

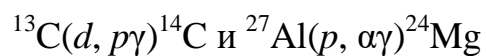
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

Кафедра физики атомного ядра и квантовой теории столкновений

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

Угловые корреляции частица–гамма-квант в реакциях



Выполнил студент

группы №212м

Тюрин И.С.

Научный руководитель:

д.ф.-м. наук Лебедев В.М.

Допущен к защите

Зав. кафедрой

Москва

2020

Оглавление		Стр.
ВВЕДЕНИЕ		3
Глава 1.	Обзор литературы	6
Глава 2.	Методика эксперимента	10
	2.1. Общая схема экспериментальной установки	10
	2.1.1. Циклотрон и камера рассеяния	10
	2.1.2. Мишени	12
	2.1.3. Детекторы заряженных частиц и γ -квантов	12
	2.2. Измерительно-вычислительный комплекс	15
	2.3. Метод восстановления спин-тензоров матрицы плотности	17
Глава 3.	Использованные теоретические модели	21
	3.1. Оптическая модель	21
	3.2. Модель составного ядра	23
	3.3. Модель прямых реакций	26
	3.4. Вычисление спектроскопических амплитуд	29
Глава 4.	Полученные результаты и их обсуждение	31
	4.1. Реакция $^{13}\text{C}(d, p)^{14}\text{C}$	31
	4.2. Реакция $^{27}\text{Al}(p, \alpha)^{24}\text{Mg}$	38
ЗАКЛЮЧЕНИЕ		46
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ		49

ВВЕДЕНИЕ

Основной способ получения информации о механизме ядерных реакций и структуре ядра состоит в сопоставлении экспериментальных характеристик с результатами теоретического анализа. Однако до сих пор нет последовательной единой теории ядерных реакций, и их теоретическое описание базируется на использовании различных моделей. В значительной степени это связано с тем, что задача о столкновении ядер является многочастичной задачей, и точное ее решение пока не найдено [1]. Актуальной задачей остается и получение новых экспериментальных данных о разнообразных характеристиках ядерных реакций.

Традиционно измеряемыми и анализируемыми характеристиками ядерной реакции являются угловые и энергетические зависимости дифференциального сечения. Однако для состояний ядер с ненулевым значением спина – ориентированных систем, дифференциальное сечение реакции является не единственной экспериментальной характеристикой, которую должна описать «успешная» модель.

В соответствии с общими квантово-механическими принципами наиболее полный набор независимых характеристик ядра можно получить, зная его матрицу плотности [2, 3]. Большой набор независимых экспериментальных характеристик реакции удастся получить в условиях наиболее полной ее кинематики, в частности, в корреляционных экспериментах. Корреляционные характеристики дают большой объем информации в одном эксперименте и при анализе обнаруживают большую чувствительность к модельным параметрам.

В НИИЯФ МГУ был впервые разработан метод восстановления матрицы плотности конечного возбужденного ориентированного ядра – продукта ядерной реакции [4] путем измерения в ней совпадений частица– γ -квант в нескольких плоскостях регистрации γ -кванта. Метод позволяет без проведения трудоемких измерений в полной кинематике получать результаты, которые позволяют восстановить все четные компоненты спин-тензоров матрицы плотности. Полученные компоненты, в свою очередь, позволяют определить

различные спиновые характеристики возбужденных состояний ядер, например заселенности магнитных подуровней, компоненты тензоров поляризации и др. Следует отметить, что прямое измерение таких физических характеристик, как правило, затруднено, а в ряде случаев принципиально невозможно. Все это определяет актуальность и значимость проведенных в настоящей работе исследований.

Целью настоящей работы являлось изучение механизмов двух реакций: $^{13}\text{C}(d, p\gamma)^{14}\text{C}(3^-)$, 6.73 МэВ) при энергии налетающих дейтронов $E_d = 15.3$ МэВ и $^{27}\text{Al}(p, \alpha\gamma)^{24}\text{Mg}(2^+)$, 1.369 МэВ) при энергии налетающих протонов $E_p = 7.4$ МэВ.

Для достижения этой цели в работе были измерены функции угловой корреляции вылетающих протонов и альфа-частиц с гамма-квантами, образующимися при переходе ядер $^{14}\text{C}(3^-)$ и $^{24}\text{Mg}(2^+)$ из этих возбужденных состояний в основные $^{14}\text{C}(0^+)$ и $^{24}\text{Mg}(0^+)$ испусканием квантов $E3$ - и $E2$ -мультипольности соответственно. Измерения были выполнены в нескольких плоскостях относительно плоскости реакции. В работе восстановлена матрица плотности конечных возбужденных ядер в этих реакциях. Это позволило, в свою очередь, определить набор ориентационных характеристик конечных ядер, в частности, заселенности магнитных подсостояний и тензоры ориентации их мультипольных моментов, а также компоненты квадрупольной и гексадекапольной поляризации. Настоящая работа является естественным продолжением работ [5, 6]. По сравнению с ними, настоящая работа отличается как большим объемом полученных экспериментальных данных, так и применением более совершенных методов модельного расчёта.

Магистерская диссертация состоит из Введения, четырех глав и Заключение, а также списка цитированной литературы.

Глава 1 посвящена обзору литературы, касающейся исследованных двух реакций. Показано, что детальное описание на микроскопическом уровне структуры нейтронно-избыточного ядра ^{14}C остается актуальной задачей исследователей все последние годы. Имеющиеся в литературе интерпретации экспериментальных данных по реакции $^{27}\text{Al}(p, \alpha\gamma)^{24}\text{Mg}(2^+)$ сводились, в

основном, к феноменологическому анализу энергетических зависимостей сечения (функций возбуждения).

В Главе 2 кратко описаны установка и методика эксперимента и метод восстановления спин-тензоров матрицы плотности.

В Главе 3 обсуждаются использованные теоретические модели, а также метод вычисления спектроскопических амплитуд в изучаемых реакциях.

В Главе 4 представлены полученные в работе экспериментальные результаты и их модельный анализ.

В Заключение представлены основные результаты и выводы диссертации.

Глава 1. Обзор литературы

Реакция $^{13}\text{C}(d, p)^{14}\text{C}$ с различными энергиями (в том числе близкими к энергии в настоящей работе) налетающих дейтронов ранее изучалась во многих работах, например [7–11]. Однако в большинстве из них изучались экспериментальные угловые распределения (УР) вылетающих протонов и сравнивались с различными модельно-теоретическими расчетами без проведения исследований корреляций частица–гамма-квант.

