

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

Торилов Сергей Юрьевич

Кластерные степени свободы в ядрах

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	4
Глава 1. Методы описания и исследования кластерных состояний . . .	22
1.1. Модель связанных α -частиц	24
1.1.1. Геометрическая модель	24
1.1.2. Цепные конфигурации	32
1.1.3. Конденсат Бозе-Эйнштейна в ядрах	38
1.2. Двухчастичная модель	44
1.2.1. Туннелирование	46
1.2.2. Потенциальная модель в упругом канале	46
1.3. Реакции	53
1.3.1. Упругое рассеяние	54
1.3.2. Реакции передачи	60
1.3.3. Квазисвободное рассеяние	63
1.3.4. Процессы распада возбужденной системы	64
Глава 2. Экспериментальные методы	66
Глава 3. Спектроскопия легких нейтроноизбыточных ядер	70
3.1. Изотопы гелия	70
3.1.1. Цели и методы исследования	70
3.1.2. Полученные результаты	76
3.2. Изотопы бериллия	77
3.2.1. Цели и методы исследования	78
3.2.2. Полученные результаты	83
3.3. Изотопы углерода	84
3.3.1. Цели и методы исследования	85
3.3.2. Полученные результаты	87
3.4. Изотопы кислорода	88
3.4.1. Цели и методы исследования	90
3.4.2. Полученные результаты	91
3.5. Изотопы неона	92
3.5.1. Цели и методы исследования	94

3.5.2. Полученные результаты	102
3.6. Магний	102
3.7. Кремний и Сера	116
3.8. Аргон	117
3.9. Кальций	119
3.10. Тяжелые ядра и кластеры	126
Глава 4. Передача кластера в упругом рассеянии	135
4.1. Реакция $^{16}\text{O}+^{20}\text{Ne}$	136
4.2. Реакция $^{10,11}\text{B}+^{15}\text{N}$	137
Глава 5. Реакции с вылетом тяжелых кластеров	142
Глава 6. Систематика взаимодействия тяжелых кластеров в рамках потенциальной модели	157
6.1. Упругое взаимодействие	157
6.2. Модель	158
6.3. Анализ	164
Глава 7. Реакции слияния в кластерном приближении	167
7.1. Кластерные состояния в задачах астрофизики	168
7.2. Реакции в ядерной астрофизике.	170
7.3. Потенциал взаимодействия	173
7.4. Описание квазисвязанных состояний в рамках потенциальной модели	179
7.5. Вращательные полосы в системе тяжелых ионов	181
7.6. Определение астрофизического S -фактора для кластерного приближения в рамках модели прямоугольной потенци- альной ямы.	185
Заключение	193
Литература	196
Приложение	229

Введение

Актуальность темы исследования

Две простейшие из существующих, на сегодняшний день, ядерных моделей, предполагают диаметрально противоположные подходы к описанию структуры ядра и свойств ядерной материи. С одной стороны, хорошее описание таких коллективных свойств ядра, как, например, энергия связи, дается капельной моделью, предполагающей сильное взаимодействие между составляющими ядро нуклонами. С другой – простейшая микроскопическая модель ядра, предполагающая движение невзаимодействующих нуклонов в самосогласованном ядерном поле. Эта модель была построена по аналогии с моделью боровского атома и удовлетворительно может описать некоторые свойства низколежащих состояний, объяснить появление магических чисел и т.д.

Попытки улучшить обе модели, наделяя одну элементами другой, зачастую, приводят к возрастанию числа параметров, требующих дополнительного определения (как, например, оболочечные поправки в капельной модели) или приводят к значительным усложнениям расчетов при попытке описать широкий класс явлений, связанных с появлением многочастичных конфигураций. Как следует непосредственно из оболочечной модели, двухчастичные силы должны приводить к локальным корреляциям в распределении нуклонов, не учитываемых приближением центрального поля.

Одной из формальных возможностей учета действия остаточных сил является разделение рассматриваемой ядерной системы на совокупность кластеров – взаимодействующих друг с другом объектов, внутренней структурой которых пренебрегают, что приводит к возможности объяснять и предсказывать ряд явлений в физике ядра. О важности учета кластерных степеней свободы при описании структуры ядер говорит уже то, что одна из первых моделей ядра предполагала квазикристаллическую структуру, где в качестве составляющих элементов рассматривались α -частицы (самая первая модель такого рода появилась еще до открытия нейтрона!). Поводом к появлению такой модели послужили как данные об α -распаде тяжелых элементов, так и чисто энергетические, основанные на анализе энергий связи известных на то время легких ядер, соображения. Действительно, α -частица является очень устойчивым яд-

ром, что обусловлено простой конфигурацией составляющих ее нуклонов – они находятся в одном и том же пространственном состоянии, но в различных спиновых и зарядовых состояниях. У α -частицы велики энергии отрыва нуклонов и энергия первого возбужденного состояния. Все это делает α -частицу идеальным кандидатом на роль бесструктурного кластера. Кроме того, наблюдается повышенная устойчивость и самосопряжённых ядер (т.е. ядер, в которых число протонов четное и равно числу нейтронов).

Таким образом, предположение о возможности (и даже необходимости) учитывать α -кластерную составляющую при обсуждении структуры ядра привело Уилера в 1937 году к созданию одной из первых кластерных моделей. Факт использования при описании ядер более крупных структур, чем нуклоны, был отражен в названии статьи, указывающем на молекулярно-подобное описание: *Molecular Viewpoints in Nuclear Structure* [1]. Поскольку уже в то время было ясно, что принцип Паули не допускает присутствие α -частиц в области высокой плотности в центре ядра, где эффекты антисимметризации приводят к тому, что нуклоны, в общем, занимают определенное состояние в соответствии с моделью ядерных оболочек, требовался механизм, позволяющий обойти это условие. По предложению Уилера, α -частицы в ядре можно рассматривать как квазистабильные образования, т.е. существует высокая вероятность найти группу нуклонов, локализованную в некоторой области пространства и достаточно удаленную от других таких групп. В этой модели было введено важное понятие *связи* между α -частицами. В простейшем случае, если рассматривать фиксированное расположение α -частиц в пространстве, то число связей – это число кратчайших расстояний между α -частицами, по которым осуществляется их взаимодействие. Модель казалась многообещающей и вскоре, в соавторстве с Теллером, она была расширена для описания вращательных свойств ядер [2]. Далее был предложен учет избытка (недостатка) нейтронов. Модель была предложена Хафстадом и Теллером и уже называлась *The Alpha-Particle Model of the Nucleus* [3]. На рисунке 1 представлен полученный в работе [3] график зависимости энергии связи от числа связей. Расчеты были выполнены авторами для известных на тот момент ядер, а геометрическая структура определялась из условий плотной упаковки α -частиц, что, в первом приближении, соответ-

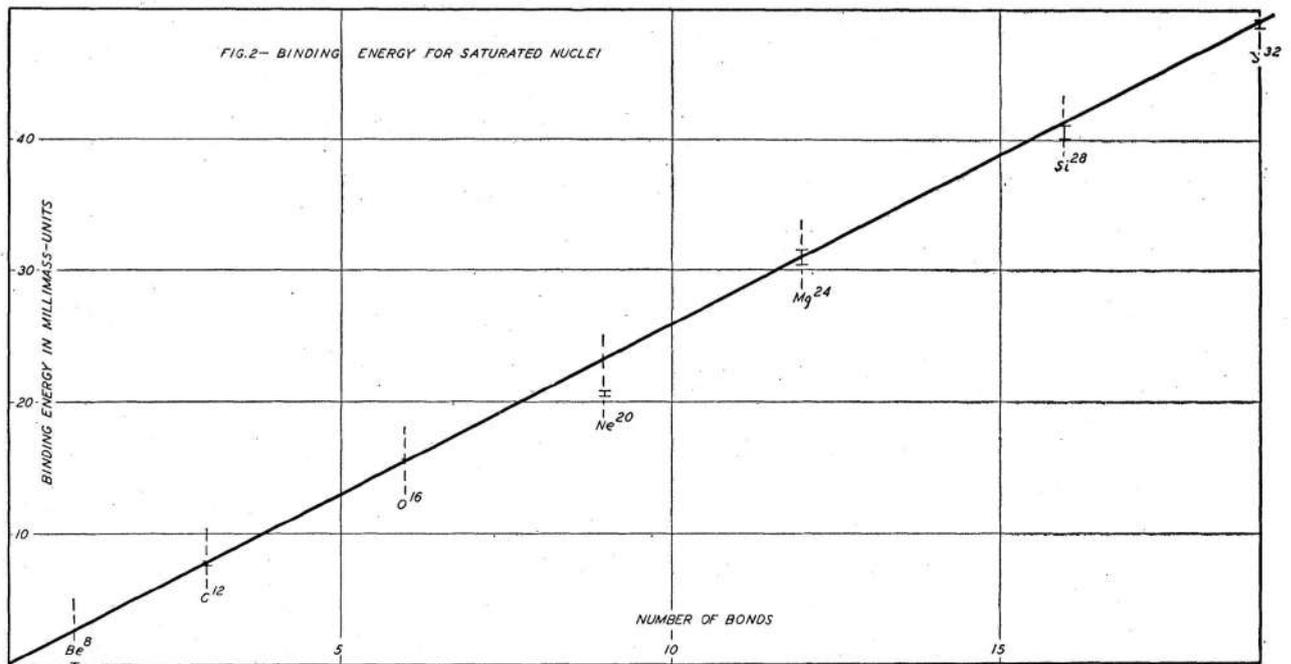


FIG. 2. Binding energy for saturated nuclei.

Рис. 1. Энергия связи самосопряжённых ядер из работы [3]

ствовало квазикристаллической структуре на основе тетраэдеров. Далее этот вопрос будет рассмотрен более подробно.

Успех развития оболочечной модели и, особенно появление обобщенной модели ядра, на некоторое время привел к снижению интереса к кластерным моделям.

Второй период повышенного интереса к α -кластерной модели начался после 1960-ого года. Именно в это время был выполнен ряд классических экспериментов, важных для понимания внутренней структуры ядра, началось построение эффективных “кластерных” теорий, наметились подходы к разрешению противоречий кластерного и оболочечного подходов.

На сегодняшний день, по мере изучения атомного ядра (и особенно свойств легких ядер), интерес к кластерной модели постепенно возродился вновь, на этот раз уже не как к основной, а как к модели, позволяющей описать некоторую совокупность явлений, не находящую объяснения в рамках оболочечного подхода. Например – самосопряжённые ядра или ядра, содержащие α -частицу как хорошо сформированный кластер (ядра лития, гало-ядра, вращательные полосы в некоторых ядрах). Но, безусловно, самой многообещающей была по-

пытка поиска и описания в рамках данной модели частного варианта *квази-молекулярных состояний*. В наиболее общем случае под такими состояниями подразумеваются системы, состоящие из атомных ядер, взаимодействующих посредством ядерных сил, но с относительно небольшой энергией, так что процесс взаимодействия не оказывает влияния на внутреннюю структуру этих ядер и вследствие этого их можно полагать и вовсе бесструктурными. Помимо предсказания новых, часто довольно необычных, состояний, такая точка зрения позволяет существенно облегчить процесс микроскопического описания системы, так как она содержит сравнительно небольшое число конституэнтных элементов. Очевидно, что при таком подходе α -частица является первым и наиболее оптимальным строительным элементом кластерной модели – большие значения энергии связи и первого возбужденного уровня, а так же нулевой спин и изоспин. Механизм образования таких конституэнтных кластеров, подобно описанному в работе Уилера [1], основывается на идее наличия спин-зависящих сил притяжения между нуклонами. В результате пионерская работа Уилера привела к созданию эффективной теории Метода Резонирующих Групп (Resonating Group Method) [4]. Среди ряда других теорий, появившихся в то время, следует отметить Метод Генератора Координат (Generator Coordinate Method) [5] и Метод Ортогональных Условий (Orthogonality Condition Method) [6].

Поскольку данная работа посвящена именно экспериментальному исследованию кластерных степеней свободы, отметим только простейшие варианты моделей, которые удобно использовать при планировании эксперимента, а также для получения систематики. С этой точки зрения существующие на сегодняшний день α -кластерные модели можно условно разделить на две большие группы.

Первая, когда одна α -частица (реже, две) взаимодействует с кором, считающимся тоже бесструктурным, либо α -частица сама является кором (литий, гало-ядра).

Вторая, когда все ядро считается состоящим из α -частиц – предельная α -частичная модель.

Хорошей иллюстрацией таких подходов является *диаграмма Икеды* [7] – систематика допустимых кластерных состояний, играющая центральную роль

в рассматриваемом подходе к описанию структуры ядра (см. рис. 2).

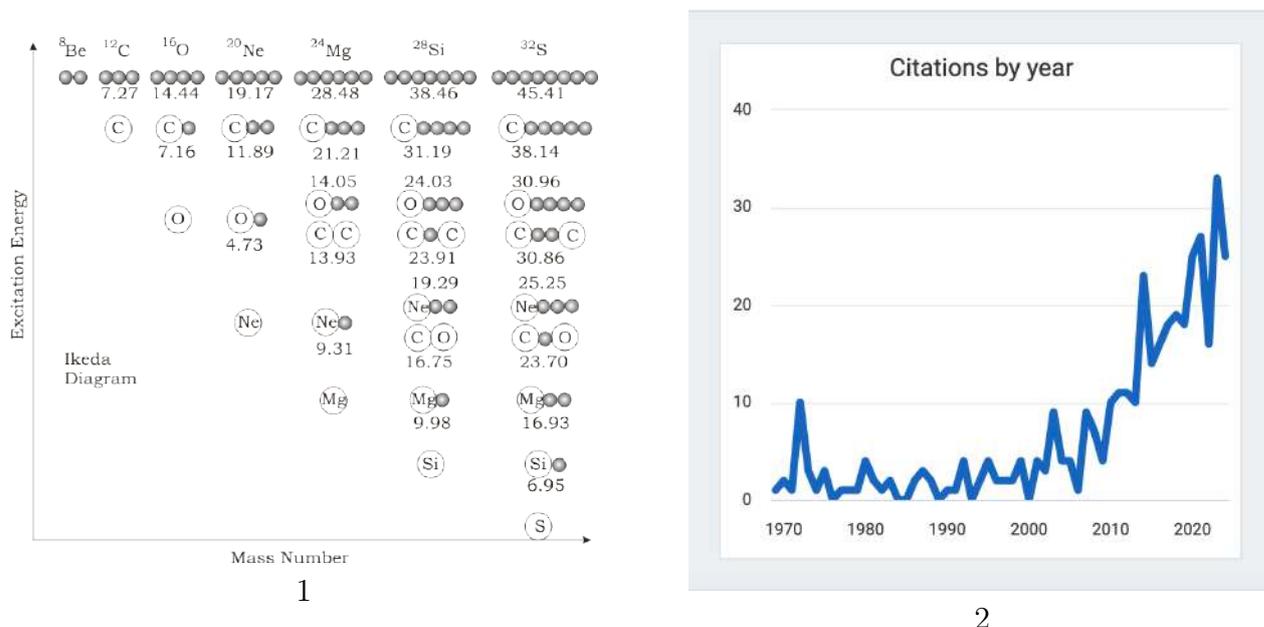


Рис. 2. 1. Диаграмма Икеды [7] (модифицирована с учетом данных, известных на сегодняшний день), 2. Цитируемость работы [7] по годам [8]

С точки зрения кластерной модели, каждому элементу диаграммы Икеды должно соответствовать состояние в спектре уровней соответствующих самосопряжённых ядер (так называемое *пороговое правило*). Первая “диагональ” диаграммы соответствует основным состояниям ядер, не имеющих кластерных характеристик в первом приближении, вторая – состояниям вида “кор+ α -частица”, третья – “кор+2 α -частицы” и т.д. Самая верхняя строка, таким образом, соответствует состоянию, когда все ядро оказывается разбито на α -частицы. Кроме того, на диаграмме могут присутствовать более сложные состояния, например, $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$, соответствующие более тяжелым кластерам. Цифры под каждым элементом соответствуют порогу реакции для данного разбиения, то есть указывают *примерное* положение уровня в спектре возбужденных состояний. Разработанная в середине шестидесятых годов модель Икеды оказалась настолько удобным методом работы с кластерными состояниями, что, как видно из рисунка 2, и на сегодняшний день она является если не основным, то крайне важным аппаратом работы с кластерным приближением, особенно в случае экспериментальных работ.

В последнее время рассмотренный выше подход удалось распространить на ядра с нейтронным избытком. В работах фон Эрцена [9, 10] была предложена “расширенная диаграмма Икеды”. Она построена по схожему

принципу и включает в себя состояния, соответствующие структуре “кор+ α -частица+ковалентные нейтроны”. Такие, сильно разделенные в энергетическом пространстве, конфигурации, в современной литературе называют *молекулярными*. Как следует из этого приближения, энергия возбуждения с ростом сложности конфигурации нарастает очень быстро, так что в эксперименте мы, как правило, видим только самые “простые” состояния, соответствующие возбуждению одного-двух кластеров, т. е. относящиеся к теориям первой группы.

Наиболее удачное и простое описание таких состояний получается в рамках потенциальной модели. Эта модель была развита Баком [11–13] на основе работ по введению потенциала свертки для самосопряжённых ядер [14], что оказало огромное влияние на развитие физики изучения кластерных состояний. Модель основывалась на введении оптического потенциала, который воспроизводил кластерные состояния, как уровни соответствующих вращательных полос. Получаемые в результате волновые функции рассматриваемых состояний аналогичны вычисленным в рамках методов с применением теории групп [11], а применение простого соотношения для исключения запрещенных состояний позволяет свести расчеты к решению уравнения Шредингера для связанных и квазисвязанных состояний. Модель дает интуитивно понятную картину относительного движения системы кластер-кор и не требует громоздких вычислений (например, работа [13]). Преимуществами такого подхода являются возможность систематики (или унификации) потенциала кластер-кор, а, соответственно, возможность вычисления таких характеристик, как ширина распада, его интенсивность или использование потенциала для воспроизведения угловых распределений ядерных реакций. Обратное, возможно применять извлеченный из экспериментальных данных потенциал, для определения примерных положений кластерных состояний.

Другой вариант рассмотрения “одночастичных” кластерных состояний был предложен Хориучи и Икедой [15, 16]. Этот подход сильно отличался от рассмотренного выше “потенциального”, хотя первоначально применялся к тем же самым ядрам ^{16}O и ^{20}Ne , которые всегда рассматривались как ключевые для кластерных вычислений. Модель вводила понятие *инверсного дублета* для состояний отрицательной и положительной четности. Несмотря на то, что ана-

логичный дублет возникал и в предыдущей модели, здесь его природа была иная, два типа состояний во вращательных полосах возникали как следствие туннелирования α -частицы “сквозь” ядро, что приводило к расщеплению по энергии в зависимости от четности состояния. Первоначально такая модель оказалась малоиспользуемой. Несмотря на хорошее качественное описание и простоту применения (для построения волновых функций мог быть использован метод ВКБ), модель применялась лишь для описания величины расщепления по четности в ядрах ^{16}O и ^{20}Ne . Обнаружение схожих дублетов в тяжелых ядрах и систематика “потенциала деформации” возродили интерес к этой модели.

Поскольку обе модели играют ключевую роль в представленной диссертации, ниже они будут рассмотрены подробнее.

Разумеется, существует большое количество моделей, основанных на более сложных теориях, однако в данной работе отметим только описание в рамках подхода Антисимметричной Молекулярной Динамики (Antisymmetrized Molecular Dynamics – AMD) [17], с результатами которого будет проведено сравнение полученных данных. Несмотря на то, что в этой модели степени свободы входящих в ядро нуклонов рассматриваются независимо, не предполагая наличие кластеризации, такой подход получил особое распространение именно для описания кластерных степеней свободы. Это становится возможным благодаря включению кластерной волновой функции Блоха-Бринка из упомянутого выше метода Генератора Координат в модельное пространство AMD.

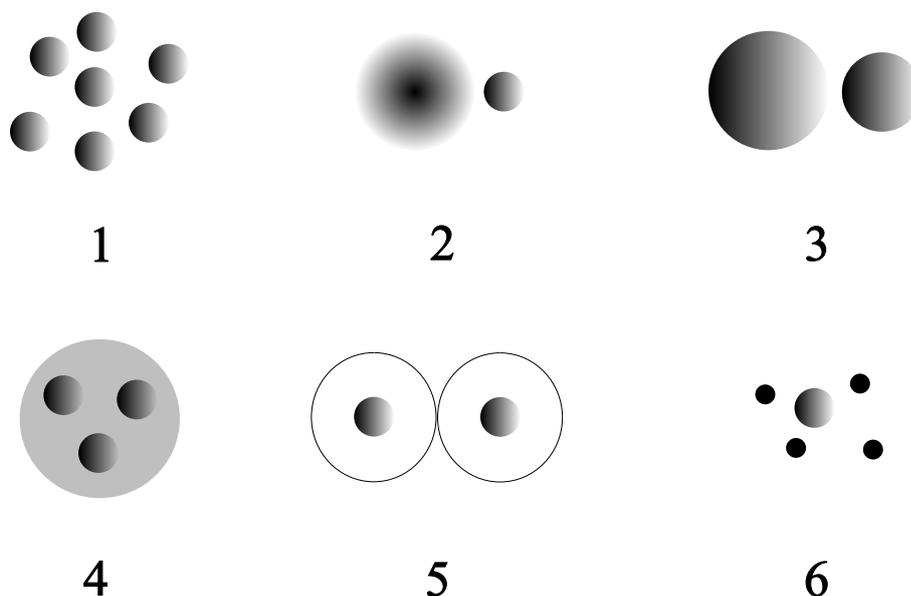


Рис. 3. Рассматриваемые в работе типы систем (см. пояснения в тексте).

На рисунке 3 схематически показаны рассматриваемые в работе типы систем, проявляющих кластерный характер. 1) система связанных (или слабо-связанных) кластеров, обычно α -частиц (главы 1, 5), 2) Кластер (обычно α -частица) в поле ядра-кора (главы 1, 3, 4, 5), 3) Тяжелые кластеры, образующие бинарную систему (главы 4, 6, 7), 4) Кластеры (α -частицы), которые могут быть рассмотрены, как корреляции в системах нуклонов, слабо взаимодействующих с остальными нуклонами (глава 3), 5) аналогично предыдущему пункту, но нуклоны образуют орбитали (π , σ), по аналогии с электронами в молекулах (глава 3), 6) ядро, являющееся кором в системе гало-ядер (глава 3). Методы исследования таких систем описаны в главах 1 и 2.

Одной из проблем дальнейшего развития этой области является значительный дефицит экспериментальных данных и новых интерпретаций для существующих. Именно решению этой проблемы, в основном, посвящена данная работа. Экспериментально изучены ядра, принадлежащие легкой и средней группам масс, в том числе, и со значительным нейтронным избытком. На рисунке 4 указаны ядра и кластеры, рассмотренные в данной работе.

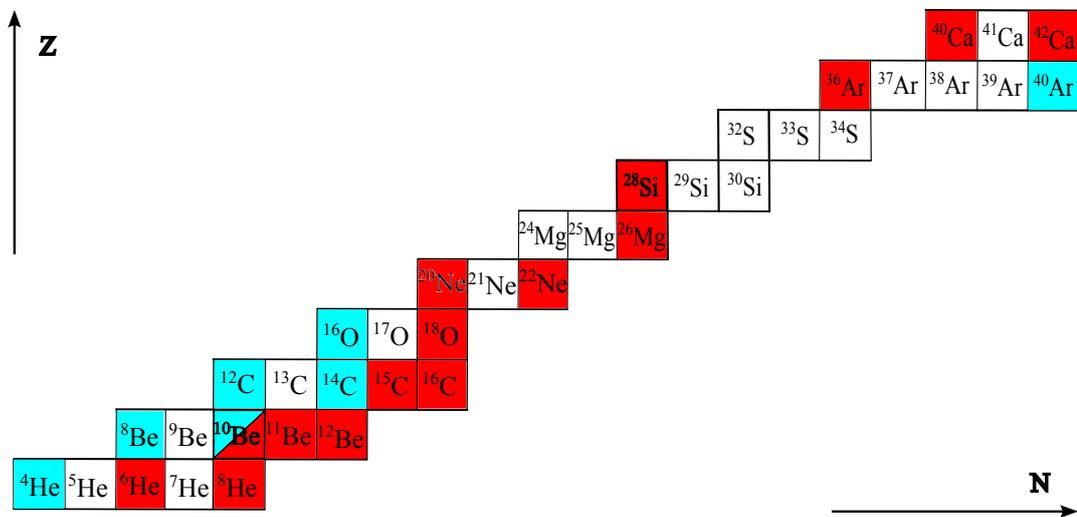


Рис. 4. Изучаемые в работе изотопы. Красным отмечены изотопы, чьи кластерные характеристики были исследованы в рассмотренных экспериментах. Синим выделены рассматриваемые кластеры.

Также, полученные нами результаты рассматриваются в рамках кластерных подходов с целью понять, насколько хорошо они могут быть описаны. Хорошее совпадение теоретических результатов с экспериментальными может считаться дополнительным аргументом в пользу кластерного характера наблюдаемых явлений.

На сегодняшний день имеется значительное количество обзоров по проблеме кластеризации в ядрах. Упомянем здесь наиболее свежие [18–22]. Фундаментальной монографией, содержащей теоретические подходы к кластерному описанию структуры ядра и на сегодняшний день является работа [23].

Не следует считать, что основная область применения рассмотренных подходов принадлежит низким энергиям. Активно развивающиеся на сегодняшний день экспериментальные методы в области высоких энергий развивают аналогичные подходы. Так, в работе [24] рассматривается вылет тяжелых кластеров в нестабильных состояниях при энергиях порядка A ГэВ, задача, аналогичная решаемой в данной работе для низких энергий. Также нужно упомянуть эксперимент BECQUEREL [25], изучающий фрагментацию на α -кластеры при релятивистских энергиях. Кластерную структуру, как корреляцию α -частиц в виде ${}^8\text{Be}$ в результате фрагментации ядер ${}^{16}\text{O}$, ${}^{22}\text{Ne}$, ${}^{28}\text{Si}$, как и в данной работе, рассматривают и при релятивистских энергиях [26].

Наконец, значительный прогресс достигнут при изучении фрагментации ядерной материи при столкновении релятивистских ионов на коллайдере NICA/Nuclotron при изучении процессов, важных с точки зрения астрофизики высоких энергий [27].

Актуальность выполненных исследований также подтверждается большим количеством международных конференций и ежегодных обзоров, посвященных рассматриваемой в работе теме. Интерес к данной теме растет с каждым годом, что можно видеть, в том числе, и из роста ссылок на работу Икеды (рис. 2), являющуюся фундаментальной в данном вопросе. Вместе с тем, следует отметить, что большинство таких работ имеют теоретический характер и связаны с переосмыслением ранее полученных результатов, в том числе и для более простых вариантов кластерного приближения. Таким образом, наблюдается существенный дефицит именно экспериментальных данных, которые могли бы подтвердить (или опровергнуть) предсказания существующих на сегодняшний день моделей.

Одним из факторов, определяющих значительный интерес к новым экспериментальным данным в этой области является, в том числе, возможность перехода от описания конечных ядер, изучаемых в лаборатории, к описанию та-

ких объектов, как нейтронные звезды [28]. Это, в свою очередь, требует изучения возможных корреляций в нейтронных системах, для их адекватного учета в уравнении состояния ядерной материи [29]. Однако на сегодняшний день вопрос о корреляциях до конца не решен. Недавние эксперименты в этой области фактически повторили результат настоящей работы [30].

Другим примером являются достижения в рамках AMD-подхода. В недавнем обзоре, посвященном проблемам кластеров в легких ядрах [31] предполагается схема дополнения AMD методами квантовой хромодинамики и искусственного интеллекта для разрешения имеющихся проблем. Причем, стоит отметить, что обзор посвящен именно экспериментальным работам в этой области. Примерами проблем (в том числе и решаемых в данной работе) являются: неоднозначность определения угловых моментов состояний, трудности изучения высокоспиновых состояний в легких ядрах, сложности работы при низких энергиях. Как видно, перечисленные проблемы отсылают нас именно к проблемам экспериментального исследования.

В другом обзоре по AMD-моделированию [32], замечен не только значительный дефицит экспериментальных значений для изотопов бериллия, но и рисунок, посвященный ядру ^{22}Ne , который имеет предсказания почти двадцатилетней давности и последний раз дополнялся именно нашими результатами.

Ниже, такое положение дел будет проиллюстрировано на примере ядра ^{18}O , для которого, на сегодняшний день, имеются диаметрально противоположные (!) экспериментальные результаты, на что указано в обзоре по истории кластеров [33]. К тому же, возможность исследования свойств (в том числе и кластерных) ядер, находящихся вблизи границы стабильности, была получена сравнительно недавно, так что любой новый экспериментальный результат в этой области может быть полезен как для развития теоретических подходов, так и для планирования новых экспериментов.

Важность изучения кластерной структуры ядер с точки зрения астрофизики хорошо проиллюстрирована в обзоре [34].

Целью представленного цикла работ является:

1. Экспериментальное изучение кластерных степеней свободы в самоспряжённых и нейтроноизбыточных ядрах.

2. Описание полученных экспериментальных результатов в рамках кластерной модели для получения необходимой систематики.
3. Экспериментальное изучение вращательных полос кластерной природы в ядрах. Анализ высокоспиновых состояний в ядрах легкой и средней групп масс, обнаруженных в наших экспериментах.
4. Экспериментальное изучение нейтроноизбыточных изотопов вблизи границы нейтронной стабильности, изучение влияния нейтронного избытка на кластеризацию в ядрах.
5. Рассмотрение возможных экзотических состояний, обусловленных кластеризацией.
6. Экспериментальное изучение эмиссии тяжелых кластеров бериллия и углерода.
7. Исследование влияния передачи кластера в реакциях с тяжелыми ионами.
8. Получение систематики для описания в рамках двухчастичной модели низкоэнергетического взаимодействия тяжелых ионов, важных с точки зрения астрофизики.

Структура работы.

Диссертация состоит из Введения, 7 глав, Заключения и Приложения. Полный объем диссертации составляет 233 страниц, включая 79 рисунков и 30 таблиц. Список литературы содержит 317 наименований. Во Введении кратко формулируется цель представленного цикла работ и актуальность этих исследований, основные результаты. Указаны положения, выносимые на защиту и приведен список конференций, на которых освещались основные полученные в работе результаты.

В Главе 1 рассмотрены основные положения α -частичной модели, с учетом известных, на сегодняшний день, экспериментальных данных, использованные в работе для подготовки к выполнению эксперимента, либо при его анализе. Кроме того, перечислены основные типы реакций, использованных в данной

работе, указаны их характерные особенности, применительно к целям и задачам настоящей работы. Показано, что полученные результаты хорошо согласуются как с расчетами на основе других моделей, так и с существующими на сегодняшний день экспериментальными результатами.

В Главе 2 кратко рассмотрены основные методы экспериментального изучения свойств ядер, применяемые в данной работе. Приведены основные характеристики используемых экспериментальных установок.

В Главе 3 приведены основные результаты исследования спектроскопии ядер, указанных на рисунке 4. Кроме того, для ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$ указаны полученные распределения импульсов кластеров и приведена исследовательская установка. Кратко описана процедура получения экспериментальных результатов. Рассмотрены результаты для резонансного рассеяния α -частиц и тяжелых кластеров в методе обратной геометрии с толстой мишенью.

В Главе 4 приведены результаты исследования квазиупругой передачи α -частицы в реакциях с ядрами кислорода, неона, бора и азота.

В Главе 5 рассмотрены результаты эксперимента с вылетом тяжелых кластеров в виде ядер ${}^{12}\text{C}^*$ и ${}^8\text{Be}$. Показано, как данный результат может быть трактован в рамках возникновения в ядрах конденсата Бозе-Эйнштейна.

В Главе 6 представлена систематика для ядер средней группы масс, в рамках кластерного подхода. Рассмотрен случай упругого рассеяния ядер ${}^{12}\text{C}+{}^{16}\text{O}$ с указанием основных сложностей при изучении квазимолекулярных состояний, возникающих в такой тяжелой системе.

В Главе 7 рассмотрен случай потенциальной модели и проведено сравнение с экспериментом, на основе чего дается описание возникающей у функции возбуждения резонансо-подобной структуры. В заключение дается систематика для других вариантов реакций, важных с астрофизической точки зрения.

В Заключении кратко описаны основные результаты и приведены благодарности.

В Приложении указан список публикаций автора, связанных с темой диссертации.

Теоретическая и практическая значимость

В настоящей работе исследовались кластерные состояния в ядрах. Отли-

чительной чертой данной темы является возможность применения получаемых результатов в самых различных областях исследования атомного ядра и элементарных частиц. Это, в свою очередь, определяет значимость, как с практической, так и теоретической точки зрения результатов выполненных работ. Перечислим основные моменты.

В работе проводилось исследование кластерных свойств ядер с применением метода обратной геометрии. Данный метод в настоящее время бурно развивается, поскольку дает возможность изучать ядерную экзотику вблизи и даже за границей стабильности. Таким образом, результаты работы с подобными системами очень полезен для научных групп, занимающихся экспериментальным исследованием свойств ядер. В частности, развитые в наших работах методы позволяют значительно упростить изучение реакций для малых энергий, вплотную подходя к энергиям, типичным для звездного нуклеосинтеза. Такие работы очень важны с точки зрения современной астрофизики. К тому же, оценка полученных сечений для слияния ионов в области малых энергий позволят нам лучше понять механизмы реакций, протекающих в звездах.

В нашей работе по изучению нейтроноизбыточных ядер для идентификации продуктов распада был применен новый метод регистрации по времени сбора заряда. Отличительной особенностью данного метода является нетребовательность к параметрам детектора, что позволяет существенно удешевить работы. Разделение вылетающих частиц осуществляется без применения ΔE части, что позволяет избежать применения дорогого тонкого детектора или газовой системы, неблагоприятно влияющей на вакуум. Была показана возможность разделения ядер ${}^4\text{He}$ и ${}^6\text{He}$.

К практической пользе можно также отнести развиваемые нами методы анализа сечения слияния ядер в области малых энергий. Небольшое число свободных параметров и отсутствие необходимости решать уравнение Шредингера позволяют работать сразу с большим количеством экспериментальных данных. Это позволяет находить универсальные закономерности, важные для экстраполяции значений сечения в область малых энергий.

Полученные в работе экспериментальные результаты представляют интерес для работы международных научных групп. Они включены в базы данных

и получили независимую проверку. Используемые теоретические подходы позволяют просто и быстро оценивать эффект в первом приближении. Несмотря на использование в данной работе малых энергий, результаты настоящих работ, как указывалось выше, могут быть использованы в современных установках по изучению поведения сверхплотной ядерной материи при столкновении тяжелых ионов.

Методология и методы исследования

В работе применялось самое современное оборудование для проведения экспериментов. В частности, это магнитные спектрометры, системы идентификации частиц по времени сбора заряда и методы обратной геометрии и толстой мишени. Для обработки полученных данных применялась потенциальная модель, модель с туннелированием, а так же расчет параметров реакций в рамках борновского приближения с искаженными волнами. Учитывая важность этих методик для понимания полученных результатов, использованные теоретические подходы более подробно рассмотрены в Главе 1, а экспериментальные методы рассмотрены в Главе 2.

Степень достоверности и апробация

Достоверность полученных результатов обусловлена их воспроизводимостью в экспериментах, выполненных в других научных группах, а также согласием с теоретическими расчетами, выполненными другими авторами на основании информации, изложенной в статьях с материалами данной диссертации.

Эксперименты, описанные в настоящей работе, были выполнены нами на установках LNL (Леньяро, Италия), HMI (Берлин, Германия), GSI (Дармштадт, Германия), JYFL (Ювяскуля, Финляндия), Циклотронной лаборатории варшавского университета (Варшава, Польша) и на ускорителе Национальной лаборатории Университета Назарбаева (Астана, Казахстан).

Основные результаты данной работы были получены впервые. Ряд результатов был позднее использован различными международными исследовательскими группами.

Полученные в работе результаты были опубликованы в международных научных журналах. В Приложении содержится основной список публикаций по данной диссертации в журналах и материалах международных конференций –

44 наименований.

Из списка основных работ по теме диссертации 15 работ опубликовано в журналах из списка ВАК, 27 работ содержится в наукометрических базах Scopus и Web of Science. Полученные экспериментальные результаты были проиндексированы в EXFOR и XUNDL – международных базах данных экспериментальных результатов по физике ядра.

Результаты работы были представлены на международных конференциях по ядерной физике:

- NUCLEUS 2005 (Санкт-Петербург, Россия)
- NUCLEUS 2006 (Саров, Россия)
- NUCLEUS 2007 (Москва, Россия)
- NUCLEUS 2009 (Чебоксары, Россия)
- NUCLEUS 2010 (Санкт-Петербург, Россия)
- NUCLEUS 2011 (Саров, Россия)
- NUCLEUS 2012 (Воронеж, Россия)
- NUCLEUS 2015 (Санкт-Петербург, Россия)
- NUCLEUS 2017 (Алма-ата, Казахстан)
- NUCLEUS 2020 (Санкт-Петербург, Россия)
- NUCLEUS 2021 (Санкт-Петербург, Россия)
- NUCLEUS 2022 (Москва, Россия)
- 4th International Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses 2004 (Пайн-Маунтин, США)
- 5th Conference on Nuclear and Particle physics 2005 (Каир, Египет)
- Sandanski Coordination Meeting on Nuclear Science 2005 (Албена, Болгария)
- Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy 2006 (Kyiv, Ukraine)
- Exon 2004 (Санкт-Петербург, Россия)
- 7th Conference on Nuclear and Particle Physics 2009 (Шарм-Эль-Шейх, Египет)

А так же докладывались на семинарах в Санкт-Петербургском Университете (Санкт-Петербург, Россия), Институте тяжелых ионов (GSI) (Дармштадт, Германия), Институте Гана-Мейтнер (HMI) (Берлин, Германия) и Университета

Назарбаева (Астана, Казахстан).

Положения, выносимые на защиту

1. Получены распределения импульсов кластеров в гало ядрах ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$.
2. Обнаружен и исследован ряд новых кластерных состояний в нейтроноизбыточных изотопах бериллия, углерода, кислорода и неона, а также в самоспряжённых ядрах аргона и кальция, принадлежащих вращательным полосам.
3. На основе предельной α -кластерной модели рассмотрены способы описания экзотических состояний ядерной материи – цепных конфигураций и конденсата Бозе-Эйнштейна. Данный результат позволяет объяснить некоторые закономерности вылета тяжелых кластеров, обнаруженные нами в эксперименте по изучению вылета тяжелых кластеров.
4. Предложена систематика для вращательных полос со структурой α +кор.
5. Получены новые данные о молекулярных состояниях, возникающих в реакции взаимодействия ${}^{12}\text{C}+{}^{14}\text{C}$, ${}^{12}\text{C}+{}^{16}\text{O}$.
6. Получены новые данные о квазиупругой передаче кластера в реакциях с ядрами углерода, кислорода, неона, бора и азота.
7. Предложена систематика данных для слияния тяжелых ионов, важных с точки зрения астрофизики.

Основные научные результаты

Материалы диссертации являются обобщением работ автора по теме исследования. Представленные в диссертации результаты получены автором лично, либо в соавторстве при непосредственном участии. Автор внес значительный вклад как в постановку решаемых в работе задач, так и в проведении экспериментов, выполнение обработки и анализа полученных экспериментальных данных и подготовку результатов исследований для публикации в научных изданиях.

1. Изучены состояния в нейтроноизбыточных ядрах бериллия, углерода, неона, магния. Полученные результаты позволили обнаружить ряд новых состояний с кластерной структурой, а также высокоспиновые состояния, принадлежащие вращательным полосам. В работах [35–39] постановка задачи, обработка полученных данных и подготовка публикаций выполнены лично автором. В работе [40] автором выполнен анализ данных по реакции $^{12}\text{C}+^{14}\text{C}$. В работах [41–45] вклад автора в обработку и анализ данных 60%.
2. Для изотопов гелия было получено распределение моментов в реакциях выбивания кластеров. Сделаны выводы о возможной конфигурации валентных нейтронов и возможности образования экзотических нейтронных кластеров. Расчеты для импульсного распределения кластеров в рассмотренных ядрах и получение экспериментального распределения в работе [46] выполнены лично автором.
3. Рассмотрен случай вылета из ядра α -частичных кластеров – $^{12}\text{C}^*$ и ^8Be . Обнаружено понижение энергии, уносимой из ядра в этом случае, что позволило, в дальнейшем, сделать вывод о возможной конденсации Бозе-Эйнштейна данных ядер. Расчеты энергетического баланса для вылетающих кластеров ^{12}C и $^{12}\text{C}^*$ и получение экспериментальных значений для них в работе [47] выполнены лично автором.
4. Проведена систематика реакций, важных с точки зрения астрофизики в рамках потенциальной модели. Получено удовлетворительное описание функции возбуждения для реакций слияния в случае одного свободного параметра. Личный вклад автора в работы [48–50] не менее 80%. В работе [51] автором выполнена обработка данных в рамках оптической модели.
5. Рассмотрены реакции упругого и неупругого рассеяния тяжелых ионов – углерода, кислорода, бора, азота и неона. Показана важность учета резонансных состояний и передачи кластера. Вклад в получение экспериментальных данных и обработку информации в работе [52] не менее 60%. Вклад автора в постановку задачи, получение экспериментальных данных и получение результатов в работе [53] не менее 80%.

6. Получена систематика для предсказаний кластерной модели, допускающая простые оценки для ядер в экзотических состояниях. Вклад автора в работы [54–60] не менее 80%.
7. Получена систематика в рамках потенциальной модели для вращательных полос. Вклад автора в работы [61–63] не менее 80%. Работы [64, 65] выполнены автором целиком. В работе [66] обработка экспериментальной информации и получение характеристик кластерных возбужденных состояний выполнены автором.

Глава 1. Методы описания и исследования кластерных состояний

В данной главе кратко рассмотрены основные подходы, позволяющие оценить, в первом приближении, возможный эффект от проявления кластерной структуры ядра и экспериментальные методы исследования кластерных степеней свободы в ядрах, используемые в данной работе. Условно их можно разделить на две группы – спектроскопические и связанные с изучением ядерных реакций.

С исторической точки зрения, одной из первых и наиболее весомых причин разработки модели кластерной структуры ядра (в данном случае – α -кластерной) является результат изучения естественной α -радиоактивности тяжелых ядер. После того как Резерфорд установил, что α -частицы соответствуют ядрам ${}^4\text{He}$, а Гамов построил теорию α -распада, возник закономерный вопрос о присутствии “готовых” α -частиц в ядре. Несмотря на существование в настоящий момент гораздо более точных моделей, экспериментальное изучение α -радиоактивности по-прежнему является актуальной задачей и дает новую информацию о свойствах и структуре тяжелых ядер с кластерной точки зрения. В этом случае ядерная волновая функция рассматривается как сумма “оболочечной” части для остаточного ядра и “кластерной” – для вылетающей α -частицы:

$$\Psi = \Psi(\textit{shell}) + \Psi(\textit{cluster}), \quad (1)$$

где кластерная волновая функция может быть записана, как антисимметризованное произведение внутренних волновых функций (остаточного ядра Φ_c и α -частицы Φ_α) и волновой функции их относительного движения ϕ :

$$\Psi(\textit{cluster}) = \mathcal{A}[\Phi_c(\xi_c)\Phi_\alpha(\xi_\alpha)\phi(R)]. \quad (2)$$

Полагая, что распад может быть описан при помощи волновой функции Гамова, α -частица хорошо описывается осцилляторной волновой функцией для $1s$ состояния, а базис для оболочечных состояний воспроизводится диагонализацией соответствующего гамильтониана. В данной модели можно рассчитать ширину распада и вероятность формирования α -частицы. Для большинства тяжелых ядер эта величина лежит в пределах 0.3-0.6 [67].

Другим важным способом прямого наблюдения кластерной структуры является изучение реакции выбивания α -частицы из ядра, например (p, α) . Данную модель нетрудно расширить на случай выбора произвольного кластера. При энергиях, когда перестает превалировать вклад от образования компаунд-ядра, анализ прямых процессов позволяет сделать важные выводы о вероятности формирования кластера.

Хотя, как указано во Введении, первоначально кластерная модель рассматривала, прежде всего, именно легкие ядра, экспериментальное подтверждение большого вклада кластеризации для них оказалось гораздо более сложной задачей, чем для тяжелых, долгое время оставаясь понятием, скорее связанным с энергетическими соображениями, нежели с проявлением в реакциях. Исключением можно считать, пожалуй, реакцию, приводящую к остаточному ядру ${}^8\text{Be}$. Исследованная еще Резерфордом реакция ${}^7\text{Li}(p, \alpha)\alpha$ однозначно указывала на превалирующий характер кластерной структуры данного ядра.

Следующим важным свидетельством кластерной природы легких ядер являлось экспериментальное подтверждение предположения, сделанного Хойлом, о существовании в ядре ${}^{12}\text{C}$ уровня вблизи порога развала на три α -частицы. Несмотря на значительное время, прошедшее с момента обнаружения “Хойловского” состояния и его колоссальной важности для астрофизических моделей, его структура до сих пор является объектом исследования, в том числе и экспериментального.

Дальнейшая история изучения α -кластерных состояний была, преимущественно, связана с диаграммой Икеды (см. рис. 2), а позднее – с молекулярными состояниями из расширенной диаграммы, предложенной фон Эрценом. С точки зрения эксперимента, происходило существенное усложнение применяемого оборудования, росли (хотя и не очень существенно по сравнению с другими областями ядерной физики) энергии взаимодействия, усложнялась кинематика – все чаще возникала потребность регистрации трехчастичных состояний. Однако общие принципы оставались прежними. Кратко рассмотрим основные положения.

1.1. Модель связанных α -частиц

В данном разделе будет рассмотрен вариант “предельной” α -частичной модели, когда все ядро разбивается на систему взаимодействующих α -частиц, с учетом оговоренного ранее условия “виртуальности” их существования в ядре. Первый результат – вычисление энергии связи ядер как функции числа связей показан на рис. 1. Как можно видеть, для известных в то время ядер наблюдается хорошее согласие с экспериментальными данными. Таким образом, мы воспроизводим энергию фрагментации, отвечающую самым верхним состояниям диаграммы Икеды. Успех модели привел к попыткам более последовательного осмысления понятия “конфигурации” (т.е. взаимного расположения в пространстве) для входящих в ядро α -частиц, поскольку именно так можно определить понятие “связь”.

1.1.1. Геометрическая модель

Ограничимся рассмотрением самосопряжённых ядер. Наиболее простая конфигурация ядра ${}^8\text{Be}$ – это две α -частицы. Учитывая, что ядро не связано и демонстрирует хорошие вращательные свойства (полоса основного состояния), совпадающие с предположением об α -частичной структуре, такая структура кажется самоочевидной. Для ядра ${}^{12}\text{C}$ была предложена конфигурация, соответствующая равнобедренному треугольнику, ${}^{16}\text{O}$ – тетраэдру. Дальнейшее добавление α -частиц соответствовало построению квазикристаллической структуры на основе тетраэдров. Подобная модель для описания свойств жидкости была, в свое время, развита Берналом [68]. Необходимо отметить два момента:

1) Тетраэдры не позволяют непрерывно “замостить” все трехмерное пространство.

2) Для некоторых ядер число связей оказывалось меньше, чем получалось при добавлении “тетраэдално упакованной” α -частицы.

Таким образом, геометрическая структура, полученная в рамках предельной модели, допускала определенные разночтения, в зависимости от положенных в основу построения конфигураций условий. Например, для ядра ${}^{28}\text{Si}$ можно предположить две конфигурации с различными типами симметрии. Основные, используемые на ранней стадии, геометрические структуры, рассмотрены

Хафстадом и Теллером [3]. В дальнейшем, аналогичные структуры были получены Бринком [5]. Потенциал взаимодействия α -частиц в рассматриваемых работах был выбран в Ван-дер-Ваальсовской форме, т.е. отталкивание на малых расстояниях и притяжение на больших. Его глубина определялась из согласия с экспериментальными данными. Это типичный потенциал для молекулярных взаимодействий.

Ходгсон сформулировал фундаментальные вопросы α -кластерной модели следующим образом [67]:

- 1) Существует ли доказательство присутствия α -кластеров в ядре?
- 2) Если таковые кластеры имеют место, то как долго они живут?
- 3) Каково их распределение в ядре?
- 4) Каковы их энергия и направление движения?
- 5) Отличаются ли они от свободных α -частиц?
- 6) Какова вероятность того, что данный нуклон сформирует часть α -частицы?
- 7) Как зависят ответы на данные вопросы от размеров ядра, его формы и энергии возбуждения?

Чтобы представить современное положение дел для рассматриваемой модели зададимся двумя вопросами.

- 1) Каков может быть общий алгоритм построения пространственных конфигураций?
- 2) Для каких значений массовых чисел мы можем продолжать построение таких конфигураций, например, для самоспряжённых ядер?

Отметим, что само предположение о существовании “виртуальных” кластеров, не накладывает каких-либо ограничений на их взаимное расположение. Более того, даже расширяя наш подход для построения соответствующих волновых функций [5], мы не можем прийти к однозначному выводу. Как сказано выше, было сделано несколько попыток на основании общих рассуждений указать путь к алгоритму построения пространственных конфигураций (Полинг, Бернал). Однако результат оказался достаточно неоднозначный. Возможной причиной этого является слишком “классическое” рассмотрение такой квантовой задачи. Поэтому в нашем рассмотрении мы не будем опираться на квази-

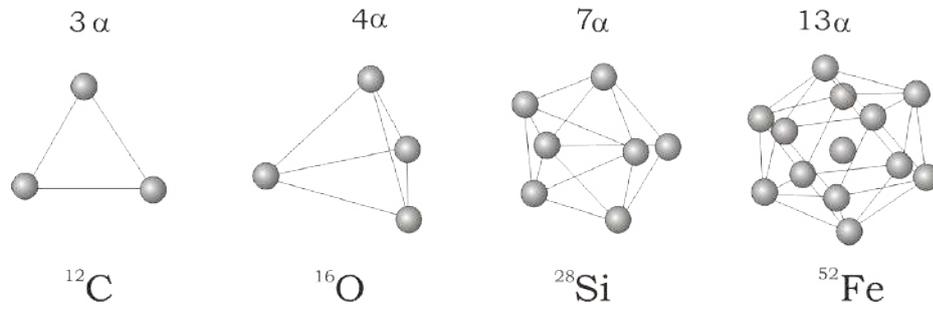


Рис. 5. 3 α -частицы, 3 связи, 4 α -частицы, 6 связей, 7 α -частиц, 16 связей, 13 α -частиц, 42 связи [54].

классические аналогии из прочих областей физики, а построим алгоритм лишь исходя из задачи о минимизации потенциальной энергии взаимодействующих частиц [54].

Рассмотрим трехмерную сетку малого (по сравнению с размерами α -частицы) шага, поместим в некоторую ячейку α -частицу и зададим какой-либо достаточно гладкий потенциал взаимодействия молекулярного типа (например, потенциал Леннарда-Джонса), так, чтобы минимум приходился на расстоянии порядка 3 ферми. Добавим вторую α -частицу. Чтобы энергия их взаимодействия была минимальна, вторую частицу надо поместить в положение с минимальным значением потенциала. Продолжим добавление α -частиц, вычисляя значение потенциала в каждом узле сетки и помещая туда новую α -частицу. Так, для шага i , эффективный потенциал для частицы $i+1$, будет:

$$V^i = \sum_{j=1}^i V(\mathbf{r}_{i+1} - \mathbf{r}_j). \quad (3)$$

Как нами было показано в работах [55, 57], с поправкой на невозможность плотной упаковки в рамках тетраэдральных конфигураций, мы будем получать примерно одинаковые конфигурации для широкого класса молекулярных потенциалов (Али-Бодмер, Леннард-Джонс, Морзе, Юкава с отталкивающим ко-ром). Для 3, 4, 7 и 13 α -частиц мы имеем конфигурации, показанные на рисунке 5.

Ответ на вопрос о границе применимости должен, по нашему мнению, решаться прежде всего ограничениями на соответствие экспериментальным данным. С точки зрения теории, на сегодняшний день выполнен ряд работ, авторы которых в рамках квантово-механического подхода пытались определить гра-

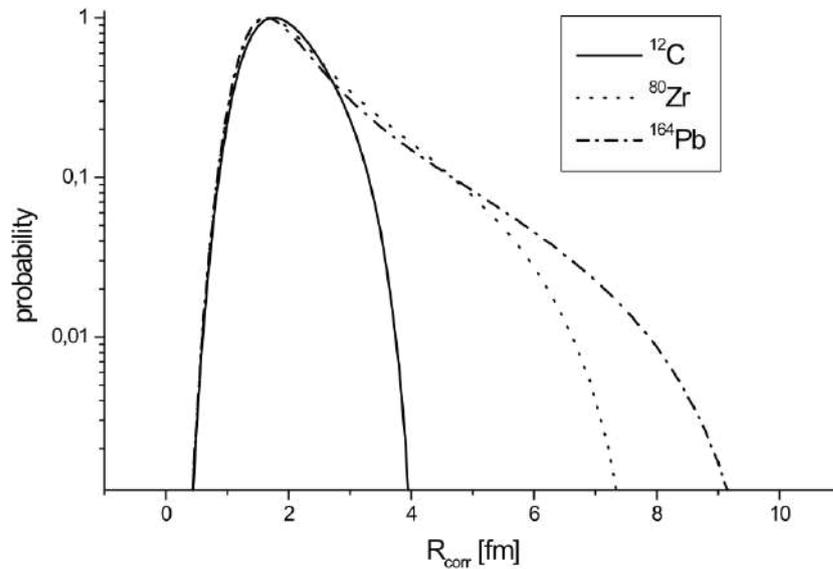


Рис. 6. Распределение вероятности среднеквадратичных радиусов случайных корреляций вида $(p \uparrow p \downarrow n \uparrow n \downarrow)$ в самосопряжённых ядрах [59].

ницы применимости предельной α -частичной модели (например, [69–73]). Как правило, в этом случае полагается, что для легких ядер, где применяется схема LS связи, рассматриваемая модель работает хорошо, а в области $A > 40$, где становятся важной схема jj связи, возникают ограничения, в зависимости от типа расчетов.

Поэтому в данной работе предлагается использовать “игрушечную” модель, предложенную нами в работе [56]. Рассмотрим ядро, как совокупность протонов и нейтронов со случайными значениями координат в пределах сферы радиуса $1.2A^{\frac{1}{3}}$ ферми. Ограничиваясь самосопряжёнными ядрами, припишем каждому нуклону проекцию спина так, чтобы суммарный спин ядра был 0. Каков будет среднеквадратичный радиус случайной корреляции вида $(p \uparrow p \downarrow n \uparrow n \downarrow)$? Данную задачу нетрудно решить методом Монте-Карло и график зависимости условной вероятности от радиуса корреляции представлен на рисунке 6. Как видно, во всех случаях вероятность для среднеквадратичного радиуса “антисимметризированной четверки нуклонов” имеет резкий пик в области 1.8 фм, так что даже для гипотетического ядра ^{164}Pb вероятность нахождения рядом четырех частиц в нужном зарядово-спиновом состоянии достаточно велика. Радиус корреляции близок к значению радиуса α -частицы.

Таким образом, если предположить, что вызывающая кластеризацию кор-

реляция четырех нуклонов имеет радиус взаимодействия порядка 3 фм, то кластерная структура действительно должна наблюдаться в легких ядрах, и постепенно спадать за счет “уширения”, как это видно на рисунке. Если для случая независимого движения в ядре ^{12}C только 7% нуклонов в требуемом спин-изоспиновом состоянии находятся друг от друга на расстоянии большем, чем расстояние корреляции, то в ядре ^{80}Zn доля таких нуклонов составляет уже 23%. Полученные данные можно считать “нижней границей” для степени корреляции нуклонов в ядре.

Разумеется, такая упрощенная модель дает лишь приближенное решение, поэтому необходимо сравнение предсказаний рассматриваемой α -частичной модели с экспериментальными данными.

Как предполагается, на сегодняшний день мы можем рассмотреть самоспряжённые ядра вплоть до значений $Z=52$. Описанная выше модель образования α -частичных ядер позволяет построить, в общем говоря, системы неограниченных размеров. При этом, полученная энергия связи, в случае ряда короткодействующих потенциалов, получается примерно одинаковой. Оценить энергию связи ядра в рамках рассматриваемой модели можно по формуле [54]:

$$E_B = F_0(6N_\alpha + n_\alpha) + C. \quad (4)$$

Здесь F_0 – определяет энергию взаимодействия (подгоночный параметр модели), n_α – число связей между α -частицами, N_α – число α -частиц в ядре и C – кулоновская энергия.

$$C = \frac{3e^2 Z(Z-1)}{5 r_0 A^{1/3}}, \quad (5)$$

где $r_0=1.2$ фм. В Таблице 1 приведены значения рассчитанных на основе геометрической теории числа связей и извлеченные из формулы 4, при подстановке экспериментальных значений. На Рисунке 7 результаты, представленные выше, приведены в виде графика зависимости энергии связи от числа α -частиц. Как можно видеть, во всем рассматриваемом диапазоне ядер имеет место хорошее согласие теории с экспериментом. Впоследствии, аналогичные результаты были позднее получены в работе [74].

Недостатком такого подхода является проблема выбора “длины связи”. Для

Таблица 1. Сравнение числа связей, полученных в рамках геометрической модели с экспериментальными данными [54].

Ядро	Число α -частиц	Энергия связи МэВ	Число связей эксп.	Число связей теор.
^{12}C	3	92.1	3.00	3
^{16}O	4	127.6	5.69	6
^{20}Ne	5	160.7	8.14	9
^{24}Mg	6	197.2	11.54	12
^{28}Si	7	236.5	15.74	16
^{32}S	8	271.8	19.33	19
^{36}Ar	9	306.7	23.04	23
^{40}Ca	10	342.1	27.06	27
^{44}Ti	11	375.5	30.84	31
^{48}Cr	12	411.5	35.36	36
^{52}Fe	13	447.7	40.09	42
^{56}Ni	14	484.0	45.01	45
^{60}Zn	15	515.0	49.01	49
^{64}Ge	16	545.9	53.15	53
^{68}Se	17	576.4	57.37	57
^{72}Kr	18	607.1	61.79	61
^{76}Sr	19	638.1	66.42	66
^{80}Zr	20	669.8	71.36	71

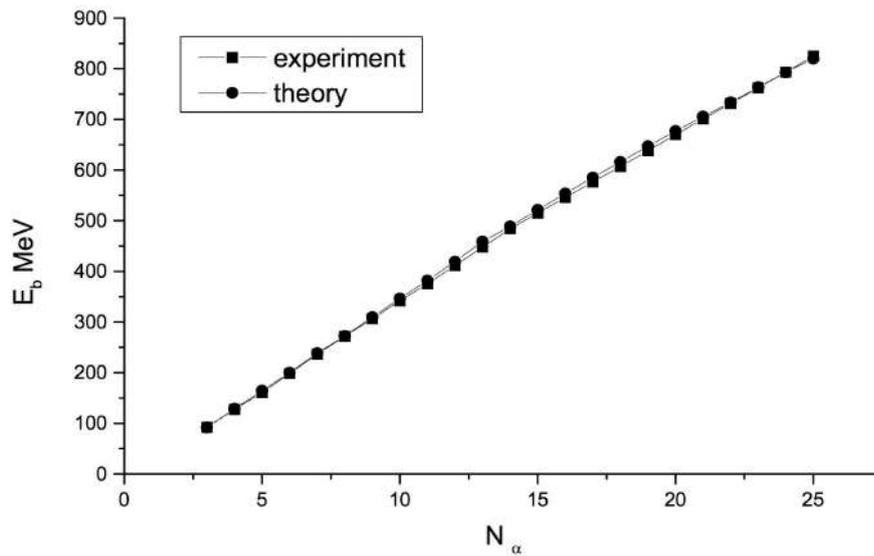


Рис. 7. Экспериментальные и теоретические энергии связи ядер, как функции числа α -частиц [54]. Как можно видеть, этот график аналогичен рисунку 1 с учетом современных данных.

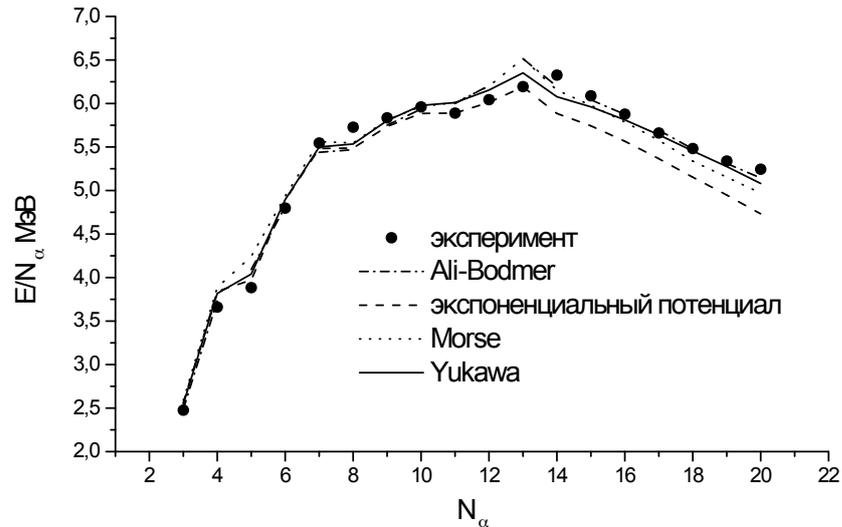


Рис. 8. Удельная энергия связи на α -частицу от числа α -частиц в ядре для различных потенциалов [54].

тетраэдального приближения величина F_0 составляет порядка 4.8 МэВ [54]. Как было сказано выше, из-за невозможности плотной упаковки тетраэдального характера, расстояние между α -частицами не дискретно, что было показано нами в работе [54].

Таким образом, для оценки энергии связи ядер тяжелее ^{52}Fe необходимо изменить процедуру вычисления, исключив из формулы 4 число связей. Это можно сделать, вычисляя энергию связи прямым перебором α -частиц, суммируя их взаимодействия (по аналогии с формулой 3). В этом случае наблюдается слабая зависимость энергии связи ядер от вида потенциала [55, 57]. Поскольку расхождения между экспериментальными и теоретическими значениями очень малы, следует использовать график зависимости удельной энергии связи α -частиц. На Рисунке 8 показана соответствующая зависимость от числа α -частиц в ядре для разных типов потенциала.

Данный результат показывает, что, как и было предположено ранее, удовлетворительное описание достигается с использованием почти любого потенциала молекулярного типа, после соответствующей подгонки параметров. Для вычислений энергии связи по полученным в рассматриваемой модели координатам α -частиц, отталкивающий кор учитывается автоматически, так что класс рассматриваемых потенциалов может быть расширен. Так, например, наилуч-

ший результат при подгонке по всем имеющимся экспериментальным данным дает потенциал Юкавы [56]:

$$V(r) = -V_0 \exp(-\gamma r)/r, \quad (6)$$

когда $V_0=106.7$ МэВ, а параметр γ равен обратной величине компонентой длины волны π^0 мезона. Поскольку в данном случае мы уже не связаны необходимостью вычислять кулоновскую энергию ядра как целого, можно ввести кулоновский потенциал для каждой частицы в отдельности. Для расчетов нами был использован потенциал [55]:

$$V_C(r) = 4e^2 \operatorname{erf}(0.6r)/r. \quad (7)$$

Разумеется, такой “классический” подход к такому существенно квантовому объекту, как ядро, требует несколько большего обоснования, чем простое указание на совпадение полученных результатов с экспериментальными данными. Безусловно мы думаем об α -частичной корреляции, как о квантово-механической частице и должны использовать систему уравнений Хартии-Фока для объяснения поведения такой системы. Но если мы примем во внимание, что такая корреляция не является “реальной” частицей, а только математическое понятие – центр масс системы, состоящий из двух протонов и двух нейтронов (связанных сильным взаимодействием), то картина сильно поменяется. Средний момент такой α -частичной корреляции достаточно мал по сравнению с моментами “составляющих” частицу нуклонов. Таким образом, задача сводится к классическому варианту.

В качестве вывода отметим следующие интересные особенности. При анализе числа связей в Таблице 1 видно, что наибольшие ошибки получаются для ядер ^{20}Ne и ^{52}Fe . В первом случае, как показано в работах [75,76], можно предположить наличие другой, нежели тетраэдрической, структуры. С другой стороны, при описании энергии связи молекулярным потенциалом, наибольшие ошибки возникают при описании ядер ^{32}S и ^{56}Ni , что достаточно закономерно. В этом случае новая α -частица добавляется “поверх” замкнутой конфигурации (см. Рисунок 5), что и должно занижать энергию связи по сравнению с более симметричным распределением.

Формулу (4) нетрудно расширить на случай ядер с избытком нейтронов, как показано в нашей работе [54]. Однако, более последовательным подходом является введения ковалентных связей и соответствующее расширение диаграммы Икеды. Интересным следствием рассмотренной модели, может быть попытка оценить энергии связи ядер с избыточными нейтронами в области сверхтяжёлых ядер [54]. В этом случае, при определенном числе α -частиц, наблюдается рост числа “коротких” связей, что соответствует заполнению новой “оболочки”. Происходит это для числа α -частиц $N_\alpha=60-62$ [58] ($Z=120-122$). Разумеется, такое ядро не является связанным, но его может стабилизировать соответствующий избыток нейтронов, так что массовое число (из экстраполяции числа нейтронов на данную область зарядов) составит порядка 310. Следует отметить, что некоторое время назад были сделаны заявления об обнаружении сверхтяжёлых ядер с зарядом $Z=120$ [77]. В то же время не наблюдается какого-либо увеличения энергии связи для фуллеренообразных ядер [54], что может являться неточностью рассматриваемой модели.

Итак, нами была проведена систематика на основе ранних работ Уилера, Теллера, Хафстада. Насколько реалистична рассмотренная выше модель и применимы ее результаты? Как ни странно, современные результаты показывают очень высокую степень применимости такого простого геометрического подхода, во всяком случае для легких ядер. Последние исследования, как теоретические, так и экспериментальные, показывают необходимость учитывать тетраэдрический характер для ядра ^{16}O ([78] и ссылки в работе). Аналогичные результаты получены и для ядер углерода [79]. На Рисунке 9 из работы [80] приведено пространственное распределение α -частиц для ядра ^{14}C .

Далее мы рассмотрим некоторые другие выводы из данной модели.

1.1.2. Цепные конфигурации

В 1956 Морианага высказал предположение [81], о возможности существования так называемых *цепных конфигураций*. Опираясь на α -кластерную модель, он предположил, что при некоторой энергии возбуждения в ядрах может происходить выстраивание α -частиц в линию, так что получается очень сильно деформированное ядро – цепная конфигурация, поскольку она соответствует минимизации кулоновского отталкивания между составляющую цепь фрагмен-

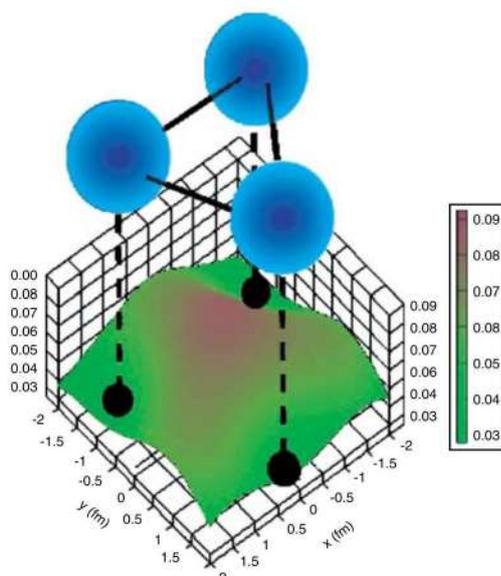


Рис. 9. Кластерные состояния в ядре ^{14}C , полученное в работе [80]. Также показано распределение плотности валентных нейтронов.

тами. Первая структура, которую мы таким образом можем построить, является ядро ^8Be .

Механизм возникновения таких конфигураций можно приближенно описать, как разрыв ряда связей, так, чтобы связанными остались α -частицы в линии. Нетрудно видеть, что для ^{12}C нужно, таким образом, разорвать одну связь, для ^{16}O – 3 связи и т.д. Отсюда несложно посчитать энергию возбуждения, требующуюся для создания такой конфигурации, причем, как очевидно, состояние 0^+ для нее лежит под порогом фрагментации на α -частицы. И хотя такая модель является довольно приближенной, Морианага заключил, что, по крайней мере для ядер ^{12}C и ^{16}O , таких состояний не существует. В дальнейшем был опубликован ряд работ по квазимолекулярной структуре ядер, подтвердивших предположение Морианага о возможности таких конфигураций, однако искать их предполагалось выше порога фрагментации (то есть, выше верхнего ряда диаграммы Икеды). Кроме квазимолекулярных методов, на сегодняшний день существует, по крайней мере, два подхода, позволяющих прийти к заключению о допустимости цепных конфигураций. Во-первых, это описание системы нуклонов в рамках деформированной осцилляторной ямы [82]. Во-вторых, неожиданно хорошо сочетающийся с кластерной моделью результат был получен при анализе энергетической поверхности в рамках модели жидкой капли.

В частности, в работе [83] было показано, что для ядер ^{20}Ne и ^{24}Mg имеет место минимум, соответствующий такой степени деформации, что состояние может быть рассмотрено, как цепное. Данный подход обычно приводится в обзорах по цепным конфигурациям в качестве обоснования их существования. Учитывая, что в модель включены оболочечные поправки, совпадение предсказаний сильнодеформированных состояний с осцилляцилляторным приближением не является удивительным.

Рассмотрим ситуацию с позиции α -кластерной модели [56]. Для вычисления энергии, вместо предложенного Моринойгой метода разрыва связей, нами использовался прямой метод с фиксированными координатами. Рассмотрим цепочку α -частиц, взаимодействующих между собой посредством потенциалов (6) и (7). Это позволит нам вычислить энергию связи данной системы E_b . Тогда, требуемую энергию возбуждения E^* для получения цепной конфигурации, можно вычислить, зная энергию фрагментации E_{fr} ядра на α -частицы (как понятно, в этом случае происходит разрыв всех связей). Иными словами:

$$E^* = E_{fr} - E_b. \quad (8)$$

Поскольку в данном подходе мы уже не связаны необходимостью вычислять количество разрываемых связей и энергия фрагментации бралась из экспериментальных данных, единственным параметром модели становится радиус α -частицы R_α , который мы выбрали равным 1.52 фм. Это значение близко к имеющимся экспериментальным данным и определяет положение α -частиц в цепочке при плотной “линейной” упаковке. Что, в свою очередь, позволяет нам вычислить энергию связи цепной конфигурации, просуммировав по всем α -частицам ядерный (6) и кулоновский (7) потенциалы, и из формулы (8) получить энергию возбуждения, а также момент инерции Θ цепной конфигурации. Две величины – E^* и Θ , полностью определяют положение уровней вращательной полосы. В Таблице 2 приведены значения энергий возбуждения, полученные в рамках данного подхода, вместе с энергиями из работы [83], полученными в рамках микроскопического-макроскопического подхода, для минимумов на энергетической поверхности, соответствующих состояниям с деформацией, близкой к цепным. Также в таблице указаны значения энергий фрагментаций

ядер на α -частицы.

Таблица 2. Полученные энергии возбуждения для состояний с деформацией типа $\omega N_\alpha:N_\alpha:1$ в рамках модели связанных α -частиц [56] и в модели жидкой капли [83]. Указана энергия фрагментации E_{fr} .

