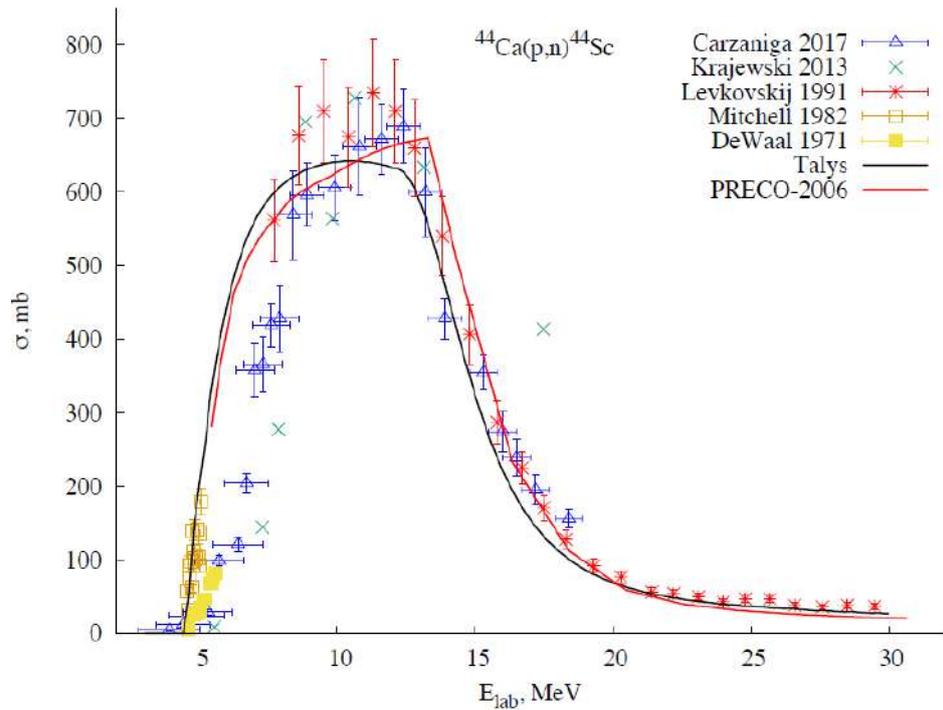


Рисунок 58 – Функция возбуждения реакции $^{44}\text{Ca}(p,n)^{44}\text{Sc}$. Приведенные экспериментальные данные взяты из [173]. Сплошная черная линия – теоретические расчеты с использованием программы Talys; сплошная красная линия – теоретические расчеты с использованием программы PRECO-2006.

Перейдем теперь в область энергий ниже 8 МэВ, где наблюдается завышение сечений взятых из систематики по сравнению с экспериментальными данными [174, 175, 176], при этом хорошо воспроизводятся данные вблизи порога реакции. Поскольку форма функции возбуждения в данной области энергий определяется в основном энергетической зависимостью сечения образования составного ядра, которое, зависит от потенциала взаимодействия во входном канале, то целесообразно провести вычисления с другими, доступными в программе Talys, потенциалами. Удовлетворительные результаты при описании экспериментальных данных получаются при применении модели потенциала Jeukenne–Lejeune–Mahaux (JLM) [177], в области энергий выше 13 МэВ, однако систематическое завышение сечения при низких энергиях сохраняется. Аналогичный результат был получен в работе [178] с применением оптического потенциала, взятого из анализа упругого рассеяния. Это указывает на правильный учет коэффициентов проницаемости для нуклонов. Такое поведение функции

возбуждения в области низких энергий может указывать либо на погрешности в экспериментальных данных, либо на сильное подавление реакции в области энергий ниже 8 МэВ, где более детальный анализ оказывается недоступен. Для развития технологий получения ^{44}Sc на циклотронах с пучками протонов низких энергий, становятся актуальным провести дополнительные исследования функции возбуждения этой реакции при энергиях вблизи порога [33].

Далее рассмотрим ядерную реакцию: $^{45}\text{Sc}(p, 2n)^{44}\text{Ti}$, в которой происходит образование ^{44}Ti , который распадается затем в ^{44}Sc (радионуклидный генератор: $^{44}\text{Ti}/^{44}\text{Sc}$). На рисунке 59 показана функция возбуждения этой реакции, где черная сплошная кривая это расчеты в Talys с параметрами по умолчанию. Хорошо видно, что полученные результаты для сечений этой реакции, большей частью не согласуются с экспериментальными данными. Результат удастся улучшить, применив специальную подстройку параметров оптического потенциала JLM (R_w , a_w , W_v , W_s) взаимодействия протона с ядром и задав специальный параметр $K = 13$ МэВ (по умолчанию $K = 15$ МэВ), который определяет одночастичную плотность уровней (см. рисунок 59, синяя штрих-пунктирная кривая). При этом потенциал взаимодействия оказывает влияние на поведение функции возбуждения в области энергий до 17 МэВ (где сечение растет). Более тонкой подстройкой параметра K (в допустимых пределах), удастся описать также и поведение функции возбуждения на спаде.

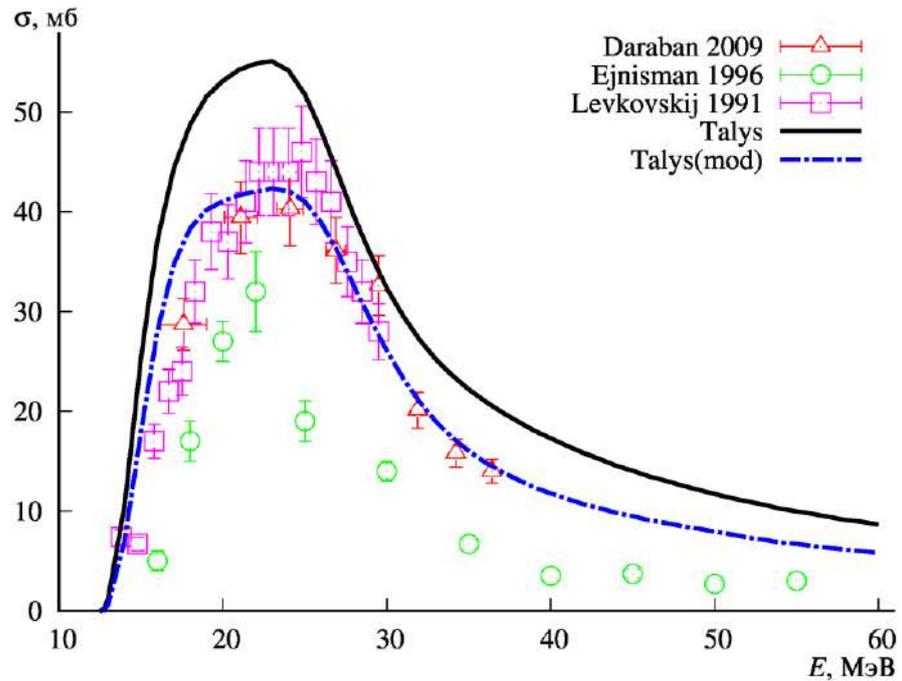


Рисунок 59 – Функция возбуждения реакции $^{45}\text{Sc}(p,2n)^{44}\text{Ti}$. Приведенные экспериментальные данные взяты из [173]. Сплошная черная линия – теоретические расчеты с использованием программы Talys с параметрами по умолчанию; синяя штрихпунктирная кривая – теоретические расчеты с использованием программы Talys с модифицированными параметрами [33].

2.2.4.2 Ядерные реакции с образованием радионуклида $^{99\text{m}}\text{Tc}$

Теперь рассмотрим более тяжелые ядра и проанализируем ядерные реакции для получения очень востребованного в методах ядерной медицины радионуклида $^{99\text{m}}\text{Tc}$. Для начала изучим ядерную реакцию: $^{100}\text{Mo}(p, x)^{99}\text{Mo}$ в которой нарабатывается генераторный нуклид ^{99}Mo (генератор $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$). На рисунке 60 показана функция возбуждения этой реакции. Как и в предыдущем случае черной сплошной кривой (Talys default) обозначены результаты модельных расчетов в программе Talys с параметрами по умолчанию. Синяя кривая – это расчеты в программе PRECO-2006 (p,n) канала данной реакции, причем также учитывались сечения прямых процессов с образованием дейтронов (см. описание влияния этого канала ниже и рисунок 62). В силу особенностей работы программы расчет для энергий падающей частицы выше 30 МэВ не проводился.

Целью данных расчетов, являлась попытка объяснения «сдвига» функции возбуждения при малых энергиях за счет реализации прямых каналов реакции. Красная кривая на рисунке 60 (Talys mod.) получена моделированием в программе Talys путем подстройкой параметров r_v , a_v , W_d оптического потенциала Конинга–Делароша (в рамках допустимых используемой систематикой) и выбором параметра $K = 13$ МэВ. Стоит отметить, что как расчеты Talys с параметрами по умолчанию, так и указанные модифицированные подстройкой параметров расчеты показывают заниженные сечения в области до 20 МэВ. В области больших энергий, где очень мало экспериментальных данных (наблюдается разброс в экспериментально полученных сечениях), не представляется возможным однозначно определить параметры используемой модели.

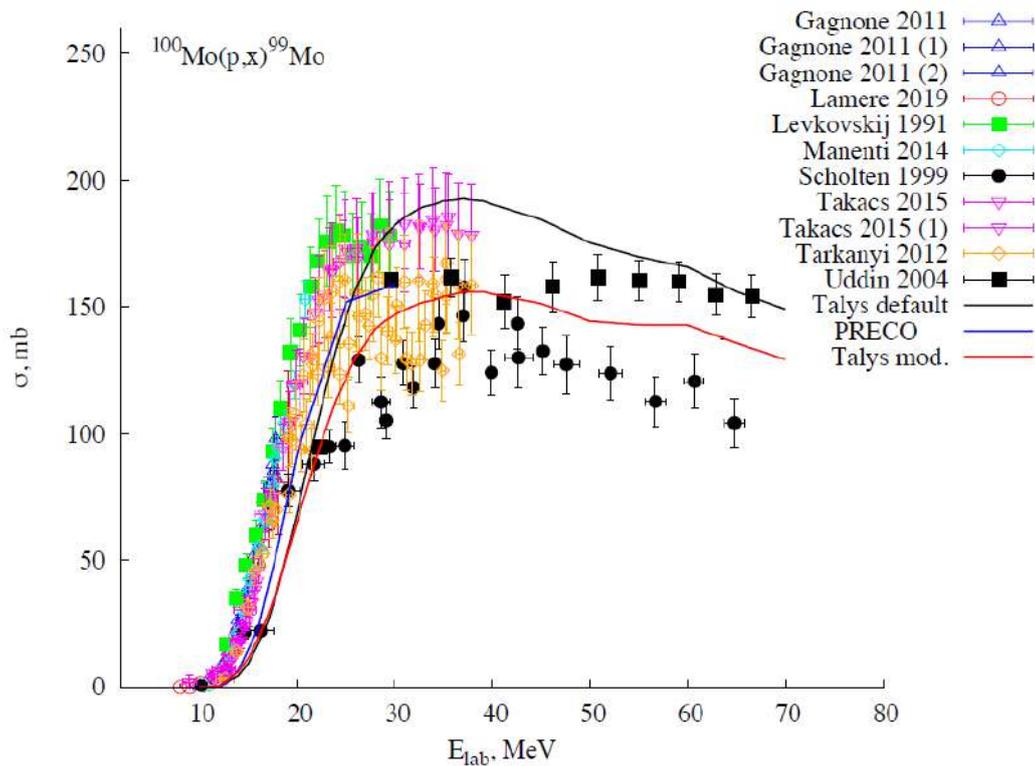


Рисунок 60 – Функция возбуждения реакции $^{100}\text{Mo}(p, x)^{99}\text{Mo}$. Приведенные экспериментальные данные взяты из [173]. Сплошная черная линия – теоретические расчеты с использованием программы Talys с параметрами по умолчанию; красная кривая – теоретические расчеты с использованием программы Talys с модифицированными параметрами, синяя кривая – теоретические расчеты в программе PRECO-2006 с учетом прямых процессов.

При этом, удалось получить ценный практический результат в виде функции выхода из толстой мишени (такие функции используются в прикладных целях для расчета наработанной активности при производстве радионуклидов на ускорителях) реакции: $^{100}\text{Mo}(p, x)^{99}\text{Mo}$ (см. рисунок 61). Для этой реакции был сделан сравнительный анализ функции выхода, полученной с помощью проведенных расчетов, с соответствующей функцией, найденной на основе аппроксимации выбранных экспериментальных данных [179] (см. рисунок 61). Было отмечено, что в области низких энергий зависимость функции выхода от энергии налетающих протонов также отражает указанный выше результат, проявляющийся в уменьшении величин соответствующих сечений. Начиная с энергии около 30 МэВ, аппроксимированные данные по сечениям, практически совпадают с рассчитанными в Talys (с модифицированными параметрами). При этом величины сечений с параметрами по умолчанию оказываются завышены. В данной области энергий и далее продвигаясь в область более высоких энергий, сечение убывает, но не так резко, как это наблюдается у функций возбуждения других ядерных реакций. Это может служить дополнительным аргументом в пользу использования пучков протонов, начиная с энергий 80 МэВ и до области максимума включительно (см. рисунок 60), для эффективного производства изотопа ^{99}Mo . На основании проведенного моделирования, были сделаны оценки выхода изотопа ^{99}Mo в реакции: $^{100}\text{Mo}(p, x)^{99}\text{Mo}$ как в низкоэнергетическом диапазоне, так и в диапазоне энергий выше 40 МэВ (красная штриховая кривая на рисунке 61). Стоит отметить, что для количественного определения выхода этого изотопа при облучении высокообогащенных мишеней ^{100}Mo протонами с энергиями свыше 40 МэВ, необходимо брать значения из области, ограниченной черной сплошной и синей штрихпунктирной кривыми на рисунке 61.

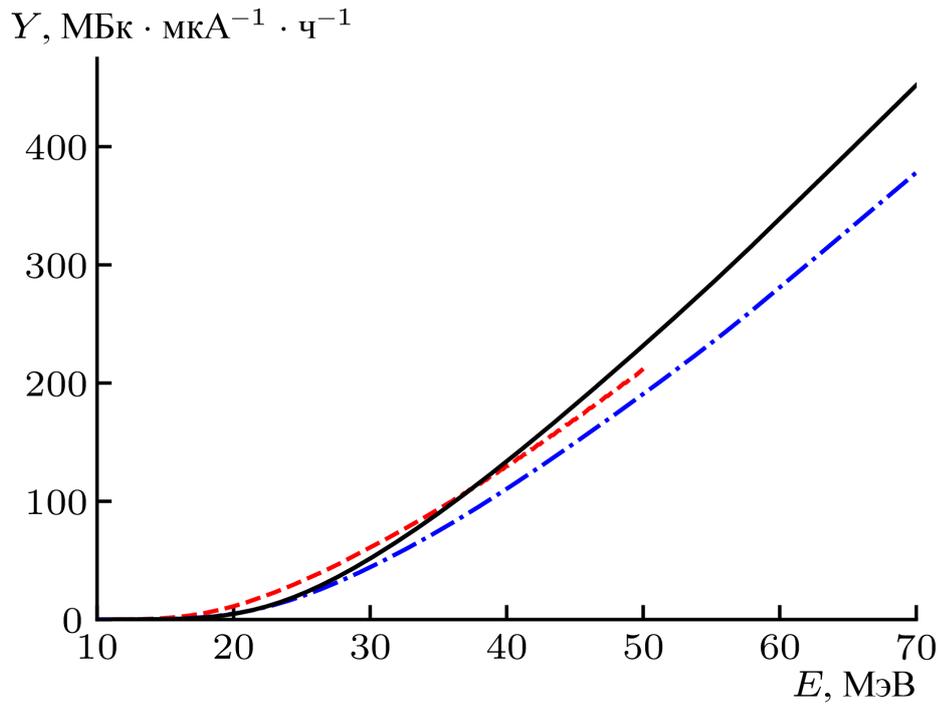


Рисунок 61 – Функция выхода из толстой мишени реакции: $^{100}\text{Mo}(p, x)^{99}\text{Mo}$. Красная штриховая кривая – вычисления на основе аппроксимации экспериментальной функции возбуждения [179]; сплошная черная кривая – вычисления с использованием полученной в Talys с параметрами по умолчанию функции возбуждения; синяя штрихпунктирная кривая – вычисления с использованием полученной в Talys с модифицированными параметрами функции возбуждения [33].

Таким образом, результаты этих расчетов (см. рисунок 61) можно использовать в прикладных работах по производству $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$ на циклотронах средних энергий: от 40 до 80 МэВ (например, на вводимом в эксплуатацию в НИЦ «Курчатовский Институт», ПИЯФ циклотроне Ц-80), даже в условиях ограниченного набора экспериментальных данных в указанной области энергий [33]. Например, за 10 часов облучения пучком протонов с энергией 50 МэВ и током 100 мкА молибденовой мишени, можно наработать активность ^{99}Mo порядка 150 ГБк! Принимая во внимание 20% потерь при последующей переработке мишени и выделении чистого изотопа ^{99}Mo , получаем около 100 доз радиофармацевтического препарата в день. Причем для наработки данного радионуклида циклотрон будет задействован всего 1-2 раза в неделю, и можно будет обеспечить целый регион необходимой изотопной продукцией.

Продолжим анализ функции возбуждения реакции: $^{100}\text{Mo}(p, x)^{99}\text{Mo}$,

рассмотрев детально её низкоэнергетическую часть. На рисунке 62, для энергий ниже 30 МэВ, представлены результаты сравнения теоретически рассчитанных функций возбуждения для каналов реакции: $^{100}\text{Mo}(p, pn)^{99}\text{Mo}$ (синяя штриховая кривая) и $^{100}\text{Mo}(p,d)^{99}\text{Mo}$ (зеленая штрихпунктирная кривая) с доступными экспериментальными данными. При исследованиях канала реакции с вылетом дейтронов в выходных состояниях: (p, d) , был использован формализм, позволяющий в рамках феноменологического описания предравновесных реакций, учитывать вклад прямых процессов [180]. С другой стороны, для изучения канала реакции (p, pn) , был использован гибридный подход с моделью Ивинга–Вайскопфа [181]. Анализ рисунка 62 показывает, что вклад канала (p, d) необходимо учитывать на всем рассмотренном участке энергий. Как было показано выше, для энергий меньше 20 МэВ, наблюдаемые заниженные сечения, полученные с использованием данного теоретического формализма могут быть обусловлены не совсем корректным учетом прямого вклада от процессов подхвата или неверным учетом коэффициентов проницаемости в рамках оптической модели. При этом в работе [182] отмечается, что для прикладных работ по производству радионуклида ^{99}Mo , для описания функции выхода в области малых энергий, могут быть использованы данные, полученные в результате аппроксимации соответствующими полиномами.