В статье [7] была исследована реакция $^{13}\text{C}(d, p)^{14}\text{C}$ при энергиях дейтронов $E_d = 8$ и 12 МэВ с образованием нижних уровней ядра ^{14}C с энергией возбуждения от 0 до 8.32 МэВ. Угловые распределения дифференциальных сечений (в данной работе не представлены) измерены в диапазоне углов $10^\circ - 170^\circ$ (ц. м.). Анализ этих данных в предположении механизма срыва нейтрона с использованием борновской аппроксимации с плоскими волнами (PWBA) позволил извлечь параметры приведённых ширин и оценить их зависимость от энергии дейтронов.

В [8] эта реакция была изучена при энергии дейтронов $E_d = 17.7$ МэВ с образованием 10 нижних возбужденных состояний конечного ядра ^{14}C . Полученные экспериментальные угловые распределения дифференциального сечения реакции вполне согласуются с соответствующими расчетами. Для анализа экспериментальных данных использовалось DWBA с применением кодов CHUCK2 и DWUCK4. Для исследованных состояний из неупругого рассеяния α -частиц на ядре ^{14}C при $E_\alpha = 35.5$ МэВ получены параметры деформации, в частности для состояния $3^-(6.73 \text{ МэВ})$ значение β_3 составило 0.4. Также для переходов на эти состояния извлечены спектроскопические факторы. Для переходов на уровни $3^-(6.72 \text{ МэВ})$ и $1^-(6.09 \text{ МэВ})$ их значение составило 0.65 и 0.75, соответственно. Механизм срыва нейтрона хорошо описывает переходы на состояния $1^-(6.09 \text{ МэВ})$, $3^-(6.73 \text{ МэВ})$, $2^-(7.34 \text{ МэВ})$, тогда как эксперимент с переходом на состояние $2^+(7.01 \text{ МэВ})$ при малых углах вылета протона отличается от расчётов DWBA. Для этого состояния возможно

заметное влияние последовательного процесса с возбуждением ядра ^{13}C . Отмечается, что уровень 3^- (6.73 МэВ) возбуждается в реакции намного сильнее соседних уровней.

Реакция $^{13}\text{C}(\vec{d}, p)^{14}\text{C}$ и неупругое рассеяние $^{13}\text{C}(\vec{d}, d')^{13}\text{C}$ исследовались в [9] при энергии поляризованных дейтронов $E_d = 13$ МэВ с образованием уровней 0^+ , 1^- (6.09 МэВ), 2^- (7.34 МэВ) конечного ядра ^{14}C . Измерены угловые распределения дифференциальных сечений в диапазоне углов $15^\circ - 155^\circ$ (ц. м.) с интервалом в 5° . Для анализа экспериментальных данных использовалось DWBA и метод связанных каналов (МСК). Для переходов на уровни 1^- и 2^- экспериментальные угловые распределения дифференциальных сечений согласуются с расчетными почти во всей исследованной области углов, тогда как для переходов на основное состояние при углах вылета протона больших, чем 70° , согласия не достигается.

При энергии дейтронов $E_d = 12$ МэВ в статье [10] была исследована реакция $^{13}\text{C}(d, p)^{14}\text{C}$ с образованием основного состояния конечного ядра ^{14}C . Измерено угловое распределение дифференциального сечения в диапазоне углов $10.8^\circ - 161.7^\circ$ (ц. м.), оно хорошо согласуется с расчетным в передней полусфере углов, тогда как в задней согласие заметно хуже. Для теоретических расчетов используется DWBA. Извлеченный спектроскопический фактор для перехода на основное состояние равен 2.05, и он близок к расчетному значению, равному 1.734. Сделан вывод, что оболочечная модель с применением DWBA хорошо подходит для описания (d, p) реакций на лёгких ядрах.

Ранее угловые p - γ -корреляции в реакции $^{13}\text{C}(d, p\gamma)^{14}\text{C}$ исследовались только в [11] при низкой энергии дейтронов $E_d = 3.7$ МэВ с образованием конечного ядра ^{14}C в состояниях 1^- (6.09 МэВ, $\theta_p = 20^\circ$), 3^- (6.72 МэВ, $\theta_p = 35^\circ$) и 2^- (7.34 МэВ, $\theta_p = 20^\circ$). В плоскости реакции измерены угловые распределения дифференциальных сечений и получены функции угловой p - γ -корреляции для каждого из вышеуказанных уровней. Достигнуто хорошее

согласие полученных экспериментальных результатов с расчетными, выполненными в предположении срыва нейтрона и с использованием PWBA. Анализ экспериментальных данных позволил уточнить значения спина и четности уровней конечного ядра, коэффициентов смешивания мультипольностей γ -переходов. Некоторое расхождение теоретических предсказаний и экспериментальных данных объясняется неучтённым вкладом механизма составного ядра (СЯ).

Реакция $^{27}\text{Al}(p, \alpha)^{24}\text{Mg}$ также исследовалась в большом количестве работ при энергиях протонов вплоть до $E_p \sim 100$ МэВ. В большинстве этих работ проводился анализ зависимости сечения от энергии налетающих протонов (функции возбуждения), отмечался большой вклад в реакцию механизма образования СЯ при малых значениях E_p . Также обсуждалось наличие «подложки» в полученных кривых возбуждения (особенно выраженной в кривых для перехода на первое возбужденное состояние), свидетельствующее о заметном вкладе нерезонансных процессов. При энергиях $E_p \sim 10$ МэВ, близких к энергии протонов в настоящей работе, эта реакция была изучена в [12, 14, 15].

В [12] получены экспериментальные угловые распределения дифференциального сечения при пяти значениях E_p в области от 10 до 12 МэВ для переходов в основное и первое возбужденное состояния конечного ядра $^{24}\text{Mg}(2^+)$. Также получены функции возбуждения при угле вылета α -частицы $\theta_\alpha = 90^\circ$ (лаб.) в интервале $E_p = 3\text{--}12$ МэВ. Сильные флуктуации выхода в кривых возбуждения позволяют полагать, что значительная часть реакции протекает через процесс составного ядра. «Резонансы», видимые на кривых возбуждения, слишком широко разделены, чтобы соответствовать отдельным уровням при этих энергиях возбуждения (15–23 МэВ) и могут рассматриваться как флуктуации плотности уровней [13]. С другой стороны, часто встречающаяся большая асимметрия в угловых распределениях относительно $\theta_\alpha \approx 90^\circ$ может свидетельствовать о важности вклада прямых процессов реакции.