Ядро	Число α -частиц	Модель связанных α -частиц (МэВ)	Модель жидкой капли (МэВ)	E_{fr} (МэВ)
^{12}C	3	3.0	1.0	7.27
^{16}O	4	8.98	9.0	14.44
^{20}Ne	5	12.99	13.0	19.17
^{24}Mg	6	21.87	20.0	28.48

Поскольку цепная конфигурация вращается вокруг своего центра масс и состоит из бесспиновых частиц, она инвариантна относительно отражения, так что вращательная полоса будет содержать только состояния с четными значениями угловых моментов и с положительной четностью. Строго говоря, момент инерции такой полосы не обязательно постоянная величина, более того, как будет обсуждаться далее он может как расти, так и уменьшаться с увеличением углового момента. К тому же, с ростом энергии возбуждения, необходимо принимать во внимание вклад от вибрационных степеней свободы [84]. Но в данном случае мы примем, в качестве упрощения, что момент инерции вращательной полосы цепной конфигурации величина постоянная. В классическом приближении его несложно вычислить по формуле:

$$\Theta = \sum_{i=1}^N M_\alpha a_i^2 + \frac{2}{5} M_\alpha R_\alpha^2, \quad (9)$$

Здесь N – число α -частиц, M_α – масса α -частицы и a_i – расстояние от α -частицы до центра масс цепной конфигурации. В силу малого радиуса α -частицы вторым слагаемым обычно пренебрегают. Энергии возбуждения для уровней вращательной полосы вычисляются по формуле:

$$E_J = \frac{J(J+1)\hbar^2}{2\Theta} + E^*. \quad (10)$$

Полученные уровни для ядер из Таблицы 2 приведены на Рисунке 10, где верхние состояния отвечают верхним состояниям диаграммы Икеды (Рисунок 2). Рассмотрены состояния лежащие ниже энергии фрагментации, по-

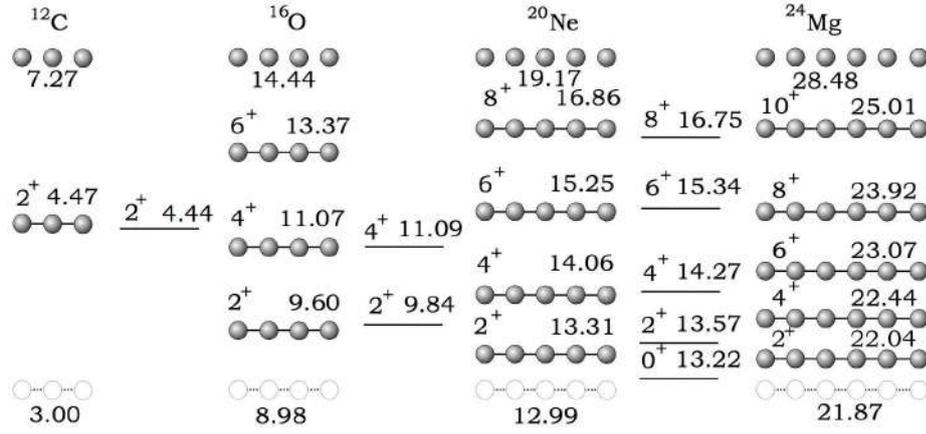


Рис. 10. Теоретические (кружки) и экспериментальные (линии) значения энергий для вращательных полос цепных конфигураций ядер ^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne и ^{24}Mg [56]. Нижние уровни, помеченные пунктиром соответствуют головным уровням вращательных полос, верхние уровни соответствуют энергии фрагментации.

скольку в данной простой модели мы не можем точно оценить максимальный угловой момент в системе. Приблизительная оценка может быть получена из следующих соображений. Определим угловую частоту вращающегося деформированного ядра как:

$$\omega = \frac{\hbar(J(J+1))^{1/2}}{\Theta}. \quad (11)$$

Примем, что условия адиабатичности выполняются и в данной модели $\omega_{rot} \ll \omega_{osc}$. Как было показано в работе [85], максимальный угловой момент гипердеформированного ядра ^{152}Dy составляет порядка 100. Согласно вычислениям, выполненным в работе [86], данное значение находится в хорошем согласии с предсказаниями на основе модели жидкой капли. Принимая, что ядерный радиус пропорционален $A^{1/3}$ и рассчитывая соответствующий радиус для цепных конфигураций, можно получить, что для ядер ^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne , при соответствующих деформациях, максимальный угловой момент составит порядка 3, 5 и 7, соответственно. Более точные расчеты в рамках столь упрощенной модели недопустимы.

Как видно из Рисунка 10, в согласии выводами Морианаги, не существует уровней, соответствующих 0^+ состояниям цепных конфигураций для ядер ^{12}C и ^{16}O . Для ядра ^{12}C наблюдается согласие для состояний 2^+ , которое нужно признать случайным, поскольку структура уровня 2^+ с энергией 4.44 МэВ хорошо изучена и показано, что она хорошо описывается формой, близкой к

правильному треугольнику [87]. Кроме того, как видно из Таблицы 2, наблюдается плохое согласие между предсказаниями кластерной модели и модели жидкой капли для ядра ^{12}C . Таким образом, можно считать, что если в ядре ^{12}C и существуют цепные состояния, то они лежат гораздо выше энергии фрагментации.

Аналогично, для ядер ^{16}O не наблюдаются состояния, соответствующие 0^+ состояниям цепных конфигураций. Как видно, такой уровень должен был иметь энергию порядка 9 МэВ. Эта область энергий в данном ядре достаточно хорошо исследована и, как представляется, даже сильное перекрытие с уровнем 2^- с энергией 8.87 МэВ не могло бы замаскировать соответствующее состояние 0^+ . Из уровней, претендующих на состояния с более высоким спином, существуют только достаточно низколежащие состояния 9.84 МэВ 2^+ и 11.09 МэВ 4^+ со сравнительно малыми ширинами.

Гораздо интереснее, с точки зрения рассматриваемой модели, проведение сравнения для известных уровней ядра ^{20}Ne . Как видно из Таблицы 2, результаты оценки энергии возбуждения для основного уровня сильнодеформированного состояния для кластерной модели и модели жидкой капли почти совпадают. Данное ядро отличается значительным количеством (не менее 7) вращательных полос разной структуры. Первоначальное и наиболее надежное распределение уровней по полосам было выполнено в работе [88] (5 полос), далее работа была продолжена в [89]. Приведенные на Рисунке 10 уровни достоверно не приписаны ни одной вращательной полосе (см. Таблицу 20.20 в работе [89]). Список уровней с указанием ширин приведен в Таблице 3.

Таблица 3. Предполагаемая вращательная полоса K_8^+ в ядре ^{20}Ne [56].

J	E^* (МэВ)	Γ (кэВ)
0	13.22	40
2	13.53/13.57	61/12
4	14.27	92
6	15.35	-
8	16.75	160

Для уровня, соответствующего состоянию с угловым моментом $J=2$ возможно два кандидата, незначительно различающиеся по энергии. Сравнение

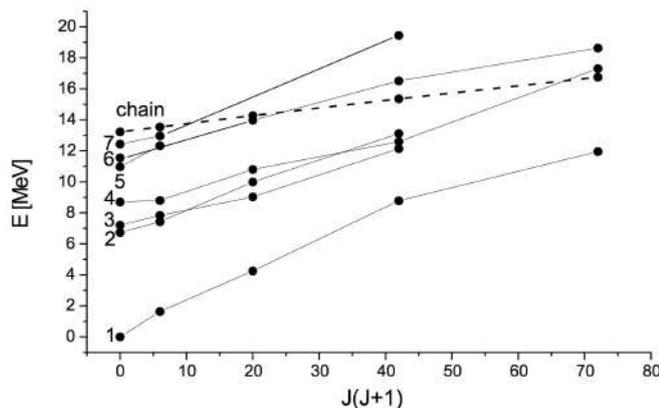


Рис. 11. Вращательные полосы ядра ^{20}Ne . Пунктиром показано предполагаемое цепное состояние [56].

данной полосы, с реферативными данными из работы [89] представлено на Рисунке 11.

В качестве заключения по данному вопросу, отметим, что в литературе для иллюстрации возможности описания цепных состояния в рамках модели жидкой капли обычно используется ядро ^{24}Mg (см. работу [18], Рисунок 6). Из Таблицы 2 можно видеть, что предсказания кластерной и капельной моделей по-прежнему близки и что головной уровень такого состояния должен находиться почти на 7-8 МэВ ниже порога развала на α -частицы. Тем не менее энергия этого уровня уже достаточно велика, чтобы можно было провести однозначные сравнения с имеющимися экспериментальными данными (данные EXFOR заканчиваются на энергии возбуждения порядка 17 МэВ). Аналогичная ситуация с ядром ^{16}O была рассмотрена в работе [90].

1.1.3. Конденсат Бозе-Эйнштейна в ядрах

До сих пор мы рассматривали приближения с достаточно сильной “классической” составляющей. Теперь предполагается переход к существенно квантовым явлениям, что требует достаточного обоснования. Несмотря на то, что данный раздел включен в качестве приложений предельной α -частичной модели, он значительно отличается от приближений, рассмотренных ранее. Хотя в формулу (4) и входит энергия связи α -частицы (6 связей, аналогичных межальфа-частичным), тем не менее, как было указано, такие α -частицы являются виртуальными и данное слагаемое, в принципе, может быть заменено какой-либо подгоночной величиной. Однако, такой подход на данном этапе приведет

к ненужному усложнению, не имеющему связи с фундаментальными процессами. Подробно это описано в работе [91].

В данном же случае, мы, хоть и разбиваем ядро на составляющие его α -частицы, но последние являются уже аналогами свободных частиц, при этом осуществляется явление, подобное конденсации Бозе-Эйнштейна [91], сопровождающееся не только изменением внутренней структуры ядра, но и его размеров. С позиции квантовой механики, само явление, как и обоснование его возможности в ядрах, подробно изложено в статьях [92–94].

Сперва рассмотрим некоторые экспериментальные следствия. Они, как правило, связаны с уже указанным выше явлением возрастания размеров ядра при соответствующем фазовом переходе.

Например, при изучении рассеяния α -частиц на ядре ^{12}C , явление конденсации приводит к появлению структуры, связанной с минимумом Эйри в картине углового распределения [95]. Другое проявление конденсации было найдено в нашем эксперименте по изучению уровней ядра ^{40}Ca [63]. При изучении спектров испарения ядра $^{12}\text{C}^*$ в состоянии 0_2^+ , нами было обнаружено занижение средней уносимой таким ядром энергии из компаунд-ядра [47] (данные эксперименты будут рассмотрены ниже). Объяснение было получено именно в рамках подхода явления конденсации, когда “рыхлое” ядро с большим радиусом имеет большую вероятность пройти под кулоновским барьером при заданной энергии [96]. Ряд других важных проявления явления конденсации Бозе-Эйнштейна в ядрах можно найти в обзоре [97].

Поскольку, как предполагается, найти другое объяснение наблюдаемым явлениям не представляется возможным, нам необходимы методы описания конденсата в ядрах. Одним из наиболее интересных предложенных методов в этом направлении является подход, развитый в Ямадой и Шуком в работе [94]. Анализ поведения конденсата проводился на основе уравнений Гросса-Питаевского и Хилла-Уилера. Такой подход обладает большой общностью, однако связан со значительными вычислительными трудностями. Поэтому в работах [59, 60] нами был развит иной подход, основанный на сведении проблемы к задаче движения частицы в некотором среднем поле, с последующим решением уравнения Шредингера.

Рассмотрим ядро, как систему взаимодействующих α -частиц. В простейшем случае ядра ${}^8\text{Be}$ (две α -частицы), имеет место резонанс с энергией $E^*=92$ кэВ. Величина де Бройлевской длины волны, в этом случае, становится весьма значительной и, таким образом, мы можем потребовать большой (по сравнению с размерами ядра) длины волны составляющих ядро частиц. С другой стороны, приближенно расстояние между этими кластерами может быть оценено на основе зависимости уровней вращательной полосы от углового момента. Вычисляя момент инерции такой двухкластерной конфигурации, можно получить, что усредненная плотность ядра ${}^8\text{Be}$ примерно соответствует одной трети от средней наблюдаемой плотности для большинства ядер. Зная распределение плотности нуклонов в ядре (из данных по рассеянию электронов) можно оценить энергию, при которой возникает кластерное состояние, близкое по свойствам к конденсации Бозе-Эйнштейна. И наоборот – при известной энергии возникновения кластерного конденсата, можно оценить соответствующую плотность. Заметим, что полученный результат хорошо согласуется с предсказанием Бринка [5], о возникновении кластеризации, когда плотность ядерного вещества спадает приблизительно втрое от центральной. Как известно, зависимость ядерной плотности от радиуса описывается функцией с “размытием” на границе, а, образно говоря, легкие ядра состоят исключительно из “поверхности”. Таким образом, можно обосновать переход ядерное вещество \rightarrow α -кластеры в легких ядрах.

Пусть функция $\rho_0(r) \rightarrow \rho(E, r)$ задает распределение плотности нуклонов в ядре и является некоторой функцией энергии возбуждения. Вычисляем функцию $\rho(r)$, соответствующую втрое меньшей нуклонной плотности (при условии сохранения числа частиц). Тогда на основе уравнения свертки [98] мы можем вычислить распределение плотности кластеров в таком ядре.

$$\rho(r) = \int \rho_{cl}(r') \rho_{\alpha}(r - r') d^3 r'. \quad (12)$$

Здесь, $\rho_{cl}(r')$ - распределение плотности кластеров, $\rho_{\alpha}(r)$ – распределение нуклонной плотности в α -частице. Это распределение было взято из работ по рассеянию в виде распределения Ферми:

$$\rho_\alpha(r) = (1 + wr^2/c) / \left(1 + \exp \frac{r - c}{a}\right). \quad (13)$$

Константы были выбраны согласно работе [11], как $c=1.01$ фм, $a=0.372$ фм, $w=0.445$ фм. Результатом является получение кластерной плотности для основного состояния ядра и для возбужденного, соответствующего $1/3$ плотности. Следует отметить, что распределение кластерной плотности, в данном случае, не является “окончательным” решением задачи. Например, для ряда ядер, решение такой задачи приводит к появлению отрицательных плотностей при преобразовании Сачлера-Лове [98] и его надо рассматривать как промежуточное, переходя непосредственно к потенциалу. Для этого полученное значение плотности кластеров нужно подставить в уравнение свертки, определяющее потенциал взаимодействия:

$$V(r) = \int \rho_{cl}(r') V_\alpha(r - r') d^3r'. \quad (14)$$

Здесь $V_\alpha(r)$ – задает потенциал взаимодействия между α -частицами. В данном случае применялся потенциал Ямады-Шука из работы [94]. Данный потенциал принадлежит к классу потенциалов с мягким кором и находился из выполнения двух условий:

- 1) Достаточно быстрое убывание волновой функции в нуле. Это аналог условия антисимметризации.
- 2) Основное состояние, для взаимодействия двух α -частиц, должно с высокой точностью отвечать случаю ядра ${}^8\text{Be}$ (воспроизведение экспериментально известных ширины и энергии резонанса).

Полученный одночастичный потенциал может быть использован для нахождения состояний, отвечающих кластерному фазовому переходу в предположении независимого движения α -частицы в среднем поле $V(r)$. Подставляя его в уравнение Шредингера, мы имеем значение энергии одночастичного состояния E_{Sch} , так что энергия фазового перехода для ядра, состоящих из N_α α -частиц, может быть вычислена в виде [59]:

$$E_{BEC} = E_{Sch}(N_\alpha - 1). \quad (15)$$

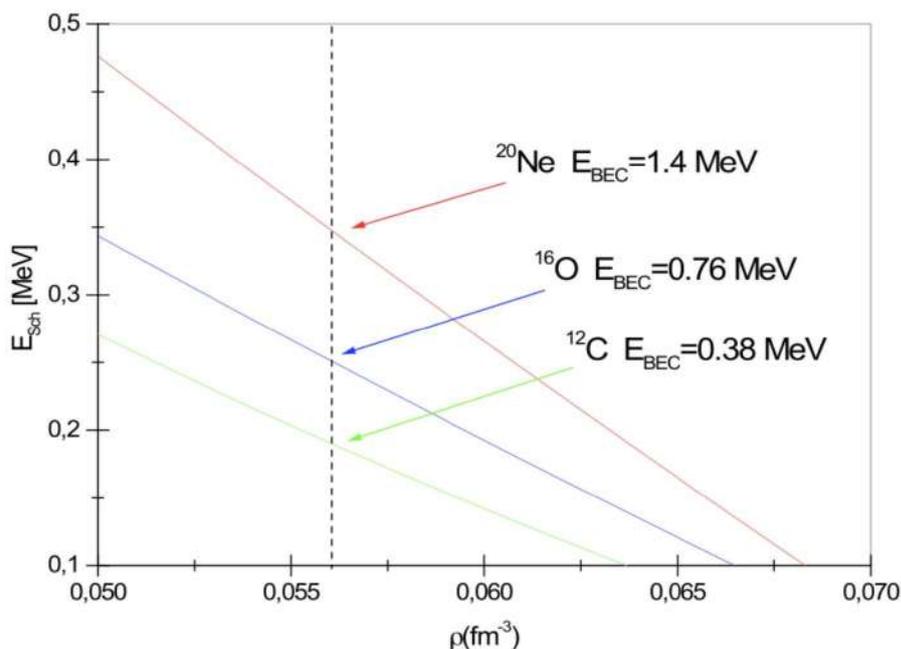


Рис. 12. Энергии для кластерных состояний [59].

Этот результат позволяет построить зависимость энергии фазового перехода от плотности. Как было сказано выше, мы должны учитывать, что в ядре ^8Be усредненная плотность примерно в три раза меньше, чем плотность в центре ядер средней группы масс, а так же положения экспериментально наблюдаемых кластерных состояний в ядрах ^{12}C и ^{16}O . Результат представлен на Рисунке 12. Здесь показана зависимость одночастичной энергии, полученной из решения уравнения Шредингера с найденным выше потенциалом, как функция от плотности ядерной материи для трех ядер. Пунктир показывает значение плотности, соответствующее одной трети от средне-ядерной. Как видно, энергия возбуждения монотонно спадает с ростом ядерной плотности.

В Таблице 4 приведены значения полученных энергий переходов в конденсированное состояние (отсчитанных от порога развала на составляющие кластеры), а так же значения среднеквадратичных радиусов таких ядерных систем.

На Рисунке 13 показано поведение полученных энергий возбуждения и значений среднеквадратичных радиусов основного и возбужденного состояний для ядер с различной массой. Следует отметить значительное увеличение радиусов при фазовом переходе, что хорошо соответствует предположению о возникновении в ядерной системе конденсата Бозе-Эйнштейна.

Полагая, что рассмотренный фазовый переход приводит к значительному

Таблица 4. Энергии и среднеквадратичные радиусы легких ядер при переходе в состояние конденсации Бозе-Эйнштейна [59].

Число α -частиц	Энергия над порогом (МэВ)	Ср. кв. радиус (фм)
2	0.092	2.9
3	0.38	3.5
4	0.76	3.8
4	1.4	4.1
6	3.6	4.3
7	6.4	4.7

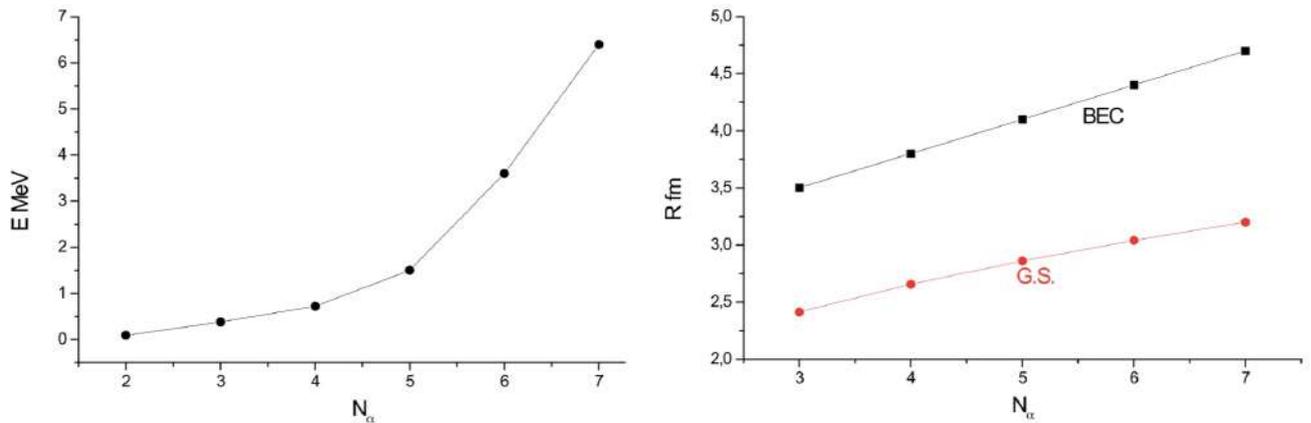


Рис. 13. Значения энергии возбуждения (слева) и сравнение радиусов (справа) основных и возбужденных состояний ядер [59].

вкладу кластерной конфигурации в волновую функцию ядра, можно ожидать значительный вклад каналов распада с вылетом кластеров, а так же, появления вращательных полос.

В данной главе был рассмотрен случай предельной α -частичной модели. Было показано, что предложенная в работе [3] интерпретация продолжает выполняться для всех известных на сегодняшний день ядер [54, 55, 57].

Было показано, что кластерная модель дает хорошее согласие с расчетами на основе капельной модели с поправками Нилсона-Струтинского для сильно-деформированных состояний ядра ^{20}Ne [56, 60]. Предложены кандидаты для таких состояний из имеющихся экспериментальных данных. Показана возможность существования подпороговых цепных состояний [56].

Было показано, что в рамках предельной кластерной модели, по аналогии оболочечной моделью возможен переход к описанию ядра как системы

α -частиц, движущихся в некотором среднем поле. Результаты такого подхода совпадают с результатами вычисления на основе уравнений Хилла-Уилера и Гросса-Питаевского [59].

1.2. Двухчастичная модель

Как указывалось в предыдущем разделе, несмотря на значительную простоту предельной α -кластерной модели, при ее применении имеются некоторые сложности, связанные с переходом к квантово-механическому описанию. Более того, напрямую такой переход может иметь место только в случае экзотических состояний ядра, типа конденсации Бозе-Эйнштейна. Впрочем, это не является серьезной проблемой, поскольку был развит ряд других подходов, среди которых, в последнее время, особо выделяется метод AMD.

В то же время, подход, в котором система разбивается на две части – кластер (не обязательно α -частица) и кор, оказалась не только наглядной и простой моделью, но и допускала количественные оценки в рамках квантовомеханических вычислений. Как указано во введении, такое разбиение системы необходимо для уменьшения переменных и сведения задачи к легко решаемому случаю взаимодействия двух частиц.

Рассмотрим наиболее типичные примеры.

1) Изотопы гелия. В этом случае α -частица играет роль кора. Причем, несмотря на то, что избыточные нейтроны плохо согласуются с концепцией бесструктурного, хорошо локализованного кластера, тем не менее это тоже вариант кластерной степени свободы, позволяющий весьма эффективно снизить число переменных для решения структурных задач. Например, для ядра ${}^6\text{He}$ задача сводится к трехтельной, вместо шести тел. И, несмотря на то, что в настоящий момент стохастические методы позволяют работать с системами 6 и более частиц, такой переход существенно упрощает описание системы.

2) Ядра ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$. Данные ядра оказалось очень удобно рассматривать в виде системы α -частица плюс дейтон или, соответственно, тритон. Благодаря малой энергии развала на указанные составляющие, применение этих ядер в реакции передач открыло новую главу в изучении α -частичных состояний в более тяжелых ядрах.

3) Ядро ${}^8\text{Be}$. Это первое нестабильное самосопряжённое ядро. Оно существует только в виде резонанса с энергией 92 кэВ, распадаясь на две α -частицы. Тем не менее, это один из важнейших случаев кластеризации, позволяющий эффективно изучать данное явление. Это ядро уже упоминалось в разделе, посвященном цепным конфигурациям и конденсации Бозе-Эйнштейна. Также нужно отметить такие важные следствия, как:

- Наличие вращательной полосы, позволяющей оценить расстояние между составляющими ядро α -частицами, и использовать эту величину, как меру кластеризации [18, 41, 59]. Далее этот пункт будет описан более детально.

- Информация о резонансных состояниях способствовала появлению потенциалов α - α взаимодействия, существенно облегчивших описание кластерных степеней свободы в рамках потенциальной модели [99–103]. Один из таких потенциалов использовался выше при описании α -частичного конденсата в ядрах - потенциал Ямады-Шука [94].

- В силу указанных свойств, важным показателем содержания кластеров в возбужденных состояниях ядер является вылет ядра ${}^8\text{Be}$ в реакциях, протекающих через образование компаунд-ядра [47]. Выполненный нами эксперимент будет описан в соответствующем разделе.

- Данное ядро оказалось крайне важным для проверки положения ряда точных квантомеханических моделей, не содержащих кластеризацию в явном виде [17].

4) Ядра ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$. На первый взгляд, приведение данных ядер к двухчастному варианту противоречит рассмотренным ранее моделям с “геометрическим” подходом. Однако, в особенности для ядра кислорода, такой подход позволил сильно прояснить их структуру, в результате чего и была подтверждена правильность геометрических подходов [104].

5) Ядра ${}^{20}\text{Ne}$ и ${}^{44}\text{Ti}$. Эти ядра являются “каноническими” при описании кластерных степеней свободы в рамках потенциальной модели. Заселение двумя протонами и двумя нейтронами новой оболочки, выше магического числа, способствует кластеризации с одной стороны, затрудняя “чистые” оболочечные вычисления, с другой [76]. Долгое время такой подход являлся единственным способом описать вращательные полосы в этих ядрах, возникающие при пере-

дачи α -частицы.

1.2.1. Туннелирование

Ряд рассмотренных выше примеров объединяет появление хорошо структурированных вращательных полос. Это не единственное проявление кластерной природы данных ядер, но одно из самых наглядных и хорошо поддающееся описанию.

Для объяснения возникновения вращательных полос в ядре ^{16}O в работе [15] было рассмотрено проявление кластерной структуры этого ядра в виде $^{12}\text{C}+\alpha$. Такая конструкция приводит к заметной октупольной деформации. Последняя может иметь знак минус или плюс, но энергетически эти состояния вырождены. Тогда новое состояние может быть описано как их суперпозиция в виде $\Psi^\pm = \langle ^{12}\text{C} \otimes \alpha \rangle \pm \langle \alpha \otimes ^{12}\text{C} \rangle$. Плюс отвечает четному, а минус – нечетному состояниям. Если гамильтониан системы H допускает возможность смешивания между ними (возможность туннельного перехода между этими двумя деформациями), то между состояниями с положительной и отрицательной чётностями возникнет расщепление $\Delta E = \langle \Psi^- | H | \Psi^- \rangle - \langle \Psi^+ | H | \Psi^+ \rangle$. Это приведет к тому, что полоса с четными значениями состояний окажется ниже полосы с нечетными.

$$\begin{aligned} E_+(J) &= E_0 - \frac{\Delta E}{2} + \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2\Theta^+} \quad K=0^+, \\ E_-(J) &= E_0 + \frac{\Delta E}{2} + \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2\Theta^-} \quad K=0^-. \end{aligned} \quad (16)$$

При этом моменты их инерции Θ^+ и Θ^- почти совпадают.

Модель оказалась очень удачной в целях наглядного объяснения явления, но, к сожалению, плохо поддавалась параметризации с учетом того, что для более тяжелых ядер величина расщепления оказывается функцией спина состояния (или энергии возбуждения). Далее мы подробно рассмотрим вклад такого механизма в случае ядра ^{40}Ca .

1.2.2. Потенциальная модель в упругом канале

Гораздо удачнее, с этой точки зрения, оказалась потенциальная модель, в которой кластер находился в поле кора.

Базовыми идеями для такого подхода являются результаты, полученные из резонансного рассеяния, а именно, наблюдение достаточно узких резонанс-

ных состояний, образующих одну или несколько вращательных полос, имеющих примерно линейную зависимость энергии возбуждения от квадрата углового момента. Как и в случае квазиклассического приближения для деформированного ядра система уровней вращательной полосы может быть, в первом приближении, описана формулой (10), так что задача сводится к определению энергии возбуждения головного уровня E^* и момента инерции.

Для момента инерции проще всего рассмотреть случай двух сферических ядер – кластера A_1 и кора A_2 , так что формулу (9) можно переписать в виде:

$$\Theta = N_0 \left[\frac{2}{5}(A_1^{5/3} + A_2^{5/3}) + [A_1 A_2 / (A_1 + A_2)](A_1^{1/3} + A_2^{1/3})^2 \right] \cdot r_0^2, \quad (17)$$

где N_0 является параметром, а $r_0 \sim 1.3$ фм. В частности, в работе [105] для N_0 было выбрано значение $0.0104 \cdot 10^{-42} \text{МэВ} \cdot \text{с}^2$. В дальнейшем, при анализе полученных нами результатов, мы будем пользоваться упрощенным вариантом этой формулы в качестве критерия для возможности кластерного описания полос.

Для случая тяжелых кластеров, в рассматриваемом феноменологическом приближении, энергию возбуждения для головного уровня можно выбрать в виде $E^* = E_B + E_C$, где E_B – энергия связи для рассматриваемой системы кластер-кор, а E_C – кулоновское взаимодействие, являющееся поправкой для порогового состояния на диаграмме Икеды. Оно может быть выбрано в виде [105]:

$$E_C = 1.21 Z_1 Z_2 [r_0 (A_1 + A_2)] (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + 0.5]^{-1}. \quad (18)$$

Несмотря на то, что такой подход, как будет показано ниже, позволяет достаточно точно описать вращательные состояния для “хороших” кластерных ядер, он имеет существенные недостатки, свойственные всем феноменологическим подходам – плохое определение границ применимости подхода и сложность включения полученных результатов в квантово-механическое описание структуры ядра.

Наиболее простым вариантом расширения данной задачи является квантово-механическое решение для системы двух тел, взаимодействующих посредством некоторого потенциала. Кратко рассмотрим основные положения по-

тенциальной модели. Как было указано во введении, основной вклад в ее развитие внесли работы Бака [11–13] на основе анализа применимости потенциала свертки для кластерных состояний [14]. Как обычно, в квантово-механической задаче двух тел, Гамильтониан разделяется на части, соответствующие относительному движению и движению центра масс. Для задачи относительного движения кластера с массой A_1 и кора с массой A_2 необходимо решить уравнение Шредингера:

$$\hat{H}\psi(\mathbf{r}) = \left[\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + V(\mathbf{r}) \right] \psi(\mathbf{r}) = E\psi(\mathbf{r}), \quad (19)$$

где $\mu = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}$ – приведенная масса, а $V(\mathbf{r})$ потенциал взаимодействия кластера и кора. Далее, задача сводится к решению радиального уравнения:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{\hbar^2 L(L+1)}{2\mu r^2} + V(r) \right] \varphi_{nL}(r) = E_{nL} \varphi_{nL}(r) \quad (20)$$

и потенциал берется в виде суммы ядерного и кулоновского взаимодействия:

$$V(r) = V_N(r) + V_C(r). \quad (21)$$

Кулоновское слагаемое, если не указано особо, записывают в виде:

$$V_C(r) = \begin{cases} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R_C} \left[3 - \left(\frac{r}{R_C} \right)^2 \right] & r \leq R_C; \\ \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} & r > R_C. \end{cases} \quad (22)$$

Другой вариант записи, через функцию ошибок $\text{erf}(ar)/r$, применялся нами, как было указано, при расчетах состояния конденсации.

Таким образом, проблема, по большей части, сводится к выбору ядерного потенциала V_N . При описании предельной α -кластерной модели нами использовались различные молекулярные потенциалы, что соответствует самой идее кластерного подхода [18]. Данный тип потенциала можно условно разделить на притягивающую и отталкивающую области. Последняя, в нашем случае, имитирует принцип Паули, препятствуя сильному перекрытию кластер-кор, когда вследствие антисимметризации произойдет разрушение кластера. Такой подход был реализован и при попытке описать α - α взаимодействие [103]. Были в той

или иной степени успешные попытки общего описания систем типа кластер-кор с непроницаемой стенкой [106] (как вариант, с мягким кором, когда волновая функция достаточно быстро убывает в нуле [94]). С другой стороны, для случая взаимодействия ядер, было бы предпочтительнее перейти к хорошо зарекомендовавшим себя оптическим потенциалам, например Вудса-Саксона. Однако серьезной проблемой в этом случае было наличие в таких потенциалах так называемых *нефизических состояний*. Особенно сильно это проявлялось при непосредственном решении уравнения (20) с достаточно глубоким потенциалом. Из возникающего спектра связанных состояний только некоторые отвечали экспериментально наблюдаемым уровням. Остальные оказывались запрещены вследствие принципа Паули. Проблему удалось решить, введя условие на число узлов, которое можно найти из формулы Вильдермута [11]:

$$2N + L \geq \sum_{j=1}^{n_c} (2n_j + l_j). \quad (23)$$

Здесь N и L – главное квантовое число и орбитальный момент кластера, а n и l – соответствующие квантовые числа нуклонов, входящих в кластер, содержащий n_c нуклонов. Обычно для вычислений основных вращательных полос в этой формуле так выбирают число узлов волновой функции основного состояния, чтобы выполнялось равенство. Такой подход позволяет исключить нефизические состояния, но выдвигает ряд требований.

1) Как было показано Окубо в работе [107], формула (23) применима только в том случае, если для волновых функций запрещенных состояний $\varphi_{NL}(r)$ выполняется условие сильного перекрытия с осцилляторными волновыми функциями $u_{NL}(r)$, то есть величина $\langle \varphi_{NL}(r) | u_{NL}(r) \rangle^2$ достаточно близка к единице. В частности, в работе [107] показано, что потенциал, предложенный Пилтом [108] и хорошо описывающий распределение уровней для ядра ^{44}Ti , таким условием не обладает.

2) Для случая достаточно тяжелых кластеров иногда бывает трудно вычислить правую часть формулы (23), не говоря уже о том, что она носит лишь характер ограничения. Да и задача выбора кластера далеко не всегда является самоочевидной. Эта проблема была достаточно успешно решена Баком [109].

Следует заметить, что подобный подход правомерен лишь в случае рас-

смаатриваемой локальной потенциальной модели. Микроскопический подход в рамках метода резонирующих групп или алгебраических подходов могут давать другое число узлов. Так, например, для случая $\alpha+^{12}\text{C}$ в методе ортогональных условий и методе резонирующих групп головное состояние вращательной полосы $K = 0^+$ (при энергии возбуждения 6.6 МэВ) описывается волновой функцией с тремя узлами ($2N + L=6$) [110], в то время, как потенциальная модель и модель, основанная на $SU(3)$ симметрии предполагают 4 узла ($2N + L=8$) [111].

Отсюда следует, что одной из центральных задач данного подхода является выбор потенциала. В основном используются формфакторы для потенциалов следующего вида:

-Вудс-Саксон WS .

$$f(r) = \frac{1}{\left(1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)\right)} \quad (24)$$

-Квадратичный Вудс-Саксон WS^2 .

$$f(r) = \frac{1}{\left(1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)\right)^2} \quad (25)$$

-Разработанный оксфордской группой потенциал \cosh .

$$f(r) = \frac{1 + \cosh(R/a)}{\cosh(r/a) + \cosh(R/a)} \quad (26)$$

-Комбинация $WS + WS^3$.

$$f(r) = \frac{x}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} + \frac{1-x}{\left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{3a}\right)\right]^3} \quad (27)$$

-Потенциалы одинарной $F1$

$$f(r) = \int \rho_{cl}(r') V_\alpha(r - r') d^3r' \quad (28)$$

или двойной $F2$ свертки.

$$f(r) = \int \int \rho_{cl(1)}(r_1) \rho_{cl(2)}(r_2) V_\alpha(s) d^3s, \quad (29)$$

где $\mathbf{s} = |\mathbf{r} + \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$.

Все приведенные потенциалы в дальнейшем будут рассматриваться и в более общем случае, при описании реакций в рамках оптической модели. В этом случае мы добавляем к потенциалу взаимодействия мнимую часть, обычно в форме WS , так что полный потенциал взаимодействия может быть записан в виде:

$$U(r) = -V(r) + iW(r), \quad (30)$$

где $V(r) = V \cdot f_1(r)$ и $W(r) = W \cdot f_2(r)$, V, W – глубина реальной и мнимой частей, а $f_{1,2}$ – формфакторы реальной и мнимой частей, соответственно. Такой подход позволяет успешно описывать угловое распределение упругого рассеяния частиц и ионов, а рассчитанный для данного потенциала коэффициент проницаемости, позволяет рассчитывать сечение слияния.

Можно указать следующие критерии “успешности” применения выбранного потенциала:

- 1) Описать распределение уровней вращательной полосы.
- 2) Воспроизвести ширины резонансных состояний.
- 3) Воспроизвести интенсивности электромагнитных переходов между состояниями.
- 4) Потенциал может быть использован как действительная часть при описании углового распределения упругого рассеяния ядра-кластера на ядре-коре для определения сечения (или правильно воспроизводить сдвиги фаз) или для описания реакций с перераспределением частиц (например, для определения коэффициента проницаемости в модели Хаузера–Фешбаха).

В некоторых случаях задачи могут быть дополнены требованиями воспроизведения среднеквадратичного радиуса или импульсного распределения.

Частично, такие задачи для “канонических” ядер ^{20}Ne и ^{44}Ti , а также для ^8Be были решены Баком в работах [76, 101, 112].

Кроме того, анализ вращательных полос может быть проведен в рамках изомерии форм [113], по аналогии с состояниями, обнаруженными в области актинидов. Такие предсказания, полученные для ряда самосопряжённых ядер в области p и sd оболочек, позволяют связать низколежащие низкоспиновые состояния, кластерная структура которых установлена, например, из изучения

механизмов реакции передачи или упругого рассеяния и высокоспиновыми состояниями, найденными при изучении γ -спектров.

Дальнейшее расширение модели обычно связано с вычислениями на основе теории групп. Одна из основных причин необходимости такого расширения – сложность (или вообще невозможность) описания экспериментально наблюдаемого явления фрагментации кластерных состояний, когда наблюдается несколько близко расположенных состояний с одинаковым спином. В рамках потенциальной модели описание этого явления может быть дано только качественно, в то время как групповой подход для легких ядер позволяет провести детальное сравнение для большинства уровней. Основой для такого подхода служит идея о формировании молекулярных состояний, возникающих при взаимодействии ядер, так что должно наблюдаться некоторое подобие вращательных и вибрационных состояний, как это имеет место в двухатомных молекулах. Вводя вибрационное квантовое число n_0 в качестве дополнительной степени свободы, наряду с угловым моментом, можно получить сравнительно простую формулу описания спектра возбужденных состояний [114] (расширение формулы (10)):

$$E_{L,n_0} = -D + A \left(n_0 + \frac{1}{2} \right) - B \left(n_0 + \frac{1}{2} \right)^2 + CL(L + 1), \quad (31)$$

где A, B, C, D параметры подгонки. Число подгоночных параметров можно сократить в рамках подхода ангармонической вибрационно-вращательной модели, учитывающей квадрупольную природу вибрационной составляющей, как это было сделано в работе [115].

Все это убедительно показывает важность учета кластерных состояний для указанных ядер. Следует отметить, что даже для них задача еще далеко не разрешена [116, 117]!

Другим существенным пробелом в описании кластерных степеней свободы является слабая изученность (как экспериментальная, так и теоретическая) легких ядер с нейтронным избытком. Именно восполнению этого пробела посвящена Глава 3.

Потенциальную модель можно распространить и на неупругий канал. В этом случае задача сводится к вычислению сечения реакции с использованием формулы:

$$\sigma(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_L (2L + 1)(1 - |\eta(E)|^2), \quad (32)$$

где $\eta(E)$ – определяется через сдвиг фазы для заданного потенциала, а k – волновой вектор. В наиболее общем случае такой подход требует мнимой части потенциала (30) или наложения граничных условий на используемую волновую функцию. На сегодняшний день первый вариант хорошо зарекомендовал себя при использовании вместе с методом связанных каналов. Тем не менее, такой вариант уже предполагает отход от рассматриваемых в настоящей работе идей кластеризации, поэтому вариант с вычислением сечения на основе (32) будет рассмотрен в последней главе именно как аналог кластерного случая для потенциальной модели. В этом случае (32) можно переписать в виде:

$$\sigma(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_L (2L + 1)T_L, \quad (33)$$

где T_L – коэффициент проницаемости для парциальной волны L при энергии E . Простейшим, но очень полезным случаем потенциала, является модель прямоугольной ямы. Рассмотрим только случай с ямой радиуса R , когда снаружи потенциал определяется только суммой кулоновского (22) и центробежного $V_L = L(L + 1)\hbar^2/(2\mu R^2)$ потенциалов. В этом случае коэффициент проницаемости записывается в виде:

$$P_L(kR) = \frac{1}{F_L(kR)^2 + G_L(kR)^2}, \quad (34)$$

где $F_L(kR)$ и $G_L(kR)$, соответственно, регулярные и нерегулярные кулоновские волновые функции. Эта величина часто встречается в физике ядерных реакций. В Главе 7 будет рассмотрено расширение этой модели для комплексного потенциала и описания реакций слияния.

1.3. Реакции

Ниже кратко рассмотрены основные типы реакций, используемые в данной работе.

1.3.1. Упругое рассеяние

Простейшей реакцией, позволяющей сделать вывод о значительном вкладе α -кластерного состояния является упругое рассеяние α -частиц. В этом случае информация о свойствах уровней может быть извлечена из фазового анализа углового распределения. К сожалению, такая процедура становится достаточно сложной по мере роста плотности уровней, особенно принимая во внимание наш повышенный интерес к уровням с большой приведенной шириной, т.е. с высокой степенью вклада конфигурации вида $|\alpha \otimes \text{Кор}\rangle$.

Тем не менее, именно эксперименты по изучению резонансного рассеяния позволили получить первоначальные сведения о проявлении α -кластерных состояний. Для этого проводились измерения зависимости сечения упругого рассеяния α -частиц от энергии, причем функцию возбуждения требовалось знать в достаточно широком диапазоне, но с малым шагом по энергии. Тогда, если энергия системы α -частица-мишень соответствовала некоторому уровню образующегося составного ядра, наблюдается значительный рост сечения, порядка нескольких барн. Значительный прогресс в изучении данной реакции был достигнут после появления тандемов – оптимальных ускорителей для изучения функций возбуждения с хорошей точностью. Однако, если диапазон энергий слишком велик и нет точных предсказаний для положения соответствующих уровней, работа по сканированию соответствующей области требует титанических усилий. Это видно из результатов, полученных при изучении спектров ядер ^{16}O и ^{20}Ne в университете Мадиссон-Висконсин под руководством профессора Ричардса [118–121].

Квантовое описание рассеяния частицы с нулевым спином хорошо изучено и описано в соответствующих разделах теории рассеяния. Для простоты ограничимся случаем бесспиновых частиц. Рассмотрим систему двух взаимодействующих частиц описываемых уравнением Шредингера (19). При большом удалении от центра рассеяния и при условии сферической симметрии потенциала и его ограниченности в пространстве, решение может быть записано в виде суперпозиции падающей плоской волны и рассеянной сферической:

$$\psi = e^{ikz} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r}. \quad (35)$$

Здесь $k = \sqrt{2\mu E}/\hbar$, а $f(\theta)$ – амплитуда рассеяния. В случае упругого рассеяния, можно показать, что для величины сечения выполняется следующее равенство:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2. \quad (36)$$

Переходя к радиальным волновым $\varphi(r)$ функциям для уравнения Шредингера и используя разложение падающей плоской волны из (35) по сферическим волнам, можно получить выражение для амплитуды рассеяния (формула Факсена-Хольтсмарка):

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_L (2L+1)(\exp(2i\delta_L) - 1)P_L(\cos(\theta)). \quad (37)$$

где δ_L – величина сдвига фазы, а $P_L(\cos(\theta))$ – полином Лежандра порядка L .

Рассмотрим изолированный уровень в ядре, возбуждаемый при взаимодействии с частицей пучка. Тогда, энергия возбуждения может быть записана как:

$$E^* = E + S, \quad (38)$$

где E – энергия канала, равная энергии налетающей частицы в системе центра масс, а S – энергия связи частицы в составном ядре. По аналогии с осциллятором с трением, амплитуда колебаний которого, под действием вынуждающей силы, зависит от частоты ее воздействия на осциллятор, можно переписать выражение для волновой функции распадающейся квантовой системы:

$$\psi \sim \exp(-iEt/\hbar) \exp(-\Gamma t/(2\hbar)). \quad (39)$$

Это дает экспоненциальное затухание величины $|\psi_L|^2$ со временем жизни $\tau = \hbar/\Gamma$. Такое состояние можно построить как суперпозицию состояний с небольшим отличием по энергии:

$$\psi \sim \int_{-\infty}^{+\infty} A(E) \exp(-iEt/\hbar) dE, \quad (40)$$

где через $A(E)$ обозначена амплитуда состояний с энергией E . Поскольку сечение пропорционально квадрату амплитуды, то, после преобразования Фурье, можно записать:

$$\sigma \sim \frac{1}{(E - E_0)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2}. \quad (41)$$

Коэффициент пропорциональности можно определить из анализа фазового пространства для рассматриваемой реакции [122], так что, для реакции, в которой через x обозначен входной канал, а через y - выходной, имеем:

$$\sigma_{xy} = \frac{\pi}{k^2}(2L_x + 1) \frac{\Gamma_x \Gamma_y}{(E - E_0)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2}, \quad (42)$$

что является вариантом формулы Брейта-Вигнера для бесспиновых частиц.

С учетом введенной ранее в (37) величины сдвига фазы, сечение упругого рассеяния из формулы (36) можно записать, как:

$$\sigma_L(E) = \frac{4\pi}{k^2}(2L + 1) \sin^2 \delta_L. \quad (43)$$

В этом случае, сечение Брейта-Вигнера воспроизводится при выполнении равенства $\tan \delta_L = \Gamma/(2(E_0 - E))$. Отсюда следует, что при энергии резонанса, то есть, когда $(E_0 - E)=0$, сдвиг фазы составляет $\delta_L = \frac{1}{2}\pi$.

В более общем случае, для воспроизведения поведения сечения между двумя резонансами, в сдвиге фазы учитываются процессы как резонансного рассеяния (β_L), так и потенциального (рассеяния на жесткой сфере) ϕ_L . Тогда $\delta_L = \beta_L - \phi_L$ и условие резонанса:

$$\beta_L = \arctan \frac{\Gamma}{2(E_0 - E)} \quad (44)$$

и сечение упругого взаимодействия может быть записано в виде:

$$\sigma_L(E) = \frac{4\pi}{k^2}(2L + 1) \left| \frac{\frac{1}{2}\Gamma}{E_0 - E - \frac{1}{2}i\Gamma} - \exp(i\phi_L) \sin(\phi_L) \right|^2. \quad (45)$$

Анализ рассеяния α -частиц на основе изложенной теории привел к любопытным заключениям. Оказалось, что в ядрах очень часто встречаются уровни со значительным вкладом состояний со структурой $\alpha \otimes \text{Кор}$. Данный результат был несколько неожиданным, поскольку возникали трудности с его объяснением в рамках оболочечной модели. Продолжению поиска аналогичных состояний для больших энергий возбуждения или в более тяжелых ядрах препятствова-

ла несовершенство экспериментальной процедуры. Действительно, возникала необходимость сканирования очень большого участка с маленьким шагом, причем для набора соответствующей статистики требовалось значительное время.

Как видно из формул (36) и (37), в дифференциальное сечение для упругого рассеяния входит квадрат полинома Лежандра. Таким образом, максимум сечения будет наблюдаться под углами 0° и 180° . Однако, имеет место интерференция с рассмотренным выше потенциальным рассеянием, что негативно сказывается на наблюдении резонансов. Полагая, что для потенциального рассеяния имеется плавная зависимость от углового момента, а четные и нечетные полиномы Лежандра имеют разные знаки при рассеянии на угол 180° и одинаковые при рассеянии на 0° , получаем, что потенциальное рассеяние велико под 0° и мало под 180° . Таким образом, при рассеянии назад мы имеем оптимальные условия для изучения резонансов.

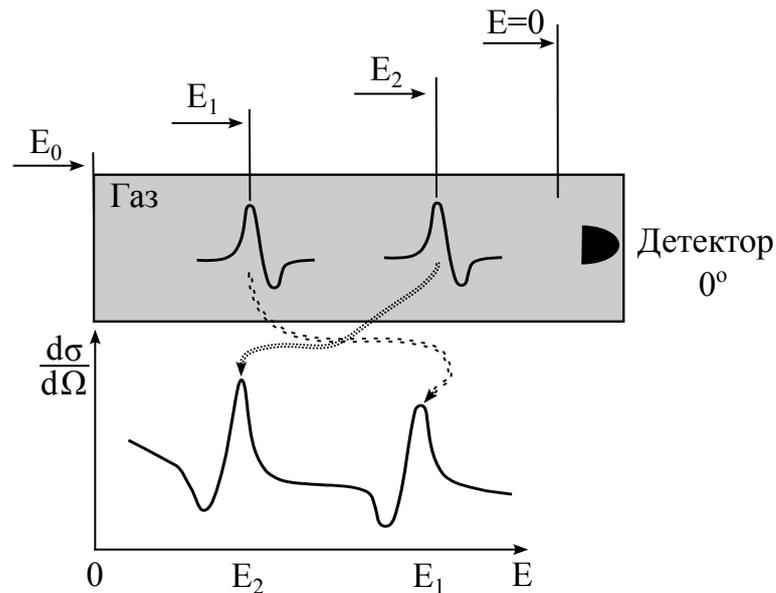


Рис. 14. Метод обратной геометрии с толстой мишенью.

Указанных выше недостатков (необходимость сканирования широкой энергетической области с малым шагом и недостижимость угла 180°) лишен метод Обратной Геометрии и Толстой Мишени (ОГТТ). В этом случае пучок тяжелых ионов из ускорителя попадает в камеру рассеяния, заполненную газом, содержащим легкие ядра (водород, гелий). При этом энергия пучка, с учетом потерь в тонком входном окне и давление газа выбирается таким образом, чтобы пучок полностью остановился в камере. В случае взаимодействия частиц пучка с газовой мишенью, легкие ядра отдачи, имеющие гораздо больший пробег, мо-

гут быть зарегистрированы детекторами, расположенными на стенке камеры, в том числе и под углом 0° , соответствующем углу 180° для варианта “обычной” геометрии. Другим важным преимуществом данной схемы является возможность сканирования большой области энергий (от энергии, которую пучок имеет непосредственно после прохождения окна до нуля) за “один проход”, т.е. не меняя энергию ускоренных ионов. Это позволяет использовать в качестве ускорителя циклотрон с достаточно высокой интенсивностью пучка. Следует также отметить возможность работы с тяжелыми ионами, эксперименты с которыми затруднены в случае прямой геометрии (газы или радиоактивные изотопы). К недостаткам метода можно отнести сложность получения углового распределения в достаточно широком диапазоне углов из-за проблемы определения точки, в которой произошло взаимодействие иона пучка с ядром газовой мишени и, как следствие, “заинтегрированность” сечения, быстро растущую с увеличением угла, а также сложность с разделением упругой и неупругой составляющей.

Принципиальная схема, иллюстрирующая подобный подход показана на Рисунке 14. Функция выхода для рассматриваемой реакции для диапазона энергии $E = (E_1 - E_2)$ будет описываться как [123]:

$$Y(E) = I(E) \int_{E-\Delta E/2}^{E+\Delta E/2} \frac{\sigma(E_i)}{\epsilon(E_i)} dE_i, \quad (46)$$

где ΔE - ширина канала по энергии, $I(E)$ - число частиц пучка, $\epsilon(E)$ - сечение торможения пучка в газовой мишени.

Данный метод оказался очень эффективен при изучении резонансного рассеяния α -частиц как на самоспряжённых ядрах, так и на нейтроноизбыточных с возбуждением уровней имеющих α -кластерную природу. На Рисунке 15 показан пример функции возбуждения, полученный нами для рассеяния α -частиц на таких ядрах. Эксперимент был выполнен на циклотроне DC-60 (Астана, Казахстан). В качестве метода идентификации применялся метод разделения по времени пролета. Детальное описание выполненной работы представлено в статье [124]. Сравнение полученных нами результатов с реферативными, показывает высокую эффективность метода. Эти результаты важны не только для изучения кластерных степеней свободы, но также для задач ядерной астрофизики.

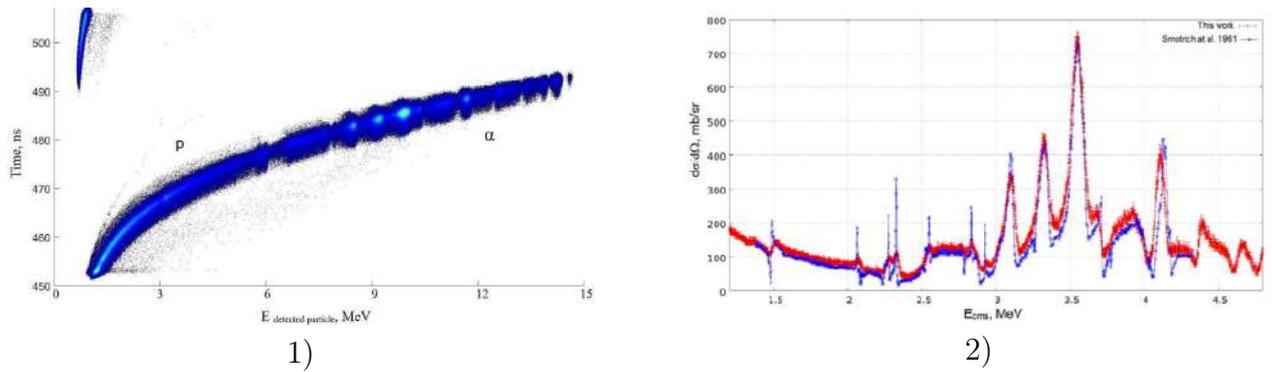


Рис. 15. 1 – Времяпролетный спектр для продуктов взаимодействия ядра ^{15}N с α -частицами. 2 – Функция возбуждения упругого рассеяния $\alpha + ^{15}\text{N}$ полученная в данной работе (красная линия). Показано сравнение с результатами, полученными в традиционной геометрии (синяя линия) [124]

Наконец, возможно изучение проявления кластерных конфигураций, образующихся при рассеянии более тяжелых ионов, где можно наблюдать значительное количество молекулярных резонансов. Это имеет место, например, в системах $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$, $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$, $^{24}\text{Mg}+^{24}\text{Mg}$, $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ [125]. Но имеющиеся на сегодня экспериментальные данные для данных ядер достаточно скудны, что не позволяет четко выделить соответствующие вращательные полосы. Несмотря на важность задачи, – определение молекулярных состояний в системе тяжелых ионов, – на сегодняшний день нет подхода, позволяющего однозначно выделять такие состояния в эксперименте. Так, для наиболее интересной с этой точки зрения системы $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ пока известно порядка полутора десятков состояний, которые могут рассматриваться как квазимолекулярные. Основными экспериментальными подходами здесь можно считать:

1) Анализ углового распределения для энергий, соответствующих резонансо-подобному изменению сечения с энергией. Предполагается, что в этом случае в формуле (37) в суммировании превалирует слагаемое для углового момента L , так что в угловом распределении будет значителен вклад $|P_L(\cos\theta)|^2$. Очевидно, что данный метод требует углового распределения в максимально доступном угловом диапазоне и плохо работает, как при очень низких энергиях (из-за значительного кулоновского вклада), так и при очень высоких (из-за очень высокой плотности уровней и сильной осцилляций). Далее этот подход будет разобран подробнее.

2) Анализ осцилляций сечения слияния, с приписыванием пикам угловых моментов, согласно предположению о линейной зависимости энергии возбужде-

ния, как функции величины $L(L + 1)$. Существенным недостатком такого подхода является значительная неоднозначность в определении величины углового момента системы. Иногда принимается, что он близок угловому моменту грезинга при данной энергии, что может быть использовано как первое приближение.

3) Метод угловых корреляций для трех частиц в выходном канале. Используемая реакция имеет в этом случае вид $A(B, C + D)E$, где $C + D$ и есть изучаемая система, в которой предполагается наличие молекулярных резонансов. Сечение такой реакции также имеет зависимость $|P_L(\cos \theta)|^2$. Преимуществом данного метода является очень высокая селективность реакции к исследуемым состояниям, а также возможность работать без изменения энергии пучка. Недостатком такого подхода является сильный вклад непрерывного спектра в осциллирующий, что часто приводит к неоднозначности определения углового момента.

1.3.2. Реакции передачи

Метод резонансного рассеяния, обсуждавшийся выше, обладает ограниченной чувствительностью при малых энергиях вследствие сильного влияния кулоновского рассеяния. Поскольку амплитуда упругого рассеяния является когерентной суммой кулоновского и резонансного вкладов, возникают трудности при наблюдении резонансных пиков в околопороговой области. С другой стороны, реакция передачи позволяет заселять как связанные, так и резонансные состояния, сечения для которых будут пропорциональны спектроскопическому фактору.

Проведем более детальное сравнение данных методов. Ширина Γ , которая может быть получена в случае упругого резонансного рассеяния, описанного выше, связана с величиной приведенной ширины γ^2 следующим образом:

$$\Gamma = 2kRP_L(kR)\gamma^2, \quad (47)$$

где k – волновой вектор, а R – радиус канала, а величина $P_L(kR)$ определяется из выражения 34. В этом случае, спектроскопический фактор передачи частицы может быть определен из DWBA описания углового распределения реакции передачи, как отношение экспериментального сечения к теоретическому:

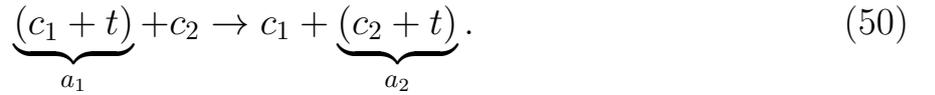
$$S = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{exp}} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{DWBA}}. \quad (48)$$

Тогда связь полученного спектроскопического фактора с величиной приведенной ширины определяется как:

$$\gamma^2 = \frac{3\hbar^2}{2\mu R^2} S. \quad (49)$$

Таким образом, реакции передачи могут быть полезны для изучения состояний в окрестности порога, где наблюдаемая величина Γ очень мала, но велика величина γ^2 .

Рассмотрим реакцию в которой ядро c_2 взаимодействует с ядром a_1 , состоящим из кора c_1 и частицы t . В рассматриваемой реакции, t передается ядру c_2 , формируя ядро a_2 .



Дифференциальное сечение для данного процесса может быть записано в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{m_i m_f}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_f}{k_i} \frac{1}{(2a_1 + 1)(2c_2 + 1)} \sum_{\alpha_1, \alpha_2, \gamma_1, \gamma_2} |T_{\alpha_1, \alpha_2, \gamma_1, \gamma_2}|^2, \quad (51)$$

где m_1, m_2 приведенные массы ядер во входном и выходном каналах, k_i, k_f – их волновые числа, a_1, c_2 – величины спинов соответствующих ядер и $\alpha_1, \alpha_2, \gamma_1, \gamma_2$ – соответствующие компоненты спинов. Амплитуда $T_{\alpha_1, \alpha_2, \gamma_1, \gamma_2}$ может быть записана в рамках приближения DWBA:

$$T_{\alpha_1, \alpha_2, \gamma_1, \gamma_2} = \langle \chi_{f, c_1, \gamma_1, a_2, \alpha_2}^- | \Delta V | \chi_{i, a_1, \alpha_1, c_2, \gamma_2}^+ \rangle, \quad (52)$$

где $\chi_f^-(\mathbf{r}_f)$ и $\chi_i^+(\mathbf{r}_i)$ искаженные волны, причем выражение вида $|a_1 \alpha_1\rangle$ задает полную волновую функцию для ядра a_1 (для прочих – аналогично). Взаимодействие может быть описано двумя способами – POST и PRIOR:

$$\begin{aligned}\Delta V^{POST} &= V_{c_1 t} + V_{c_1 c_2} - U_{c_1 a_2}^{OPT}, \\ \Delta V^{PRIOR} &= V_{c_2 t} + V_{c_1 c_2} - U_{c_2 a_1}^{OPT}.\end{aligned}\quad (53)$$

В данном случае $U_{c_1 a_2}^{OPT}$ и $U_{c_2 a_1}^{OPT}$ – потенциалы (оптический и кулоновский), используемые при вычислении искаженных волн χ_f и χ_i . $V_{c_1 t}$, для примера, описывает взаимодействие между кором c_1 и передаваемой частицей t , причем при описании всех взаимодействий учитывается кулоновский потенциал.

С позиции, рассмотренной в настоящей работе, задачи исследования кластерных состояний в ядрах, особую роль для данного типа реакций играют реакции передачи с ионами лития. Как и дейтроны, работа с которыми привела к разработке теории реакций передач, ядра лития сравнительно слабо связаны, причем, как указывают теоретические и экспериментальные исследования, они обладают ярко выраженной квазимолекулярной структурой. Так, изотопы лития с массовыми числами 6 и 7, можно представить в виде: ${}^6\text{Li}=\alpha+d$, ${}^7\text{Li}=\alpha+t$. Такая структура приводит к повышенной вероятности передачи α -кластера в реакциях $({}^6\text{Li},d)$, $({}^7\text{Li},t)$, как это имеет место для реакций типа (d,p) , (d,n) . Это приводит к преимущественному заселению тех состояний ядра-продукта, которые обладают кластерной структурой. В этом случае, рассмотренные выше формулы (на примере реакции ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li},d){}^{16}\text{O}$), можно переписать в в следующем виде. Вклады в потенциал, описывающий передачу, для случаев POST и PRIOR будут $V_{\alpha d}$ и $V_{\alpha {}^{12}\text{C}}$, соответственно. Тогда амплитуду перехода можно записать в виде:

$$T = \int \chi_{d{}^{16}\text{O}}^*(k_d, r) \langle \varphi_d \varphi_{{}^{16}\text{O}} | V | \varphi_{{}^6\text{Li}} \varphi_{{}^{12}\text{C}} \rangle \chi_{{}^{12}\text{C}{}^6\text{Li}}(k_{{}^6\text{Li}}, r) dr. \quad (54)$$

Выражение в угловых скобках описывает форм-фактор для данной реакции.

Реакция с передачей α возможна и для более тяжелых ядер. Данный процесс связан не только с молекулярными состояниями, рассмотренными выше, но и с проявлением α -кластерной структуры этих ядер. Чтобы сделать такой подход более явным, можно рассмотреть процесс резонансного рассеяния ядер вида $(A+\text{два протона и два нейтрона})+(A)$. Первое ядро может быть рассмотрено как имеющее структуру $(A+\alpha)$, так что α -частица может быть передана

второму ядру, внося искажения в амплитуду упругого рассеяния из-за неразличимости выходных каналов.

Разумеется, класс реакций передачи (подхвата) α -частицы гораздо шире, чем упомянуто выше. Отметим тут только нашу работу по изучению перехода от коллективных к одночастичным степеням свободы в стронции [126]

В настоящей работе данный тип реакции использовался для изучения состояний в нейтроноизбыточных изотопах бериллия и углерода, а так же при изучении вклада от упругой передачи кластера при рассеянии тяжелых ионов.

1.3.3. Квазисвободное рассеяние

Третий тип реакции, использующийся в настоящей работе – реакции выбивания. По сравнению с двухчастичными реакциями, этот тип реакции ведет к появлению трех частиц в выходном канале, что приводит к существенному усложнению описания кинематики, когда вместо двух независимых переменных (энергия в системе центра масс и угол) имеется пять переменных. В этом случае возможен различный выбор набора таких переменных, например, полная энергия в системе центра масс, три угла в системе центра масс, определяющих направление двух вылетающих частиц и энергия в системе центра масс одной из частиц.

В случае, когда величина относительной энергии налетающей частицы и мишени значительно превосходит энергию связи составляющих элементов (пучка или мишени) мы можем пренебречь этой связью и рассматривать столкновение, как квазисвободное. Рассмотрим случай, когда налетающая частица считается бесструктурным объектом a , а мишень состоит из слабосвязанных коров b и частицы x (или группы частиц). Обратный случай (слабосвязанные частицы пучка и бесструктурные частицы мишени) может быть описан в рамках обратной кинематики, рассмотренной выше.

В общем случае, взаимодействие таких систем ведет к появлению трехчастичного состояния в выходном канале – частиц c, d, e , что может рассматриваться как двухчастичное взаимодействие частицы a с кором b или частицей x . На Рисунке 16 показан общий случай диаграммы для трехчастичной реакции. В случае квазисвободного рассеяния в выходном канале имеем частицы a, b и x , как показано на Рисунке 16 справа. Такой процесс, в простейшем случае,

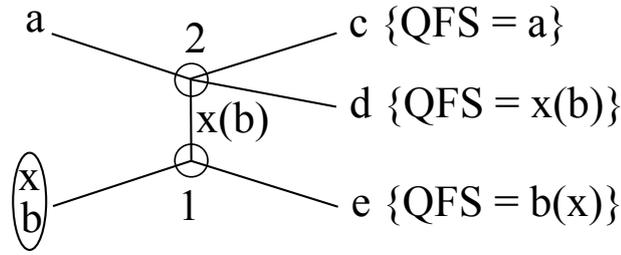


Рис. 16. Диаграмма реакции с трехчастичным состоянием в выходном канале. Указаны продукты в выходных каналах для квазисвободного рассеяния QFS.

может быть описан с помощью плоских волн в борновском приближении, когда все частицы рассматриваются, как свободные, за исключением начального связанного состояния bx , волновую функцию которого мы можем описать как $\psi(\mathbf{r}_b - \mathbf{r}_x)$. Таким образом, задача сводится к вычислению амплитуд процессов, протекающих в вершинах 1-2. В случае нижней вершины (1) нам необходимо извлечь фактор, отвечающий преобразованию Фурье приведенной выше волновой функции для связанного состояния bx , поскольку именно эта величина определяет переданный момент при рассеянии b , так что $\psi(\mathbf{p}_b) = \int \exp(i\mathbf{p}_b \mathbf{r}) \psi(\mathbf{r}) d\mathbf{r}$. Противоположная вершина отвечает амплитуде борновского приближения для реакции $a + x(b) \rightarrow a + b(x)$. Тогда, в простейшем случае, для величины сечения, можно записать:

$$d\sigma = K \left(\frac{T_i^{cm}}{T_f^{cm}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{cm} |\psi(\mathbf{p}_b)|^2 \times vol. \quad (55)$$

Здесь K – кинематический фактор, включающий в себя необходимые постоянные, спектроскопический фактор реакции и массы. Относительные кинетические энергии можно записать в виде $T_f^{cm} = \mu_{cd}(\mathbf{v}_c - \mathbf{v}_d)^2/2$ и $T_i^{cm} = \mu_{ab}(\mathbf{v}_a - \mathbf{v}_b)^2/2$ для случая рассеяния на легком фрагменте, vol – элемент фазового пространства.

Данный тип реакции использовался нами при изучении ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$.

1.3.4. Процессы распада возбужденной системы

За исключением указанного во введении процесса α -распада, рассмотренные выше методы изучения кластерных степеней свободы предполагают наличие кластера во входном канале реакции. Вместе с тем, о наличии процессов кластеризации в легких ядрах можно судить и по процессам, связанным с рас-

падом образовавшейся компаунд-системы. Особенно это касается ядер с нейтронным избытком, когда определенные возбужденные уровни могут быть рассмотрены как молекулярные состояния. В большинстве случаев свидетельством таких состояний является не распад на соответствующие кластеры, а соответствие полученных данных (энергий связи, схемы уровней, углового распределения продуктов реакции и т. д.) расчетам, выполненным в предположении о кластеризации, особенно если полученные результаты противоречат расчетам на основе одночастичной модели. Эффективными методами изучения таких состояний являются, например, реакции многонуклонных передач, реакции слияния тяжелых ионов с образованием высокоспиновых состояний с последующим γ -распадом (возбуждение вращательных полос), реакции выбивания кластера. Эти типы реакций будут использованы при анализе вылета тяжелых кластеров.

Глава 2. Экспериментальные методы

Кратко рассмотрим экспериментальные методы, которые были использованы в наших экспериментах. Как видно из описанных выше моделей, нам необходимо осуществлять регистрацию и определение зарядов и масс ядер, начиная с α -частиц, в широком диапазоне углов, при сравнительно невысоких энергиях. За исключением работы по исследованию изотопов гелия (эта экспериментальная установка будет описана в соответствующей главе), такая регистрация, в основном, проводилась методом $\Delta E - E$ техники. В этом случае частица регистрируется двумя детекторами: тонким, в котором она теряет незначительную часть энергии ΔE и толстым, в котором частица полностью теряет оставшуюся энергию E , так что полная энергия составляет $E_{tot} = \Delta E + E$. Из закона Бете-Блоха нам известно, что в этом случае для ядер с зарядом Z и массой A выполняется условие:

$$\frac{\Delta E}{\Delta X} \sim \frac{Z^2 A}{E}, \quad (56)$$

где ΔX - толщина тонкого детектора. Тогда зарегистрированные ядра с заданным значением $Z^2 A$ оказываются расположенными на гиперболе в координатах E по шкале ординат и ΔE по шкале абсцисс. Как видно, энергия регистрируемой частицы должна быть, по крайней мере, не меньше, чем потеря в тонком детекторе, что накладывает на него серьезные ограничения из-за сложности и дороговизны очень тонких кремниевых детекторов. Так, кремниевый ΔE детектор толщиной $20 \mu\text{м}$ полностью останавливает α -частицы имеющие энергию порядка 4 МэВ . По этой причине мы использовали такие ΔE детекторы только в случае α -частиц достаточно высоких энергий (при изучении ядер тяжелее ^{32}S). Для охвата наибольшей площади нами применялась установка ISIS [127] (толщина ΔE и E частей $130 \mu\text{м}$ и 1 мм , соответственно, для ядер $^{40,42}\text{Ca}$).

Для регистрация тяжелых ионов и α -частиц низких и промежуточных энергий нами использовались системы газовых телескопов ICARE [128] и позиционно-чувствительные сборки на основе пропорциональных счетчиков [129]. В последнем случае, каждая сборка представляла собой газовую ΔE часть и 10 PIN-диодов для E части. Чувствительная площадь составляла 18

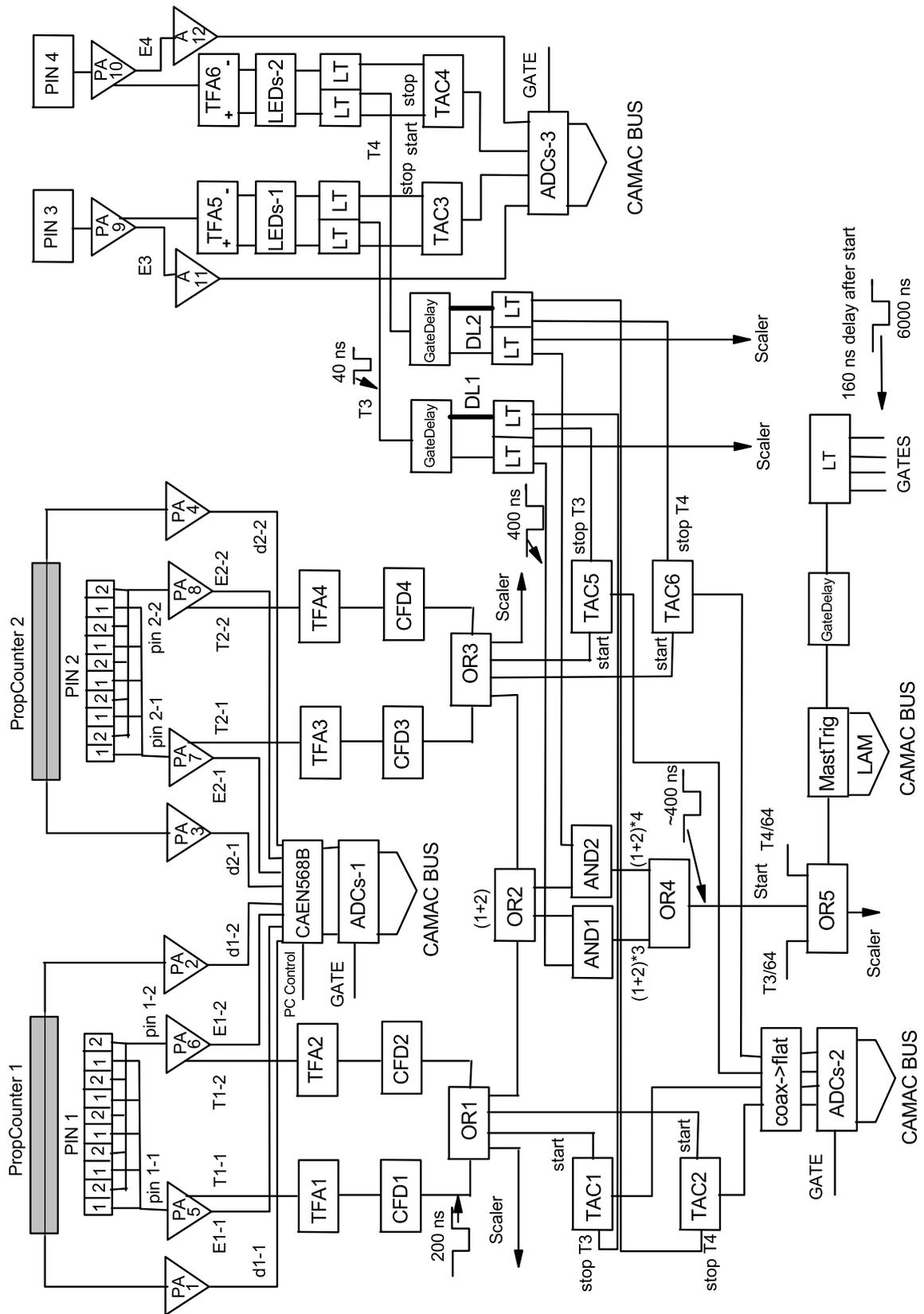


Рис. 17. Блок-схема экспериментальной установки.

см². Толщина чувствительного слоя PIN-диодов – 380 μм, что позволяло измерять спектры частиц с максимальными энергиями: p – 7 МэВ, d – 9 МэВ, t – 11 МэВ, ³He – 25 МэВ, α – 28 МэВ.