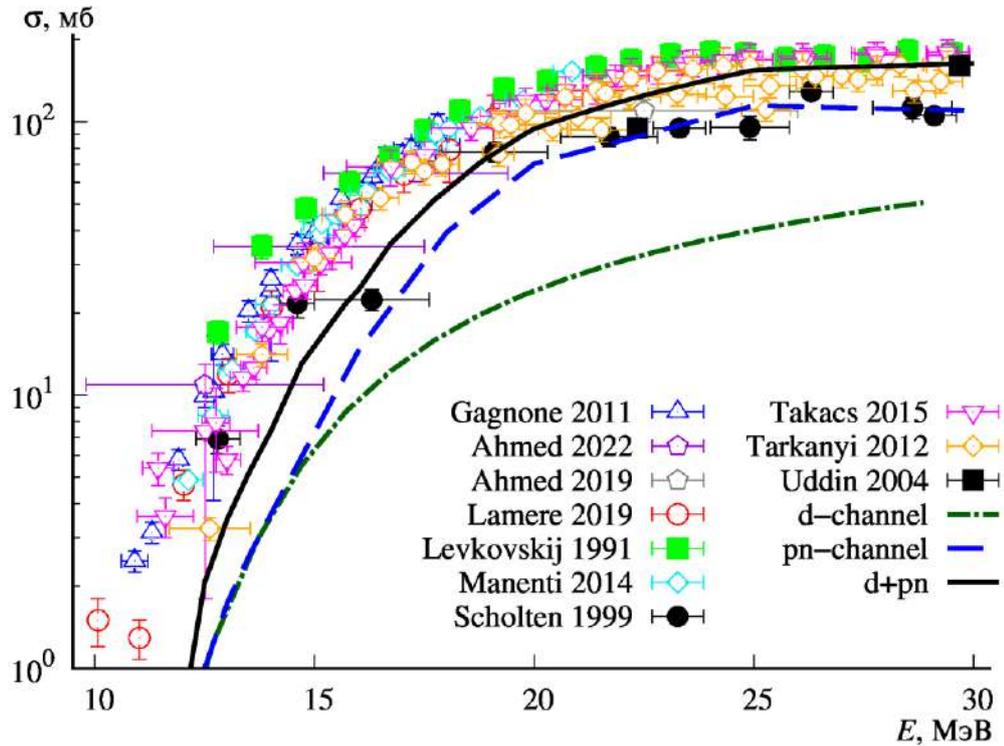


Рисунок 62 – Низкоэнергетическая часть функции возбуждения реакции $^{100}\text{Mo}(p, x)^{99}\text{Mo}$. Экспериментальные данные взяты из [173]. Синяя штриховая кривая – теоретические расчеты (описание в тексте) для канала: $^{100}\text{Mo}(p, pn)^{99}\text{Mo}$; зеленая штрихпунктирная кривая – теоретические расчеты для канала: $^{100}\text{Mo}(p, d)^{99}\text{Mo}$; черная кривая – сумма каналов (p, pn) и (p, d) [33].

Рассмотрим теперь ядерную реакцию: $^{100}\text{Mo}(p, 2n)^{99m}\text{Tc}$ в которой непосредственно получается радионуклид: ^{99m}Tc . На рисунке 63 показана функция возбуждения такой реакции, где черная сплошная кривая – это расчеты, выполненные в программе Talys с параметрами по умолчанию, а синяя штрихпунктирная кривая - расчеты с потенциалом JLM. Применение этого потенциала описывает поведение функции возбуждения в области ее спада, а область максимума, проходит по нижней границе экспериментальных данных. Подстройка параметров не даёт ощутимого преимущества для описания максимума этой функции возбуждения. Поэтому можно сделать вывод о недостаточно полном учете дополнительных механизмов данной реакции (открытие других каналов с испусканием частиц) и довольно сложной ее динамике в данном энергетическом диапазоне.

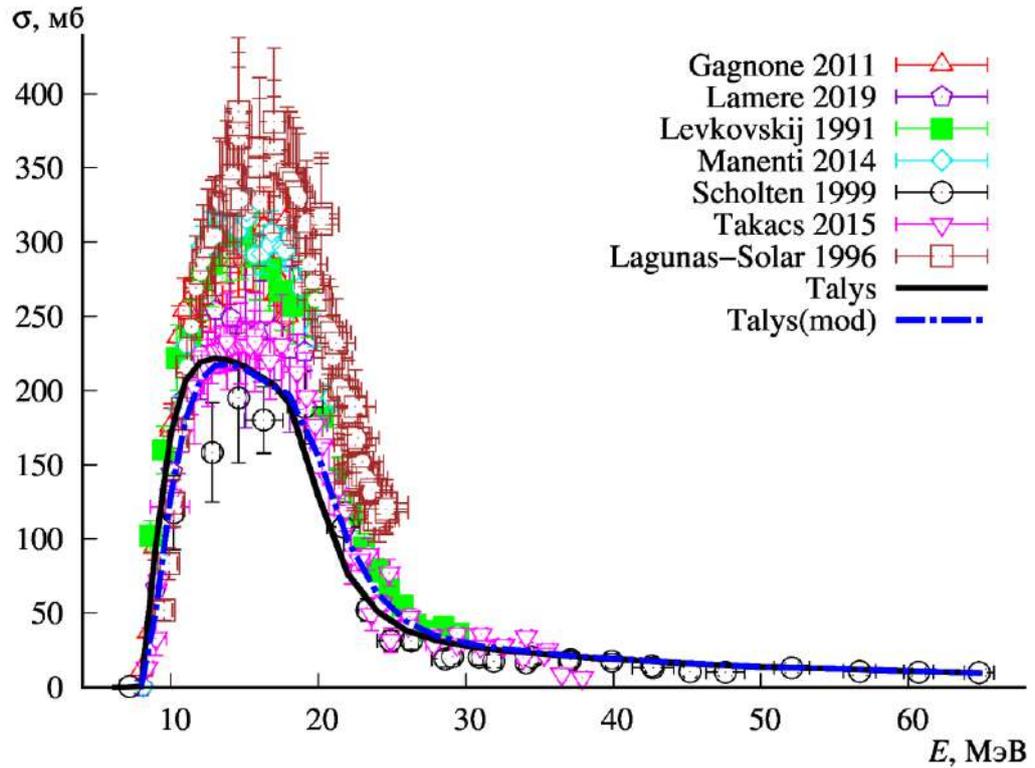


Рисунок 63 – Функция возбуждения реакции $^{100}\text{Mo}(p,2n)^{99m}\text{Tc}$. Приведенные экспериментальные данные взяты из [173]. Черная кривая – теоретические расчеты с использованием программы Talys с параметрами по умолчанию; синяя штрихпунктирная кривая – теоретические расчеты с использованием программы Talys с модифицированными параметрами [33].

2.2.4.3 Ядерные реакции с образованием радионуклида ^{161}Tb

Рассмотрим далее реакции с ядрами более тяжелой группы масс. На рисунке 64 приведены результаты исследований ядерной реакции взаимодействия дейтронов с мишенью ^{160}Gd с образованием радионуклида ^{161}Tb в выходном канале: $^{160}\text{Gd}(d,x)^{161}\text{Tb}$, и показаны теоретические модельные расчеты с использованием программы Talys с параметрами по умолчанию. Хорошо видно, что в формировании максимума функции возбуждения доминирует канал срыва нейтрона (захват протона). Также на рисунке 64 показаны результаты, но с расчетами, выполненными в Talys путем подстройкой масштабирующего множителя, отвечающего за реакцию развала с вылетом протона: (d, p) и изменением масштабирующего множителя для реакции срыва протона: (d, n) и

аналогичные расчеты в программе PRECO-2006. В данном случае, удалось описать область максимума, при этом остаются вопросы к правому краю функции возбуждения, поскольку имеющихся на сегодняшний день экспериментальных данных очень мало, а сечения при соответствующих энергиях сильно отличаются.

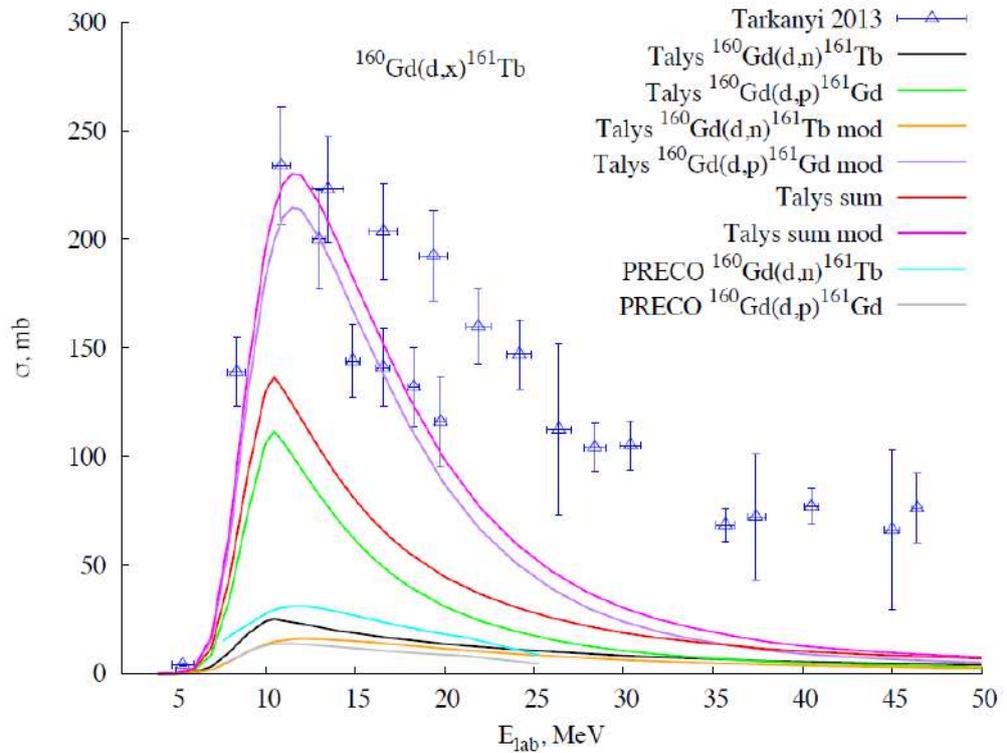


Рисунок 64 – Функция возбуждения реакции $^{160}\text{Gd}(d,x)^{161}\text{Tb}$. Приведенные экспериментальные данные взяты из [173]. Черная, зеленая, красная кривые – теоретические расчеты с использованием программы Talys; оранжевая, фиолетовая, пурпурная кривые – теоретические расчеты с использованием программы Talys с модифицированными параметрами (см. более подробно в тексте); бирюзовая и серая кривые - теоретические расчеты с использованием программы PRECO-2006 с учетом прямых процессов.

Таким образом, полученные результаты указывают на необходимость учитывать прямые процессы [183] и могут быть применены для описания ядерных реакций с образованием других радионуклидов среднего и тяжелого массового диапазона с энергиями налетающих дейтронов до 200 МэВ [184]. Отметим, что оценка прямых вкладов усложняется еще и большей неопределенностью в потенциале взаимодействия дейтрона с ядром по сравнению с нуклон-ядерным потенциалом. Однако, из-за малого количества

экспериментальных данных, в рамках модельных расчетов не удастся однозначно работать в области энергий выше 15 МэВ. С другой стороны, довольно высокое значение максимума функции возбуждения с образованием ^{161}Tb в реакции с дейтонным каналом, открывает перспективы для ее использования в промышленном производстве изотопов на медицинских и коммерческих циклотронах низких энергий. При этом важно понимать, что наличие нескольких открытых каналов протекания данной реакции может пагубно отразиться на чистоте нарабатываемого материала, способствуя образованию примесных радиоактивных изотопов других элементов [33].

2.2.5 Эксперименты с облучением высокообогащенных мишеней, содержащих изотопы олова: ^{117}Sn и ^{119}Sn с целью изучения функций возбуждения ядерных реакций: $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ и $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$

В представленной диссертационной работе проводились эксперименты с использованием высокообогащенных мишеней ^{117}Sn и ^{119}Sn (обогащение 85.5 %) и пучками протонов с энергиями до 14 МэВ. Исследовались функции возбуждений реакций: $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$ и $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$. Эксперименты проводилось на пучках протонов циклотрона МГЦ-20 (ОАО Радиевый Институт им. В.Г. Хлопина, Росатом), с энергией до 14 МэВ. Мотивом к исследованию этих реакций послужил тот факт, что имеющиеся на сегодняшний день экспериментальные данные по функциям возбуждения таких реакций (база данных EXFOR [45]) изучены довольно плохо и, особенно, в области максимума.

Анализ представленных функций возбуждения показал, что для реакции: $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$ недостаточно хорошо изучена область пика и областей по энергии на спадах кривой функции возбуждения. Для реакции: $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ максимум функции возбуждения вообще не найден. Предварительный анализ показал, что максимумы функции возбуждения приходятся на область энергий протонов от 11 МэВ до 13 МэВ, что с успехом может быть достигнуто на всех современных

малогабаритных циклотронах, используемых для получения радионуклидов медицинской направленности (см. выше, раздел 2.2.3). Поэтому в работе была проведена серия экспериментов с целью получения отсутствующей информации по сечениям ядерных реакций с протонами (для мишеней среднего массового диапазона ^{117}Sn и ^{119}Sn), где в выходных каналах образуются радионуклиды сурьмы, перспективные с точки зрения их использования в медицинских технологиях.

Как уже отмечалось, для изучения функции возбуждений реакций: $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$ и $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ использовались высокообогащенные по изотопам: ^{119}Sn и ^{117}Sn мишени и пучок протонов с начальной энергией 14 МэВ. В эксперименте применялся метод набора фольг, где по измеренной активности полученного радионуклида определялось сечение ядерной реакции, в процессе которой он образовался (см. описание в разделе 2.2.2). В качестве мониторов использовались, хорошо зарекомендовавшие себя на предыдущих этапах исследований, фольги из нержавеющей стали (60% Fe; 20% Cr; 20% Ni) толщиной 10 мкм. Схема и методика эксперимента показана на рисунке 65. Для ее реализации было проведено моделирование энергетических потерь во всех фольгах с использованием программ SRIM и GEANT 4 [156, 157]. Энергетические потери при прохождении через каждую последующую фольгу были с большой точностью рассчитаны с помощью данных программ, учитывая толщины, материалы фольг и первоначальную энергию пучка протонов, бомбардирующих эти фольги. На схеме эксперимента (см. рисунок 65) указаны последовательность фольг, их толщина и средняя энергия пучка протонов после прохождения фольги. Усредненные значения для энергий протонов были получены с учетом оценки их погрешностей при вычислении в каждой программе, с вычислением соответствующих весовых коэффициентов для каждой энергии. В представленных расчетах были также учтены энергетические потери на входном алюминиевом окне мишенного комплекса и в объеме гелия, служащего для охлаждения фронтальной части используемых мишеней. Также, с учетом полученного экспериментального опыта при постановке аналогичных

экспериментов, в схему были включены алюминиевые фольги толщиной 11 мкм. Они служат своеобразным буфером для ядер отдачи нарабатываемого целевого радионуклида, которые вылетают в обратном направлении. Эти ядра отдачи поглощаются алюминиевыми фольгами и не могут проникнуть в соответствующую мишень, тем самым делая процесс наработки радионуклида максимально «чистым» и определение его активности с наименьшей погрешностью [34]. На рисунке 66 показан держатель мишени с полным набором фольг-мишеней и мониторинговых фольг, используемых в данном эксперименте.

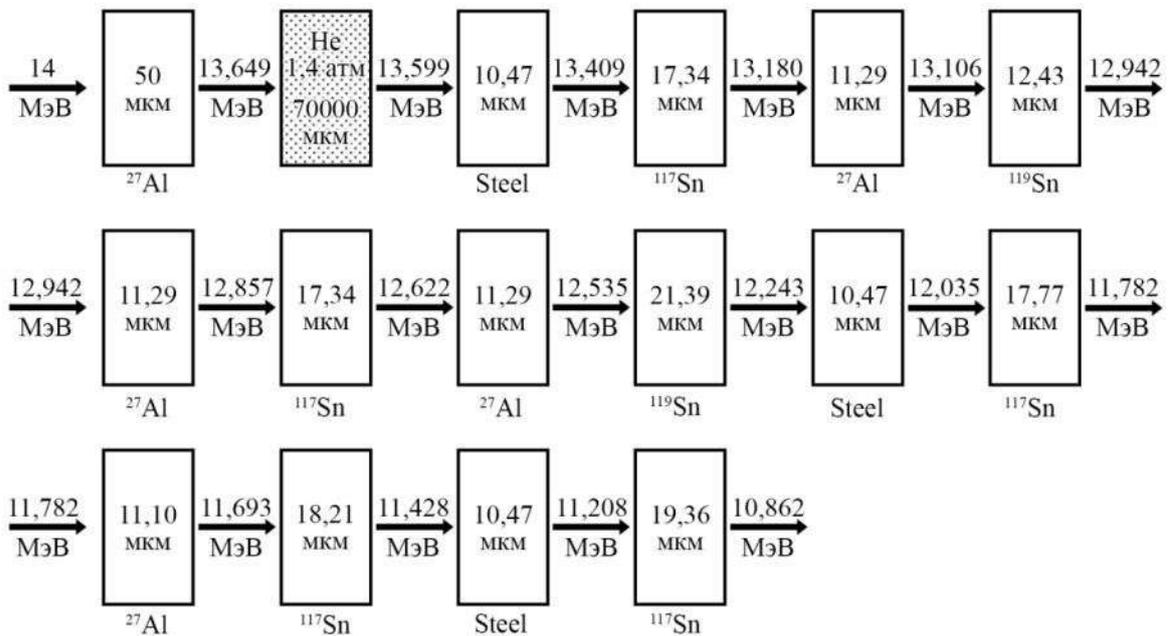


Рисунок 65 – Схема эксперимента по облучению высокообогащённых фольг, содержащих изотопы олова: ^{119}Sn и ^{117}Sn , для изучения функций возбуждения ядерных реакций: $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$ и $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ [34].



Рисунок 66 – Держатель мишеней - танталовая подложка (толщина 400 мкм), в которую вставлены фольги-мишени, а также фольги для мониторинга параметров пучка. Прижим фольг осуществляется специальным алюминиевым кольцом

На основании детального анализа мониторинговых реакций, измеренных активностей, наработанных в этих фольгах радионуклидов, были получены данные по току пучка на фольгах. Это дало возможность с большой точностью определить сечение исследуемых ядерных реакций с учетом измеренной активности радионуклидов сурьмы в фольгах мишенях из высокообогащенных изотопов ^{117}Sn и ^{119}Sn . Активности образующихся в мишени радионуклидов сурьмы были измерены посредством регистрации гамма квантов: а) для радионуклида ^{119}Sb (период полураспада 38.2 ч), осуществлялась регистрация гамма-квантов с энергией 23.9 кэВ [185]; б) для радионуклида ^{117}Sb (период полураспада 2.8 ч) регистрировались гамма-кванты с энергией 158.6 кэВ [185]. Также были определены потери энергии во всем наборе фольг, что с учетом сравнения с модельными расчетами давало неопределенность в энергии для каждой мониторинговой фольги и фольги мишени не более 70 кэВ. В итоге, для реакции $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$ были получены семь новых значений сечений в диапазоне

энергий от 7.5 до 13.1 МэВ, причем пять точек были получены в районе максимума функции возбуждения (см. рисунок 67). Также стоит отметить, что две новые точки в районе энергий 7.5-8 МэВ, хорошо укладываются в общую систематику экспериментальных данных в области малых энергий (от 3 МэВ до 9 МэВ).