В [14] были получены зависимости сечения возбуждения для заселения основного и первых пяти возбужденных состояний ^{24}Mg при $\theta_\alpha = 90^\circ$ и 135° (лаб.) и $E_p = 6\div 10$ МэВ с шагом в 25 кэВ. Эти зависимости имеют сильно осциллирующий вид с шириной резонансов $15\div 70$ кэВ. При медианных значениях $E_p = 3.65, 6.00, 8.725$ МэВ (с шагом в 12.5 кэВ для каждого E_p) получены угловые распределения в диапазоне $\theta_\alpha = 15^\circ\div 165^\circ$ с шагом 15° . На основе эмпирического анализа сделан вывод, что при таких энергиях реакция $^{27}\text{Al}(p, \alpha)^{24}\text{Mg}$ протекает преимущественно через образование составного ядра.

В работе [15] измерена в плоскости реакции функция угловой α - γ -корреляции реакции $^{27}\text{Al}(p, \alpha\gamma)^{24}\text{Mg}$ с образованием конечного ядра в первом возбужденном состоянии при энергии $E_p = 6.4$ МэВ и угле $\theta_\alpha = 135^\circ$ (лаб.). Поскольку эта функция имеет анизотропный вид, сделан вывод о протекании реакции через резонансный механизм (если нерегулярности в функции возбуждения обусловлены флуктуациями Эриксона, то угловая α - γ -корреляция должна иметь изотропный вид).

В завершение обзора можно отметить, несмотря на относительно большое число публикаций по изучаемым в магистерской диссертации реакциям, их модельный анализ в основном проводился либо эмпирически, либо с использованием моделей, включающих в себя феноменологические параметры (например, в DWUCK). Поэтому актуальной задачей остается модельный анализ экспериментальных результатов на основе современных программных комплексов, в том числе с использованием адекватных спектроскопических амплитуд, являющихся важной составной частью в расчетах прямых механизмов реакций. Из обзора следует также, что угловые частица- γ -квант корреляции, значительно повышающие объем экспериментальной информации, в изучаемых реакциях исследованы очень мало, при низких энергиях и только в плоскости реакции.

Глава 2. Методика эксперимента

2.1. Общая схема экспериментальной установки

2.1.1. Циклотрон и камера рассеяния

Экспериментальные исследования угловых корреляций в ядерных реакциях $^{13}\text{C}(d, p\gamma)^{14}\text{C}$ при $E_d = 15.3$ МэВ и $^{27}\text{Al}(p, \alpha\gamma)^{24}\text{Mg}$ при $E_p = 7.4$ МэВ были проведены в ОЯР НИИЯФ МГУ. Источником ускоренных частиц являлся 120-см циклотрон НИИЯФ МГУ У-120 (Р7) с энергией ускоряемых частиц до 7.5 МэВ/нуклон [16]. Пятно пучка на мишени формировалось системой магнитных квадрупольных линз и диафрагм. Энергетический разброс пучка составлял $\cong 1\%$. Конечная толщина использованных мишеней ^{13}C и ^{27}Al также дает дополнительный разброс. Таким образом, суммарный энергетический разброс пучка составил около 170 и 90 кэВ соответственно.

Общая схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Пучок ускоренных частиц выводился из циклотрона 1 по ионопроводу 4, фокусировался магнитными квадрупольными линзами 2 и отклонялся магнитом 3. Затем пучок через систему коллимирующих щелей и диафрагм 7, 7а проходил мишень 8 в вакуумной камере рассеяния 9, где имеется герметично закрытая тонкой лавсановой пленкой горизонтальная щель для регистрации продуктов реакции вне камеры. Заряженные продукты реакций регистрировались полупроводниковыми детекторами (ППД) 13 и 14. Гамма-детекторы 12 были размещены вне камеры в горизонтальной плоскости со стороны, противоположной ППД. Пройдя мишень, расположенную в центре камеры, пучок попадал в цилиндр Фарадея 10, соединенный с интегратором тока (ИТ) 11. В этой системе накапливался заряд частиц пучка до определенного значения, при котором ИТ генерировал и отправлял на пересчетный прибор импульс. Число импульсов обеспечивало нормировку экспериментальных результатов на заданное число частиц пучка, прошедшего через мишень.