Газовая ΔE часть представляла собой пропорциональную камеру, с одиночным высокоомным электродом (33 кОм) по центру камеры, что позволяло получать величину потерь энергии заряженной частицы в газе и значения X координаты. Глубина камеры составляла 1 см. Входное окно камеры – майлар, толщиной 2μм (с проволочным усилением). Детектор заполнялся газовой смесью Ar+10% CH₄ при давлении 400 мбар. Таким образом, обозначив сигналы с обоих концов электрода, как A₁ и A₂, информацию о потерях и координате можно получить как:

$$\Delta E = C * (A_1 + A_2), \quad (57)$$

$$X = l * \frac{A_1 - A_2}{A_1 + A_2}. \quad (58)$$

Здесь C – нормировочная константа, которая находится при калибровке детекторов, а l – длина электрода (12 см.). Разрешение для α-частиц при максимальной энергии составляло 70 кэВ и 65 кэВ для E и ΔE частей, соответственно.

Другой вариант, использованный для регистрации низкоэнергетических заряженных частиц, представлял включение детектора по схеме анализа времени сбора заряда в полупроводниковом детекторе T_{ch} [130]. В этом случае отбор событий осуществлялся на двумерном графике E vs T_{ch}. В отличие от газовых телескопов, данный метод позволял уверенно разделять α-частицы и ядра ⁶He. На Рисунке 17 приведен пример общей схемы, используемой нами для экспериментов по изучению ядер ¹⁸O, ²²Ne, ²⁶Mg. На схеме показаны предварительные усилители для позиционно-чувствительной части пропорциональных камер (P1–P4), предварительные усилители для детекторов, включенных в режиме анализа времени сбора заряда, (P5,P10) с усилителями соответствующих временных фильтров (TFA1–TFA4) и схемы электронной логики. На Рисунке 18 показан пример работы сборки детекторов для позиционно-чувствительного детектора (PropCounter) при регистрации ядер ¹¹B. На Рисунке 19, представлены двумерные спектры, полученные нами при изучении вклада кластерной конфи-

гурации вида ${}^6\text{He} \otimes \text{Кор}$ в ядре ${}^{26}\text{Mg}$, а также хорошо видны группы уровней, отвечающих возбужденным состояниям ядра ${}^{20}\text{Ne}$.

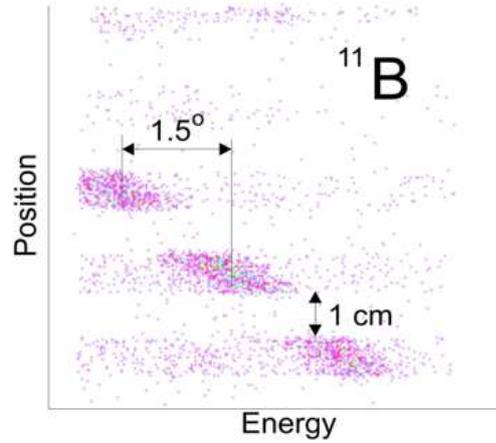


Рис. 18. Регистрация ядер ${}^{11}\text{B}$ газовым $\Delta E - E$ телескопом.

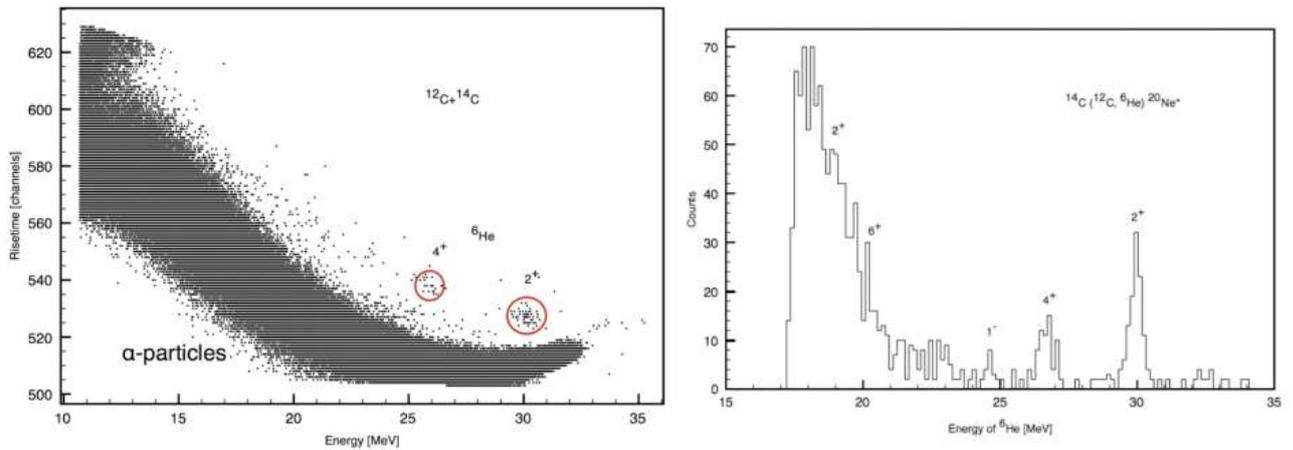


Рис. 19. Слева двумерный спектр детекторов, работающих в режиме анализа сбора времени заряда. Показаны спектры α -частиц и ${}^6\text{He}$, справа спектр реакции ${}^{14}\text{C}({}^{12}\text{C}, {}^6\text{He}){}^{20}\text{Ne}$

Кроме того, при изучении нейтроноизбыточных изотопов бериллия и углерода нами использовался магнитный спектрометр Q3D [131], состоящий из квадрупольного и трех дипольных магнитов. Угловой акцептанс установки составлял $\pm 3^\circ$. Регистрация частиц, по аналогии с предыдущей установкой, осуществлялась газовыми проволочными камерами, работающими в режиме ΔE -детектора. E -детектор был выполнен в виде сцинтилляционного счетчика. TOF -информация получалась от стартового сигнала с данного детектора и сигнала стоп от генератора высокой частоты ускорителя.

Обработка полученных данных проводилась в пакете ROOT [132].

Глава 3. Спектроскопия легких нейтроноизбыточных ядер

3.1. Изотопы гелия

Одним из наиболее впечатляющих открытий в ядерной физике в конце прошлого века стало обнаружение гало-ядер, когда одна или две частицы удалены от кора – сильно связанной сердцевины ядра. В контексте вопроса об α -кластерной структуре ядра особый интерес представляют собой ядра ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$. Их структура – не только простейший вариант кластерной степени свободы, но еще и важный источник информации о ядерных силах. Необходимость экспериментального исследования свойств этих ядер обусловлена, в том числе, неоднозначностью и сложностью теоретических предсказаний. Одним из самых интересных вопросов в данной области является вопрос о “геометрическом” расположении избыточных нейтронов [133]

3.1.1. Цели и методы исследования

Был выполнен эксперимент по изучению квазисвободного рассеяния протонов на ядрах ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$ с целью изучения процессов (p, pn) , $(p, p\alpha)$ и $(p, p\text{He})$ [46]. Исследование проводилось с релятивистскими пучками ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$ в обратной кинематике. Работа была выполнена в Институте изучения тяжелых ионов (GSI), Дармштадт, Германия. После фрагментации пучка ${}^{18}\text{O}$ с энергиями 820 МэВ/А и 730 МэВ/А на бериллиевой мишени, вторичные пучки ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$ с энергиями 717 и 671 МэВ, соответственно, отбирались анализирующим магнитом и направлялись на протонную мишень. Экспериментальная установка изображена на Рисунке 20.

Вторичный пучок проходил через два сцинтиллятора (S_1, S_2) для анализа потерь δE и времени пролета. Позиция пучка определялась позиционно-чувствительными пропорциональными счетчиками (p_1, p_2) , а полярный и азимутальный угол фрагмента – счетчиками (p_3, p_4) . Рассеянные на угол больше 70° протоны после отбора по δE и времени пролета (p_5, p_6) попадали в первый годоскоп. Фрагменты, анализировались магнитным спектрометром ALADIN и попадали во второй годоскоп.

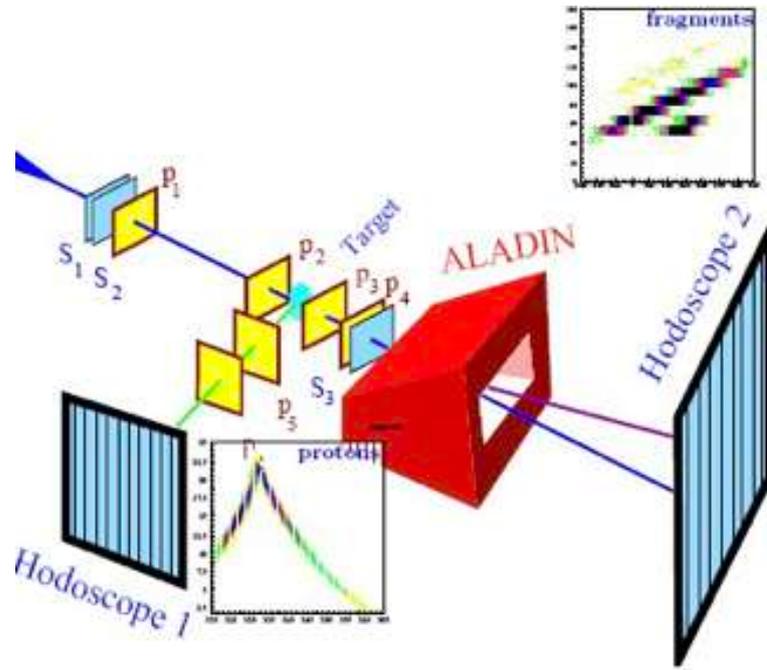


Рис. 20. Экспериментальная установка [46].

Обработка полученной информации основывалась на кинематике квазисвободного рассеяния, описанного в первой главе, когда выполняется закон сохранения:

$$p_0 + P = Q + q_0 + q_1, \quad (59)$$

где $p_0 = (\mathbf{p}_0, \omega_0)$ и $q_0 = (\mathbf{q}_0, E_0)$ - импульс частицы (протона) до и после рассеяния, соответственно. $P = (\mathbf{P}, \omega_P)$ и $Q = (\mathbf{Q}_0, E_Q)$ - начальный и конечный импульс ядра гелия и $q_1 = (\mathbf{q}_1, E_1)$ - импульс кластера, выбитого из ядра, как это показано на Рисунке 21.

В импульсном приближении, для реакции (59) выполняется условие $p_e = P - Q = q_0 + q_1 - p_0$, как видно из Рисунка 21. Перерассеянная и выбитая частицы (q_0 и q_1) должны быть строго скоррелированы. Рассмотрим корреляцию между полярными углами участвующих в реакции частиц. Данная корреляция подобна корреляции упругого рассеяния, но искажается, как было указано выше, движением кластера внутри ядра. Корреляция между их азимутальными углами будет более характерной.

Из закона сохранения для точки 2 на Рисунке 21 можно найти, что $p_0 + p_1 = q_0 + q_1$. В лабораторной системе ($|p_0| = 0$), так что угол между векто-

ром импульса q_1 и $q_0 \times P$, который перпендикулярен плоскости реакции, будет определяться, как:

$$\cos \theta = \hat{n}_0 \cdot \hat{n}_1, \quad (60)$$

где

$$\hat{n}_0 = \frac{P \times q_0}{|p \times q_0|} \quad (61)$$

$$\hat{n}_1 = \frac{q_1}{|q_1|}. \quad (62)$$

Из выражения $p_1 = q_0 + q_1$ получаем, что:

$$\cos \theta = \frac{(p_1 - q_0) \cdot (P \times q_0)}{|q_1| |p \times q_0|} = \frac{p_1 (P \times q_0)}{|q_1| |P \times q_0|} = \frac{p_1 \hat{n}_1}{|q_1|} = \frac{Q_{tr}}{|q_1|}. \quad (63)$$

Таким образом, для величины Q_{tr} имеем:

$$Q_{tr} = |q_1| \cos \theta = |q_1| \hat{n}_0 \cdot \hat{n}_1 = \frac{q_1 (P \times q_0)}{|P \times q_0|}. \quad (64)$$

Выберем направление пучка вдоль оси z , так что $P = (0, 0, P_z)$. Тогда:

$$Q_{tr} = \frac{1}{|p||q_0| \sin(\widehat{Pq_0})} \begin{vmatrix} q_1^x & q_1^y & q_1^z \\ p^x & p^y & p^z \\ q_0^x & q_0^y & q_0^z \end{vmatrix} = \frac{q_1^y p^z q_0^x - q_0^y p^z q_1^x}{|p||q_0| \sin(\widehat{pq_0})} = \frac{q_1^y q_0^x - q_0^y q_1^x}{|q_0| \sin \theta}. \quad (65)$$

Введем обозначения: $\theta_1 = (\widehat{zq_1})$, $\varphi_1 = (\widehat{xq_1})$, $\varphi_0 = (\widehat{xq_0})$. Тогда:

$$\begin{aligned} q_1^x &= |q_1| \sin \theta_1 \cos \varphi_1, \\ q_1^y &= |q_1| \sin \theta_1 \sin \varphi_1, \end{aligned} \quad (66)$$

$$\begin{aligned} q_0^x &= |q_0| \sin \theta_0 \cos \varphi_0, \\ q_0^y &= |q_0| \sin \theta_0 \sin \varphi_0. \end{aligned} \quad (67)$$

И окончательно для величины Q_{tr} имеем:

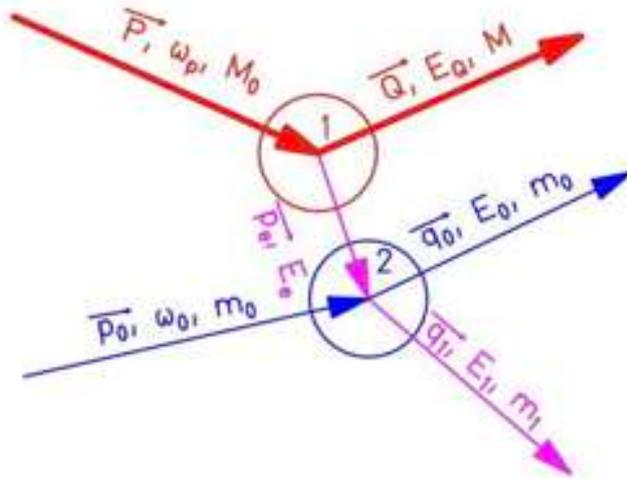


Рис. 21. Диаграмма Фейнмана для квазисвободного рассеяния.

$$Q_{tr} = |q_1|(\sin \theta_1 \sin \varphi_1 \cos \varphi_0 - \sin \varphi_0 \sin \theta_1 \cos \varphi_1) =$$

$$= |q_1| \sin \theta_1 \sin(\varphi_1 - \varphi_0), \quad (68)$$

$$\cos \theta = \frac{(\mathbf{q}_1(\mathbf{q}_0 \times \mathbf{P}))}{|\mathbf{q}_1||\mathbf{q}_0 \times \mathbf{P}|} = \sin \vartheta_c \sin(\varphi_c - \varphi_p) = \frac{Q_{tr}}{q_1}, \quad (69)$$

где Q_{tr} компонента импульса кластера в ядре, перпендикулярная плоскости реакции, ϑ_c – полярный угол выбитого кластера, φ_p и φ_c – азимутальные углы для рассеянного протона и кластера, соответственно.

В качестве рассеянной частицы в данной реакции выступает протон, а в качестве кластера может выступать α -частица (для пучков ${}^6\text{He}$ или ${}^8\text{He}$) или ${}^6\text{He}$ (для пучка ${}^8\text{He}$). На Рисунке 22 показан пример для корреляции углов рассеянного протона и α -частицы в реакции $p+{}^6\text{He}$. На панели 1 показана корреляция между полярными углами ϑ_p и ϑ_α , напоминающая по форме бабочку, а на панели 2 – между азимутальными углами φ_p и φ_α . На первой панели хорошо видно разделение событий на две отдельные группы – слабые корреляции (нижняя группа) и сильные – верхняя группа. На второй панели этот факт проявляется в виде однородного распределения для плохо коррелированных событий, в то время как события с сильной корреляцией сконцентрированы при угле $\varphi_p - \varphi_\alpha \approx 180^\circ$.

Получив на основании формулы (69) данные о распределении величины

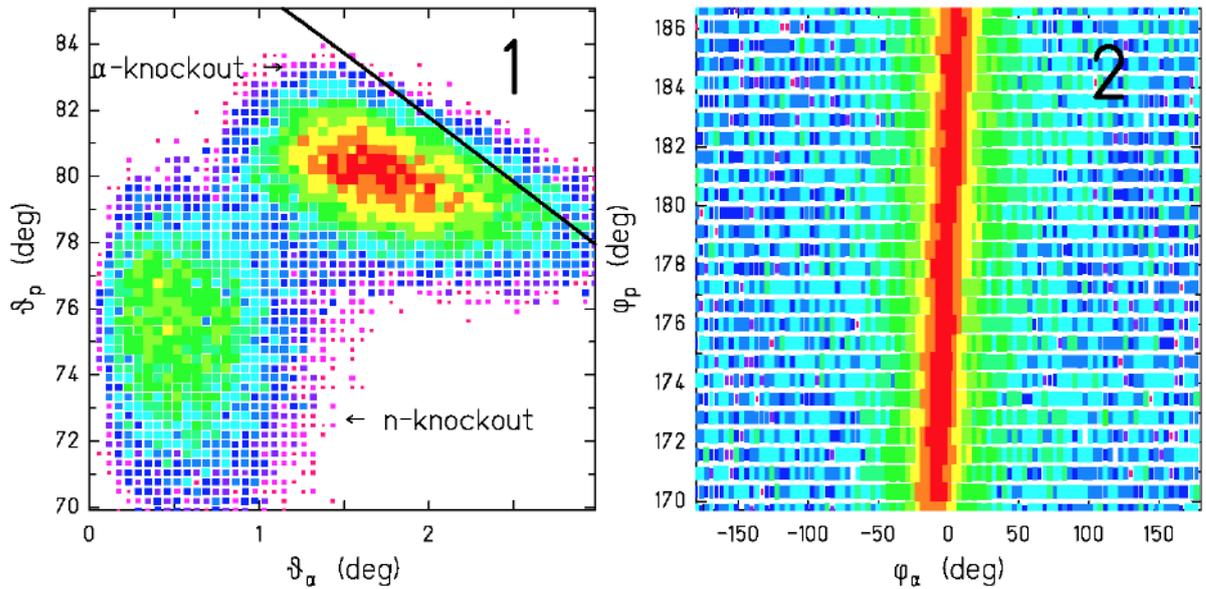


Рис. 22. Корреляция между углами рассеянной частицы и кластера [46].

Q_{tr} , можно провести сравнение с модельными вычислениями, основанными на представлении кластерной волновой функции [134, 135]. На Рисунке 23, показано распределение импульсов для кластеров разного типа:

- 1) Случай выбивания α -кластера из ядра ${}^6\text{He}$.
- 2) Случай выбивания α -кластера из ядра ${}^8\text{He}$.
- 3) Случай выбивания ${}^6\text{He}$ -кластера из ядра ${}^8\text{He}$.

Анализ полученных распределений можно произвести в рамках потенциальной модели при двухчастичном приближении. Как было показано в работах [136–138], при теоретическом и экспериментальном исследовании для ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$ применимы, по крайней мере в первом приближении, подходы, используемые в реакции передачи, когда ядро разбивается на кластер и кор, взаимодействующие посредством двухчастичного оптического потенциала. Выбор конкретного типа потенциала безусловно является проблемой для таких экзотических ядер [139], однако, как показывает практика, задачи, связанные с получением импульсного распределения кластеров в ядре, не слишком чувствительны к форме потенциала, если энергия связи не слишком мала. Для рассмотренных нами распределений, энергии связи составляют:

$${}^6\text{He}=\alpha+2n \text{ энергия связи } S_{2n}=-0.975 \text{ МэВ}$$

$${}^8\text{He}=\alpha+4n \text{ энергия связи } S_{4n}=-3.1 \text{ МэВ}$$

$${}^8\text{He}={}^6\text{He}+2n \text{ энергия связи } S_{2n}=-2.125 \text{ МэВ}$$

В работе [46] для анализа импульсного распределения был использован про-

стейший случай прямоугольной потенциальной ямы. Вместе с тем, при незначительном усложнении расчетов, допустимо использовать потенциал Вудса-Саксона (24) WS , что, вместе с тем, позволяет избежать возможных артефактов, использовать полученные потенциалы для реакций передач с экзотическими ядрами и применять известные систематики.

Выберем потенциал Вудса-Саксона (24), в виде $V_0 \cdot f(r)$ с диффузностью $a=0.65$ фм, радиусом [138] $R=1.25A^{1/3}$ (A -масса ядра), а глубину варьируем до достижения указанных энергий связи. Кроме того, необходимо учесть ограничения, накладываемые условием (23). Величина $2N + L$ составляла 2 для первого и третьего распределений и 3 для второго. Расчеты были выполнены методом аналитического решения уравнения Шредингера с заданным потенциалом и, с последующим интегрированием методом Фокса-Гудвина [140]. В результате, глубины потенциалов составили:

$${}^6\text{He}=\alpha+2n, V_0=65.39 \text{ МэВ}$$

$${}^8\text{He}=\alpha+4n V_0=118.03 \text{ МэВ}$$

$${}^8\text{He}={}^6\text{H}+2n V_0=53.77 \text{ МэВ}$$

Импульсное распределение было получено из Фурье-преобразования найденных с указанными параметрами волновых функций, причем результаты для прямоугольной ямы и потенциала WS совпадают. Заметим, что подобный подход не может хорошо описать распределение на большом удалении от нуля [46], что видно из представленных Рисунков 23. Красной линией показано ожидаемое распределение соответствующего кластера (α -частица или ${}^6\text{He}$). Как видно, мы хорошо описываем распределения, когда в качестве кластера рассматривается динейтрон, но плохо случай ${}^8\text{He}=\alpha+4n$ (синяя линия). Понизив энергию связи до величины 8 МэВ, получаем глубину потенциала, как было указано выше, $V_0=118.03$ МэВ. Как видно из Рисунка, в этом случае достигается гораздо лучшее согласие с экспериментальным разрешением (красная линия). Это говорит или о возможности существования резонанса при энергии 5 МэВ в системе четырех нейтронов (тетранейтрон), либо является отражением сильной внутренней корреляции четырех нейтронов в волновой функции ${}^8\text{He}$.

Случай четырехнейтронного кластера неоднократно рассматривался в литературе [141–143], как и вариант существования более тяжелых нейтронных

кластеров [144]. Косвенным признаком такой возможности можно считать и настоящий результат. Однако пока однозначного подтверждения этому крайне интересному факту нет. В недавней работе были получены подтверждения о резонансном характере данного явления [30].

Для проверки этих предположений можно было бы использовать реакцию $d(^8\text{He}, 4n)^6\text{Li}$, предложенную в работе [139] с применением приведенных здесь потенциалов для описания связанных состояний. В любом случае, на сегодняшний день, изучение свойств изотопов гелия является одной из самых быстроразвивающихся областей ядерной физики, чему очень способствуют исследования с радиоактивными пучками.

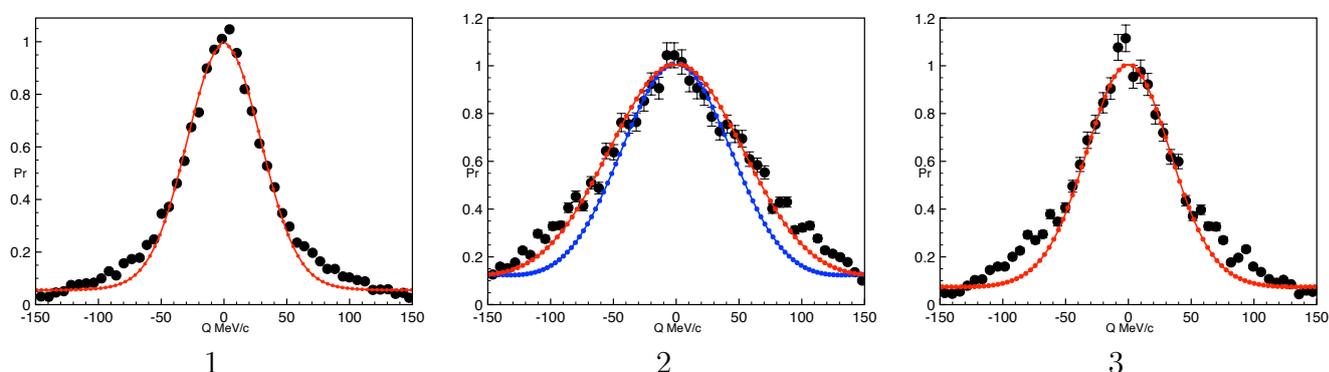


Рис. 23. Распределения для вероятностей поперечных импульсов кластеров в реакции их выбивания ([46], см. описание в тексте). 1 – Выбивание α -частицы из ^6He . 2 – Выбивание α -частицы из ^8He . 3 – Выбивание ^6He из ^8He .

3.1.2. Полученные результаты

Основным результатом проделанной работы можно считать [46]:

- Доказательство доминирования механизма квазисвободного рассеяния вследствие независимости распределения импульсов фрагментов от энергии пучка.

- Впервые было померено распределение моментов сложных кластеров внутри ядер ^6He и ^8He .

- Было показано доминирование вклада конфигурации $^6\text{He}+2n$ в ядре ^8He .

- Оценка энергии отрыва α -частицы из ^8He указывает либо на резонанс в системе тетранейтрона или корреляцию валентных нейтронов в волновой функции ^8He .

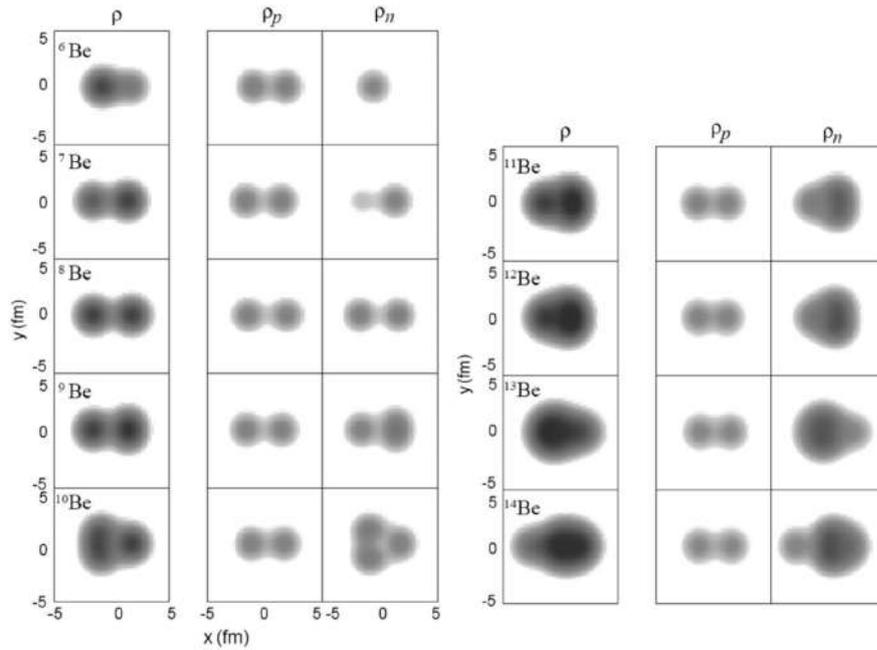


Рис. 24. Распределение плотности в изотопах бериллия в рамках AMD модели [153]. Первая колонка дает полную плотность нуклонов, вторая - плотность распределения протонов, третья - нейтронов.

3.2. Изотопы бериллия

Во Введении уже было указано, насколько важным, с позиции изучения кластерных степеней свободы, является ядро ${}^8\text{Be}$. Отсюда сразу возникает закономерный вопрос – сохраняется ли проявление кластерных свойств с ростом числа избыточных нейтронов или нет. Для ответа на данный вопрос нами был выполнен ряд экспериментов [41, 42, 44, 45]. В данной главе мы будем рассматривать лишь структуру изотопов бериллия.

Нейтронноизбыточные изотопы бериллия вызывают крайний интерес с позиции изучения их свойств – как α -кластерных, так и квазимолекулярных, когда добавочные нейтроны оказываются на соответствующих ковалентных молекулярных орбиталях [145]. Как указывалось выше, в основном состоянии ${}^8\text{Be}$ – это две α -частицы, находящиеся на расстоянии 3-4 фм. друг от друга. Учитывая среднеквадратичный радиус для α -частиц из формулы (13) понятно, что они почти соприкасаются друг с другом. Это хорошо согласуется с распределением плотности в ядре ${}^8\text{Be}$, полученном в рамках модели GFMC (расчет функций Грина методом Монте-Карло) [146].

Для основного состояния ядра ${}^9\text{Be}$, расчеты выполненные также на осно-

ве двуцентровой модели [147], AMD [148] и метода генератора координат [149], предсказывают появление минимума потенциальной энергии для расстояния между α -частицами порядка 3.0-3.4 фм., согласуясь с известными из эксперимента свойствами. Аналогичное значение дает и оценка момента инерции вращательной полосы основного состояния ($K=3/2^-$). Все это делает ядро ${}^9\text{Be}$ прекрасным примером стабильной ядерной молекулы.

Кластерные и молекулярные свойства демонстрируют и более тяжелые изотопы ($A=10-12$) [150–152]. Теоретические расчеты в рамках AMD подхода из работы [153] представлены на Рисунке 24. Как можно видеть, во всем диапазоне масс бериллий сохраняет ярко выраженные признаки октупольной деформации, что должно приводить к хорошо фрагментированной полосе (полосам). Однако информация о них неполна. Нет четкого понимания структуры различных состояний – оценки степени одночастичных вкладов и возбуждения кора, имеет место неоднозначность в приписывании значения спина некоторым состояниям. Так, например, существует неоднозначность в определении спина низколежащих состояний в ядре ${}^{11}\text{Be}$ при энергиях возбуждения 3.41, 3.89 и 3.96 МэВ. Последнее состояние особенно важно, так как оно рассматривается как головное для молекулярной вращательной полосы $K^\pi=3/2^-$ [145, 150], в то же время, в литературе встречается оценка $5/2^-$ [154]. Все это говорит о настоятельной необходимости дополнительных экспериментальных исследований.

На Рисунке 25 представлен график энергии отрыва α -частицы, как функции массового числа для известных на сегодняшний день изотопов бериллия. Показанные на графике избыточные нейтроны приведены только для наглядности и не характеризуют их орбиталей.

На графике хорошо виден излом в точке, соответствующей ядру ${}^{10}\text{Be}$. Это еще раз указывает на предпочтительность изучения многонейтронной передачи, когда в качестве ядра мишени используется ${}^9\text{Be}$.

3.2.1. Цели и методы исследования

В нашем исследовании структуры изотопов бериллия с избытком нейтронов мы использовали реакции передачи мишени ${}^9\text{Be}$ одного, двух и трех нейтронов. Дополнительно изучалась реакция передачи одного и двух нейтронов мишени ${}^{10}\text{Be}$. Это позволяло изучить структуру ядер ${}^{10}\text{Be}$, ${}^{11}\text{Be}$ и ${}^{12}\text{Be}$.

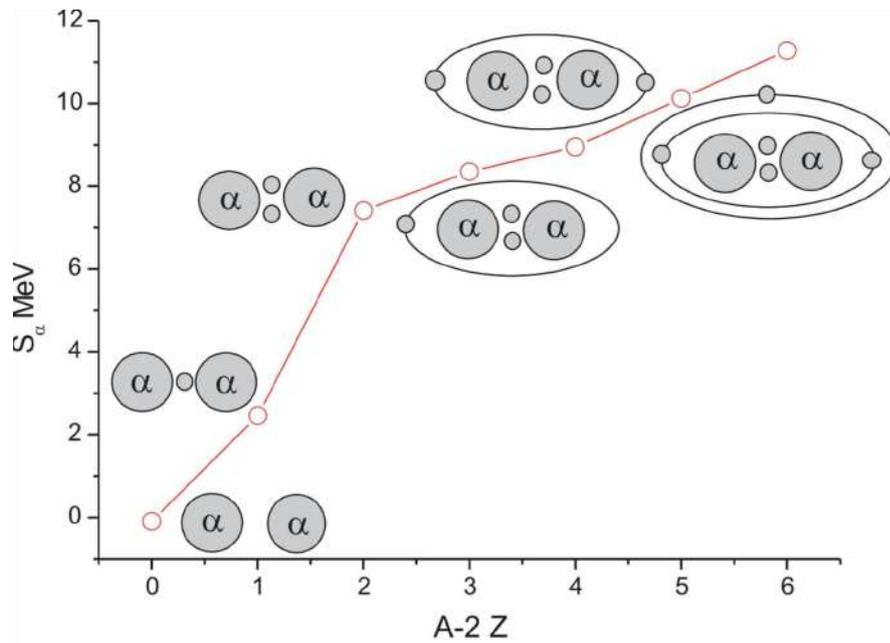


Рис. 25. График зависимости энергии отделения α -частицы для изотопов бериллия.

Измерения проводились с использованием магнитного спектрометра Q3D института Гана-Мейтнер (НМИ), Берлин, Германия. Энергия пучка составляла 15-30 МэВ/А. Изучались реакции:

${}^9\text{Be}({}^{14}\text{N}, {}^{13}\text{N}){}^{10}\text{Be}$ при энергии 217.9 МэВ.

${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{11}\text{C}){}^{11}\text{Be}$ при энергии 379 МэВ.

${}^9\text{Be}({}^{15}\text{N}, {}^{12}\text{N}){}^{12}\text{Be}$ при энергии 240 МэВ.

${}^{10}\text{Be}({}^{14}\text{N}, {}^{13}\text{N}){}^{11}\text{Be}$ при энергии 217.9 МэВ.

${}^{10}\text{Be}({}^{14}\text{N}, {}^{12}\text{N}){}^{11}\text{Be}$ при энергии 216 МэВ.

В качестве мишени ${}^{10}\text{Be}$ использовалась мишень BeO .

В приведенных реакциях можно, в первом приближении, рассматривать мишень в качестве кора для нейтронных конфигураций финальных состояний. Однако, в конечном результате, мы можем ожидать определенные различия, обусловленные тем, что ядро ${}^9\text{Be}$ имеет гораздо более ярко выраженную 2α конфигурацию, в то время как состояние более тяжелых изотопов сложнее (см. Рисунок 24, 25).

Указанные различия хорошо видны при сравнении полученных экспериментальных спектров. На Рисунке 26 представлены спектры для передачи одного, двух и трех нейтронов ядру ${}^9\text{Be}$. Вылетающие частицы регистрировались в диапазоне 2.0° - 5.9° . В результате, в спектрах были идентифицированы [42]:

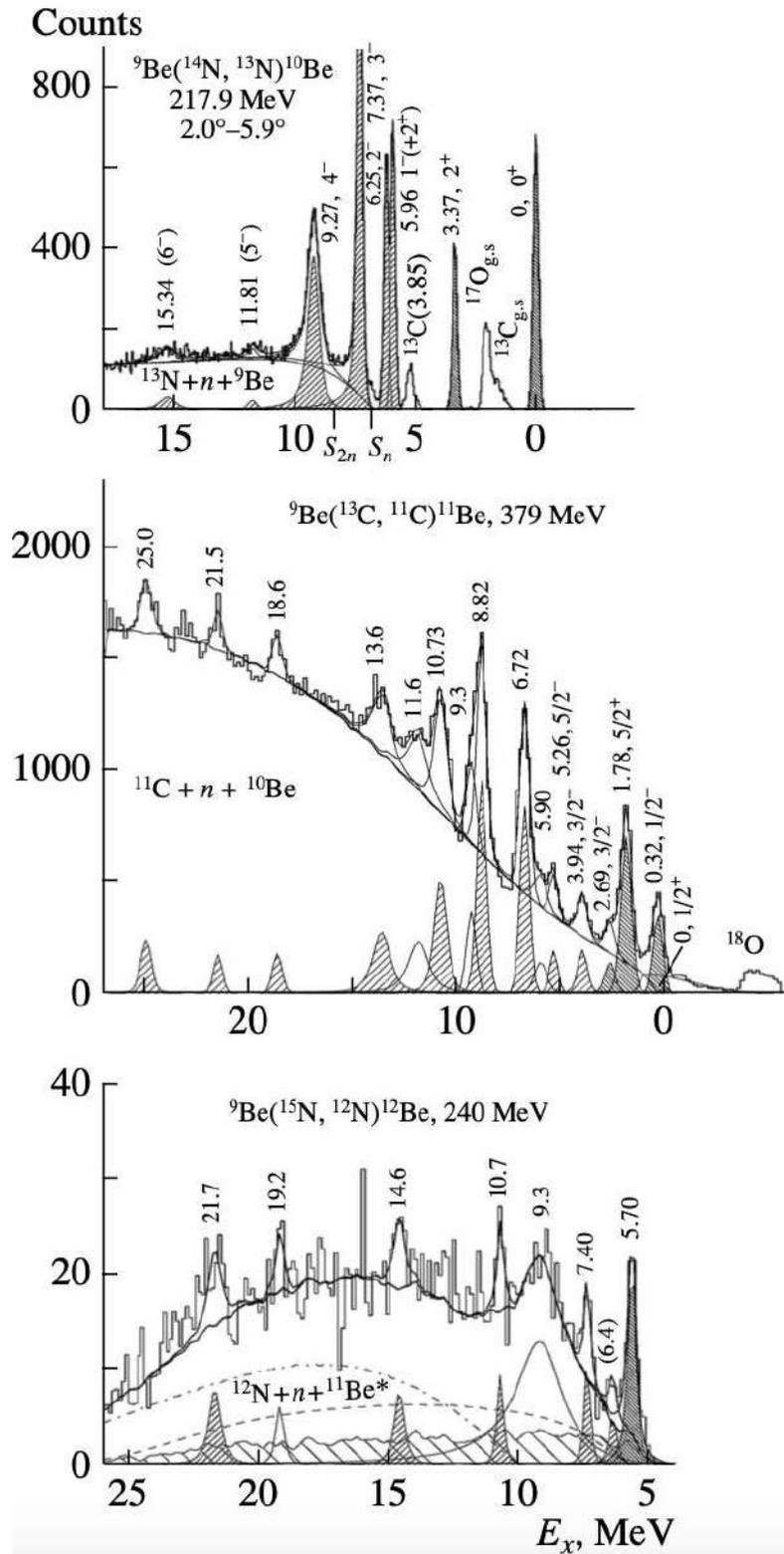


Рис. 26. Спектр передачи ядру ${}^9\text{Be}$ одного, двух и трех нейтронов [42].

^{10}Be : 8 состояний до энергий возбуждения 15.34 МэВ.

^{11}Be : 15 состояний до энергий возбуждения 25.0 МэВ.

^{12}Be : 7 состояний в пределах от 5.5 до 21.7 МэВ (низколежащие уровни не попадали в фокальную плоскость).

Как и предполагалось, большинство наблюдаемых нами состояний демонстрировали линейную зависимость энергии возбуждения от величины $J(J+1)$, проявление основного свойства вращательных полос. На Рисунке 26 такие состояния заштрихованы. Часть угловых моментов приписаны лишь оценочно исходя из указанной зависимости. Остальные спины были приписаны согласно реферативным источникам [155].

Удалось идентифицировать следующие вращательные полосы:

$$^{10}\text{Be } K^\pi=1^- : E_x=0.25[J(J+1)-1 \cdot 2]+5.96 \text{ МэВ}$$

$$^{11}\text{Be } K^\pi=\frac{3}{2}^- : E_x=0.23[J(J+1)-\frac{3}{5} \cdot \frac{5}{2}]+3.96 \text{ МэВ}$$

$$^{12}\text{Be } K^\pi=0^+ : E_x=0.21[J(J+1)]+6.4 \text{ МэВ}$$

Как ясно из формулы (16), множитель перед квадратными скобками обратно пропорционален моменту инерции вращающейся конфигурации. Предполагая, что, по аналогии с ^8Be , вращаются две α -частицы, а нейтроны распределены как показано на Рисунке 24, можно оценить расстояние между α -частицами, что составит порядка 5 фм! Такая большая дистанция предполагает очень малое перекрытие α -частиц, а такие полосы являются практически чисто молекулярными.

Сравним полученные результаты со спектром из эксперимента для мишени ^{10}Be (Рисунок 27). По причине сильного фона от присутствующего в мишени кислорода, трудно оценить вклады от слабо проявляющихся состояний. Значительными оказались только вклады от 0.32 и 1.78 МэВ, а также дублет 2.7 и 3.4 МэВ в ядре ^{11}Be и 2.1, 4.56 и 5.7 МэВ в ядре ^{12}Be . Все эти состояния представляют собой кор ^{10}Be + нейтроны, без образования уровней, принадлежащих вращательной полосе.

Состояния ядра ^{11}Be могут быть рассмотрены как одночастичные, с нейтроном на орбиталях $1p_{1/2}$, $1d_{5/2}$ и $1d_{3/2}$, а также на заполненной на 30% обители $1p_{3/2}$ ядра ^{10}Be в основном состоянии из-за смешивания конфигураций. В ядре ^{12}Be аналогичные состояния могут заселяться в $^{10}\text{Be}(t, p)$ [156, 157].

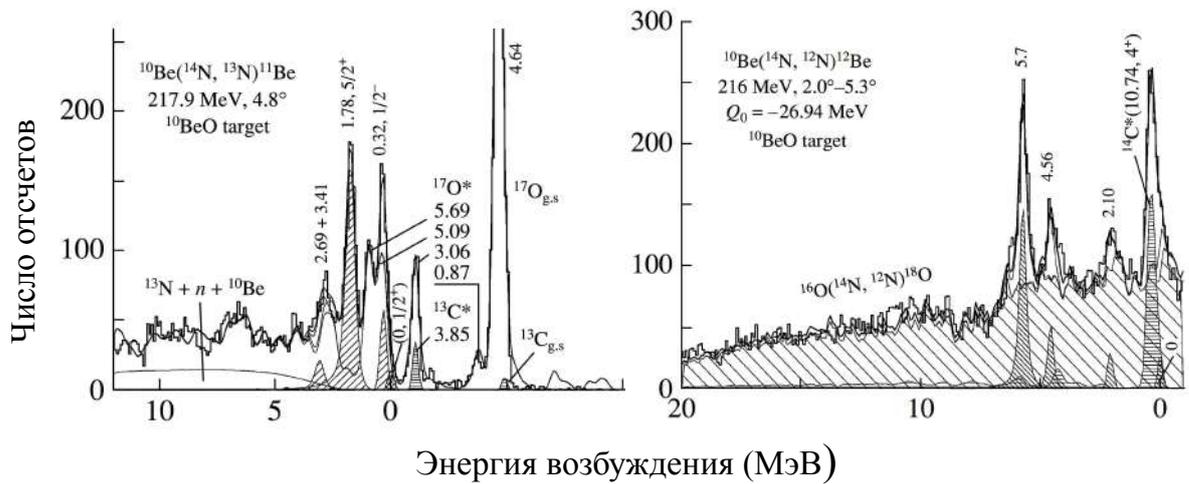


Рис. 27. Спектр передачи ядру ^{10}Be одного и двух нейтронов [42].

Они имеют структуру $(1p1/2)^{-1}(sd)^1$ и $(sd)^1$.

Как было сказано выше, возникла неопределенность с идентификацией спинов некоторых низколежащих состояний ядра ^{11}Be . Так, состоянию с энергией 3.96 МэВ, при анализе реакции $^{10}\text{Be}(t, p)$, был приписан спин $3/2^-$ вследствие очень характерной формы полученного в эксперименте углового распределения для процесса передачи с $l=0$. Таким образом, на основе DWBA анализа, для низколежащих состояний 3.41, 3.89 и 3.96 МэВ были получены угловые спины $3/2^-$, $3/2^+$ и $3/2^-$, соответственно [158].

В то же время для реакций $(d, 2p)$ и $(t, ^3\text{He})$ при анализе неразрешенного дублета 3.89/3.96 МэВ, состоянию 3.89 МэВ был приписан спин $5/2^-$ [159, 160]. В работе [154] рассмотренным состояниям были приписаны следующие спины: 3.41, 3.89 и 3.96 МэВ – $3/2^-$, $3/2^+$ и $5/2^-$, соответственно. Данная работа основывалась на оболочечных вычислениях.

Для прояснения этого вопроса нами был выполнен эксперимент по изучению углового распределения. Реакция была выбрана таким образом, чтобы форма распределения оказалась наиболее чувствительна к определяемым спином. Для этой цели нами использовались реакции $^9\text{Be}(^{16}\text{O}, ^{14}\text{O})$ для изучения передачи двух нейтронов и $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{14}\text{O})$ для изучения подхвата двух протонов. Их отличительной особенностью является то, что переход осуществляется в виде $0^+ \rightarrow 0^+$, так что переданный момент не искажал углового распределения. На Рисунке 28 показаны полученные угловые распределения.

Сравнение вычислений для различных угловых моментов однозначно ука-

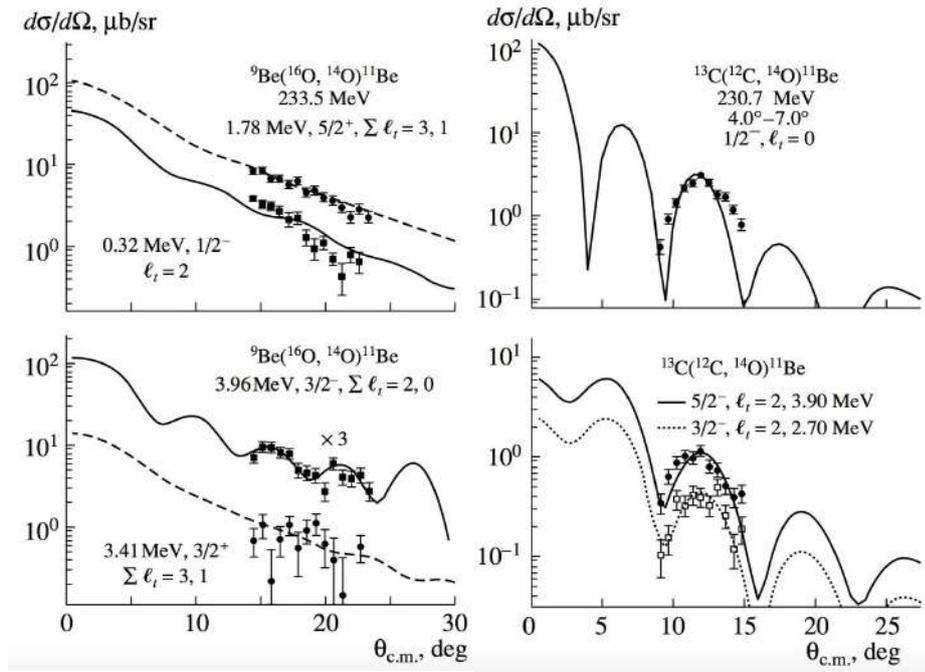


Рис. 28. Угловое распределение, полученное в реакции ${}^9\text{Be}({}^{16}\text{O}, {}^{14}\text{O}){}^{11}\text{Be}$ (слева) и в реакции ${}^{13}\text{C}({}^{12}\text{C}, {}^{14}\text{O}){}^{11}\text{Be}$ (справа) [42].

зывает, что состояние 3.96 МэВ имеет отрицательную четность. Учитывая реферативные данные, наш результат подтверждает предположение о спине $3/2^-$ для данного состояния. Реакция подхвата двух протонов активно заселяет состояния с энергией 0.32, 2.7 и 3.9 МэВ. Все эти состояния имеют похожие распределения (см. Рисунок 28, правая часть). Таким образом, уровень 3.9 МэВ должен иметь отрицательную четность и для него подтвержден спин $5/2^-$ (вместо состояния 3.96 МэВ). Состояние с энергией 3.41 МэВ не заселяется (и очень слабо заселяется в передаче двух нейтронов), что не позволяет сделать заключения о его свойствах. Однако, поскольку оно активно заселяется при передаче одного нейтрона, можно заключить, что это уровень $3/2^+$.

3.2.2. Полученные результаты

Итак, было показано, что состояния 3.41, 3.89 и 3.96 МэВ имеют спины $3/2^+$, $5/2^-$ и $3/2^-$, соответственно.

Ниже представлена сводная Таблица 5 для вращательных полос изотопов бериллия. Как и предполагалось, в соответствии с Рисунком 24, каждому изотопу соответствует низколежащая вращательная полоса, а ядрам ${}^{10}\text{Be}$, ${}^{11}\text{Be}$ и ${}^{12}\text{Be}$, еще и молекулярные [44].

Таблица 5. Характеристики вращательных полос изотопов бериллия [42].

Изотоп	K^π	E_x (МэВ)	$\hbar^2/(2\Theta)$ (МэВ)	Оценка расстояния между α -частицами (фм.)
Молекулярные полосы				
^{10}Be	1^-	5.96	0.25	5.16
^{11}Be	$3/2^-$	3.96	0.23	5.16
^{12}Be	0^+	(6.4)	0.21	5.16
Низколежащие (кластерные) полосы				
^8Be	0^+	0.0	0.56	3.5
^9Be	$3/2^-$	0.0	0.55	3.22
^9Be	$1/2^+$	1.67	0.39	4.16
^{10}Be	0^+	0.0	0.48	3.3
^{11}Be	$1/2^+$	0.0	0.43	3.34
^{11}Be	$1/2^-$	0.32	0.58	2.56
^{12}Be	0^+	0.0	0.21	4.18

3.3. Изотопы углерода

Ядро углерода было указано в списке ядер, проявляющих значительные кластерные свойства, во введении к данной главе, по причине двух хорошо известных фактов, связанных с его структурой:

1) Наличие состояний, хорошо описываемых в рамках теоретико-групповых подходов, когда ядро рассматривается как равносторонний треугольник с α -частицами в своих вершинах [79].

2) Знаменитое “хойловское” состояние 0^+ при энергии возбуждения 7.65 МэВ. Согласно современной трактовке оно рассматривается как чисто кластерное, когда три составляющих ядро α -частицы находятся в состоянии, близком к состоянию конденсата Бозе-Эйнштейна.

И на сегодняшний день изучение спектра состояний ядра ^{12}C остается крайне актуальной задачей. В основном, это связано с поиском высокоспиновых состояний и объяснением их структуры. В этом смысле ядро углерода очень похоже на ядро бериллия, рассмотренное в предыдущем пункте. Но есть и существенное различие.

В то время, как изотопы бериллия даже с большим нейтронным избытком сохраняют основные черты кластерных состояний, ядра углерода, от ярко выраженной кластеризации переходят к форме, близкой к сферической с нейтронной “кожурой”.

Тем не менее, как можно видеть из Рисунка 9, во всяком случае по теоретическим соображениям, для изотопа ^{14}C еще можно считать кластерную структуру если и не основополагающей, то, во всяком случае важной. В нем тоже присутствуют вращательные полосы и допускается структура вида $\alpha + ^{10}\text{Be}$ [18].

3.3.1. Цели и методы исследования

Целью нашего эксперимента было изучение изотопа углерода с еще большим нейтронным избытком – ^{16}C . Для этого была изучена реакция $^{13}\text{C}(^{12}\text{C}, ^9\text{C})^{16}\text{C}$. Использование ядра ^{13}C в качестве мишени при передаче трех нейтронов позволяло заселить состояния ^{16}C с одной дыркой в $1p_{1/2}$ оболочке, а три нейтрона располагаются в (*sd*) оболочке. К тому же, ^{13}C имеет деформированный кор в виде ядра ^{12}C , что позволяет изучать влияние кластерной структуры в ядре ^{16}C при высоких энергиях возбуждения. Подобно другим ядрам с нейтронным избытком, ядро ^{16}C имеет так же и молекулярные состояния, однако, располагаются они слишком высоко.

Данный эксперимент был выполнен с применением магнитного спектрометра Q3D института Гана-Мейтнер в Берлине. Энергия пучка ^{12}C составляла 230.7 МэВ, толщина мишени ^{13}C была $260 \mu\text{г}/\text{см}^2$, обогащение 95%. С целью удаления фона проводились дополнительные измерения с фольгой ^{12}C толщиной $200 \mu\text{г}/\text{см}^2$. Данная реакция так же применялась с целью калибровки и тестирования системы.

На Рисунке 29 представлен полученный из эксперимента спектр [43].

В результате было обнаружено 14 ранее не наблюдавшихся состояний, перечисленных в Таблице 6. Спины и четности новых состояний приписывались на основе анализа в рамках метода связанных каналов и метода случайных фаз [161].

Большинство известных на сегодня уровней ядра ^{16}C исследовалось при передаче двух нейтронов в реакции $t + ^{14}\text{C}$, что, преимущественно, приводило к заселению состояний с положительной четностью. В данной работе мы изучали реакцию передачи трех нейтронов ядру с дыркой в $1p_{1/2}$ оболочке. Рассмотрим возможные конфигурации для возбужденных уровней ^{16}C .

В принципе, возможно замыкание оболочки с заполнением состояния $1p_{1/2}$ и конфигурациями вида $(2p - 0h)$. Однако более вероятной является конфи-

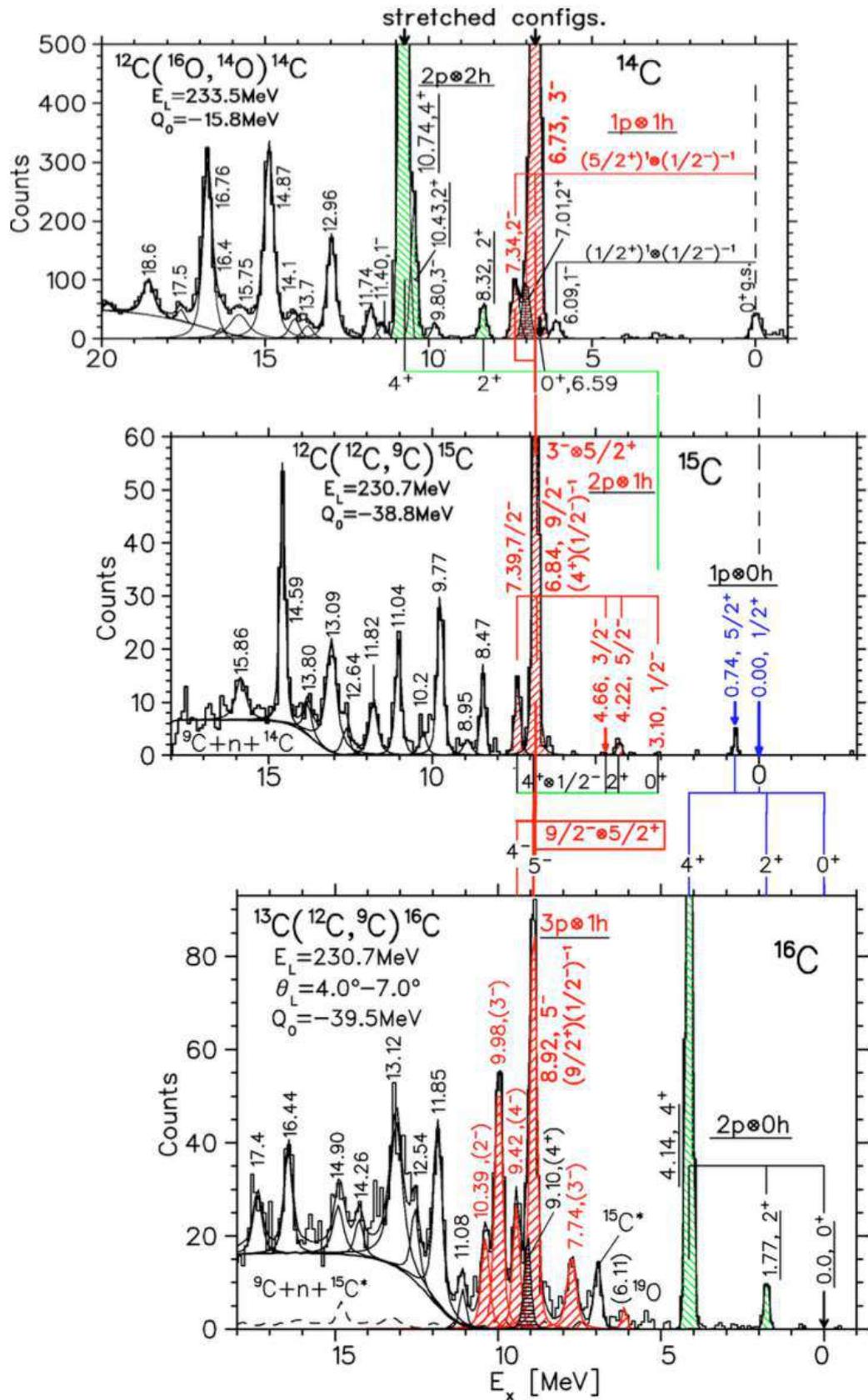


Рис. 29. Спектр ^{14}C , ^{15}C и ^{16}C , полученный в данном эксперименте [43].

Таблица 6. Уровни ядра ^{16}C , обнаруженные в проведенном эксперименте [43, 45].

J^π	Энергия возбуждения (МэВ)	Γ (кэВ)	J^π	Энергия возбуждения (МэВ)	Γ (кэВ)
(3^-)	7.74	200	(3^-)	11.85	220
(5^-)	8.92	100	-	12.54	200
(4^+)	9.1	50	(5^-)	13.12	400
(4^-)	9.42	100	-	14.26	200
(3^-)	9.98	120	-	14.9	300
(2^-)	10.39	150	-	16.44	150
(1^-)	11.08	100	-	17.4	200

гурация с заполнением тремя переданными нуклонами sd оболочки, так что состояние может быть описано в виде $(sd)^3(1p_{1/2})^{-1}$. С точки зрения оболочечной модели наиболее интенсивно там будут заселяться состояния $(1d_{5/2})^3$ и $(1d_{5/2})^2(2s_{1/2})^1$.

Другим важным фактором, определяющим вероятность заселения является большое различие входного и выходного угловых моментов вследствие высокой величины Q -реакции (-39.5 МэВ). Это приводит к повышению вероятности заселения высокоспиновых состояний. Из спектра на Рисунке 29 видно, что наиболее интенсивно заселяются состояния 5^- , $(3p - 1h)$ и 4^+ , $(2p - 0h)$.

3.3.2. Полученные результаты

Полученные данные косвенно подтверждают существующую на сегодня систематику для легких ядер [18]. Рассмотренные состояния имеют, преимущественно, одночастичную, а не кластерную природу. Тем не менее, по мере увеличения энергии возбуждения мы можем ожидать заселение более экзотических конфигураций (например, с одной или двумя дырками в оболочках $1p_{3/2}$ и $1p_{1/2}$), заселение высоколежащих состояний (например, $1d_{3/2}$ и $1f_{7/2}$) и, наконец, протонные возбуждения. Последнее может привести к проявлению α -кластерных состояний. Порог для их проявления не слишком высок и составляет порядка 14 МэВ, однако сделать вывод о присутствии таких состояний в спектре не представляется возможным. Вместе с тем, данное нейтроноизбыточные изотопы углерода представляют особый интерес и с точки зрения кластерных степеней свободы. Детальные расчеты с точки зрения молекулярных орбиталей предсказывают очень высокую вероятность появления линейной кон-

фигурации, для ядер с молекулярными орбиталями: $^{16}\text{C}((3/2_{\pi}^-)^2(1/2_{\sigma}^0)^2)$ [162]. Учитывая важность рассмотрения молекулярных орбиталей, полученная информация может быть использована при сравнении с теоретическими подходами, к примеру, AMD. Это позволит выделить низколежащие уровни в основе квазимолекулярных вращательных полос в данном ядре.

3.4. Изотопы кислорода

Как указывалось во Введении и первой главе, ядро ^{16}O может быть представлено в виде четырех α -частиц (тетраэдральная структура), что находит отражение в свойствах некоторых возбужденных состояний (подход к проблеме со стороны теории групп). Другой вариант решения задачи описания спектра возбужденных состояний – применение потенциальной модели. Можно сказать, что потенциальная модель была развита и проверялась как раз на ядрах ^{16}O и ^{20}Ne . В отличие от неона, ядро ^{16}O является дважды магическим, так что вращательная полоса начинается с головного уровня $K^{\pi}=0^+$ при энергии 6.05 МэВ. В “классической” для кластерных полос реакции ($^6\text{Li},d$) происходит заселение состояний с отрицательной и положительной четностью, хотя и существенно неравномерно [163]. Это привело к дискуссии о возможной не α -частичной природе состояний с отрицательной четностью. Несмотря на малую интенсивность заселения таких состояний в работе [164] был сделан вывод об их α -частичной структуре, что совпадало с предсказаниями теории [15]. С другой стороны, была проведена проверка кластерной гипотезы в рамках потенциальной модели [165], которая показала, что состояния с отрицательной четностью требуют существенно другой вид потенциала! Если для положительной четности потенциал оказался очень близким (виртуально эквивалентным) потенциалу свертки α -частицы и распределения плотности в ядре ^{12}C (формула (28)), то потенциал для воспроизведения состояний отрицательной четности оказался ближе к Вудс-Саксоновскому, с плоским “дном”. В работе [55] нами было показано, что потенциал для положительных четностей также может быть хорошо воспроизведен в рамках предельной α -кластерной модели.

Можно было бы предположить что такое поведение потенциала либо является симптомом плохого проявления кластерных свойств состояний с отрица-

тельной четностью, либо, по крайней мере, может требовать введения зависящего от углового момента параметра. Однако проблему удалось разрешить в рамках простой потенциальной модели с применением потенциала $WS + WS^3$ (формула (27)).

Экспериментальное подтверждение кластерного характера полосы может быть получено с помощью реакции, чувствительной к заселению α -кластерных состояний – реакции передачи α -частицы. Несмотря на то, что с помощью реакции (${}^6\text{Li}, d$) удалось доказать кластерную природу вращательных полос, уровни с отрицательной четностью заселяются в ней достаточно слабо [163]. Иная ситуация наблюдается для передачи α -частицы в реакции (${}^{12}\text{C}, {}^8\text{Be}$) [166]. Этот результат был использован нами далее для анализа спектра ${}^{18}\text{O}$ и при обсуждении состояний ядра ${}^{40}\text{Ca}$. Уровни вращательной полосы приведены в Таблице 7. Как можно видеть, заселение происходит достаточно активно и для отрицательной четности, к тому же такая реакция демонстрирует лучшую селективность к кластерным состояниям, особенно в области высоких спинов.

Таблица 7. Вращательный дублет ядра ${}^{16}\text{O}$ [155].

J^π	Энергия возбуждения (МэВ)	Γ (кэВ)	J^π	Энергия возбуждения (МэВ)	Γ (кэВ)
0^+	6.05	67 пс	1^-	9.6	420
2^+	6.92	4.7 фс	3^-	11.6	800
4^+	10.36	26	5^-	14.7	670
6^+	16.3	420	7^-	20.9	900
(8^+)	21.7	-			

Несмотря на то, что в случае ядра ${}^{16}\text{O}$ полоса имеет головным уровнем возбужденное состояние, рассмотренный выше дублет можно описать в рамках потенциальной модели.

Полагая, что в ядре ${}^{16}\text{O}$ имеет место хорошо наблюдаемый дублет вращательных полос, возникает вопрос о поведении изотопов – сохраняют ли добавочные нейтроны кластерную структуру, подобно тому, как происходит в изотопах бериллия или же разрушат, как это имеет место в изотопах углерода? С точки зрения кластерной структуры и нейтронов с ковалентной связью, мы можем ожидать следующей картины для структуры вращательных полос ядра ${}^{18}\text{O}$ (см. Рисунок 30 из работы [167]). Слева показана полоса одночастичных состояний, в

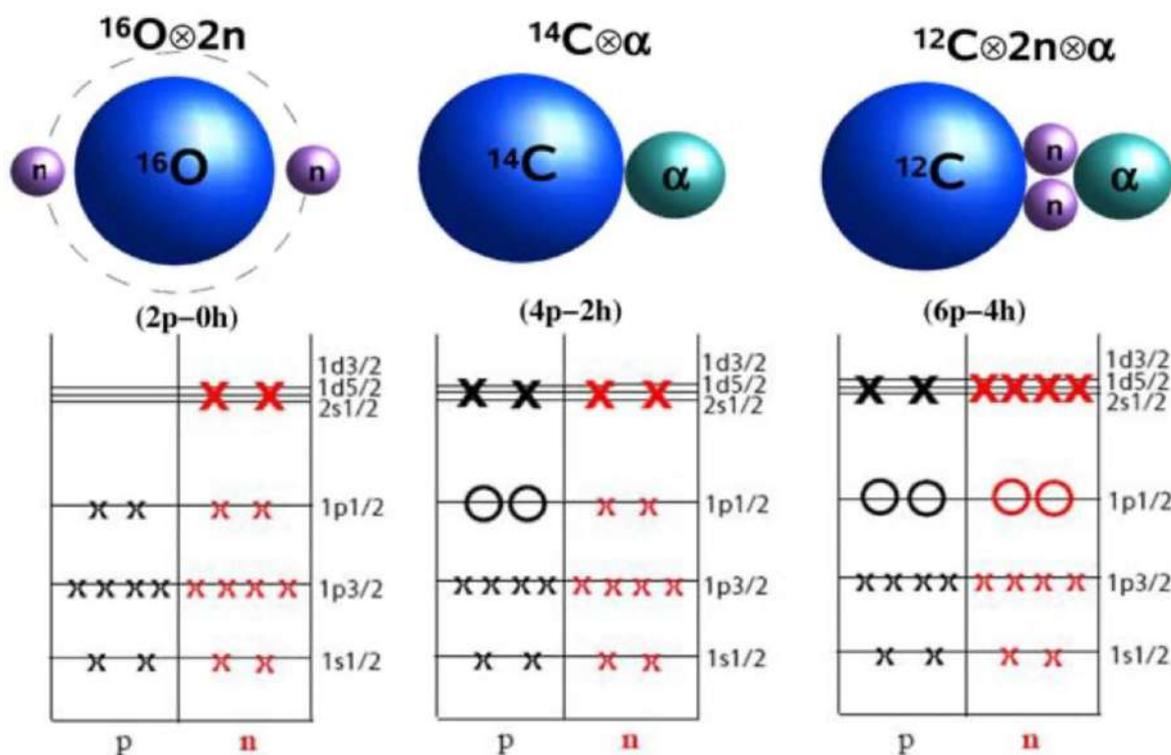


Рис. 30. Структура вращательных полос ядра ^{18}O [167].

центре α -кластерный дублет и справа молекулярный дублет. Все эти состояния удалось наблюдать экспериментально. Таким образом, в ядре ^{18}O кластерные степени свободы проявляются в полной мере.

3.4.1. Цели и методы исследования

Ниже приведены экспериментальные данные полученные в наших экспериментах по изучению реакции $^{12}\text{C}+^{14}\text{C}$.

Наш эксперимент был выполнен на циклотроне университета Ювяскуля, Финляндия. Пучок ^{12}C с энергией 41-46 МэВ падал на мишень ^{14}C . На Рисунке 31 показан спектр из реакции $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})^{18}\text{O}$. Регистрация ядер проводилась двумя группами газовых детекторов (см. Глава 2), совпадения между соседними PIN-диодами, регистрирующими α -частицы, позволяли регистрировать ^8Be . Далее отбор проводился, наложением соответствующих кинематических условий по методу инвариантной массы.

Как видно, имеет место активное заселение состояний, связанных с выстраиванием спинов двух валентных нейтронов – $0^+ - 0.0$ МэВ, $2^+ - 1.98$ МэВ, $4^+ - 3.56$ МэВ. Эти состояния отвечают структуре $^{16}\text{O} \otimes 2n$ на Рисунке 30, когда два нейтрона расположены в оболочке $d_{5/2}$, что допускает максимальный спин

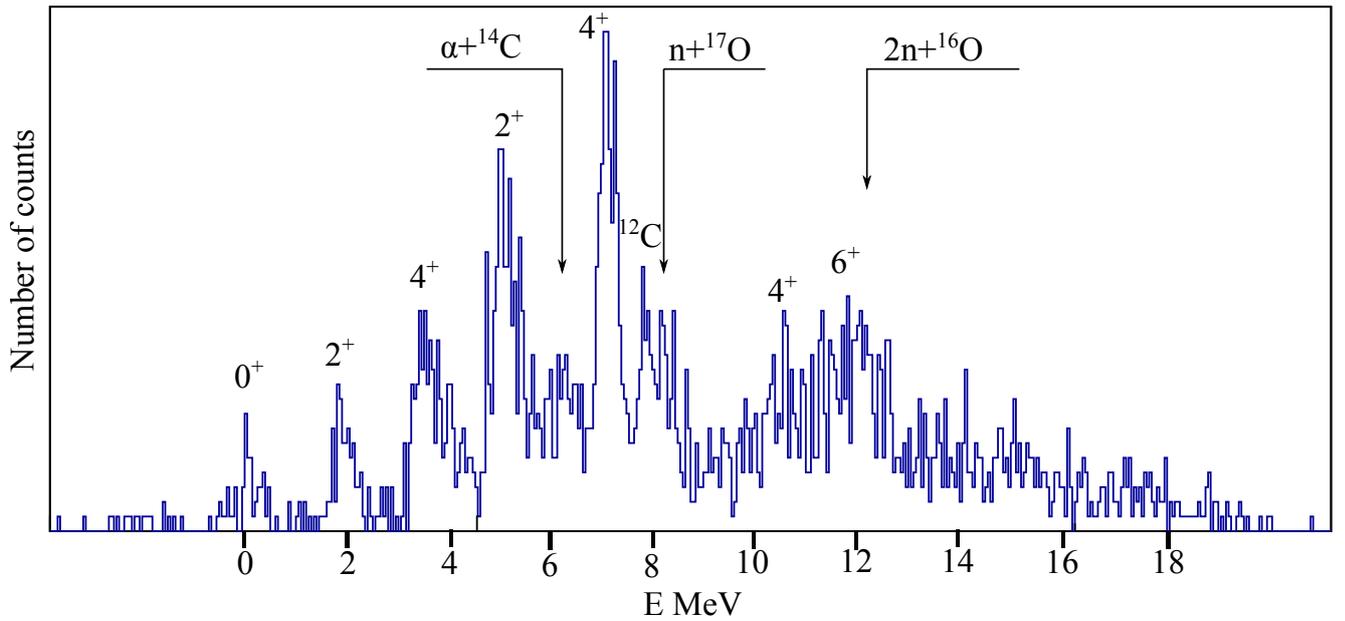


Рис. 31. Структура состояний ядра ^{18}O . Показаны пороги для возникновения структур с различной конфигурацией. Энергия пучка 44 МэВ [40].

4. Далее хорошо видны состояния дублета на основе 0_2^+ с энергией 3.64 МэВ. На Рисунке 30 его структура обозначена как $^{14}\text{C} \otimes \alpha$. Для данной кластерной полосы заселяются состояния 2^+ - 5.26 МэВ, 4^+ - 7.512 МэВ, 6^+ - 11.7 МэВ для четной полосы и 1^- - 7.512 МэВ для нечетной. В литературе [167,168] указано на наличие неопределенности со значением энергии состояния 8^+ - 17.6-18.06 МэВ. Исходя из наших результатов можно предположить, что верным является второе значение, поскольку область 17 МэВ еще доступна в нашем эксперименте и значительно заселяемых состояний там не обнаружено. С другой стороны, имеются указания на сравнительно малую интенсивность соответствующего пика, что похоже на ситуацию с ядром ^{16}O .

Анализ выхода ^8Be из реакции для различных энергий показывает, что сечение возбуждения состояний вращательной полосы почти не зависит от энергии пучка, в то время как для одночастичных состояний наблюдаются значительные осцилляции.

3.4.2. Полученные результаты

Характеристики уровней дублета, дополненные данными из работы [167] приведены в Таблице 8.

Согласно данным, представленным в [167], был так же обнаружен молекулярный дублет, со структурой, отвечающей правой части Рисунка 30. Вме-

Таблица 8. Вращательный дублет ядра ^{18}O [167].

J^π	Е возб. (МэВ)	Γ (кэВ)	Присутствие в наст. раб.	J^π	Е возб. (МэВ)	Γ (кэВ)	Присутствие в наст. раб.
0^+	3.64	-	да	1^-	8.04	<10	нет
2^+	5.26	-	да	$(3)^-$	9.71	15	нет
4^+	7.12	<10	да	$(5)^-$	13.6	22	нет
6^+	11.7	19	да	$(7)^-$	18.6	100	нет
(8^+)	18.1	80	нет				

сте с тем, нельзя не отметить, крайнюю неоднозначность сложившейся в этом вопросе, ситуации. Как видно из Рисунка 31, наша работа, подтверждая результаты [167], демонстрирует кластерный характер (и, соответственно – принадлежность вращательной полосе) состояний 2^+ , 5.26 МэВ, 4^+ , 7.12 МэВ для положительной четности и 1^- , 8.04 МэВ для отрицательной четности. Однако, в недавней работе [169], авторы пришли к выводу об отсутствии кластерных состояний в ядре ^{18}O , за исключением состояния 6^+ 11.7 МэВ. Поскольку авторы изучали реакции передачи α -частицы в реакции с ^7Li , складывается ситуация, аналогичная случаю с ядром ^{16}O . В недавнем обзоре по кластерным степеням свободы [33], авторы указывают, что необходимо продолжить тщательное исследование этого вопроса. Далее, мы будем ориентироваться на результаты, полученные в нашем эксперименте.