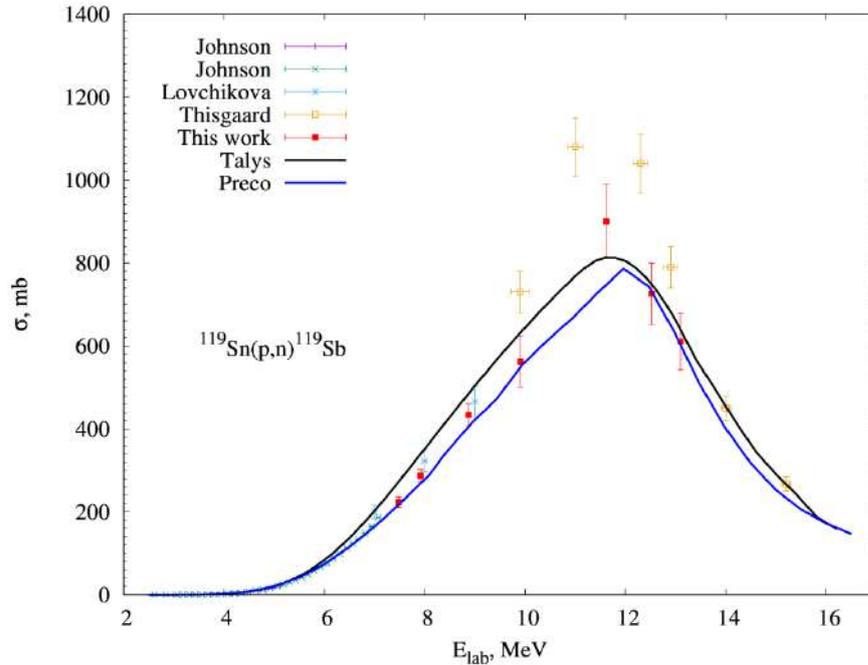


Рисунок 67 – Функция возбуждения реакции $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$. Красные квадраты – экспериментальные данные, полученные в представленной работе, остальные точки – экспериментальные данные полученные другими авторами (база данных EXFOR [45]). Черная кривая – теоретические расчеты с использованием программы Talys; синяя кривая – теоретические расчеты с использованием программы PRECO-2006.

Для реакции $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ в области максимума функции возбуждения в диапазоне энергий от 11.2 до 13.4 МэВ были впервые получены пять новых точек (см. рисунок 68). Необходимо отметить, что в этой области энергий для указанной реакции экспериментальные данные ранее отсутствовали.

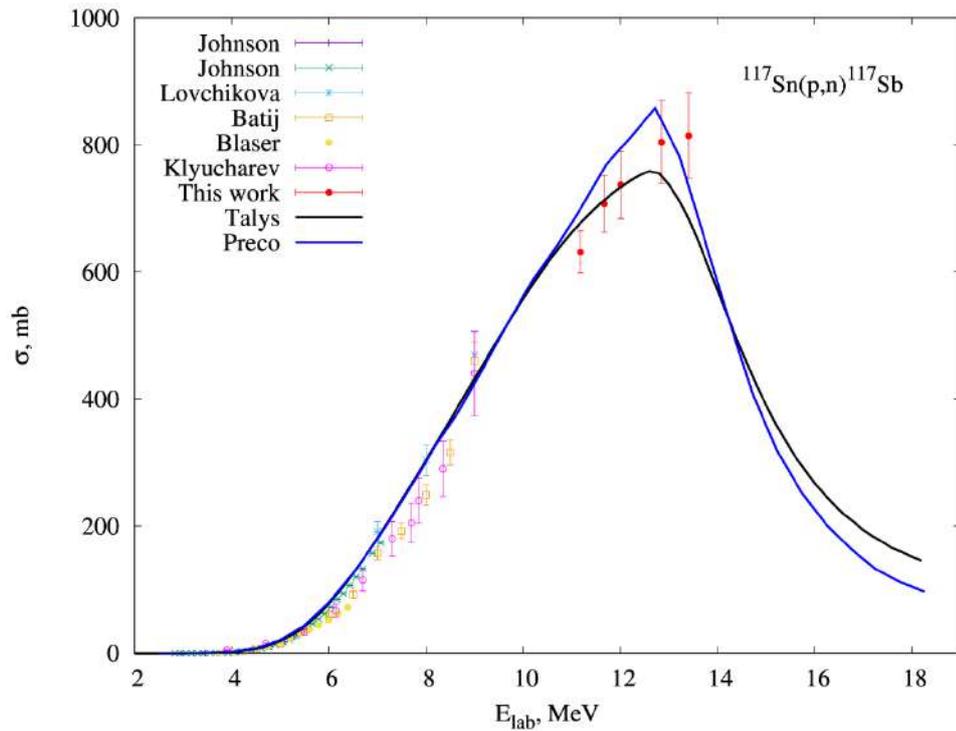


Рисунок 68 – Функция возбуждения реакции $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$. Красные круги – экспериментальные данные, полученные в представленной работе, остальные точки – экспериментальные данные полученные другими авторами (база данных EXFOR [45]). Черная кривая – теоретические расчеты с использованием программы Talys; синяя кривая – теоретические расчеты с использованием программы PRECO-2006.

Первичный анализ экспериментальных данных по сечениям этих реакций поставил вопрос о том, существуют ли другие входные каналы указанных реакций, при использовании которых в конечном состоянии образуются радионуклиды сурьмы: ^{117}Sb и ^{119}Sb ? К таким каналам можно отнести реакцию с дейтронами, например: $^{117}\text{Sn}(d,x)^{117}\text{Sb}$. Поскольку экспериментальные данные для такой реакции отсутствуют вообще, то была поставлена серия экспериментов на циклотроне МГЦ-20 (НТК "Ядерная физика" СПбПУ) с использованием пучка дейтронов с энергией 9 МэВ для измерения сечений в диапазоне энергий от 6 МэВ до 7.6 МэВ. Результаты измерений представлены на рисунке 69. Хорошо видно, что сечения в указанной области энергий почти в два раза меньше аналогичных данных для реакции: $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ (см. рисунок 68). Это говорит о не слишком больших перспективах для дальнейшего использования реакций с дейтронами для производства радионуклида ^{117}Sb .

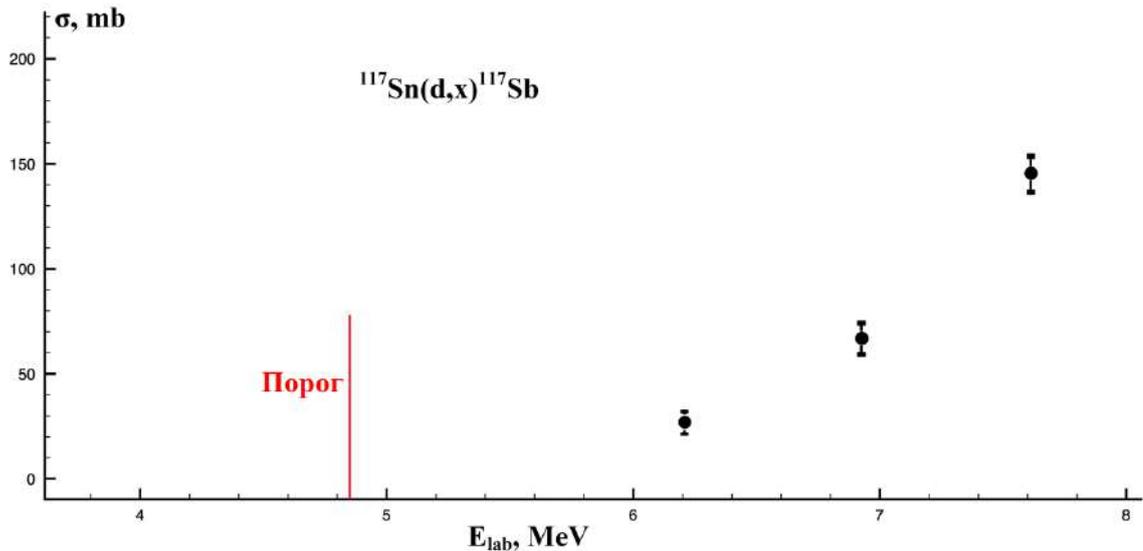


Рисунок 69 – Экспериментальные величины сечений функции возбуждения реакции $^{117}\text{Sn}(d,x)^{117}\text{Sb}$. Красной линией указан порог данной реакции.

Поэтому вернемся снова к рассмотрению реакций (p,n), и на основе полученных ранее алгоритмов для модельных расчетов, проведем первичное моделирование функции возбуждения двух изучаемых реакций. В ходе таких расчетов, было показано удовлетворительное согласие вычисленных значений сечений с их экспериментальными значениями (см. рисунки 67 – 68, расчетные зависимости, полученные с использованием программы Talys и программы PRECO-2006). Однако для лучшего описания областей максимумов требуется гораздо больше экспериментальных величин сечений в этих областях. Таким образом, на основе полученных функций возбуждения для двух исследуемых ядерных реакций (см. рисунки 67 – 68) были созданы предпосылки для проведения экспериментов по детальному исследованию максимумов этих функций.

2.2.6 Эксперименты по детальному исследованию максимумов функций возбуждения ядерных реакций: $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ и $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$. Систематика полученных данных

На данном этапе экспериментальных исследований использовалась аналогичная методика набора фольг для более детального исследования левого и правого спада максимума функции возбуждения реакций: $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$ и $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$. Эксперименты проводились на циклотроне МГЦ-20 (НТК "Ядерная физика" СПбПУ) с использованием пучка протонов с энергией 15 МэВ. Во всех случаях, определялась активность наработанных радионуклидов сурьмы посредством регистрации гамма-квантов, и были определены соответствующие сечения реакции, как для новых значений энергии, так и перемерен ряд значений, полученных на предыдущем экспериментальном этапе. В итоге, в ходе двух этапов экспериментальных исследований для реакции $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$ впервые были получены десять новых точек в районе максимума функции возбуждения в диапазоне энергий от 7.5 МэВ до 13.1 МэВ. На рисунке 70 показана соответствующая функция возбуждения данной реакции с величинами сечений, полученными в представленной работе (красные квадраты) и экспериментальными данными по этой же реакции, полученными другими авторами (экспериментальные данные взяты из базы данных EXFOR [45]). В пределах погрешности измерений отмечается совпадение результатов данной работы с существующими сегодня экспериментальными данными, а правая и левая области в районе максимума функции возбуждения отражают общий тренд в ее поведении. Также на рисунке 70 показаны результаты соответствующего моделирования с использованием программ Talys и PRECO-2006, детальный анализ которых, будет представлен в разделе 2.2.6.

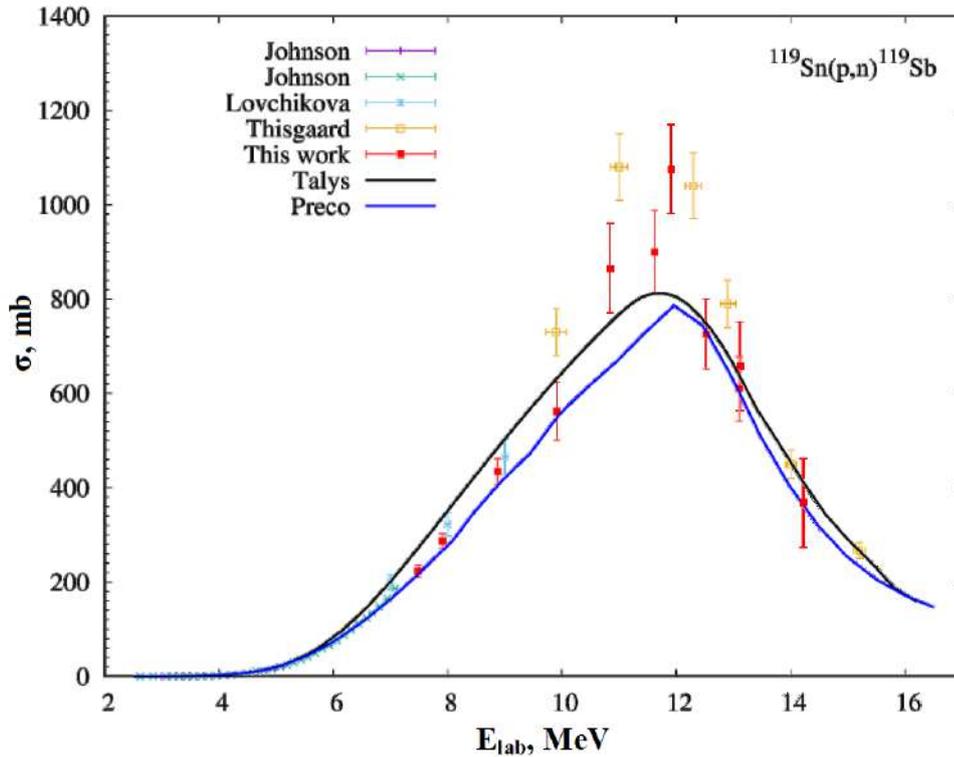


Рисунок 70 – Функция возбуждения ядерной реакции $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$. Красные квадраты – экспериментальные данные, полученные в представленной работе, остальные точки – экспериментальные данные полученные другими авторами (база данных EXFOR [45]). Черная кривая – теоретические расчеты с использованием программы Talys; синяя кривая – теоретические расчеты с использованием программы PRECO-2006.

Что касается реакции $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$, то для нее в ходе двух экспериментальных этапов в итоге было получено 12 новых точек в районе максимума функции возбуждения в диапазоне энергий от 11 МэВ до 14 МэВ (см. рисунок 71, красные точки). Также на рисунке 71 показаны результаты соответствующего моделирования с использованием программ Talys и PRECO-2006, с последующим анализом, приведенным в разделе 2.2.6.

Поскольку в этой области энергий для реакции: $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ отсутствовали экспериментальные данные, то результат, полученный в данной работе, остается на сегодняшний день пока единственным экспериментальным результатом.

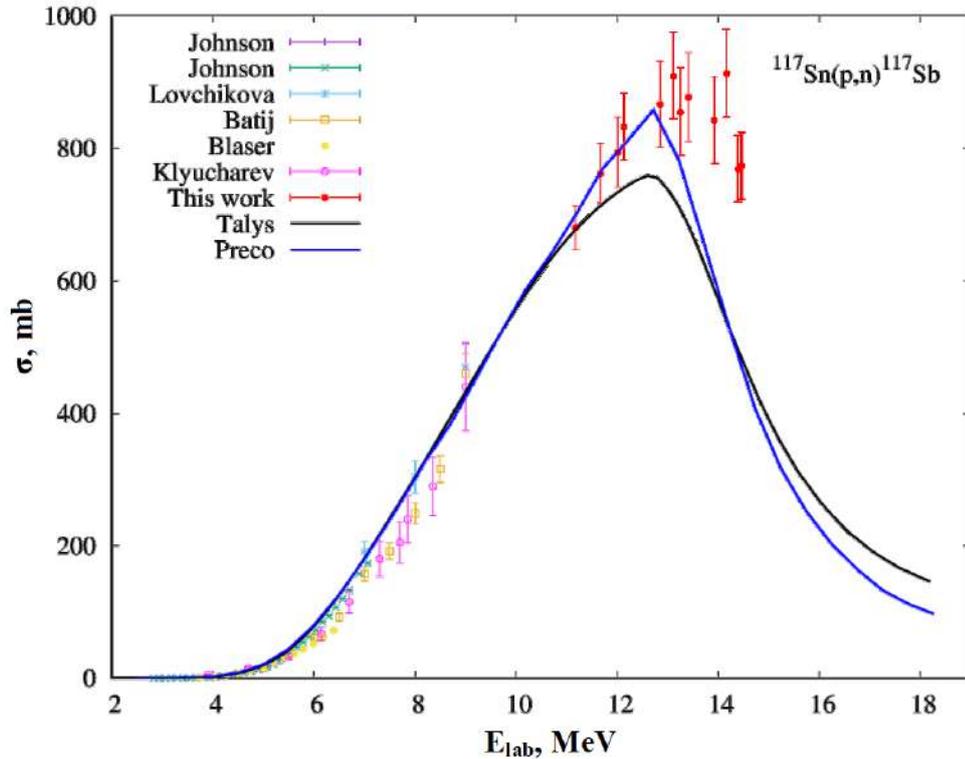


Рисунок 71 – Функция возбуждения ядерной реакции $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$. Красные круги – экспериментальные данные, полученные в представленной работе, остальные точки – экспериментальные данные полученные другими авторами (база данных EXFOR [45]). Черная кривая – теоретические расчеты с использованием программы Talys; синяя кривая – теоретические расчеты с использованием программы PRECO-2006.

Таким образом, результаты экспериментальных исследований функции возбуждения ядерных реакций: $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ и $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$ позволили в полном объеме получить данные для дальнейших теоретических исследований процессов и механизмов образования этих ядерных систем средней группы масс.

2.2.7 Выбор теоретических моделей для анализа функций возбуждения ядерных реакций: $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ и $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$. Анализ этих реакций с использованием теоретических моделей

Были проведены исследования функций возбуждения ядерных реакций с образованием в выходных каналах изотопов сурьмы: ^{117}Sb , ^{119}Sb , применяемых в медицинских технологиях. В рамках данных работ использовались ядерно-

физические модели в совокупности с разработанным теоретическим подходом, что дало возможность описать процессы образования и распада указанных ядерных систем в конкретные каналы.

Моделирование функции возбуждения ядерных реакций: $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$, $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$ и соответствующие результаты, представлены на рисунках 70 и 71. Исходя из комбинации налетающего ядра и ядра-мишени в программе Talys (на основе заложенных в базу данных программы систематик и структурных параметров ядер) задаются «стандартные» параметры для моделей, и вычисляется сечение наиболее типичных реакций. Такие «стандартные» параметры не всегда дают хорошее совпадение теоретических расчетов с экспериментальными данными. Поэтому, необходимо менять параметры моделей, добиваясь наилучшего согласия теоретических и экспериментальных данных. Такая работа с варьированием параметров модели была сделана на примере реакции: $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$ (на рисунке 70 черная кривая). В области энергий до пика в функции возбуждения основное влияние оказывает сечение образования составного ядра, которое, определяется потенциалом взаимодействия. Данный потенциал (взят из [186]) был в данной работе был адаптирован для описания указанной реакции. Улучшение согласия теоретического расчёта с экспериментальными данными на спаде функции возбуждения достигнуто подстройкой параметров плотности уровней (в модели Back-Shifted Fermi Gas Model [187]) остаточного ядра ^{119}Sb .