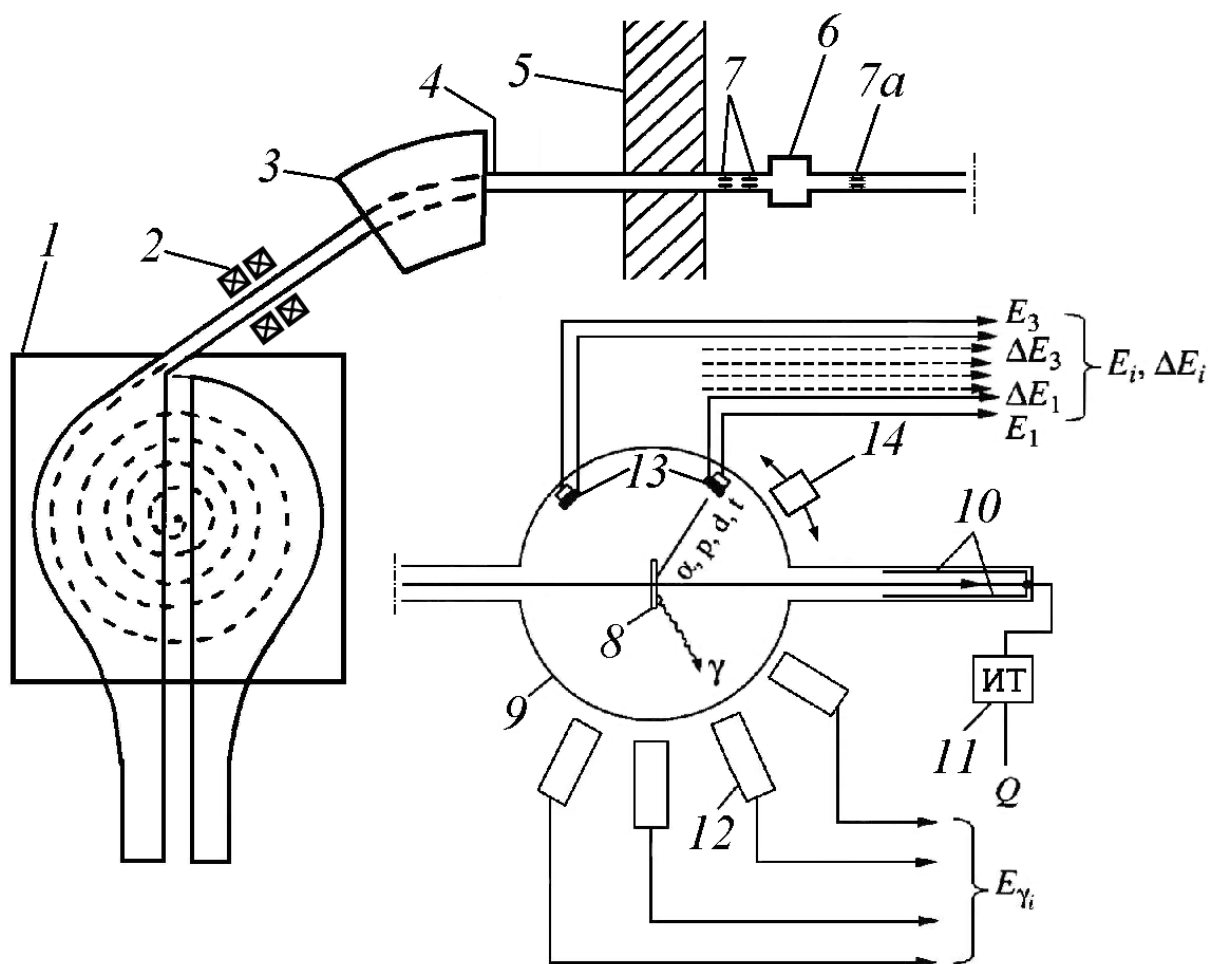


Рисунок 1. Схема экспериментальной установки: 1 – циклотрон, 2 – квадрупольные линзы, 3 – отклоняющий магнит, 4 – ионопровод, 5 – защитная стена, 6 – вакуумный клапан, 7, 7а – щели, диафрагмы, 8 – мишень, 9 – вакуумная камера рассеяния, 10 – цилиндр Фарадея, 11 – интегратор тока, 12 – сцинтилляционные детекторы, 13 – детекторы заряженных частиц в камере, 14 – детектор заряженных частиц вне камеры.

Для представления результатов измерения дифференциальных сечений в абсолютных единицах (мб/стерад) необходимо знать количество заряда, соответствующему одному импульсу интегратора тока. Среднее значение цены импульса интегратора тока, полученное усреднением результатов нескольких калибровок в разное время, составило $(2.0 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$ мкКл. Выбранный ток пучка на мишени подбирался в соответствии с величиной оптимальной загрузки регистрирующей аппаратуры и не превышал 0.1 мкА.

2.1.2 Мишени

Мишень должна удовлетворять определенным требованиям: быть такой толщины, чтобы выход частиц исследуемого канала реакции был достаточным и при этом существенно не уменьшалась энергия падающего пучка.

Для получения сечения в мбн·ср⁻¹ необходимо знать толщину мишени. Она определялась двумя способами: с помощью взвешивания и по изменению спектра α -частиц ²²⁶Ra при прохождении частиц сквозь мишень (находится величина потери энергии в толщине мишени).

В настоящей работе в качестве мишеней использовались алюминиевая фольга толщиной 0.54 мг·см⁻² (2 мкм) и углеродная пленка толщиной 0.71 мг·см⁻² (3 мкм) с обогащением изотопом ¹³C до 80%.

2.1.3. Детекторы заряженных частиц и γ -квантов

Перед проведением эксперимента на специальном стенде [5] производился отбор ППД по уровню их шума, толщины рабочей области, подбирались рабочее напряжение смещения и определялось энергетическое разрешение. Удовлетворительным разрешением детектора считалось разрешение $\leq 1.5\%$ для α -частиц ²²⁶Ra.

При попадании ускоренных дейтронов в углеродную мишень, наряду с протонами образовывались и другие легкие заряженные частицы, которые также регистрировались детекторами. В [5] приведены результаты кинематических расчетов для всех 28-ми возможных реакций, протекающих под действием дейтронов с $E_d = 15.3$ МэВ на углеродной мишени, и энергии соответствующих легких частиц, вылетающих в этих реакциях. Из расчета следует, что при исследовании реакции в спектрах присутствуют группы протонов в «рабочей» области энергии, соответствующие реакциям на ядрах возможных примесей в мишени (в основном ¹²C), что усложняет выделение нужных групп протонов реакции ¹³C(d, p)¹⁴C. В настоящей работе, как и в [5],

при определении дифференциальных сечений произведен вычет вклада от реакции $^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}$ на примеси ^{12}C .

При исследовании реакции $^{27}\text{Al}(p, \alpha)^{24}\text{Mg}$ подобной проблемы не возникало, поскольку при $E_p = 7.4$ МэВ возможны только два продукта реакции: представляющие интерес α -частицы и рассеянные протоны, и при близких энергиях более тяжелые α -частицы обладают гораздо меньшим пробегом.

Для выделения нужных групп частиц без использования телескопов ППД использовались следующие способы:

- подбиралась такая толщина поглотителя (алюминиевая фольга) перед детектором, чтобы продукты конкурирующих реакций практически полностью тормозились или сдвигались в спектре по энергии в его низкоэнергетическую (не «рабочую») часть;
- подбиралось такое напряжение смещения на ППД, чтобы пробеги частиц из исследуемых реакций полностью укладывались в рабочей толщине детектора.

При измерении функции угловых корреляций (двойных дифференциальных сечений) использовалась многодетекторная схема регистрации – для сокращения общего времени измерений. ППД располагались внутри камеры рассеяния на столике с переменным углом наклона относительно горизонтальной плоскости. Угловое разрешение детекторов при этом составляло не хуже $\pm 2^\circ$.

Угловые зависимости дифференциального сечения реакции $^{13}\text{C}(d, p)^{14}\text{C}$ измерялись в отдельном эксперименте с помощью ППД с толщиной рабочей области ≈ 2 мм и угловым разрешением $\pm 1^\circ$, расположенного вне камеры рассеяния. Статистические погрешности дифференциальных сечений не превышали 5%.

Угловые зависимости дифференциального сечения реакции $^{27}\text{Al}(p, \alpha)^{24}\text{Mg}$ измерялись с помощью поверхностно-барьерного кремниевого детектора с

толщиной рабочей области ≈ 100 мкм и угловым разрешением $\pm 2^\circ$, расположенного в камере рассеяния. Статистические погрешности дифференциальных сечений в среднем не превышали 7% и 3% для групп α_0 и α_1 , соответственно. Типичный спектр α -частиц из этой реакции показан на рис. 2.