Не так давно в работе [170] были представлены данные о вращательных полосах ядра ^{20}O . Структура таких состояний сложнее, в частности, теоретическое рассмотрение вопроса говорит нам о возможности существования в таком ядре в качестве кластера как α -частицы, так и ^6He [171]. Совокупность ожидаемых структур, ожидаемых в ядре ^{20}O была рассмотрена в работе [170]. Данные о кластерном дублете из этой работы сведены в Таблицу 9.

Таким образом, можно заключить, что нейтронный избыток в ядре кислорода сказывается гораздо слабее, чем для углерода.

3.5. Изотопы неона

Как было указано ранее, ядро ^{20}Ne является, наряду с ядром ^{44}Ti , основным “пробным камнем” для проверки кластерных приближений. Благодаря дважды магическому кору, а так же наличию у него собственных вращательных полос

Таблица 9. Вращательный дублет ядра ^{20}O [170].

J^π	Энергия возбуждения (МэВ)	Γ (кэВ)	J^π	Энергия возбуждения (МэВ)	Γ (кэВ)
0^+	4.46	-	(1^-)	9.92	20
2^+	5.24	-	(3^-)	11.95	90
4^+	7.75	-	(5^-)	13.96	150
(6^+)	10.93	40	(7^-)	18.46	140
(8^+)	16.36	90			

кластерной природы, данное ядро всегда привлекало значительное внимание. Одной из первых работ по глобальной систематике кластерных состояний легких ядер была работа Ричардса по ядру ^{20}Ne [88], которая, во многом, “задала тон” дальнейшим исследованиям в этом направлении. В частности, Ричардсом было показано наличие у неона ряда полос, члены которых имели близкие значения приведенных ширин. Идентифицированные на сегодня полосы были показаны на Рисунке 11. Как и в прошлом разделе, возникает вопрос – можно ли такие состояния описать в рамках потенциальной модели и как поведет себя структура ядра в случае добавления нейтронов.

По-видимому, первое предположение о существовании инверсного дублета для вращательной полосы в ядре ^{20}Ne было высказано в работе [15]. Изучение таких состояний, подобно случаю ядра ^{16}O , шло предпочтительно с применением реакций передачи с литием или передачи двух α -частиц в реакции $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha)$ [172], которая позволила изучить большое число высокоспиновых состояний неона. В отличие от реакций передач с литием, когда обычно применяют анализ углового распределения в рамках DWBA, в данном случае предпочтительнее использовать метод угловой корреляции. В этом случае задача сводится к изучению реакции $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha_1)^{20}\text{Ne}^* \rightarrow ^{16}\text{O} + \alpha_2$. В случае, если α_1 регистрируется под 0° (или очень малым углом), то угловое распределение α_2 подчиняется распределению:

$$W(\theta) \sim \frac{2J+1}{4\pi} |P_J(\cos\theta)|^2 \quad (70)$$

где θ угол регистрации α_2 (или между α_2 и α_1 в случае, когда первая частица регистрируется не под нулем). Такая процедура существенно облегчает нахождение угловых моментов J возбужденных состояний ядра неона.

В Таблице 10 приведены данные для двух дублетов.

Таблица 10. Вращательный дублет ядра ^{20}Ne [155].

J^π	Энергия возбуждения (МэВ)	Γ (кэВ)	J^π	Энергия возбуждения (МэВ)	Γ (кэВ)
0^+	0.0	-	(1^-)	5.788	0.028
2^+	1.63	-	3^-	7.156	8.2
4^+	4.25	-	5^-	10.262	145
6^+	8.776	0.11	7^-	15.336	78
8^+	11.951	0.035	9^- 22.87	225	

Если для первой полосы общепринятая интерпретация состояний $^{16}\text{O} \otimes \alpha$. Для второй обычно рассматривается конфигурация $8p - 4h$, которую можно интерпретировать как $^{12}\text{C} \otimes 2\alpha$ или $^{12}\text{C} \otimes ^8\text{Be}$. Первая интерпретация допускает симметричную картину расположения двух α -частиц относительно кора.

3.5.1. Цели и методы исследования

Для экспериментального изучения аналогичных высокоспиновых состояний в ядре ^{22}Ne была выбрана реакция, аналогичная указанной выше $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha_1)^{22}\text{Ne}^* \rightarrow ^{18}\text{O} + \alpha_2$ с методом анализа угловых корреляций. Ранее, в работе [173] было показано, что в системе $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ при энергии $E_{cm} = 23.5$ МэВ существует высокоспиновый резонанс 18^+ . Такому резонансу будет соответствовать повышенная вероятность заселения высокоспиновых состояний в выходных каналах данной реакции.

Эксперимент был выполнен на ускорителе университета Ювяскуля, Финляндия. Пучок циклотрона К-130 направлялся на фольгу ^{14}C $280 \mu\text{г}/\text{см}^2$ с обогащением 80%. Энергия пучка составляла 44 МэВ, что соответствовало указанному выше резонансу. Продукты реакции регистрировались четырьмя группами детекторов – двумя газовыми $\Delta E - E$ телескопами и двумя детекторами, расположенными под углом $\pm 3^\circ$ относительно пучка. Для выделения α -частиц данные детекторы были включены по схеме анализа формы импульса [130] (см. Главу 2). Газовые детекторы охватывали угол $34^\circ \geq \theta \geq 74^\circ$ для анализа угловых распределений. Позиции детекторов были выбраны таким образом, чтобы в исследуемом интервале энергий захватить угол 90° в системе центра масс, что предварительно было протестировано для случая мишени ^{12}C . Детальное

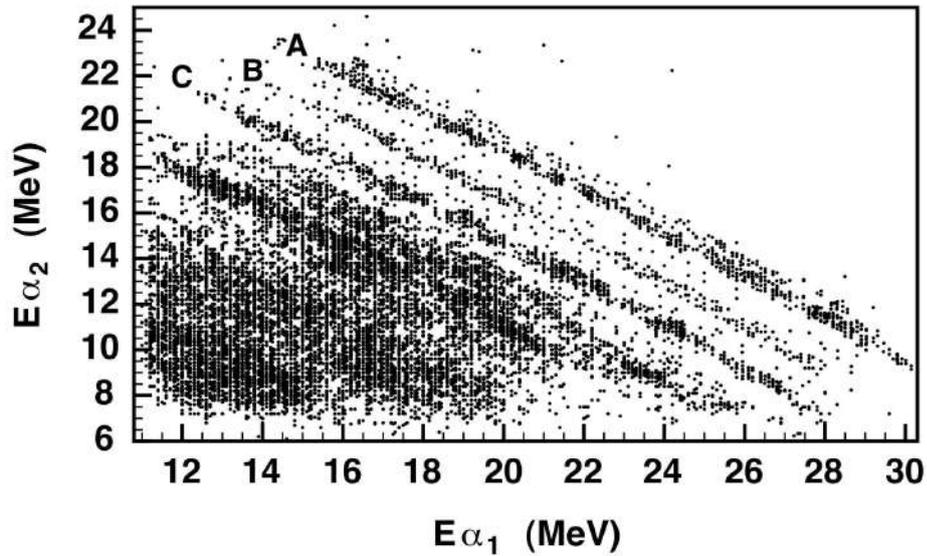


Рис. 32. Двумерный спектр $^{14}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha_1)^{22}\text{Ne}^* \rightarrow ^{18}\text{O} + \alpha_2$. А соответствует заселению основного состояния ядра ^{18}O , В - с энергией возбуждения 1.98 МэВ, С - с энергией возбуждения 3.55-3.63 МэВ [35].

описание выполненного исследования представлено в работах [35, 36].

На Рисунке 32 представлен двумерный спектр изучаемой реакции. Как видно из двумерного спектра, мы хорошо разрешаем три низколежащих уровня ядра ^{18}O (см. также Рисунок 31). Незначительный вклад от примеси ^{12}C (состояния над полосой А) удалялся вычетом известных состояний из данных, полученных нами с мишенью ^{12}C и анализа зависимости положения интенсивности пика от энергии возбуждения остаточного ядра. Разрешение в данном эксперименте полагалось лучше 100 кэВ. В согласии с работами [173, 174] ядро ^{22}Ne в данном интервале энергий возбуждения распадается преимущественно на состояние 4^+ и незначительно на 2^+ остаточного ядра ^{18}O .

На Рисунке 33 представлен спектр возбужденных состояний ядра ^{22}Ne . Верхняя панель соответствует распаду ^{22}Ne в основное состояние ^{18}O , средняя, в состояние 2^+ с энергией 1.98 МэВ, нижняя соответствовала распаду в неразрешимый дублет 4^+ 3.55 МэВ и 0^+ 3.63 МэВ. Анализ распределения по интенсивностям спектра перпендикулярно расположению локусов показывает, что наибольший вклад в последний спектр дает именно состояние 4^+ .

В эксперименте исследовалась область возбуждения от 15 до 30 МэВ. В результате было исследовано 12 состояний из которых 5 были идентифицированы как новые высокоспиновые состояния, принадлежащие вращательным полосам.

На Рисунке 34 приведены корреляционные графики для пяти обнаружен-

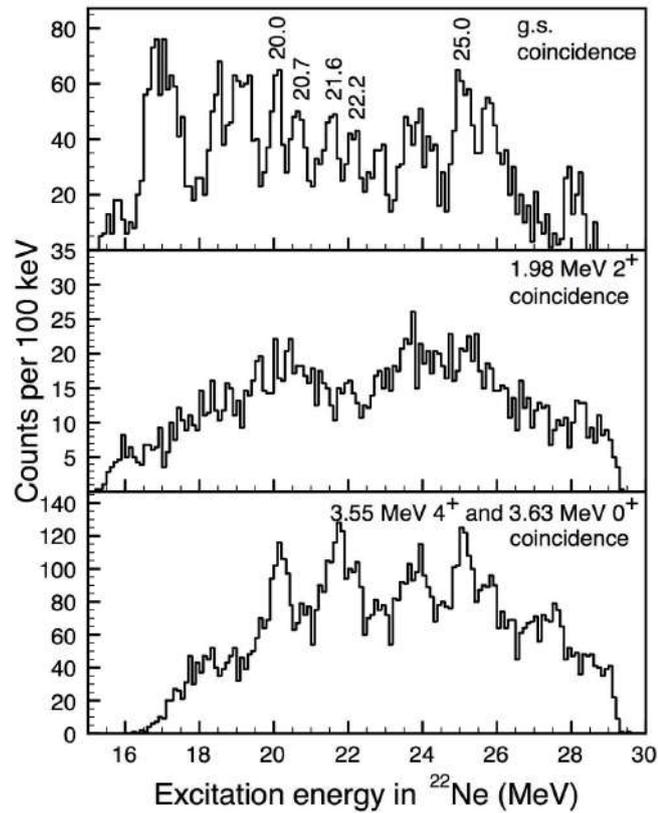


Рис. 33. Одномерные спектры реакции $^{14}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha_1)^{22}\text{Ne}^* \rightarrow ^{18}\text{O} + \alpha_2$ для трех состояний остаточного ядра [35]. Верхняя панель отвечает основному состоянию ядра ^{18}O , средняя – состоянию с энергией возбуждения 1.98 МэВ, нижняя – неразрешенному дублету 3.55-3.63 МэВ.

ных в работе состояний. Подгонка по экспериментальным точкам осуществлялась функцией $|P_J|^2 + \text{const}$, что, как видно из формулы 70, дает возможность приписать значения угловых моментов рассмотренным состояниям. Присутствующий фон за счет требования совпадений мал и может быть удален.

Полученные результаты и сравнение с реферативными данными представлено в Таблице 11.

Как указывалось выше, выбранная нами реакция особенно эффективно заселяет кластерные состояния со структурой $\alpha + \text{Кор}$ и $2\alpha + \text{Кор}$. Сравнение имеющихся теоретических и экспериментальных данных о структуре вращательных полос в ядре ^{22}Ne с полученными результатами позволяет приписать найденные уровни вращательным полосам различной структуры. Ниже подробно рассмотрены уровни найденные в работе и перечисленные в Таблице 11.

Уровень 9^- , 20.0 МэВ. В реакции $^{14}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{18}\text{O} + \alpha)$ наблюдались уровни с близкими по значению энергиями 19.9 МэВ [174] и 19.89 МэВ [176]. В последнем случае спин предположительно был определен как (10^+) . Как следует из

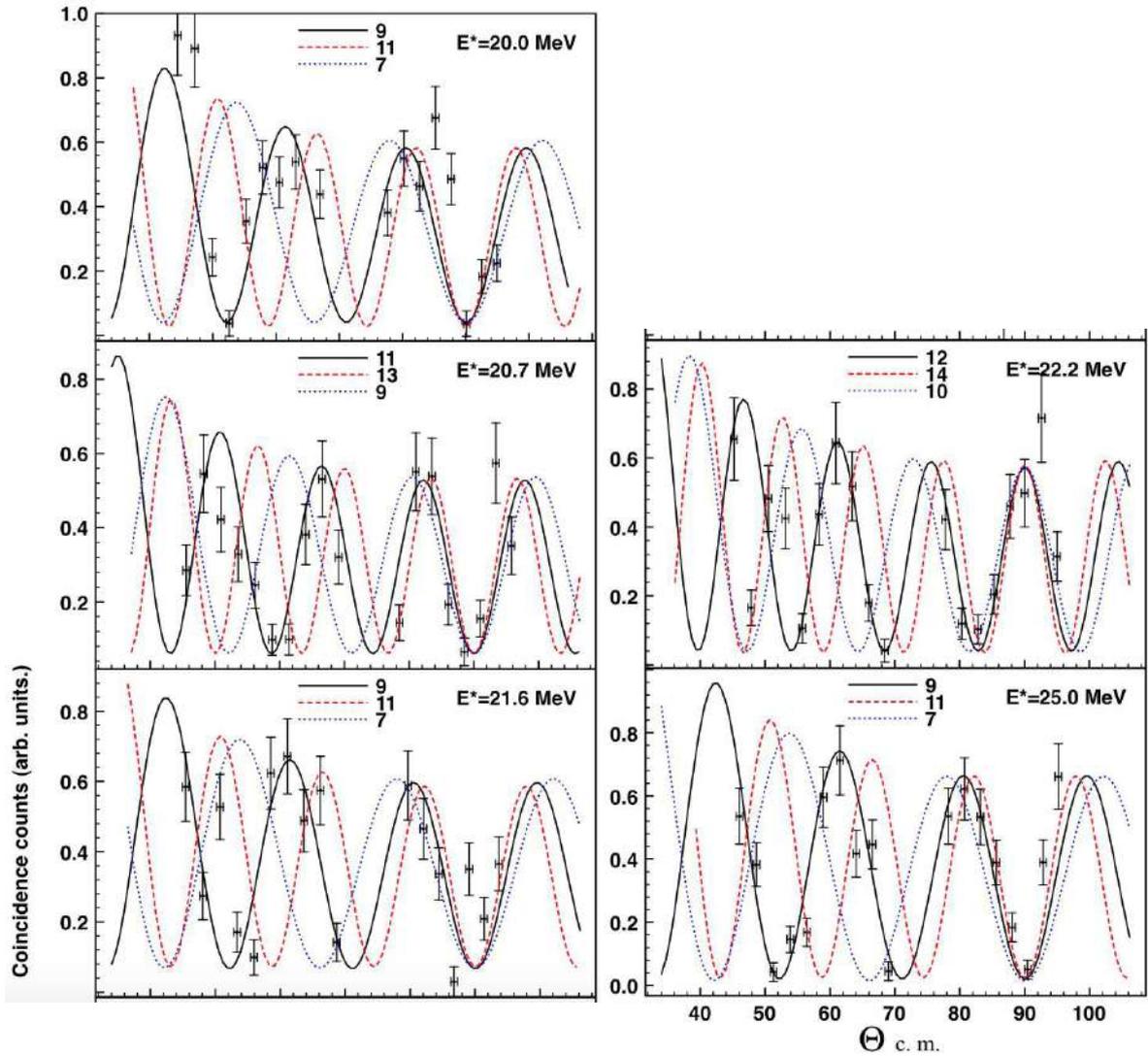


Рис. 34. Угловые корреляции для α распада ядра $^{22}\text{Ne}^*$ в основное состояние ядра ^{18}O [35].

Таблица 11. Уровни ядра ^{22}Ne .

Данные эксперимента [35, 36]			Реферативные данные		
J^π	Эн. возб. (МэВ)	Γ (кэВ)	J^π	Эн. возб. (МэВ)	Ссылка
	17.0	неразреш.	(7^-)	17.05	[177]
	18.45	330		18.42	[174]
	19.13	неразреш.	7^-	19.28	[175]
9^-	20.0	270	$(10)^+$	19.89	[176]
11^-	20.7	340	9^-	20.85	[175]
9^-	21.6	350	9^-	21.8	[175]
12^+	22.2	250		22.2	[174]
	22.9	290			
	24.0	неразреш.		24.1	[178]
9^-	25.0	350			
	25.9	неразреш.			
	27.0	неразреш.			

спектров, полученных в работе [173] при заселении состояния 4^+ (3.55 МэВ) в ^{18}O , в данной области энергий присутствует несколько близко расположенных уровней с сильной зависимостью вероятности заселения от энергии пучка. Наиболее интенсивно уровень с энергией несколько ниже 20 МэВ проявляется при энергии пучка $E_{c.m.}=20.75$ МэВ, в то время как при больших энергиях наблюдается пик с энергией 20 МэВ. Его положение хорошо совпадает с предсказаниями для окончания полосы $K = 0^+$

Уровень 11^- , 20.7 МэВ. В работе [175] были получены данные о наличии фрагментированной вращательной полосы отрицательной четности при исследовании упругого рассеяния α -частиц в обратной геометрии. Были обнаружены дублеты с угловыми моментами $1^-, 3^-, 7^-, 9^-$ и предсказано существование состояния со спином 11^- . С другой стороны, в работе [179] на основании использования микроскопической кластерной модели предсказывается обрыв данной полосы при угловом моменте 7^- .

Уровень 9^- , 21.6 МэВ. В данной области энергий уровень 9^- наблюдался в работе [176] (энергия возбуждения 21.96 МэВ) и в работе [175] (энергия возбуждения 21.84 МэВ). Предположительно он принадлежит фрагментированной молекулярной вращательной полосе.

Уровень 12^+ , 22.2 МэВ. Этот уровень, обладая значительным спином, может принадлежать только ираст-линии. Для случая sd -региона максимальный спин при заселении α -частицей следующей оболочки составляет 8^+ для ядра ^{20}Ne и 10^+ для ядра ^{22}Ne . Однако, в работах [180, 181] было показано, что на потенциальной поверхности для ядер неона существует минимумы, отвечающие и более высоким угловым моментам. Как показано в работе [180], вращательная полоса, отвечающая ираст-линии в ядре ^{22}Ne , испытывает бэкбендинг уже при значении спина 10^+ . Таким образом, этот уровень позволяет проверить соответствие между кластерными моделями и моделями, на основе коллективных эффектов [180, 181].

Уровень 9^- , 25.0 МэВ. В данной области энергий следует ожидать появления состояний, отвечающих структуре $2\alpha(^8\text{Be})+^{14}\text{C}$. Тогда найденное состояние хорошо отвечает случаю, когда головной уровень 0^+ образуется вблизи порога распада системы. Кроме того, такой уровень лежит в области, где, согласно

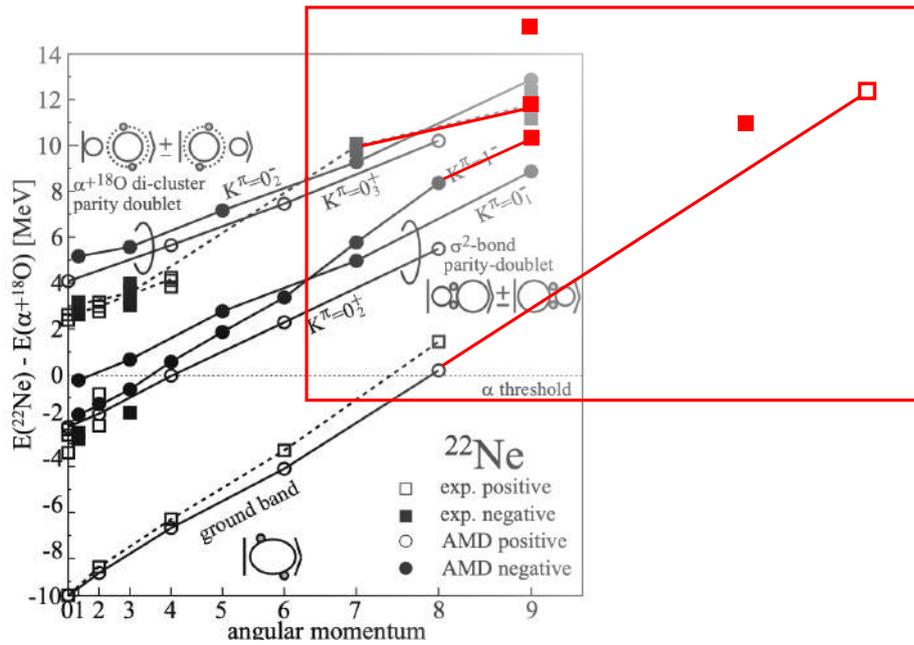


Рис. 35. Молекулярные полосы в ядре ^{22}Ne из работы [32]. Красным показаны результаты наших работ [35, 36].

работе [178], наблюдаются состояния с высокой интенсивностью распада ядра ^{22}Ne на $^{12}\text{C} + ^8\text{Be}$. В работе [178] были указаны два таких состояния: 24.14 МэВ и 26.89 МэВ. Их спины были оценены как 6^+ и 8^+ или 8^+ и 10^+ в предположении о приближенном равенстве энергий возбуждения для полос одинаковой структуры у ядер ^{20}Ne и ^{22}Ne с поправкой на величину Q -реакции.

Полученный результат проиллюстрирован на рисунке 35 из работы [32], где, кроме известных ранее состояний ядра ^{22}Ne , приведены высокоспиновые состояния, полученные в наших работах [35, 36] (показано красным). Как можно видеть, высокоспиновое состояние 12^+ , принадлежащее ираст-линии, может также принадлежать полосе $K^\pi=0_2^+$.

Как было упомянуто выше, в простейшем случае оболочечной модели для ядра ^{22}Ne , 6 нуклонов в sd оболочке предполагают обрыв полосы основного состояния при спине 10^+ . Теоретический анализ свойств изотопов неона [182, 183] предсказывает явление бэкбендинга при значении спина 8 для ядра ^{22}Ne и 6 для ^{20}Ne . Это было подтверждено экспериментальными результатами при обнаружении в ^{22}Ne высокоспинового состояния 10^+ [180]. Были предприняты значительные усилия по поиску аналогичного уровня в ^{20}Ne , поскольку для высоколежащих полос состояния со спином больше 8 разрешены и предсказываются [177, 184]. В данный момент считается что такое состояние обнаруже-

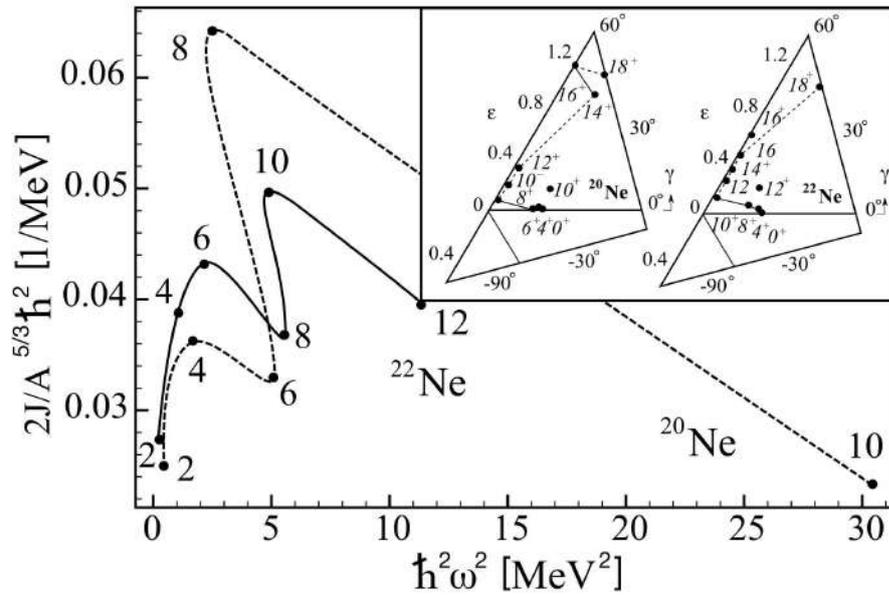


Рис. 36. Эффективный момент инерции как функция частоты вращения для ираст-линии ядер ^{20}Ne и ^{22}Ne [35, 36]. На вставке показаны траектории ираст-линии для этих ядер на энергетической поверхности [181].

но [185], что позволяет провести интересное сравнение ядер ^{20}Ne и ^{22}Ne .

График эффективного момента инерции ядер ^{20}Ne и ^{22}Ne как функция частоты вращения представлен на Рисунке 36. Как указано в работе [180], существует два важных различия между этими ядрами: момент инерции для ^{20}Ne испытывает более сильные осцилляции, чем в случае ^{22}Ne и бэкбендинг происходит в ^{22}Ne на две единицы углового момента позже, чем в ^{20}Ne . Эти эффекты могут быть качественно поняты в рамках подхода с применением теории Нилссона-Струтинского. На вставке Рисунка 36 показана траектория минимума на энергетической поверхности ядер ^{20}Ne и ^{22}Ne , полученная в работе [181]. Этот график подчеркивает сходство процессов бэкбендинга имеющих место для этих ядер. Полученные нами результаты прекрасно подтверждают теорию построения энергетических поверхностей, предсказывающую почти линейное (в координатах $J(J+1)$) поведение ираст-линии до состояния 12^+ для ядра ^{22}Ne , в отличие от резкого скачка ираст-линии для ядра ^{20}Ne . Предсказанное значение состояния 12^+ 24.5 МэВ оказывается очень близко к полученному нами экспериментальному значению 22.2 МэВ.

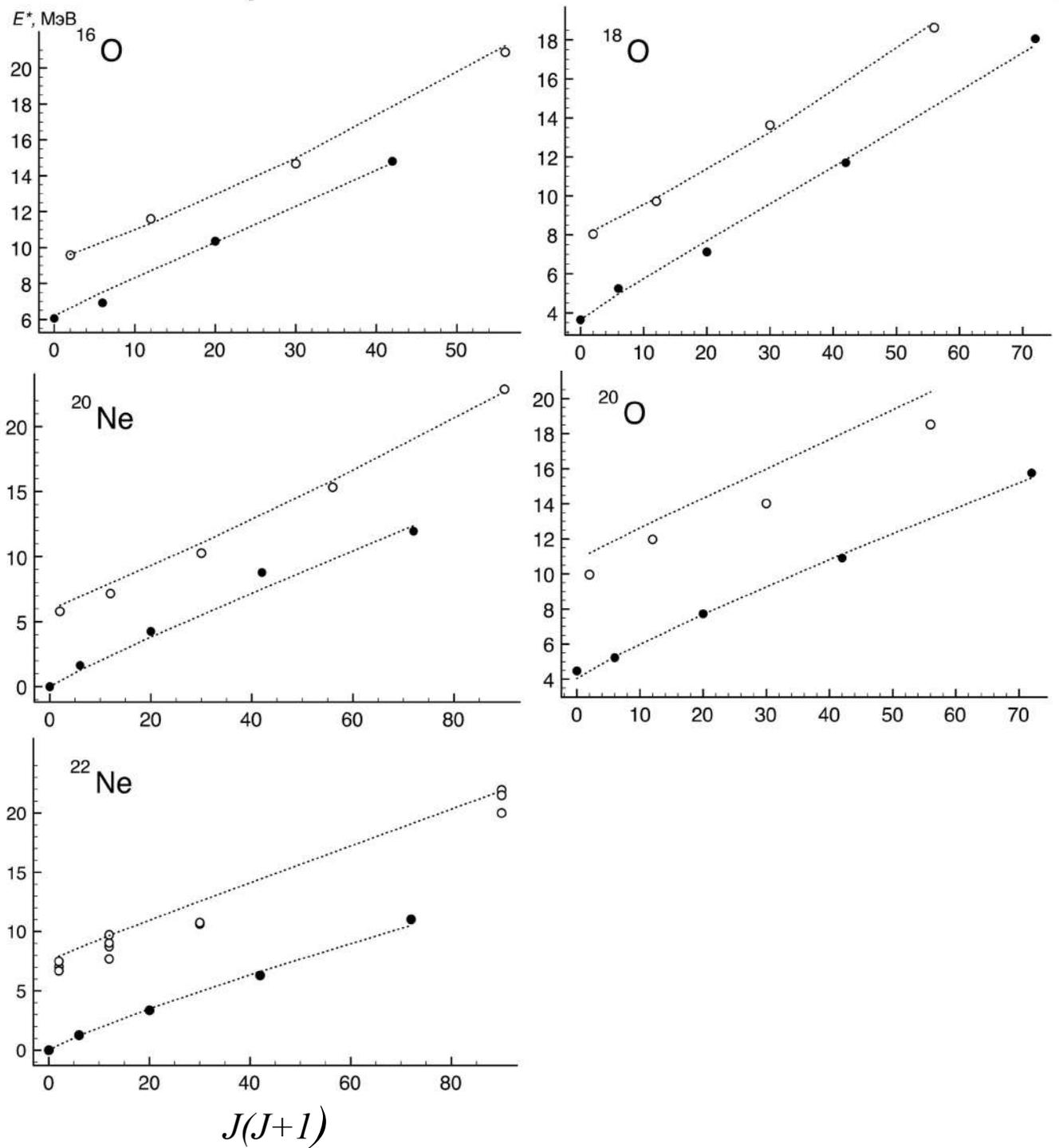


Рис. 37. Сравнение предсказаний потенциальной модели для ядер ^{16}O , ^{18}O , ^{20}O , ^{20}Ne и ^{22}Ne [62]. Темные и светлые кружки - состояния с положительной и отрицательной четностью, соответственно. Для состояний с отрицательными чётностями ^{22}Ne представлено несколько кандидатов.

3.5.2. Полученные результаты

Рассмотренные выше ядра кислорода и неона, как можно видеть, обладают значительным количеством состояний, которые можно назвать кластерными или молекулярными. Важной особенностью этих ядер является еще и то, что кор и кластеры заселяют разные оболочки – p оболочка для кора, sd – для кластеров. Прежде чем переходить к более тяжелым ядрам интересно сравнить возможность описания изотопов неона в рамках потенциальной модели.

В работе [62] нами были описаны вращательные полосы в ядрах ^{16}O , ^{18}O , ^{20}O , ^{20}Ne и ^{22}Ne с применением потенциала $WS + WS^3$ с параметрами $a=0.73$ фм, $x=0.3$ (удовлетворяющих систематике Бака), а сам потенциал был выбран как $V(r) = 250 \cdot f(r)$, где формфактор давался формулой (27). Полученные результаты были представлены нами в работах [61, 62]. Сравнение этих результатов с экспериментальными данными представлено на Рисунке 37. Значения радиусов являлись подгоночными параметрами и были выбраны следующие значения:

$$^{16}\text{O} - R=2.9 \text{ фм.}$$

$$^{18}\text{O} - R=2.93 \text{ фм.}$$

$$^{20}\text{O} - R=3.21 \text{ фм.}$$

$$^{20}\text{Ne} - R=3.06 \text{ фм.}$$

$$^{22}\text{Ne} - R=3.21 \text{ фм.}$$

Для ядра ^{20}Ne выбранное нами значение совпадает с результатом, полученным в работе [76]. Поведение радиуса приблизительно описывается как $R = r_0 A^{1/3}$, где $r_0=1.14$ фм.

На Рисунке 38 показаны волновые функции для основных состояний рассмотренных ядер.

3.6. Магний

Одной из важнейших реакций, в которой изучались и изучаются молекулярные резонансы, является упругое рассеяние $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, т.е. состояния в ядре ^{24}Mg . В результате, на сегодняшний день, мы имеем обширный материал по данной реакции. Перечислим основные полученные результаты, указывающие на наличие молекулярной структуры.

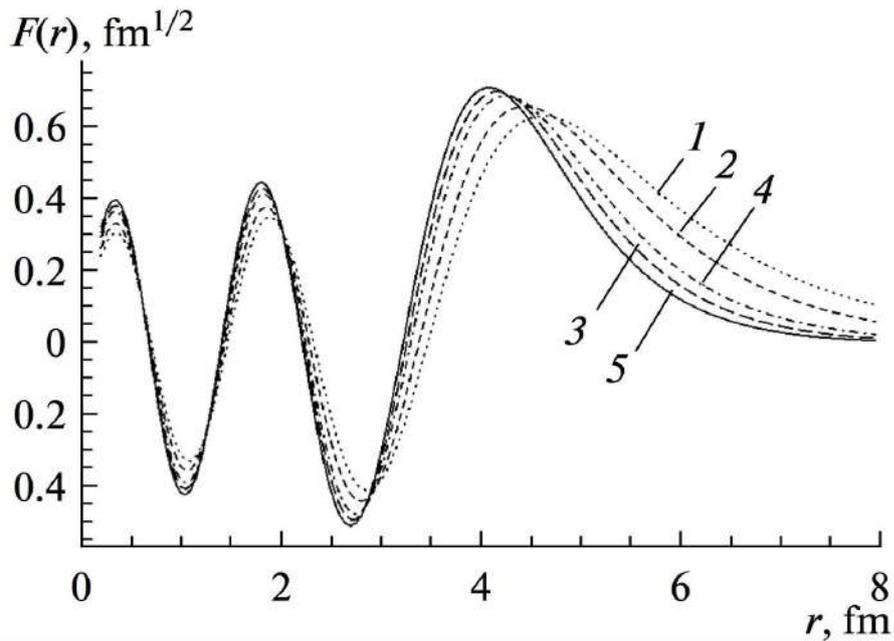


Рис. 38. Радиальные волновые функции для 0^+ состояний ^{16}O – 1, ^{18}O – 2, ^{20}O – 3, ^{20}Ne – 4 и ^{22}Ne – 5 [62].

- 1) Наличие хорошо различимой структуры на графике полного сечения.
- 2) Спектр содержит узкие пики.
- 3) Энергия возбужденных состояний изменяется с угловым моментом пропорционально $J(J + 1)$.
- 4) Наклон получившегося графика находится в хорошем согласии с “классическим” моментом инерции для системы из двух близко расположенных ядер с массовым числом 12.

Существует большое число интересных и актуальных задач, связанных с анализом молекулярных состояний в такой системе. В то же время, существует достаточно много моделей, позволяющих описать такие взаимодействия с точки зрения квантовой механики: потенциальная модель (потенциал Бака, потенциал свертки), модель линейной комбинации ядерных орбиталей (LCNO), модель кластерных орбит, вибратор-ротаторная модель и т.д.

Выше мы показали, что добавочные нейтроны могут разрушать кластерную структуру ядер углерода. Как в этом случае ведут себя молекулярные состояния в рассеянии и как они связаны с реакциями?

Рассмотрим реакцию $^{14}\text{C} + ^{12}\text{C}$ с выходом различных изотопов бериллия вблизи обнаруженного в системе $^{14}\text{C} + ^{12}\text{C}$ резонанса упругого рассеяния $E_{cm} = 23.5$ МэВ [173, 186]. Как было установлено [173], это состояние отвечает квази-

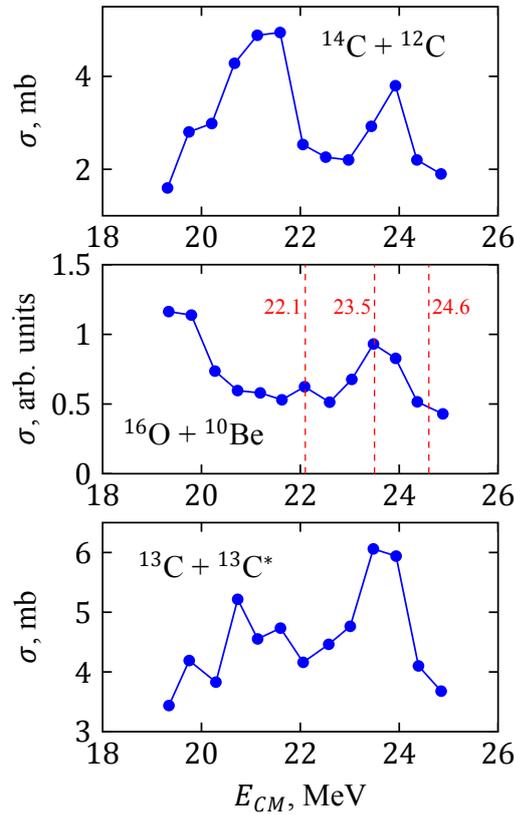


Рис. 39. Функция возбуждения для реакции $^{14}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Показан упругий канал и канал с выходом $^{16}\text{O} + ^{10}\text{Be}$. Пунктиром показаны выбранные в работе энергии для исследования [38].

молекулярному резонансу с угловым моментом 18^+ при энергии $E_{cm} = 23.5$ МэВ, а функция возбуждения в этой области имеет одинаковую резонансоподобную структуру для ряда выходных каналов, включая возбужденные состояния $^{12,13,14}\text{C}$ (см. Рисунок 39). Аналогичная структура наблюдается и для рассматриваемого нами канала $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{10}\text{Be})^{16}\text{O}$. Интерес к данной реакции обусловлен значительным угловым моментом (превосходящим угловой момент грэзинга) для такой легкой системы, что плохо согласуется с теоретическими предсказаниями на основе DWBA подхода к описанию квазимолекулярных резонансов [187], оставляя неопределенным даже вопрос об оптическом потенциале взаимодействия в такой системе.

Вместе с тем, возможность существования в рассматриваемой системе достаточно высокого момента косвенно подтверждается полученными нами ранее данными в работах [35, 36], в которых показано, что остаточное ядро ^{22}Ne , образующееся в реакции $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)$, может иметь значительный для такого ядра спин 12^+ . Для изучения данной реакции и определения ее связи с квазимолекулярными состояниями нами были получены угловые распределения при

энергиях $E_{cm}=21.1$ МэВ и 24.6 МэВ – вблизи резонанса и в точке резонанса при энергии 23.5 МэВ.

Эксперимент был выполнен на циклотроне университета Ювяскуля (Финляндия). Пучок ^{12}C взаимодействовал с самоподдерживающейся мишенью ^{14}C (толщина $280 \mu\text{г}/\text{см}^2$, обогащение 80%). Набор позиционно-чувствительных детекторов для регистрации продуктов находился в камере рассеяния диаметром 1.5 метра. Регистрация производилась двумя позиционно-чувствительными газовыми $\Delta E - E$ телескопами (см. Главу 2). Точность измерения по углу вылетающей частицы составляла $\pm 0.2^\circ$. Детальное описание эксперимента представлено в работах [37, 38].

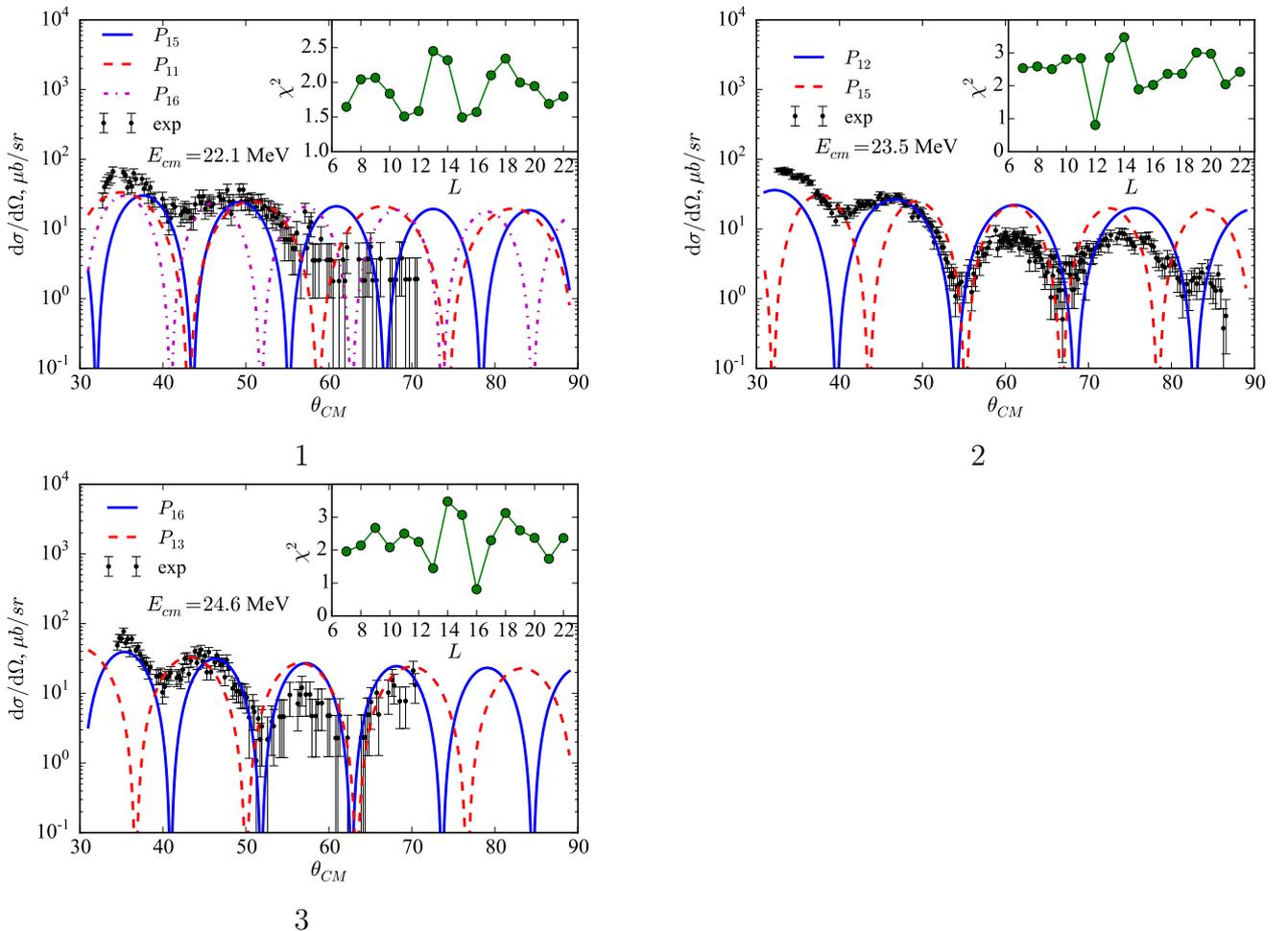


Рис. 40. Угловые распределения для трех энергий вблизи резонанса [37]. Показано сравнение с полиномами Лежандра, на вставках приведено значение χ^2 для полиномов. 1 – 22.1 МэВ, 2 – 23.5 МэВ, 3 – 24.6 МэВ.

Полученные, для указанных выше энергий в системе центра масс, угловые распределения для канала с выходом $^{10}\text{Be}+^{16}\text{O}$, приведенные на Рисунке 40.

Угловые распределения продуктов реакции для всех энергий имеют осцил-

лирующий характер с заметным увеличением сечения под малыми углами, и их осцилляции, в первом приближении, можно описать полиномом Лежандра соответствующего порядка. Для нерезонансных энергий порядок полинома не определяется однозначно, однако, наилучшие аппроксимации для 21.1 и 24.6 МэВ составляют 15-й и 16-й порядки соответственно, что хорошо соответствует оценкам L_{gr} для экспериментальных энергий [186]. В случае энергии 23.5 МэВ зависимости значений χ^2 для пробных полиномов возникает глобальный минимум, соответствующий полиному 12-ого порядка. Такое поведение в упругом канале характерно для изолированного резонанса. Угловые распределения для возбужденных состояний остаточного ядра $^{16}\text{O}^*$, а также для случая выхода ^9Be оказались бесструктурными, а сечение плавно уменьшается с ростом угла.

В простейшей случае для резонансных состояний, возникающих в реакциях с ионами средней группы масс, порядок полинома Лежандра, хорошо описывающий угловое распределение, будет соответствовать угловому моменту резонанса в рассматриваемой системе. Полученные таким способом угловые моменты, можно сравнить с предсказаниями на основе квазиклассических моделей. На Рисунке 41 показаны оценки для максимальных порядков парциальных волн во входном и в выходном каналах рассмотренной реакции. Расчет проводился по формуле [188]:

$$L_{cr} = r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})\sqrt{(2\mu/\hbar^2)(E_{cm} - V_c)}, \quad (71)$$

где μ – приведенная масса, V_c – высота кулоновского барьера, $A_{1,2}$ – массовые числа, $r_0=1.55-0.00125\eta$, η – параметр Зоммерфельда.

Как можно видеть, в данном случае не наблюдается плавного увеличения углового момента с энергией, как это будет иметь место для нерезонансных реакций. За исключением энергии 23.5 МэВ, поведение углового момента хорошо соответствует изменению максимального порядка парциальной волны. Учитывая примерное равенство моментов, полученных из квазиклассического анализа и максимальных значений для моментов парциальных волн, можно предположить, что, как и следует из модели, основную роль в реакциях при энергиях 21.1 и 24.6 МэВ играет поглощение волн с максимальным моментом.

Следует отметить различие в величине угловых моментах для входного

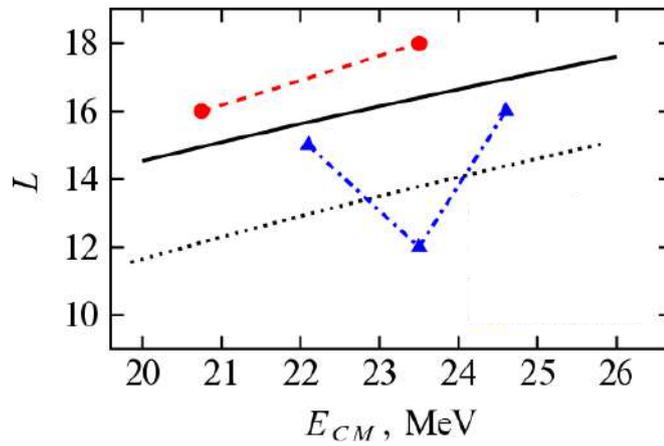


Рис. 41. Сравнение максимальных угловых моментов для входного и выходного каналов реакции $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{10}\text{Be})^{16}\text{O}$ [37]. Треугольники – экспериментальные данные. Сплошная линия – максимальные значения для порядков парциальных волн во входном канале, пунктир – в выходном канале. Кружки – данные для наблюдаемых в эксперименте упругих резонансов из работы [173].

и выходного каналов рассматриваемой реакции. В работе [173] состояниям $^{12}\text{C}+^{14}\text{C}$ с энергиями 20.75 и 23.5 МэВ приписаны угловые моменты 16 и 18, соответственно, так что наклон графика, как и ожидалось, примерно соответствует росту с энергией значения L_{cr} , хотя найденные величины для угловых моментов лежат немного выше, а найденное нами значение углового момента 12, лежит немного ниже оценок для величины L_{cr} выходного канала (см. Рисунок 41). С другой стороны, для известных резонансов в системе $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, полученные угловые моменты различных каналов (канал упругого рассеяния и выхода ^8Be) почти совпадают. Это может быть иметь следующие объяснения:

1) Угловое распределение при энергии 23.5 МэВ не является следствием резонанса в системе, а обусловлено механизмом прямой реакции – передачей достаточно тяжелого кластера. Так, в работе [189] похожая картина возникает вследствие процессов, связанных с передачей α -частицы.

2) В рассматриваемой системе присутствуют два близлежащих резонанса с угловыми моментами 18^+ и 12^+ . Первый, при этом, интенсивно проявляется в упругом канале, в то время как интенсивность второго там мала, но резонанс становится заметен в выходном канале $^{10}\text{Be}+^{16}\text{O}$.

Для оценки вклада от прямых процессов был выполнен расчет реакции передачи в рамках модели DWBA. Рассматривались возможные в одноступенчатом приближении два канала реакции. Их графическое представление приведено на Рисунке 42.

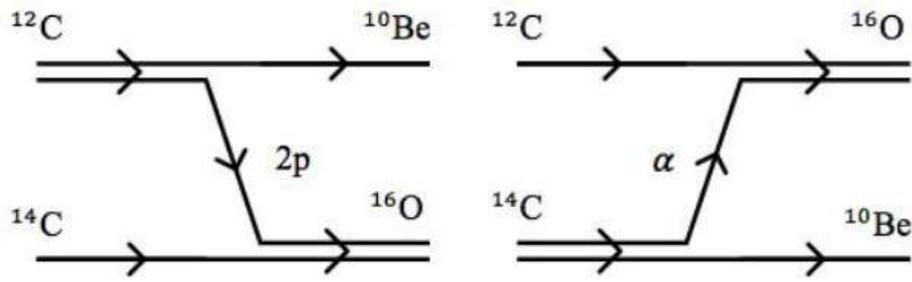


Рис. 42. Схемы одноступенчатых процессов передачи двух протонов и α -кластера [37].

В этом случае ядра-продукты идентичны, но переставлены местами, так что рассматриваемые каналы превалируют в разных диапазонах углов реакции $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{10}\text{Be})^{16}\text{O}$. Срыв двух протонов будет достигать максимума в передней полусфере, а передача α -кластера играет значительную роль только в области больших углов. Промежуточные углы, следовательно, формируются за счёт интерференции этих процессов, так что из формулы 83 для дифференциального сечения реакции $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{10}\text{Be})^{16}\text{O}$ можно записать:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim |f_{2p}(\theta, S_{2p}) + f_{\alpha}(\pi - \theta, S_{\alpha})|^2, \quad (72)$$

где f_i – амплитуды соответствующих реакций, $i = 2p$ – срыв двух протонов, $i = \alpha$ – подхват α -частицы, $S_{2p, \alpha}$ – коэффициенты, определяющие величину от вклада каждого из этих механизмов и равные произведению соответствующих им спектроскопических амплитуд. Случай влияния данного механизма на упругое рассеяние будет рассмотрен ниже в Главе 4.

Расчет реакции $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{10}\text{Be})^{16}\text{O}$ и анализ вкладов для различных каналов был выполнен в рамках DWBA модели в программе FRESCO [161] с учетом кластерного приближения при описании процесса передачи. В качестве потенциала для входного канала был использован оптический потенциал, найденный из анализа экспериментальных данных по упругому рассеянию $^{14}\text{C} + ^{12}\text{C}$, полученных нами в настоящем исследовании, а также из сравнения с имеющимися экспериментальными данными из работы [173]. Параметры используемого потенциала, типа Вудса-Саксона с мнимой частью в виде объёмного и поверхностного формфактора, фиксированы по энергии и равны:

$$V_0 = 135.003 \text{ МэВ}, r_0 = 1.200 \text{ фм}, a_0 = 0.440 \text{ фм},$$

$$W_0 = 29.841 \text{ МэВ}, r_W = 1.352 \text{ фм}, a_W = 0.114 \text{ фм},$$

$$W_{d0} = 1.699 \text{ МэВ}, r_{Wd} = 1.518 \text{ фм}, a_{Wd} = 0.107 \text{ фм}.$$

Для всех используемых в настоящей работе потенциалов параметр кулоновского радиуса был выбран равным $r_C = 1.25$ фм, а величины радиусов, как и выше, определяются выражением: $R_i = r_i \left(A_t^{1/3} + A_p^{1/3} \right)$. Тем не менее, нужно отметить, что использование такой энергонезависимой модели потенциала для входного канала можно рассматривать только в качестве первого приближения, так как для более точного описания упругого рассеяния $^{14}\text{C} + ^{12}\text{C}$ необходим учёт упругой передачи двух нейтронов. Важность такого механизма для процессов рассеяния показана, например, в работе [190].

Ввиду отсутствия в литературе данных о параметризации потенциала или экспериментальных результатов по упругому рассеянию для выходного канала $^{10}\text{Be} + ^{16}\text{O}$, был использован аналогичный модифицированный энергозависимый оптический потенциал с объёмным поглощением для реакции $^9\text{Be} + ^{16}\text{O}$ [191]. Его параметры представлены в Таблице 12.

Таблица 12. Параметры оптического потенциала для реакции $^{10}\text{Be} + ^{16}\text{O}$ [39].

$E_{\text{см.}}, \text{ МэВ}$	22.1	23.5	24.6
$V_0, \text{ МэВ}$	134.000	138.665	142.554
$r_0, \text{ фм}$	0.964	0.940	0.925
$a_0, \text{ фм}$	0.694	0.707	0.716
$W_0, \text{ МэВ}$	11.500	11.744	11.939
$r_W, \text{ фм}$	1.301	1.291	1.282
$a_W, \text{ фм}$	0.694	0.707	0.716

Спектроскопические амплитуды были свободными параметрами расчёта. Из анализа экспериментальных угловых распределений было получено, что рассматриваемые спектроскопические амплитуды практически не зависят от энергии и составляют для $\langle ^{12}\text{C} | ^{10}\text{Be} \rangle_{g.s.}$ и $\langle ^{16}\text{O} | ^{14}\text{C} \rangle_{g.s.}$ 0.380 (срыв $2p$), а для $\langle ^{14}\text{C} | ^{10}\text{Be} \rangle_{g.s.}$ и $\langle ^{16}\text{O} | ^{12}\text{C} \rangle_{g.s.}$ 0.618 (подхват α -кластера), как это отображено в Таблицах 13, 14, 15, 16, 17.

Как видно из Рисунка 43, в угловом диапазоне, соответствующем полученным экспериментальным данным основной вклад будет давать реакция передачи двух протонов, а влияние вклада от канала передачи α -кластера проявляется примерно для углов больше 60° . Таким образом, передача тяжелого

Таблица 13. Величины спектроскопических амплитуд и квантовые числа α -кластера [39].

перекрытие	NLj α -кластера	A
$\langle^{14}\text{C} ^{10}\text{Be}\rangle_{g.s.}$	$3S_0$	-0.566 [192]
$\langle^{16}\text{O} ^{12}\text{C}\rangle_{g.s.}$	$3S_0$	0.544 [193]

Таблица 14. Величины спектроскопических амплитуд для реакции передачи двух протонов [39].

перекрытие	$(1p_{\frac{3}{2}})^2$	$(1p_{\frac{1}{2}})^2$	$2S_0$ [192]
$\langle^{12}\text{C} ^{10}\text{Be}\rangle_{g.s.}$	0.770	0.544	0.800
$\langle^{16}\text{O} ^{14}\text{C}\rangle_{g.s.}$	-0.817	-0.577	

Таблица 15. Величины спектроскопических амплитуд полученные из анализа реакции $^{14}\text{C}(^{12}\text{C},^{10}\text{Be})^{16}\text{O}$ при энергии пучка 41.5 МэВ [39].

перекрытие	A	перекрытие	A
$\langle^{14}\text{C} ^{10}\text{Be}\rangle$	0.618	$\langle^{12}\text{C} ^{10}\text{Be}\rangle$	0.374
$\langle^{16}\text{O} ^{12}\text{C}\rangle$	0.618	$\langle^{16}\text{O} ^{14}\text{C}\rangle$	0.374

Таблица 16. Величины спектроскопических амплитуд полученные из анализа реакции $^{14}\text{C}(^{12}\text{C},^{10}\text{Be})^{16}\text{O}$ при энергии пучка 44 МэВ [39].

перекрытие	A	перекрытие	A
$\langle^{14}\text{C} ^{10}\text{Be}\rangle$	0.618	$\langle^{12}\text{C} ^{10}\text{Be}\rangle$	0.391
$\langle^{16}\text{O} ^{12}\text{C}\rangle$	0.618	$\langle^{16}\text{O} ^{14}\text{C}\rangle$	0.391

Таблица 17. Величины спектроскопических амплитуд полученные из анализа реакции $^{14}\text{C}(^{12}\text{C},^{10}\text{Be})^{16}\text{O}$ при энергии пучка 46 МэВ [39].

перекрытие	A	перекрытие	A
$\langle^{14}\text{C} ^{10}\text{Be}\rangle$	0.618	$\langle^{12}\text{C} ^{10}\text{Be}\rangle$	0.375
$\langle^{16}\text{O} ^{12}\text{C}\rangle$	0.618	$\langle^{16}\text{O} ^{14}\text{C}\rangle$	0.375

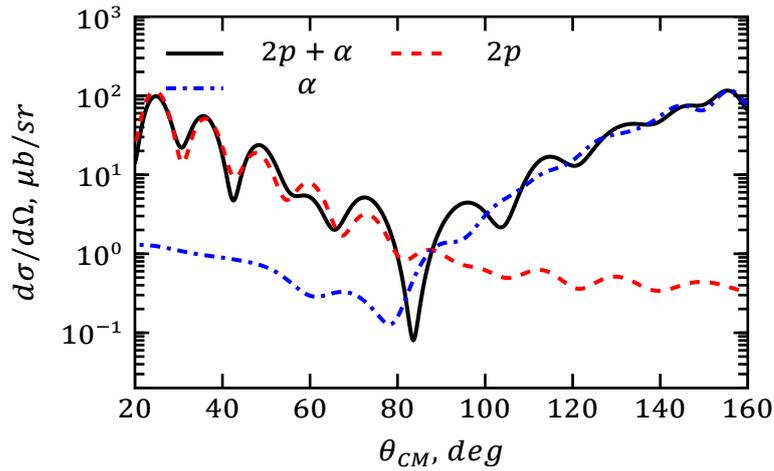


Рис. 43. Вклады для каналов передачи двух протонов (красная штриховая линия), α -кластера (синяя штрихпунктирная линия) и интерференция этих вкладов (черная сплошная линия) для энергии $E_{cm} = 22.1$ МэВ [37].

кластера не может являться, в данном случае, причиной возникновения подобной осциллирующей структуры. Тем не менее, нужно отметить важность вклада от α -кластерных конфигураций в структуру образующихся в реакции $^{14}\text{C} + ^{12}\text{C}$ ядер, так как относительные выходы для каналов с разными энергиями возбуждения остаточного ядра ^{18}O указывают на подавление состояний с конфигурацией $4p-2h$, при энергии ядер в системе центра масс 24.6 МэВ, по сравнению с другими каналами.

На Рисунке 44 показано сравнение полученных в работе экспериментальных распределений с результатами расчета на основе DWBA. Также представлено сравнение экспериментальных данных для реакции $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{10}\text{Be})^{16}\text{O}$ для случая интерференции двух рассмотренных выше каналов. Как обсуждалось ранее, при учете реакции упругой передачи в случае рассеяния $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$, наилучшее совпадение с результатами теоретического расчета имеет место в случае, когда мы находимся вне области энергий, соответствующих резонансу. При энергии $E_{cm} = 23.5$ МэВ величина χ^2 возрастает примерно на порядок, что может свидетельствовать о проявлении других механизмов реакции, в том числе и резонансных.

В целом, как можно видеть, имеет место хорошее согласие расчетов с полученными экспериментальными данными. Тем не менее, нужно отметить, что полученное интегральное сечение будет плохо воспроизводить экспериментальную функцию возбуждения, поскольку предсказывает плавный рост сечения с

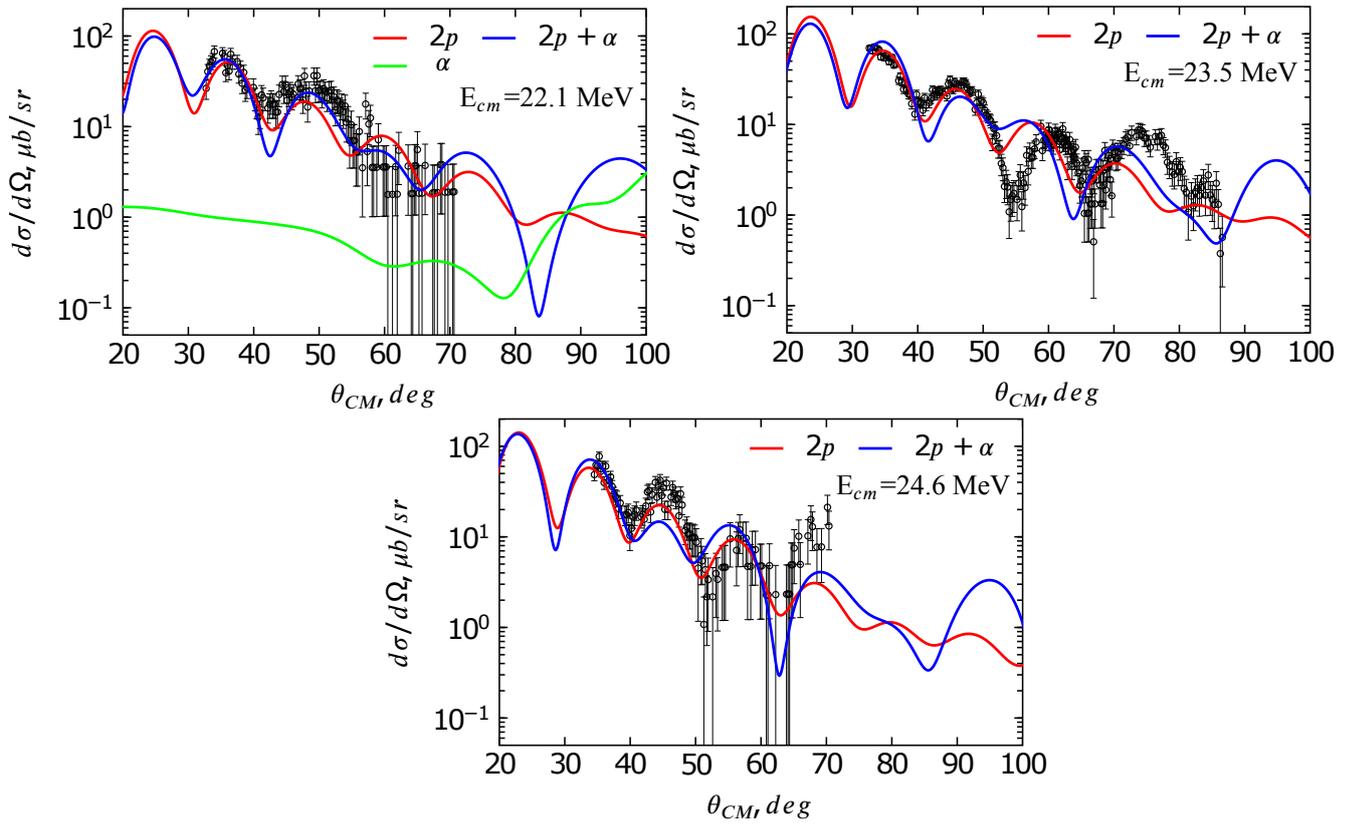


Рис. 44. Угловые распределения, полученные в настоящей работе [37].

энергией.

Таким образом, полученные в работе результаты указывают на хорошее описание экспериментального углового распределения в рамках DWBA модели при нерезонансных энергиях $E_{cm} = 22.1$ и 24.6 МэВ и, по крайней мере в первом приближении, могут воспроизвести общие закономерности для угловой зависимости при энергии $E_{cm} = 23.5$ МэВ. Это свидетельствует о применимости DWBA при описании нерезонансного фона в данной реакции. Отличия, возникающие в области энергии $E_{cm} = 23.5$ МэВ, могут быть результатом существования дополнительного резонанса 12^+ , слабо проявляющегося в упругом канале.

Учитывая, что исследуемая структура при энергии $E_{cm} = 23.5$ МэВ наблюдается, как указывалось выше, сразу в нескольких выходных каналах (в том числе и с выходом возбужденных состояний) можно заключить, что при данной энергии возникает сложная квазимолекулярная структура компаунд-ядра ^{26}Mg , аналогичная обнаруженному смешиванию для конфигураций конфигураций $|^8\text{Be} \otimes ^{16}\text{O}\rangle$ и $|^{12}\text{C} \otimes ^{12}\text{C}\rangle$ при исследовании распадов для высоколежащих резонансов в ^{24}Mg [194]. Подобная ситуация наблюдалась в случае исследования реакции $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^8\text{Be})^{20}\text{Ne}$ [195], что указывает на важность эффектов, рассмот-

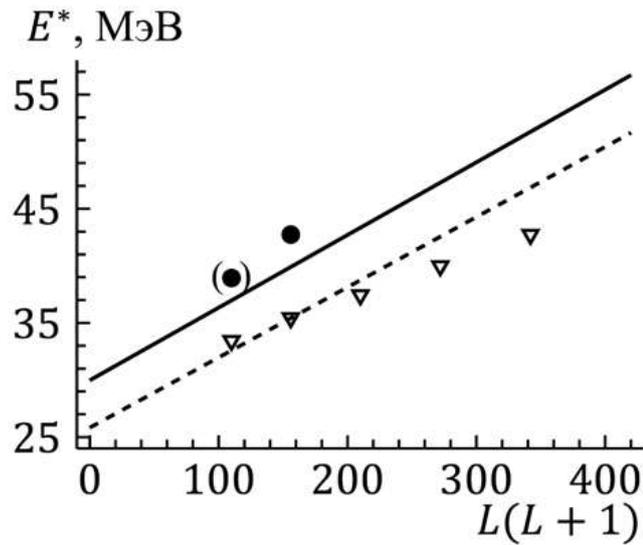


Рис. 45. Зависимость энергии возбуждения от углового момента для системы ядер $^{14}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (пунктир) и $^{16}\text{O} + ^{10}\text{Be}$ (сплошная линия) на основании систематики из работы [105]. Показаны экспериментальные данные [38]: треугольники – реакция $^{14}\text{C} + ^{12}\text{C}$ из работы [105], точки – настоящая работа. В скобках отмечено предсказанное состояние 10^+ .

ренных выше и для легких ядер. Полученные результаты косвенно указывают на проявление резонансных процессов в случае нейтроноизбыточных ядер, однако не позволяют однозначно доказать резонансную природу рассматриваемого нами случая.

Для лучшего понимания возникающей в данном случае структуры следует изучить угловое распределение других каналов распада, демонстрирующих признаки резонанса. Также, с этой точки зрения, важно провести исследование для реакции $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{10}\text{Be})^{16}\text{O}$ в области энергий $E_{cm} = 19.7$ МэВ, где возникает структура, аналогичная рассмотренной нами выше. В случае подтверждения гипотезы о квазимолекулярности таких состояний, эта точка будет соответствовать резонансу с угловым моментом 10^+ . Такой случай показан на Рисунке 45, где выполнено сравнение полученных результатов с данными систематики.

Рассмотрим возможность применения к нашему результату потенциальной модели. В Таблице 18 приведены примеры параметров потенциала WS^2 для различных комбинаций ядер, образующих молекулярные резонансы (случай $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ будет рассмотрен отдельно). Для каждого потенциала приведено значение объемного интеграла:

$$J_V = \frac{4\pi}{A_1 A_2} \int V(r) r^2 dr. \quad (73)$$

Таблица 18. Примеры параметров потенциалов для реакций с тяжелыми ионами, полученные в данной работе.

	V_0 МэВ	R фм.	a фм.	J МэВ·фм ³
$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$	294	3.84	1.3	367
$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$	313	3.66	1.6	379
$^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$	413	3.97	1.46	330
$^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$	362	3.92	1.56	288
$^{16}\text{O}+^{20}\text{Ne}$	241.5	4.5	1.59	221
$^{10}\text{Be}+^{16}\text{O}$	331.8	3.77	0.95	320

В этом случае энергия возбуждения состояния 10^+ составляет $E=14.84$ МэВ с шириной $\Gamma=0.508$ МэВ, а для 12^+ энергия $E=18.66$ МэВ, с шириной $\Gamma=0.356$ МэВ, что близко к экспериментальным результатам.

Изотопы магния не являются “хорошими” представителями именно α -кластерных ядер, хотя само проявление кластеризации в них проявляется достаточно сильно. Наши экспериментальные результаты по этому вопросу будут представлены ниже при обсуждении взаимодействия тяжелых кластеров.

С точки зрения теории, наилучшим подходом к описанию кластерной структуры этого ядра являются как раз вычисления на основе метода жидкой капли с учетом поправок Нилссона-Струтинского [181,196,197] с получением соответствующей энергетической поверхности. Ядро ^{24}Mg было одним из первых, детально исследованных в рамках этой модели, в результате чего было обнаружено несколько минимумов, соответствующих кластерным степеням свободы. Связь между вычислениями в рамках метода деформированных оболочек и кластеризации была хорошо продемонстрирована в работе [83,198], где для ядра ^{24}Mg было проведено сравнение между результатами модели жидкой капли и чисто кластерным подходом Бринка-Блоха [5,199]. Сравнение этих результатов с предсказаниями предельной α -частичной модели было представлено в Таблице 2.

Именно ядро ^{24}Mg особенно тщательно исследовалось на предмет обнаружения цепных конфигураций, носящей ярко выраженный α -кластерный характер [200]. Тем не менее, основная дискуссия о кластерных степенях свободы в этом ядре сосредоточена, в основном, в области молекулярных резонансов, связанных с тяжелыми ионами (как, например, $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$). Этот вопрос будет

обсуждаться в работе позднее.

С целью исследования кластерных и высокоспиновых состояний в данном ядре, изучались уже упомянутые реакции, приводящие к активному заселению кластерных состояний. Например, несмотря на сложности использования газовой мишени ^{20}Ne , изучались реакции $(^6\text{Li},d)$ и $(^7\text{Li},t)$ [201, 202]. Более успешные работы были выполнены с реакциями $^{12}\text{C}(^{16}\text{O},\alpha)$ или $^{16}\text{O}(^{12}\text{C},\alpha)$ [203–205]. В частности, было показано:

- 1) Существование уровней с достаточно высокой эффективностью заселения.
- 2) Существование высокоспиновых состояний (со спинами $8^+, 9^-$), которые можно рассматривать, как проявление вращательных полос [205].

В работе [202] также были исследованы состояния ^{26}Mg в реакции $^{22}\text{Ne}(^6\text{Li},d)$.

Несмотря на ограниченность сведений можно сравнить предсказания потенциальной модели с полученным результатом. Для ядра ^{24}Mg данные об уровнях были взяты из [155, 205], для ^{26}Mg были выбраны состояния, образующие ирраст-линию из данных [155]. Как было предложено в работе [202], ограничение на число узлов из формулы (23) было выбрано в виде $2N + L = 8$. Значение радиусов было взято из подгонки под экспериментальные данные:

$$^{24}\text{Mg} - R = 3.2 \text{ фм.}$$

$$^{26}\text{Mg} - R = 3.22 \text{ фм.}$$

Результаты представлены на Рисунке 46. Полученный результат может быть оценен только качественно, поскольку, по причине достаточно большой энергии отрыва α -частицы, большинство уровней положительной четности расположены под порогом, а из-за большого расщепления даже низкоспиновые уровни плохо определены и слабо исследованы. В частности, для состояний отрицательной четности в ядре ^{24}Mg использован ближайший набор уровней с подходящим угловым моментом, таким образом, возможно данные состояния не принадлежат полосе $K^\pi = 0^-$. Так, в работе [205] был предложен другой вариант состояний $3^-, 5^-$ и 8^+ .

На примере ядра ^{26}Mg было показано, что гипотеза Бака о возможности проявления нескольких кластерных состояний в ядре имеет место и для таких

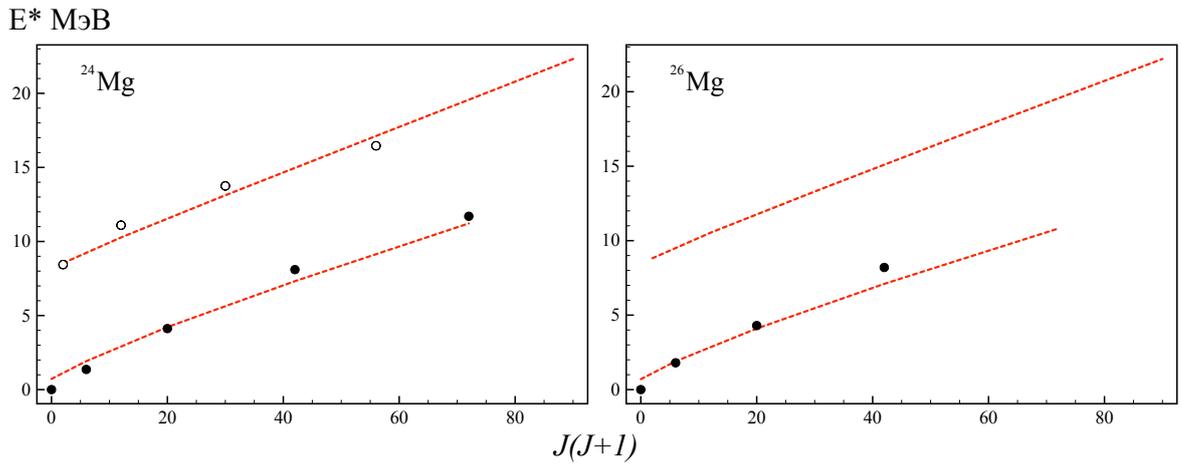


Рис. 46. Сравнение предсказаний потенциальной модели для ядер ^{24}Mg и ^{26}Mg [155]. Темные и светлые кружки – состояния с положительной и отрицательной четностью, соответственно.

легких ядер. Даже такое, обладающее сложной внутренней структурой ядро, как ^{10}Be (см. Рисунок 24) может являться кластером для вращательной полосы.