Проведя анализ полученных распределений, отметим ряд особенностей, присущих процессу протекания таких реакций. Для функций возбуждения с образованием радионуклидов Sb в выходных каналах получено лучшее согласие при использовании потенциала Конига-Делароша (КД) [171], чем потенциала (точнее его параметризации) Бечетти-Гринлесса (БГ) [188]. Потенциал КД использовался как для вычисления сечений образования составного ядра, так и для оценки сечения других реакций. Расчеты с потенциалом БГ систематически завышали сечение по сравнению с экспериментальным, исключение составляло ядро ^{119}Sn , где экспериментальные точки в области максимума лежат

сравнительно высоко. Кроме того потенциал БГ довольно плохо работает в области энергий близких к порогу. Таким образом, на рисунках 70 и 71 функция возбуждения в программе PRECO была промоделирована с потенциалом КД. Стоит также заметить, что нормализационная постоянная для плотности одночастичных состояний (K) в программе PRECO по умолчанию составляет $K = 15$. Ее влияние, в основном, распространяется на область энергий выше максимума сечения и отвечает за изменения (в сторону уменьшения) сечения функций возбуждения. В представленных модельных расчетах наилучшее согласие с экспериментальными данными было достигнуто для $K=18$. Интенсивность гамма распадов, конкурирующих с вторичной эмиссией частиц, оценивалась с помощью введения параметра R_g . В представленных вычислениях этот параметр был выбран равным 0.005, на основе существующей на сегодняшний день систематики для ядер в массовом диапазоне $A = 27 - 93$. Результаты моделирования показали, что данная параметризация удовлетворительно описывает поведение функции возбуждения для (p,n) реакции на ядре олова вблизи $A=119$ [34].

Общий анализ проведенных модельных расчетов двух функций возбуждения показывает, что при описании области максимума, программы PRECO и Talys дают разные результаты, как при определении сечения, так и для соответствующей энергии бомбардирующей мишень протонов. Это может объясняться отсутствием или недостаточным количеством экспериментальных данных в области максимумов и использованием ограниченного числа параметров, заложенных в применяемые для теоретических расчетов модели. Стоит также отметить интересную особенность в проведении теоретических расчетов в области низких энергий возбуждения (слева от максимума). Путем варьирования определенных параметров, удастся добиться наилучшего согласия с экспериментальными данными с использованием программ как PRECO, так и Talys.

Анализ реакции $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ показывает, что для неё достигнуто достаточно хорошее описание в рамках формализма PRECO с параметром

плотности одночастичных состояний: $K=18$ (см. рисунок 71). Также хорошее согласие в области малых энергий (до 9 МэВ) достигается и с использованием программы Talys. Однако, область максимума довольно чувствительна к изменению параметров модели, и в данном случае также пришлось менять параметр плотности уровней, чтобы получить удовлетворительное согласие с экспериментальными данными.

Для реакции $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$ первоначальный теоретический анализ показал, что существуют неопределенности в оценки сечения в области максимума функции возбуждения с использованием различных теоретических моделей. В данном случае сказывалось отсутствие достаточного количества экспериментальных данных. Для того чтобы расширить энергетический диапазон функции возбуждения и дополнить ее экспериментальными данными, были проведены измерения соответствующих сечений в области максимума функции возбуждения. На основе полученных модельных расчётов и с учётом новых экспериментальных данных проведена модернизация параметров моделей. Как и в случае реакции: $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$, достигнуто хорошее описание реакции $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$ в рамках формализма PRECO с параметром плотности одночастичных состояний: $K=18$ и использованием потенциала (его параметризации) БГ (см. рисунок 70 и описание выше). Также хорошее согласие достигается и с использованием программы Talys с аналогичным потенциалом и выбором параметра плотности уровней. Анализ функции возбуждения этой реакции показывает, что область максимума сильно зависит от изменения параметров модели, однако в данной работе удалось удовлетворительно описать и этот участок функции возбуждения.

В итоге отметим, что с помощью проведенных расчетов стало возможным предсказывать и детально исследовать различные состояния ядерных систем средней группы масс. Используемые модели дали оценку вероятности образования продуктов реакции. Таким образом, полученные результаты позволили в полном объеме изучить функции возбуждения ядерных реакций: $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ и $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$. Были определены максимумы функций

возбуждения этих реакций, что позволяет сделать выводы по дальнейшему промышленному производству радионуклидов сурьмы, перспективных с точки зрения новейших медицинских технологий терапии и диагностики онкологических заболеваний (см. раздел 2.2.8).

2.2.8 Анализ функций возбуждения реакций (p,n) с изотопами олова, с массовыми числами: 115, 116, 118, 120, 122 с образованием радионуклидов сурьмы в выходных каналах

Было проведено моделирование функций возбуждения ядерных реакций с изотопами олова (во входном канале) с массовыми числами: 115, 116, 118, 120, 122 с образованием соответствующих радионуклидов сурьмы в выходных каналах. По имеющимся экспериментальным данным, с помощью аналогичных модельных расчетов (см. п. 2.2.6) исследовалась область энергий до максимума (слева) в функции возбуждения реакций (p,n).

Для полноценного анализа (p,n) реакций на изотопах олова с образованием радионуклидов сурьмы в выходных каналах, и оценки роли параметров, соответствующих теоретических моделей, проведены исследования функций возбуждения реакций: $^{115}\text{Sn}(p,n)^{115}\text{Sb}$, $^{116}\text{Sn}(p,n)^{116}\text{Sb}$, $^{118}\text{Sn}(p,n)^{118}\text{Sb}$, $^{120}\text{Sn}(p,n)^{120}\text{Sb}$, $^{122}\text{Sn}(p,n)^{122}\text{Sb}$, $^{124}\text{Sn}(p,n)^{124}\text{Sb}$. Экспериментальные данные взяты из базы данных по ядерным реакциям (база данных EXFOR [45]). Как было установлено при анализе реакций: $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ и $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$ параметры модельных расчетов в значительной мере имеют влияние в области энергий в районе максимума функции возбуждения. Это объясняется тем, что в этой области сечение (p,n) реакции начинает подавляться открытием конкурирующих каналов, а вероятность реализации конкретного канала зависит от плотности состояний в остаточных ядрах. Наиболее важным конкурирующим каналом является (p, 2n), причем максимум функции возбуждения формируется приблизительно при энергиях порога открытия данного канала. Таким образом, для определения границ, в которых должны находиться параметры теоретических расчетов, требуются

экспериментальные данные для большего энергетического диапазона. На текущий момент, экспериментальные данные для (p,n) реакции на изотопах олова в основном охватывают область энергий до максимума функции возбуждения. В этом случае сечение реакции будет определяться вероятностью образования составного ядра, которая, в свою очередь, вычисляется из оптического потенциала для ядер во входном канале. Таким образом, область энергий до максимума функции возбуждения позволит проверить применимость взятого для анализа оптического потенциала. В теоретических расчетах с использованием программы Talys в качестве базовых были взяты параметры по умолчанию, а в качестве модели для описания плотности распределения уровней, использовалась Back-Shifted Fermi Gas Model [187].

2.2.8.1 Анализ функции возбуждения реакции $^{115}\text{Sn}(p,n)^{115}\text{Sb}$

Результаты исследований функции возбуждения для реакции $^{115}\text{Sn}(p,n)^{115}\text{Sb}$ с использованием разработанной в данной работе методики моделирования (см. раздел 2.2.6), в сравнении с экспериментальными данными, приведены на рисунке 72. Анализ данного распределения показывает, что моделирование хорошо описывает имеющиеся экспериментальные данные при использовании потенциала Конига-Делароша (КД) [171].

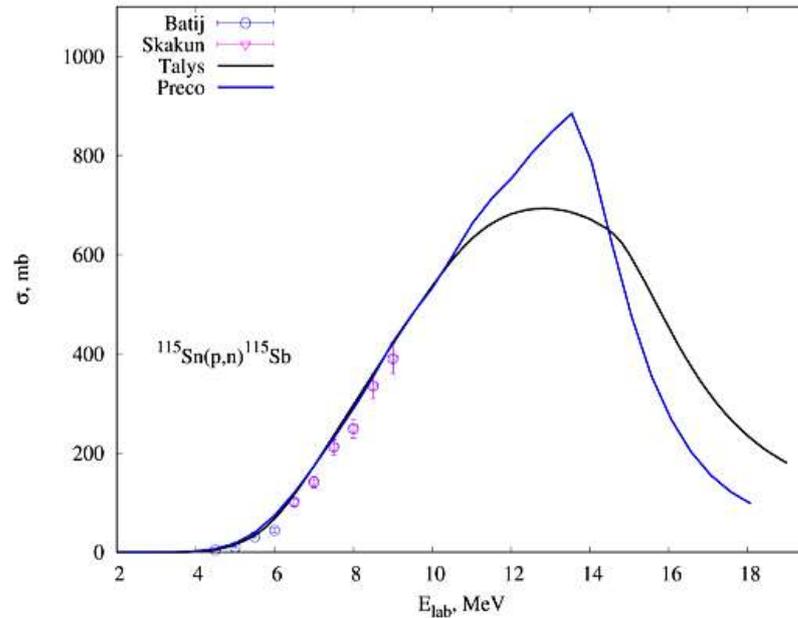


Рисунок 72 – Функция возбуждения ядерной реакции $^{115}\text{Sn}(p,n)^{115}\text{Sb}$. Показаны экспериментальные данные (база данных EXFOR [45]) с образованием радионуклида: ^{115}Sb в (p,n) реакции на обогащенных по изотопу ^{115}Sn мишенях. Черная кривая – теоретические расчеты с использованием программы Talys; синяя кривая – теоретические расчеты с использованием программы PRECO-2006.

Кроме данных по реакции $^{115}\text{Sn}(p,n)^{115}\text{Sb}$, имеются ещё экспериментальные результаты с образованием радионуклида ^{115}Sb в (p,xn) реакции на природном олове ($^{\text{nat}}\text{Sn}$). Для таких реакций доминирующими каналами являются: $^{114}\text{Sn}(p,\gamma)^{115}\text{Sb}$ и $^{115}\text{Sn}(p,n)^{115}\text{Sb}$ (см. рисунок 73). Из распределения следует, что выше энергии 8 МэВ и до пороговой энергии 13.5 МэВ для старта реакции $^{116}\text{Sn}(p, 2n)^{115}\text{Sb}$, сечение реакции на природном олове определяется в основном реакцией $^{115}\text{Sn}(p,n)^{115}\text{Sb}$.

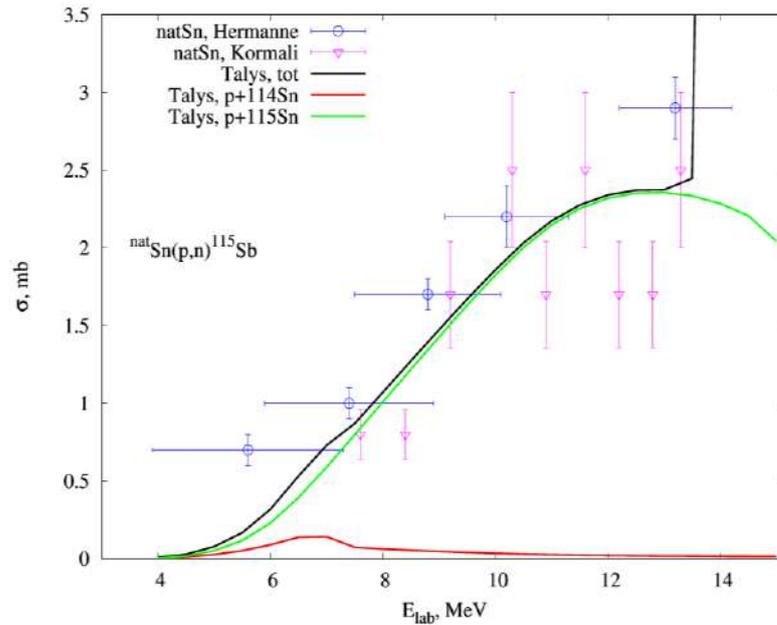


Рисунок 73 – Функция возбуждения ядерной реакции ${}^{\text{nat}}\text{Sn}(p,n){}^{115}\text{Sb}$. Показаны экспериментальные данные (база данных EXFOR [45]) с образованием изотопа ${}^{115}\text{Sb}$ в (p,xn) реакции на природном олове. Красная кривая – теоретические расчеты с использованием программы Talys для канала реакции ${}^{114}\text{Sn}(p,\gamma){}^{115}\text{Sb}$; зелёная кривая – теоретические расчеты с использованием программы Talys для канала реакции ${}^{115}\text{Sn}(p,n){}^{115}\text{Sb}$; черная кривая – теоретические расчеты с использованием программы Talys для суммы этих двух каналов реакции.

На рисунке 74 показана функция возбуждения для реакции ${}^{115}\text{Sn}(p,n){}^{115}\text{Sb}$ с учётом экспериментальных точек полученных перенормировкой данных из реакции ${}^{\text{nat}}\text{Sn}(p,xn){}^{115}\text{Sb}$. Значительная экспериментальная ошибка оценённых данных, обусловленная малым содержанием изотопа ${}^{115}\text{Sn}$ в естественной смеси (0.34%), не даёт однозначно оценить сечение в районе ожидаемого максимума. Кроме того, крайняя правая точка на рисунке по энергии определена с ошибкой (13.2 ± 1) МэВ, границы которой захватывают область выше порога реакции ${}^{116}\text{Sn}(p, 2n){}^{115}\text{Sb}$, поэтому сечение для данной точки может быть завышено. Несмотря на это, можно оценить диапазон энергий для максимума функции возбуждения этой реакции, который лежит в районе 12.8 – 13.5 МэВ.

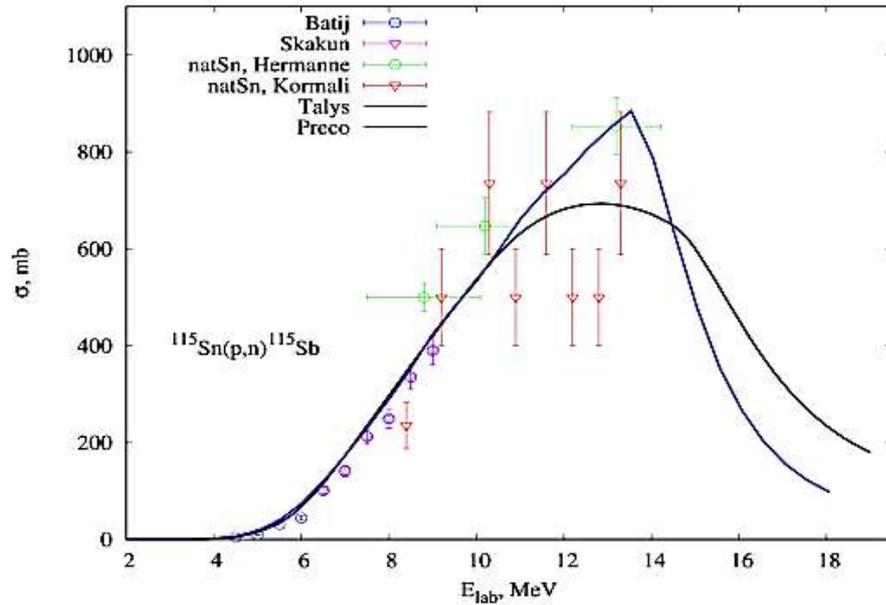


Рисунок 74 – Функция возбуждения ядерной реакции $^{115}\text{Sn}(p,n)^{115}\text{Sb}$. Показаны экспериментальные данные (база данных EXFOR [45]) с образованием изотопа ^{115}Sb с учётом экспериментальных точек, полученных перенормировкой данных из реакции $^{\text{nat}}\text{Sn}(p,xn)^{115}\text{Sb}$. Черная кривая – теоретические расчеты с использованием программы Talys; синяя кривая – теоретические расчеты с использованием программы PRECO-2006.

2.2.8.2 Анализ функции возбуждения реакции $^{116}\text{Sn}(p,n)^{116}\text{Sb}$

Для реакции $^{116}\text{Sn}(p,n)^{116}\text{Sb}$ моделирование было выполнено с использованием двух типов потенциалов: КД и Бечетти-Гринлесса (БГ) [188]. Результаты показаны на рисунке 75. С помощью проведенного моделирования были сделаны оценки области максимума функции возбуждения. Практически все расчеты показывают, что диапазон этой области простирается от 13.4 до 14.2 МэВ.

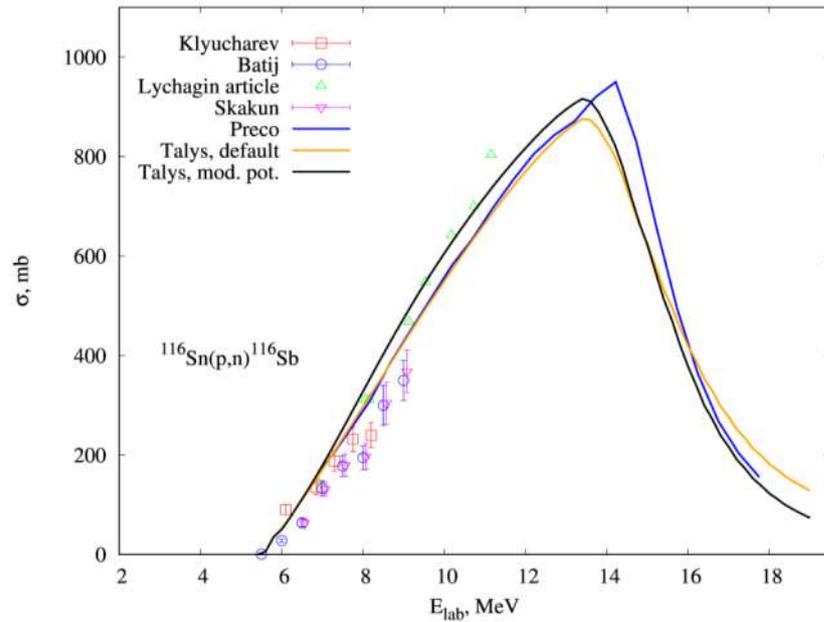


Рисунок 75 – Функция возбуждения ядерной реакции $^{116}\text{Sn}(p,n)^{116}\text{Sb}$. Экспериментальные данные взяты из базы данных EXFOR [45]. Черная кривая – теоретические расчеты с использованием программы Talys с модифицированными параметрами; желтая кривая – теоретические расчеты с использованием программы Talys с параметрами по умолчанию; синяя кривая – теоретические расчеты с использованием программы PRECO-2006.

2.2.8.3 Анализ функции возбуждения реакции $^{118}\text{Sn}(p,n)^{118}\text{Sb}$

Функция возбуждения для реакции $^{118}\text{Sn}(p,n)^{118}\text{Sb}$ показана на рисунке 76. Модельные расчеты (с потенциалом КД) показывают хорошую сходимость с экспериментальными данными. Для программы PRECO-2006 согласие с экспериментальными данными достигается при значении параметра плотности одночастичных состояний $K = 18$.

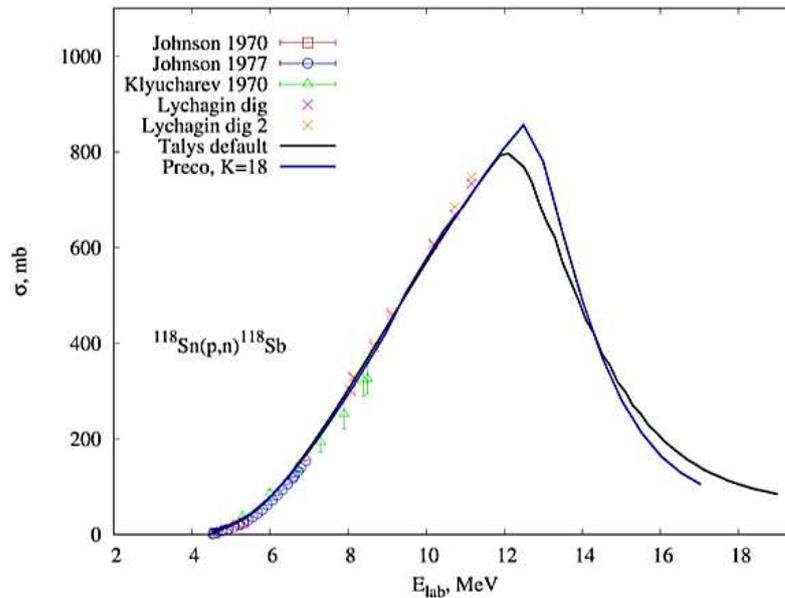


Рисунок 76 – Функция возбуждения ядерной реакции $^{118}\text{Sn}(p,n)^{118}\text{Sb}$. Экспериментальные данные взяты из базы данных EXFOR [45]. Черная кривая – теоретические расчеты с использованием программы Talys с параметрами по умолчанию; синяя кривая – теоретические расчеты с использованием программы PRECO-2006 с параметром плотности одночастичных состояний $K = 18$.