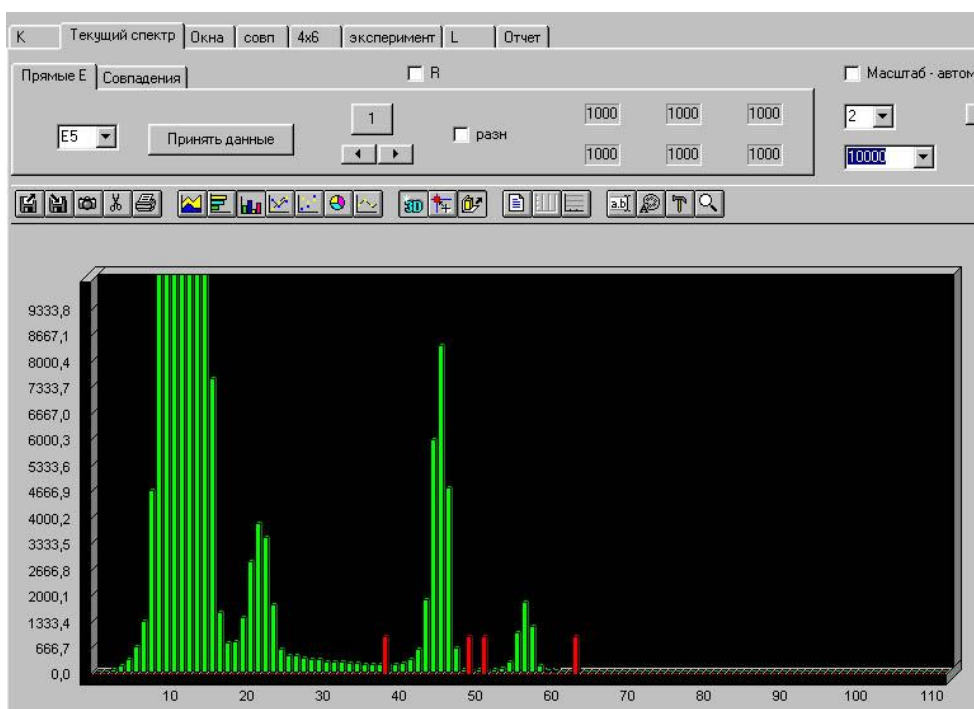


Рисунок 2. Типичный спектр α -частиц из реакции $^{27}\text{Al}(p, \alpha)^{24}\text{Mg}$. Пики справа налево соответствуют группам α_0 , α_1 и α_{23} (θ_α (лаб.) = 30°). По оси x – номер канала, по оси y – счет в канале.

Для предотвращения попадания в детектор частиц, образующихся при взаимодействии пучка с деталями камеры, и повышения энергетического разрешения в спектрах перед детекторами располагались коллиматоры.

γ -Кванты регистрировались четырьмя сцинтилляционными счетчиками с кристаллами NaI(Tl) высотой и диаметром 6.2 см (стандартные блоки БДЭГ-23), которые устанавливались с фиксированным интервалом по углу $\Delta\theta_\gamma = 32.5^\circ$ на поворачивающейся кольцевой платформе вне камеры рассеяния. Угловое разрешение γ -детекторов составляло $\pm 13^\circ$. При регистрации совпадений γ -квантов с заряженными частицами использовались те энергетические области

спектра γ -квантов, которые соответствовали переходу конечного ядра ^{24}Mg из возбужденного состояния с энергией 1.369 МэВ (2^+) в основное (0^+) и переходу конечного ядра ^{14}C из возбужденного состояния с энергией 6.73 МэВ (3^-) в основное (0^+). Для исследованных в настоящей работе реакций эти области составили от 0.6 до 1.5 МэВ для $^{24}\text{Mg}(2^+)$ и от 3 до 7 МэВ для $^{14}\text{C}(3^-)$. Энергетическая калибровка γ -спектров проводилась с помощью нейтронного Pu-Be источника, имеющего «линию» гамма-квантов 4.44 МэВ.

Контроль относительной эффективности γ -детекторов в ходе эксперимента осуществлялся путем поворота платформы на угол 32.5° , что обеспечивало повторное измерение (при трех углах) двойных дифференциальных сечений со сменой γ -детекторов. Следует отметить, что для дейтронного пучка ускорителя характерен обусловленный им значительный γ -фон в экспериментальном зале, что приводило к необходимости работы с малым током пучка и существенному увеличению времени экспозиции.

2.2. Измерительно-вычислительный комплекс

Информация о попадающих в детекторы частицах и γ -квантах обрабатывалась в измерительно-вычислительном комплексе (ИВК) [5, 17], разработанном для экспериментального изучения ядерных реакций типа $A(x, \gamma\gamma)B$.

ИВК позволяет регистрировать γ -кванты по 4-м каналам, а заряженные частицы y – по 6-ти каналам одновременно, обеспечивая как многоуровневую обработку полученных сигналов и подготовку отчетов, так и фильтрацию данных и управление параметрами эксперимента в режиме on-line. Таким образом, случаи нестабильной работы отдельных компонентов ИВК или циклотрона оперативно выявляются и не оказывают влияния на результаты эксперимента. Основная информация накапливается в виде «прямых» спектров заряженных частиц (для каждого ППД) и спектров совпадений частиц с гамма-квантами (для всех пар ППД – гамма-детектор). На рис. 3 для примера

приведен типичный спектр α - γ -совпадений с время-амплитудного конвертора при исследовании реакции $^{27}\text{Al}(p, \alpha\gamma)^{24}\text{Mg}$.