3.7. Кремний и Сера

Как представляется, в ядрах кремния и серы нет низколежащих полос с хорошей кластерной структурой, зато эти ядра играют важную роль при использовании в качестве кластеров тяжелых ядер ($^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ и $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$), которые будут рассмотрены ниже. А также, при рассмотрении высоколежащих α -кластерных состояний. В отличие от более тяжелых ядер (за исключением рассмотренного ниже аргона) данные ядра были хорошо изучены в резонансном рассеянии α -частиц, большей частью в обратной геометрии с толстой мишенью.

Как показывает выполненный эксперимент [206], высоколежащие состояния формируют хорошо различимые фрагментированные полосы. В рамках подхода потенциальной модели трудно описать такие, нерасщепленные по четности полосы. Случай серы будет отдельно рассмотрен в следующем пункте. Можно было бы предположить, что в рамках модели туннелирования с бесконечным барьером формируется полоса, в которой α -частицы заселяют высоколежащие орбитали. Можно лишь оценить момент инерции для таких систем, учитывая, что моменты инерции полос с положительной и отрицательной чётностями примерно одинаковы.

3.8. Аргон

Подобно двум предыдущим ядрам, α -кластерные степени свободы сравнительно плохо изучены для ядра ^{36}Ar . Тем не менее, из имеющихся фактов можно заключить, что данное ядро имеет вращательные полосы, которые можно идентифицировать, как α -кластерные. И, кроме того, присутствует большое количество фрагментированных кластерных состояний.

Первыми работами по изучению таких состояний были эксперименты с передачей α -частицы ($^6\text{Li}, d$) [207]. Подобно другим самосопряжённым ядрам, в этой реакции был обнаружен ряд состояний, заселяемых с повышенной интенсивностью. При этом состояния, отвечающие полосе основного состояния - 0^+ – основное состояние, 2^+ – 1.97 МэВ, 4^+ – 4.41 МэВ заселялись слабо.

В работе [207] обращает на себя внимание существование интенсивно заселяемых уровней, чьи спины в то время не были определены – 4.95, 6.14, 7.8, 9.9 МэВ. Изучение ядра ^{36}Ar в экспериментах γ -спектроскопии позволило не только приписать спин данным состояниям, но и выяснить, что они принадлежат полосе $K^\pi=0^+$ (4.33 МэВ), имеющей достаточно большой момент инерции и простирающейся до значений 18^+ , что, для данного ядра, является очень высоким угловым моментом. В то же время, активное заселение начальных состояний может свидетельствовать о важности α -кластерной степени свободы для всех состояний этой полосы.

С другой стороны, обращает на себя внимание существенный дефицит состояний с отрицательной четностью, которые не носили бы “одночастичную” природу. Так, наблюдаемые состояния 3^- 4.18 МэВ, 2^- 4.97 МэВ и 5^- 5.17 МэВ при сравнении их с результатами реакции $^{35}\text{Cl}(\tau, d)$ демонстрируют свою принадлежность к $(d_{3/2})_{3/2}^3 f^{7/2}$ мультиплету, а состояния 1^- 5.84 МэВ, 3^- 6.84 МэВ принадлежат $(d_{3/2})_{3/2}^3 p_{3/2}$ мультиплету. При том что два таких состояния 1^- с энергией 9.12 и 10.65 МэВ, с достаточной эффективностью заселяются и в реакции передач, и в реакции $(^{32}\text{S}, \gamma)$, что может быть признаком начала фрагментированных состояний.

Для получения информации о высоколежащих фрагментированных кластерных состояний нами был выполнен эксперимент по изучению упругого рассеяния α -частиц на ядрах ^{32}S [66]. Эксперимент выполнялся по методу обратной

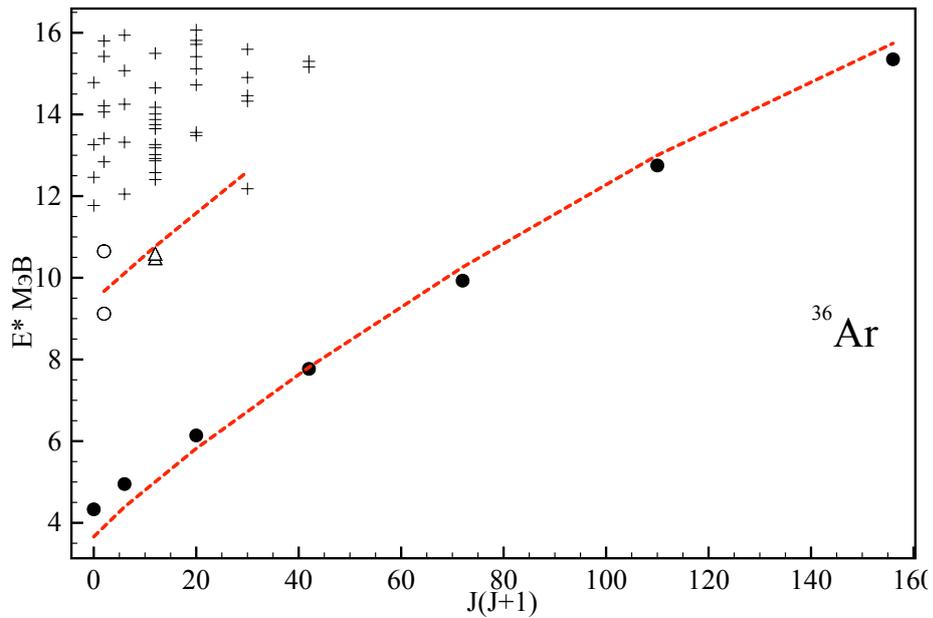


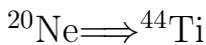
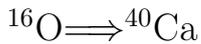
Рис. 47. Состояния в ядре ^{36}Ar , имеющие кластерный характер. Черные точки – состояния с положительной четностью, полученные из экспериментов с реакциями передачи и γ -спектроскопии. Светлые точки – состояния 1^- , активно заселяющиеся в реакции передач. Треугольники – низколежащие состояния 3^- из реакции захвата α -частицы [155]. Крестики – данные нашего эксперимента по упругому рассеянию [66].

геометрии с толстой мишенью [208]. В результате было идентифицировано 44 новых уровня с угловыми моментами от 0 до 6 и расположенные в интервале энергий возбуждения от 12 до 16 МэВ, активно проявляющихся в данной реакции. На Рисунке 47 представлена компиляция данных по α -кластерным уровням для сравнения с предсказаниями на основе потенциальной модели.

Как видно, для радиуса $R=4.1$ фм. имеет место хорошее совпадение с данными, полученными в реакциях передачи и методами γ -спектрометрии, однако обнаруженные в эксперименте фрагментированные состояния лежат слишком высоко, за исключением уровня 5^- 12.2 МэВ. Этот уровень, имеющий малую ширину (5 кэВ) и большую, по сравнению с другими состояниями, приведенную ширину, также наблюдался в реакции передачи в работе [208]. Также на Рисунке показаны рассмотренные выше уровни 1^- , активно заселяющиеся в реакции передачи и низколежащий дублет 3^- , обнаруженный в реакции $^{32}\text{S}(\alpha, \gamma)$ [155]. Однако из полученных результатов неясно, являются ли данные уровни началом фрагментированной полосы.

3.9. Кальций

Несмотря на то, что нами было указано на ряд кластерных свойств ядра ^{36}Ar , именно ядро ^{40}Ca оказывается особенно важным с точки зрения кластерных степеней свободы, теперь уже в промежуточных ядрах. Поскольку это ядро дважды магическое (последнее ядро такого типа из стабильных самоспряжённых ядер), следует ожидать заселения кластерами новой fp оболочки. Такой подход позволил провести аналогию с хорошо известными кластерными ядрами, рассмотренными нами ранее.



Таким образом, по аналогии с кластерными состояниями ^{16}O и его изотопов, мы можем ожидать кластерные состояния в ^{40}Ca . Действительно, ряд теоретических исследований предсказал существование состояний, характеризующихся структурой $4p - 4h$ и $8p - 8h$. Нами была выполнена работа по экспериментальному исследованию уровней ядер ^{40}Ca и ^{42}Ca , что позволило обнаружить предсказанные состояния и появляющиеся на их основе полосы. Экспериментальное оборудование и процедура были достаточно полно изложена в работе [209], а полученные результаты изложены в работах [63].

Рассмотрим применение двух моделей (потенциальной и туннелирования), описанных в Главе 1, к случаю вращательного дублета в ядре ^{40}Ca . Обнаруженные в нашей работе состояния [63] с положительной и отрицательной чётностью, распределены в хорошем соответствии с зависимостью $E_{ex} \sim J(J+1)$, где E_{ex} – энергия возбуждённого уровня и достигают достаточно высокого (для ядра с таким массовым числом) значения углового момента. Согласно работам [210, 211], полоса положительной чётности, основанная на уровне 0^+ , с энергией 3.35 МэВ, имеет структуру $4p - 4h$, что подтверждается повышенной вероятностью её заселения в реакциях передачи α -частицы. Полоса с отрицательной чётностью, обнаруженная нами, имеет момент инерции, близкий по значению к моменту инерции полосы положительной четности, а её низколежащие состояния тоже довольно активно заселяются в реакциях α -передачи [212].

Ряд моделей туннелирования для описания ядер с октапольной деформацией [213, 214] включают в себя параметризацию для барьера, разделяющего

конфигураци, с разным знаком деформации, и описывающую уменьшение степени расщепления с ростом углового момента. В работе [215] уравнение для потенциала, входящего в гамильтониан, описывающий осциллирующий октупольной формы, содержит параметры для момента инерции и величины октупольной деформации ядра β , имеет вид:

$$U_J(\beta) = \frac{J(J+1)d_2^2(\beta^2 - \beta_{min}^2)^2}{2(d_1 + d_2\beta_{min}^2)^2(d_1 + d_2\beta^2)}. \quad (74)$$

Здесь $d_{1,2}$ – параметры, определяющие момент инерции, β_{min} – параметр для величины равновесной октупольной деформации. Полученные в нашей работе данные для ядер ^{224}Ra , ^{226}Ra , ^{224}Th , ^{226}Th позволяют выполнить первое приближение для потенциала, описывающего деформированное ядро ^{40}Ca [64]. Величина, соответствующая моменту инерции, в работе [215] была определена как $\Theta(\beta) = d_1 + d_2\beta^2$. Причём среднее значение d_1 в параметре деформации для рассмотренного в работе [215] диапазона массовых чисел составляет величину порядка 0.045 МэВ^{-1} , а d_2 – порядка 0.155 МэВ^{-1} . Полагая, что аналогично моменту инерции твёрдого тела, оба коэффициента пропорциональны $A^{5/3}$, где A – массовое число, для случая ядра ^{40}Ca получаем, соответственно, $d_1 \sim 0.0025 \text{ МэВ}^{-1}$, $d_2 \sim 0.0087 \text{ МэВ}^{-1}$. С другой стороны, можно предположить, что в нашем случае, параметр октупольной деформации будет лишь немного больше найденного в работе [215], поскольку соотношение масс кластер/кор для таких тяжёлых ядер составляет величину, порядка соотношения α -частица/ ^{36}Ar , так что $\beta_{min} \sim 0.2$. Ещё один параметр, необходимый для вычисления расщепления полос, так называемый эффективный параметр массы B_3 , входящий в гамильтониан [216]:

$$H_{osc}^{oct} = \frac{\hbar^2}{2B_3} \frac{d^2}{d\beta^2} + U_J(\beta). \quad (75)$$

Данный параметр является функцией массы. При статической октупольной деформации для момента инерции можно получить, что $\Theta = 6B_3\beta^2$ [217]. Для системы из двух ядер, вида $\alpha \otimes ^{36}\text{Ar}$, параметр момента инерции $\hbar^2/2\Theta$ составляет величину около 81 кэВ [63]. Таким образом, для оценки величины октупольной деформации мы, в качестве первого приближения, можем взять $B_3 \approx 25\hbar^2 \text{ МэВ}^{-1}$.

Выберем указанные величины параметров в качестве первого приближения при подгонке выражением (74) наших экспериментальных данных [63]. Для оценки энергии октупольных осцилляций в работе [215] было предложено выражение:

$$E_{osc}(J) = E_0 - \frac{1}{2}(-1)^J \delta E(J), \quad (76)$$

где E_0 – постоянная, а $\delta E(J) = E_J^- - E_J^+$ – разность энергий для состояний, с отрицательной и положительной чётностями. Такой подход позволяет убрать из выражения часть энергии, не отвечающую вращательной. Поскольку в эксперименте мы наблюдаем только состояния с натуральной четностью, для оценки величины, соответствующей расщеплению по четности при данной энергии, запишем:

$$\delta E(J) = \frac{1}{2} [E(J+1) - 2E(J) + E(J-1) - \frac{1}{4}(E(J+2) - 2E(J) + E(J-2))] . \quad (77)$$

Для случая, когда $J=1$ формула (77) записывается как $\delta E(1) = E(1) - 0.5(E(0) + E(2))$, что будет, в этом случае, первым приближением.

Теоретическое предсказание для энергий состояний с положительными и отрицательными четностями E_J^- и E_J^+ было получено при численном решении уравнения Шредингера с Гамильтонианом из формулы (75) и потенциалом $U_J(\beta)$ из формулы (74). Результат представлен на Рисунке 48.

Отметим, что в рассматриваемом случае ограничение на число узлов волновой функции из формулы (23) составляет $2N + L=12$, в то время как на Рисунке 48 указаны все состояния наблюдаемого дублета. Поскольку величина расщепления для больших значений углового момента мала, в подгонке использовался только гамильтониан (75), однако, если предположить возможность существования более сложных, чем $2N + L \geq 12$, структур (см. Главу 6), когда допустимый спин уровней может превышать значение $J=12$, то для описания расщепления при больших значениях углового момента потребуется учёт

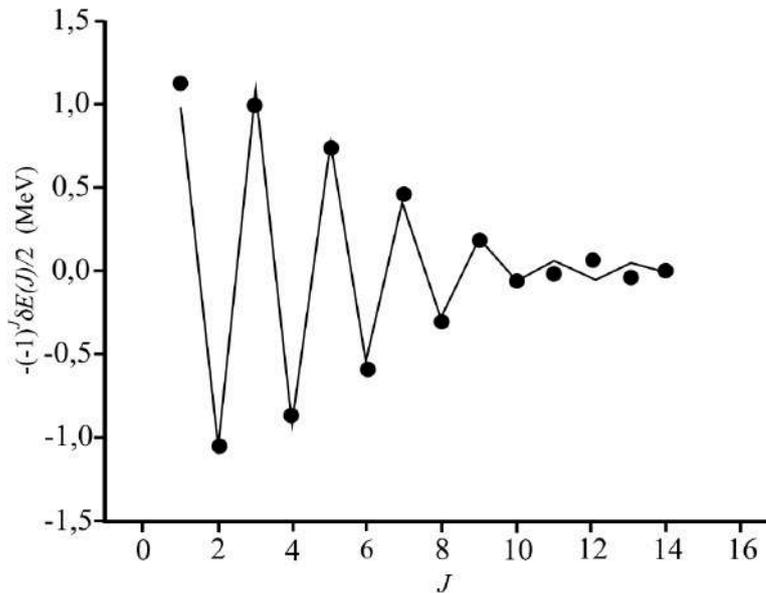


Рис. 48. Зависимость расщепления вращательных полос в ядре ^{40}Ca от величины углового момента [64, 65].

квадрупольно-октупольной вращательной модели [218]. Как видно, наблюдается хорошее согласие между теоретическими и экспериментальными величинами расщепления. Найденные параметры, за исключением d_2 , незначительно отклоняются от предсказанных значений. Полученное значение для октупольной деформации также хорошо совпадает с оценкой, которую можно получить на основе приведённой вероятности перехода между состояниями $2^+ \rightarrow 0^+$, составляющей $B(E2)=30 \pm 4$ W.U. [219]. Из приближения для вероятности такого перехода:

$$B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+) = \left(\frac{3}{4\pi} eZR^2 \right)^2 \beta_2^2, \quad (78)$$

следует значение $\beta_2 = -0.16$, если взять значение параметра r_0 для определения радиуса равным 1.2 фм.

Теперь рассмотрим второй вариант описания расщеплённых по чётности состояний, в рамках потенциальной модели с применением потенциала $WS+WS^3$, формула (27). Как указывалось выше, этот потенциал удачно применялся не только для тяжёлых ядер [220, 221], но также и для указанных выше α -кластерных полос в лёгких ядрах. В работе [76] с его помощью также успешно были описаны состояния в ядре ^{44}Ti . Параметры $a=0.73$ фм. и $x=0.33$ совпадают с выбранными ранее параметрами для ядер кислорода и неона. При этом

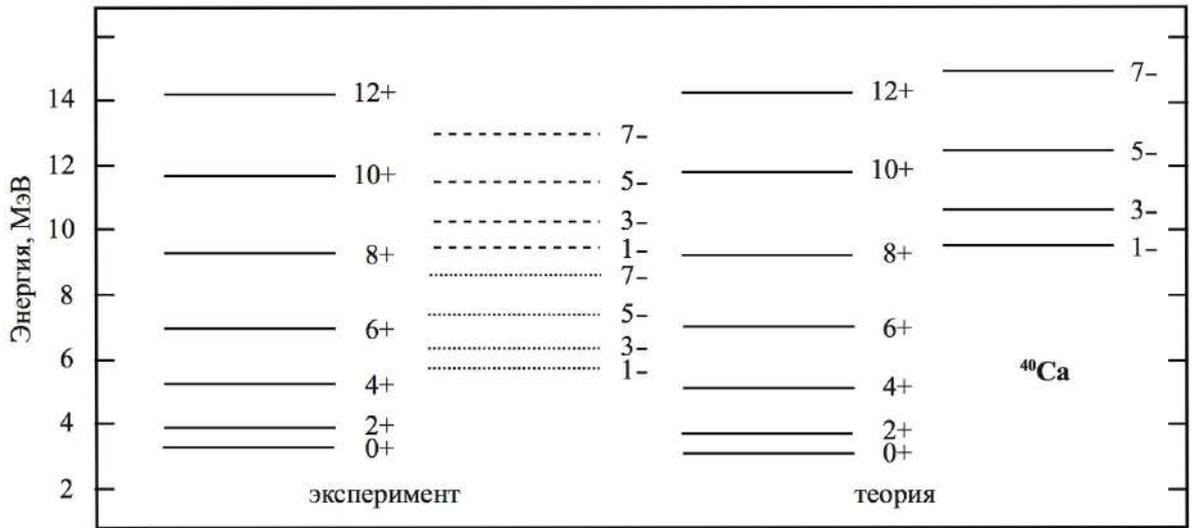


Рис. 49. Сравнение экспериментальных и теоретических результатов для полос с положительной и отрицательной четностями в ядре ^{40}Ca [64, 65]. См. текст для пояснений.

формафактор нормировался на его значение при нулевом радиусе. Глубина потенциала была выбрана в виде $V = -54.0 \cdot A_1 A_2 / A$, где $A_{1,2}$ – массовые числа кора и кластера, а $A = 40$.

Применяя указанный потенциал можно обнаружить, что полоса с положительной чётностью в ядре ^{40}Ca описывается гораздо лучше, чем в случае применения \cosh -типа потенциала [219]. На Рисунке 49 представлены результаты расчётов для энергий уровней вращательных полос с положительной и отрицательной чётностью, а в Таблице 19 приведены величины интенсивностей $B(E2)$ для известных переходов в сравнении с теоретическими данными, полученными нами, а также с результатами из работы [219]. В качестве величины радиуса ^{40}Ca было выбрано значение $R = 4.15$ фм.

Вероятности переходов рассчитывались в рамках квазиклассической модели [222], с учётом эффективного заряда, заменой $Z = Z + \epsilon A$ и фактором $\epsilon = 0.25$ [109]. Такое хорошее согласие с экспериментом достигается только в предположении заселения fp оболочки, что соответствует глобальному квантовому числу $2N + L = 12$.

При описании полос положительной чётности для самосопряжённых ядер в диапазоне массовых чисел $36 \geq A \geq 48$, применяя аналогичный потенциал, можно получить очень хорошее согласие с экспериментальными данными для положения уровней с положительной чётностью, причём значение радиуса ядра, используемое в качестве параметра в потенциале, будет иметь зависимость

Таблица 19. Сравнение интенсивностей переходов в ядре ^{40}Ca для различных потенциалов [64, 65].

Переход	Интенсивность (W.u.)	$WS + WS^3$ (W.u.)	Глубокий <i>cosh</i> (W.u.) [219]	Мелкий <i>cosh</i> (W.u.) [219]
2 → 0	30 ± 4	29.7	5.7	27.0
4 → 2	59 ± 6	40.3	7.3	37.0
6 → 4	16 ^{+8.8} _{-4.4}	38.5	6.4	37.5
8 → 6		31.2	4.8	34.1
10 → 8		21.0	3.0	27.6
12 → 10		9.9	1.3	17.2

от массы кластера и кора в виде:

$$R \approx 0.85(A_{core}^{1/3} + A_{clust}^{1/3}). \quad (79)$$

Как было показано в работе [76], такой подход также позволяет описать найденные в некоторых ядрах высоколежащие состояния отрицательной чётности, которые, как предполагается, так же образуют полосу, причем, за исключением ядра ^{20}Ne , проявляются как совокупность близкорасположенных уровней с одинаковым спином и могут заселяются в реакциях α -передачи [223]. Учитывая, что получаемые положения для «средневзвешенных» уровней зависят от наличия экспериментальной информации о состояниях большой энергией возбуждения, можно дать лишь приблизительные оценки нижних границ для их энергий. Именно такие усредненные значения указаны для экспериментальных величин энергий состояний с отрицательной чётностью (Рисунок 49, штриховая линия). Для указанных значений использовались все данные по реакциям α -передачи, имеющиеся на сегодняшний день [64, 65], поэтому энергии уровней на Рисунке 49 могут несколько отличаться от представленных в работе [223].

Таким образом, можно предположить, что мы имеем набор вращательных полос, обладающих α -кластерной структурой. При этом возникает одна полоса с положительной чётностью и две полосы с отрицательной чётностью. При таком подходе полоса с положительной чётностью (имеющая структуру $4p - 4h$) слабо расщеплена по энергии с низколежащей полосой с отрицательной чётностью, причём расщепление экспоненциально уменьшается с увеличением углового момента [63] и хорошо описывается теорией с туннелированием для ок-

тупольных конфигураций. Высоколежащая полоса с отрицательной чётностью оказывается фрагментированной и, для усредненных положений уровней, имеет момент инерции, близкий к моментам инерции двух других полос. Следует отметить, что такая низколежащая полоса с отрицательной чётностью встречается и в соседних с ^{40}Ca ядрах – ^{44}Ti и ^{48}Cr . Хотя отсутствие явно выделяющихся состояний с низкими спинами и наличие полосы с ненатуральной чётностью позволяют предположить, что, возможно, это одна полоса с $K \neq 0$. Тем не менее, для рассматриваемого в данной работе ядра ^{40}Ca возможно и другое предположение [63].

Такой подход можно применить и для описания ядер, расположенных далеко от области замкнутых оболочек. Снова вернемся к ядру ^{32}S . Для него характерно отсутствие хорошо выделенных низколежащих α -частичных полос. Применяя рассмотренный выше потенциал $WS + WS^3$ и используя для оценки параметра радиуса выражение (79) можно найти, что для глобального квантового числа $2N + L=8$ (случай корреляции в $2s - 1d$ оболочке) энергия 0^+ состояния оказывается слишком низкой (много меньше энергии связи). Если взять $2N + L=12$ (соответствует $1f - 2p$ оболочке), уровень 0^+ имеет энергию около 7.2 МэВ, $2^+ - 8$ МэВ, а 12^+ лежит выше 22 МэВ. Следовательно, возможно что и в таком ядре присутствуют аналогичные полосы, но из-за заселения новой оболочки они сильно подавлены. На сегодняшний день мы имеем мало информации как о α -кластерных состояниях ядра ^{32}S , при энергиях возбуждения выше 10 МэВ, так и о γ -переходах для реакций с тяжёлыми ионами [65].

Как видно, потенциал вида $WS + WS^3$, хорошо подходит для описания вращательных кластерных полос в ядрах, имеющих и более сложную структуру, чем $4p - 0h$. Это позволяет лучше понять свойства таких полос, имеющих, в силу многочастичного характера, слишком сложное и приближённое описание в рамках оболочечной модели [224].

В заключение, тем не менее, следует отметить, что, в отличие от потенциальной модели, модель туннелирования нельзя однозначно принять для данного ядра. По аналогии с ядром ^{16}O , описанным выше, имеются работы [225], указывающие на сравнительно малую деформацию высокоспиновых состояний, имеющих отрицательную четность. Как видно из нашей работы [63], мы име-

ем неопределенность с выбором состояния 5^- , и, в частности, было указано на проблему интерпретации в данном ядре некоторых состояний с отрицательной четностью [226]. Несмотря на то, что при этом эффекте работы, авторы работы [225] указали на возможную непротиворечивость с результатами модели туннелирования, тем не менее, необходимо соблюдать известную осторожность и полагать, что проверенные кластерные состояния с отрицательной четностью принадлежат, в основном, описанной выше фрагментированной полосе.

3.10. Тяжелые ядра и кластеры

Интересным вопросом является экспериментальное изучение аналогичных состояний для более тяжелых кластеров, а также ядер с нейтронным избытком. Так, на сегодняшний день, не получено достаточно хорошо подтвержденных данных о молекулярных резонансах в системах, тяжелее $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$. Например, при изучении рассеяния $^{16}\text{O}+^{40}\text{Ca}$ были получены достаточно спорные результаты [227].

Поскольку в данной задаче нам необходимо изучить функцию возбуждения в достаточно широком интервале, наиболее оптимальным подходом к решению является использование метода обратной кинематики и толстой мишени, рассмотренный в Главе 1 и применявшийся нами ранее при изучении α -кластерных состояний в ядре ^{36}Ar [206, 228].

Работа была выполнена на циклотроне Варшавского университета. Нами были исследованы реакции упругого рассеяния ^{40}Ar с энергией 220 МэВ на газовых мишенях – ^4He , ^{20}Ne и CO_2 . Также применялась толстая углеродная мишень. Были получены функции возбуждения под углом 180° для указанных мишеней. Было обнаружено большое число узких резонансов для функции возбуждения $^{40}\text{Ar}+\alpha$. Это указывает на то, что полоса фрагментированных состояний проявляется также и в ядре ^{44}Ca . Функция возбуждения представлена на Рисунке 50.

В то же время мы не получили резонансной картины для случая более тяжелых ядер (см. Рисунок 51). Однако результаты показывают значительное превосходство выхода ядер-мишеней над соседними.

Таким образом, на сегодняшний день у нас нет достоверной информации

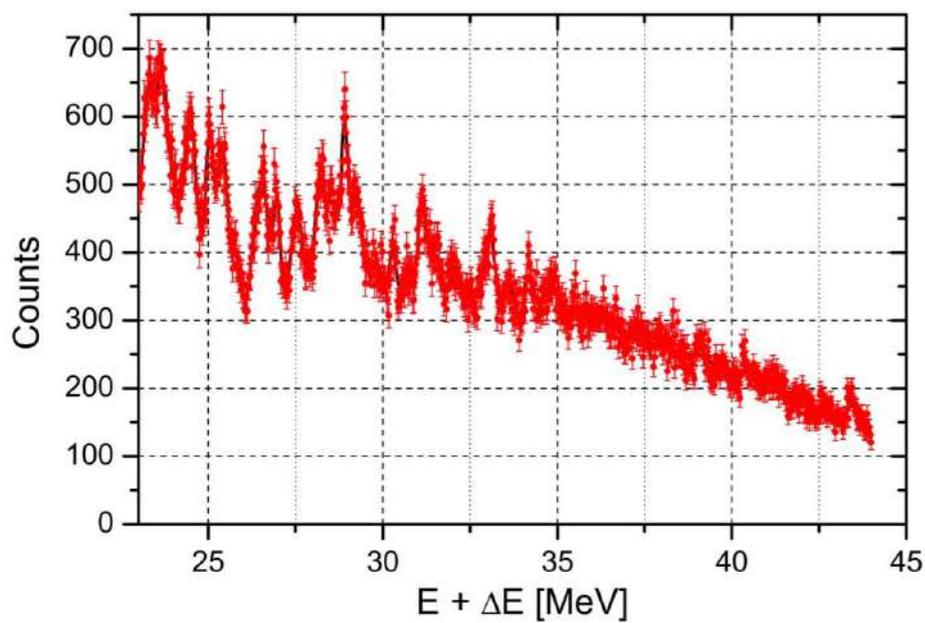


Рис. 50. Функция возбуждения полученная при рассеянии ^{40}Ar на гелии. Показан спектр, снятый с $\Delta E - E$ детектора [228].

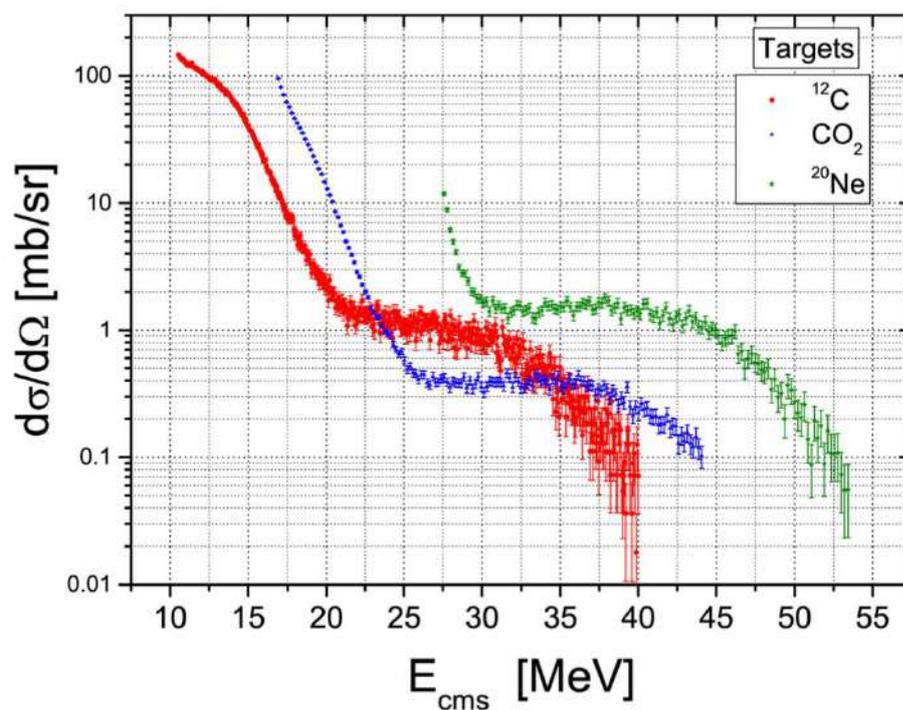


Рис. 51. Функция возбуждения полученная при рассеянии ^{40}Ar на ^{12}C , CO_2 и ^{20}Ne [228].

о молекулярных резонансах в системах, соответствующих ядрам fp оболочки и выше. Учитывая большой интерес к таким состояниям, их важность, в том числе и для астрофизических исследований, а также наличие обнадеживающих теоретических предсказаний, следует продолжить изучение таких структур.

В качестве заключения кратко рассмотрим ситуацию с более тяжелыми ядрами, не исследованными в данной работе. Как говорилось во Введении, одним из наиболее часто встречающихся примеров применения потенциальной модели при описании α -кластерных степеней свободы является ядро ^{44}Ti . Заселение α -частицей fp оболочки сверх замкнутого магического кора приводит к появлению хорошо выделенных вращательных полос, образующих расщепленный дублет. В данном случае, как указано при обсуждении полос в ядре ^{40}Ca , мы имеем ситуацию, аналогичную ядру неона.

Кластерные уровни в ядре ^{44}Ti изучались в реакции передач [223], упругом рассеянии α -частиц [229] и методами γ -спектрометрии [230]. Последнее исследование показало наличие в ^{44}Ti нескольких полос сложной структуры. По аналогии с ^{40}Ca , у титана нет “полной” низколежащей полосы отрицательной, наблюдаемые в ней состояния начинаются с уровня 3^- – самого низколежащего уровня с отрицательной четностью, хотя дальнейшее поведение интенсивностей переходов между состояниями характерно для вращательной полосы. Другим важным отличием от рассмотренных выше кластерных уровней является плохое соответствие закону $E^* \approx J(J+1)$. Для заполняющей fp оболочку α -частицы из условия Вильдермута 23 имеем $2N + L \geq 12$, в то время как разность энергий между 8^+ и 10^+ (1.162 МэВ) меньше разности между 8^+ и 6^+ (2.495 МэВ) и эта разность совсем мала для перехода между 12^+ и 10^+ и составляет всего 368 кэВ. Несмотря на это, на графике $E^*.vs.J(J+1)$ положение уровней будет описываться гладкой кривой, в двухчастичном приближении, соответствующей росту момента инерции.

Дело в том, что с точки зрения потенциальной модели момент инерции непостоянен и может как уменьшаться с ростом углового момента, так и увеличиваться. Первый процесс соответствует “вытеснению” частицы в периферийную область за счет растущего эффективного потенциала углового момента. Второй обусловлен убыванием числа узлов. На Рисунке 52 показано изменение

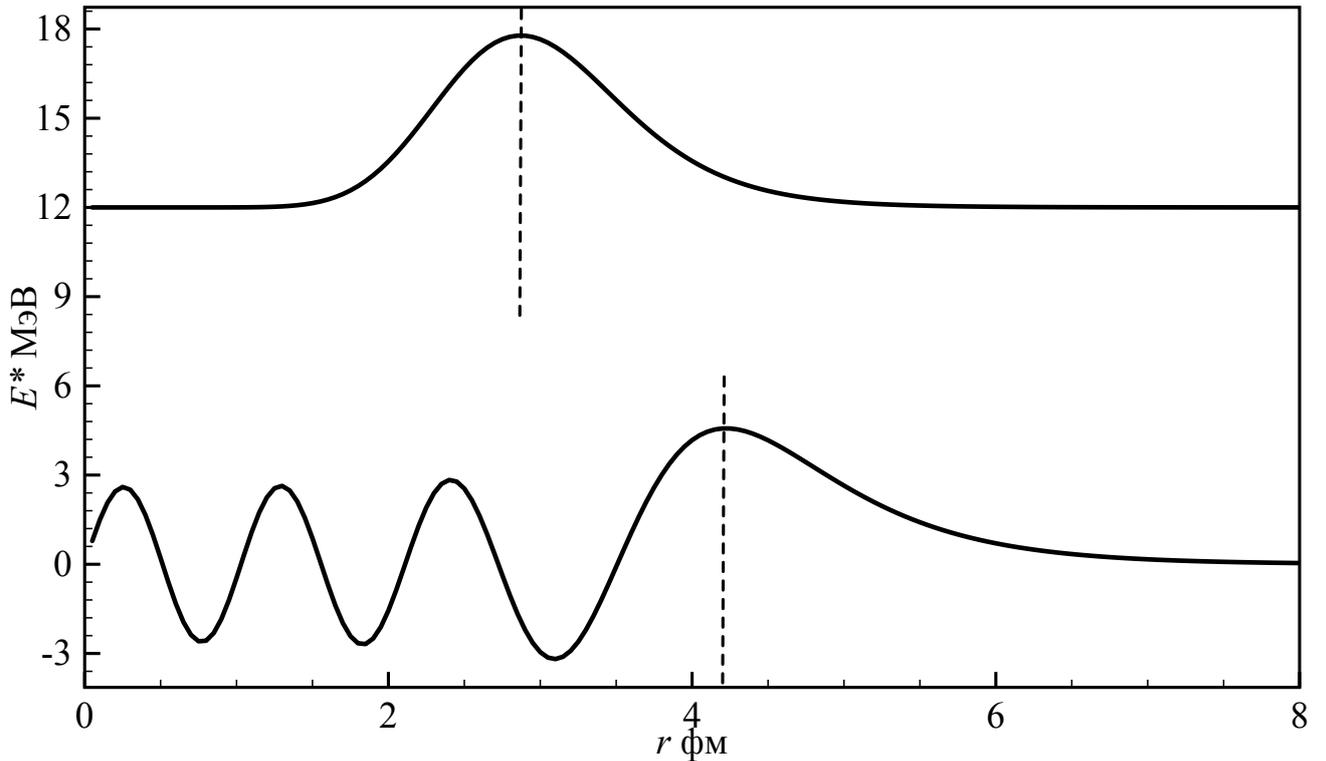


Рис. 52. Показаны волновые функции основного состояния 0^+ (внизу) и состояния 12^+ (сверху) для полосы с условием $2N + L = 12$. Пунктиром показано наиболее вероятное расстояние для системы кластер-кор.

волновой функции с убыванием числа узлов. Наличие сильно осциллирующей части в области перекрытия (для исключения запрещенных состояний), приводит к тому, что при малом числе узлов, частица оказывается ближе к ядру. Таким образом, если потенциал узкий и глубокий, то более эффективно действует первый процесс, а для широкого потенциала – второй.

В своей работе Пилт [108] выбрал узкий \cosh потенциал, который, хотя и описывал поведение графика $E^*.vs.J(J+1)$, но, как указал Окубо, не сочетался с условием Вильдермута [107]. Эта ошибка была исправлена как в указанной работе Окубо (для потенциала типа WS^2) так и в работе Пала и Ловаса [219], которые выбрали более широкий потенциал \cosh . Однако, все перечисленные выше работы предсказывали квадратичный рост энергии между уровнями и хорошо описывали только состояния с положительной четностью. Так, потенциал из работы [219] дает оценку для состояния 1^- 9.5 МэВ.

Если проводить аналогию с ядром неона, то мы должны наблюдать полосу отрицательной четности с потенциалом, который описывает состояния с положительной четностью. Если брать, как пример, рассмотренное выше яд-

ро ^{40}Ca , то, при отсутствии низколежащей “туннелирующей” полосы, должна наблюдаться полоса фрагментированных состояний.

В работе [76] рассматривался первый вариант. Используя потенциал $WS + WS^3$ были описаны состояния положительной четности (полоса от 0^+ до 8^+) и низколежащие состояния отрицательной четности, активно заселяющиеся в реакциях $^{40}\text{Ca}(^6\text{Li},d)$ и $^{40}\text{Ca}(^{16}\text{O},^{12}\text{C})$ - 1^- 6.25 МэВ, 3^- 7.37 МэВ и 5^- 9.46 МэВ. Для значения радиуса $R=4.33$ фм удалось также удовлетворительно описать ширины и интенсивности известных переходов. Однако для состояний 10^+ и 12^+ ошибка в положении уровней была значительной.

В работе [223] потенциальная модель применялась к тем же состояниям с положительной четностью (также не учитывая высокоспиновых состояния из-за большой ошибки), а в качестве состояний для полосы отрицательной четности были выбраны центры фрагментированных состояний, как и в работе [64,65] - 1^- 7.16 МэВ, 3^- 8.00 МэВ, 5^- 9.5 МэВ.

Подводя промежуточный итог, можно утверждать, что в области fp оболочек состояния имеющие структуру $\alpha \otimes \text{Кор}$ представлены не менее широко, чем для предыдущих оболочек. Более того, в рамках потенциальной модели Мерчантом было показано, что подобные состояния проявляются и для несамоспряженных ядер [231].

Как было показано выше, применение потенциала $WS + WS^3$ для ядер $^{16,18,20}\text{O}$ и $^{20,22}\text{Ne}$ позволило хорошо описать низколежащие вращательные полосы. Правильное значение полученного теоретически момента инерции показывает, что все рассмотренные состояния имеют очень большой вклад структуры вида $\alpha \otimes \text{кор}$. Это остается верным даже для ядра ^{20}O , где значение теоретического расщепления несколько больше экспериментального значения. Такая картина позволяет сделать предположение о более глобальном проявлении кластерной структуры в ядрах легкой и средней группы масс, имеющих нейтронный избыток [232].

Выделим известные на сегодняшний день низколежащие вращательные состояния α -кластерной природы, рассмотренные выше, в ядрах до титана включительно. На Рисунке 53 показана зависимость параметра момента инерции $\hbar^2/(2\Theta)$ где Θ – момент инерции ядра, от массового числа для известных низ-

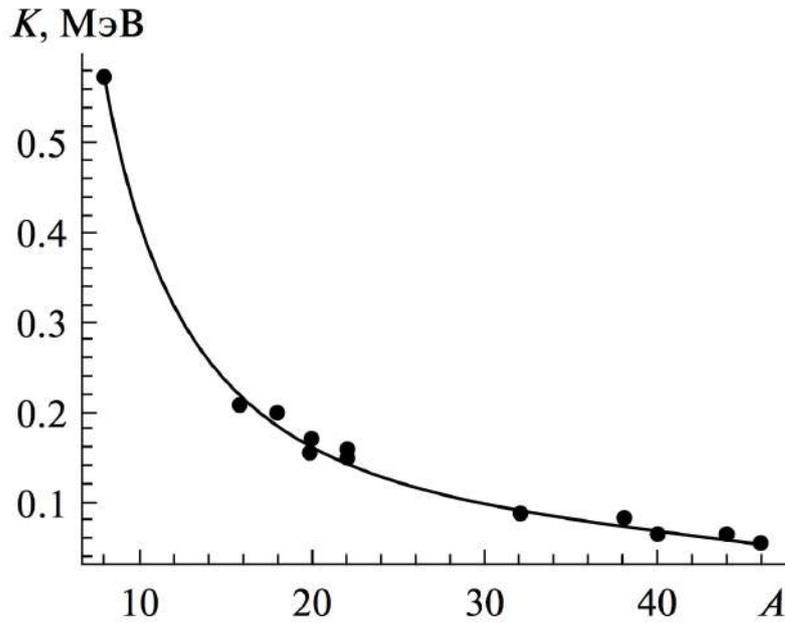


Рис. 53. Зависимость параметра момента инерции от массового числа [61]. Точками обозначены экспериментальные данные, сплошная линия – подгонка по формуле (80).

колежащих вращательных полос с положительной и отрицательной чётностями ядер ${}^8,{}^{10},{}^{11},{}^{12}\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16},{}^{18},{}^{20}\text{O}$, ${}^{20},{}^{22}\text{Ne}$, ${}^{32}\text{S}$, ${}^{36},{}^{38}\text{Ar}$, ${}^{40},{}^{42}\text{Ca}$, ${}^{46}\text{Ti}$, ${}^{44},{}^{48}\text{Cr}$. Данный результат был представлен в работе [61].

В случае, если структура всех приведенных вращательных полос может быть представлена в виде $\alpha \otimes \text{кор}$, то точки будут приблизительно располагаться на кривой, соответствующей следующей зависимости момента инерции от массового числа ядра:

$$\Theta = \Theta_1 + \Theta_2 + \frac{A_1 A_2}{A} R^2 m_0. \quad (80)$$

Здесь $A_{1,2}$ и $\Theta_{1,2}$ – соответственно массовые числа и моменты инерции кластера и кора, A – массовое число ядра, R – расстояние между кластером и кором, m – масса нуклона. Если предположить, что моменты инерции кластера и кора равны моментам инерции сферических ядер радиуса $R_{1,2} = r_0 \cdot A_{1,2}^{1/3}$ и расстояние между ними равно сумме радиусов $R = R_1 + R_2$, то уравнение (80) содержит только один свободный параметр r_0 , который для ядер данной группы масс обычно выбирается в диапазоне 1–1.2 фм. Проведя подгонку уравнения (80) по имеющимся экспериментальным данным, можно оценить значение r_0 , которое составляет 1.134 фм, что хорошо соответствует указанному диапазону. На правильность рассматриваемой трактовки указывает хорошее совпадение под-

гоночной кривой и точки, соответствующей параметру момента инерции для ядра ^8Be . Исключением является ядро ^{12}Be , у которого, из-за большого расстояния между α -частицами очень велик момент инерции (см. Таблицу 5). По этому признаку, вращательная полоса в этом ядре могла бы быть отнесена к молекулярным.

Следующими ядрами, когда α -частица заселяет состояние выше двух замкнутых оболочек, являются ^{94}Mo и ^{212}Po . Для обоих ядер хорошо известны низколежащие полосы состояний с положительной четностью и они очень плохо соответствуют закону $E^* \approx J(J + 1)$. Попытки обнаружить состояния с отрицательной четностью, которые можно было бы идентифицировать как α -кластерную полосу были сделаны в работе [223] в реакции $^{90}\text{Zr}(^6\text{Li},d)^{94}\text{Mo}$. Однако результат оказался неудовлетворительным - спектр был сильно загрязнен состояниями ^{16}O и ^{20}Ne и идентифицировать какие-либо интенсивные уровни с отрицательной четностью не представлялось возможным. Следует отметить, что при исследовании γ -спектров в этом ядре была найдена полоса с состояниями отрицательной четности, достигающих угловых моментов порядка 17 и, подобно аналогичной полосе у ядра ^{44}Ti , она не имеет низкоспиновых состояний.

Тем не менее полосы в ^{94}Mo и ^{212}Po были рассмотрены в рамках потенциальной модели в работах [112, 233] с потенциалами \cosh и $WS + WS^3$. Было показано, что хотя и нельзя удовлетворительно описать распределение всех уровней, тем не менее модель предсказывает примерное положение некоторой части уровней и позволяет оценить периоды полураспада [234].

Следует отметить, что, несмотря на успешное применение потенциала, использовавшегося для описания кластерных состояний в широком диапазоне масс, в данном случае, аналогия между кластерными полосами в тяжелых и легких ядрах не полна. Как было показано в [232], среднеквадратичное расстояние между кластером и кором сильно зависит от массового числа, так что даже для соседних изотопов не выполняется простое соответствие между моментом инерции и разностью энергий возбуждения, обнаруженное нами в [62], когда нормированное отношение энергий уровней с различными спинами пропорционально приведенной массе рассматриваемых ядер. Данный факт подтверждает

предположение об α -кластерной природе низколежащих вращательных полос рассматриваемых ядер.

Таким образом можно видеть, что наличие добавочных нейтронов не только не уменьшает вклад кластерных конфигураций в возбужденные состояния, но приводит к увеличению доступных комбинаций благодаря их различным способам включения.

Рассмотренные выше примеры проявления кластерных степеней свободы касаются во-первых только α -кластеров, а во-вторых, относятся именно к проблеме структуры ядра. В данной главе мы рассмотрим возможность существования более тяжелых кластеров и применительно к ядерным реакциям.

Как было сказано во введении, одной из задач перехода к кластерному рассмотрению структуры ядра является уменьшение числа переменных и стремление свести задачу к двухчастичной. Разумеется, подходит не любое разбиение и иногда процесс выбора кластера нетривиален. Один из интересных и эффективных подходов к решению данной проблемы для тяжелых ядер предложил Бак [235]. Для этого вводилась функция от заряда и массы кора (Z_1, A_1) и кластера (Z_2, A_2) :

$$D(Z_1, A_1, Z_2, A_2) = [B_A(Z_1, A_1) - B_L(Z_1, A_1)] + [B_A(Z_2, A_2) - B_L(Z_2, A_2)], \quad (81)$$

где B_A - энергия связи соответствующего ядра, а B_L - энергия связи, рассчитанная на основе модели жидкой капли. Далее полученная функция усредняется по соседним значениям и строится, как функция усредненного заряда. Достижение этой функцией максимума означает, что ядру энергетически "выгодно" такое разбиение. Часто данная функция имеет несколько максимумов [109]. Вводя потенциал взаимодействия кластера и кора (обычно $WS + WS^3$) можно рассчитывать положение уровней вращательных полос, интенсивности перехода, времена жизни. Такая модель применима только к достаточно тяжелым ядрам, так что использование правила Вильдермута уже достаточно затруднительно. В работе [236] для определения величины $G = 2N + L$ было предложено альтернативное выражение:

$$G = \frac{0.88A_1A_2}{(A_1 + A_2)^{2/3}}. \quad (82)$$

Данный подход позволил описать большое число вращательных полос тяжелых ядер, возникающих вследствие кластеризации [237].

Другим, очень важным случаем проявления кластеризации в средних и тяжелых ядрах, преимущественно, принадлежащих *sd* оболочкам (и выше), по аналогии с диаграммой Икеды, является возникновение молекулярных резонансов. По определению, *ядерная молекула* – система из двух ядер (или более), связанных квазимолекулярным потенциалом [238]. С микроскопической точки зрения такие системы могут возникать в том числе и в случае, если имеется нуклон (нуклоны), чьи орбитали расположены вокруг обоих ядер, подобно ковалентным связям в молекулах. Ранее мы описывали такие конфигурации, когда в качестве кластера рассматривалась α -частица. В данном разделе нас интересует проявление молекулярной структуры, возникающее при рассеянии тяжелых ионов – явление *молекулярных резонансов*.

В работе Грайнера [238] отмечалось, что “ядерные молекулы являются наиболее ярко выраженным проявлением кластеризации в настоящий момент”. Учитывая, что наблюдать в эксперименте такие состояния мы можем лишь в случае отсутствия сильного поглощения, наиболее отчетливо молекулярные свойства проявляются при изучении рассеяния хорошо связанных ядер, с массовым числом от 12 до 28. Например, $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$, $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$, $^{16}\text{O}+^{28}\text{Si}$, $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$, хотя существуют предсказания даже для таких гигантских молекул, как $^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$ [239].

На сегодняшний день известно достаточно большое количество резонансов в рассеянии самоспряжённых ядер, хотя точного понимания, являются ли все такие резонансы “молекулярными”, нет. Чисто феноменологически наилучшим образом их может описать систематика, предложенная Аббонданно в работе [105]. Именно с ней мы будем сравнивать полученные нами результаты.

Приведенные выше примеры молекулярных состояний достаточно хорошо изучены, в данном разделе мы опишем экспериментальные исследования таких состояний в нейтроноизбыточных ядрах и проявление “тяжелой” кластеризации при распаде возбужденных состояний.

Глава 4. Передача кластера в упругом рассеянии

Обычно, в реакциях взаимодействия тяжелых ионов важную роль играет процесс образования компаунд-ядра с последующим испарением легких частиц и испусканием γ -квантов. В случае легких ядер, особенно самосопряжённых, картина несколько усложняется благодаря наличию в таких системах молекулярных резонансов, радужного рассеяния и других важных и интересных для исследования особенностей. Одной из таких особенностей является реакция упругой передачи. Этот вопрос упоминался ранее в Главе 3.

Общий подход к реакциям передачи был рассмотрен в Главе 1. Ограничимся случаем, когда сталкиваются два ядра и структуру одного можно представить как $A + a$, а другого, как A . Тогда возможен процесс передачи a , причем, как очевидно, в выходном канале останется тот же набор ядер, что и во входном, как и в случае простого упругого рассеяния:

$A + (A + a) = A + (A + a)$ - упругое рассеяние

$A + (A + a) = (A + a) + A$ - упругая передача

Схематически эти два случая проиллюстрированы на Рисунке 54. В силу неразличимости частиц, мы не можем сделать вывод, произошла ли в данном конкретном случае передача или нет, однако для получения полной амплитуды процесса мы должны учесть и амплитуду передачи. Так как в системе центра масс угол между рассеянными частицами связан выражением $\theta_A = \pi - \theta_B$, где B обозначает систему $(A + a)$, полная амплитуда может быть записана в виде:

$$|f_{tot}(\theta_B)|^2 = |f_{el}(\theta_B) + (-)^A f_{tr}(\pi - \theta_B)|^2. \quad (83)$$

Рассмотренная ситуация часто встречается в физике рассеяния при описании процессов взаимодействия: обмен электроном в молекулярном рассеянии, нейтроном, в рассеянии ядер и π -мезоном при рассеянии ядерных частиц.

Одним из интересных и проверяемых на практике следствий наличия хорошо выраженных кластерных степеней свободы является повышение сечения рассеяния в области задних углов, обусловленное передачей кластера. Таким образом, при исследовании важнейших реакций, позволяющих изучать возникновение молекулярных резонансов ($^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$, $^{16}\text{O} + ^{20}\text{Ne}$) для описания углово-

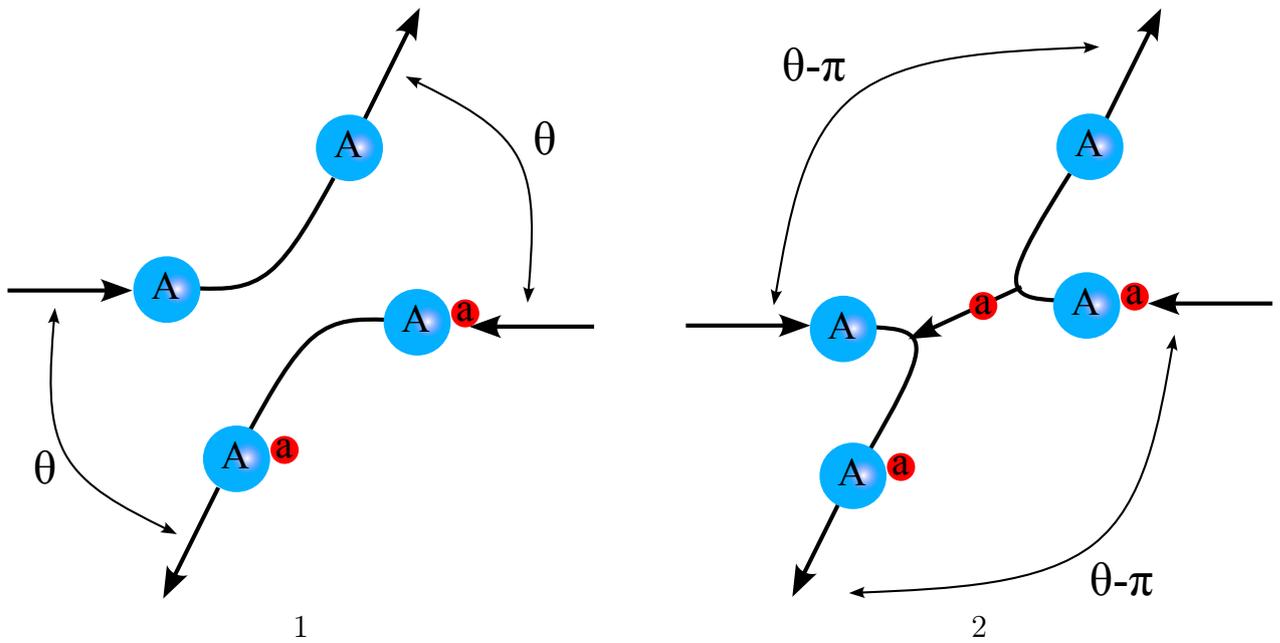


Рис. 54. 1 – Упругое рассеяние 2 – Упругая передача.

го распределения упругого рассеяния нам необходимо учитывать передачу α -частицы. Учитывая тот факт, что именно из анализа упругого рассеяния в рамках оптической модели мы можем извлечь потенциалы взаимодействия, важные для анализа реакций, связанных с перераспределением нуклонов, учет процессов упругой передачи является необходимым шагом для корректного определения этих потенциалов. В данной главе мы кратко обсудим полученные результаты с кластерной точки зрения.

В нашей работе были экспериментально исследованы реакции, связанные с упругой передачей α -частицы $^{16}\text{O}+^{20}\text{Ne}$ и $^{10,11}\text{B}+^{15}\text{Ne}$.

4.1. Реакция $^{16}\text{O}+^{20}\text{Ne}$

Интересной с точки зрения изучения реакции упругой передачи является реакция упругого рассеяния $^{16}\text{O}+^{20}\text{Ne}$, где обмен α -частицей также дает значительное увеличение сечения под большими углами в задней полусфере [240]. Впервые такая реакция была изучена в работе [241] в угловом диапазоне $\leq 156^\circ$ в системе центра масс, где было отмечено сильное возрастание сечения под большими углами.

Поскольку, с точки зрения изучения реакции упругой передачи, нас интересуют именно большие углы, мы выполнили эксперимент по изучению упругого рассеяния ^{16}O на ^{20}Ne в пределах $\leq 156^\circ$ в системе центра масс. Измерения были выполнены на пучке ^{20}Ne в циклотронной лаборатории Варшавского универси-

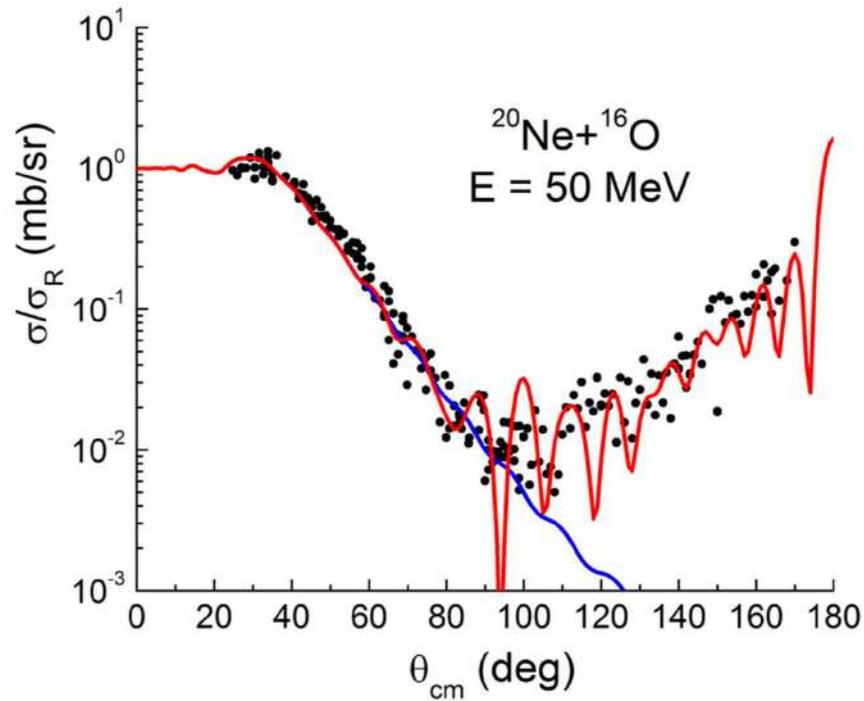


Рис. 55. Угловое распределение упругого рассеяния ^{16}O на ^{20}Ne [242]. Синяя и красная линии – расчет без учета и с учетом передачи α -частицы, соответственно.

тета. Энергия пучка составляла 2.5 МэВ/А. Рассеянные частицы регистрировались газовыми $\Delta E - E$ телескопами системы ICARE, их разрешение составляло 700 кэВ. Мишень была выполнена в виде самоподдерживающейся фольги оксида алюминия Al_2O_3 , толщиной 150 мг/см². Детали работы представлены в статье [242].

Измерения показали, что угловое распределение имеет типичную, с точки зрения оптической модели структуру в передней полусфере и значительное возрастание сечения в задней полусфере. Полученное угловое распределение показано на Рисунке 55.

Экспериментальные данные в передней полусфере были проанализированы в рамках оптической модели, как показано на Рисунке, в то время как сечение, включающее в себя механизм упругой передачи было получено с использованием программы FRESKO [161]. Значения оптического потенциала приведены в Таблице 20.

4.2. Реакция $^{10,11}\text{B} + ^{15}\text{N}$

Как было показано, ядро ^{20}Ne является “хорошими” кластерным ядром. Однако, упругая передача α -частицы может идти и в случае других ядер. Рас-

Таблица 20. Параметры потенциала для реакции $^{12}\text{C}+^{20}\text{Ne}$ [242].

V_0 МэВ	r_r фм.	a_r фм.	W_0 МэВ	r_i фм.	a_i фм.
100.0	1.20	0.49	35.0	1.31	0.49

смотрим две реакции упругого рассеяния:

1. $^{15}\text{N}(^{11}\text{B}, ^{11}\text{B})^{15}\text{N}$
2. $^{15}\text{N}(^{10}\text{B}, ^{10}\text{B})^{15}\text{N}$

Процесс упругой передачи может идти только в первом случае (если пренебречь возможностью передачи кластера ^5He) и, соответственно, сечение второй реакции под большими углами может быть в первом приближении описано оптической моделью, а для первой понадобится учет упругой передачи и сложение амплитуд по формуле (83).

Эксперимент был выполнен в циклотронной лаборатории Варшавского университета. Пучок ^{15}N с энергией 43 МэВ падал на мишени ^{10}B и ^{11}B с плотностью 0.15 мг/см² и 0.25 мг/см², соответственно. Регистрация частиц проводилась системой газовых телескопов ICARE. Угловое распределение рассеянных ядер ^{15}N измерялось угловом диапазоне 5° - 40° в лабораторной системе. Для получения данных о сечении при больших углах, изучались распределения ядер ^{10}B и ^{11}B . Детали эксперимента изложены в работе [52].

Для анализа в рамках оптической модели и DWBA использовались потенциалы Вудс-Саксона WS (24) и двойной свертки $F2$ (29), мнимая часть в обоих случаях учитывалась Вудс-Саксоном.

В случае потенциала двойной свертки для нуклон-нуклонного взаимодействия $V_{NN}(r)$ использовался потенциал CDM3Y6, основанный на потенциале МЗУ-Paris [98, 243]. Распределение плотности в ядрах вычислялось в приближении МНО (Modified Harmonic Oscillator) [244]:

$$\rho(r) = \rho_0 \left[1 + \alpha \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right] \exp \left[- \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right], \quad (84)$$

где параметры ρ_0 , a и α даны в Таблице 21.

Параметры оптического потенциала Вудса-Саксона для реакции $^{15}\text{N}(^{11}\text{B}, ^{11}\text{B})^{15}\text{N}$ приведены в Таблице 22. При расчетах с действительной

Таблица 21. Параметры распределения плотности [244].

Ядро	ρ_0	a	α
^{10}B	0.1818	1.71	0.837
^{11}B	0.1818	1.69	0.811
^{15}N	0.158	1.81	1.25

частью в виде двойной свертки, мнимая часть имела ту же параметризацию, как и для реального Вудса-Саксона. Параметры оптического потенциала Вудса-Саксона для реакции $^{15}\text{N}(^{10}\text{B},^{10}\text{B})^{15}\text{N}$ приведены в Таблице 23. В этом случае, при использовании потенциала двойной свертки мнимая часть потенциала указана во второй строке таблицы. Радиус вычислялся по формуле $R = r_{r,i}(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$, где $A_{1,2}$ - массовые числа налетающего ядра и мишени.

Таблица 22. Параметры потенциала для реакции $^{15}\text{N}(^{11}\text{B},^{11}\text{B})^{15}\text{N}$.

V_0 МэВ	r_r фм.	a_r фм.	W_0 МэВ	r_i фм.	a_i фм.
200.0	0.79	0.75	11.0	1.25	0.75

Таблица 23. Параметры потенциала для реакции $^{15}\text{N}(^{10}\text{B},^{10}\text{B})^{15}\text{N}$.

V_0 МэВ	r_r фм.	a_r фм.	W_0 МэВ	r_i фм.	a_i фм.
205.7	0.79	0.831	8.48	1.25	0.95
-	-	-	9.94	1.25	0.97

Полученные в эксперименте угловые распределения и модельные расчеты приведены на Рисунках 56 и 57.

Для анализа в рамках DWBA реакции упругой передачи спектроскопическая амплитуда выбиралась равной 0.435. Волновые функции относительного движения α -частицы вычислялись для потенциала WS , когда радиус вычислялся для значения $r_0=1.25$ фм и диффузности $a = 0.65$ фм. Глубина потенциала выбиралась из условия воспроизведения энергии связи. Число узлов волновой функции выбиралось согласно условию Вильдермута, формула (23).

Из полученных результатов можно сделать вывод о важности учета процесса передачи при извлечении параметров оптического потенциала из реакции упругого рассеяния для использования их в более сложных случаях, связанных

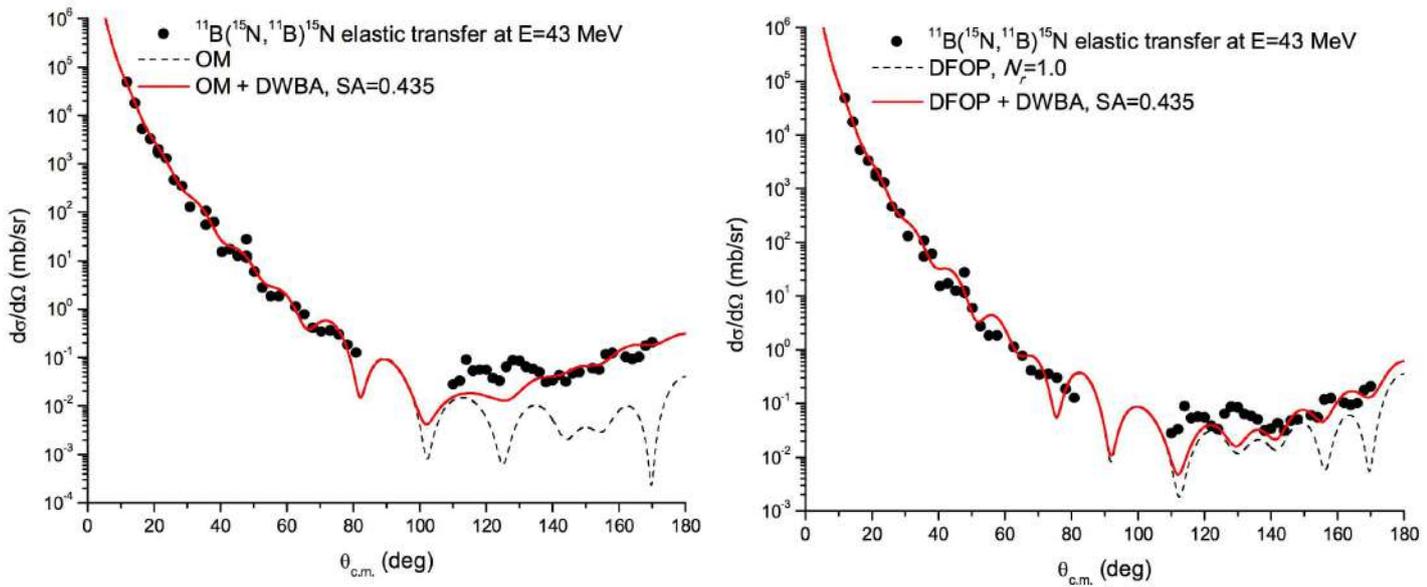


Рис. 56. Угловое распределение упругого рассеяния $^{15}\text{N}(^{11}\text{B}, ^{11}\text{B})^{15}\text{N}$. Слева показан случай использования потенциала WS , справа фолдинг-потенциал [52].

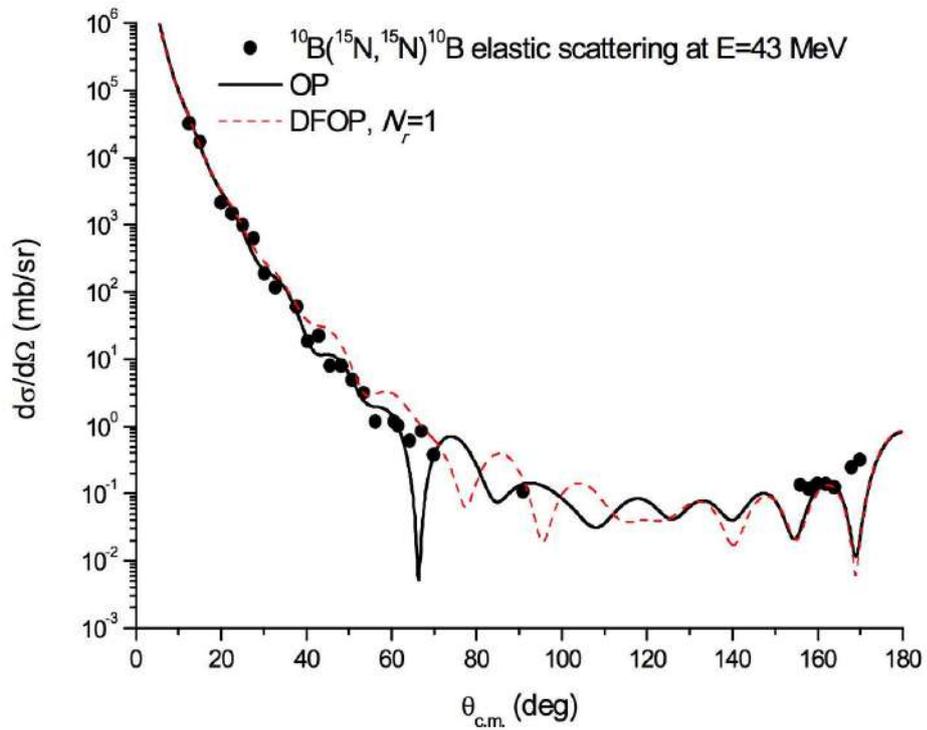


Рис. 57. Угловое распределение упругого рассеяния $^{15}\text{N}(^{10}\text{B}, ^{10}\text{B})^{15}\text{N}$ [52].

с процессами перераспределением нуклонов. Это остается верным и в том случае, если ядра не самоспряжённые. Например, рассмотренная реакция упругого рассеяния $^{15}\text{N}(^{11}\text{B}, ^{11}\text{B})^{15}\text{N}$ [52] важна для извлечения потенциала взаимодействия ^{11}B и ^{15}N . Это позволит изучить неупругие каналы $^{15}\text{N}(^{11}\text{B}, ^{16}\text{O})^{10}\text{Be}$ и $^{15}\text{N}(^{11}\text{B}, ^{14}\text{C})^{12}\text{C}$. А эти реакции, в свою очередь, позволяют оценить важные, с астрофизической точки зрения, для правильного анализа реакций цикла CNO, процессы захвата протона ядрами ^{15}N и ^{14}C .

Глава 5. Реакции с вылетом тяжелых кластеров

Как уже отмечалось при обсуждении кластерных состояний в ядре ^{40}Ca , одним из важных способов исследования структуры ядер является изучение образования компаунд-систем с последующим испарением легких частиц (протонов, нейтронов и легких ионов) и спектрометрией γ -переходов. Однако для анализа свойств образующихся структур необходимо иметь, по крайней мере, качественное описание протекающих реакций. На сегодняшний день известно достаточно большое количество видов распада с проявлением кластерных степеней свободы, начиная от привычного α -распада и заканчивая тяжелой экзотикой. Однако точные квантовомеханические расчеты в ряде случаев затруднены. Учитывая большую важность таких процессов, можно сделать вывод о необходимости экспериментального изучения для последующей теоретической оценки. Таким образом, для изучения именно кластерной составляющей в выходных каналах реакций, кроме очевидного и достаточно хорошо экспериментально изученного случая выхода α -частиц нужно рассмотреть ядра, в которых вклад в структуру кластерной конфигурации очень велик. Как можно видеть из списка “хороших” кластерных ядер (не слишком тяжелых для высокой интенсивности их наблюдения в выходном канале) - это ядра ^8Be в основном состоянии и ^{12}C , находящийся в “хойловском” состоянии 0^+ с энергией возбуждения 7.65 МэВ.

Важность изучения таких выходных каналов, кроме того, обусловлена тем, что остаточное, ядро, в данном случае, может быть в состоянии, которое недостижимо при наблюдении выходных каналов лишь с легкими частицами. Это существенно при изучении высокоспиновых состояний, поскольку, например, протон, унося сравнительно большую энергию, уносит небольшой момент, так что канал будет “закрыт”, если остаточное ядро окажется под ираст-линией. В настоящее время имеется широкий спектр экспериментальных подходов для изучения таких реакций. Например, описанная выше наша работа по регистрации ^8Be при изучении уровней ^{18}O основывалась на отборе событий по инвариантному спектру масс, что позволяло эффективно выделять α -частицы от распада ядра ^8Be (как было описано ранее при изучении ядра ^{18}O).

Данный эксперимент был выполнен в ускорительной лаборатории Леня-

ро, Италия. Экспериментальная установка состояла из системы кремниевых $\Delta E - E$ детекторов, охватывающих 64% от полной поверхности в 4π стерадиан и защищенных от тяжелых осколков алюминиевой фольгой $14\mu\text{м}$ и γ - спектрометра на основе детекторов из сверхчистого германия. Детальное описание экспериментальной установки изложено в работе [245]. Главной особенностью данной работы была геометрия эксперимента, позволяющая регистрировать экзотические каналы с выходом тяжелых ионов. Для обоих рассматриваемых выходных каналов (${}^8\text{Be}$ и ${}^{12}\text{C}^*$) ядра находились в состояниях, лишь незначительно превышающих энергию распада, таким образом, разлет кластеров осуществлялся в очень малом телесном угле, так что продукты реакции преимущественно попадали в один телескоп.

Для наших целей были выбраны две реакции:

1) ${}^{13}\text{C}({}^{18}\text{O}, {}^8\text{Be}){}^{23}\text{Ne}$. Энергия пучка составляла 100 МэВ. Допускалась возможность, как исследования каналов с выходом α -частиц, так и спектроскопия состояний ядер неона. В силу невысокой энергии первого возбужденного состояния бериллия, в спектре могла наблюдаться его небольшая примесь.

2) ${}^{24}\text{Mg}({}^{28}\text{Si}, {}^{12}\text{C}^*){}^{40}\text{Ca}$. Энергия пучка составляла 130 МэВ. Также в этом эксперименте допускалась возможность регистрации ${}^8\text{Be}$.