2.2.8.4 Анализ функции возбуждения реакции $^{120}\text{Sn}(p,n)^{120}\text{Sb}$

На рисунке 77 представлена функция возбуждения для реакции $^{120}\text{Sn}(p,n)^{120}\text{Sb}$. Разброс экспериментальных данных обусловлен наличием метастабильного состояния у ядра ^{120}Sb , сечение образования которого для энергии в области около 9 МэВ, из экспериментальных оценок составляет $\sim 5\%$ от полного сечения образования ^{120}Sb в данной реакции. На рисунке 77 экспериментальные данные, обозначенные индексом (G) – это сечение образования ^{120}Sb в основном состоянии.

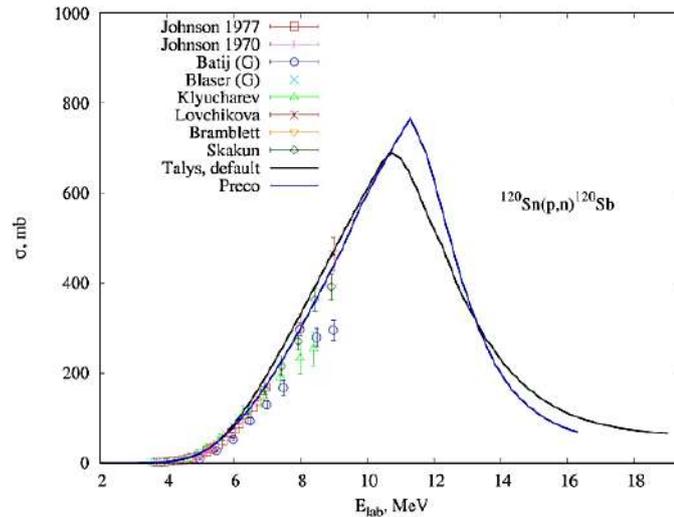


Рисунок 77 – Функция возбуждения ядерной реакции $^{120}\text{Sn}(p,n)^{120}\text{Sb}$. Экспериментальные данные взяты из базы данных EXFOR [45]. Черная кривая – теоретические расчеты с использованием программы Talys с параметрами по умолчанию; синяя кривая – теоретические расчеты с использованием программы PRECO-2006.

2.2.8.5 Анализ функции возбуждения реакции $^{122}\text{Sn}(p,n)^{122}\text{Sb}$

На рисунке 78 приведена функция возбуждения для реакции $^{122}\text{Sn}(p,n)^{122}\text{Sb}$. Также показаны экспериментальные точки для сечения образования ^{122}Sb в основном состоянии (обозначены индексом (G)). Модельные кривые хорошо описывают экспериментальные данные по сечениям этой реакции.

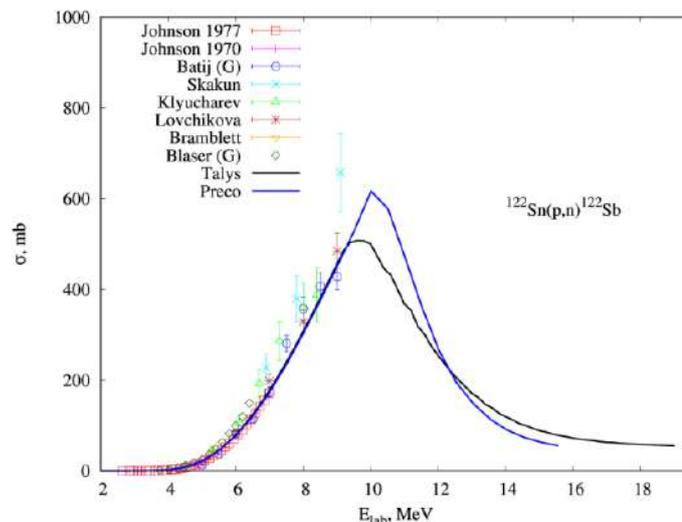


Рисунок 78 – Функция возбуждения ядерной реакции $^{122}\text{Sn}(p,n)^{122}\text{Sb}$. Экспериментальные данные взяты из базы данных EXFOR [45]. Черная кривая – теоретические расчеты с использованием программы Talys с параметрами по умолчанию; синяя кривая – теоретические расчеты с использованием программы PRECO-2006.

2.2.8.6 Анализ функции возбуждения реакции $^{124}\text{Sn}(p,n)^{124}\text{Sb}$

Функция возбуждения для реакции $^{124}\text{Sn}(p,n)^{124}\text{Sb}$ измерена с наибольшей статистикой. В этой связи данная реакция хорошо подходит для проверки параметров используемых моделей. Результаты расчёта функции возбуждения для разных значений параметров показаны на рисунке 79. В целом, достигнуто приемлемое соответствие с экспериментальными данными. Если использовать параметры по умолчанию, заложенные в программе Talys, то сечение оказывается заниженным, и максимум смещён влево относительно экспериментальных значений. Улучшить описание этой реакции позволяют параметры, влияющие на плотности уровней. Параметр «colenhance» (в обозначении кривых на рисунке) – включает влияние коллективных эффектов на плотность уровней. Это приводит к тому, что положение максимума функции возбуждения и её поведение на спаде гораздо точнее совпадает с экспериментальными данными. Сделать моделирование оптимальным помогает и изменение плотности уровней остаточного ядра ^{124}Sb , на рисунке 79 два примера параметризации, обозначенные как lev. dens (1) и lev.dens (2). При этом для того, чтобы достигнуть совпадения расчетных распределений и экспериментальных данных, можно перенормировать коэффициент проницаемости для гамма-переходов (на рисунке кривая обозначенная Talys gamma). Этот параметр определяет вероятность (n,γ) реакции, которая также связана и с плотностью уровней в остаточном ядре. Таким образом, если варьировать ряд параметров, можно добиться похожих результатов, но при этом нельзя сделать однозначные выводы о полной параметризации используемой модели.

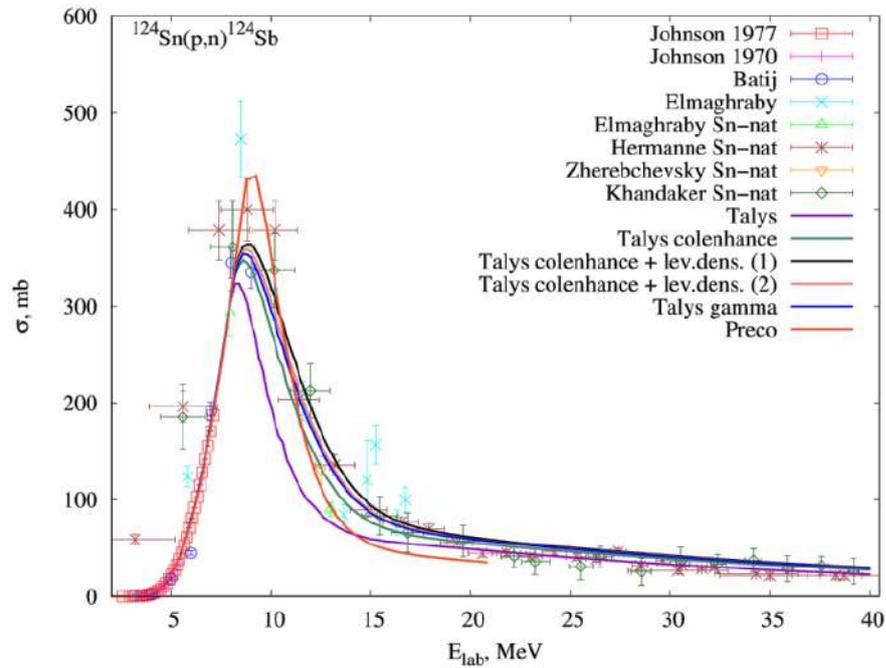


Рисунок 79 – Функция возбуждения ядерной реакции $^{124}\text{Sn}(p,n)^{124}\text{Sb}$. Экспериментальные данные взяты из базы данных EXFOR [45]. Расчетные кривые получены с использованием программ Talys и PRECO-2006 (см. детали в тексте).

2.2.8.7 Систематика идентифицированных максимумов функций возбуждения (p,n) реакций на изотопах олова с массовыми числами от $A = 115$ до $A = 124$

С учетом всех модельных аппроксимаций, выполненных с целью проведения исследований максимумов функций возбуждения ядерных реакций на изотопах олова от $A = 115$ до $A = 124$, была получена систематика положения этих максимумов (пик функции возбуждения) для (p,n) реакций. Результаты моделирования с использованием программ Talys и PRECO-2006 представлены в таблице 3, где указана энергия протонов в максимуме функций возбуждения для (p,n) реакций, которые идут на изотопах олова с образованием радионуклидов сурьмы в выходных каналах.

Таблица 3 – Энергия протонов в максимуме функций возбуждения для (p,n) реакций, идущих на изотопах олова.

Мишень	$E_{\text{пик}}$, МэВ (Talys)	$E_{\text{пик}}$, МэВ (Preco)
^{115}Sn	12.8	13.5
^{116}Sn	13.4	14.2
^{117}Sn	12.6	12.7
^{118}Sn	12.1	12.5
^{119}Sn	11.6	12.0
^{120}Sn	10.7	11.3
^{122}Sn	9.6	10.0
^{124}Sn	8.8	9.3

Стоит заметить, что расчеты, выполненные с использованием теоретического формализма PRECO-2006, дают несколько завышенные значения положения пика функции возбуждения по сравнению с расчетами Talys. Однако общая систематика показывает, что в обоих случаях положение пика смещается к меньшим энергиям с ростом массового числа изотопа олова, используемого в качестве мишени. Это может объясняться уменьшением энергии порога уже другой реакции (p,2n) от ^{115}Sn к ^{124}Sn , которая начинает постепенно конкурировать с основным каналом реакции – (p,n). Пороги (p, 2n) реакции, для соответствующих мишеней изотопов олова, имеют следующие значения: 14.5 МэВ (^{115}Sn), 13.5 МэВ (^{116}Sn), 12.5 МэВ (^{117}Sn), 12.0 МэВ (^{118}Sn), 11.0 МэВ (^{119}Sn), 10.6 МэВ (^{120}Sn), 9.3 МэВ (^{122}Sn), 7.9 МэВ (^{124}Sn). На рисунке 80 показана распределение усреднённых с соответствующими весами (оценка погрешности с учётом сравнения с имеющимися экспериментальными данными не более 5 % и 7% для соответствующих вычислений Talys и PRECO-2000) значений максимумов функции возбуждения в зависимости от порогов (p, 2n) реакций, для соответствующих изотопов олова. Можно проследить динамические особенности изучаемых ядерных реакций и влияние добавочного нейтрона на моды распада составной ядерной системы, образующейся в результате таких реакций. Стоит отметить, что из этой зависимости выпадает только ^{115}Sn , для него из модельных оценок следует, что положения максимума функции возбуждения лежит заметно ниже порога (p, 2n).

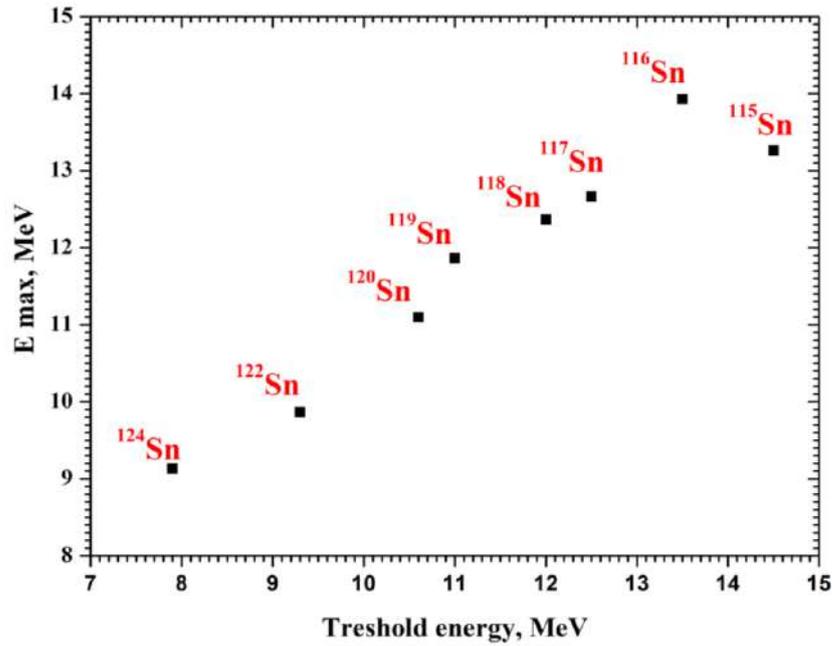


Рисунок 80 – Распределение усреднённых значений максимумов функции возбуждения ядерных реакций (p, n) с изотопами олова в зависимости от порогов (p, 2n) реакций на этих же изотопах олова.

В заключение необходимо отметить, что применение потенциала КД и соответствующая настройка параметров, влияющих на плотности уровней, позволяет достаточно хорошо описывать поведение функции возбуждения реакции (p,n) для изотопов сурьмы, образующихся в выходных каналах. Это дает возможность проанализировать динамику протекания такого рода реакций в данном массовом диапазоне.

2.2.9 Функции выхода из толстой мишени для исследуемых (p,n) реакций с образованием радионуклидов ^{117}Sb и ^{119}Sb в выходных каналах

Для прикладных работ с целью производства радионуклидов сурьмы на ускорителях протонов, на основании полученных экспериментальных данных для функций возбуждения реакций: $^{117}\text{Sn}(p, n)^{117}\text{Sb}$ и $^{119}\text{Sn}(p, n)^{119}\text{Sb}$ (см. раздел 2.2.4 и 2.2.5) были построены функции выхода из толстой мишени. Результаты представлены на рисунке 81 и рисунке 82, соответственно.

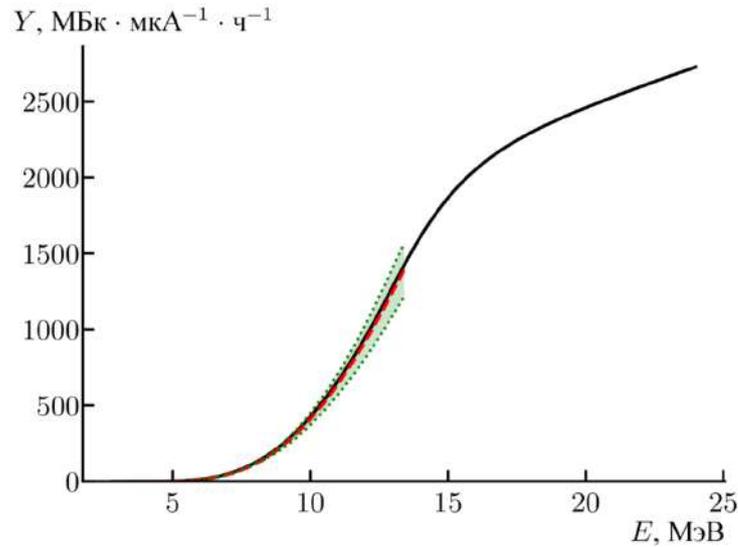


Рисунок 81 - Функция выхода из толстой мишени реакции: $^{117}\text{Sn}(p, n)^{117}\text{Sb}$: красная штриховая кривая – выход, вычисленный на основе аппроксимации экспериментальной функции возбуждения, полученной в данной работе; черная кривая – теоретические расчеты с использованием полученной в Talys с параметрами по умолчанию функции возбуждения; зеленая область показывает неопределенность функции выхода, обусловленную ошибками и разбросом экспериментальных данных, которые применялись для аппроксимации [33].

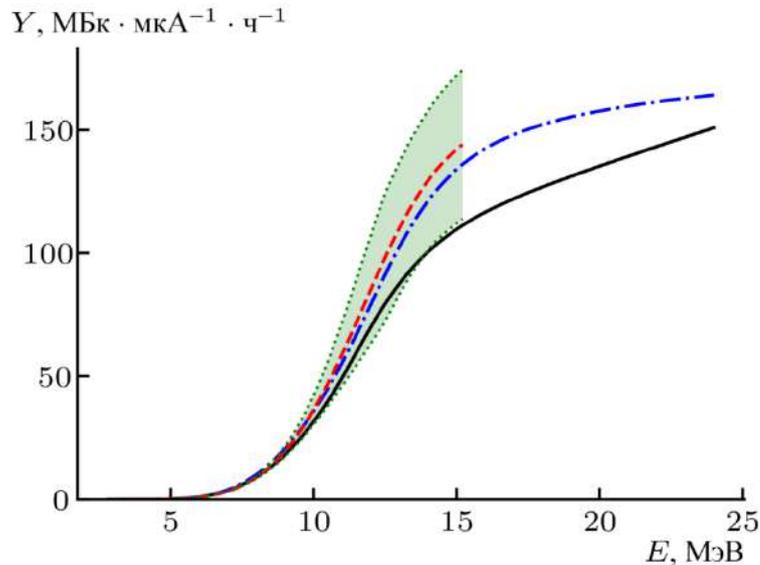


Рисунок 82 - Функция выхода из толстой мишени реакции: $^{119}\text{Sn}(p, n)^{119}\text{Sb}$: красная штриховая кривая – выход, вычисленный на основе аппроксимации экспериментальной функции возбуждения, полученной в данной работе; черная кривая – теоретические расчеты с использованием полученной в Talys с параметрами по умолчанию функции возбуждения; синяя штрихпунктирная кривая – теоретические расчеты с использованием полученной в Talys с модифицированными параметрами функции возбуждения; зеленая область показывает неопределенность функции выхода, обусловленную ошибками и разбросом экспериментальных данных, которые применялись для аппроксимации [33].

Анализ представленных распределений дает несколько важных результатов: установлено, что в области энергий от 5 до 12 МэВ модельные расчеты хорошо согласуются с экспериментальными данными для обеих реакций. Для реакции $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ полученные теоретические данные полностью совпадают с экспериментальными данными, в указанном энергетическом диапазоне. В качестве прикладного примера можно привести расчет, который показывает, что за 6 часов облучения оловянной мишени пучком протонов сравнительно небольшого тока в 10 мкА и энергией 15 МэВ можно наработать радионуклиды ^{119}Sb и ^{117}Sb с активностями около 8 ГБк и 120 ГБк, соответственно. Это дает отличную возможность для использования проделанных расчетов при производстве радионуклидов ^{117}Sb в реакциях с протонами с энергиями больше 15 МэВ, то есть в энергетических областях, где экспериментальные данные на сегодняшний день отсутствуют [33].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленной диссертационной работе с использованием современных теоретических, экспериментальных и вычислительных методов исследований ядерных процессов были изучены ядерные реакции, которые, играют важную роль в процессах нуклеосинтеза. Для ядерных реакций, протекающих с образованием радионуклидов среднего массового диапазона, были получены ответы на ряд вопросов, связанных с изучением функции возбуждения таких реакций. Последнее находит практическое применение в ядерно-физических технологиях получения радионуклидов, которые используются в современных методах ядерной медицины для диагностики и терапии онкологических заболеваний.