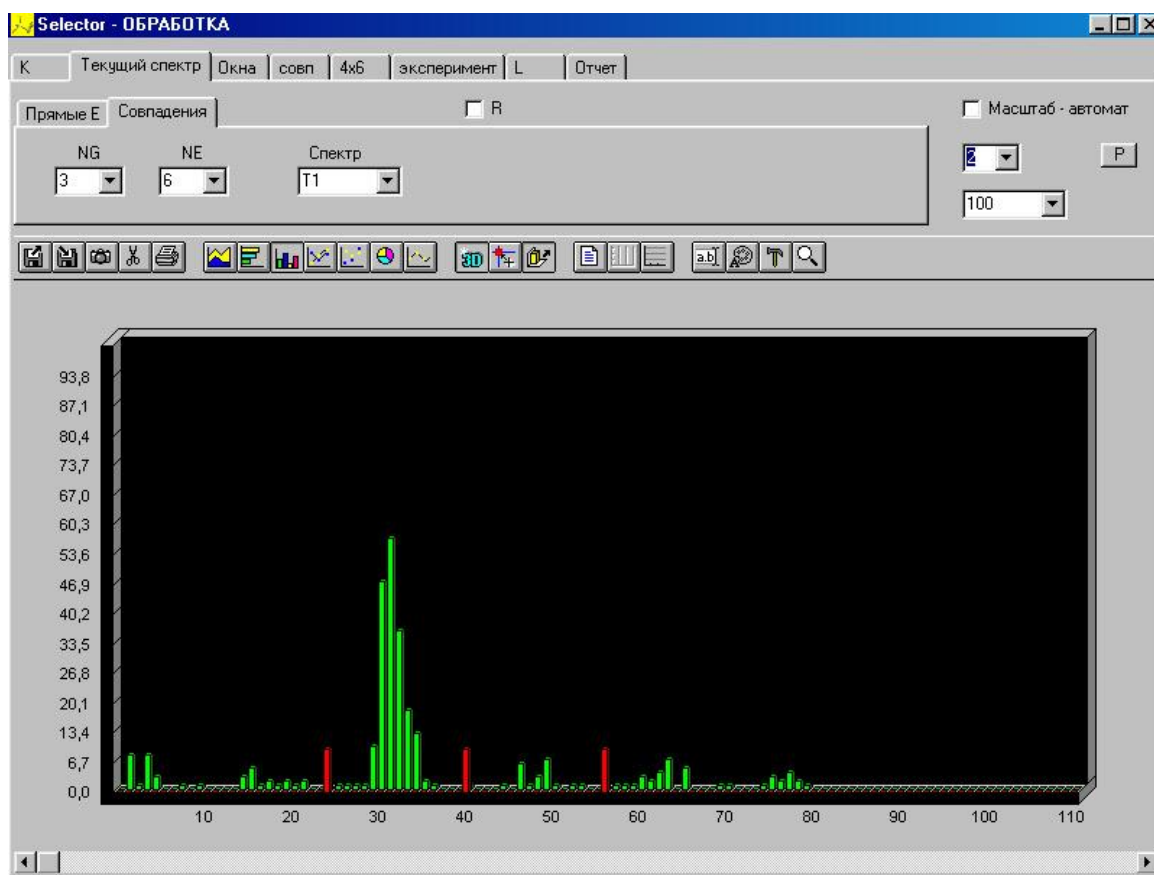
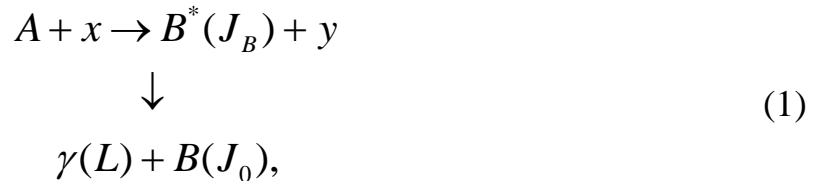


Рисунок 3. Типичный спектр α - γ -совпадений с время-амплитудного конвертора. Временная шкала по оси x соответствует 500 нс. Большой пик содержит истинные и ложные совпадения, остальные пики – только ложные совпадения.

В состав ИВК входит относительно большое число различных элементов, имеющих пороговые устройства и индивидуальное мертвое время $\sim 1 - 10$ мкс. Поэтому временные (загрузочные) характеристики комплекса в целом в значительной степени зависят от амплитудного распределения событий (в основном, фоновых) на входе в комплекс и в местах отбраковки событий. Как правило, загрузки после формирователей в γ -каналах составляют $\sim 2 \cdot 10^4$ имп·сек $^{-1}$ и $\sim 10^2 - 10^3$ имп·сек $^{-1}$ для E -каналов. Количество просчетов при этом не превышает 10%.

2.3. Метод восстановления компонентов спин-тензоров матрицы плотности

В настоящей работе рассматриваются ядерные реакции следующего типа:



где A и x – неполяризованные ядро-мишень и налетающая частица, y – конечная частица, B^* – конечное (выстроенное) ядро в возбужденном состоянии со спином J_B , переходящее в состояние J_0 путем испускания γ -кванта мультипольности L . Поляризации конечной частицы y и испущенного γ -кванта не регистрируются.

В соответствии с общими квантово-механическими принципами наиболее полное описание характеристик (в т. ч. ориентационных) ядра B^* можно получить с помощью его матрицы плотности [2, 3]. Для полного восстановления матрицы плотности в настоящей работе используется развитый в [4] метод измерения функции угловой корреляции продуктов реакции (1) в нескольких разных плоскостях относительно плоскости реакции.

Функция угловой $y\gamma$ -корреляции (ФУК) $W(\Omega_1, \Omega_2)$ конечных частиц и γ -квантов определяется как вероятность одновременного излучения частицы y в направлении Ω_1 , в то время как γ -квант распространяется в направлении Ω_2 . Путем выбора определенной системы координат эти функции можно свести к двойным дифференциальным сечениям $W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma; \theta_y) = d^2\sigma/d\Omega_\gamma d\Omega_y$, которые для каждого угла вылета конечной частицы θ_y параметризуются выражением [4]:

$$W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma; \theta_y) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \sum_{kk} \frac{1 + (-1)^k}{\sqrt{2k + 1}} A_{kk}(\theta_y) Y_{kk}^*(\theta_\gamma, \varphi_\gamma), \quad (2)$$

где Y_{kk}^* – сопряженные сферические функции углов θ_γ и φ_γ вылета γ -кванта в сферической системе координат с осью z , направленной вдоль импульса падающих частиц и плоскостью (x, z) , совпадающей с плоскостью реакции, $A_{kk}(\theta_y)$ – вещественные параметры, для γ - u -корреляций с точностью до определенного множителя совпадающие с компонентами $\rho_{kk}(\theta_y)$ спин-тензоров матрицы плотности конечного ядра:

$$A_{kk}(\theta_y) = \sqrt{2L+1} \cdot (-1)^{L-1} \langle L1L'-1 | k0 \rangle \rho_{kk}(\theta_y). \quad (3)$$

Суммирование в (2) выполняется по четным значениям ранга k и всем возможным проекциям k от $-k$ до k . Абсолютные значения двойных дифференциальных сечений для каждого угла θ_y получены из условия $A_{00}(\theta_y) = d\sigma/d\Omega(\theta_y)$. Погрешности восстановленных значений $A_{kk}(\theta_y)$ зависят от экспериментальных погрешностей $W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma; \theta_y)$ и определяются матрицей ошибок, которая получается при решении переопределенной системы уравнений (2).

Для решения задач настоящей работы необходимо определить как минимальное число плоскостей n_{\min} , в которых будут измеряться функции угловой u -корреляции, так и число N_ρ действительных параметров матрицы плотности или ее спин-тензоров $\rho_{kk}(J_B)$ ядра B^* . Согласно [4] для целых значений J_B :

$$N_\rho = (J_B + 1)^2, \quad (4a)$$

$$n_{\min} \geq \frac{(J_B + 1)^2 - 2}{2J_B - 1}. \quad (4b)$$

Поскольку $^{14}\text{C}(3^-)$ и $^{24}\text{Mg}(2^+)$ переходят в основное состояние путем $E3$ - и $E2$ -перехода соответственно, эксперимент позволяет восстановить все 16 и 9 четных компонентов $A_{kk}(\theta_y)$ соответственно при условии регистрации γ -квантов минимум в трех плоскостях.