Вследствие защиты телескопов фольгой, ядра тяжелее лития не долетали до детектора. Однако, поскольку для ${}^{12}\text{C}^*$ и ${}^8\text{Be}$ в полете происходит распад, отдельные частицы этих ядер могут быть зарегистрированы. С другой стороны, относительные импульсы этих частиц настолько малы, что детектор “воспринимает” их попадание как одно событие, располагая на соответствующем локусе. Полученные в работе $\Delta E - E$ спектры для обеих реакций приведены на Рисунке 58. На них хорошо видны локусы, соответствующие протонам, дейтронам, тритонам и α -частицам, а также полученные локусы для зарегистрированных несвязанных состояний ${}^8\text{Be}$ и ${}^{12}\text{C}^*$.

Сравним интенсивности попадания нескольких α -частиц в один детектор с интенсивностью их попадания в разные детекторы. Пусть у нас имеется N идентичных детекторов, а их эффективность $-\Omega$. Обозначим M число некоррелированных α -частиц, попадающих в p детекторов. Если несколько частиц попадает в один детектор, это рассматривается как общее событие. Тогда веро-

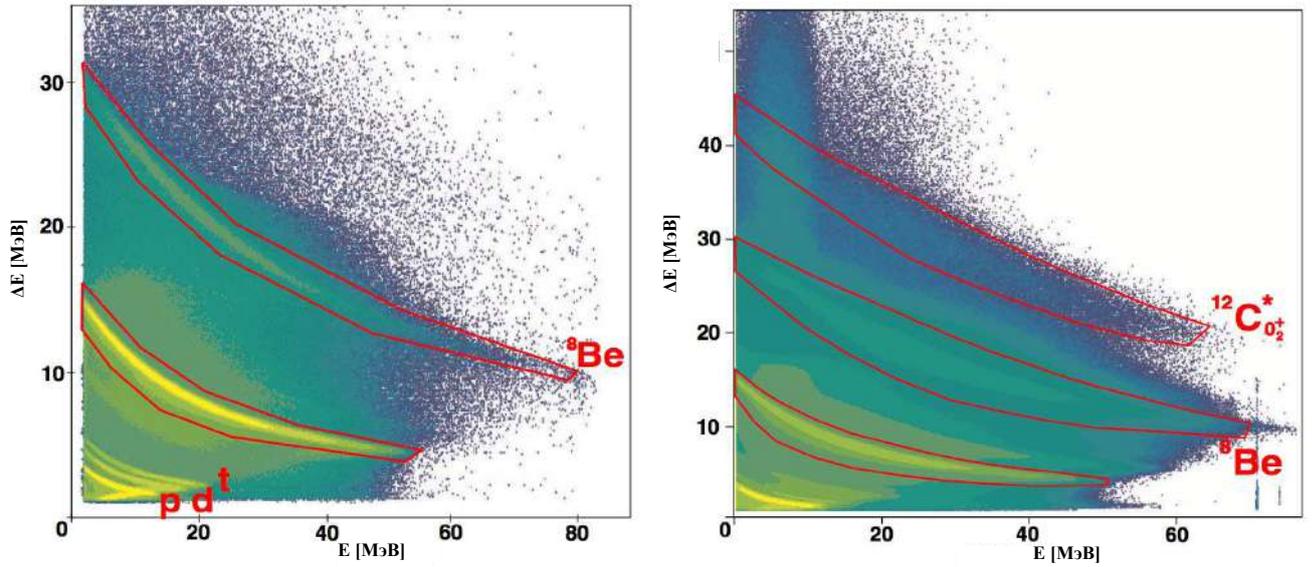


Рис. 58. $\Delta E - E$ спектры для реакций $^{13}\text{C}(^{18}\text{O}, ^8\text{Be})^{23}\text{Ne}$ (слева) и $^{24}\text{Mg}(^{28}\text{Si}, ^{12}\text{C}^*)^{40}\text{Ca}$ (справа) [47]. Показаны соответствующие локусы. Тень при малых значениях энергии частиц обусловлена перегрузкой аппаратуры из-за высоких интенсивностей легких частиц.

ятность сработать p из N детекторов равна:

$$P_N^p = \sum_{k=p}^N P_N^k \cdot P(kp). \quad (85)$$

Первый множитель - вероятность, что каждая частица попадет к какой-нибудь детектор, составляет $N\Omega$ - полная эффективность. Вторым множителем обозначает распределение k частиц по N детекторам. Вероятность, что k из M частиц попадут в какой-нибудь детектор равна [246]:

$$P_N^k = \binom{M}{k} (N\Omega)^k (1 - N\Omega)^{M-k}. \quad (86)$$

Для учета полной эффективности нам нужно перейти от системы центра масс в лабораторную систему, что обеспечивается ее домножением на якобиан - кинематическое преобразование, часто используемое для перехода между системами отсчета при определении сечения. Поскольку якобиан для разных каналов различен, будем обозначать полученные эффективности с указанием соответствующего продукта реакции.

В данной работе мы оценивали отношение выходов для различных каналов. Приведем соответствующие выкладки для интересующих нас каналов.

Канал 2α

Вероятность детектирования двух α :

$$P_2^2 = (N\Omega_\alpha)^2. \quad (87)$$

Вероятность попадания двух α -частиц в различные детекторы:

$$(P_2^2)_s = N(N-1)\Omega_\alpha^2. \quad (88)$$

Тогда вероятность регистрации двух частиц в одном детекторе составит:

$$(P_2^2)_d = P_2^2 - (P_2^2)_s = N\Omega_\alpha^2, \quad (89)$$

и отношение вероятности зарегистрировать две α -частицы в одном детекторе к вероятности их попадания в разные детекторы составит:

$$\frac{(P_2^2)_d}{(P_2^2)_s} = \frac{1}{N-1}. \quad (90)$$

Канал ${}^8\text{Be}$

Аналогично, вероятность регистрации ${}^8\text{Be}$ составит:

$$P_{8\text{Be}} = N\Omega_{8\text{Be}}. \quad (91)$$

Ее отношение к вероятности регистрации двух α -частиц в двух детекторах будет:

$$\frac{P_{8\text{Be}}}{(P_2^2)_s} = \frac{\Omega_{8\text{Be}}}{(N-1)\Omega_\alpha^2}. \quad (92)$$

Канал 3α

Для канала ${}^{12}\text{C}^*$ мы имеем регистрацию трех α -частиц из трех. Так что:

$$P_3^3 = (N\Omega_\alpha)^3. \quad (93)$$

И для вероятности попадания трех α -частиц в различные детекторы:

$$(P_3^3)_s = N(N-1)(N-2)\Omega_\alpha^3, \quad (94)$$

так что для попадания трех α -частиц в один детектор имеем:

$$(P_3^3)_d = P_3^3 - (P_3^3)_s = N(3N - 2)\Omega_\alpha^3. \quad (95)$$

Отношение вероятности попадания трех α -частиц в один и в три различных детектора составит:

$$\frac{(P_3^3)_d}{(P_3^3)_s} = \frac{3N - 2}{(N - 1)(N - 2)}. \quad (96)$$

Канал $^{12}\text{C}^*$

В этом случае три α -частицы попадают в один детектор.

$$P_{12C} = N\Omega_{12C}. \quad (97)$$

и отношение вероятностей попадания α -частиц от распада ^{12}C в один детектор к числу α -частиц, попавших в три детектора составит:

$$\frac{P_{12C}}{(P_3^3)_s} = \frac{\Omega_{12C}}{(3N - 2)\Omega_\alpha^3}. \quad (98)$$

Следует отметить еще одну важную особенность кинематики данного эксперимента. Поскольку относительный импульс частиц в системе центра масс мал, именно такие частицы и наполняют соответствующий локус (^8Be или $^{12}\text{C}^*$). Иными словами, энергии всех альфа частиц равны и составляют половину или одну треть от полной, в зависимости от канала. Для случайных частиц, попадающих в один детектор это равенство уже не выполняется и частица “уходит” с соответствующего локуса. Если, как в случае двух α -частиц, вероятности таких событий не слишком мала, то это приведет к фону, искажающему локус. На Рисунке 59 этот факт проиллюстрирован в Монте-Карло симуляции. Показан “идеальный” бериллиевый локус (черные кружки) и случайные α -частицы (белые кружки). Получающийся “горб” хорошо виден над локусом бериллия слева на Рисунке 58.

Детальное описание экспериментальной процедуры данного исследования приведено в нашей работе [47]. Рассмотрим наиболее интересные результаты.

Для сравнения выходов ядер ^8Be или ^{12}C был построен энергетический спектр, содержащий события, отвечающие регистрации двух или трех α -частиц, соответственно. Для данных спектров была выполнена нормировка числа собы-

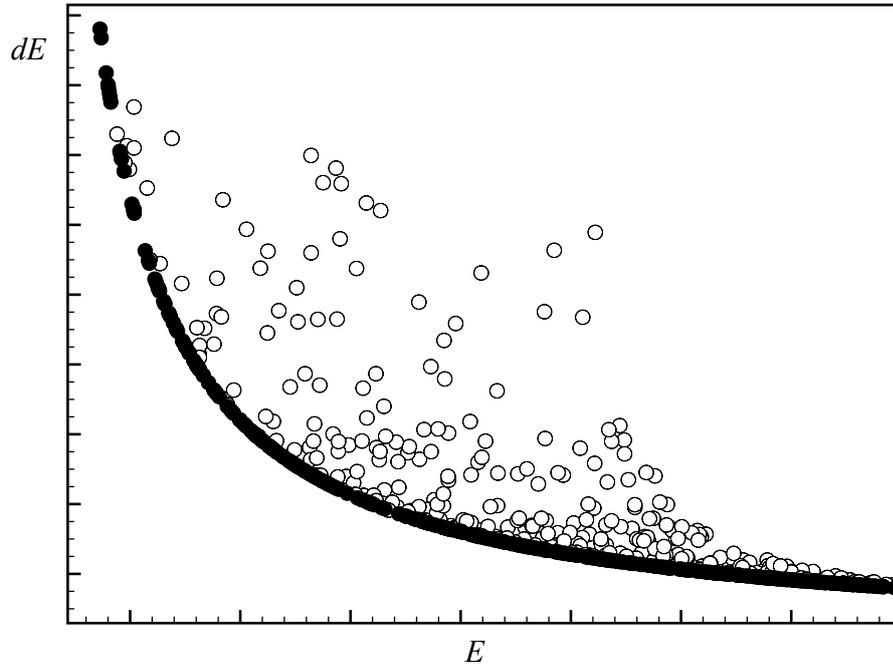


Рис. 59. Положение кинематического $\Delta E - E$ локуса для ${}^8\text{Be}$ (черные кружки) и случайные совпадения (белые кружки).

тий и энергий. Результаты представлены на Рисунках 60 и 61. Для сравнения спектра ${}^8\text{Be}$ были проведены кинематические расчеты, учитывающие различия в реакциях ${}^{13}\text{C}({}^{18}\text{O}, {}^8\text{Be}){}^{23}\text{Ne}$ и реакцией ${}^{13}\text{C}({}^{18}\text{O}, \alpha){}^{27}\text{Mg}$. Для расчетов использовалось значение якобиана:

Выход α $\mathcal{J}=1.9$, выход ${}^8\text{Be}$ $\mathcal{J}=2.7$ (реакция ${}^{13}\text{C}+{}^{18}\text{O}$).

Выход α $\mathcal{J}=2.1$, выход ${}^{12}\text{C}$ $\mathcal{J}=3.0$ (реакция ${}^{28}\text{Si}+{}^{24}\text{Mg}$).

Для сравнения спектров будем использовать формулу (92), тогда можно записать:

$$\frac{N_{8\text{Be}}^*}{N_{2\alpha}^*} = \frac{N_{8\text{Be}}}{N_{2\alpha}} \frac{1}{(N-1)} \frac{\mathcal{J}_{8\text{Be}}}{\epsilon^* \mathcal{J}_\alpha^2}, \quad (99)$$

здесь ϵ^* – эффективность детекторов с учетом геометрии, $N_{8\text{Be}}^*$ и $N_{2\alpha}^*$ – экспериментальные интенсивности в соответствующих каналах с учетом эффективности детектора в лабораторной системе отсчета, а $N_{8\text{Be}}$ и $N_{2\alpha}$ – истинные значения интенсивностей. Аналогично для сравнения с тремя α -частицами:

$$\frac{N_{12\text{C}^*}^*}{N_{3\alpha}^*} = \frac{N_{12\text{C}^*}}{N_{3\alpha}} \frac{1}{(3N-2)} \frac{\mathcal{J}_{12\text{C}^*}}{\epsilon^{*2} \mathcal{J}_\alpha^3}, \quad (100)$$

где значения выбраны аналогично предыдущей формуле. Таким образом, мы

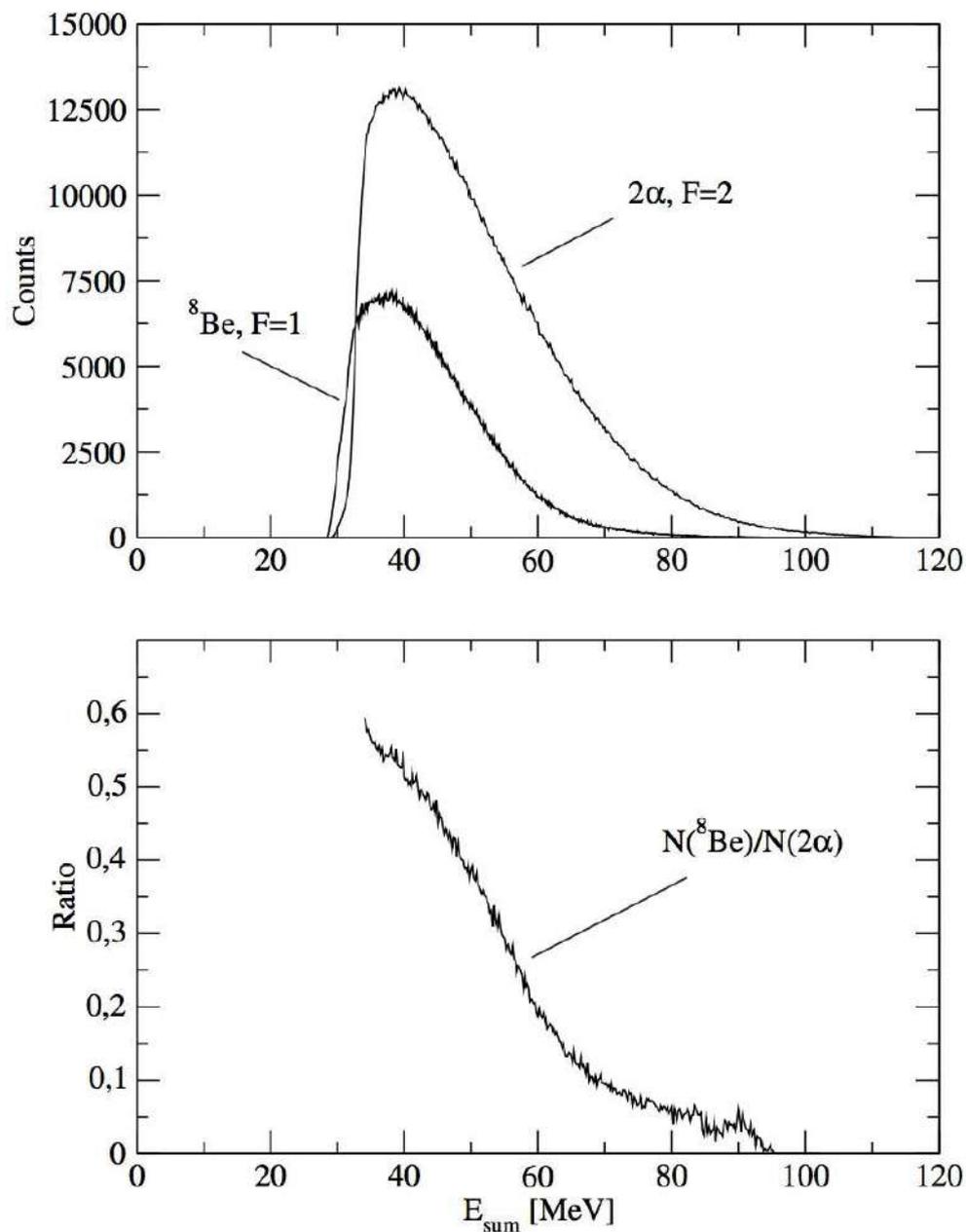


Рис. 60. Сверху показано сравнение спектров некоррелированных двух α -частиц и ядер ${}^8\text{Be}$. Снизу приведено отношение их интенсивностей [47].

можем сравнивать энергетические спектры для вылета тяжелых кластеров с каналами выхода α -частиц. Например, для канала 2α возникает фактор, равный двум, из-за сложения интенсивностей регистрируемых частиц, что позволяет учесть случай их различных энергий. Аналогичная процедура была выполнена и для канала с тремя α -частицами.

При анализе спектров (Рисунки 60, 61) следует учитывать потерю событий в низкоэнергетической части, поскольку частица должна преодолеть защитную фольгу и ΔE часть детектора. В нашем случае обрезание для α -частиц проис-

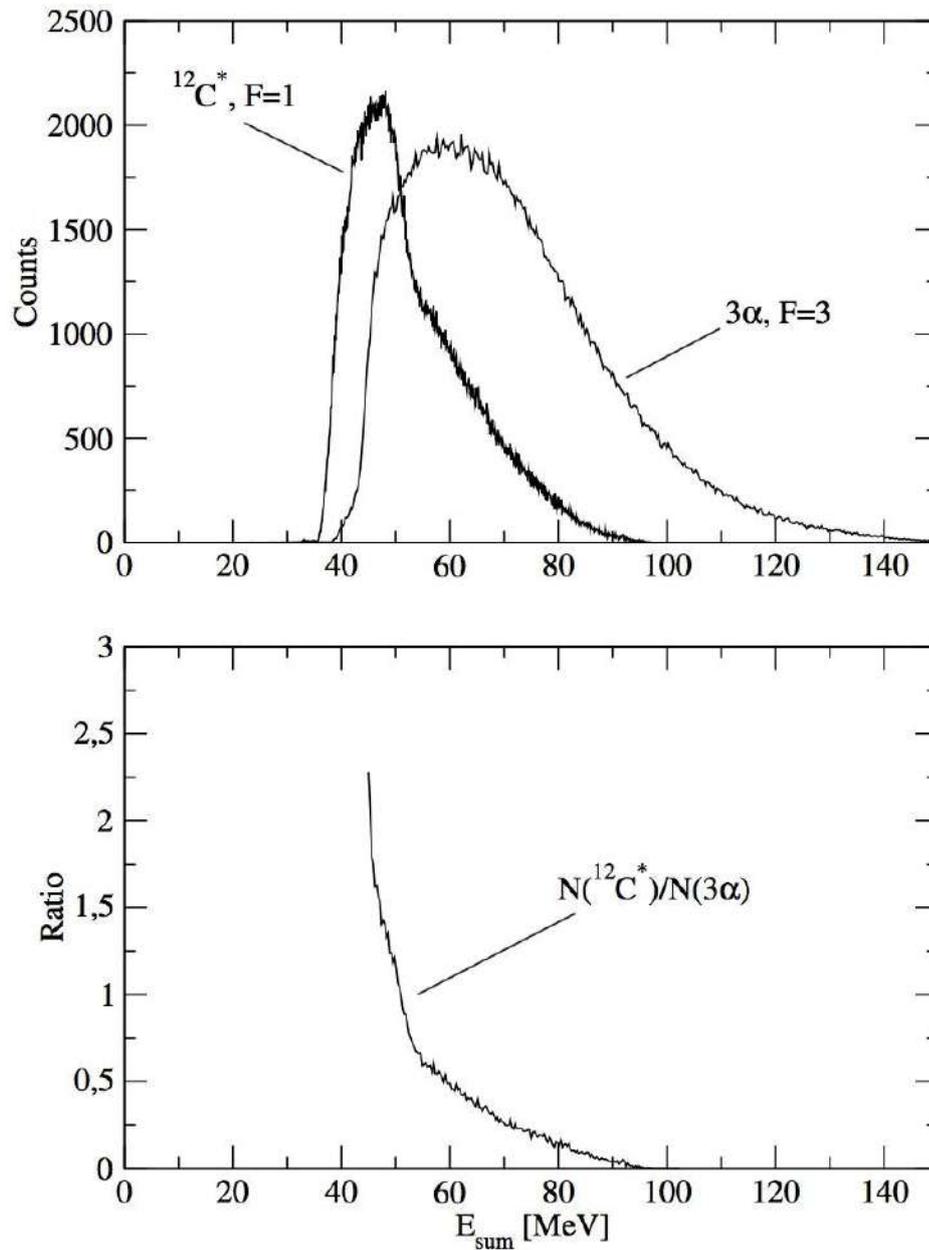


Рис. 61. Сверху показано сравнение спектров некоррелированных трех α -частиц и ядер $^{12}\text{C}^*$. Снизу приведено отношение их интенсивностей [47].

ходило при энергии 14.9 МэВ.

При сравнении с формулами (90) и (96) необходимо учитывать возможные неточности, обусловленные возможностью высокой интенсивности в каналах с выходом тяжелых кластеров (что, очевидно, дает вклад в события, зафиксированные различными детекторами), возможность вылета других частиц и зависимость якобиана от энергии. В обоих случаях распада мы наблюдаем сдвиг интенсивности эмиссии к малым значениям, где ее вероятность становится максимальной. Важным следствием этого является повышенная, по сравнению с вылетом некоррелированных частиц, энергия возбуждения остаточного ядра.

Рассмотрим допустимые угловые моменты для таких остаточных ядер в обоих случаях на примере вылета двух α -частиц и ${}^8\text{Be}$. Зависимость уносимого частицей углового момента L от его кинетической энергии E дается формулой:

$$L = R \frac{\sqrt{2m(E - V_C)}}{\hbar}, \quad (101)$$

где R – радиус ядра, V_C – высота кулоновского барьера, m – масса частицы. Для двух α -частиц одинаковой энергии E и ядра ${}^8\text{Be}$ с удвоенной энергией $2E$ величины угловых моментов равны. Однако необходимо учитывать двуступенчатость процесса – в одноступенчатом процессе уносится меньший угловой момент. К тому же может изменяться величина радиуса канала.

Таким образом, нам необходимо экспериментально определить величины уносимых энергий и угловые моменты в рассматриваемых реакциях. Это можно сделать из анализа γ -спектров остаточных ядер. Спектр реакции ${}^{18}\text{O} + {}^{13}\text{C}$ анализировался с одним из двух условий на выходной канал:

- 1) 2α -частицы
- 2) ядро ${}^8\text{Be}$

Для спектра реакции ${}^{28}\text{Si} + {}^{24}\text{Mg}$ допускался один из трех вариантов:

- 1) 3α -частицы
- 2) ядро ${}^8\text{Be}$ и α -частица
- 3) ядро ${}^{12}\text{C}^*$

Кроме того, поскольку анализ проводился на основе полученных γ -спектров, при достаточной энергии возбуждения была возможность выделить каналы с вылетом дополнительной α -частицы, протона или нейтрона. Из-за высокой скорости остаточного ядра, γ -спектр проходил процедуру учета Доплеровского сдвига, что позволяло значительно уменьшить ширину γ -линий. На Рисунке 62 показан γ -спектр реакции ${}^{24}\text{Mg}({}^{28}\text{Si}, {}^{12}\text{C}^*){}^{40}\text{Ca}$ с условиями 3α (верхняя часть) и ${}^{12}\text{C}^*$ (нижняя часть). Хорошо видно указанное ранее различие в энергии возбуждения остаточного ядра ${}^{40}\text{Ca}$ в зависимости от канала – остаточные ядра ${}^{36}\text{Ar}$ появляются в результате вылета дополнительной α -частицы и их количество пренебрежимо мало на верхнем спектре. Кроме того, на нижнем спектре более интенсивно проявляются уровни ${}^{39}\text{K}$ (вылет дополнительного протона), а некоторые переходы, соответствующие высоколежащим

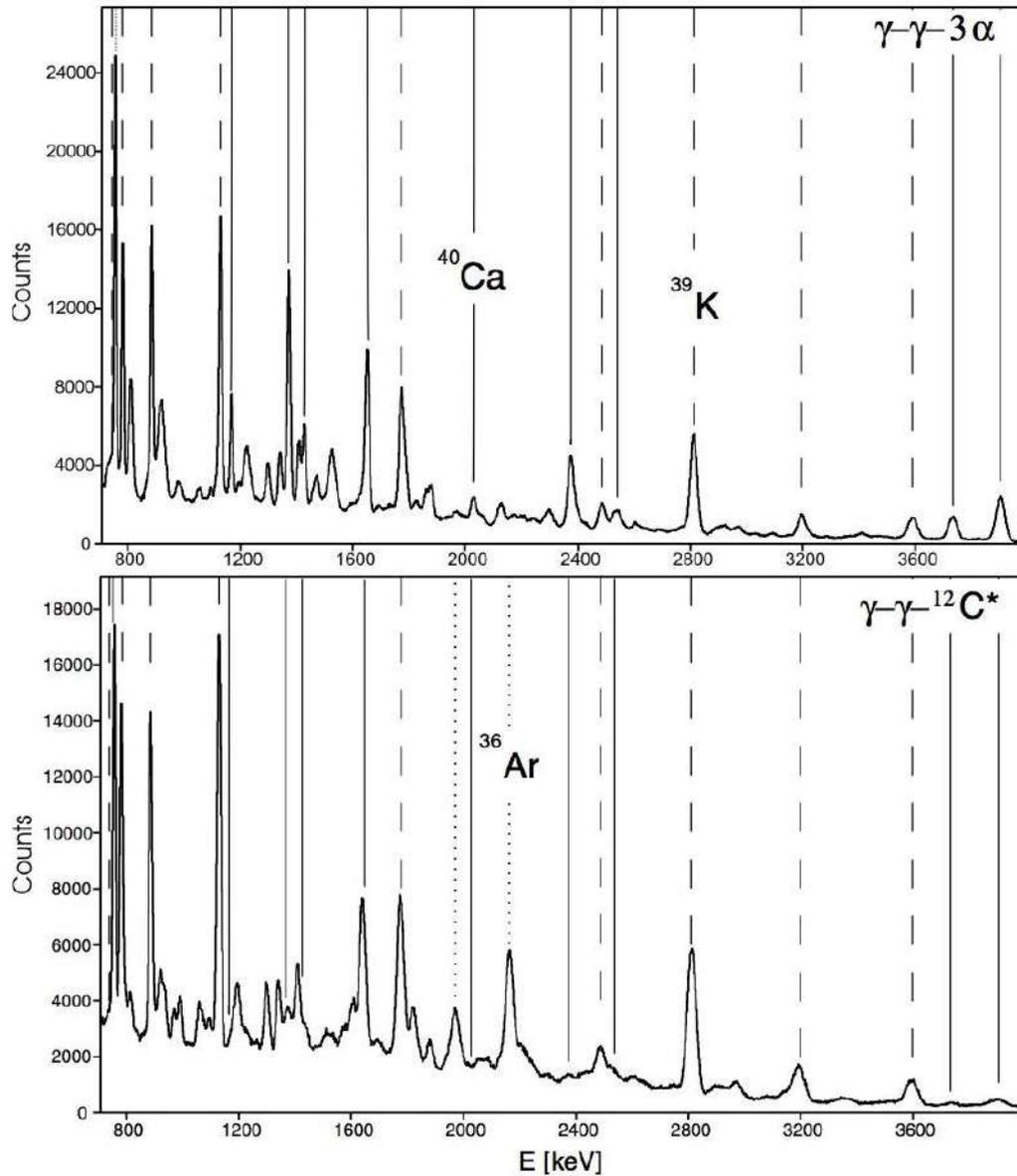


Рис. 62. Зависимость γ -спектра от типа распада [63]. Линии указывают соответствующие пикам остаточные ядра.

уровням ^{40}Ca , оказываются очень сильно подавлены.

Относительные интенсивности для указанных выше трех выходных каналов реакции $^{28}\text{Si}+^{24}\text{M}$, включающие возможные вылет легких частиц, показаны на Рисунке 63. Различие в энергии возбуждения остаточного ядра хорошо демонстрирует отношение интенсивностей образования ядер ^{40}Ca и ^{39}K . По данному результату можно сделать следующие заключения:

- 1) При вылете двух α -частиц, вероятность последующего вылета α -частицы примерно равна вероятности вылета двух протонов.
- 2) Совместный вылет ядра ^8Be α -частицы имеет примерно в три раза мень-

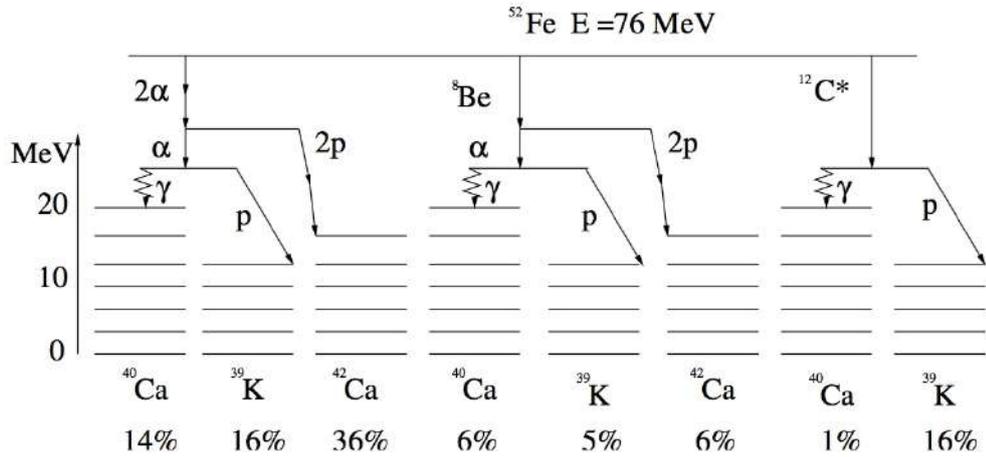


Рис. 63. Относительные интенсивности для различных каналов реакции $^{28}\text{Si} + ^{24}\text{Mg}$ [209].

шую вероятность, чем вылет трех α -частиц.

3) Ядро $^{12}\text{C}^*$ вылетает почти в 14 раз реже трех α -частиц, при этом примерно в 16 раз повышается вероятность вылета дополнительного протона.

Рассмотрим реакцию $^{13}\text{C} + ^{18}\text{O}$, в которой сравнение производится для каналов вылета двух α -частиц и ядра ^8Be . В случае, если остаточное ядро имеет достаточную энергию возбуждения, возможен вылет одного или двух нейтронов. Результат сравнения приведен на Рисунке 64. Указанный на Рисунке 58 локус ^8Be сильно перекрывается с локусом ядра ^8Li , которое может преодолеть защитную фольгу и ΔE часть детектора. Это приводит к появлению остаточного ядра ^{23}Na , что хорошо заметно при сравнении γ -спектров. Отношение интенсивностей $2\alpha/{}^8\text{Be}$ составляет порядка 4 для остаточного ядра ^{22}Ne и порядка 1.5 для ^{21}Ne . Как видно из Рисунка 64, выход ^8Be почти в 2.5 раза выше выхода лития (сюда включены результаты для изотопов лития с массовым числом 7 и 6 и последующим вылетом одного или двух нейтронов, соответственно).

Как показано на Рисунке 65, события, связанные с выходом бериллия принадлежат, преимущественно, низкоэнергетическому диапазону, что полностью совпадает со спектром на Рисунке 60. Следовательно, два подхода – сравнение спектров частиц и анализ γ -спектров, эквивалентны.

Таким образом, в результате данной работы можно сделать вывод, что тяжелые кластеры уносят из составного ядра меньшую энергию, чем составляющие их частицы по отдельности. С другой стороны наблюдалась значительно большая вероятность последовательного излучения α -частиц, чем тяжелых

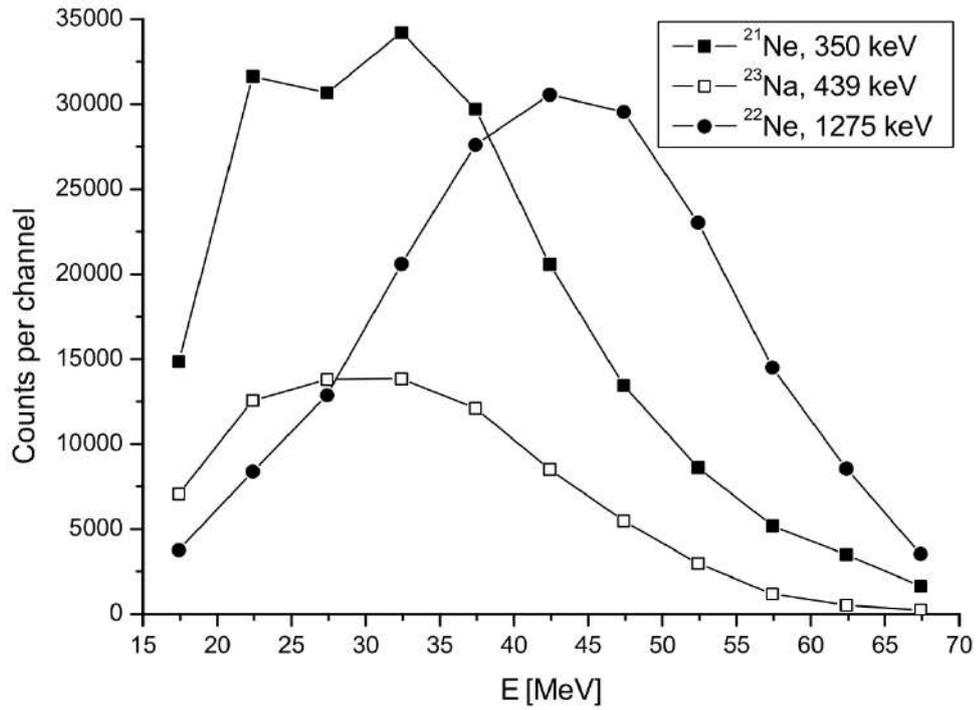


Рис. 64. Распределение интенсивностей переходов в основное состояние для различных остаточных ядер после испускания компаунд-ядром ^8Be [47].

кластеров, что согласуется со статистическими моделями. Остаточные ядра, образованные после испускания легких кластеров оказываются ближе к иррадиации, чем в случае тяжелых кластеров.

Расчеты в рамках развитых нами моделей [40] для расширенного метода Хаузера-Фешбаха позволяют получить очень хорошее согласие с экспериментальными данными по интенсивностям заселения различных уровней. В качестве потенциала взаимодействия тяжелых ионов был выбран потенциал из работы [247], в форме WS с параметрами:

$$V_0 = 51.5 \text{ МэВ}, r_0 = 1.175 \text{ фм}, a_0 = 0.645 \text{ фм}, W_0 = 27.5 \text{ МэВ}, r_I = 1.09 \text{ фм}, a_I = 0.659 \text{ фм},$$

с параметром радиуса $r_C = 1.2$ фм. Значение радиуса определялось из формулы $R_x = r_x(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$, где $x = 0, I, C$, а A_1, A_2 - массовые числа тяжелых ионов. Интересно отметить, что данный потенциал был выбран в работе [247] для воспроизведения резонансоподобной структуры в системе $^{24}\text{Mg} + ^{28}\text{Si}$. Было показано, что при энергии взаимодействия 50-53 МэВ наблюдается сильное доминирование парциальных волн, порядка $l=33-38\hbar$. Это очень хорошо совпадает с нашими предположениями о протекании компаунд-процессов.

Коэффициенты проницаемости для α -частиц вычислялись на основе мо-

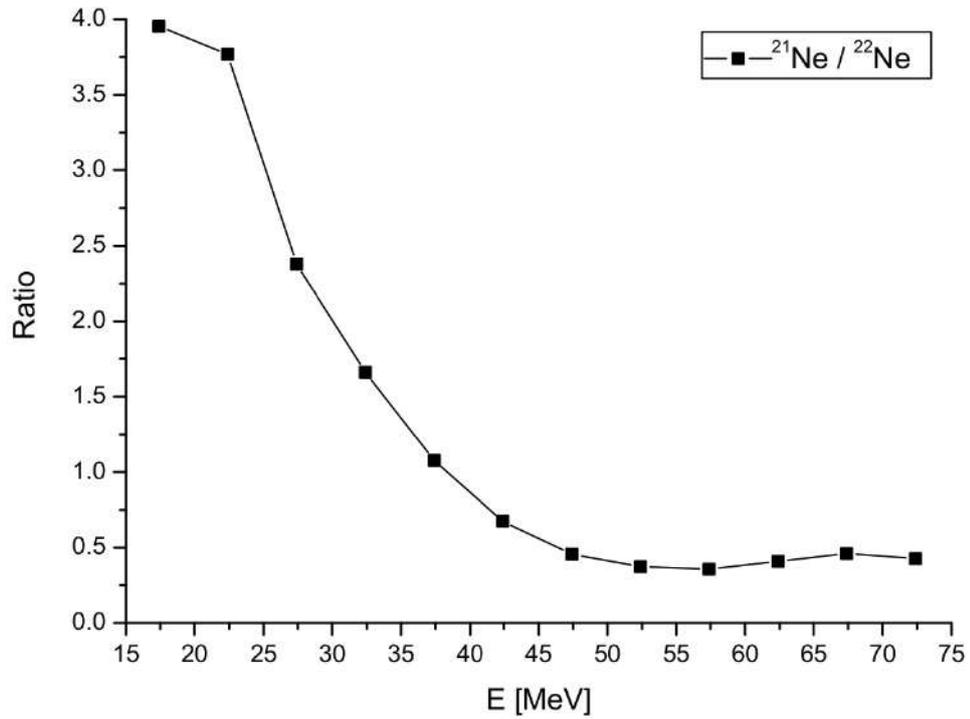


Рис. 65. Отношение между интенсивностями переходов в основные состояния ядер ^{21}Ne и ^{22}Ne [47].

дифицированной параболической модели Хилла-Уилера [40], а для остальных каналов в рамках систематики [248]

Параметр плотности уровней выбирался в форме, зависящей от температуры ядра, как было предложено в работе [249]:

$$\sigma^2 = 0.0145A^{5/3}t, \quad (102)$$

где ядерная температура дается формулой:

$$t = \sqrt{\frac{E_x - \delta}{a}}. \quad (103)$$

Параметр плотности уровней был выбран из работы [249], а величина сдвига по энергии рассчитывалась на основе капельной модели с параметризацией Пирсона [250].

Упрощенный подход выбран с целью получения оценок вероятностей заселения состояний с различными угловыми моментами в кластерном распаде. Для более точного описания необходимо использовать расширенный вариант Хаузера-Фешбаха, когда для получаемых парциальных ширин будет учтена энергия возбуждения соответствующих осколков:

$$P_J^{(c)} = \sum_{(I_L, I_H)I} \sum_{(L, I)J} \int \int \int \rho_{I_L}(\epsilon_L) \rho_{I_H}(\epsilon_H) T_L(E) \times \delta(\epsilon_L + \epsilon_H + E + Q - E_x) d\epsilon_L d\epsilon_H dE. \quad (104)$$

Здесь $T_L(E)$ – коэффициент проницаемости для случая углового момента L . Дельта функция обеспечивает закон сохранения энергии, ϵ - энергия возбуждения соответствующего ядра, индексы L и H отвечают случаям легкого и тяжелого осколков и Q - энергия реакции. Суммирование осуществляется по всем конечным состояниям дочернего ядра i , а так же, по доступным в системе угловым моментам тяжелого и легкого фрагментов и углового момента компаунд-ядра. $\rho(\epsilon_H)$ - плотность уровней тяжелого фрагмента. В данном случае возбуждение легкого фрагмента будет соответствовать Хойловскому состоянию. Расчет показал повышенную вероятность заселения состояний с угловым моментом $L=10$, приблизительно воспроизводя полученный спектр для α -частиц

Обнаруженное выше понижение энергии уносимой тяжелым кластером может привести к весьма интересным выводам. Объяснение может быть основано на представлении состояния $^{12}\text{C}(0_2^+)$ с энергией возбуждения 7.65 МэВ, как состоянии конденсата Бозе-Эйнштейна. [96, 251]. Как указывалось в главе 1, процесс конденсации α -частиц в ядрах, связан с сильным возрастанием средне-квадратичного радиуса и, соответственно, уменьшением плотности (в том числе и зарядовой). В этом случае туннелирование при малых энергиях не будет так сильно подавляться кулоновским барьером, как в случае туннелирования компактной частицей. Расчеты хорошо согласуются с экспериментальными данными, так что полученный результат не только является новым доказательством существования Бозе-конденсата в ядрах, но и дает дополнительный метод его поиска и экспериментального исследования.

В данной главе были рассмотрены случаи, когда в качестве кластера рассматривались ядра, тяжелее α -частиц. Было показано, что хотя такие состояния не обнаруживаются в резонансном рассеянии для ядер fp оболочки, тем не менее, для ядер sd оболочки они хорошо проявляются в эксперименте даже в случае нейтроноизбыточных ядер. В то же время как для таких достаточно

тяжелых ядер наблюдается существование фрагментированных α -кластерных состояний, образующих вращательную полосу.

Было показано, что тяжелые кластеры не обязательно являются сильно связанными ядрами. Нами были рассмотрены случаи, когда в качестве кластеров рассматривались даже несвязанные ядра ${}^8\text{Be}$ и ${}^{12}\text{C}(0_2^+)$. Было показано, что наблюдаемая в эксперименте с испусканием этих ядер картина связана с другим, крайне важным проявлением кластерных степеней свободы, конденсацией Бозе-Эйнштейна в ядрах.

Глава 6. Систематика взаимодействия тяжелых кластеров в рамках потенциальной модели

6.1. Упругое взаимодействие

Как указывалось во Введении, описание кластерных состояний в ядрах с помощью потенциальной модели позволяет значительно упростить расчеты за счет введения некоторого эффективного потенциала взаимодействия. В предыдущих главах, в рамках такого подхода, было рассмотрено несколько способов введения потенциала, вида “кластер-кор”, различающихся, в том числе, и методом устранения запрещенных состояний в области перекрытия кластера и кора. Введение поверхностного потенциала было рассмотрено в Главе 1, при описании состояний, связанных с конденсацией Бозе-Эйнштейна в ядрах. При этом волновая функция быстро убывала в области перекрытия ядер. Объемный потенциал, близкий к потенциалу свертки, рассматривался при описании структуры α -частица+кор, а возникающие в нем запрещенные состояния исключались соответствующим выбором глобального квантового числа на основе формул (23) или (82). Преимущества второго подхода обусловлены возможностью использования потенциала, связанного, как предполагается, с потенциалом используемым при анализе угловых распределений в оптической модели. Данный вопрос был исследован в работе [252], однако хорошего воспроизведения энергий, возникающих в ядре состояний, добиться не удалось. Аналогичный подход был использован в работе [76]. Потенциал, виде суммы $WS + WS^3$, использовался для описания состояний в ядрах ^{20}Ne и ^{44}Ti и был рассмотрен ранее в Главе 3. Отметим, что такой подход позволял также корректно описать интенсивности γ -переходов и угловые распределения в интервале энергий α -частиц 20-40 МэВ. В качестве свободного параметра использовалась глубина мнимого потенциала (поверхностный WS для ядра ^{20}Ne и объемный WS для ^{44}Ti). В настоящей работе такой подход использовался при описании состояний в ядре ^{40}Ca , причем, в этом случае, кор не являлся дважды магическим ядром.

Рассмотрим случай взаимодействия более тяжелых ядер, которые, тем не менее, можно считать кластерами (то есть бесструктурными объектами). Для этой цели мы рассмотрели взаимодействие ядер ^{12}C и ^{16}O . С одной стороны,

для данной реакции имеется большой объем имеющихся экспериментальных данных (в том числе, полученных в настоящей работе), позволяющих провести систематизацию. С другой стороны, в отличие от аналогичных реакций $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ и $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$, имеет место взаимодействие неидентичных частиц, так что в системе допускается существование состояний с отрицательной четностью. Возникновение квазимолекулярных состояний со структурой $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ ранее рассматривалось в работе [253], причем оптический потенциал был получен из анализа упругого рассеяния ^{12}C на ядрах ^{16}O при энергии 75 МэВ [254]. Было показано, что ряд резонансов в такой может быть описан в виде квазисвязанных состояний, образующих вращательные полосы с различными значениями глобального квантового числа G . Кроме того, авторы данной работы пришли к выводу о незначительном вкладе в сечение упругой передачи α -частицы при малых энергиях, что позволяет упростить задачу нахождения потенциала. Нами был предложен подход для анализа взаимодействия тяжелых кластеров в рамках потенциальной модели [53].

6.2. Модель

На данный момент в имеется несколько методов для определения углового момента резонанса, возникающего в реакции рассеяния тяжелых ионов. Однако, большая часть угловых моментов резонансов, которые представлены в качестве возможных квазимолекулярных состояний, определялась с помощью сравнения угловых распределений с полиномами Лежандра. При этом, угловое распределение в задней полусфере, где отчетливо проявляются осцилляции сечения, сравнивалась с функцией вида $A \cdot |P_L(\cos \theta)|^2$ и резонансу приписывался угловой момент, соответствующий лучшему совпадению с полиномом.

Рассмотрим комплексный потенциал двухчастичного взаимодействия, позволяющий в первом приближении описать угловое распределение упругого рассеяния в энергетической области, содержащей состояния, которые могут принадлежать вращательным полосам имеющим квазимолекулярную (кластерную) конфигурацию. Ограничимся потенциалами с глубиной действительной части, не зависящей от энергии, а глубину мнимой части будем использовать как свободный параметр. Согласно [76] и [253], при рассеянии тяжелых ионов

могут возникать состояния с различными значениями глобальных квантовых чисел и иметь место фрагментация состояний. Тогда, для областей, с достаточно высокой энергией возбуждения составного ядра, можно ожидать присутствие значительного числа резонансов.

В рамках оптической модели получим угловые распределения с заданным потенциалом для различных энергий, сравнивая результат в области углов 90° - 180° с полиномами Лежандра различных порядков из области ожидаемых значений угловых моментов (меньше величины критического углового момента). Дифференциальное сечение упругого рассеяния, в общем случае, имеет сложный характер зависимости от угла, но возникают случаи, когда можно говорить о восстановлении полиномиальной структуры и в этом случае возникает набор максимумов, которые можно отождествлять с максимумами функции вида $P_L^2(\cos \theta)$ (где $P_L(x)$ – полином Лежандра, соответствующий порядку L) с фиксированным значением L . Даже в этих случаях структура не может быть описана только данным полиномом степени L . Однако для определения доминирующего порядка полинома, сечение можно аппроксимировалось функцией:

$$f_L(\theta) = \begin{cases} a_1 P_L^2(\cos \theta), & 0 \leq \theta < \theta_1 \\ a_2 P_L^2(\cos \theta), & \theta_1 \leq \theta < \theta_2 \\ \dots \\ a_L P_L^2(\cos \theta), & \theta_L \leq \theta < \pi, \end{cases} \quad (105)$$

где a_i – свободные параметры. Здесь в качестве границ для угловых интервалов рассматривались два случая: θ_i – положения нулей или максимумов для функции $P_L^2(\cos \theta)$. Следует отметить, что оба случая разбиения углового диапазона дают довольно близкие результаты.

В ходе процедуры аппроксимации, мы фиксировали значение L . При этом, дифференциальное сечение делилось на интервалы $[0, \theta_1)$, $[\theta_1, \theta_2)$, \dots , $[\theta_i, \theta_{i+1})$, \dots , $[\theta_L, \pi)$. В зависимости от выбранного углового диапазона наших экспериментальных данных, может быть не более L интервалов. Каждому такому интервалу i будет соответствовать своя функция $a_i P_L^2(\cos \theta)$ из (105). Величина

коэффициентов a_i определялась по минимумам в выражении:

$$\chi_i^2 = \frac{1}{N_i - 1} \sum_{\theta_j \in i\text{-th interval}} \frac{(\sigma(\theta_j) - a_i P_L^2(\cos \theta_j))^2}{\Delta \sigma^2(\theta_j)}, \quad (106)$$

где N_i – число точек, попадающих в заданный интервал i . В целом, качество такой аппроксимации функцией $f_L(\theta)$, задаётся выражением:

$$\bar{\chi}_L^2 = \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M \chi_k^2, \quad (107)$$

где M – число интервалов в которых мы выполняем анализ. Таким образом, доминирующее значение от вклада полинома L_{opt} в при анализе экспериментального распределения упругого рассеяния определяется следующим образом:

$$L_{\text{opt}} = \arg \min_{L \in [L_{\min}, L_{\max}]} \bar{\chi}_L^2, \quad (108)$$

где $[L_{\min}, L_{\max}]$ – интервал для степеней полинома Лежандра который использовался нами в анализе.

Помимо анализа для всего доступного нам углового диапазона дифференциальных сечений можно взять только интересующую часть, например, в нашем случае это будет интервал от 90° до 180° .

Полученную в данном случае величину (107) удобно рассматривать как функцию от энергии. В этом случае минимум на графике такой функции будет соответствовать энергии, для которой смоделированное распределение наилучшим образом совпадет с полиномом порядка L . При анализе такой функции интересно было бы получить ответы на следующие вопросы:

- 1) Появляются ли такие минимумы в области резонансов с разными глобальными квантовыми числами, найденных в рамках потенциальной двухчастичной модели?
- 2) Как соотносятся области, в которых присутствуют экспериментально обнаруженным резонансам с минимумами, полученными для полиномов различных порядков?
- 3) Каковы вклады для парциальных волн различного порядка в области таких минимумов?

Поскольку такая постановка задачи допускает сильную неоднозначность в выборе возможного потенциала, нами были рассмотрены два возможных потенциала, позволяющих хорошо описать экспериментальное угловое распределение для упругого рассеяния ядер $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$.

В выполненном нами эксперименте [255] была выбрана узкая область энергий $E_{cm}=17.28-18$ МэВ [256, 257], соответствующая двум последовательным узким пикам в функции возбуждения $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$. Первый пик идентифицирован как $l=11$ [256]. Проводя измерения в широком угловом диапазоне для промежуточной энергии, можно уменьшить вклад от посторонних процессов для анализа реакции упругой передачи. Работа была выполнена на циклотроне Варшавского Университета, Польша. Пучок ^{16}O с энергией 41.3 МэВ (что отвечало значению энергии 17.7 МэВ в системе центра масс) падал на самоподдерживающуюся мишень ^{12}C ($35 \mu/\text{cm}^2$). Регистрация проводилась газовыми $\Delta E - E$ телескопами системы ICARE, охватывая в лабораторной системе угол от 8° до 153° . Результат приведен на Рисунке 66.

Первый из выбранных нами потенциалов ($WS1$) был применен в работе [253] и использовался для определения положения квазисвязанных состояний для потенциальной модели, а также применялся в работе [254] при описании экспериментального углового распределения упругого рассеяния при энергии 75 МэВ. Второй используемый потенциал ($WS2$) был получен нами из условия воспроизведения экспериментального углового распределения упругого рассеяния в области энергий от 10 до 30 МэВ и квазисвязанных состояний, которые были получены в работе [253], но с условием, что волновая функция для соответствующих уровней содержит один дополнительный узел больше. Формфакторы для обоих потенциалов были выбраны в виде квадратичного Вудс-Саксона (WS^2), формула (25), их параметры, а также значения соответствующих объемных интегралов (73) приведены в Таблице 24.

На Рисунке 66 выполнено сравнение экспериментальных угловых распределений упругого рассеяния с расчетами на основе предложенных потенциалов $WS1$ и $WS2$. Мнимая часть была нами выбрана в виде объемного Вудс-Саксона WS (24), для потенциала $WS1$ использованные параметры радиуса и диффузности были взяты из работы [254], а для потенциала $WS2$ они были выбраны

Таблица 24. Параметры для реальной части оптических потенциалов [53].

Параметр	Значение
<i>WS1</i>	
V_0	305 МэВ
R_v	4 фм.
a_v	1.4 фм.
J_v	326 МэВ фм ³
<i>WS2</i>	
V_0	320 МэВ
R_v	4.184 фм.
a_v	1.3 фм.
J_v	378 МэВ фм ³

как $R_w=4.81$ фм., $a_w=0.26$ фм. Глубина для мнимой части в обоих случаях бралась из наилучшей подгонки под экспериментальные данные при заданной энергии. Как можно видеть из Рисунка 66, для выбранного интервала энергий имеет место хорошее согласие между модельными угловыми распределениями и экспериментальными данными для углов больше 90° . В то же время, вычисления для квазисвязанных состояний в рамках потенциальной модели приводит к практически идентичной зависимости для энергии уровней от их углового момента, но при этом глобальное квантовое число для потенциала *WS2* на единицу больше, чем для *WS1*. Отметим, что используемые в нашей работе значения глобального квантового числа, превышают значение G , полученное на основе феноменологической формулы (82). Для расчетов на основе оптической модели использовалась программа FRESKO [161]. Для вычисления положения квазисвязанных состояний применялась программа GAMOW [258].

Рассмотрим процедуру сравнения модельных угловых распределений с полиномами Лежандра различных порядков. На Рисунке 67 показана зависимость от энергии величины $\bar{\chi}_L^2$, вычисленной по формуле (107) для значений угловых моментов $L = 11$ и $L = 14$. Аналогичные зависимости были получены и для других угловых моментов. Таким образом, для рассматриваемого в работе диапазона энергий ($E_{cm}=10-30$ МэВ) и допустимых угловых моментов ($L=8-18$), наблюдаются хорошо заметные минимумы, соответствующие наилучшему совпадению модельного углового распределения с полиномом Лежандра соответствующего порядка. На Рисунке 68 показано сравнение полученных положений минимумов с положением квазисвязанных состояний для четных (нечетных) уг-

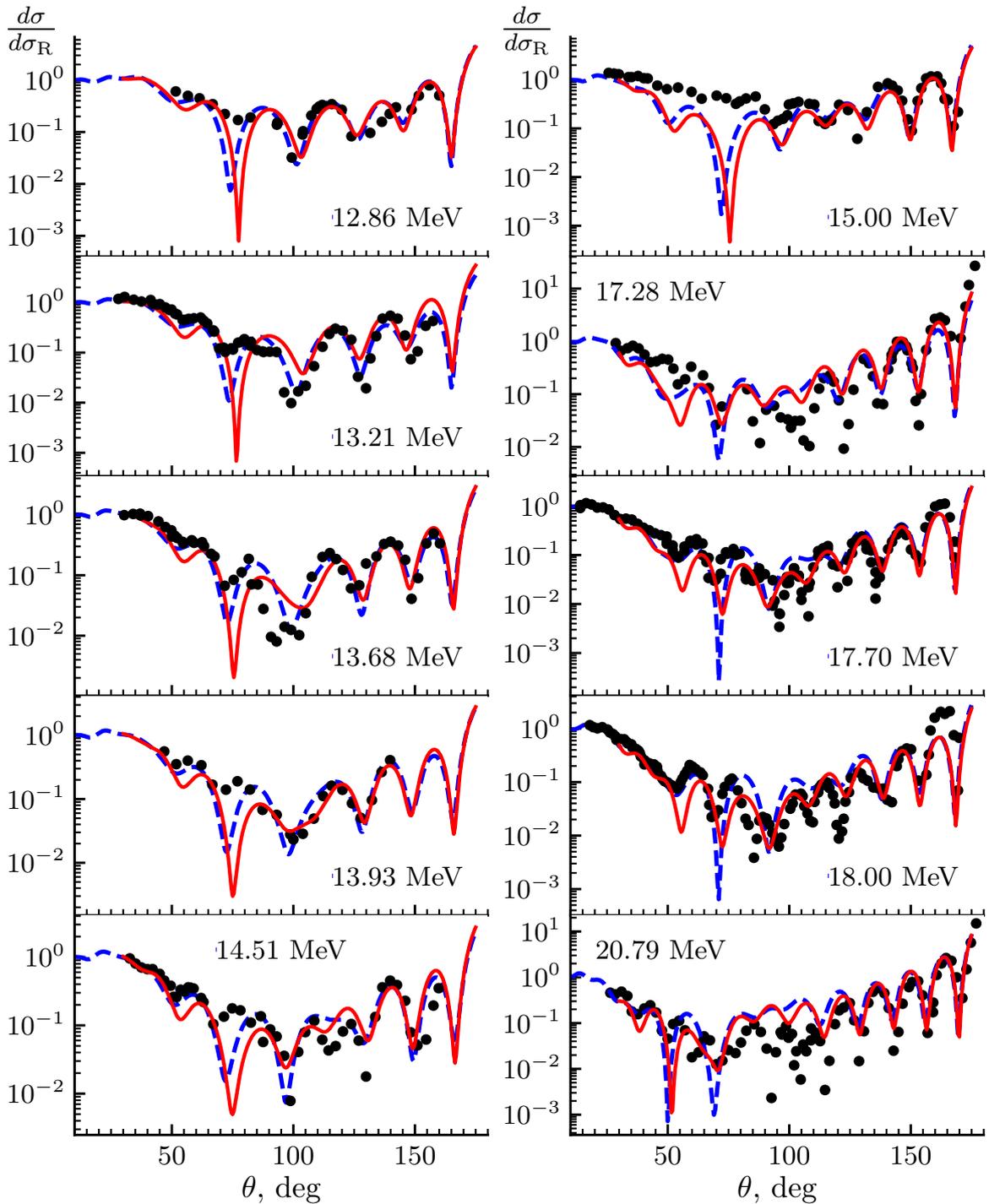


Рис. 66. Показаны угловые распределения упругого рассеяния ядер $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$. Чёрные точки – экспериментальные данные (по данным базы NNDC [155] и [255]), синяя штриховая кривая – расчёт с применением потенциала $WS1$, красная сплошная кривая – расчёт с применением потенциала $WS2$.

ловых моментов, вычисленных в рамках потенциальной модели со значениями глобального квантового числа $G=22(23)$ для потенциала $WS1$ и $G=24(25)$ для потенциала $WS2$. Как можно видеть, для малых величин угловых моментов ($L \leq 10$) полученные графики почти совпадают. Кроме того, на Рисунке приведена феноменологическая зависимость для кластерных вращательных полос,

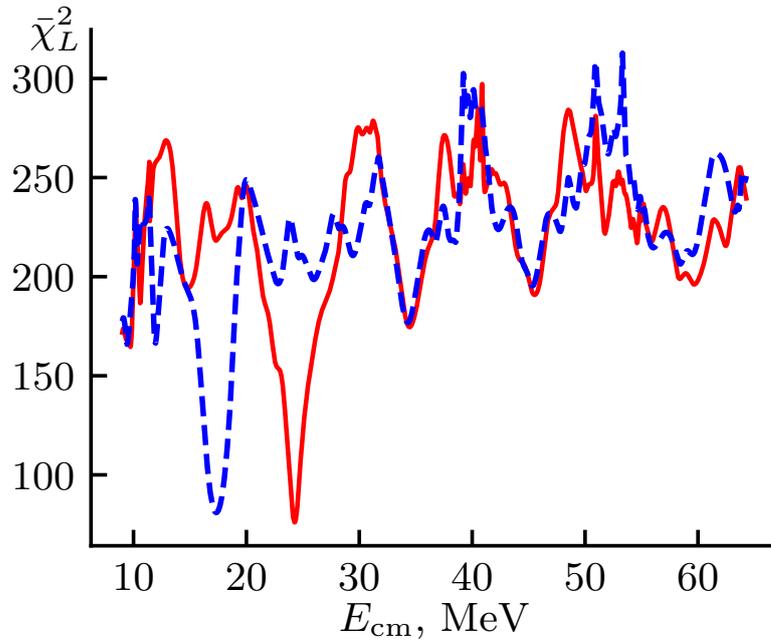


Рис. 67. График зависимости величины $\bar{\chi}_L^2$ от энергии для полиномов $L = 11$ (синяя штриховая кривая) и $L = 14$ (красная сплошная кривая) [53]. Минимумы соответствуют значениям энергии $E_{cm} = 17.3$ МэВ и $E_{cm} = 24.2$ МэВ.

полученная на основе систематики Аббонданно [105]. Отметим, что до значений угловых моментов порядка $L=9$ все три графика почти совпадают.

6.3. Анализ

Рассмотрим полученный выше результат с точки зрения возможности однозначно определить угловой момента состояний при сравнении экспериментального углового распределения упругого рассеяния с полиномами Лежандра. Функция возбуждения для реакции $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ была получена в ряде работ [259–261], и было установлено, что имеют место достаточно сильные осцилляции значений сечения с энергией. Однако изучение корреляций показало [262], что значительным отклонением в функции возбуждения обладает только состояние с энергией 19.7 МэВ. Из сравнения с полиномами Лежандра, этому состоянию был приписан угловой момент $L=14$. Заметим, что такое состояние хорошо совпадает с уровнями полосы $G=22$ [253]. Однако, на основе анализа экспериментальных угловых распределений было показано [263], что функция возбуждения должна, кроме того, содержать еще и достаточно значительное количество резонансов, образующих вращательные полосы. Это привело к сопоставлению некоторых достаточно узких и малозаметных пиков

функции возбуждения состояниям с определенным угловым моментом только исходя из сравнения с полиномами Лежандра.

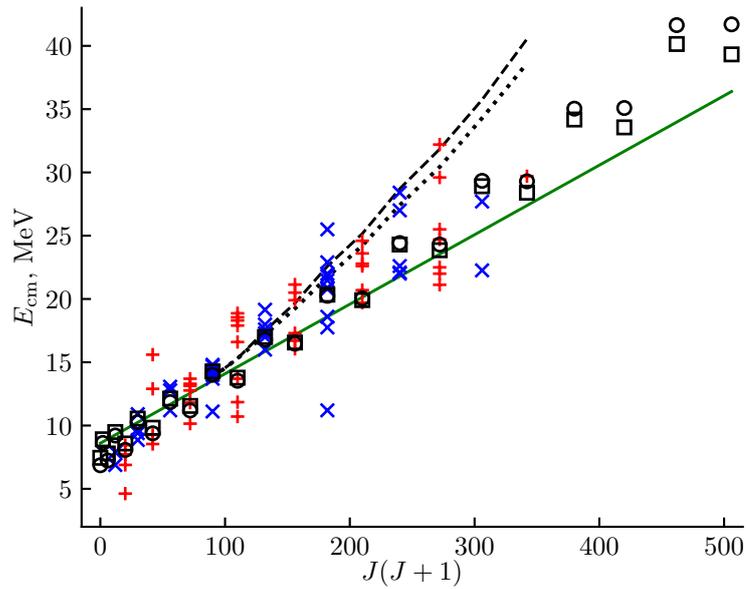


Рис. 68. Зависимость энергии состояний при упругом рассеянии $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ в системе центра масс от величины углового момента состояний $J(J+1)$ [53]. Красные и синие перекрестия – состояния с положительной и отрицательной четностью, соответственно. Квадраты и кружки, состояния, полученные в рамках потенциальной модели с потенциалами $WS1$ и $WS2$, соответственно. Сплошная линия, параметризация [105]. Пунктир и точки – значения минимумов функции, как показано на Рисунке 67 для потенциалов $WS1$ и $WS2$, соответственно.

На Рисунке 68 показаны имеющиеся на сегодняшний день данные о резонансах с известным угловым моментом, наблюдаемых в упругом рассеянии $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$. Как можно заметить, большинство таких состояний (за исключением низколежащих) группируются около линии систематики и не демонстрируют расщепления, позволяющего приписать состояния полосам с конкретными значениями G . Также можно выделить несколько состояний, лежащих выше систематики. Эти состояния, в случае объединения их во вращательную полосу, имеют меньший момент инерции, чем допускает потенциальная модель (даже при увеличении величины G). С другой стороны, их положение хорошо соответствует областям функции возбуждения, где угловой момент отвечает порядку полинома Лежандра, наилучшим образом описывающим угловое распределение. Основные кандидаты для этих состояний: 9^- , 14.8, 14.4, 14.35 МэВ [264, 265], 10^+ , 18.3, 18.55, 18.87 МэВ [266–268], 11^- , 17.29, 17.98, 19.15, МэВ [267, 268], 12^+ , 19.9, 20.5, 21.4 МэВ [260, 268, 269], 13^- , 22.0, 22.9, 25.5 МэВ [260, 270, 271], 14^+ , 22.79, 23.6, 24.6, МэВ [259, 272], 15^- , 25.5, 27.0, 28.4, МэВ [259, 270, 272], 16^+ ,

29.6,32.2, МэВ [261,272]. Все перечисленные выше состояния соответствуют достаточно большим сечениям функции возбуждения. Уровни 11^- , 14^+ и с более высокими значениями углового момента были получены из экспериментальных данных для угловых распределений упругого рассеяния под большими углами, 12^+ – из углового распределения реакции $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^8\text{Be})$, 9^- и 13^- – из анализа сечения реакции и упругого рассеяния. Остальные состояния исследовались в реакциях как для случая упругого, так и для неупругого рассеяния, в том числе, из анализа корреляций распада компаунд-ядра. Отличительной особенностью этих состояний является их повышенная энергия по отношению к предсказаниям на основе систематики и потенциальной модели.

Как можно видеть из положения минимумов для функции $\bar{\chi}_L^2(E)$, имеется совпадение как с рассмотренными выше состояниями, так и с более низкоспиновыми резонансами. При совпадении флуктуации или резонанса с малым угловым моментом и малой приведенной шириной с областью, для которой угловое распределение имеет полиномиальную структуру под большими углами, может возникнуть ошибка при определении углового момента состояния. Например, рассмотрим поведения сечения для энергии, отвечающей минимуму с $L = 14$ на Рисунке 67. На Рисунке 69 показано соответствующее ей угловое распределение для рассеяния ядер $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ с потенциалом взаимодействия в виде WS_2^2 , в сравнении с полиномом Лежандра 14-ого порядка. Однако хорошо совпадая с полиномом, данное модельное состояние не только не может быть однозначно описано как резонанс с угловым моментом $L=14$, но и вообще может не содержать парциальной волны такого порядка, как это видно из Рисунка 69. Это приводит к необходимости более аккуратного подхода при определении положений и квантовых характеристик резонансов в реакциях упругого рассеяния тяжелых ионов.

Таким образом, мы видим, что выбранные нами потенциалы хорошо воспроизводят экспериментальные угловые распределения в области малых энергий взаимодействия. Это позволяет поставить вопрос о применимости данных потенциалов к задачам астрофизики.

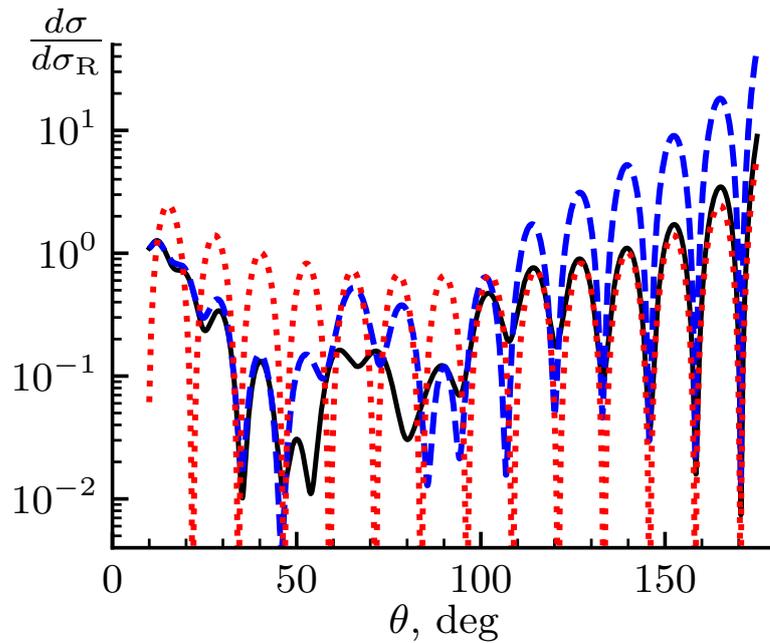


Рис. 69. Угловое распределение, в области минимума (см. Рисунок 67) для $L = 14$ [53]. Чёрная сплошная и синяя штриховая кривые – расчеты в рамках оптической модели, для полного набора парциальных волн и с исключением парциальной волны $L=14$, соответственно. Красная пунктирная кривая – квадрат полинома Лежандра 14-ого порядка.

Глава 7. Реакции слияния в кластерном приближении

Применение идей кластерного описания ядер может быть полезно не только для случая упругого (квазиупругого) рассеяния, но и при рассмотрении процессов слияния ядер. В самом деле, первоначальный подход к описанию сечения слияния предполагал полную бесструктурность ядер и определялся только коэффициентом проницаемости. Развитие этого подхода привело к появлению метода связанных каналов и учета внутренней структуры взаимодействующих ядер (возбуждения, деформация), но, одновременно, увеличилась неопределенность, связанная с феноменологическими параметрами, описывающими процесс – прежде всего, с параметрами потенциала. Вместе с тем, в области малых энергий взаимодействия существует ряд процессов, проявляющихся в реакциях слияния, которые, возможно, имеют кластерную природу и их качественное объяснение предпочтительнее давать именно в рамках наиболее простого подхода, избегая излишней параметризации. В данной работе будет рассмотрено два примера – резонансopodobное поведение функции возбуждения реакции слияния ядер $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ (что позволит использовать результаты предыдущего раздела) и

систематику функции возбуждения реакций при энергиях ниже кулоновского барьера. Поскольку оба случая отвечают малым энергиям взаимодействия, их последовательное описание имеет первостепенное значение для ядерной астрофизики. Результаты работ изложены в статьях [48–50]

7.1. Кластерные состояния в задачах астрофизики

Ядерные реакции играют ключевую роль в развитии Вселенной, начиная с эпохи Большого Взрыва и заканчивая описанием эволюции звезд. По этой причине, крайне важна оценка вкладов различных реакций в энергетический баланс горения элементов, что дает не только более глубокое понимание эволюции звезд, но и позволяет оценить эффективность различных вариантов нуклеосинтеза и сравнить полученные результаты с данными о распространенности элементов в природе. Согласно современным представлениям, мы имеем три вида процессов ядерных превращений, протекание которых требует детального разбора сопровождающих их реакций:

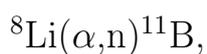
- 1) Процессы, сопровождающие Большой Взрыв и протекающие после эпохи бариогенезиса.
- 2) Ядерные реакции, протекающие в звездах и звездной атмосфере.
- 3) Процессы, протекающие в межзвездной среде при взаимодействии ядер с высокоэнергетическими космическими лучами.

Наиболее важные реакции, протекающие во время Большого взрыва, приводят, в основном, к образованию ядер гелия, хотя также, в некоторых моделях, могут рассматриваться и случаи образования ядер до кислорода включительно [273]. Ключевой особенностью данного этапа является наличие нейтронов, что позволяет эффективно образовывать дейтроны в реакции $p + n \rightarrow d + \gamma$. Несмотря на важность данной реакции в понимании первоначального нуклеосинтеза, она сравнительно плохо изучена экспериментально в интересующем нас интервале энергий $0.02 < E < 0.2$ МэВ и основную информацию о ней мы имеем из анализа на основе принципа детального равновесия для реакции $d + \gamma \rightarrow p + n$. Дальнейшие процессы, в основном, связаны с формированием изотопов гелия, что позволяет впоследствии формировать более тяжелые элементы.

Несмотря на это, с хорошей точностью можно считать, что расширяющая-

ся Вселенная непосредственно после Большого Взрыва состояла на 75 процентов из водорода и на 25 процентов из гелия. Таким образом, именно эти два ядра будут играть существенную роль в самом начале звездного нуклеосинтеза. Кроме того, α -частицы образуются в качестве “золы” в результате горения водорода в pp -цикле. Последующие реакции предполагают участие ядер углерода, кислорода и до кремния, включительно, в качестве топлива звездного нуклеосинтеза, вплоть до формирования ядер железа. Хорошей возможностью наглядно продемонстрировать протекающие в звездах процессы, было введение Кубоно в 1994-ом году диаграммы кластерного нуклеосинтеза (CND Cluster Nucleosynthesis Diagram), позволяющей учесть основные процессы в рамках кластерного приближения [274]. Предложенная диаграмма являлась модификацией рассмотренной выше диаграммы Икеды, позволяющей учесть кластерные состояния в ядрах вблизи порога для системы кластер+кор. Предложенная диаграмма приведена на Рисунке 70. Первым шагом, рассмотренным в рамках такого подхода является синтез ^{12}C путем захвата α -частицы резонансным (нестабильным) состоянием ^8Be , что позволяет преодолеть так называемую “бериллиевую щель”. Следующим шагом является захват α -частицы в реакции $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$. Таким образом, в качестве “золы” кроме α -частиц, образуются хорошо известные с точки зрения кластерного подхода ядра ^{12}C и ^{16}O . Далее, образовавшиеся ядра также участвуют в процессе горения, в свою очередь являясь источниками α -частиц и приводя к появлению четно-четных ядер sd -региона. Следующий шаг – реакции с ^{20}Ne сильно подавлена по причине структурных (именно кластерных!) особенностей ядра ^{20}Ne . Постепенно, становятся важными реакции фоторасщепления на кластеры, согласно CND.