Большинство задач, рассмотренных в данной диссертационной работе, были решены впервые. Так, с помощью экспериментальной установки, включающей в себя, разработанные прецизионные зарядочувствительные предусилители и многосенсорную систему мониторинга пучков заряженных частиц и тяжелых ионов, был измерен с высоким разрешением энергетический спектр рассеяния альфа-частиц на высокообогащенной мишени, нейтронно-избыточного ядра ^{14}C и с большой точностью идентифицирован пик упругого рассеяния с разделением близлежащих возбужденных состояний в ядерных системах: ^{14}C и ^{12}C . Таким образом, применяя современные средства фокусировки и проводки пучка ускорителя (независимо от конструкции ускорителя) и его диагностики в режиме реального времени, стало возможным эффективно изучать реакции взаимодействия альфа-частиц с нейтронно-избыточными альфа-кластерными нестабильными мишенями.

При изучении ядерной реакции: $^{14}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{26}\text{Mg}^* \rightarrow ^{22}\text{Ne}^* \rightarrow ^{18}\text{O}$ были обнаружены высокоспиновые, высоковозбужденные состояния в ядре ^{22}Ne . В экспериментальных исследованиях особенностей этой ядерной реакции был применён специальный метод обработки детекторных сигналов по форме импульса, что позволило регистрировать энергетические полосы, принадлежащие

протонам, дейтронам, тритонам, альфа-частицам и легким ядрам: ${}^6,7\text{Li}$, ${}^9,10\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12,14}\text{C}$. Также впервые в такой реакции были зарегистрированы экзотические нейтронно-избыточные ядра ${}^6\text{He}$ с идентификацией соответствующего канала реакции: ${}^{14}\text{C}({}^{12}\text{C}, {}^6\text{He}){}^{20}\text{Ne}^*$. Был сделан глубокий анализ обнаруженных в ядре ${}^{22}\text{Ne}$ высокоспиновых, высоковозбужденных состояний, который, позволил отождествить их с вращательными полосами имеющую определённую структуру, свойственную ядерным молекулам. Были проанализированы процессы с образованием альфа-кластеров в нейтронно-избыточных ядрах, и сделан вывод о том, что такие состояния формируются по схожему сценарию, как и в самосопреженных ядрах. Доказательством этому служит образование высокоспиновых вращательных полос, имеющих молекулярную структуру.

Была детально исследована ядерная реакция: ${}^{12}\text{C}+{}^{16}\text{O}$, причем использование специального комплексного потенциала, позволило описать угловое распределение продуктов реакции в широкой энергетической области, включающей состояния, которые могут быть отнесены к вращательным полосам (молекулярные конфигурации). Было предсказано, большое число резонансов для определённой области энергий возбуждения составного ядра. Разработанный теоретический анализ, применённый к угловым распределениям реакции ${}^{12}\text{C}+{}^{16}\text{O}$, позволил выявить так называемые «ложные резонансы», принадлежащие вращательной полосе. Также в указанной реакции были определены резонансы в оптическом потенциале и показано, что их положение слабо зависит от типа потенциала.

Были проанализированы процессы слияния ядер, играющих важную роль в астрофизических процессах (особенно реакции слияния ядер с энергиями вблизи кулоновского барьера), и выполнены соответствующие расчеты как астрофизического S -фактора, так и сечения реакции с использованием потенциалов, полученных для описания ядерных реакций легкого массового диапазона. Также был использован метод анализа астрофизического S -фактора на основе формализма прямоугольной потенциальной ямы. На основе этой модели было показано, что вклад в реакцию на малых расстояниях вносит кулоновский

потенциал, а вклад ядерного взаимодействия мал и почти постоянен во всем рассмотренном диапазоне. Предложенный метод с применением модели прямоугольной потенциальной ямы для определения астрофизического S-фактора реакций слияния легких бесспиновых ядер дал возможность провести сравнения интенсивности протекающих процессов в разных взаимодействующих системах. Таким образом, появилась возможность не только предсказывать и определять сечения слияния в области малых энергий, но и лучше понимать механизм протекающих ядерных реакций для случая легких ядер, представляющих астрофизический интерес.

В ходе теоретических исследований функций возбуждения (p,n) ядерных реакций для массового диапазона $A > 40$, была создана новая систематика и выбраны оптимальные параметры моделирования для всех рассмотренных участков функции возбуждения, что позволило подтвердить механизмы протекаемых ядерных процессов. В контексте этой задачи было проанализировано 120 экспериментальных функций возбуждения ядерных реакций, в энергетическом диапазоне от нескольких МэВ до 60 МэВ и массовом диапазоне, начиная с $A = 40$ и заканчивая $A = 60$. Сравнительный анализ с расчетами сечений на основе разработанной систематики показал хорошее совпадение результатов расчета с экспериментальными данными. Было установлено, что наибольшие отклонения для предложенной систематики наблюдаются в области малых энергий, что говорит о наличии ошибок в экспериментальных данных. Также, в ряде случаев, наблюдаются расхождения с систематикой для области энергий расположенной ниже кулоновского барьера. Для ряда ядерных реакций в областях близких к их порогу, был зафиксирован систематический сдвиг по энергии в экспериментальных данных. Это указывает на существующие ошибки в экспериментальных исследованиях, а также на погрешности в процедуре анализа экспериментальных результатов. Основным результатом этих исследований заключается в том, что такой подход может быть использован для количественной оценки процессов образования конкретных радионуклидов в выходных каналах в реакциях с различными мишенями, так как

полученная систематика позволяет хорошо описать зависимость сечения (σ) реакции от энергии налетающего протона. При этом наблюдающиеся отклонения результатов теоретических расчетов от экспериментальных данных для ряда ядерных реакций и, особенно, в области максимума функции возбуждения, дают весомый аргумент для проведения дополнительных экспериментов в этом направлении.

С целью проведения исследований ядерных реакций с участием изотопов средней группы масс и для решения задач, связанных с производством радионуклидов, была задействована экспериментальная установка, основным компонентом которой стал модернизированный мишенный комплекс, а также создана новая система мониторинга нагрева мишеней и выбраны оптимальные параметры системы охлаждения мишеней. В диссертационной работе с помощью этой экспериментальной установки исследовались ядерные реакции для получения радионуклидов сурьмы. Экспериментальные исследования состояли из нескольких этапов. На первом этапе изучались реакции с бомбардировкой протонами мишеней с естественным содержанием изотопов олова. Был использован модернизированный мишенный комплекс с созданной системой оперативного контроля за нагревом и охлаждением облучаемых мишеней в режиме реального времени. В ходе проведенных исследований был выбран ряд мониторинговых реакций оптимальных для определения параметров пучков ускоряемых частиц. Также проводились теоретические исследования функций возбуждения, как мониторинговых реакций, так и реакций с образованием радионуклидов сурьмы в выходном канале. Это дало хорошую возможность предсказать максимумы в сечениях функций возбуждения для последующего практического применения полученных результатов в производстве радионуклидов, используемых в медицинских технологиях [41].

В диссертационной работе была получена информация о функциях возбуждения ядерных реакций с образованием радионуклидов, принадлежащих среднему массовому диапазону, поскольку экспериментальные исследования функции возбуждения ряда реакций, имеющих значение для производства

изотопов, применяемых в ядерной медицине, либо имеют недостаточное количество данных (особенно в области энергий налетающих протонов от 10 до 20 МэВ), либо отсутствуют вообще. В диссертационной работе изучались ядерные реакции, в которых протонами облучались мишени: ^{117}Sn и ^{119}Sn , с образованием в выходных каналах радионуклиды сурьмы, перспективных с точки зрения их использования в медицинских технологиях. Были поставлены вспомогательные эксперименты с мишенями: Cd, фольги из нержавеющей стали с повышенным содержанием хрома и никеля для выбора окончательной методики проведения основных экспериментов с высокообогащенными (более 85%) мишенями: ^{117}Sn и ^{119}Sn . В итоге были проведены всесторонние экспериментальные исследования с целью изучения функций возбуждения ядерных реакций: $^{117}\text{Sn}(p,n)^{117}\text{Sb}$ и $^{119}\text{Sn}(p,n)^{119}\text{Sb}$ [34].

Большое место в данной диссертационной работе было отведено анализу ядерных технологий, а также ядерных реакций для получения радионуклидов, применяемых в ядерной медицине. Были проанализированы результаты экспериментальных и теоретических исследований функций возбуждения реакций (p, xn) в диапазоне энергий 6 – 80 МэВ для ядерных систем средней группы масс, с образованием радионуклидов: ^{44}Sc , $^{99\text{m}}\text{Tc}$, $^{117,119}\text{Sb}$, ^{161}Tb , перспективных для использования в методах высокоточной визуализации опухолевых образований, направленной радионуклидной терапии и комбинированных методов лечения рака – тераностике. Эта задача выбиралась с учётом того, что экспериментальные исследования функции возбуждения ряда ядерных реакций для производства указанных радионуклидов, имеют ограниченный набор данных, особенно для диапазона энергий, бомбардирующих мишень заряженных частиц, находящегося в районе максимумов функции возбуждения соответствующей реакции. Поэтому в диссертационной работе были изучены ядерные реакции с протонами и дейтронами следующего типа: (p, n), (p, 2n), (p, d), (p, pn), (p, d + pn), (d, n), (d, p). Детальный анализ с использованием теоретических моделей для исследования функций возбуждения ядерных реакций: $^{44}\text{Ca}(p, n)^{44}\text{Sc}$, $^{45}\text{Sc}(p, 2n)^{44}\text{Ti}$, $^{100}\text{Mo}(p, x)^{99}\text{Mo}$, $^{100}\text{Mo}(p, 2n)^{99\text{m}}\text{Tc}$, $^{160}\text{Gd}(d,$

x) ^{161}Tb , $^{117}\text{Sn}(p, n)^{117}\text{Sb}$, $^{119}\text{Sn}(p, n)^{119}\text{Sb}$ ответил на ряд вопросов о механизмах протекания этих реакций и описал поведение функций возбуждения в области максимума. Однако проведенные расчеты также поставили ряд интересных вопросов относительно динамики протекания этих реакций. Таким образом, изучение функции возбуждения в районе максимума («Одной борьбы за вершину достаточно, чтобы заполнить сердце.....[189]») необходимо продолжить, как с применением новых теоретических алгоритмов, так и с постановкой новых экспериментов. Последнее имеет ещё и важное прикладное значение. Сюда можно отнести результаты, полученные в данной диссертационной работе для определения выходов целевого радионуклида из толстой мишени в реакциях с образованием широко используемого в методах ОФКТ радионуклида $^{99\text{m}}\text{Tc}$ (а также его генераторной формы $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$) и перспективных для методов тераностики радионуклидов ^{117}Sb , ^{119}Sb . Была проведена оценка наработанной активности указанных радионуклидов, позволившая сделать вывод о целесообразности наработки $^{99\text{m}}\text{Tc}$, на ускорителях протонов в диапазоне энергий 40 – 80 МэВ, а изотопов сурьмы на малогабаритных циклотронах с энергиями до 15 МэВ, с покрытием имеющихся потребностей медицинских учреждений в соответствующих радиофармпрепаратах [33]. Это даёт все основания для продолжения исследований ядерных реакций, как в среднем, так и в более тяжёлом массовом диапазоне не только в контексте фундаментальных исследований, но также в прикладных аспектах ядерно-физических и медицинских технологий, направленных на обретение Здоровья каждого жителя нашей Планеты!

БЛАГОДАРНОСТИ

В процессе работы над представленным научным трудом его создатель получил неоценимую и всестороннюю помощь, а также поддержку многих коллег и друзей. Автор считает своим долгом с глубочайшей признательностью выразить благодарности:

своим соавторам и коллегам Торилову Сергею Юрьевичу и Мальцеву Николаю Александровичу за огромную научную работу, проделанную вместе;

своему близкому коллеге Феофилову Григорию Александровичу за содержательные дискуссии в отношении данной работы и критические замечания, сделанные по существу описанных проблем;

своим научным наставникам профессорам Вольфраму фон Оертцену, Гридневу Константину Александровичу, Краснову Леониду Васильевичу;

своему коллеге Алексееву Игорю Евгеньевичу за проведение всеобъемлющих совместных экспериментальных исследований на качественно новом уровне;

своим многочисленным ученикам из Учебной лаборатории ядерных процессов за помощь в работе и пожеланием покорить множество научных вершин;

своим коллегам с Кафедры ядерно-физических методов исследования и Лаборатории физики сверхвысоких энергий СПбГУ, а также коллегам из НИЦ «Курчатовский Институт» и Петербургского Института Ядерной Физики им. Б.П. Константинова, Объединенного Института Ядерных Исследований, Физико-технического института имени А.Ф. Иоффе, АО «Радиевый институт им. В.Г. Хлопина» за плодотворное сотрудничество и решение многих общих проблем возникавших в ходе создания этой работы. При этом автор выражает отдельную благодарность сотрудникам циклотрона МГЦ-20 АО «Радиевый институт им. В.Г. Хлопина», сотрудникам циклотрона МГЦ-20 НТК "Ядерная физика" СПбПУ и сотрудникам Уникальной Научной Установки (УНУ) «Циклотрон» Физико-технического института имени А.Ф. Иоффе и лично с большой благодарностью

М.Ф Кудоярову, за возможность проведения экспериментальных исследований в рамках данной работы;

своим коллегам из ведущих зарубежных университетов и научных центров: Helmholtz Centre for Materials and Energy – Hahn-Meitner-Institut Berlin, Texas A&M University, The University of Jyväskylä, CERN, Nazarbayev University, Евразийский национальный университет имени Л. Н. Гумилёва, за обширные дискуссии и помощь в работе;

своим друзьям из России и других стран за моральную и духовную поддержку, оказанную на протяжении всего времени работы над диссертацией.

В заключение с особой теплотой произношу слова благодарности своей Семье за ту неповторимую атмосферу согласия, понимания и заботы, которая окружала автора всё время работы над создаваемым им научным трудом!

ЛИТЕРАТУРА

1. Резерфорд Э., Избранные научные труды. Строение атома и искусственное превращение элементов, М.: Наука, 1972, 964 с.
2. Слив Л. А., Рубежи ядерной физики, УФН, т.133, вып. 2, 1981 г., с. 337-350.
3. Nuclear Science Advisory Committee (NSAC) [Электронный ресурс]: <http://science.energy.gov/np/nsac/>
4. Thompson I. J., Nunes F. M., Nuclear reactions for astrophysics, Cambridge University Press, 2009, ISBN 978-0-521-85635-5, 456 p.
5. [Электронный ресурс]: <https://spbu.ru/news-events/novosti/fiziki-spbgu-smodelirovali-klyuchevoj-process-dlya-evolyucii-zvezd/>
6. Fowler W.A., Caughlan G.R., Zimmerman B.A., Thermonuclear Reaction Rates, II, Annu. Rev. Astron. Astrophys., V. 13, 1975, P. 69.
7. Chamon L.C., Carlson B.V., Gasques L.R., Sao Paulo potential version 2 (SPP2) and Brazilian nuclear potential (BNP), Comput. Phys. Commun., vol. 267, 2021, p. 108061.
8. Hudan S., deSouza R.T., Umar A.S., Lin Z., Horowitz C.J., Enhanced dynamics in fusion of neutron-rich oxygen nuclei at above-barrier energies, Physical Review C, vol. 101, iss. 6, 2020, p. 061601.
9. Singh, V, Johnstone J. E., Giri R. et al, Impact of shell structure on the fusion of neutron-rich mid-mass nuclei, Physical Review C, vol. 104, iss. 4, 2021, p. L041601.
10. Wang B., Ren Z., Bai D., $^{16-18}\text{O}+^{16}\text{O}$ and $^{16,18}\text{O}+^{12,13}\text{C}$ fusion-evaporation reactions at near-Coulomb-barrier energies from statistical model calculations, Physical Review C, vol. 101, iss. 2, 2020, p. 024606.
11. Jiang C.L., Back B.B., Rehm K.E. et al., Heavy-ion fusion reactions at extreme sub-barrier energies, Eur. Physical Journal A, vol. 57, №235, 2021.
12. Durant V., Capel P., Schwenk A., Dispersion relations applied to double-folding potentials from chiral effective field theory, Physical Review C, vol. 102, iss. 1, 2020, p. 014622.
13. Dohet-Eraly J., Descouvemont P., Exchange effects in nucleus-nucleus reactions,

Physical Review C, vol. 103, iss. 3, 2021, p. 034619.

14. Taniguchi Y., Kimura M., $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ molecular resonances at deep sub-barrier energy, Phys. Lett. B, vol. 800, Art. No 135086, 2020.
15. Fang X., Tan W.P., Beard M., et al., Experimental measurement of $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ fusion at stellar energies, Phys. Rev. C, vol. 96, Art. No 045804, 2017.
16. Jaeger, M., Kunz, R., Mayer, A. et al., $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$: The Key Neutron Source in Massive Stars, Phys. Rev. Lett, vol. 87, iss. 20, 2001, p. 202501.
17. von Oertzen, W., Zhrebchevsky V., Gebauer, B., et al., Fission decay of $N=Z$ nuclei at high angular momentum: ^{60}Zn , Phys. Rev. C, vol. 78, iss. 4, 2008, p. 044615.
18. von Oertzen W., Gebauer, B., Efimov G., Zhrebchevsky V., et al., Fission and ternary cluster decay of hyper-deformed ^{56}Ni , Eur. Phys. J. A, vol. 36, 2008, p. 279.
19. Torilov S.Y., Gridnev K.A., Zhrebchevsky V.I. et al., Cluster states in the neutron excess nucleus ^{22}Ne , JETP Lett., vol. 94, iss. 1, 2011, p. 6.
20. Beck C, Papka P....., von Oertzen W, Zhrebchevsky V, et al., Clusters in light nuclei, Acta Physica Polonica B, vol. 42, no. 3-4, 2011, p. 747.
21. Torilov S.Y., Brenner M....., Zhrebchevsky V, et al., High-spin states in ^{22}Ne populated in the $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)$ reaction, Eur. Phys. J. A, vol. 47, iss.12, Art. No 158, 2011.
22. Torilov S.Y., Maltsev N.A., Goldberg V.Z....., Zhrebchevsky V.I., et al., Quasimolecular states in a reaction with carbon isotopes, JETP Lett., vol. 102, iss. 2, 2015, p. 69.
23. Torilov S.Y., Maltsev N.A., Goldberg V.Z....., Zhrebchevsky V.I., et al., Decay of quasimolecular states in ^{26}Mg , Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. vol. 80, iss.8, 2016, p. 871.
24. Kumbartzki G. J., Benczer-Koller N., Burcher S....., Zhrebchevsky V.I., et al., Transition from collectivity to single-particle degrees of freedom from magnetic moment measurements on $^{82}\text{Sr}_{44}$ and $^{90}\text{Sr}_{52}$, Phys. Rev. C, vol. 89, iss. 6, 2014, p. 064305.
25. Nurmukhanbetova A.K., Goldberg V.Z., Nauruzbayev D.K....., Zhrebchevsky V.I., et al., Implementation of TTIK method and time of flight for resonance reaction studies at heavy ion accelerator DC-60, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, vol. 847, 2017,

p. 125.