В таблице 1 приведены N_ρ и n_{\min} для трех значений спина J_B возбужденных состояний конечных ядер в изучаемых реакциях. Следует

отметить, что для $J_B = 3$ $n_{\min} = 3$ формально удовлетворяет условию (4б), однако при этом большое количество компонент N_p матрицы плотности $\rho_{kk}(\theta_y)$ приводит к большим ошибкам восстановленных значений ее компонент, что обуславливает необходимость проведения измерения $W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma; \theta_y)$ в дополнительной плоскости.

Таблица 1. Число вещественных параметров матрицы плотности и минимальное количество плоскостей регистрации γ -квантов в зависимости от спина конечного ядра.

J_B	N_p	n_{\min}
1	4	2
2	9	3
3	16	3(4)

Максимальные значения ранга k матрицы плотности определяются как $k_{\max} = 2J_B$. Таким образом, для спин-тензоров ядра $^{14}\text{C}(3^-)$ возможные четные значения ранга матрицы плотности $k = 0, 2, 4, 6$. В случае ядра $^{14}\text{C}(1^-)$ $k = 0, 2$, а для ядра $^{24}\text{Mg}(2^+)$ $k = 0, 2, 4$.

Найденные значения $A_{kk}(\theta_y)$ использовались для определения других ориентационных характеристик конечного ядра: заселенностей $P_{\pm M}(\theta_y)$ магнитных подсостояний (подуровней) с проекцией M спина J_B , тензоров ориентации мультипольных моментов $t_{kk}(\theta_y)$ [4] и тензорной поляризации $T_{kk}(\theta_y)$ [18, 19]. Знание $P_{\pm M}(\theta_y)$ выстроенного ядра эквивалентно определению его спиновой ориентации, компоненты $t_{kk}(\theta_y)$ характеризуют ориентацию соответствующего мультипольного момента ядра относительно его оси симметрии, а компоненты $T_{kk}(\theta_y)$ характеризуют несимметричность ориентации спина ядра относительно оси, перпендикулярной к плоскости реакции.

Заселенности $P_{\pm M}(\theta_y)$ определяются отношением диагональных элементов матрицы плотности к $\rho_{00}(\theta_y)$ в СК, ось Z которой совпадает с направлением спина ядра и перпендикулярна плоскости реакции. Переход в эту СК из

«экспериментальной» осуществляется с помощью функции поворота

$$D_{k0}^k\left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right):$$

$$P_{\pm M}(J, \theta_y) = \frac{1}{\sqrt{(2J+1)}} \frac{1}{\rho_{00}(\theta_y)} \sum_{kk} (-1)^{J-M} \langle JM J-M | k0 \rangle \times \\ \times \rho_{kk}(J, \theta_y) D_{k0}^k\left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right). \quad (5)$$

Заселенности соответствуют диагональными элементами матрицы плотности, и из (3) следует, что они определяются компонентами спин-тензоров с четными проекциями k . По определению они удовлетворяют также условию нормировки [4]:

$$\sum_{M_B} P_{\pm M_B}(J_B, \theta_y) = 1. \quad (6)$$

Тензоры ориентации $t_{kk}(\theta_y)$ мультипольных моментов в произвольной системе координат определяются как

$$t_{kk}(\theta_y) = \frac{1}{\sqrt{(2k+1)(2J_B+1)}} \cdot \frac{\rho_{kk}(\theta_y)}{\rho_{00}(\theta_y)}. \quad (7)$$

Их принято рассматривать в СК, ось Z которой совпадает с осью симметрии ядра и направлена по импульсу ядра-отдачи. Переход в эту СК из «экспериментальной» осуществляется с помощью функции $D_{k0}^k(\pi, \pi - \theta_y, \pi)$.

Тензорная поляризация $T_{kk}(\theta_y)$ ранга k с четными значениями проекций k определяется в СК с осью Z , перпендикулярной плоскости реакции, и осью X , направленной по падающему пучку. Переход в эту СК из «экспериментальной» СК, в которой восстановлены $\rho_{kk}(\theta_y)$, осуществляется тремя последовательными поворотами на углы Эйлера $\alpha = \pi/2$, $\beta = \pi/2$, $\gamma = \pi$. В результате [20]:

$$T_{kk}(\theta_y) = \frac{1}{2J+1} \sum_{\pm k'} \frac{\rho_{k'k'}(\theta_y)}{\rho_{00}(\theta_y)} \cdot D_{k'k}^k\left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}, \pi\right). \quad (8)$$

В большинстве поляризационных экспериментов определяются только компоненты $T_{kk}(\theta_y)$ с нулевой проекцией на ось квантования.

Глава 3. Использованные теоретические модели реакции

3.1 Оптическая модель

Оптическая модель широко используется в ядерной физике и подробно изложена во многих работах, см. например [21, 22]. Она позволяет заменить сложную многочастичную задачу взаимодействия двух частиц гораздо более простой задачей взаимодействия их через эффективный потенциал. Такая замена возможна только в модельном пространстве, содержащем ограниченное число каналов. Одноканальная модель, наиболее распространенный случай, позволяет описать только упругое рассеяние. Таким образом, в самом простом случае:

$$U_{eff}(R) = U_{coul}(R) + U_{nucl}(R), \quad (9)$$

где кулоновская часть потенциала $U_{coul}(R)$:

$$U_{coul}(R) = \begin{cases} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R_c} \cdot \left(3 - \frac{R^2}{R_c^2} \right), & \text{если } R \leq R_c, \\ \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R}, & \text{если } R \geq R_c, \end{cases} \quad (10)$$

и ядерная часть $U_{nucl}(R)$ обычно определяется потенциалом Вудса-Саксона:

$$U_{nucl}(R) = V(r) + iW(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{R - R_0}{a_0}\right)} - i\frac{W_0}{1 + \exp\left(\frac{R - R_i}{a_i}\right)}. \quad (11)$$

Иногда включается несколько определенных неупругих каналов, тогда модель называется обобщенной оптической моделью и приводит к задаче связанных каналов. С увеличением числа каналов требуется включать больше внутренних степеней свободы ядер, и модель усложняется.

Для модельного описания изучаемых здесь реакций необходим подбор оптических потенциалов для входных и выходных каналов этих реакций. Предварительные расчеты показали, что для каналов с протонами ($p + {}^{14}\text{C}$ и $p + {}^{27}\text{Al}$) вполне успешно можно использовать глобальные оптические потенциалы (см. ниже). Каналы $d + {}^{13}\text{C}$ и $\alpha + {}^{24}\text{Mg}$ оказываются более чувствительны к

выбору параметров ОП, и для них были проведены расчеты по оптической модели.