Следует отметить, что рассмотренный в рамках такого подхода класс реакций гораздо шире, чем приведен на Рисунке, так что единственным требованием для соответствующего описания является значительное перекрытие состояний, рассматриваемых в конкретной реакции, с кластерными конфигурациями. Примерами рассмотренных в работах [274, 275] рамках такого подхода реакций являются



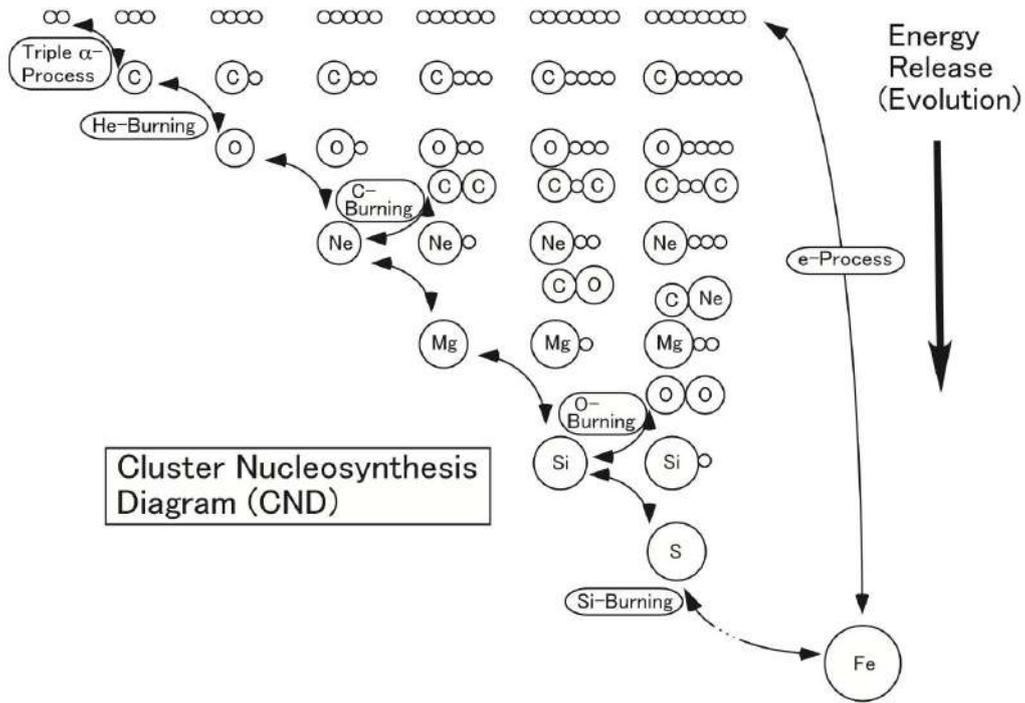
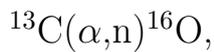
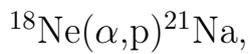
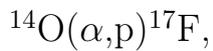


Рис. 70. Диаграмма кластерного нуклеосинтеза, предложенная в работе [274]



а также имеет место влияние CND на реакции, связанные с $\nu - p$ процессами, важными для понимания эволюции суперновых второго типа.

7.2. Реакции в ядерной астрофизике.

Как было указано выше, область интересов данной работы ограничивается рассмотрением реакций, описываемых в рамках подхода CND или связанных с ней реакций с α -частицами или другими кластерами во входном канале. Таким образом, сказывается существенное влияние кулоновского барьера для энергий, характерных для реакций нуклеосинтеза, при температуре порядка 10^7 К. Вероятность туннелирования кулоновского барьера P может быть записана в виде:

$$P = \exp(-2\pi\eta), \quad (109)$$

где η - постоянная Зоммерфельда. Для частиц с зарядом Z_1 и Z_2 , движущихся с относительной скоростью v , она составляет:

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}. \quad (110)$$

Если энергия частиц выражена в кэВ, а μ - приведенная масса в АЕМ, то можно записать:

$$2\pi\eta = 31.29 Z_1 Z_2 \left(\frac{\mu}{E}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (111)$$

Тогда, вероятность туннелирования через кулоновский барьер будет пропорциональна:

$$\sigma(E) \propto \exp(-2\pi\eta). \quad (112)$$

С другой стороны, необходимо учесть пропорциональность сечения дебройлевской длине волны:

$$\sigma(E) \propto \pi\lambda^2 \propto \frac{1}{E}. \quad (113)$$

Тогда из выражений (112) и (113), для сечения реакции с заряженными частицами можно записать:

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} \exp(-2\pi\eta) S(E), \quad (114)$$

где функция $S(E)$ получила название астрофизического S -фактора. Данная величина обычно используется вместо сечения реакции, в том числе и для реакций с тяжелыми ионами при малых энергиях. В большинстве случаев она получается непосредственно из формулы (114) в виде:

$$S(E) = \sigma(E) E \exp(2\pi\eta), \quad (115)$$

хотя встречаются и ее модификации.

При изучении процессов, протекающих в суперновых и на поздних стадиях развития сверхмассивных звезд, необходимо учитывать процесс горения углерода и кислорода и более тяжелых ядер. Для этого необходимо исследовать реак-

ции слияния таких ядер при малых энергиях, характерных для звезд. Область энергии наиболее интенсивного протекания этих процессов получила название "Гамовского окна". Мы вплотную приблизились к этой области энергии для взаимодействия легких и тяжелых ядер [276,277], однако для промежуточных масс ситуация все еще неоднозначна. В последние годы прогресс в экспериментальных работах по изучению слияния ядер при достаточно малых энергиях позволил получить надежные оценки астрофизического S -фактора для реакций с ядрами $^{12,13}\text{C}$, ^{16}O . Одной из интересных особенностей для полученных функций возбуждения было появление резонансоподобной структуры для реакций слияния $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ при энергиях $E_{cm} < 6$ МэВ [278]. Для объяснения поведения сечения было предложено несколько моделей, в том числе, трактующих наблюдаемую структуру как проявление молекулярных резонансов в сочетании с фрагментацией по перекрывающимся компаунд состояниям [282]. С другой стороны, было предложено объяснение в рамках изолированных компаунд состояний [278]. В этой работе было показано, что такую структуру можно объяснить в рамках модели флуктуации сечения, когда ширина резонансов в системе ядер становится сравнимой со средним расстоянием между ними. Такой подход дал возможность удовлетворительно описать предполагаемые области возникновения резонансоподобной структуры как в реакции $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, так и предсказать энергетическую область для ее наблюдения в других реакциях, например, с ядрами кислорода и углерода. Так, для реакции слияния $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ эта область будет ограничена энергией порядка 2 МэВ, однако экспериментальные результаты указывают на ее наличие вплоть до энергий около 7.5 МэВ или даже выше. Таким образом, механизм реакций, описанный в работе [278], возможно имеет лишь ограниченное применение к реакции слияния $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$, по крайней мере, в области энергий 3-7.5 МэВ. В работе [279] проявление таких состояний рассматривалось и с позиции модели AMD. Было предсказано существование нескольких вращательных полос и получены данные о возможном положении низколежащих резонансов с положительной четностью вблизи Гамовского окна. С другой стороны, как было рассмотрено выше, система ядер $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ известна большим количеством резонансов, которые рассматриваются как члены вращательных полос и имеют молекулярный характер [253].

7.3. Потенциал взаимодействия

В настоящей работе [49] мы рассматривали процессы возникновения над- и подпороговых молекулярных резонансов в ядре ^{28}Si при энергиях взаимодействия $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ в непосредственной близости от Гамовского окна. Такие реакции важны для описания процессов, протекающих при формировании суперновых I а типа и в очень массивных звездах [280]. Одной из важных отличительных особенностей этих реакций является проявление вышеупомянутой резонансоподобной структуры в функции возбуждения реакции слияния, которая наблюдается для энергий ниже $E_{CM} < 10$ МэВ, так что, в случае присутствия такого скачка сечения вблизи Гамовского окна, интенсивность протекания реакции может увеличиться в несколько раз. Наиболее сильно такая резонансоподобная структура проявлялась в реакции слияния $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ и, в меньшей степени, в реакции $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$, в то время как для реакции $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ подобная структура почти не наблюдается [278]. Применимость кластерного подхода к данным реакциям допускает их последовательное включение в диаграмму кластерного нуклеосинтеза (DNC) [274], что подразумевает возможность возникновения молекулярных состояний, как раз и приводящих к сильным флуктуациям в сечении слияния. Значительный успех в экспериментальном изучении функции возбуждения для реакций слияния ядер кислорода и углерода позволил получить экспериментальные данные для глубоко подбарьерного взаимодействия в области около 3 МэВ [281]. Таким образом, для определения вклада молекулярных состояний была выбрана реакция $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$, с одной стороны, как сказано выше, имеющая низкий порог проявления флуктуаций от компаунд состояний, а с другой стороны, демонстрирующая хорошо наблюдаемую в эксперименте структуру функции возбуждения для реакции слияния.

Для устранения рассматриваемой в работе [279] неоднозначности, связанной с выбором модели для описания реакции $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$, были предложены следующие условия для предполагаемого потенциала взаимодействия:

- 1) Качественное описание углового распределения упругого рассеяния в области малых энергий, где вероятность квазиупругой передачи α -частицы мала (см. Главу 5 и Главу 6 настоящей работы).
- 2) Описание в рамках потенциально го подхода [11] наблюдаемых в экспе-

риментах резонансов, для вращательной полосы, расположенной вблизи систематики Аббонданно [105].

3) Согласие полученного сечения слияния с экспериментальной величиной сечения или астрофизического S -фактора для энергий ниже 7.5 МэВ.

Дополнительным условием может являться требование воспроизведения ширины состояний и вероятностей переходов между ними, как это было сделано нами, например, для случая вращательных полос в ядре ^{40}Ca . Однако для тяжелых ядер такая информация, как правило, отсутствует, что может приводить к использованию потенциалов, допускающих аномально широкие "нефизические" состояния [253].

Этим условиям хорошо отвечают потенциалы, использованные нами ранее в Таблице 24. Однако такой подход требует введения G – глобального квантового числа, получить которое по формуле Вильдермута (23) можно не для всех потенциалов [107] и не для всех комбинаций кластер-кор [109] (82), особенно для случая приближенного равенства их масс.

На Рисунке 71 показана зависимость сечения слияния от энергии для рассмотренных потенциалов, и приведены имеющиеся на сегодняшний день экспериментальные данные [283–286]. Теоретическое значение для сечения вычислялось в модели с граничным условием на волновую функцию, задающее поглощение падающей волны [287]. Как можно видеть, оба потенциала демонстрируют хорошее согласие с экспериментальными результатами вплоть до минимальных значений, расположенных в непосредственной близости от Гамовского окна. Отметим, что похожие результаты наблюдаются для достаточно широкого класса потенциалов двухчастичного взаимодействия, например, глубокого потенциала, получаемого из двойной свертки [288] или мелкого потенциала для прямоугольной потенциальной ямы [289]. Однако в области низких энергий глубокий потенциал, как и модель использующая аналитическое выражение для оценки вероятности прохождения через барьер [290], дают отклонения от экспериментальных значений S -фактора. С другой стороны, применение прямоугольной ямы к ограниченной выборке экспериментальных данных может быть сопряжено с определенными трудностями при интерпретации полученных результатов [291]. Далее этот вопрос будет разобран подробно.

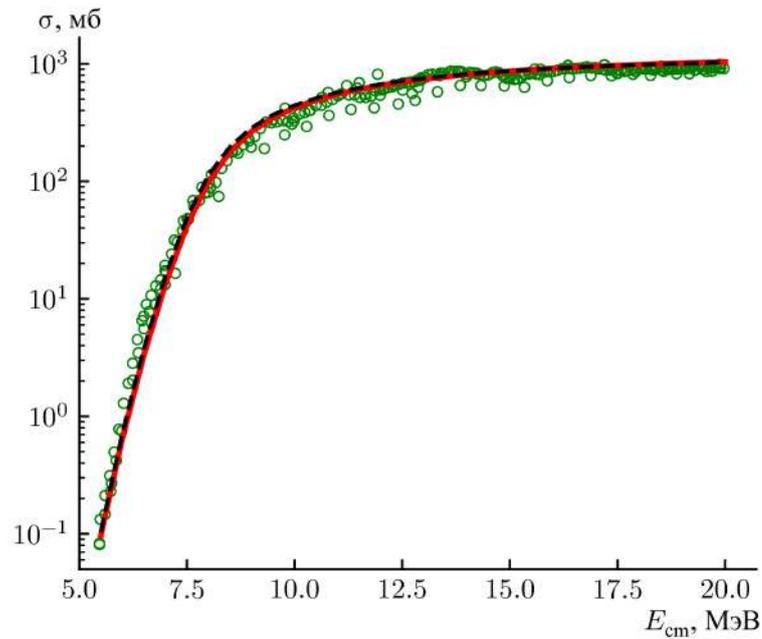


Рис. 71. Сечение слияния $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$. Кружки – экспериментальные данные [155]. Сплошная линия – расчет для потенциала *WS2*, пунктир – для потенциала *WS1* [49].

Следуя подходу для описания взаимодействия ядер, считающихся бесструктурными (кластерами) в рамках потенциальной модели, развитому в работах [11, 253], рассмотрим возникающие в данных потенциалах резонансные и связанные состояния. Численное решение было получено с помощью программы GAMOW [258]. Поскольку, как указывалось выше, выбор глобального квантового числа для данной системы неоднозначен, будем ориентироваться на описание существующих резонансов. Для потенциала *WS1* [253] большинство известных состояний в системе $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ можно описывать вращательной полосой $G=22(23)$ для четных (нечетных) угловых моментов. Аналогичные результаты можно получить для потенциала *WS2*, когда $G=24(25)$. Момент инерции для таких вращательных полос, как и величина для средней энергии (0^+-0^-) состояний $E(0)$ хорошо совпадают с предсказаниями на основе систематики в работе [105]. Данные усреднения по полученному расщеплению по четности приведены в Таблице 25.

Таблица 25. Параметры полос [49].

Параметр	<i>WS1</i>	<i>WS2</i>	Систематика [105]
$E(0)$ МэВ	6.9	7.5	8.6
Параметр момента инерции	71.3	67.2	55.0

Таким образом, отсюда следует, что рассмотренные потенциалы эквивалентно описывают высоколежащие состояния с большим значением углового момента. В случае, если существуют и низколежащие состояния, то полоса, которой они принадлежат, должна иметь близкий к указанному выше параметр момента инерции, а ее головной уровень будет располагаться либо вблизи энергии связи -16.76 МэВ, либо вблизи порога.

Это приводит к необходимости рассматривать полосы нескольких типов. Для полос первого типа оба рассмотренных из указанных потенциалов предсказывают состояния с сильным расщеплением по четности (около 7 МэВ), с $G=18(19)$ для $WS1$ и $G=20(21)$ для $WS2$. Экспериментально обнаруженные уровни положительной четности образуют полосу основного состояния в ядре ^{28}Si для сплюснутой деформацией, причем с гораздо меньшим моментом инерции [292]. Следует отметить, что наблюдаемые состояния с отрицательной четностью, которые можно было бы рассматривать в качестве кандидатов для этой полосы, несмотря на очень хорошее совпадение по энергии, скорее всего, не принадлежат определенной полосе.

Полосы второго типа $G=20(21)$ для потенциала $WS1$ и $G=22(23)$ для потенциала $WS2$ в обоих случаях имеют величину параметра момента инерции порядка 600 кэВ, а расщепление по четности составляет порядка 5 МэВ. Так как усредненное значение $E(0)$ в этом случае составит порядка 1 МэВ, часть низкоспиновых состояний ($0^+, 2^+$ и 4^+ для $WS1$ и $0^+, 2^+$ для $WS2$) будет расположена ниже порога.

На Рисунке 72 представлено сравнение положения резонансов, полученных в рамках потенциальной модели с имеющимися на сегодняшний день реферативными данными, для которых указаны лишь границы фрагментированных состояний [293–296]. Как можно видеть, существует несколько состояний, которые расположены вблизи предсказанных положений резонансов для низколежащих полос. При этом, состояния с угловыми моментами $1^- - 7^-$ расположены непосредственно над порогом и имеют достаточно высокую энергию возбуждения для их экспериментального обнаружения. При этом эти состояния не перекрываются с состояниями, принадлежащими вышележащей полосе и с состояниями с положительной четностью.

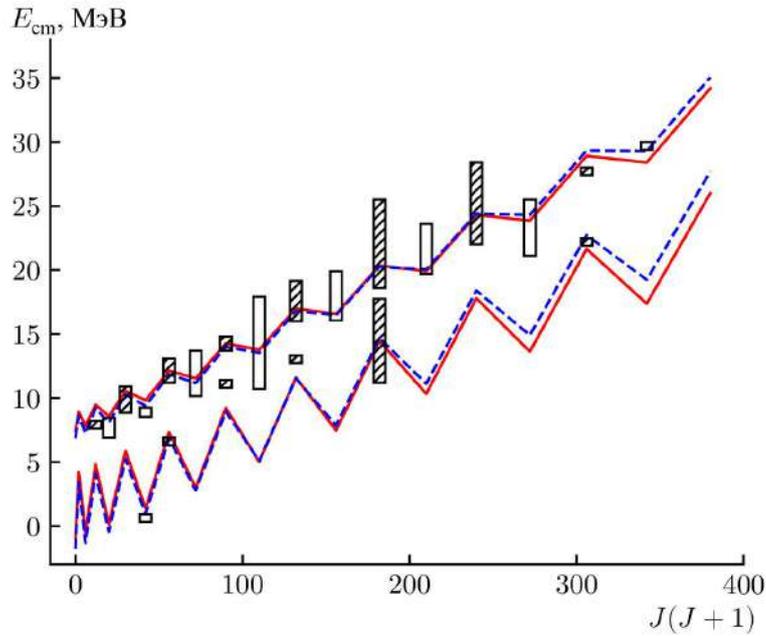


Рис. 72. Положение резонансов в системе $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ [49]. Прямоугольниками обозначены области фрагментации состояний, полученные из экспериментальных данных (заштрихованные, не заштрихованные – отрицательные и положительные четности, соответственно). Сплошная линия – расчет в рамках модели для потенциала $WS2$, пунктир – для потенциала $WS1$.

Как и для случая высоколежащих состояний, такие квазимолекулярные резонансы могут приводить к изменению сечения для функции возбуждения. На Рисунке 73 представлена зависимость S -фактора от энергии. Сплошной линией и пунктиром показаны результаты расчетов для потенциалов $WS2$ и $WS1$. Обе кривые хорошо описывают экспериментальный результат в предположении, что сечение в рассматриваемой области может быть записано в виде:

$$\sigma_r = \sigma_{res} + \sigma_{non}, \quad (116)$$

где σ_{res} – сечение от вклада, обусловленного резонансными процессами во входном канале, а σ_{non} – сечение нерезонансного взаимодействия, которое может быть воспроизведено в рамках модели с сильным поглощением [287].

Таким образом, если для системы $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$, резонансоподобные состояния, предсказанные в работе [278], должны наблюдаться вплоть до энергий порядка $E_{cm}=2$ МэВ, то существование соответствующей структуры в области 3–7.5 МэВ [281, 297] можно объяснить вкладом от состояний с молекулярной природой. Как можно видеть из рисунков, в этой области расположены низколежащие резонансные состояния с отрицательной четностью. К сожалению, исполь-

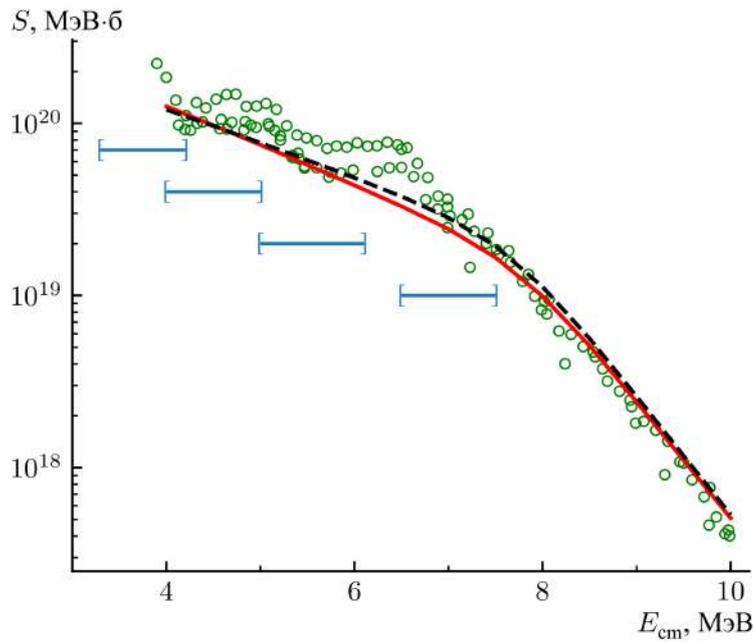


Рис. 73. Астрофизический S -фактор для реакции $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ [49]. Сплошная линия – расчет для потенциала $WS2$, пунктир – для потенциала $WS1$. Горизонтальными линиями указаны предполагаемые интервалы для низкоспиновых состояний с отрицательной четностью (слева направо) 1^- , 3^- , 5^- , 7^- .

зубая простая модель не позволяет однозначно идентифицировать наблюдаемые резонансы. В рассматриваемой области энергий различия предсказаний для двух потенциалов составляет величину порядка 700 кэВ, что сравнимо с ожидаемым расстоянием между уровнями. В Таблице 26 приведены основные результаты расчетов энергий для низколежащих состояний с примерными положениями ожидаемых максимумов для экспериментального сечения.

Таблица 26. Параметры полос [49].

Эксперимент [281,297] МэВ	$WS1$ МэВ, J^π	$WS2$ МэВ, J^π
	3.4, 1^-	
3.9	4.1, 3^-	4.2, 1^-
4.9	5.2, 3^-	4.8, 3^-
6.1		5.9, 5^-
6.6	6.8, 7^-	
7.2		7.3, 7^-

Представленные результаты дают лишь приблизительную область возникновения молекулярных состояний, как по причине рассмотренной в работе неоднозначности выбора потенциала, так и из-за возможной зависимости потенциала от энергии.

7.4. Описание квазисвязанных состояний в рамках потенциальной модели

На сегодняшний день имеется значительное число работ, рассматривающих возможности потенциальных моделей, для получения сечения, астрофизического S -фактора или энергии резонансов в реакциях с тяжелыми ионами [76, 291, 298, 299]. В зависимости от целей работы, могут быть использованы потенциалы от простейшего случая прямоугольной ямы, допускающего аналитическое решение [291], до потенциала с большим числом параметров, учитывающим зависимость от углового момента [298] или построенного на основе полумикроскопического описания [299]. Целью данного раздела будет более подробный анализ упомянутой в предыдущем разделе неоднозначности в выборе потенциала. Будем, как и в предыдущем пункте, исходить из установленных нами трех положений.

Потенциальная модель дает хорошее описание возникающих кластерных состояний, принадлежащих вращательным дублетам со структурой α -частица+кор [76], которые были рассмотрены в Главе 3, но в случае тяжелых ядер, как было указано, возникает проблема экспериментальной идентификации таких состояний [253]. Сильная зависимость расчетов от параметров потенциала приводит к сложностям в идентификации неизвестных резонансов для определения их углового момента. В кластерном приближении такая вращательная полоса (дублет) по-прежнему будет определяться условием на волновую функцию в виде глобального квантового числа, и, например, из формулы (23) для случая оболочки $1s0d$ можно ожидать $G \geq 24$. Применение такой формулы предполагает, что интеграл перекрытия волновых функций для одночастичных состояний в рассматриваемом потенциале и соответствующих волновых функций осциллятора близок к единице. Для системы ядер $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$, несмотря на замкнутые оболочки кислорода, использование этой формулы может быть недостаточно обоснованным. Так же рассматривался вариант феноменологического задания числа G из формулы (82), однако такое определение ограничивалось лишь потенциалом, предложенным в работе [300]. Для изучаемой в работе системы углерода и кислорода феноменологическое значение составляло $G \geq 18$. Более детально неоднозначность выбора величины G в рам-

ках подходов RGM, OCM и SU(3) моделей, обсуждалась в работе [253]. Таким образом, параметр G не может быть определен однозначно. Кроме того, как указывалось в работах [76, 253] можно ожидать появления сразу нескольких вращательных полос с различными глобальными квантовыми числами.

Ориентируясь на известные на сегодняшний день экспериментальные данные о появлении резонансов, отвечающих вращательным дублетам в ядрах, можно заключить, что головное состояние 0^+ первой полосы будет располагаться в районе энергии связи ^{16}O и ^{12}C в ядре ^{28}Si (-16.8 МэВ). Это, в том числе, следует и из порогового правила для диаграмм Окубо, фон Эрцена и CND. Обозначим эту полосу как " L – полоса". Так же ожидается появление полосы резонансов, с угловыми моментами близкими к максимальным моментам, допустимым в рассматриваемой системе. Обозначим ее как " H -полоса". Согласно систематике работы [105] это будет слабо расщепленная полоса со средним значением энергии 0^+-0^- порядка 8.6 МэВ и параметром наклона около 0.055 МэВ.

Используя методы, предложенные ранее в [49], в рассмотрим несколько оптических потенциалов, пригодных для описания взаимодействия $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$. Введем различные параметризации квадратичного потенциала Вудса-Саксона WS^2 и потенциал, полученный в рамках полумикроскопического подхода – потенциал Сан-Пауло (SPP) с учетом нуклонной плотности, рассчитанной на основе модели Дирака-Хартри-Фока [301]. Данный потенциал был успешно использован нами ранее при описании углового распределения при рассеянии α -частиц на ядре ^{14}C [51].

Рассмотрим следующие варианты:

1. Глубокий потенциал для упругого рассеяния в диапазоне энергий ЕСМ = 10 - 30 МэВ, полученный с применением Байесовского анализа [302].
2. Потенциал SPP с нормировочным множителем равным единице.
3. Феноменологический потенциал из предыдущего раздела WS^2 .
4. Феноменологический потенциал из предыдущего раздела WS^1 .
5. Потенциал, полученный на основе данных систематики для оптических потенциалов (предыдущие 4 пункта), с требованием уменьшения числа узлов волновой функции.

Характеристики предложенных потенциалов приведены в Таблице 27.

Таблица 27. Параметры потенциалов [48]. Величина радиуса определяется как $R = r_0(A_P^{1/3} + A_T^{1/3})$. В качестве потенциала 2 был взят потенциал SPP с нормировочным множителем равным единице. Параметры потенциалов 3 и 4 взяты из Таблицы 24.

Потенциал	V МэВ	r_0 фм.	a фм.
1	390.6	0.902	1.11
2	SPP		
3	320.0	0.87	1.3
4	305.0	0.83	1.4
5	295.9	0.75	1.5

7.5. Вращательные полосы в системе тяжелых ионов

Были получены положения резонансов с условием воспроизведения энергий головных состояний, указанных для L и H полос. Для всех указанных потенциалов, разделение по энергии между полосами составляло величину, значительно меньше требуемой разницы энергий для L и H полос (25.4 МэВ). Это позволяет сделать предположение, что между ними существует еще одна полоса. Обозначим ее как “ M -полоса”. Существование такой полосы для состояний с положительной четностью было ранее предсказано в рамках AMD модели в работе [279]. Оценки для положения ее головного уровня 0^+ дают значение в области -6 МэВ, так что дублет будет образовываться вблизи порога.

Таблица 28. Положения головных уровней состояний с положительной и отрицательной четностями $E(0^+)$ и $E(1^-)$ рассматриваемых дублетов и соответствующих глобальных квантовых чисел G [48].

Потенциал	1	2	3	4	5
Полоса	H				
$E(0^+)/E(1^-)$ МэВ	6.84/9.12	5.34/8.27	7.41/8.90	6.91/8.62	7.82/9.03
$G(+)/G(-)$	28/29	26/27	24/25	22/23	20/21
Полоса	M				
$E(0^+)/E(1^-)$ МэВ	-4.60/2.15	-5.85/0.55	-1.07/4.22	-1.77/3.42	0.81/5.32
$G(+)/G(-)$	26/27	24/25	22/23	20/21	18/19
Полоса	L				
$E(0^+)/E(1^-)$ МэВ	-21.4/-12.4	-21.4/-13.1	-14.5/-7.20	-14.9/-7.70	-11.2/-4.53
$G(+)/G(-)$	24/25	22/23	20/21	18/19	16/17

В Таблице 28 указаны значения состояний с положительной и отрицательной четностями 0^+ и 1^- для всех рассматриваемых величин G , соответствующим

щих образованию полос L , M и H . Вопрос о неоднозначности используемых для описания упругого рассеяния потенциалов был рассмотрен нами в [49]. Теперь мы рассмотрим вопрос о неоднозначности определения потенциала описания функции возбуждения для сечения слияния по аналогии с неоднозначностью, возникающей при анализе упругого рассеяния.

При определении параметров потенциала, возникли следующие неоднозначности: для феноменологических потенциалов имело место почти линейное уменьшение глубины действительной части потенциала с ростом величины радиуса. При извлечении потенциала на основе байесовских методов возникла устойчивая корреляция вида пропорциональности мнимого потенциала величине $1/\sqrt{W}$, где W – глубина мнимого потенциала. Таким образом, для описания сечения слияния мы имеем неоднозначность, аналогичную той, которая возникает при описании упругого рассеяния. Неоднозначность выбора потенциала также видна на Рисунке 74, где показано значение астрофизического S -фактора для рассмотренных потенциалов и проведено сравнение с имеющимися экспериментальными данными и их подгонкой в рамках феноменологической модели [290].

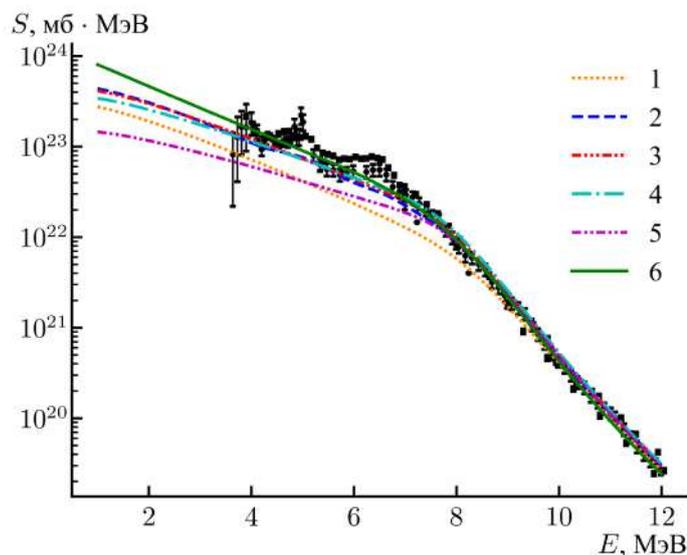


Рис. 74. Величина астрофизического S -фактора в зависимости от энергии взаимодействия ядер [48]. Показаны экспериментальные значения [155], дополненные, по сравнению с рисунками 71 и 72 последними данными из работы [281], и сечения, полученные в рамках рассматриваемой модели с потенциалами 1 - 5 из Таблицы 27. Кривая 6 соответствует подгонке сечения феноменологическим выражением [290] по экспериментальным данным.

Как видно, полученные результаты для потенциалов 2,3 и 4 практически

совпадают и близки к подгоночной кривой. Для вычисления сечения слияний использовался метод с условием сильного поглощения под кулоновским барьером [287].

Как можно видеть из Рисунка 74, если в рассмотренной нами реакции присутствует эффект подавления сечения для области с малой энергией, то он наблюдается только для последней точки. Дополнительно отметим, что ряд существующих моделей допускают понижение величины S -фактора с уменьшением энергии и в рамках потенциально модели [303], что будет продемонстрировано в следующей главе.

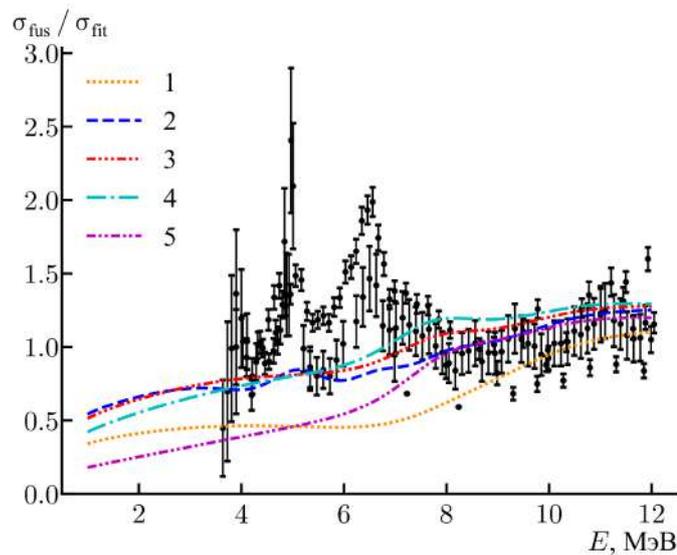


Рис. 75. Нормировка экспериментального сечения и теоретических результатов для потенциалов 1 – 5 из Таблицы 27 [48] на подгоночные значения сечения из работы [290].

Таблица 29. Параметры вращательных полос [48].

Угловой момент состояния с энергией 3.92 МэВ	Энергия состояния 1 ⁻ МэВ	Параметр наклона МэВ
3 ⁻	3.31	0.06
5 ⁻	2.47	0.05
7 ⁻	1.81	0.04

Теперь рассмотрим положения резонансной структуры в области малых энергий с точки зрения потенциальной модели. Согласно результатам, приведенным в Таблице 28, можно ожидать возникновения низкоспиновых резонансов с отрицательной четностью в области энергий ниже 12 МэВ. Дополнительно это показано на Рисунке 75, где представлена нормировка экспериментальных

данных на величину подгонки феноменологическим выражением [290]. На графике хорошо заметна резонансоподобная структура с резкими максимумами в области энергий 3.92 МэВ, 5 МэВ, 6.5 МэВ, 8.6 МэВ. В работе [281] была продемонстрирована возможность описания первых двух пиков сечения в рамках R-матричной теории. Существует несколько возможностей для включения таких максимумов в последовательность состояний с отрицательной четностью, принадлежащих полосе M . В зависимости от выбора углового момента первого состояния (3.92 МэВ), полоса можно охарактеризовать набором параметров (энергия уровня 1^- и наклон полосы), которые перечислены в Таблице 29. Наиболее подходящими характеристиками обладает полоса для потенциала 4, сопоставляя состоянию 3^- энергию 4.1 МэВ, с параметром наклона 0.05 МэВ. Вместе с тем необходимо отметить, что условие воспроизведения положений резонансов обладает очень сильной чувствительностью ко всем параметрам потенциала, поэтому требование точного совпадения положения по энергии молекулярных резонансов с экспериментальными данными не представляется обоснованным. Отметим, что при таком подходе допустим произвол в связи данного состояния с величиной G , а, соответственно, и с величиной спина (см. Таблицу 29). Так, в потенциале 2 будет состояние при энергии 3.85 МэВ с угловым моментом 7^- , а в потенциале 3, при энергии 4.2 МэВ с угловым моментом 1^- . Таким образом, для снятия указанной неоднозначности, необходимо экспериментальное определение величин углового момента рассматриваемых состояний.

В качестве заключения к данному пункту, сравним результаты, полученные в нашей работе и в рамках модели AMD. Результат представлен на Рисунке 76. Представленный результат аналогичен Рисунку 68, однако в этом случае для сравнения был выбран потенциал 2 из Таблицы 27, что приводит к наличию дополнительного узла в волновой функции. Как можно видеть, для полосы $G=26-27$ имеет место хорошее совпадение как с экспериментальными результатами, так и с вычислениями AMD, выполненными в работе [279].

Таким образом, было показано, что упругое рассеяние, слияние и резонансное взаимодействие могут быть описаны одновременно одним потенциалом, причем задание углового момента состояний с малой энергией может снять имеющуюся неоднозначность. Как видно из Таблицы 29, все рассмотренные по-

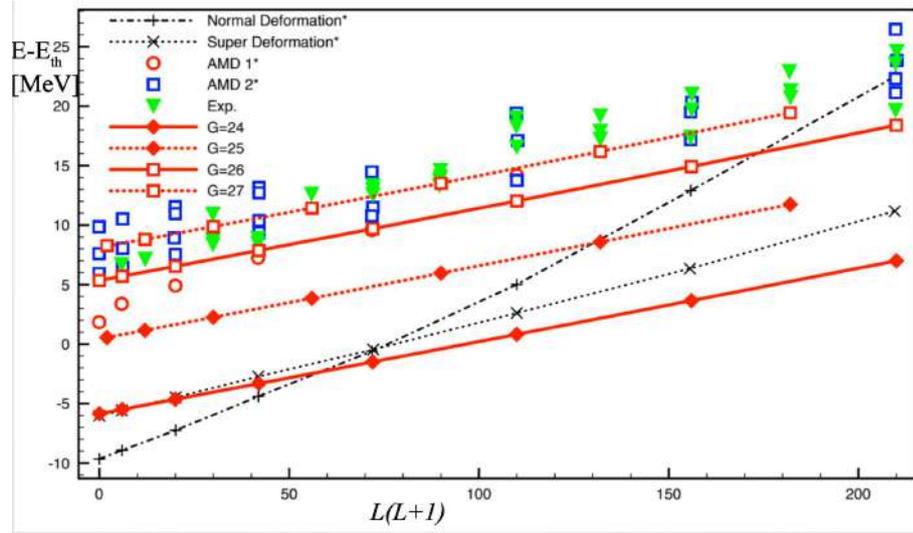


Рис. 76. Сравнение положения полосы $G=26-27$ [48] с экспериментальными данными [155] и расчетами в рамках AMD из работы [279].

тенциалы предсказывают существование резонансов для M -полосы в области энергий ниже трех МэВ, что соответствует температурам, ниже 10^9 К, достижимым в горячих звездах. Таким образом, такие резонансы могут существенно влиять на интенсивность протекания реакций и, соответственно, образования элементов при слиянии тяжелых ионов в звездах, так что их учет даёт важную информацию при анализе процессов эволюции звезд.

7.6. Определение астрофизического S -фактора для кластерного приближения в рамках модели прямоугольной потенциальной ямы.

Условно, все рассмотренные в рамках CND можно разбить на две группы – реакции с α -частицами и реакции слияния тяжелых ионов. Первую группу реакций можно рассматривать непосредственно в рамках потенциальной модели с учетом возможных резонансов, например, как это было предложено в работе [304]. К сожалению, такой подход не всегда позволяет описать возникновение узких резонансов. Вторую группу удобно рассматривать в рамках приближенной оптической модели, вводя комплексный потенциал и определяя соответствующее сечение слияния. Что было выполнено в прошлой главе, однако систематику затрудняет наличие большого числа параметров. В данной главе будет рассмотрена простейшая квантовая модель прямоугольной ямы, позволяющая, вместе с тем, очень хорошо описывать сечение слияния при минимальном количестве свободных параметров. Результаты были изложены нами

в статье [50].

Как было указано в предыдущих пунктах, для описания полученных в эксперименте функций возбуждения для реакций слияния, был предложен ряд подходов, опирающихся как на феноменологические модели [306], так и на различные приближения в рамках потенциальной модели. Например, как было указано выше, сечение можно оценить, задав граничное условие для волновой функции и введя определенное значение радиуса, при котором будет происходить полное поглощение. Учет связанных каналов в этих реакциях, позволяет повысить точность описания сечений реакций слияния в достаточно широком диапазоне энергий и масс взаимодействующих ядер [287]. Неопределенность, возникающую в этом случае, можно снизить, если учитывать известные резонансы в рассматриваемой системе. Подходы, связанные с использованием потенциалов свертки [307] и унифицированных потенциалов типа Сан-Пауло [301], позволяют уменьшить число параметров, однако такой подход затруднителен для мнимой части потенциала.

Хорошим способом, позволяющим описать одновременно реальный и мнимый потенциалы при небольшом числе параметров, является использование простейшего потенциала – прямоугольной ямы, причем полагая, что радиусы мнимой и реальной части совпадают. Это одна из самых первых моделей, с помощью которой анализировались реакции слияния, важные для астрофизических целей [308]. В работе [291], посвященной обоснованности применения данной модели, рассматривался ряд появляющихся в процессе расчета сечения артефактов и был сделан вывод о допустимости такого описания. Одним из основных следствий данной модели является наличие кора – реальная часть потенциала оказывается со знаком плюс [289], так что такой тип потенциала получил название “мелкий”. С другой стороны, в работе [291] было указано, что подобное поведение потенциала не обусловлено проявлением его микроскопической природы (таким, как, например, запрет Паули). Следовательно, для получения корректной систематики необходимо уточнение этого вопроса.

Мы рассматривали вопрос о систематике параметров модели с прямоугольным потенциалом, которая была использована для описания подбарьерного слияния ядер из CND. До сих пор данный подход применялся только к одиночным

ядрам, что не давало возможности изучить зависимость параметров потенциала от таких величин, как заряд и массовые числа участвующих в реакции ядер. В нашей работе был проведен анализ реакций слияния между бесспиновыми ядрами, играющими важную роль в процессах звездного нуклеосинтеза, в области энергий ниже кулоновского барьера, в диапазоне масс $A=2-28$ [50].

Вычисления проводились в рамках подхода, предложенного в работе [309], для прямоугольной ямы с радиусом R с реальной и мнимой частью $V + iW$ формула (30). Коэффициент проницаемости для парциальной волны L , в этом случае, можно записать в виде:

$$T_L = \frac{4P_L \text{Im}(f_L)}{(1 - S_L \text{Re}(f_L) + P_L \text{Im}(f_L))^2 + (P_L \text{Re}(f_L) + S_L \text{Im}(f_L))^2}. \quad (117)$$

Функции P_L и S_L определяются через регулярные и нерегулярные кулоновские волновые функции F и G . К сожалению, в литературе величина P_L обозначает одновременно проницаемость барьера (формула (34)) и *параметр проницаемости*, применяющийся в вычислении приведенной ширины уровней (формула (47)). В данном разделе будет использоваться второй вариант:

$$P_L = \frac{kR}{F_L^2 + G_L^2}, \quad (118)$$

$$S_L = kR \frac{F_L F_L' + G_L G_L'}{F_L^2 + G_L^2}, \quad (119)$$

где волновой вектор свободной частицы $k = \sqrt{2\mu E/\hbar^2}$. Волновой вектор частицы внутри ямы можно записать в виде:

$$K = \sqrt{2\mu(E - V + iW)/\hbar^2}. \quad (120)$$

Здесь, как и ранее, μ – приведенная масса, E - энергия в системе центра масс, V - реальная часть потенциала, а W – мнимая. f_L – комплексная логарифмическая производная волновой функции в области потенциальной ямы. Как указано в [291], такую волновую функцию можно считать пропорциональной выражению $\exp(-iKr)$. Выполненное нами сравнение такого приближения с волновой функцией, полученной при численном решении уравнения Шредингера

гера с аналогичным потенциалом, но описанным при помощи сплайнов [310], показало корректность такого подхода. Тогда логарифмическую производную на границе потенциала можно записать как $f_L = i/(KR)$. Для получения сечения реакции слияния из формулы (33) имеем [291]:

$$\sigma_{fus} = \frac{\pi}{k^2} \sum_L w_L (2L + 1) T_L. \quad (121)$$

Множитель $w_L = 1 + (-1)^l$ используется для случая слияния идентичных ядер.

С помощью полученной формулы можно вычислить величины астрофизического S -фактора. Поскольку в работе предполагается рассматривать энергии ниже кулоновского барьера, удобно выполнить нормировку в виде E/V_C при сравнении теоретических результатов с экспериментом. Величина кулоновского барьера бралась равной:

$$V_C = \frac{Z_T Z_P e^2}{1.36(A_T^{1/3} + A_P^{1/3}) + 0.5}. \quad (122)$$

В работе рассматривались реакции слияния следующих ядер: ^{12}C , $^{16,18}\text{O}$, ^{20}Ne , ^{24}Mg , $^{28,30}\text{Si}$. Экспериментальные данные были получены из базы EXFOR [311]. Параметры для потенциала прямоугольной ямы V, W, R получались минимизацией χ^2 , которая, характеризует степень расхождение между вычисленными по формуле (119) величинами астрофизического S -фактора и его экспериментальными значениями. Подгонка, при этом, ограничивалась областью энергий ниже кулоновского барьера. Полученные значения V, W, R приведены в Таблице 30.

Сравнение полученного в работе астрофизического S -фактора с существующими экспериментальными данными показано на Рисунке 77. Как можно видеть, во всем диапазоне энергий и для всех сочетаний ядер существует набор параметров R, V, W , который позволяет хорошо описать зависимость величины S -фактора от энергии. Тем не менее, присутствует некоторая неопределенность для всех параметров, поскольку малые изменения величин не приводят к существенному изменению вычисленного S -фактора и, кроме того, было бы ошибкой требовать идеального совпадения с экспериментальными данными в рамках такой простой модели. Следует особо отметить возможность описания

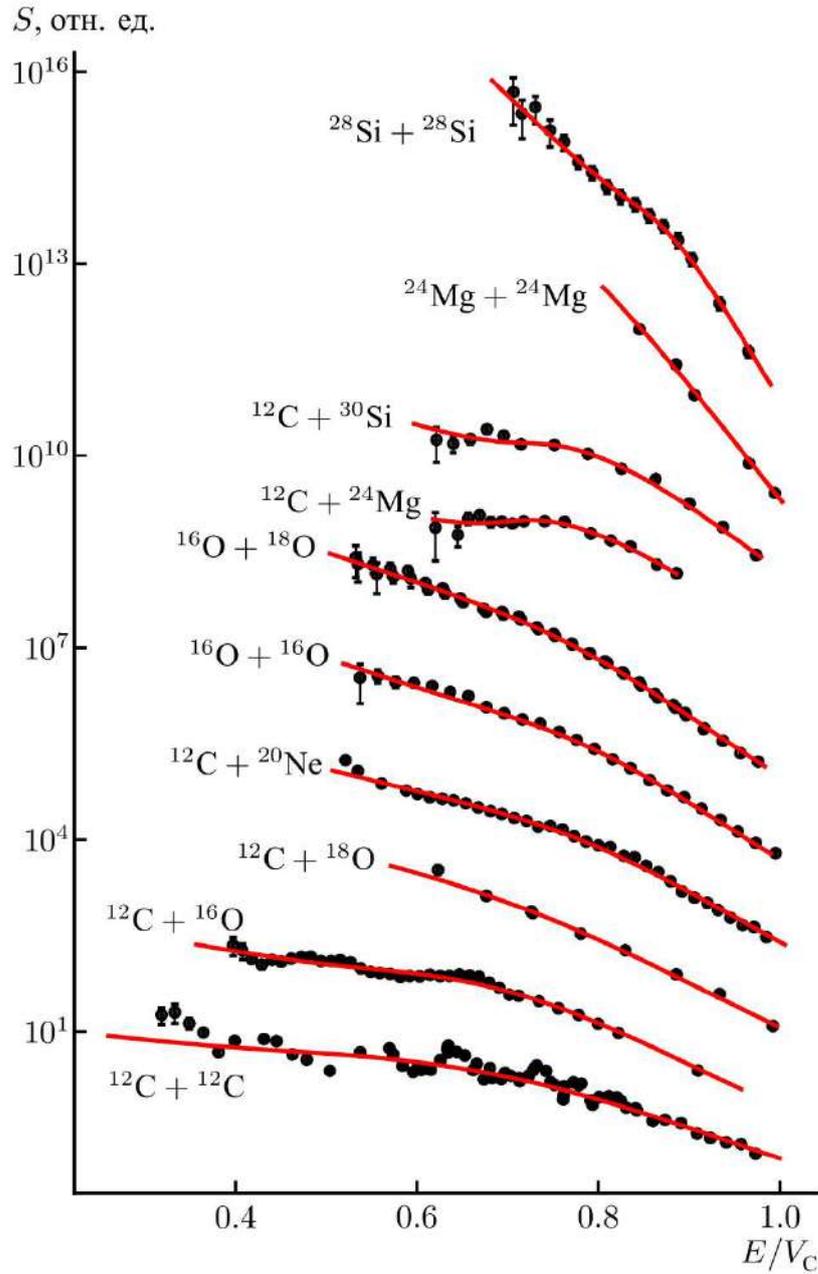


Рис. 77. Зависимость астрофизического S -фактора от энергии, нормированной на величину кулоновского барьера. Точки – экспериментальные результаты [311]. Сплошная линия – данные подгонки [50].

указанного ранее явления подавления сечения для малых энергий по сравнению с расчетами на основе оптических потенциалов [312, 313]. Как было указано в работе [312], такое подавление приводит к возникновению, при некоторой энергии, максимума значения астрофизического S -фактора, так что для более низких энергий, предполагается его дальнейшее уменьшение. В выполненных нами численных экспериментах, подобное поведение S -фактора для прямоугольной ямы для рассматриваемых ядер не воспроизводится. Однако, допустимо существование локального максимума для S -фактора, с возникновением локального

Таблица 30. Параметры потенциала прямоугольной ямы из работы [50].

Реакция	V МэВ	W МэВ	R фм
$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$	3.9	1.16	6.8
$^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$	5.7	1.01	7.5
$^{12}\text{C}+^{18}\text{O}$	4.8	3.70	7.8
$^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$	9.2	1.92	8.1
$^{12}\text{C}+^{20}\text{Ne}$	7.8	2.01	7.7
$^{16}\text{O}+^{18}\text{O}$	7.9	2.22	8.2
$^{12}\text{C}+^{30}\text{Si}$	11.2	0.72	7.9
$^{12}\text{C}+^{24}\text{Mg}$	9.8	0.56	7.6
$^{24}\text{Mg}+^{24}\text{Mg}$	20.8	6.8	8.9
$^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$	27.4	1.4	9.0

минимума при еще меньших энергиях и его дальнейшим плавным ростом при стремлении энергии к нулю. На Рисунке 77 данное поведение величины сечения (наличие локального максимума) можно наблюдать для случаев реакций $^{12}\text{C}+^{30}\text{Si}$ и $^{12}\text{C}+^{24}\text{Mg}$.

Особый интерес представляет систематика для полученных параметров, приведенная на Рисунке 78.

Для всех рассматриваемых реакций наблюдается повышенное значение для параметра радиуса (Рисунке 78 а). Зависимость этого параметра от величины энергии может быть приближенно представлена как линейная функция:

$$R = 1.35(A_p^{1/3} + A_t^{1/3}) + 0.92, \quad (123)$$

что хорошо согласуется со значением для величины кулоновского радиуса в таких случаях. С другой стороны, согласно работе [291], такое повышенное значение радиуса может быть обусловлено наличием скачка потенциала и, соответственно, является артефактом модели. Это, в по причине равенства для радиусов действительной и мнимой части потенциала, приводит к увеличению поглощения падающего потока на больших расстояниях, например, по сравнению с потенциалом Вудса-Саксона. Учет такого эффекта может помочь объяснить значительный разброс в величинах астрофизического S -фактора для рассматриваемых в работе систем.

Как показано на Рисунке 78 б, глубина действительной части потенциала определяется, в основном, величиной кулоновского вклада и имеет хорошую

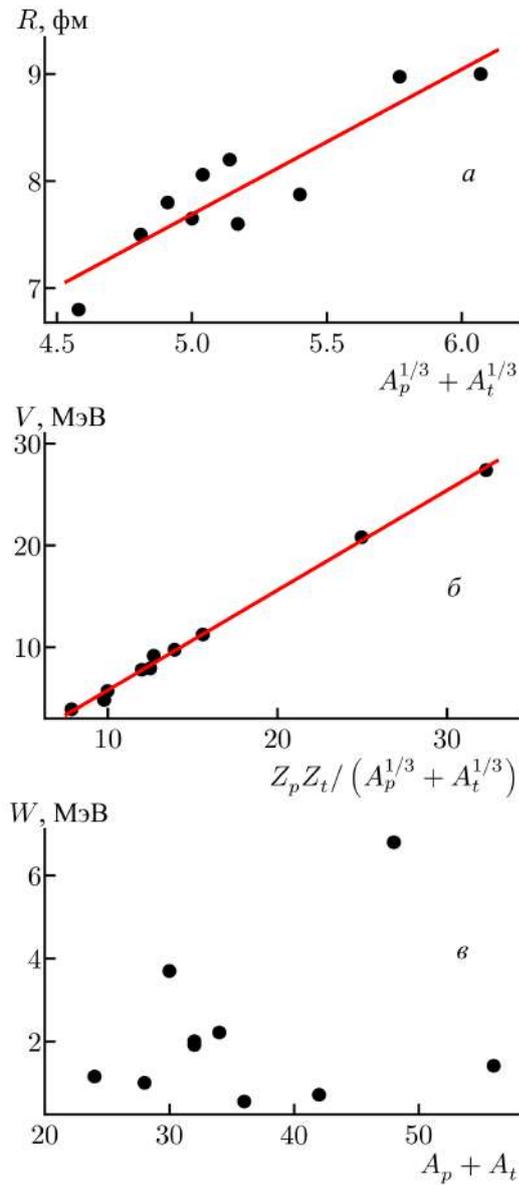


Рис. 78. Полученные в работе параметры потенциала [50]. Точки – значения подгонки, сплошная линия – аппроксимация линейной функцией (см. пояснения в тексте). Верхний рисунок – зависимость радиуса R от величины $(A_T^{1/3} + A_P^{1/3})$. Центральный рисунок – зависимость действительной части потенциала V от величины $\frac{Z_T Z_P e^2}{A_T^{1/3} + A_P^{1/3}}$. Нижний рисунок – зависимость мнимой части потенциала W от массы компаунд-ядра.

линейную зависимость от его величины, что и приводит к возникновению отталкивающего кора:

$$V = 0.98 \frac{Z_p Z_t}{A_p^{1/3} + A_t^{1/3}} - 4.0. \quad (124)$$

Присутствующий небольшой отрицательный вклад оказывается почти постоянным для всех рассмотренных в работе реакций.

В то же время, для параметра глубины мнимой части потенциала (Рису-

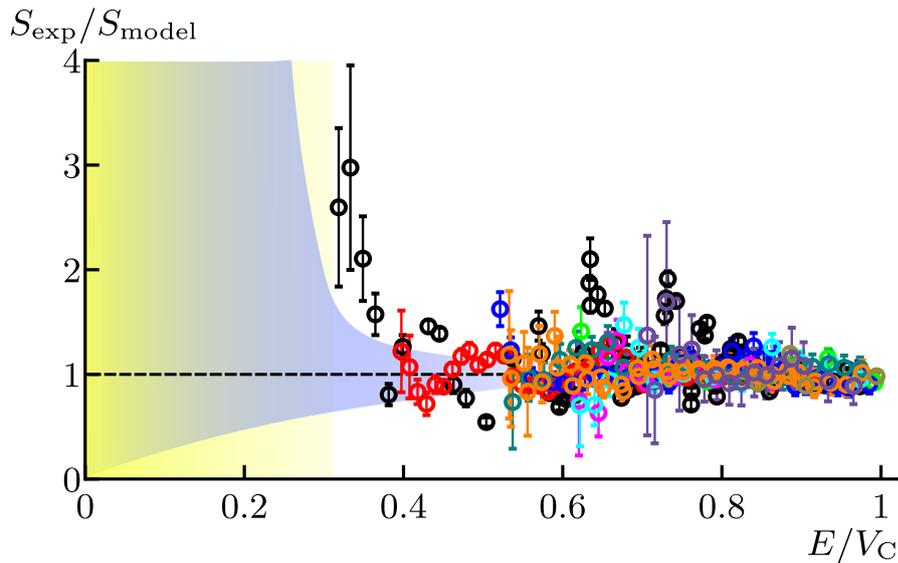


Рис. 79. Отношение экспериментального S -фактора к полученному в рамках рассмотренной модели, как функция энергии ядер, деленной на высоту кулоновского барьера (цвета соответствуют различным комбинациям ядер). Фиолетовая область отвечает разбросу теоретических предсказаний [307], а желтая – энергиям, возникающим в звездах.

нок 78 в), наблюдается широкий разброс величин, не демонстрирующий какой-либо систематической зависимости. Как можно видеть из Рисунок 78 в, для тяжелых ядер встречаются малые значения глубины мнимого потенциала, в то время как для комбинаций легких ядер, в среднем, наблюдается рост параметра, примерно пропорциональный массе компаунд-ядра. Следует отметить, что нам в ряде случаев удавалось добиться удовлетворительного описания величины астрофизического S -фактора даже при нулевой глубине мнимого потенциала, что обусловлено наложением условия сильного поглощения внутри ямы

В качестве заключения к данному разделу, полученные в работе результаты проиллюстрированы на Рисунке 79, где показаны экспериментальные величины S -факторов, нормированные на значения, полученные в рамках предложенного подхода. Как можно видеть, имеет место очень хорошее совпадение, что позволяет не только предсказывать значение сечения для малых энергий, но и лучше понять механизм протекающих реакций слияния.

Заключение

В заключение подведем итоги научной работы по теме диссертации.

Проявление кластерных степеней свободы связано с широким кругом экспериментально проверяемых явлений, относящихся как к вопросам структуры атомных ядер, так и к вопросам, связанным с механизмом ядерных реакций.

С точки зрения структуры нами была рассмотрена предельная α -кластерная модель, когда все ядро представляется в виде системы взаимодействующих α -частиц. Несмотря на квазиклассический подход, было показано, что следствия из такой модели позволяют описывать не только основные состояния самосопряженных ядер (причем, во всем известном на сегодняшний день диапазоне масс), а также и экзотические возбужденные состояния. Например – обладающие столь сильной деформацией, что их можно считать аналогом цепных состояний, когда несколько α -частиц выстраиваются в цепочку друг за другом. Или возникновение, при определенной энергии возбуждения, конденсата Бозе-Эйнштейна из составляющих ядро α -частиц.

Далее было рассмотрено проявление кластерных степеней свободы в ядрах широкой группы масс.

На примере ядер $^{6,8}\text{He}$ были рассмотрены случаи, когда функцию кора выполняет α -частица ядро ^6He , и когда предположительно можно говорить о нейтронных кластерах. Структура таких ядер является вызовом как для экспериментальных, так и для теоретических исследований. Были получены распределения импульсов кластеров, входящих в данные гало-ядра.

Для легких ядер – бериллия, углерода, кислорода и неона, магния, аргона были рассмотрены эксперименты по изучению взаимодействия α -частицы с кором. Было показано, что в рассмотренных ядрах нейтронный избыток не всегда приводит к уменьшению вклада кластерных конфигураций в структуру возбужденных состояний.

Были рассмотрены реферативные данные для более тяжелых ядер. Несмотря на отсутствие у них хорошо идентифицируемых низколежащих кластерных состояний, тем не менее они обладают высоколежащими фрагментированными состояниями. Для ядер аргона был рассмотрен эксперимент по изучению фрагментированных состояний в упругом рассеянии. Обнаруженные состояния

хорошо совпадают с предсказаниями потенциальной модели.

Детальное рассмотрение (как экспериментальное, так и теоретическое) следующего ядра – ^{40}Ca позволило не только обнаружить низколежащие кластерные состояния, но и применить объединенную модель для их описания – как потенциальную, так и модель связанную с туннелированием. Это дает возможность связать данные для таких ядер промежуточной массы с ядрами в области урана, для которых такое поведение и характерно. Данный вывод расширяет понятие изомерии форм.

Наконец, были рассмотрены тяжелые кластеры. Наиболее интересным проявлением это формы кластеризации являются наблюдение молекулярных резонансов в рассеянии тяжелых ионов.

Были рассмотрены экзотические кластеры в виде несвязанных ядер, что позволило сделать вывод о возникающем в таких ядрах переходе, приводящем к конденсации, тем самым связать эти состояния с рассмотренной в самом начале предельной α -кластерной моделью.

Был рассмотрен подход в рамках потенциальной модели к описанию состояний в системе углерод-кислород при энергиях, находящихся в непосредственной близости к Гамовскому окну. Было получено удовлетворительное описание сечения слияния и положения наблюдаемых резонансов. Была получена систематика в кластерном приближении для реакций, важных с точки зрения астрофизики.

Автор выражает свою огромную благодарность всем, кто помогал ему в научной работе и в процессе написания данной работы.

Прежде всего хотелось бы поблагодарить своего научного руководителя, К. А. Гриднева, который, к глубокому сожалению не дожил до сегодняшних дней. Без его постоянного внимания к работе, помощи в постановке задач и поиске решений, данная работа никогда не была бы написана.

Я выражаю признательность своим российским и зарубежным коллегам:

В. фон Эрцену, Г. Болену и Ц. Кокаловой, а так же всем сотрудникам группы SF7 HMI, Берлин, Германия.

К. Русеку, Н. Буртебаеву, С. Б. Сакуте и сотрудникам циклотронной лаборатории Варшавского университета, Польша.

В. Тршаске, С. В. Хлебникову, Ю. Г. Соболеву, Б. Г. Новацкому, Г. П. Тюрину, М. Муттереру, Т. Лоннроту, В. А. Рубчене, и И. Слотте за помощь в выполнении экспериментов в Университете Ювяскюла, Финляндия.

В. З. Гольдбергу и Г. В. Рогачеву Университет А&М, США.

Ю. А. Литвинову, Л. В. Чулкову и Т. Ауманну GSI, Германия.

И. А. Митропольскому ПИЯФ НИЦ “Курчатовский институт Россия.

Я хотел бы поблагодарить всех своих коллег по кафедре и, особенно, В. И. Жеребчевского, Н. А. Мальцева и Г. А. Феофилова, чья помощь в работе оказалось весьма существенна.

Также я выражаю благодарность своей семье.

Литература

- [1] Wheeler J. A. Molecular Viewpoints in Nuclear Structure // Phys. Rev.–1937.–Vol.52.–P.1083–1106. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.52.1083>
- [2] Teller, E., Wheeler, J. A. On the Rotation of the Atomic Nucleus // Phys. Rev.–1938.–Vol.53.–P.778–789. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.53.778>
- [3] Hafstad, L. R., Teller, E. The Alpha-Particle Model of the Nucleus // Phys. Rev.–1938.–Vol.54.–P.681–692. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.54.681>
- [4] Wheeler J. A. On the Mathematical Description of Light Nuclei by the Method of Resonating Group Structure // Phys. Rev.–1937.–Vol.52.–P.1107–1122. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.52.1107>
- [5] Brink D. M. The Alpha-Particle Model of Light Nuclei // Proceedings of International School of Physics. “Enrico Fermi” 1966.–Vol.36.–P.247.
- [6] Saito S. Interaction between Clusters and Pauli Principle // Progress of Theoretical Phys.–1969.–Vol.41.–P.705–722. DOI: <https://doi.org/10.1143/PTP.41.705>
- [7] Ikeda K., Tagikawa N., Horiuchi H. The Systematic Structure-Change into the Molecule-like Structures in the Self-Conjugate $4n$ Nuclei // Progress of Theoretical Phys.–1968.–Vol.E68.–P.464–475. DOI: <https://doi.org/10.1143/PTPS.E68.464>
- [8] <https://badge.dimensions.ai/details/id/pub.1063145694/citations>
- [9] von Oertzen W. Two-center molecular states in ${}^9\text{B}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{Be}$, and ${}^{10}\text{B}$ // Z. Phys. A – Hadrons and Nuclei–1996.–Vol.354.–P.37–43. DOI: <https://doi.org/10.1007/s002180050010>

- [10] von Oertzen W. Covalently bound molecular structures in the $\alpha + {}^{16}\text{O}$ system // Eur. Phys. J.–2001.–Vol.A11–P.403–411. DOI: 10.1007/s100500170052
- [11] Buck, B., Dover, C. B., Vary, J. P. Simple potential model for cluster states in light nuclei // Phys. Rev. C.–1975.–Vol.11.–P.1803–1821. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.11.1803>
- [12] Buck B., Pilt A.A. Alpha-particle and triton cluster states in ${}^{19}\text{F}$ // Nucl. Phys. A.–1977.–Vol.280.–P.133–160. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(77\)90300-1](https://doi.org/10.1016/0375-9474(77)90300-1)
- [13] Buck B., Friedrich H., Pilt A.A. Alpha-particle cluster states in ${}^{18}\text{F}$ and ${}^{18}\text{O}$ // Nucl. Phys. A.–1977.–Vol.290.–P.205–217. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(77\)90675-3](https://doi.org/10.1016/0375-9474(77)90675-3)
- [14] Vary J.P., Dover C.B., Simple potential model for nucleus-nucleus interactions // Phys. Rev. Lett.–1973.–Vol.31.–P.1510–1513. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.31.1510>
- [15] Horiuchi H., Ikeda K. A Molecule-like Structure in Atomic Nuclei of ${}^{16}\text{O}^*$ and ${}^{20}\text{Ne}$ // Progress of Theoretical Phys.–1968.–Vol.40.–P.277–287. DOI: <https://doi.org/10.1143/PTP.40.277>
- [16] Horiuchi H., Ikeda K., Suzuki Y. Molecule-Like Structures in Nuclear System // Progress of Theoretical Phys (Suppl.).–1972.–Vol.52.–P.89–172 DOI: <https://doi.org/10.1143/PTPS.52.89>
- [17] Kanada-En'yo Y., Kimura M., Ono A. Antisymmetrized molecular dynamics and its applications to cluster phenomena // Progress of Theoretical and Experimental Physics.–2012.– Vol.2012.–P.01A202. DOI: <https://doi.org/10.1093/ptep/pts001>
- [18] von Oertzen, W., Freer, M., Kanada-En'yo Y. Nuclear clusters and nuclear molecules // Physics Reports.–2006.–Vol.432.–P.43–113. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2006.07.001>
- [19] Beck C. Ed. Clusters in Nuclei // Lecture Notes in Physics (Springer-Verlag, Berlin).–2014.–Vol.3.

- [20] Horiuchi H., Ikeda K., Kato K. Recent Developments in Nuclear Cluster Physics // Progress of Theoretical Physics Supplement.–2012.–Vol.192.–P.1–238, <https://doi.org/10.1143/PTPS.192.1>
- [21] Freer M., Horiuchi H., Kanada-En'yo Y. et al. Microscopic clustering in light nuclei // Rev. Mod. Phys.–2018.–Vol.90.–P.035004. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.90.035004>
- [22] Kanada-En'yo, Y., Horiuchi, H. Coexistence of cluster and shell-model aspects in nuclear systems // Front. Phys.–2018–Vol.13.–P.132108. DOI: <https://doi.org/10.1007/s11467-018-0830-y>
- [23] Немец О. Ф., Неудачин В. Г., Рудчик А. Т. и др. Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных передач. Киев.–1988.
- [24] Artemenkov D. A., Bradnova V., Chernyavsky M. M. et al. Unstable states in dissociation of relativistic nuclei // Eur. Phys. J. A.–2020.–Vol.56.–P.250. DOI: <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-020-00252-3>
- [25] Artemenkov D. A., Bradnova V., Kashanskaya O.N. et al. Prospects of Searches for Unstable States in Relativistic Fragmentation of Nuclei // Phys. Atom. Nuclei.–2022.–Vol.85.–P.528–539. DOI: <https://doi.org/10.1134/S1063778822060035>
- [26] Zaitsev A. A., Artemenkov D. A., Glagolev V. V. Correlation in formation of ^8Be nuclei and α -particles in fragmentation of relativistic nuclei // Phys. Lett. B.–2021.–Vol.820.–P.136460. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2021.136460>
- [27] Zaitsev A. A., Marimuthu N., Artemenkov D. A. et al. Cosmophysical Aspects of Relativistic Nuclear Fragmentation // Phys. Atom. Nuclei.–2023.–Vol.86.–P.1101–1106. DOI: <https://doi.org/10.1134/S1063778824010617>
- [28] Yang Z., Huang S. Clustering in nuclear systems: from finite nuclei to neutron stars // Science Bulletin.–2021.–Vol.66.–P.2054–2056. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.scib.2021.07.009>
- [29] Roca-Maza X., Paar N. Nuclear equation of state from ground and collective

- excited state properties of nuclei // Progress in Particle and Nuclear Physics.–2018.–Vol.101.–P.96-176. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2018.04.001>
- [30] Duer, M., Aumann, T., Gernhuser, R. et al. Observation of a correlated free four-neutron system // Nature.–2022.–Vol.606.–P.678–682. DOI: <https://doi.org/10.1038/s41586-022-04827-6>
- [31] Wei K., Ye, Y. L., Yang Z. H. Clustering in nuclei: progress and perspectives // NUCL SCI TECH.–2024.–Vol.35.–P.216 DOI: <https://doi.org/10.1007/s41365-024-01588-x>
- [32] Kimura M., Suhara T., Kanada-En'yo, Y. Antisymmetrized molecular dynamics studies for exotic clustering phenomena in neutron-rich nuclei // Eur. Phys. J. A.–2016.–Vol.52.–P.373. DOI: <https://doi.org/10.1140/epja/i2016-16373-9>
- [33] Lombardo I., Dell'Aquila D. Clusters in light nuclei: history and recent developments // La Rivista del Nuovo Cimento.–2023.–Vol.46.–P.521–618. DOI: <https://doi.org/10.1007/s40766-023-00047-4>
- [34] Kahl D., Yamaguchi H., Hayakawa S. Alpha clustering in nuclear astrophysics and topology // Front. Phys.–2023.–Vol.11.–P.1189040. DOI: <https://doi.org/10.3389/fphy.2023.1189040>
- [35] Torilov S.Y., Brenner M., Goldberg V.Z. et al. High-spin states in ^{22}Ne populated in the $^{14}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha)$ reaction // Eur. Phys. J. A.–2011.–Vol.47.–P.158. DOI: <https://doi.org/10.1140/epja/i2011-11158-4>
- [36] Torilov S.Y., Gridnev K.A., Zhrebchevsky V.I. et al. Cluster states in the neutron excess nucleus ^{22}Ne // JETP Lett.–2011.–Vol.94.–P.6–10. DOI: <https://doi.org/10.1134/S0021364011130170>
- [37] Torilov S.Y., Maltsev N.A., Goldberg V.Z. et al. Quasimolecular states in a reaction with carbon isotopes // JETP Lett.2015.–Vol.102.–P.69–72 <https://doi.org/10.1134/S0021364015140118>
- [38] Torilov S.Y., Maltsev N.A., Goldberg V.Z. et al. Decay of quasimolecular states in ^{26}Mg // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.–2016.–Vol.80.–P.871–874. DOI: <https://doi.org/10.3103/S1062873816080384>

- [39] Торилов С. Ю., Мальцев Н.А., Жеребчевский В.И. и др. Резонансный и нерезонансный выход из реакций с нейтроноизбыточными изотопами углерода // Вестник СПбГУ.–2015.–Сер.4.–Т.2–С.319-326.
- [40] Торилов С. Ю., Жеребчевский В.И., Гриднев К.А. Лазарев В.В. Моделирование распада ядерных систем, образующихся в реакциях с тяжёлыми ионами // Вестник СПбГУ.–2011.–Сер.4.–Т.2–С.49-56.
- [41] Bohlen H.G., Kalpakchieva R., von Oertzen W. et al. Structure studies of neutron-rich beryllium and carbon isotopes // Nuc. Phys. A.–2003.–Vol.722.–P.c3–c9. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(03\)01327-7](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(03)01327-7)
- [42] Bohlen H.G., von Oertzen W., Kalpakchieva R. et al. Structure of neutron-rich Be and C isotopes // Phys. Atom. Nuclei.–2003.–Vol.66.–P.1494–1500. DOI: <https://doi.org/10.1134/1.1601755>
- [43] Bohlen H.G., Kalpakchieva R., Gebauer B. et al. Spectroscopy of particle-hole states of ^{16}C // Physical Rev. C.–2003.–Vol.68.–P.054606. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.68.054606>
- [44] Bohlen H.G., von Oertzen W., Kalpakchieva R. et al. Structure studies of neutron-rich beryllium and carbon isotopes. // APH N.S., Heavy Ion Physics.–2003.–Vol.18.–P.179–184. DOI: <https://doi.org/10.1556/APH.18.2003.2-4.10>
- [45] Bohlen H.G., Kalpakchieva R., von Oertzen W. et al. Particle-hole structures of neutron-rich Be- and C-isotopes // Nuclear Phys. A.–2004.–Vol.734.–P.345–348. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2004.01.063>
- [46] Chulkov L.V., Aksouh F., Bleile A. et al. Quasi-free scattering with $^{6,8}\text{He}$ beams // Nucl. Phys. A.–2005.–Vol.759.–P.43–63. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2005.05.148>
- [47] Kokalova T., von Oertzen W., Torilov S. et al. Emission of unbound ^8Be and $^{12}\text{C}^*$ (0_2^+) clusters in compound nucleus reactions // Eur. Phys. J. A.–2005.–Vol.23–P.19–31. DOI: <https://doi.org/10.1140/epja/i2004-10071-3>
- [48] Torilov S.Y., Maltsev N.A., Zhrebchevsky Analyzing Resonance States in Describing the Astrophysical S -Factor for Heavy Ion Fusion Reaction

- $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.–2022.–Vol.86.–P.966–970. DOI: <https://doi.org/10.3103/S106287382208024X>
- [49] Torilov S.Yu., Maltsev N.A., Zherebchevsky V.I. Studying Low-Energy Resonances in the $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ System // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.–2021.–Vol.85.–P.548–551. DOI: <https://doi.org/10.3103/S1062873821050233>
- [50] Torilov S.Y., Maltsev N.A., Zherebchevsky V.I. Astrophysical *S*-Factor in the Model of a Square Potential Well // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.–2023–Vol.87.–P.1217–1220 DOI: <https://doi.org/10.3103/S1062873823703124>
- [51] Жеребчевский В.И., Торилов С. Ю., Андроненков А.Н., Гриднев К.А., Мальцев Н.А. Упругое рассеяние альфа-частиц на нейтроноизбыточном ядре ^{14}C // Вестник СПбГУ.–2013.–Сер.4.–Т.1–С.233–237.
- [52] Burtebayev N., Amangeldi N., Alimov D. et al. Scattering of ^{15}N Ions by $^{10,11}\text{B}$ Nuclei at the Energy of 43 MeV // Acta Phys. Polon. Supp.–2018.–Vol.11.–P.99. DOI: <https://doi.org/10.5506/APhysPolBSupp.11.99>
- [53] Torilov S.Y., Maltsev N.A., Zherebchevsky V.I. et al. A Study of Resonance States in Nuclear Systems Formed in Reactions with Heavy Ions // Phys. Part. Nuclei–2022.–Vol.53.–P.403–408. DOI: <https://doi.org/10.1134/S1063779622020836>
- [54] Gridnev K.A., Torilov S. Yu., Gridnev D.K., Kartavenko V.G., Greiner W. Model of binding alpha-particles and applications to superheavy elements // Int. Journal Mod. Phys. E.–2005.–Vol.14.–P.635–643. DOI: <https://doi.org/10.1142/S0218301305003387>
- [55] Gridnev K.A., Torilov S. Yu., Kartavenko V.G., Greiner W. Model of binding alpha-particles and structure of the light nuclei // Int. Journal Mod. Phys. E.–2007.–Vol.16.–P.1059–1063. DOI: <https://doi.org/10.1142/S0218301307006502>
- [56] Torilov S.Yu., Gridnev K.A., Greiner W. Chain configuration in light nuclei // Int. Journal Mod. Phys. E.–2007.–Vol.16.–P.1757–1764. DOI: <https://doi.org/10.1142/S0218301307006927>

- [57] Gridnev K.A., Torilov S.Y. Ikeda diagram within the model of binding alpha particles // *Phys. Atom. Nuclei.*–2006.–Vol.69–P.1204–1206. DOI: <https://doi.org/10.1134/S1063778806070179>
- [58] Gridnev K. A., Torilov S. Y., Gridnev D. K. et al. Model of binding alpha-particles and applications to superheavy elements // *Eur. Phys. J. A.*–2005.–Vol.25.–Suppl.1.–P.609–610. DOI: <https://doi.org/10.1140/epjad/i2005-06-020-6>
- [59] Torilov S.Yu., Gridnev K.A., Greiner W. New insight on the chain states and Bose-Einstein condensate in light nuclei // *Int. Journal Mod. Phys. E.*–2008.–Vol.17.–P.2150–2154. DOI: <https://doi.org/10.1142/S0218301308011252>
- [60] Гриднев К.А., Торилов С.Ю. Супердеформация в легких альфа-частичных ядрах // *Теор. физ.*–2007.–Vol.8.–P.9–14.
- [61] Torilov S.Y., Gridnev K.A., Korovitskaya T.V. Cluster states in neutron-rich nuclei // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.*–2013.–Vol.77.–P.849–851. DOI: <https://doi.org/10.3103/S1062873813070253>
- [62] Torilov S. Yu., Gridnev K. A., Korovitskaya T. V. Rotational bands in light neutron-rich nuclei // *Bull. Rus. Acad. Sci. Phys.*–2012.–Vol.76.–P.854–856. DOI: <https://doi.org/10.3103/S1062873812080278>
- [63] Torilov S. Thummerer S. von Oertzen W. et al. Spectroscopy of ^{40}Ca and negative-parity bands // *Eur. Phys. J. A.*–2004.–Vol.19.–P.307–317. DOI: <https://doi.org/10.1140/epja/i2003-10126-y>
- [64] Torilov S.Yu. Energy splitting of the states in the rotational bands in ^{40}Ca // *Eur. Phys. J. A* –2014.–Vol.50.–P.3. DOI: <https://doi.org/10.1140/epja/i2014-14003-4>
- [65] Торилов С. Ю. Структура альфа-кластерных вращательных полос ядра ^{40}Ca // *Вестник СПбГУ.*–2009.–Сер.4.–Т.2–P.156-161.
- [66] Goldberg V.Z., Rogachev G.V., Brenner M. et al. Observation of an α -cluster structure in ^{36}Ar // *Phys. Atom. Nuclei.*–2000.–Vol.63.–P.1518–1526. DOI: <https://doi.org/10.1134/1.1312885>

- [67] Hodgson, P. E. Alpha-particle clustering in nuclear reactions // Contemporary Physics.–2002.–Vol.43.–P.461–472. DOI: <https://doi.org/10.1080/00107510210164011>
- [68] Bernal J.D. Geometry of the Structure of Monatomic Liquids // Nature.–1960.–Vol.–185.–P.68–70.
- [69] Marumori T., Suzuki K. Four-body correlations in light nuclei: (I). First excited 0^+ states in ^{16}O and ^{40}Ca // Nucl. Phys. A.–1968.–Vol.106–P.610–640. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(68\)90519-8](https://doi.org/10.1016/0375-9474(68)90519-8)
- [70] Dussel G. G., Liotta R. J., Perazzo R. P. J. Cluster of nucleons as elementary modes of excitation in nuclei // Nucl. Phys. A.–1982.–Vol.388.–P.606–620. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(82\)90479-1](https://doi.org/10.1016/0375-9474(82)90479-1)
- [71] Gambhir Y. K. Ring P. Schuck P. Nuclei: A Superfluid Condensate of α Particles? A Study within the Interacting-Boson Model // Phys. Rev. Lett.–1983.–Vol.51–P.1235–1238. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.51.1235>
- [72] Hasegawa M., Tazaki S., Okamoto R. Condensed structure of $J = T = 0$ α -like clusters in $f_{7/2}$ -shell even-even nuclei with $N = Z$ // Nucl. Phys. A.–1995.–Vol.592.–P.45–58. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(95\)00296-D](https://doi.org/10.1016/0375-9474(95)00296-D)
- [73] Koh S. Many-Body Approach to the Alpha-Correlation inside of the Heavy Nuclei // Progr. Theor. Phys. Suppl.–1998.–Vol.132.–P.197–212. DOI: <https://doi.org/10.1143/PTP.132.197>
- [74] Kallunkathariyil J., 20th Nuclear Physics Workshop “Marie and Pierre Curie” Kazimierz 2013.
- [75] Nesbet R. K. Localized Orbitals in Nuclear Structure // Phys. Rev.–1955.–Vol.100.–P.228–234. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.100.228>
- [76] 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.–1995.–Vol.52–P.1840–1844. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.52.1840>.