26. Zhrebchevsky V.I., Igolkin S.N., Krymov E.B. et al., Extra lightweight mechanical support structures with the integrated cooling system for a new generation of vertex detectors, *Instruments and Experimental Techniques*, vol. 57, 2014, p.356.
27. Zhrebchevsky V.I., Altsybeev I.G., Feofilov G.A., et. al., Experimental investigation of new ultra-lightweight support and cooling structures for the new Inner Tracking System of the ALICE Detector, *Journal of Instrumentation*, vol. 13., № T08003, 2018.
28. Nesterov D.G., Zhrebchevsky V.I., Feofilov G.A. et al., Cooling Systems for the Novel Pixel Detectors, *Phys. Part. Nuclei*, vol. 53, 2022, p. 582.
29. Rakhmatullina A., Zhrebchevsky V., Maltsev N. et al., New Calorimetry Based on Silicon Pixel Detectors, *Phys. Part. Nuclei*, vol. 53, 2022, p. 342.
30. Mutterer M., Trzaska W. H., Tyurin G et al., Breakthrough in pulse-shape based particle identification with silicon detectors, 1999 Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (Cat. No. 99CH37019). Vol. 1. IEEE, 1999, p. 148.
31. Mutterer M., Trzaska W.H., Kopatch Yu.N, et al., Particle identification with time-of-flight and pulse-shape discrimination in neutron-transmutation-doped silicon detectors, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, vol. 608, iss. 2, 2009, p. 275.
32. Жеребчевский В.И., Радионуклид или скальпель, *Журнал СПбГУ*, № 6(3926), 2020, С. 29.
33. Zhrebchevsky V.I., Alekseev I.E., Maltsev N.A. et al., Modern Technologies for Producing Radionuclides for Nuclear Medicine, *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.*, vol. 87, iss. 8, 2023, p. 1207.
34. Zhrebchevsky, V.I., Alekseev, I.E., Lazareva, T.V. et al. New Radionuclides for Personalized Medicine. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* vol. 85, iss. 10, 2021, p. 1128.
35. Gallego Manzano L., Abaline J.M., Acounis S., et al., XEMIS2: A liquid xenon detector for small animal medical imaging, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, , vol. 912, 2018, p. 329-332.
36. Lang C., Habs D., Parodi K., Thirolfa P.G., Sub-millimeter nuclear medical imaging with high sensitivity in positron emission tomography using $\beta^+\gamma$ coincidences,

Journal of Instrumentation, vol. 9, P01008, 2014.

37. Rosar F., Bohnenberger H., Moon E.S., et al., Impact of prompt gamma emission of ^{44}Sc on quantification in preclinical and clinical PET systems, *Appl. Radiat. Isotopes*, vol. 170, 2021, p. 109599.
38. Mueller C., Zhernosekov K., Koester U., et al., A unique matched quadruplet of terbium radioisotopes for PET and SPECT and for α - and β - radionuclide therapy: an in vivo proof-of-concept study with a new receptor-targeted folate derivative, *J. Nucl. Med.*, vol. 53, no. 12, 2012, p. 1951.
39. Borgna F., Haller S., Rodriguez J.M.M., et al., Combination of terbium-161 with somatostatin receptor antagonists—a potential paradigm shift for the treatment of neuroendocrine neoplasms, *Eur. J. Nucl. Med. Mol. Imaging*, vol. 49, 2022, p. 1113.
40. Baum R.P., Singh A., Kulkarni H.R., et al., First-in-Humans Application of ^{161}Tb : A Feasibility Study Using ^{161}Tb -DOTATOC, *J. Nucl. Med.*, 2021, vol. 62, no. 10, p. 1391.
41. Zhrebchevsky V.I., Alekseev, I.E., Gridnev K.A. et al., The study of the nuclear reactions for the production of antimony isotopes, *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* vol. 80, iss. 8, 2016, p. 888.
42. Gomez-Tejedor G.G., Fuss M.C., *Radiation Damage in Biomolecular Systems*, New York: Springer, ISBN: 978-94-007-2563-8, 2012.
43. International Atomic Energy Agency, Technical Reports Series No. 468, Austria, 2009.
44. Mayeen Uddin K., Kwangsoo K., Kyung-Sook K., et. al., Excitation functions of the proton-induced nuclear reactions on ^{nat}Sn up to 40 MeV, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, vol. 267, 2009, p. 23.
45. EXFOR: Experimental Nuclear Reaction Data. [Электронный ресурс]: <https://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm>
46. Thisgaard H., Jensen M., Production of the Auger emitter ^{119}Sb for targeted radionuclide therapy using a small PET-cyclotron, *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 67, iss. 1, 2009, p. 34.
47. Thisgaard H., Jensen M., Elema D.R., Medium to large scale radioisotope

production for targeted radiotherapy using a small PET cyclotron, *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 69, iss. 1, 2011, p. 1.

48. Д. Бромли, Ядерные молекулы, *Успехи Физических наук*, т. 131, 1980, стр. 695.

49. Fulton B.R., Nuclear clusters and nuclear molecules, *Z. Physik A - Hadrons and Nuclei*, vol. 349, 1994, p. 227.

50. von Oertzen W., Dynamics of α -clusters in $N = Z$ nuclei, *Eur. Phys. J. A* vol. 29, 2006, p. 133.

51. Zhang J., Rae W.D.M., Systematics of 2-dimensional α -cluster configurations in $4N$ nuclei from ^{12}C to ^{44}Ti , *Nuclear Physics A*, vol. 564, iss. 2, 1993, p. 252.

52. Zhang J., Rae W.D.M., Merchant A.C., Systematics of some 3-dimensional α -cluster configurations in $4N$ nuclei from ^{16}O to ^{44}Ti , *Nuclear Physics A*, vol. 575, iss. 1, 1994, p. 61.

53. Itagaki N., Aoyama S., Okabe S. Ikeda K., Cluster-shell competition in light nuclei, *Phys. Rev. C*, vol. 70, iss. 5, 2004, p. 054307.

54. Mueller G.P., Clark J.W., Ground state properties of alpha matter, *Nuclear Physics A*, vol.155, 1979, p. 561.

55. Базь А.И., Об эффекте сильного отталкивания составных частиц (ядра, атомы) на малых расстояниях, *Письма в ЖЭТФ*, т. 14, 1971, стр. 607.

56. Wheeler J. A., Molecular Viewpoints in Nuclear Structure, *Phys. Rev.* vol. 52, iss. 11, 1937, p. 1083.

57. Hafstad L. R., Teller E., *Phys. Rev.* vol. 54, iss. 9, 1938, p. 681.

58. Lombardo I., Dell Aquila D., Clusters in light nuclei: history and recent developments, *La Rivista del Nuovo Cimento*, vol. 46, iss. 9, 2023, p. 521.

59. Wei K., Ye Y., Yang, Zh., Clustering in nuclei: progress and perspectives, *Nuclear Science and Techniques*, vol. 35, iss. 12, 2024, p. 216.

60. Buck B., Friedrich H., Pilt A.A., *Nuclear Physics A*, vol. 290, iss. 1, 1977, p. 205.

61. Gridnev K.A., Torilov S. Yu., Kartavenko V.G., Greiner W., Model of binding α -particles and structure of the light nuclei, *Int. Journal Mod. Phys. E.*, vol.16, 2007, p.1059.

62. Liu Y., Ye Yl, Nuclear clustering in light neutron-rich nuclei, vol. 29, iss. 12, 2018, p. 184.
63. Schuck P., Funaki Y., Horiuchi H., Röpke G., Tohsaki A., Yamada T., Alpha-particle condensation in nuclei, Nuclear Physics A, vol. 738, 2004, p. 94.
64. von Oertzen W., Alpha-cluster Condensations in Nuclei and Experimental Approaches for their Studies, In: Beck, C. (eds) Clusters in Nuclei. Lecture Notes in Physics, vol 818. 2010, Springer, Berlin.
65. Demyanova, A., Starastin V., Ogloblin A. Danilov A., et al, The spin-parities of the 13.35 MeV state and high-lying excited states around 20 MeV in C nucleus, Eur. Phys. J. A, vol. 57, 2021, p. 204.
66. Schuck P., Horiuchi H., Ropke G., Tohsaki A., Alpha-particle condensation in nuclei, C. R. Physique 4, 2003, p. 537.
67. В. И. Жеребчевский, С. Ю. Торилов, Гриднев К.А., и др, Упругое рассеяние альфа-частиц на нейтроноизбыточном ядре ^{14}C , Вестник СПбГУ, серия 4, выпуск 1, 2013.
68. Жеребчевский В. И., Торилов С. Ю., Гриднев К.А., Определение размеров ядер, Учебно-методическое пособие, ISBN 978-5-9651-0827-5, издательство ВВМ, СПб. 2013.
69. Жеребчевский В. И., Землин Е.О., Мальцев Н.А., Многосенсорная система мониторинга пучков заряженных частиц и тяжелых ионов, Патент на изобретение, № 2830097, 2024.
70. Buck B. Merchant A. C., Perez S. M., Parameter-free characterization of nuclear band spectra, Phys. Rev. C, vol. 76., N 5, 2007, p. 034326.
71. El-Azab F. M., Mahmoud Z. M. M., Hassan G. S., Analysis of Heavy Ions Elastic Scattering using the Double Folding Cluster Model, Nucl. Phys. A, vol. 691, N 3, 2001, p. 671.
72. Chamon L. C., Carlson B. V., Gasques L. R., et al., Toward a global description of the nucleus-nucleus interaction, Phys. Rev. C, vol. 66, N 3, 2002, p. 014610.
73. Chamon L. C, The Sao Paulo Potential, Nucl. Phys. A, vol. 787, 2007, p. 198.
74. Buck B., Dover C. B., Vary J. P., Simple Potential Model for Cluster States in

- Light Nuclei, Phys. Rev. C, vol. 11, 1975, p. 1803.
75. Barioni A., Zamora J. C., Guimaraes V., et al., Elastic scattering and total reaction cross sections for the ^8B , ^7Be , and $^6\text{Li}+^{12}\text{C}$ systems, Phys. Rev. C, vol. 84, 2011, p. 014603.
76. Artukh A.G., Avdeichikov V.V., Ero J., Gridnev G.F., Mikheev V.L., Volkov V.V., Wilczynski J., On some regularities in multinucleon transfer reactions with heavy ions, Nuclear Physics A, vol. 160, iss. 3, 1971, p. 511.
77. Volkov V. V., Deep inelastic transfer reactions – the new type of reactions between complex nuclei, Phys. Rep., vol. 44, 1978, p. 93.
78. В.В. Волков, Ядерные реакции глубоконеупругих передач, М.: Энегоиздат, 1982.
79. Zagrebaev V., Greiner W., Production of New Heavy Isotopes in Low-Energy Multinucleon Transfer Reactions, Phys. Rev. Lett., vol. 101, iss. 12, 2008, p. 122701.
80. Perez-Vidal R.M., Galtarossa F., Mijatovic T. et al., Nuclear structure advancements with multi-nucleon transfer reactions, Eur. Phys. J. A, vol. 59, 2023, p. 114.
81. Panagiotou A. D., Gove H. E., Harar, S., High-Spin States in ^{20}Ne and Their Possible Classification into Rotational Bands, Phys. Rev. C, vol. 5, iss. 6, 1972, p. 1995.
82. Hill D., Wheeler J., Nuclear constitution and the interpretation of fission phenomena, Phys. Rev., vol. 89, N 5, 1953, p. 1102.
83. Ragnarsson I., Aberg S., Sheline R.K., A New Formalism for High Spin States Applied to the sd-Shell Region, Phys. Scr., vol. 24, 1981, p. 215.
84. Tilley D.R., Cheves C.M., Kelley J.H., Raman S., Weller H.R., Energy levels of light nuclei $A = 20$, Nuclear Physics A, vol. 636, iss. 3, 1998, p. 249.
85. Kimura M., Molecular orbitals and $\alpha+^{18}\text{O}$ molecular bands of ^{22}Ne , Phys. Rev. C, vol. 75, iss. 3, 2007, p. 034312.
86. Keyes K. L., Papenberg A., Chapman R., et al., Spectroscopy of Ne, Na and Mg isotopes approaching the Island of Inversion, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, vol. 31, N 10, 2005, p. 1903.
87. Freeman R. M., Basrak Z., Haas F., Hachem A. et al., Resonant and nonresonant

- behavior of the heavy-ion reaction $^{14}\text{C}+^{12}\text{C}$, *Phys. Rev C*, vol. 46, iss 2, 1992, p. 589.
88. Abbondanno U., Cindro N., Resonances in heavy-ion reactions: an overview of current models, *Int. J. Mod. Phys. E*, vol. 2, iss. 1, 1993, p. 1.
 89. Curtis N., Caussyn D. D., Chandler C., et al., *Phys Rev C*, vol. 66, iss. 2, 2002, p. 024315.
 90. Hindi M.M., Thomas J.H., Radford D.C., Parker P.D., *Physics Letters B*, vol. 99, iss. 1, 1981, p. 33.
 91. Ledoux R. J., Ordonez C. E., Bechara, M. J., et al., *Phys. Rev. C*, vol. 30, iss. 3, 1984, p. 86.
 92. Yildiz S., Freer M., Soic et al., α -decaying states ^{18}O , ^{20}Ne and ^{22}Ne in ^{18}O beam induced reactions, *Phys. Rev. C*, vol. 73, iss. 3, 2006, p. 034601.
 93. Rogachev G. V., Goldberg V. Z., Lonroth T., Trzaska W. H., Fayans S. A, et. al., *Phys. Rev. C*, vol. 64, iss. 5, 2001, p. 051302.
 94. Allcock S. C., Rae W. D. M., Keeling P.R. et al., 10^+ states in ^{20}Ne , *Phys. Lett*, vol. 138, 1988, p.201.
 95. von Oertzen W., Dorsch T., Bohlen H.G. et al., Molecular and cluster structures in ^{18}O , *Eur. Phys. J. A*, vol. 43, 2010, p. 17.
 96. Kubono S., Nuclear clustering aspects in astrophysics, *Z. Physik A – Hadrons and Nuclei*, vol. 349, 1993, p. 237.
 97. Kubono S, Binh, D. N, Hayakawa S, Hashimoto H et al., Role of clusters in nuclear astrophysics with Cluster Nucleosynthesis Diagram (CND), *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 436, iss. 1, 2013.
 98. Ikeda K., Takigawa N., Horiuchi H., The Systematic Structure-Change into the Molecule-like Structures in the Self-Conjugate $4n$ Nuclei, *Progress of Theoretical Physics Supplement E*, vol. E68, 1968, p. 464.
 99. von Oertzen W., Kanada-Enyo Y., Kimuraet M, Covalent Binding with Neutrons on the Femto-scale, *J. Phys.: Conf. Ser.* vol. 863, 2017, p. 012066.
 100. Bazin D., Ahn T., Ayyad Y., Beceiro-Novo S., Macchiavelli A.O., et al., Low energy nuclear physics with active targets and time projection chambers, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 114, 2020, p. 103790.

101. Michel F., Albinski J., Belery P., et al., Optical model description of $\alpha+^{16}\text{O}$ elastic scattering and alpha-cluster structure in ^{20}Ne , Phys. Rev. C., vol. 28. 1983, p. 1904.
102. Buck B., Johnston J. C., Merchant A. C., Perez S. M., Unified treatment of scattering and cluster structure in α +closed shell nuclei: ^{20}Ne and ^{44}Ti , Phys. Rev. C., vol. 52, 1995, p. 1840.
103. Balaram D., et al., Exotic nuclear shape due to cluster formation at high angular momentum, Phys. Rev. C, vol. 102, 2020, p. 031301.
104. Courtin S., Goasduff A., Haas F., et al., Radiative capture in the $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ system: structural versus statistical aspects of the decay, Acta Physica Polonica B, vol. 42, No 3–4, 2011.
105. Ohkubo S., Yamashita K., Parity-doublet $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ cluster bands in ^{28}Si , Phys. Lett. B, vol. 578, 2004, p. 304.
106. Nicoli M.P., Haas F., Freeman R.M., et al., Detailed study and mean field interpretation of $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ elastic scattering at seven medium energies, Phys. Rev. C, vol. 61, 2000, p. 034609.
107. S. Yu. Torilov, N. A. Maltsev, V. I. Zhrebchevsky et al., A study of resonance states in nuclear systems formed in reactions with heavy ions, Physics of Particles and Nuclei, Vol. 53, iss. 2, 2022, p. 403.
108. Программа FRESCO, [Электронный ресурс]: <http://www.fresco.org.uk/>
109. Vertse T., Pal K. F., Balogh Z., Gamow, a program for calculating the resonant state solution of the radial Schrodinger equation in an arbitrary optical potential, Comput. Phys. Commun., vol. 27, 1982, p. 309.
110. Buck B., Merchant A., Perez S., Cluster selection in binary nuclear models, Few-Body Systems vol. 29, iss. 1, 2000, p. 53.
111. Charles P., Auger F., Badawy I., Berthier B., et al., Resonant Behaviour of the $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ Elastic Scattering Cross Section, Phys. Lett. B, vol. 62, 1976, p. 289–292.
112. Branford D., Nagorcka B.N., Newton J.O., Further Evidence for Resonance Anomalies in the $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ System, J. Phys. G: Nucl. Phys., vol. 3, 1977, p. 1565.
113. Jachcinski C. M., Braun-Munzinger P., Berkowitz G. M., et al., $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$

- Resonances within the Strong Absorption Region for $E_{cm} \geq 23$ MeV, Phys. Rev. C, vol. 22, 1980, p. 101.
114. Malmin R.E., Siemssen R.H., Sink D.A., Singh P.P., Resonance in $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ Scattering at $E_{cm} \approx 19.7$ MeV, Phys. Rev. Lett., vol. 28, 1972, p. 1590.
115. Froehlich H., Dueck P., Treu W., Voit H., Experimental Evidence for Dinuclear Structure of $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ Resonances in the Coulomb Barrier Region, Phys. Rev. C, vol. 27, 1983, p. 578.
116. Frawley A.D., Roy A., Fletcher N.R., Transparency to the $l = 9$ Partial Wave in the Region of the 14.7-MeV Resonance in $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$, Phys. Rev. Lett., vol. 44, 1980, p. 1377.
117. Soga F., Schimizu J., Kamitsubo H., Takahashi N., et al., Intermediate Structures in $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ System through Alpha-Induced Reactions on ^{24}Mg , Phys. Rev. C, vol. 18, 1978, p. 2457.
118. Eberhard K.A., Bohn H., Bernhardt K.G., Narrow $I^\pi = 10^+$ Resonance for $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ in the Region of Strong Absorption, Phys. Rev. Lett., vol. 42, 1979, p. 432.
119. Hurd J. R., Fletcher N.R., Frawley A.D., Mateja J. F., Intermediate Structures and Their Dominant l Values in $^{16}\text{O}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})^{20}\text{Ne}$ Reactions, $E_{cm} = 11.5$ to 18.6 MeV, Phys. Rev. C, vol. 22, 1980, p. 528.
120. James D. R., Fletcher R. N. Energies and J Values of Resonances in $^{16}\text{O}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})^{20}\text{Ne}$ Reactions, Phys. Rev. C, vol. 20, 1979, p. 560.
121. Kato N., Anai K., Tachikawa T., et al., Spin Alignment in Resonant $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ Inelastic Scattering, Phys. Lett. B, vol. 120, 1983, p. 314.
122. Froehlich H., Duck P., Galster W., et al., Oscillations in the Excitation Function for Complete Fusion of $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ at Low Energies, Phys. Lett. B, vol. 64, 1976, p. 408.
123. Chapuran T., Balamuth D. P., Wells W. R., et al., Angular Momenta of Intermediate Width Structures in $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$, Phys. Rev. C, vol. 34, 1986, p. 2358.
124. Katori K., Furuno K., Ooi T., Enhancement of the Excitation Function for the 0^+ , 6.049 MeV State of ^{16}O in the Reaction $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{16}\text{O}$, Phys. Rev. Lett., vol. 40, 1978, p. 1489.
125. С.Ю. Торилов, В.И. Жеребчевский, Н.А. Мальцев, Выбор редакции журнала

«Известия Российской академии наук. Серия физическая», № 8, том 87, 2023, [Электронный ресурс]: <https://izv-fiz.ru/ru/redchoice/>

126. Jiang C.L., Back B.B., Esbensen H., et al., Origin and Consequences of $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Fusion Resonances at Deep Sub-barrier Energies, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, 2013, p. 072701.