- [77] Drouart A. et al. Evidence of $Z=120$ Compound Nuclear Formation from Lifetime Measurements in the $^{238}\text{U}+\text{Ni}$ Reaction at 6,62 MeV/Nucleon // Proceedings of the Int. Symp. on Exotic Nuclei EXON2004 World Scientific–2004–P.192.
- [78] Bijker R., Iachello F. Evidence for Tetrahedral Symmetry in ^{16}O // Phys. Rev. Lett.–2014.–Vol.112.–P.152501. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.112.152501>
- [79] Bijker R., Iachello F. Cluster states in nuclei as representations of a $U(\nu + 1)$ group // Phys. Rev. C.–1982.–Vol.61.–P.067305. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.61.067305>
- [80] Itagaki N., Otsuka T., Ikeda K., Tanihata I. Equilateral-Triangular Shape in ^{14}C // Phys. Rev. Lett.–2004.–Vol.92–P.142501. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.92.142501>
- [81] Morinaga H. Interpretation of Some of the Excited States of $4n$ Self-Conjugate Nuclei // Phys. Rev.–1956.–Vol.101.–P.254–258. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.101.254>
- [82] Ring P., Schuck P. The Nuclear Many-Body Problem, Springer, 1980.
- [83] Leander G., Larsson S.E. Potential-energy surfaces for the doubly even $N = Z$ nuclei // Nucl. Phys. A.–1975.–Vol.239.–P.93–113. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(75\)91136-7](https://doi.org/10.1016/0375-9474(75)91136-7)
- [84] Dennison D. M. Excited States of the ^{16}O Nucleus // Phys. Rev.–1940.–Vol.57.–P.454–456. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.57.454>
- [85] Galindo-Uribarri A., Andrews H. R., Ball G. C. et al. First evidence for the hyperdeformed nuclear shape at high angular momentum // Phys. Rev. Lett.–1993.–Vol.71.–P.231–234. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.71.231>
- [86] Boucenna A., Madjber S., Bouketir A. Isomeric and hyperdeformed states at high spin for light nuclei // arXiv nucl-th/0305026.

- [87] Freer M., Horiuchi H., Kanada-En'yo Y. et al. Microscopic clustering in light nuclei // Rev. Mod. Phys.–2018.–Vol.90.–P.035004. DOI: 10.1103/RevModPhys.90.035004
- [88] Richards, H. T. Rotational bands in ^{20}Ne // Phys.Rev. C.–1984–Vol.29.–P.276–283. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.29.276>
- [89] Tilley D. R., Cheves C.M., Kelley J. H. et al. Energy levels of light nuclei, $A = 20$ // Nucl. Phys. A.–1998.–Vol.636.–P.249–364. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(98\)00129-8](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(98)00129-8)
- [90] Freer M. The clustered nucleus – cluster structures in stable and unstable nuclei // Rep. Prog. Phys.–2007.–Vol.70.–P.2149. DOI: <https://doi.org/10.1088/0034-4885/70/12/R03>
- [91] von Oertzen W. Dynamics of α -clusters in $N = Z$ nuclei // Eur. Phys. J. A.–2006.–Vol.29.–P.133–139. DOI: <https://doi.org/10.1140/epja/i2006-10076-x>
- [92] Tohsaki A., Horiuchi H., Schuck P., Röpke G. Alpha Cluster Condensation in ^{12}C and ^{16}O // Phys. Rev. Lett.–2001.–Vol.87.–P.192501. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.87.192501>
- [93] Schuck P., Funaki Y., Horiuchi H., et al. Alpha-particle condensation in nuclei // Nucl. Phys. A.–2004.–Vol.738–P.94–100. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2004.04.075>
- [94] Yamada T., Schuck P., Dilute multi- α cluster states in nuclei // Phys. Rev. C.–2004.–Vol.69–P.024309. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.69.024309>
- [95] Ohkubo S., Hirabayashi Y. Bose-Einstein condensation of α particles and Airy structure in nuclear rainbow scattering // Phys. Rev. C.–2004.–Vol.70–P.041602. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.70.041602>
- [96] Kokalova Tz., Itagaki N., von Oertzen W., Wheldon C. Signatures for Multi- α -Condensed States // Phys. Rev. Lett.–2006.–Vol.96.–P.192502. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.96.192502>

- [97] Schuck P., Funaki Y., Horiuchi H. et al. Alpha particle clusters and their condensation in nuclear systems // Phys. Scr.–2016.–Vol.91.–P.123001. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1088/0031-8949/91/12/123001>
- [98] Satchler G. R., Love W. G. Folding model potentials from realistic interactions for heavy-ion scattering // Phys. Rep.–1979.–Vol.55.–P.183–254. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(79\)90081-4](https://doi.org/10.1016/0370-1573(79)90081-4)
- [99] Neudatchin V. G., Kukulin V. I., Korotkikh V. L., Korennoy V. P. A microscopically substantiated local optical potential for α - α -scattering // Phys. Lett.–1975.–Vol.348.–P.581–583. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(71\)90142-0](https://doi.org/10.1016/0370-2693(71)90142-0)
- [100] Kukulin V. I., Neudatchin V. G., Smirnov Yu. F. Microscopically substantiated local optical potentials for scattering of light nuclei // Nucl. Phys.–1975.–Vol.245.–P.429–443. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(75\)90619-3](https://doi.org/10.1016/0375-9474(75)90619-3)
- [101] Buck B., Friedrich H., Wheatley C. Local potential models for the scattering of complex nuclei // Nucl. Phys. A.–1977.–Vol.275–P.246–268. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(77\)90287-1](https://doi.org/10.1016/0375-9474(77)90287-1)
- [102] Marquez L. Alpha-alpha potential // Phys. Rev. C.–1983.–Vol.28.–P.2525–2527. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.28.2525>
- [103] Ali S., Bodmer A.R. Phenomenological α - α potentials // Nucl.Phys. A.–1966.–Vol.80.–P.99–112. DOI: [https://doi.org/10.1016/0029-5582\(66\)90829-7](https://doi.org/10.1016/0029-5582(66)90829-7)
- [104] Kanada-En'yo Y. Tetrahedral 4α and $^{12}\text{C} + \alpha$ cluster structures in ^{16}O // Physical Rev. C.–2017.–Vol.96.–P.034306. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.96.034306>
- [105] Abbondanno U., Cindro N. Resonances in Heavy-Ion Reactions: An overview of current models // Int. J. Mod. Phys. E.–1993.–Vol.2.–P.1–37. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1142/S0218301393000029>
- [106] Baz A. I., Goldberg V. Z. Darwisch N. Z. et al. A potential for alpha-particle-nucleus scattering // Lett. Nuovo Cimento–1977.–Vol.18.–P.227–232. DOI: <https://doi.org/10.1007/BF02909678>

- [107] Ohkubo S. Local potential alpha-cluster model and the Wildermuth condition // Phys. Rev. C.–1989.–Vol.39.–P.1186–1187. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.39.1186>
- [108] Pilt A. A. Alpha-particle cluster states in ^{44}Ti // Phys. Lett. B.–1978.–Vol.73.–P.274–276. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(78\)90512-9](https://doi.org/10.1016/0370-2693(78)90512-9)
- [109] Buck B., Merchant A. C., Horner M. J., Perez S. M. Normal and superdeformed cluster bands in heavy nuclei // Nucl. Phys. A.–2000.–Vol.673.–P.157–170. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(00\)00130-5](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(00)00130-5)
- [110] Horiuchi H. in: H. Kamitsubo, et al. (Eds.) // Proc. of the INS-ICPR Symposium on Cluster Structure of Nuclei and Transfer Reactions Induced by Heavy-Ions, Tokyo, IPCR Cyclotron Progress Report Suppl.–1975.–Vol.4.–P.41.
- [111] Suzuki Y. in: H. Kamitsubo, et al. (Eds.) // Proc. of the INS-ICPR Symposium on Cluster Structure of Nuclei and Transfer Reactions Induced by Heavy-Ions, Tokyo, IPCR Cyclotron Progress Report Suppl.–1975.–Vol.4.–P.58.
- [112] Buck B., Merchant A. C., Perez S. M. Systematics of alpha-cluster states above double shell closures // Phys. Rev. C.–1995.–Vol.51.–P.559–565. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.51.559>
- [113] Schultheis H. Schultheis R. Prediction of shape-isomeric bands in light nuclei // Phys. Rev. C.–1983.–Vol.27.–P.1367–1370. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.27.1367>
- [114] Iachello F. Algebraic approach to nuclear quasimolecular spectra // Phys. Rev. C.–1981.–Vol.23.–P.2778–2780. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.23.2778>
- [115] Cindro N., Greiner W. Anharmonic vibration-rotation approach to quasimolecular spectra // J. Phys. G.–1983.–Vol.9.–P.L175. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1088/0305-4616/9/8/006>
- [116] Arai T., Horiuchi W., Baye D. Analyzing supersymmetric transformed α -nucleus potentials with electric-multipole transitions // Nucl. Phys. A.–2018.–Vol.977.–P.82–100. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2018.06.004>

- [117] Bai D., Ren Z. Repulsive four-body interactions of α particles and quasistable nuclear α -particle condensates in heavy self-conjugate nuclei // Phys. Rev. C.–2018.–Vol.97.–P.054301. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.97.054301>
- [118] Billen J. H. ^{20}Ne states observed via $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha_i)^{16}\text{O}$ // Phys. Rev. C.–1979.–Vol.20.–P.1648–1672. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.20.1648>
- [119] John J., Aldridge J. P., Davis R. H. Phase-Shift Analysis of $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}$ Scattering from 5 to 10 MeV // Phys. Rev.–1969.–Vol.181.–P.1455–1465. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.181.1455>
- [120] Ames L. L. Natural parity levels in ^{16}O // Phys. Rev. C.–1982.–Vol.25.–P.729–755. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.25.729>
- [121] Riedhauser S. R. ^{20}Ne states observed via $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha_0)^{16}\text{O}$ and $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha_1)^{16}\text{O}$ // Phys. Rev. C.–1984.–Vol.29.–P.1961–1979. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.29.1961>
- [122] Blatt J. M., Weisskopf V. F. Theoretical nuclear physics // Dover Books on Physics 1979.
- [123] Kubono S. Experimental determination of astrophysical reaction rates with radioactive nuclear beams // Nucl. Phys. A.–2001.–Vol.693.–P.221–248. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(01\)01140-X](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(01)01140-X)
- [124] Nurmukhanbetova A. K., Goldberg V.Z., Nauruzbayev D. K. et al. Implementation of TTIK method and time of flight for resonance reaction studies at heavy ion accelerator DC-60 // Inst. Meth. Phys. Res. A.–2017.–Vol.847.–P.125–129. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.11.053>
- [125] Freer M., Merchant A.C. Developments in the study of nuclear clustering in light even - even nuclei // J. Phys. G.–1997.–Vol.23.–P.261. DOI: <https://doi.org/10.1088/0954-3899/23/3/002>
- [126] Kumbartzki G. J., Benczer-Koller N., Burcher S. et al. Transition from collectivity to single-particle degrees of freedom from magnetic moment

- measurements on $^{82}_{38}\text{Sr}_{44}$ and $^{90}_{38}\text{Sr}_{52}$ // Phys. Rev. C.–2014.–Vol.89.–P.064305.
DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.89.064305>
- [127] Bazzacco D. Proc. Int. Conf. on nuclear Structure at High Angular momentum, Ottawa 1992.
- [128] <https://www.slacj.uw.edu.pl/en/icare-2/>
- [129] Knoll G.F. Radiation Detection and Measurement Wiley 2010.
- [130] Mutterer M., Trzaska W.H., Kopatch Yu.N. et al. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.–2009.–Vol.608.–P.275–286. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2009.06.060>
- [131] Bohlen H.G. The magnetic spectrometer at VICKSI // Preprint HMI 83/1 R 1983.
- [132] <https://root.cern/>
- [133] Zhukov M. V., Korshennikov A. A., Smedberg M. H. Simplified $\alpha+4n$ model for the ^8He nucleus // Phys. Rev. C.–1994.–Vol.50–P.R1–R4. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.50.R1>
- [134] Sakamoto Y., Cür P., Takéutchi F. Interpretation of quasifree scattering in the $^6\text{Li}(p, pd)$ and $(p, p^3\text{He})$ reactions // Phys. Rev.–1974.–Vol.9.–P.2440–2443. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.9.2440>
- [135] Sakamoto Y., Cür P., Takéutchi F. Quasifree scattering on clustering particles and separation energies // Phys. Rev.–1975.–Vol.11.–P.668–684. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.11.668>
- [136] Giot L., Roussel-Chomaz P., Demonchy C. E. et al. Investigation of ^6He cluster structures // Phys. Rev. C.–2005.–Vol.71.–P.064311. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.71.064311>
- [137] Direkci M., Kucuk Y., Boztosun I. Analysis of Elastic Scattering of $^8\text{He}+^{208}\text{Pb}$ System at around the Coulomb Barrier Energies //

- Journal of Physics: Conference Series.–2015.–Vol.590.–P.012058. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1088/1742-6596/590/1/012058>
- [138] Keeley N., Alamanos N., Kemper K.W., Rusek K. Elastic scattering and reactions of light exotic beams // *Progr. Part. Nucl. Phys.*–2009.–Vol.63.–P.396–447. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2009.05.003>
- [139] Wolski R., Sidorchuk S. I., Ter-Akopian G. M. *et al.* Elastic scattering of ^8He on ^4He and $4n$ system // *Nucl. Phys. A.*–2003.–Vol.722.–P.55c–60c. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(03\)01335-6](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(03)01335-6)
- [140] Cugnon J. Computation of S -state binding energy and wave functions in a Saxon-Wood potential // *Computer Physics Communications.*–1973.–Vol.6.–P.17–23. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0010-4655\(84\)82446-7](https://doi.org/10.1016/S0010-4655(84)82446-7)
- [141] Marqués F. M., Labiche M., Orr N. A. *et al.* Detection of neutron clusters // *Phys. Rev. C.*–2002.–Vol.65.–P.044006. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.65.044006>
- [142] Hagino K., Takahashi N., Sagawa H. Strong dineutron correlation in ^8He and ^{18}C // *Phys. Rev. C.*–2008.–Vol.77.–P.054317. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.77.054317>
- [143] Wolski R., Roussel-Cliomaz P., Sidorchuk S. I., Ter-Akopian G. M., Search for extremely neutron rich systems // *Nuc. Phys. A.*–2004.–Vol.738.–P.431–435. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2004.04.080>
- [144] Novatsky B.G., Nikolsky E.Y., Sakuta S.B. *et al.* Possible observation of light neutron nuclei in the alpha-particle-induced fission of ^{238}U // *Jetp Lett.*–2012.–Vol.96.–P.280–284. DOI: <https://doi.org/10.1134/S0021364012170110>
- [145] von Oertzen W. Dimers based on the $\alpha+\alpha$ potential and chain states of carbon isotopes // *Z. Phys. A. - Particles and Fields.*–1977.–Vol.357.–P.355–365. DOI: <https://doi.org/10.1007/s002180050255>
- [146] Wiringa R. B., Pieper, S. C., Carlson J., Pandharipande V. R. Quantum Monte Carlo calculations of $A = 8$ nuclei // *Phys. Rev. C.*–2000.–Vol.62.–P.014001. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.62.014001>

- [147] Scharnweber D., Greiner W., Mosel U. The two-center shell model // Nucl. Phys. A.–1971.–Vol.164.–P.257–278. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(71\)90212-0](https://doi.org/10.1016/0375-9474(71)90212-0)
- [148] Ajzenberg-Selove F. Energy levels of light nuclei $A = 11-12$ // Nucl. Phys. A.–1990.–Vol.506–P.1–158. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(90\)90271-M](https://doi.org/10.1016/0375-9474(90)90271-M)
- [149] Descouvemont P. Microscopic three-cluster study of the low-energy ${}^9\text{Be}$ photodisintegration // Eur. Phys. J. A.–2001.–Vol.12.–P.413–419 DOI: <https://doi.org/10.1007/s10050-001-8665-1>
- [150] Bohlen H. G., Blazevic A., Gebauer B. et al. Spectroscopy of exotic nuclei with multi-nucleon transfer reactions // Prog. Part. Nucl. Phys.–1999.–Vol.42.–P.17–26. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0146-6410\(99\)00056-3](https://doi.org/10.1016/S0146-6410(99)00056-3)
- [151] Freer M., Angélique J. C., Axelsson L. et al. Exotic Molecular States in ${}^{12}\text{Be}$ // Phys. Rev. Lett.–1999.–Vol.82.–P.1383–1386. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.82.1383>
- [152] Freer M., Angelique J. C., Axelsson L. et al. Helium breakup states in ${}^{10}\text{Be}$ and ${}^{12}\text{Be}$ // Phys. Rev. C.–2001.–Vol.63.–P.34301. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.63.034301>
- [153] Kanada-En'yo Y., Horiuchi H. Structure of Light Unstable Nuclei Studied with Antisymmetrized Molecular Dynamics // Prog. Theor. Phys.–2001–Vol.142.–P.205–263. DOI: <https://doi.org/10.1143/PTPS.142.205>
- [154] Millener D.J. Structure of unstable light nuclei // Nucl. Phys. A.–2001.–Vol.693.–P.394-410. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(01\)00589-9](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(01)00589-9)
- [155] <https://www.nndc.bnl.gov>
- [156] Fortune H. T., Liu, G.-B., Alburger D. E. $(sd)^2$ states in ${}^{12}\text{Be}$ // Phys. Rev. C.–1994.–Vol.50.–P.1355–1359. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.50.1355>
- [157] Alburger D. E., Balamuth D. P., Lind J. M. et al. Core excited $T = 2$ levels in $A = 12$ from studies of ${}^{12}\text{Be}$ // Phys. Rev. C.–1978.–Vol.17.–P.1525–1530. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.17.1525>

- [158] Liu G.-B., Fortune H. T. ${}^9\text{Be}(t,p){}^{11}\text{Be}$ and the structure of ${}^{11}\text{Be}$ // Phys. Rev. C.–1990.–Vol.42.–167–173. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.42.167>
- [159] Inomata T., Akimune H., Daito I. et al. Particle decays from ${}^{12}\text{B}$ and ${}^{12}\text{N}$ mirror nuclei // Phys. Rev. C.–1998.–Vol.57.–P.3153–3166. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.57.3153>
- [160] Daito I., Akimune H., Austin S. M. et al. Gamow-Teller strengths from $(t, {}^3\text{He})$ charge-exchange reactions on light nuclei // Phys. Lett. B.–1998.–Vol.418.–P.27–33. DOI: [https://link.aps.org/doi/10.1016/S0370-2693\(97\)01393-2](https://link.aps.org/doi/10.1016/S0370-2693(97)01393-2)
- [161] Thompson I. P. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics // Comput. Phys. Rep.–1988.–Vol.7.–P.167–212. DOI: [https://doi.org/10.1016/0167-7977\(88\)90005-6](https://doi.org/10.1016/0167-7977(88)90005-6)
- [162] Itagaki N., Okabe S., Ikeda K., Tanihata I. Molecular-orbital structure in neutron-rich C isotopes // Phys. Rev. C.–2001.–Vol.64.–P.014301. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.64.014301>
- [163] Bassani G., Pappalardo G., Sauner N., Traore B.M. The ${}^{16}\text{O}$ first rotational band from the ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, d){}^{16}\text{O}$ reaction // Phys. Letters B.–1971.–Vol.34.–P.612–614. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(71\)90152-3](https://doi.org/10.1016/0370-2693(71)90152-3)
- [164] Artemov K.P., Goldberg V.Z., Petrov I.P. et al. Negative-parity states in ${}^{16}\text{O}$ populated in the ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, d){}^{16}\text{O}$ reaction // Phys. Letters B.–1971.–Vol.37.–P.61–64. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(71\)90571-5](https://doi.org/10.1016/0370-2693(71)90571-5)
- [165] Buck B., Rubio J. A. Revised calculation of alpha-cluster rotational states in ${}^{16}\text{O}$ // J. Phys. G: Nucl. Phys.–1984.–Vol.10.–P.L209. DOI: <https://doi.org/10.1088/0305-4616/10/9/004>
- [166] Wozniak G. J., Harney H. L., Wilcox K. H., Cerny J. α -Particle Transfer Via the $({}^{12}\text{C}, {}^8\text{Be})$ // Phys. Rev. Lett.–1972.–Vol.28.–P.1278–1281. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.28.1278>
- [167] von Oertzen W., Dorsch T., Bohlen H.G. et al. Molecular and

- cluster structures in ^{18}O // Eur. Phys. J. A.–2010.–Vol.43.–P.17. DOI: <https://doi.org/10.1140/epja/i2009-10894-2>
- [168] Cunsolo A., Foti A., Imme G. et al. On the ^{18}O positive-parity rotational band // Phys. Lett. B.–1982.–Vol.112.–P.121–123. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(82\)90310-0](https://doi.org/10.1016/0370-2693(82)90310-0)
- [169] Pirrie S., Wheldon C., Kokalova T., Bishop J., Faestermann T., Hertenberg R. et al. Search for evidence of rotational cluster bands in ^{18}O // Physical Review C.–2020.–Vol.102.–P.064315. DOI: <https://doi.org/10.1103/physrevc.102.064315> P.064315
- [170] Bohlen H.G., von Oertzen W., Milin M. et al. Structures in ^{20}O from the $^{14}\text{C}(^7\text{Li}, p)$ reaction at 44 MeV // Eur. Phys. J. A.–2011.–Vol.47.–P.44. DOI: <https://doi.org/10.1140/epja/i2011-11044-1>
- [171] Furutachi N., Kimura M., Dote A. et al. // Prog. Theor. Phys.–2008.–Vol.119.–P.403–420. DOI: <https://doi.org/10.1143/PTP.119.403>
- [172] Panagiotou A. D., Gove H. E., Harar S. High-Spin States in ^{20}Ne and Their Possible Classification into Rotational Bands // Phys. Rev. C.–1972.–Vol.5.–P.1995–2006. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.5.1995>
- [173] Freeman R. M., Basrak Z., Haas F. et al. Resonant and nonresonant behavior of the heavy-ion reaction $^{14}\text{C}+^{12}\text{C}$ // Phys. Rev. C.–1992.–Vol.46.–P.589–596. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.46.589>
- [174] Curtis N., Caussyn D. D., Chandler C et al. Evidence for a molecular rotational band in the $^{14}\text{C}+\alpha$ decay of ^{18}O and the α decay of ^{22}Ne // Phys. Rev. C.–2002.–Vol.66.–P.024315. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.66.024315>
- [175] Rogachev G. V., Goldberg V. Z., and Lönnroth T. et al. Doubling of α -cluster states in ^{22}Ne // Phys. Rev. C.–2001.–Vol.64.–P.051302. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.64.051302>
- [176] Yildiz S., Freer M., Soić N. et al. α -decaying states ^{18}O , ^{20}Ne and ^{22}Ne in ^{18}O beam induced reactions // Phys. Rev. C.–2006.–73.–P.034601. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.73.034601>

- [177] Artemov K.P., Goldberg V. Z., Golovkov M. S. et al. Investigation of α -Cluster Structure of ^{18}O Nucleus in the Reaction $^{14}\text{C}(^6\text{Li}, d)^{18}\text{O}(\alpha)^{14}\text{C}$ // *Yad. Fiz.*–1983.–Vol.37.–P.1351.
- [178] Freer M., Ahmed S., Ashwood N. I. et al. $^8\text{Be} + ^{14}\text{C}$ break-up of ^{22}Ne // *J. Phys. G (London)*.–2006.–Vol.32.–P.2235. DOI: <https://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/32/11/015>
- [179] Dufour M., Descouvemont P. Microscopic study of α -cluster states in ^{22}Ne // *Nucl. Phys. A.*–2003.–Vol.726.–P.53–66. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2003.07.004>
- [180] Szanto E. M., de Toledo A. Szanto, Klapdor H. V. et al. Backbending in ^{22}Ne // *Phys. Rev. Lett.*–1979.–Vol.42.–P.622–626. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.42.622>
- [181] Ragnarsson I., Aberg S., Sheline R. K. A new formalism for high spin states applied to the *sd*-shell region // *Phys. Scr.*–1981.–Vol.24.–P.215–235. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1088/0031-8949/24/1B/017>
- [182] Arima A., Sakakura M., Sebe T. Electromagnetic properties of *sd*-shell nuclei // *Nucl. Phys. A.*–1971.–Vol.170.–P.273–308. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(71\)90636-1](https://doi.org/10.1016/0375-9474(71)90636-1)
- [183] Akiyama Y., Arima A., Sebe T. The structure of the *sd* shell nuclei: (IV). ^{20}Ne , ^{21}Ne , ^{22}Ne , ^{22}Na and ^{24}Mg // *Nucl. Phys. A.*–1969.–Vol.138.–P.273–304. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(69\)90336-4](https://doi.org/10.1016/0375-9474(69)90336-4)
- [184] Allcock S. C., Rae W. D. M., Keeling P.R. et al. 10^+ states in ^{20}Ne // *Phys. Lett.*–1988.–Vol.138.–P.201–205. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(88\)90212-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(88)90212-2)
- [185] Betts R.R. Invited Paper Presented at CLUSTER 94 - Clusters in Nuclear Structure and Dynamics, ed. by F. Haas, Strasbourg, France, 1994.
- [186] D. Konnerth, W. Trombik, K. G. Bernhardt *et al.* Scattering and reactions of $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$ and $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ // *Nucl. Phys. A.*–1985.–Vol.36.–P.538–560. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(85\)90085-5](https://doi.org/10.1016/0375-9474(85)90085-5)

- [187] Tanimura O. Distorted wave approach to heavy ion molecular resonance // *Z Physik A*.–1984.–Vol.319.–P.227–234. DOI: <https://doi.org/10.1007/BF01415637>
- [188] Huizenga J. R. UR-NSRL-90 report, Rochester, 1974.
- [189] Filho R. L., Lépine-Szily A., Villari A. C. et al. Effect of α -transfer polarization potential in the $^{24}\text{Mg}+^{16}\text{O}$ system // *Phys. Rev. C*.–1989.–Vol.39.–P.884–890. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.39.884>
- [190] Gridnev K.A., Maltsev N.A., Leshakova N.V. Effect of elastic and inelastic cluster transfer on elastic $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ and $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ scattering // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.*–2013.–Vol.77.–P.852–856. DOI: <https://doi.org/10.3103/S1062873813070113>
- [191] Rudchik A. T., Stepanenko Yu. M., Kemper K. W., et al. The $^7\text{Li}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{N})^9\text{Be}$ reaction and optical potential of $^{16}\text{N}+^9\text{Be}$ versus $^{16}\text{O}+^9\text{Be}$ // *Nucl. Phys. A*.–2011.–Vol.860.–P.8–21. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2011.05.003>
- [192] Kyryanchuk V. M., Rudchik A. T., Budzanowski A. et al. One-nucleon transfer reaction $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{B})^{10}\text{Be}$ and optical potential for the $^{10}\text{B}+^{10}\text{Be}$ interaction // *Nucl. Phys. A*.–2003.–Vol.726.–P.231–247. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(03\)01623-3](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(03)01623-3)
- [193] Rudchik A. T., Kemper K. W., Rudchik A. A. et al. Tensor analyzing powers and energy dependence of the $^7\text{Li}+^{16}\text{O}$ interaction // *Phys. Rev. C*.–2007.–Vol.75.–P.024612. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.75.024612>
- [194] Xu Chen, Qi Chong, Liotta, R. J. et al., Molecular structure of highly excited resonant states in ^{24}Mg and the corresponding $^8\text{Be}+^{16}\text{O}$ and $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ decays // *Phys. Rev. C*.–2010.–81.–P.054319. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.81.054319>
- [195] Sugimitsu T., Koga K., Ikeda N. et al. The $^8\text{Be}+^{20}\text{Ne}$ molecular resonances in the $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ collision // *Nucl. Phys. A*.–1995.–Vol.586.–P.190–200. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(94\)00489-A](https://doi.org/10.1016/0375-9474(94)00489-A)

- [196] Brack M., Damgard J., Jensen A.S., Pauli H.C., Strutinski V.M., Wong C.Y. Funny Hills: The Shell-Correction Approach to Nuclear Shell Effects and Its Applications to the Fission Process // *Rev. Mod. Phys.*–1972.–Vol.44.–P.320–405. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.44.320>
- [197] Ragnarsson I., Nilsson S.G., Sheline R.K. Shell structure in nuclei // *Phys. Rep.*–1978.–Vol.45.–P.1-87. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(78\)90004-2](https://doi.org/10.1016/0370-1573(78)90004-2)
- [198] Fulton B.R., Rae W.D.M. Fission of light nuclei // *J. Phys. G.*–1990.–Vol.16.–P.333. DOI: <https://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/16/3/007>
- [199] Marsh S., Rae W.D.M. The structure of ^{24}Mg using the cranked cluster model // *Phys. Lett. B.*–1986.–Vol.180.–P.185–190. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(86\)90293-5](https://doi.org/10.1016/0370-2693(86)90293-5)
- [200] A.H. Wuosmaa, In: Anagnostatos G.S., von Oertzen W. (eds) *Atomic and Nuclear Clusters*. Springer, Berlin, Heidelberg 1995.
- [201] Lepareux M., Saunier N., Gerardin C. et al. States at high excitation energies in ^{24}Mg obtained from Li-induced reactions on ^{20}Ne // *Lett. Nuovo Cimento.*–1973.–Vol.8.–P.725–728. DOI: <https://doi.org/10.1007/BF02725355>
- [202] Anantaraman N., Gove H.E., Toke J., Draayer J.P. Alpha particle spectroscopic strengths for levels populated in the $^{20,21,22}\text{Ne}(^6\text{Li}, d)^{24,25,26}\text{Mg}$ reactions // *Nucl. Phys. A.*–1977.–Vol.279.–P.474–492. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(77\)90581-4](https://doi.org/10.1016/0375-9474(77)90581-4)
- [203] Middleton R., Garrett J. D., Fortune H. T. Selective Population of Highly Excited States Observed in the Reaction $^{16}\text{O}(^{12}\text{C}, \alpha)^{24}\text{Mg}$ // *Phys. Rev. Lett.*–1970.–Vol.24.–P.1436–1438. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.24.1436>
- [204] Branford D., Gardner N., Wright I.F. Evidence for negative parity rotational bands in ^{24}Mg // *Phys. Lett. B.*–1971.–Vol.36.–P.456–458. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(71\)90528-4](https://doi.org/10.1016/0370-2693(71)90528-4)

- [205] Fifield L. K., Zurmühle R. W., Balamuth D. P. High-Spin States in the Continuum. II. ^{24}Mg // Phys. Rev. C.–1973.–Vol.8.–P.2217–2231. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.8.2217>
- [206] Lonnroth T., Goldberg V.Z., Guttormsen M. et al. New observation methods for alpha-particle elastic scattering. Microscopic properties of alpha-cluster states // Proc.7th Intern.Conf.on Clustering Aspects of Nuclear Structure and Dynamics, Rab, Island of Rab, Croatia,1999.
- [207] Lindgren R.A., Trentelman J.P., Anantaraman N. et al. Odd-parity levels excited in ^{32}S and ^{36}Ar via“alpha-particle” transfer // Phys. Lett. B.–1974.–Vol.49.–P.263–265. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(74\)90429-8](https://doi.org/10.1016/0370-2693(74)90429-8)
- [208] Artemov K. P., Belyanin O. P., Vetoshkin A. L. et al. Effective Method of Study of α -cluster states // Sov. J. Nucl. Phys.–1990.–Vol.52.–P.408. **52** (1990) 408.
- [209] С.Ю. Торилов, Диссертация на соискание степени кандидата физико-математических наук “Исследование квазимолекулярных состояний ядер $^{40,42}\text{Ca}$ методом гамма-спектроскопии”, Санкт-Петербург, 2003.
- [210] Zheng D. C., Berdichevsky D., Zamick L. Calculations of many-particle–many-hole deformed state energies: Near degeneracies, deformation condensates // Phys. Rev. C.–1988.–Vol.38.–P.437–443. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.38.437>
- [211] Gerace W. J., Green A.M. *K*-band mixing and 8p-8h states in ^{40}Ca // Nucl. Phys. A.–1969.–Vol.123.–P.241–249. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(69\)90498-9](https://doi.org/10.1016/0375-9474(69)90498-9)
- [212] Fortune H. T., Al-Jadir M. N. I., Betts R. R. et al. α -spectroscopic factors in ^{40}Ca // Phys. Rev. C.–1979.–Vol.19.–P.756. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.19.756>
- [213] Jolos R., von Brentano P. Angular momentum dependence of the parity splitting in nuclei with octupole correlations // Phys. Rev. C.–1995.–Vol.49.–P.R2301. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.49.R2301>

- [214] Jolos R., von Brentano P. Rotational spectra and parity splitting in nuclei with strong octupole correlations // Nucl. Phys. A.–1995.–Vol.587.–P.377. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(95\)00008-O](https://doi.org/10.1016/0375-9474(95)00008-O)
- [215] Minkov N., Yotov P., Drenska S., Scheid W. Parity shift and beat staggering structure of octupole bands in a collective model for quadrupole–octupole-deformed nuclei // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.–2006.–Vol.32.–P.497. DOI: <https://doi.org/10.1088/0954-3899/32/4/008>
- [216] Leander G.A., Sheline R.K., Moller P. et al. The breaking of intrinsic reflection symmetry in nuclear ground states // Nucl. Phys. A.–1982.–Vol.–388.–P.452–476. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(82\)90471-7](https://doi.org/10.1016/0375-9474(82)90471-7)
- [217] J.P. Davidson, Collective Models of the Nucleus, Academic, New York, 1968.
- [218] Minkov,N., Drenska S. B., Raychev P. P. et al. “Beat” patterns for the odd-even staggering in octupole bands from a quadrupole-octupole Hamiltonian // Phys. Rev. C.–2001.–Vol.63.–P.044305. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.63.044305>
- [219] Pál K.F., Lovas R.G. Local-potential α -cluster model for ^{40}Ca and ^{44}Ti // Phys. Lett. B.–1980.–Vol.96.–P.19–22. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(80\)90202-6](https://doi.org/10.1016/0370-2693(80)90202-6)
- [220] Buck B., Merchant A. C., Perez S. M. Theory of band comparison in even-even nuclei // Phys. Rev. C.–2003.–Vol.68.–P.024313. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.68.024313>
- [221] Buck B., Merchant A. C., Perez S. M. Evidence of nuclear clustering throughout a major shell // Phys. Rev. C.–2005.–Vol.71.–P.014311. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.71.014311>
- [222] Buck B., Plit A.A. Alpha-particle and triton cluster states in ^{19}F // Nucl. Phys. A.–1977.–Vol.280.–P.133–160. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(77\)90300-1](https://doi.org/10.1016/0375-9474(77)90300-1)
- [223] Yamaya T., Katori K., Fujiwara M. et al. Alpha-Cluster Study of ^{40}Ca and ^{44}Ti

- by the (${}^6\text{Li},d$) Reaction // Progr. Theor. Phys. Suppl.–1998.–Vol.132.–P.73–102.
DOI: <https://doi.org/10.1143/PTP.132.73>
- [224] Caurier E., Menéndez J., Nowacki F., Poves A. Coexistence of spherical states with deformed and superdeformed bands in doubly magic ${}^{40}\text{Ca}$: A shell-model challenge // Phys. Rev. C.–2007.–Vol.75.–P.054317. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.75.054317>
- [225] Lyutorovich N., Tselyaev V. Multiphonon structure of high-spin states in ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{90}\text{Zr}$ and ${}^{208}\text{Pb}$ // International Journal of Modern Physics E.–2023.–Vol.32.–P.2350025. DOI: <https://doi.org/10.1142/S0218301323500258>
- [226] Chen J. Nuclear Data Sheets for $A=40$ // Nuclear Data Sheets.–2017.–Vol.140.–P.1-376. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nds.2017.02.001>
- [227] Groeneveld K. O., Meyer-Schützmeister L., Richter A., Strohbusch U. Backward - Angle Elastic Scattering of ${}^{16}\text{O}$ on ${}^{40}\text{Ca}$ and ${}^{48}\text{Ca}$ // Phys. Rev. C.–1972.–Vol.–6.–P.805–. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.6.805>
- [228] Goldberg V.Z., Golovkov M.S., Ivanov I. et al. Search for quasi molecular states in the interaction of ${}^{40}\text{Ar}$ with light nuclei // Univ.Warsaw, Heavy Ion Lab, Poland–2014.–P.69.
- [229] Delbar Th., Grégoire Gh., Paic G. et al. Elastic and inelastic scattering of alpha particles from ${}^{40,44}\text{Ca}$ over a broad range of energies and angles // Phys. Rev. C.–1978.–Vol.18.–P.1237–1248. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.18.1237>
- [230] O’Leary C. D., Bentley M. A., Brown B. A. et al. Nonyrast high-spin states in $N = Z^{44}\text{Ti}$ // Phys. Rev. C.–2000.–Vol.61.–P.064314. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.61.064314>
- [231] Merchant A. C. Alpha particle cluster states in fp -shell nuclei // Phys. Rev. C.–1987–Vol.36.–P.778–784. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.36.778>
- [232] Buck B., Merchant A. C., Perez S. M., Seals H.E. Core-cluster partitions of rare-earth nuclei // Phys. Rev. C.–2007.–Vol.76.–P.014310. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.77.017301>

- [233] Buck B., Merchant A. C., Perez S. M. Alpha-cluster structure in ^{212}Po // Phys. Rev. Lett.–1994.–Vol.72.–P.1326–1328. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.72.1326>
- [234] Buck B., Johnston J. C., Merchant A. C., Perez S. M. Cluster model of α decay and ^{212}Po // Phys. Rev. C.–1996.–Vol.–53.–P.2841–2848. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.53.2841>
- [235] Buck B., Merchant A. C., Horner M. J., Perez S. M. Choosing cluster and core in cluster models of nuclei // Phys. Rev. C.–2000.–Vol.61.–P.024314. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.61.024314>
- [236] Buck B., Merchant A. Perez S. Cluster Selection in Binary Nuclear Models. // Few-Body Systems.–2000.–Vol.29.–P.53–60 DOI: <https://doi.org/10.1007/s006010070008>
- [237] Buck B., Merchant A. Perez S. Coexistence of very dissimilar cluster bands in ^{212}Po // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.–2004.–Vol.30.–P.65. DOI: <https://doi.org/10.1088/0954-3899/30/2/006>
- [238] Greiner W., Park J.Y., Scheid W. Nuclear Molecules // World Scientific, Singapore 1995.
- [239] Hess P. O., Greiner W., Pinkston W. T. Structure of Giant Nuclear Molecules // Phys. Rev. Lett.–1984.–Vol.53.–P.1535–1538. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.53.1535>
- [240] Hamada Sh., Burtebayev N., Gridnev K.A., Amangeldi N. Analysis of alpha-cluster transfer in $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ and $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ at energies near Coulomb barrier // Nucl. Phys. A.–2011.–Vol.859.–P.29–38. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2011.04.006>
- [241] Stock R., Jahnke U., Hendrie D. L. et al. Contribution of alpha cluster exchange to elastic and inelastic $^{16}\text{O} + ^{20}\text{Ne}$ scattering // Phys. Rev. C.–1976.–Vol.14.–P.1824–1831. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.14.1824>

- [242] Burtebayev N., Duisebayev A., Burtebayeva J. et al. Alpha Cluster transfer in the elastic scattering of ^{20}Ne on ^{16}O nuclei at an energy of 50 MeV // Univ. Warsaw, Heavy Ion Lab, Poland.–2014.–P.67.
- [243] Khoa D.T., Satchler G.R., Von Oertzen W. Nuclear incompressibility and density dependent NN interactions in the folding model for nucleus-nucleus potentials // Phys. Rev. C.–1997.–Vol.56.–P.954–969. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.56.954>
- [244] De Vries H., De Jager C. W., De Vries C. Nuclear charge-density-distribution parameters from elastic electron scattering // Atomic Data Nucl. Data Tables.–1987.–Vol.36.–P.495–536. DOI: [https://doi.org/10.1016/0092-640X\(87\)90013-1](https://doi.org/10.1016/0092-640X(87)90013-1)
- [245] Farnea E., de Angelis G., de Poli M. et al. A 4π light-charged particle Si detector as a trigger device for in-beam γ -ray spectroscopy // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.–1997.–Vol.400.–87–95. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(97\)00906-6](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00906-6)
- [246] Van der Werf S.Y. On the formalism of multiplicity measurements // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.–221.–Vol.153.–P.221–228. DOI: [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(78\)90641-9](https://doi.org/10.1016/0029-554X(78)90641-9)
- [247] Wuosmaa A.H., Saini S., Kutt P.H. et al. Resonance behavior in the $^{24}\text{Mg}+^{28}\text{Si}$ system // Phys. Rev. C.–1987.–Vol.36.–P.1011–1015. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.36.1011>
- [248] Murthy K. H. N., Gupta S. K., Chatterjee A. Transmission coefficients for light projectiles. // Z Physik A.–1982.–Vol.305.–P.73–79. DOI: <https://doi.org/10.1007/BF01415082>
- [249] Huang P., Grimes S.M., Massey T.N. Level densities for nuclei with $20 < A < 41$ // Phys. Rev.C.–2000.–Vol.62.–P.044311. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.62.024002>
- [250] Pearson J.M. The Quest for a Microscopic Nuclear Mass Formula // Hyperfine Interactions.–2001.–Vol.132.–P.59–74. DOI: <https://doi.org/10.1023/A:1011973100463>

- [251] von Oertzen W. Clusters in Nuclei // Lecture Notes in Physics–Vol.1– ed. C. Beck Berlin: Springer 2011.
- [252] Michel F., Albinski, J., Belery P., Delbar Th., Gregoire Gh., Tasiaux B., Reidemeister G. Optical Model Description of $\alpha+^{16}\text{O}$ Elastic Scattering and Alpha-Cluster Structure in ^{20}Ne , // Phys. Rev. C.–1983.–Vol.28.P.1904-1917. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.28.1904>
- [253] Ohkubo S., Yamashita K. Parity-doublet $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ cluster bands in ^{28}Si // Physics Letters B.–2004.–Vol.578.–P. 304–309. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2003.10.076>
- [254] Nicoli M. P., Haas F. , Freeman R. M., Szilner S., Basrak Z., Morsad A., Satchler G. R., Brandan M. E. Detailed Study and Mean Field Interpretation of $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ Elastic Scattering at Seven Medium Energies // Phys. Rev. C.–2000.–Vol.61.–P.034609. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.61.034609>
- [255] Burtebayev N., Batyrbekov E. G., Baktybayev M. K. et al. Alpha cluster transfer in $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ at energy 41.3MeV // International Journal of Mathematics and Physics Quarterly Journal of al-Farabi Kazakh National University.–2012.–Vol.3–P.189.
- [256] Malmin R. E., Siemssen R. H., Sink D. A., Singh P. P. Resonance in $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ Scattering at $E_{c.m.} \approx 19.7$ MeV // Phys. Rev. Lett.–1972.–Vol.28.–P.1590–1593. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.28.1590>
- [257] Voos U.C., von Oertzen W., Bock R. Optical-model analysis of the elastic scattering of complex nuclei at low energies // Nucl. Phys. A.–1969.–Vol.135.–P.207–224. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(69\)90159-6](https://doi.org/10.1016/0375-9474(69)90159-6)
- [258] Vertse T., Pal K.F., Balogh Z. Gamow, a program for calculating the resonant state solution of the radial Schredinger equation in an arbitrary optical potential // Comput. Phys. Commun.–1982.–Vol.27.–P.309–322. DOI: [https://doi.org/10.1016/0010-4655\(82\)90178-3](https://doi.org/10.1016/0010-4655(82)90178-3)
- [259] Charles P., Auger F., Badawy I., Berthier B., Dost M., Gastebois J., Fernandez B., Lee S.M., Plagnol E. Resonant behaviour of the $^{16}\text{O}-^{12}\text{C}$

- elastic scattering cross section // Phys. Lett. B.–1976.–Vol.62.–P.289–292. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(76\)90077-0](https://doi.org/10.1016/0370-2693(76)90077-0)
- [260] 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.–1977.–Vol.3.–P.1565–1575. DOI: <https://doi.org/10.1088/0305-4616/3/11/012>
- [261] Jachcinski C. M., Braun-Munzinger P., Berkowitz G. M., Freifelder R. H., Gai M., Renner T. R., Uhlhorn C. D., $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ resonances within the strong absorption region for $E_{c.m.} \geq 23$ MeV // Phys. Rev. C.–1980.–Vol.22.–P.101–103. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.22.101>
- [262] Malmin, R. E., Siemssen, R. H., Sink, D. A., Singh, P. P. Resonance in $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ scattering at $E_{c.m.} \approx 19.7$ MeV // Phys. Rev. Lett.–1972.–Vol.28.–P.1590–1593. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.28.1590>
- [263] Fröhlich, H., Dück, 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.–1983.–Vol.27.–P.578–583. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.27.578>
- [264] 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.–1980.–Vol.44.–P.1377–1380. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.44.1377>
- [265] Soga F., Schimizu J., Kamitsubo H., Takahashi N., Takimoto K., Wada R., Fujisawa T., Wada T. Intermediate Structures in $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ System Through Alpha-Induced Reactions on ^{24}Mg // Phys. Rev. C.–1978.–V.18.–P.2457–2464. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.18.2457>
- [266] 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.–1979.–Vol.42.–P.432–436. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.42.432>
- [267] 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, $E_{c.m.}=11.5$ to 18.6 MeV // Phys. Rev. C.–1980.–Vol.22.–P.528–539. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.22.528>

- [268] 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.–1979.–Vol.20.–P.560–568. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.20.560>
- [269] Kato N., Anai K., Tachikawa T., Fujita H., Kimura K., Sugimitsu T., Nakajima Y. Spin alignment in resonant $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ inelastic scattering // Phys. Lett. B.–1983.–Vol.120.–P.314–318. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(83\)90452-5](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)90452-5)
- [270] Chapuran T., Balamuth D. P., Wells W. R., Laymon C. M. Bybell D. P. Angular momenta of intermediate width structures in $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ // Phys. Rev. C.–1986.–V.34.–P.2358–2361. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.34.2358>
- [271] Fröhlich, H., Dück, P., Galster W., Treu W., Voit H., Witt H., Kuhn W., Lee S.M. Oscillations in the excitation function for complete fusion of $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ at low energies // Phys. Lett. B.–1976.–V.64.–P.408–410. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(76\)90107-6](https://doi.org/10.1016/0370-2693(76)90107-6)
- [272] 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.–1978.Vol.40.–P.1489–1493. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.41.138>
- [273] Pisanti O., Cirillo A., Esposito S. et al. PArthENoPE: Public algorithm evaluating the nucleosynthesis of primordial elements // Computer Physics Communications.–2008.–Vol.178.–P.956–971. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2008.02.015>
- [274] Kubono S, Binh D. N., Hayakawa S. et al. Nuclear Clusters in Astrophysics // Nucl. Phys. A.–2010.–Vol.834.–P.647c–650c. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2010.01.113>
- [275] S Kubono Binh D. N., Hayakawa S. et al. Role of clusters in nuclear astrophysics with Cluster Nucleosynthesis Diagram (CND) // J. Phys.: Conf. Ser.–2013.–Vol.436.–P.012071. DOI: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/436/1/012071>
- [276] Glorius J., Langer C., Slavkovska Z. et al. Proton and α capture studies for nuclear astrophysics at GSI storage rings // J. Phys.: Conf. Ser.–2017.–Vol.875.–P.092015. DOI: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/875/10/092015>

- [277] Lestinsky M., Andrianov V., Aurand B. et al. Physics book: CRYRING@ESR. // Eur. Phys. J. Spec. Top.–2016.–Vol.225.–P.797–882. DOI: <https://doi.org/10.1140/epjst/e2016-02643-6>
- [278] 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.–2013.–Vol.110.–P.072701. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.072701>
- [279] Taniguchi Y., Kimura M. $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ molecular resonances at deep sub-barrier energy // Phys. Lett. B.–2020.–Vol.800.–P.135086. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.135086>
- [280] Rolfs C.E., Rodney W.S. // Cauldrons in the Cosmos University of Chicago Press, 2005.
- [281] 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.–2017.–Vol.96.–P.045804. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.96.045804>
- [282] Diaz-Torres, A., Wiescher, M. Characterizing the astrophysical S factor for $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ fusion with wave-packet dynamics // Phys. Rev. C.–2018.–V.97.–P.055802. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.97.055802>
- [283] Christensen P. R., Switkowski Z. E., Dayras R. A. Sub-barrier fusion measurements for $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ // Nucl. Phys. A.–1977.–Vol.280.–P.189–204. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(77\)90303-7](https://doi.org/10.1016/0375-9474(77)90303-7)
- [284] Cujec B., Barnes C. A. Total reaction cross section for $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ below the Coulomb barrier // Nucl. Phys. A.–1976.–Vol. 266.–P.461–493. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(76\)90370-5](https://doi.org/10.1016/0375-9474(76)90370-5)
- [285] deSouza R. T., Hudan S., Oberacker V. E. Confronting measured near- and sub-barrier fusion cross sections for $^{20}\text{O} + ^{12}\text{C}$ with a microscopic method // Phys. Rev. C.–2013.–Vol.88.–P.014602. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.88.014602>

- [286] Patterson J. R., Nagorcka., Symons G., Zuk W. Extrapolation of the $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ and $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ Reaction Cross Sections to Astrophysical Energies // Nucl. Phys. A.–1971.–Vol.165.–P.545–549. DOI: <https://doi.org/10.1038/physci231017a0>
- [287] Hagino K., Rowley N., Kruppa A T. A Program for coupled channels calculations with all order couplings for heavy ion fusion reactions // Comput. Phys. Commun.–1999.–Vol.123.–P.143–152. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0010-4655\(99\)00243-X](https://doi.org/10.1016/S0010-4655(99)00243-X)
- [288] Kocak G. Analysis of the fusion cross sections for $^{16,18,20}\text{O}+^{12}\text{C}$ systems at low energies // Can. J. Phys.–2019.–Vol.97.–P.803–807. DOI: <https://doi.org/10.1139/cjp-2018-0665>
- [289] Fowler W. A., Caughlan G. R., Zimmerman B. A. Thermonuclear Reaction Rates //Annu. Rev. Astron. Astrophys.–1967.–Vol.5.–P.525–570. DOI: <https://doi.org/10.1146/annurev.aa.05.090167.002521>
- [290] Yakovlev D. G., Gasques L. R., Afanasjev A. V. et al. Fusion reactions in multicomponent dense matter // Phys. Rev. C.–2006.–Vol.74.–P.035803. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.74.035803>
- [291] Ogura R., Hagino K., Bertulani C. A. Potential model for nuclear astrophysical fusion reactions with a square-well potential // Phys. Rev. C.–2019.–Vol.99.–P.065808. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.99.065808>
- [292] Jenkins D. G., Lister C. J., Carpenter M. P. et al. Candidate superdeformed band in ^{28}Si // Phys. Rev. C.–2012.–Vol.86.–P.064308. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.86.064308>
- [293] Shawcross M., Curtis N., Catford W. N. et al. Angular Correlations from the $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ Breakup of ^{28}Si and $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ Breakup of ^{24}Mg // Phys. Rev. C.–2001.–Vol.63.–P.03431. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.63.034311>
- [294] Kubono S., Morita K., Tanaka M. H. et al. Highly excited high spin states in ^{28}Si populated through the $^{12}\text{C}(^{20}\text{Ne},\alpha)$ reaction // Nucl. Phys. A.–1986.–Vol.457.– P.461–476. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(86\)90389-1](https://doi.org/10.1016/0375-9474(86)90389-1)

- [295] Ashwood N. I., Murgatroyd J. T., Clarke N. M. et al. Evidence for a highly deformed band in $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ breakup of ^{28}Si // Phys. Rev. C.–2001.–V.63.–P. Art.034315. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.63.034315>
- [296] Cindro N. The resonant behaviour of heavy-ion systems // Riv. Nuovo Cimento.–1981.–Vol.4.–P.1–64. DOI: <https://doi.org/10.1007/BF02740698>
- [297] Patterson J. R., Nagorcka B. N., Symons G. D et al. Experimental investigation of $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ nuclear burning at stellar energies // Nucl. Phys. A.–1971.–Vol.165.–P.545–559. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(71\)90469-6](https://doi.org/10.1016/0375-9474(71)90469-6)
- [298] Gao C., Kondo K. A deep optical potential and gross resonant structures in low energy $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ scattering // Phys. Lett. B.–1997.–V.408.–P.7–11. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(97\)00768-5](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(97)00768-5)
- [299] Gasques, L.R., Afanasjev, A.V., Beard, M. et al. São Paulo potential as a tool for calculating S factors of fusion reactions in dense stellar matter // Phys. Rev. C.–2007.–V.76.–P.045802. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.76.045802>
- [300] Buck B., Merchant A. C., Perez S. M. Mass-symmetric form for cluster-core potentials // Nucl. Phys. A.–1997.–Vol.614.–P.–129–136. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(96\)00448-4](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(96)00448-4)
- [301] Chamon L. C., Carlson B. V., Gasques L. R. Sao Paulo potential version 2 (SPP2) and Brazilian nuclear potential (BNP) // Comput. Phys. Commun.–2021.–Vol.267.–P.108061. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2021.108061>
- [302] Rasmussen C. E., Williams C. K. I. Gaussian Processes for Machine Learning // MIT Press. 2006.
- [303] Moghadasi A. Study of $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ reaction using the new optimized potential // New Astronomy.–2021.–Vol.89.–P.101649. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.newast.2021.101649>
- [304] Bertulani C.A. RADCAP: A potential model tool for direct capture reactions // Computer Physics Communications.–2003.–Vol.156.–P.123–141. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0010-4655\(03\)00441-7](https://doi.org/10.1016/S0010-4655(03)00441-7)

- [305] Jiang C. L., Back B. B., Rehm K. E. et al. Heavy-ion fusion reactions at extreme sub-barrier energies // Eur. Phys. J. A.–2021.–Vol.57.– Art.P.235. DOI: <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-021-00536-2>
- [306] Jiang C. L. A modified-Wong formula for heavy-ion fusion reactions // Eur. Phys. J. A.–2022.–Vol.58.–P. Art.72. DOI: <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-022-00703-z>
- [307] Kocak G., Karakoc M., Boztosun I., Balantekin A.B. Effects of α -cluster potentials for the $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ fusion reaction and S factor // Phys. Rev. C.–2010.–Vol.81.–P024615. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.81.024615>
- [308] Michaud G., Fowler W. A. Thermonuclear-Reaction Rates at High Temperature // Phys. Rev. C.–1970.–Vol.2.–P.2041-2049. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.2.2041>
- [309] Michaud G., Scherk L., Vogt E. Nuclear Optical Model and Wave Properties: Barrier Penetration, Reflection, Absorption, and Resonance // Phys.Rev.C.–1970.–Vol.1.– P.864–. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.1.864>
- [310] Salvat F., Fernandez-Varea J. M. radial: A Fortran subroutine package for the solution of the radial Schrodinger and Dirac wave equations // Comput. Phys. Commun.–2019.–Vol.240.–P.165–177. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2019.02.011>
- [311] <https://www-nds.iaea.org/exfor/>
- [312] Gasques L. R., Brown E. F., Chieffi A. et al. Implications of low-energy fusion hindrance on stellar burning and nucleosynthesis // Phys. Rev. C.–2007.–Vol.76.–P.035802. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.76.035802>
- [313] 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.–2020.–Vol.101.–P.044608. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.101.044608>

Приложение

Список публикаций по теме диссертации

1. Gridnev K.A., Torilov S. Yu., Gridnev D.K., Kartavenko V.G., Greiner W. Model of binding alpha-particles and applications to superheavy elements // Int. Journal Mod. Phys. E.–2005.–Vol.14.–P.635–643. DOI: <https://doi.org/10.1142/S0218301305003387>
2. Gridnev K.A., Torilov S. Yu., Kartavenko V.G., Greiner W. Model of binding alpha-particles and structure of the light nuclei // Int. Journal Mod. Phys. E.–2007.–Vol.16.–P.1059–1063. DOI: <https://doi.org/10.1142/S0218301307006502>
3. Torilov S.Yu., Gridnev K.A., Greiner W. Chain configuration in light nuclei // Int. Journal Mod. Phys. E.–2007.–Vol.16.–P.1757–1764. DOI: <https://doi.org/10.1142/S0218301307006927>
4. Gridnev K.A., Torilov S.Y. Ikeda diagram within the model of binding alpha particles // Phys. Atom. Nuclei.–2006.–Vol.69–P.1204–1206. DOI: <https://doi.org/10.1134/S1063778806070179>
5. Gridnev K. A., Torilov S. Y., Gridnev D. K. et al. Model of binding alpha-particles and applications to superheavy elements // Eur. Phys. J. A.–2005.–Vol.25.–Suppl.1.–P.609–610. DOI: <https://doi.org/10.1140/epjad/i2005-06-020-6>
6. Gridnev K.A., Torilov S.Yu., Kartavenko V.G.et al. The threshold states in the frame of the model of binding alpha particles // Proc. 5-th Conference on nuclear and particle physics Cairo, Egypt 2005.
7. Gridnev K.A., Torilov S.Yu., Kartavenko V.G.et al. Nuclear model of binding alpha-particles// arXiv:nucl-th/0408031 [nucl-th] 2004.
8. Torilov S.Yu., Gridnev K.A., Greiner W. New insight on the chain states and Bose-Einstein condensate in light nuclei // Int. Journal Mod. Phys. E.–2008.–Vol.17.–P.2150–2154. DOI: <https://doi.org/10.1142/S0218301308011252>

9. Гриднев К.А., Торилов С.Ю. Супердеформация в легких альфа-частичных ядрах // Теор. физ.–2007.–Vol.8.–P.9–14.
10. Kumbartzki G. J., Benczer-Koller N., Burcher S. et al. Transition from collectivity to single-particle degrees of freedom from magnetic moment measurements on $^{82}_{38}\text{Sr}_{44}$ and $^{90}_{38}\text{Sr}_{52}$ // Phys. Rev. C.–2014.–Vol.89.–P.064305. DOI: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.89.064305>
11. Chulkov L.V., Aksouh F., Bleile A. et al. Quasi-free scattering with $^{6,8}\text{He}$ beams // Nucl. Phys. A.–2005.–Vol.759.–P.43–63. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2005.05.148>
12. Bohlen H.G., Kalpakchieva R., von Oertzen W. et al. Structure studies of neutron-rich beryllium and carbon isotopes // Nuc. Phys. A.–2003.–Vol.722.–P.c3–c9. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(03\)01327-7](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(03)01327-7)
13. Bohlen H.G., von Oertzen W., Kalpakchieva R. et al. Structure of neutron-rich Be and C isotopes // Phys. Atom. Nuclei.–2003.–Vol.66.–P.1494–1500. DOI: <https://doi.org/10.1134/1.1601755>
14. Bohlen H.G., Kalpakchieva R., Gebauer B. et al. Spectroscopy of particle-hole states of ^{16}C // Physical Rev. C.–2003.–Vol.68.–P.054606. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.68.054606>
15. Bohlen H.G., von Oertzen W., Kalpakchieva R. et al. Structure studies of neutron-rich beryllium and carbon isotopes. // APH N.S., Heavy Ion Physics.–2003.–Vol.18.–P.179–184. DOI: <https://doi.org/10.1556/APH.18.2003.2-4.10>
16. Bohlen H.G., Kalpakchieva R., von Oertzen W. et al. Particle-hole structures of neutron-rich Be- and C-isotopes // Nuclear Phys. A.–2004.–Vol.734.–P.345–348. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2004.01.063>
17. Жеребчевский В.И., Торилов С. Ю., Андроненков А.Н., Гриднев К.А., Мальцев Н.А. Упругое рассеяние альфа-частиц на нейтроноизбыточном ядре ^{14}C // Вестник СПбГУ.–2013.–Сер.4.–Т.1–С.233-237.
18. Torilov S. Yu., Brenner M., Goldberg V. Z. et al. High-spin states in ^{22}Ne // arXiv:1001.4285v1 [nucl-ex] 2010.

19. Torilov S.Y., Brenner M., Goldberg V.Z. et al. High-spin states in ^{22}Ne populated in the $^{14}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha)$ reaction // *Eur. Phys. J. A.*–2011.–Vol.47.–P.158. DOI: <https://doi.org/10.1140/epja/i2011-11158-4>
20. Торилов С. Ю., Жеребчевский В.И., Гриднев К.А. Лазарев В.В. Моделирование распада ядерных систем, образующихся в реакциях с тяжёлыми ионами // *Вестник СПбГУ.*–2011.–Сер.4.–Т.2–С.49-56.
21. Torilov S.Y., Gridnev K.A., Zherebchevsky V.I. et al. Cluster states in the neutron excess nucleus ^{22}Ne // *Jetp Lett.*–2011.–Vol.94.–P.6–10. DOI: <https://doi.org/10.1134/S0021364011130170>
22. Torilov S.Y., Maltsev N.A., Goldberg V.Z. et al. Quasimolecular states in a reaction with carbon isotopes // *Jetp Lett.*–102, 69–72 (2015). <https://doi.org/10.1134/S0021364015140118>
23. Торилов С. Ю., Мальцев Н.А., Жеребчевский В.И. и др. Резонансный и нерезонансный выход из реакций с нейтроноизбыточными изотопами углерода // *Вестник СПбГУ.*–2015.–Сер.4.–Т.2–С.319-326.
24. Torilov S.Y., Maltsev N.A., Goldberg V.Z. et al. Decay of quasimolecular states in ^{26}Mg // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.*–2016.–Vol.80.–P.871–874. DOI: <https://doi.org/10.3103/S1062873816080384>
25. Lonroth T., Goldberg V.Z., Guttormsen M. et al. New observation methods for alpha-particle elastic scattering. Microscopic properties of alpha-cluster states // *Proc.7th Intern.Conf.on Clustering Aspects of Nuclear Structure and Dynamics, Rab, Island of Rab, Croatia,1999.*
26. Goldberg V.Z., Rogachev G.V., Brenner M. et al. Observation of an α -cluster structure in ^{36}Ar // *Phys. Atom. Nuclei.*–2000.–Vol.63.–P.1518–1526. DOI: <https://doi.org/10.1134/1.1312885>
27. Nurmukhanbetova A. K., Goldberg V.Z., Nauruzbayev D. K. et al. Implementation of TTIK method and time of flight for resonance reaction studies at heavy ion accelerator DC-60 // *Inst. Meth. Phys. Res. A.*–2017.–Vol.847.–P.125–129. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.11.053>

28. Goldberg V.Z., Golovkov M.S., Ivanov I. et al. Search for quasi molecular states in the interaction of ^{40}Ar with light nuclei // Univ.Warsaw, Heavy Ion Lab, Poland–2014.–P.69.
29. Torilov S., Thummerer S., von Oertzen W. et al. Spectroscopy of ^{40}Ca and negative-parity bands // Eur. Phys. J. A.–2004.–Vol.19.–P.307–317. DOI: <https://doi.org/10.1140/epja/i2003-10126-y>
30. Torilov S., Thummerer S., von Oertzen W. et al. γ -spectroscopy of ^{40}Ca and ^{42}Ca // Ann. Rep. Lab. Nazionali di Legnaro.–2001.–P.8.
31. Торилов С. Ю. Структура альфа-кластерных вращательных полос ядра ^{40}Ca // Вестник СПбГУ.–2009.–Сер.4.–Т.2–P.156-161.
32. Torilov S.Yu. Energy splitting of the states in the rotational bands in ^{40}Ca // Eur. Phys. J. A –2014.–Vol.50.–P.3. DOI: <https://doi.org/10.1140/epja/i2014-14003-4>
33. Torilov S. Yu., Gridnev K. A., Korovitskaya T. V. Rotational bands in light neutron-rich nuclei // Bull. Rus. Acad. Sci. Phys.–2012.–Vol.76.–P.854–856. DOI: <https://doi.org/10.3103/S1062873812080278>
34. Torilov S.Y., Gridnev K.A., Korovitskaya T.V. Cluster states in neutron-rich nuclei // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.–2013.–Vol.77.–P.849–851. DOI: <https://doi.org/10.3103/S1062873813070253>
35. Burtebayev N., Duisebayev A., Burtebayeva J. et al. Alpha Cluster transfer in the elastic scattering of ^{20}Ne on ^{16}O nuclei at an energy of 50 MeV // Univ.Warsaw, Heavy Ion Lab, Poland.–2014.–P.67.
36. Burtebayev N., Batyrbekov E. G., Baktybayev M. K. et al. Alpha cluster transfer in $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ at energy 41.3MeV // International Journal of Mathematics and Physics Quarterly Journal of al-Farabi Kazakh National University.–2012.–Vol.3–P.189.
37. Burtebayev N., Amangeldi N., Alimov D. et al. Scattering of ^{15}N Ions by $^{10,11}\text{B}$ Nuclei at the Energy of 43 MeV // Acta Phys. Polon. Supp.–2018.–Vol.11.–P.99. DOI: <https://doi.org/10.5506/APhysPolBSupp.11.99>

38. Kokalova T., von Oertzen W., Torilov S. et al. Emission of unbound ^8Be and $^{12}\text{C}^*$ (0+2) clusters in compound nucleus reactions // Eur. Phys. J. A–2005.–Vol.23–P.19–31. DOI: <https://doi.org/10.1140/epja/i2004-10071-3>
39. Torilov S.Y., Maltsev N.A., Zhrebchevsky V.I. et al. A Study of Resonance States in Nuclear Systems Formed in Reactions with Heavy Ions // Phys. Part. Nuclei–2022.–Vol.53.–P.403–408. DOI: <https://doi.org/10.1134/S1063779622020836>
40. Lestinsky M., Andrianov V., Aurand B. et al. Physics book: CRYRING@ESR. // Eur. Phys. J. Spec. Top.–2016.–Vol.225.–P.797–882. DOI: <https://doi.org/10.1140/epjst/e2016-02643-6>
41. Glorius J., Langer C., Slavkovska Z. et al. Proton and α capture studies for nuclear astrophysics at GSI storage rings // J. Phys.: Conf. Ser.–2017.–Vol.875.–P.092015. DOI: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/875/10/092015>
42. Torilov S.Y., Maltsev N.A., Zhrebchevsky Analyzing Resonance States in Describing the Astrophysical S -Factor for Heavy Ion Fusion Reaction $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.–2022.–Vol.86.–P.966–970. DOI: <https://doi.org/10.3103/S106287382208024X>
43. Torilov S.Yu., Maltsev N.A., Zhrebchevsky V.I. Studying Low-Energy Resonances in the $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ System // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.–2021.–V.85.–P.548–551. DOI: <https://doi.org/10.3103/S1062873821050233>
44. Torilov S.Y., Maltsev N.A., Zhrebchevsky V.I. Astrophysical S -Factor in the Model of a Square Potential Well // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.–2023–Vol.87.–P.1217–1220 DOI: <https://doi.org/10.3103/S1062873823703124>