127. Torilov S., Maltsev N., Zhrebchevsky V., Studying Low-Energy Resonances in the $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ System, *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, vol. 85, iss. 5, 2021, p. 548.

128. Igo G., Optical-Model Analysis of Excitation Function Data and Theoretical Reaction Cross Sections for Alpha Particles, *Phys. Rev.*, vol. 115, Art. No. 1665, 1959.

129. Christensen P.R., Switkowski Z.E., Dayras R.A., Sub-barrier fusion measurements for $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$, *Nucl. Phys. A*, vol. 280, 1977, p. 189.

130. Cujec B., Barnes C.A., Total reaction cross section for $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ below the Coulomb barrier, *Nucl. Phys. A*, vol. 266, 1976, p. 461.

131. deSouza R. T., Hudan S., Oberacker V. E., Umar A. S., Confronting measured near- and sub-barrier fusion cross sections for $^{20}\text{O} + ^{12}\text{C}$ with a microscopic method, *Phys. Rev. C: Nucl. Phys.*, vol. 88, 2013, p. 014602.

132. Patterson J.R., Nagorcka B.N., Symons G.D., Zuk W.M., Experimental investigation of $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ nuclear burning at stellar energies, *Nucl. Phys. A*, vol. 165, 1971, p. 545.

133. Hagino K., Rowley N., Kruppa A.T., A program for coupled-channel calculations with all order couplings for heavy-ion fusion reactions, *Comput. Phys. Commun.*, vol. 123, 1999, p. 143.

134. Kocak G., Analysis of the fusion cross sections for $^{16,18,20}\text{O} + ^{12}\text{C}$ systems at low energies, *Canad. J. Phys.*, vol. 97, 2019, p. 803.

135. Yakovlev D.G., Gasques L.R., Afanasjev A.V., et al., Fusion reactions in multicomponent dense matter, *Phys. Rev. C: Nucl. Phys.*, vol. 74, 2006, p. 035803.

136. Ogura R., Hagino K., Bertulani C.A., Potential model for nuclear astrophysical fusion reactions with a square-well potential, *Phys. Rev. C: Nucl. Phys.*, vol. 99, 2019, p. 065808.

137. S. Yu. Torilov, N. A. Maltsev, V. I. Zhrebchevsky, Astrophysical S-Factor in the Model of a Square Potential Well, *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, vol. 87, iss. 8, 2023, p. 1217.
138. Michaud G., Fowler W.A., Thermonuclear-Reaction Rates at High Temperature, *Phys. Rev. C*, vol. 2, 1970, p. 2041.
139. Jiang C.L., A modified-Wong formula for heavy-ion fusion reactions, *Eur. Phys. J. A*, vol. 58, 2022, p. 72.
140. Kocak G., Karakoc M., Boztosun I., Balan-Tekin, A.B., Effects of α -cluster potentials for the $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ fusion reaction and S factor, *Phys. Rev. C*, vol. 81, 2010, p. 024615.
141. Michaud G., Scherk L., Vogt E., Nuclear Optical Model and Wave Properties: Barrier Penetration, Reflection, Absorption, and Resonance, *Phys. Rev. C*, vol. 1, 1970, p. 864.
142. Salvat F., Fernandez-Varea J.M., A Fortran subroutine package for the solution of the radial Schrodinger and Dirac wave equations, *Comput. Phys. Commun.*, vol. 240, 2019, p. 165.
143. Gasques L.R., Brown E.F., Chieffi A., et al., Implications of low-energy fusion hindrance on stellar burning and nucleosynthesis, *Phys. Rev. C*, vol. 76, 2007, p. 035802.
144. Montagnoli G., Stefanini A.M., Jiang C.L., et al., Fusion of $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ far below the barrier: Evidence for the hindrance effect, *Phys. Rev. C*, vol. 101, 2020, p. 044608.
145. S. Yu. Torilov, N. A. Maltsev, R. B. Panin, V. I. Zhrebchevsky, Investigating the Excitation Functions of the (p, n) Reaction for $40 < A < 239$ Nuclei, *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, vol. 83, iss. 9, 2019, p. 1151.
146. *Cyclotron Produced Radionuclides: Physical Characteristics and Production Methods*, Vienna: IAEA, 2009.
147. Broeders C.H.M., Konobeyev A.Y., Systematics of (p, n) reaction cross-section, *Radiochim. Acta*, vol. 96, 2008, p. 387.
148. Elmaghraby E.K., Said S.A., Asfour F.I., Systematics of the (p, n) excitation functions belonged to several isotopes at energies < 60 MeV, *Ann. Nucl. Energy*, vol.

36, 2009, p. 1070.

149. Зайдель К, Зелигер Д, Райф Р, Тонеев В.Д., Предравновесный распад в ядерных реакциях, Физика Элементарных Частиц и Атомного Ядра, т.7, вып. 2, 1976, стр. 499.

150. Gadioli E., Gadioli Erba E., Sona P.G., Intermediate-state decay rates in the exciton model, Nucl. Phys. A, vol. 217, 1973, p. 589.

151. Dostrovsky I., Frankenkel Z., Friedlander G., Monte Carlo Calculations of Nuclear Evaporation Processes. III. Applications to Low-Energy Reactions, Phys. Rev., vol. 116, 1959, p. 683.

152. Bardeen J., On the Density of Energy Levels of Heavy Nuclei, Phys. Rev., vol. 51, 1937, p. 799.

153. Murthy K.H.N., Gupta S.K., Chatterjee A., Transmission coefficients for light projectiles, Z Physik A, vol. 305, 1982, p. 73.

154. Report OECD Nuclear Energy Agency, The supply of medical radioisotopes: review of potential molybdenum-99/technetium-99m production technologies, 2010.

155. Cyclotron based production of technetium-99m, IAEA Radioisotopes and radiopharmaceuticals reports No. 2.

156. Программа расчета энергетических потерь SRIM, [Электронный ресурс]: <http://www.srim.org>

157. Программа расчета энергетических потерь GEANT 4, [Электронный ресурс]: <https://geant4.web.cern.ch>

158. База данных по мониторным реакциям, [Электронный ресурс]: https://www-nds.iaea.org/medical/monitor_reactions.html

159. Программа анализа ядерных реакций TALYS, [Электронный ресурс]: <https://nds.iaea.org/talys>

160. Kalbach C., Proc. PRECO-2006, Durham, 2007, p. 182.

161. Chatterjee A., Murthy K.H.N., Gupta S.K. Optical reaction cross-sections for light projectiles. Pramana - J. Phys., vol. 16, 1981, p. 391.

162. Rosar F., Buchholz H.-G., Michels S., et al., Image quality analysis of ^{44}Sc on two preclinical PET scanners: a comparison to ^{68}Ga , EJNMMI Phys., vol.7, 2020, p. 16.

163. Rosar F., Bohnenberger H., Moon E.S., et al., Impact of prompt gamma emission of ^{44}Sc on quantification in preclinical and clinical PET systems, *Appl. Radiat. Isotopes*, vol. 170, 2021, p. 109599.
164. Khawar A., Eppard E., Sinnes J.P., et al., Prediction of Normal Organ Absorbed Doses for [^{177}Lu]Lu-PSMA-617 Using [^{44}Sc]Sc-PSMA-617 Pharmacokinetics in Patients With Metastatic Castration Resistant Prostate Carcinoma, *Clin. Nucl. Med.*, vol. 43, 2018, p. 486.
165. G.W. Severin, J.W. Engle, H.F. Valdovinos, T.E. Barnhart, R.J. Nickles, Cyclotron produced $^{44\text{g}}\text{Sc}$ from natural calcium, *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 70, iss. 8, 2012, p. 1526.
166. van der Meulen N.P., Hasler R., Talip Z., et al., Developments toward the Implementation of ^{44}Sc Production at a Medical Cyclotron, *Molecules*, vol. 25, 2020, p. 4706.
167. Filosofov D.V., Loktionova N.S., Rösch F., A $^{44}\text{Ti}/^{44}\text{Sc}$ radionuclide generator for potential application of ^{44}Sc -based PET-radiopharmaceuticals, *Radiochim. Acta*, vol. 98, iss. 3, 2010, p. 149.
168. Guertin A., Nigrón E., Sitarz M., et al., Proc. 15th Int. Conf. Nuclear Reaction Mechanisms, Varenna, CERN-Proceedings-2019-001, vol. 1, 2018, p. 355, [Электронный ресурс]: <https://cds.cern.ch/record/2669285>
169. Pupillo, G., Mou, L., Martini, P., et al., Proc. 15th Int. Conf. Nuclear Reaction Mechanisms, Varenna, CERN-Proceedings-2019-001, vol. 1, 2018, p. 341, [Электронный ресурс]: <https://cds.cern.ch/record/2669285>
170. Fontana, A., Calzaferri, S., Canton, L., et al., Proc. 15th Int. Conf. Nuclear Reaction Mechanisms, Varenna, CERN-Proceedings-2019-001, vol. 12018, p. 349, [Электронный ресурс]: <https://cds.cern.ch/record/2669285>
171. Koning A.J., Delaroche J.P., Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV, *Nucl. Phys. A*, vol. 713, 2003, p. 231.
172. Kalbach C., Toward a global exciton model: the equilibrium component, *J. Phys. G*, vol. 25, 1999, p. 75.
173. Otuka N., Dupont E., Semkova V., et al., Towards a More complete and accurate

- experimental nuclear reaction data library: International collaboration between nuclear reaction data centres (NRDC), Nucl. Data Sheets, vol. 120, 2014, p. 272.
174. de Waal T.J., Peisach M., Pretorius R., J., Activation cross sections for proton-induced reactions on calcium isotopes up to 5.6 MeV, Inorg. Nucl. Chem., vol. 33, 1971, p. 2783,
175. Krajewski S., Cydzik I., Abbas K., et al., Cyclotron production of ^{44}Sc for clinical application, Radiochim. Acta, vol. 101, 2013, p. 333.
176. Carzaniga T.S., Auger M., Braccini S., et al., Measurement of ^{43}Sc and ^{44}Sc production cross-section with an 18 MeV medical PET cyclotron, Appl. Radiat. Isotopes, vol. 129, 2017, p. 96.
177. J.P. Jeukenne, A. Lejeune, C. Mahaux, Optical-model potential in finite nuclei from Reid's hard core interaction, Phys. Rev. C, vol.16, 1977, p. 80.
178. Liang, H., Han, Y., and Shen, Q., Calculation and analysis of $p + {}^{40,42,43,44,46,48,\text{nat}}\text{Ca}$ reaction cross sections at incident energies from threshold to 250 MeV, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, vol. 269, 2011, p. 597.
179. База данных, Charged-particle cross section database for medical radioisotope production, [Электронный ресурс]: <https://www-nds.iaea.org/medical>
180. Kalbach C., Preequilibrium reactions with complex particle channels, Phys. Rev. C, vol. 71, 2005, p. 034606.
181. Blann M., A priori pre-equilibrium decay models, Nucl. Phys. A, vol. 213, 1973, p. 570.
182. Qaim, S.M., Sudar, S., Scholten, B., et al., Evaluation of excitation functions of $^{100}\text{Mo}(p,d+pn)^{99}\text{Mo}$ and $^{100}\text{Mo}(p,2n)^{99\text{m}}\text{Tc}$ reactions: Estimation of long-lived Tc-impurity and its implication on the specific activity of cyclotron-produced $^{99\text{m}}\text{Tc}$, Appl. Radiat. Isotopes, vol. 85, 2014, p. 101.
183. Tarkanyi, F., Hermanne, A., Takacs, S., et al., Cross-section measurement of some deuteron induced reactions on ^{160}Gd for possible production of the therapeutic radionuclide ^{161}Tb , J. Radioanal. Nucl. Chem., vol. 298, 2013, p. 1385.
184. Avrigeanu, M., Rochman, D., Koning, A.J., et al., Advanced breakup-nucleon enhancement of deuteron-induced reaction cross sections, Eur.Phys.J.A, v.58, 2022, p.3.

185. База данных, National Nuclear Data Center, [Электронный ресурс]: <http://www.nndc.bnl.gov>
186. Bangert R., Gonsior B., Roth M., Steinmetz B., Stroemich A., The (p, n) reaction between analog states in isotopes of Sn and Sb, Nucl.Phys. A, vol. 287, 1977, p. 280.
187. Dilg W., Schantl W., Vonach H., Uhl M., Level density parameters for the back-shifted fermi gas model in the mass range $40 < a < 250$, Nucl. Phys. A, vol. 217, 1973, p. 269.
188. Becchetti F. D., Greenlees G. W., Nucleon-nucleus optical-model parameters, $A > 40$, $E < 50$ MeV, Phys. Rev., vol. 182, 1969, p. 1190.
189. Камю А., Бунтующий человек, М.: Политиздат, 1990, 415 с.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА ДИССЕРТАЦИИ ВЫНОСИМЫХ НА ЗАЩИТУ

1. von Oertzen, W., Zherebchevsky V., Gebauer, B., et al., Fission decay of $N=Z$ nuclei at high angular momentum: ^{60}Zn , Phys. Rev. C, vol. 78, iss. 4, 2008, p. 044615.
2. von Oertzen W., Gebauer, B., Efimov G., Zherebchevsky V., et al., Fission and ternary cluster decay of hyper-deformed ^{56}Ni , Eur. Phys. J. A, vol. 36, 2008, p. 279.
3. Torilov S.Y., Gridnev K.A., Zherebchevsky V.I. et al., Cluster states in the neutron excess nucleus ^{22}Ne , JETP Lett., vol. 94, iss. 1, 2011, p. 6.
4. Beck C, Papka P....., von Oertzen W, Zherebchevsky V, et al., Clusters in light nuclei, Acta Physica Polonica B, vol. 42, no. 3-4, 2011, p. 747.
5. Torilov S.Y., Brenner M....., Zherebchevsky V, et al., High-spin states in ^{22}Ne populated in the $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)$ reaction, Eur. Phys. J. A, vol. 47, iss.12, Art. No 158, 2011.
6. Zherebchevsky V.I., Igolkin S.N., Krymov E.B. et al., Extra lightweight mechanical support structures with the integrated cooling system for a new generation of vertex detectors, Instruments and Experimental Techniques, vol. 57, 2014, p.356
7. Kumbartzki G. J., Benczer-Koller N., Burcher S....., Zherebchevsky V.I., et al., Transition from collectivity to single-particle degrees of freedom from magnetic moment measurements on $^{82}\text{Sr}_{44}$ and $^{90}\text{Sr}_{52}$, Phys. Rev. C, vol. 89, iss. 6, 2014, p. 064305.
8. Torilov S.Y., Maltsev N.A., Goldberg V.Z....., Zherebchevsky V.I., et al., Quasimolecular states in a reaction with carbon isotopes, JETP Lett., vol. 102, iss. 2, 2015, p. 69.
9. Torilov S.Y., Maltsev N.A., Goldberg V.Z....., Zherebchevsky V.I., et al., Decay of quasimolecular states in ^{26}Mg , Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. vol. 80, iss.8, 2016, p. 871.
10. Zherebchevsky V.I., Alekseev, I.E., Gridnev K.A. et al., The study of the nuclear reactions for the production of antimony isotopes, Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. vol. 80, iss. 8, 2016, p. 888.

11. Nurmukhanbetova A.K., Goldberg V.Z., Nauruzbayev D.K., Zhrebchevsky V.I., et al., Implementation of TTIK method and time of flight for resonance reaction studies at heavy ion accelerator DC-60, *Nucl.Instr.Meth.Phys.Res.A*, v.847, 2017, p. 125.
12. Zhrebchevsky V.I., Altsybeev I.G., Feofilov G.A., et. al., Experimental investigation of new ultra-lightweight support and cooling structures for the new Inner Tracking System of the ALICE Detector, *Journal of Instrumentation*, vol. 13., № T08003, 2018.
13. S. Yu. Torilov, N. A. Maltsev, R. B. Panin, V. I. Zhrebchevsky, Investigating the Excitation Functions of the (p, n) Reaction for $40 < A < 239$ Nuclei, *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, vol. 83, iss. 9, 2019, p. 1151.
14. Zhrebchevsky, V.I., Alekseev, I.E., Lazareva, T.V. et al. New Radionuclides for Personalized Medicine. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* vol. 85, iss. 10, 2021, p. 1128.
15. Torilov S., Maltsev N., Zhrebchevsky V., Studying Low-Energy Resonances in the $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ System, *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, vol. 85, iss. 5, 2021, p. 548.
16. Nesterov D.G., Zhrebchevsky V.I., Feofilov G.A. et al., Cooling Systems for the Novel Pixel Detectors, *Phys. Part. Nuclei*, vol. 53, 2022, p. 582.
17. Rakhmatullina A., Zhrebchevsky V., Maltsev N. et al., New Calorimetry Based on Silicon Pixel Detectors, *Phys. Part. Nuclei*, vol. 53, 2022, p. 342
18. S. Yu. Torilov, N. A. Maltsev, V. I. Zhrebchevsky et al., A study of resonance states in nuclear systems formed in reactions with heavy ions, *Physics of Particles and Nuclei*, Vol. 53, iss. 2, 2022, p. 403.
19. S. Yu. Torilov, N. A. Maltsev, V. I. Zhrebchevsky, Astrophysical S-Factor in the Model of a Square Potential Well, *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, vol. 87, iss. 8, 2023, p. 1217.
20. Zhrebchevsky V.I., Alekseev I.E., Maltsev N.A. et al., Modern Technologies for Producing Radionuclides for Nuclear Medicine, *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.*, vol. 87, iss. 8, 2023, p. 1207.