На рис.4 для различных оптических потенциалов (ОП) изображены угловые распределения дейтронов и альфа-частиц при их упругом рассеянии на ядрах ^{13}C и ^{24}Mg соответственно. Энергия α -частиц здесь примерно соответствует энергии α -частиц для обратной реакции $^{24}\text{Mg}(\alpha, p)^{27}\text{Al}$. Параметры этих потенциалов приведены в табл.2.

Таблица 2. Параметры оптических потенциалов упругого рассеяния.

№ линии	V , МэВ	r_V , Фм	a_V , Фм	W , МэВ	r_W , Фм	a_W , Фм	WD^* , МэВ	r_{WD} , Фм	a_{WD} , Фм	V_{so} , МэВ	r_{so} , Фм	a_{so} , Фм	r_C , Фм	Ссылка
$^{13}\text{C}(d, d)^{13}\text{C}(0^+)$ при $E_d = 15$ МэВ														
1	Эксперимент													[23]
2**	80.15	1.17	0.81	–	–	–	16.41	1.56	0.57	3.70	1.23	0.81	1.70	–
3	80.00	1.174	0.809	–	–	–	16.415	1.328	0.571	3.70	1.234	0.813	1.698	[24]
4	89.706	1.149	0.749	2.056	1.347	0.620	10.362	1.399	0.677	3.557	0.972	1.011	1.303	[25]
5	98.4	1.05	0.81	–	–	–	8.000	1.75	0.54	1.80	1.00	0.81	1.30	[23]
$^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha)^{24}\text{Mg}(0^+)$ при $E_\alpha = 10.8$ МэВ														
6	Эксперимент													[26]
7	151.5	1.17	0.76	3.44	1.66	0.60	–	–	–	–	–	–	1.33	
8	191.0	1.4	0.65	16.5	1.4	0.65	–	–	–	–	–	–	1.4	
9**	153.0	1.4	0.65	6.25	1.4	0.65	–	–	–	–	–	–	1.4	
10	115.0	1.4	0.65	10.5	1.4	0.65	–	–	–	–	–	–	1.4	

*Поверхностный потенциал в виде производной от формы Вудса–Саксона

**Используется в настоящей работе

Как следует из рис. 4, выбранные наборы параметров ОП вполне адекватно описывают экспериментальные угловые распределения дифференциального сечения упругого рассеяния дейтронов на ^{13}C и α -частиц на ^{24}Mg .

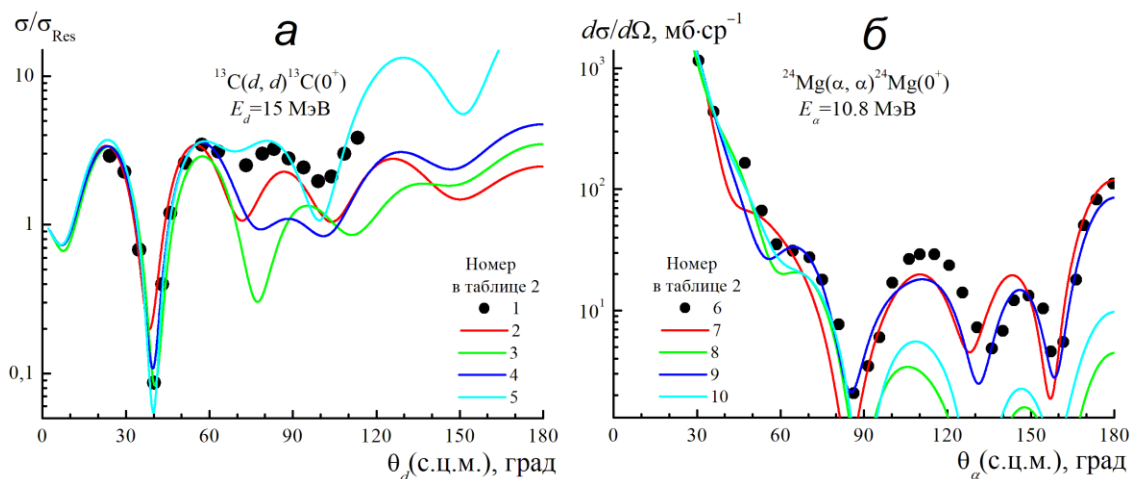


Рисунок 4. Угловые распределения сечения упругого рассеяния дейтронов ядрами ^{14}C (а) и альфа-частиц ядрами ^{24}Mg (б). Точки – эксперимент, линии – расчет с ОП.

3.2 Модель составного ядра

В модели ядерной реакции $A + x \rightarrow C \rightarrow y + B$, проходящей через стадию образования составного ядра C , предполагается, что схема распада C не зависит от способа его образования, и сечение ядерной реакции (x, y) :

$$\sigma(x, y) = \sigma_C(x)P_C(y), \quad (12)$$

где $\sigma_C(x)$ – сечение образования составного ядра путем захвата частицы x , а $P_C(y)$ – вероятности распада C с вылетом частицы y .

Эта идея была реализована в двух предельных случаях. В [27] получены общие формулы расчета сечения при малых энергиях налетающих частиц, когда возбуждаются только один или несколько изолированных уровней составного ядра.

В случае налетающих частиц более высокой энергии возбужденные уровни составного ядра лежат в области непрерывного спектра, и говорить об отдельных резонансах нельзя. Особенности таких реакций в значительной мере определяются тем, что составное ядро распадается очень большим числом различных способов. Эти реакции описываются статистической теорией, первоначально развитой в работах [28, 29, 30].

Согласно [28, 29] парциальное сечение образования составного ядра $\sigma_c^l(x)$ представимо в виде произведения максимально возможного сечения взаимодействия $\frac{\pi}{K^2}(2l+1)$ на величину $T_l(x)$:

$$\sigma_c^l(x) = \frac{\pi}{K^2}(2l+1)T_l(x), \quad (13)$$

где $T_l(x)$ – коэффициент проницаемости ядерного барьера, характеризующий вероятность проникновения частицы с моментом количества движения l во входном канале x внутрь области взаимодействия, $K = \sqrt{\frac{2\mu E}{\hbar}}$, где μ – приведенная масса частиц во входном канале, E – кинетическая энергия в канале x в с.ц.м.

В приближении статистической модели полное сечение образования составного ядра C по каналу x определяется суммой парциальных сечений:

$$\sigma_c(x) = \sum_l \sigma_c^l(x). \quad (14)$$

Число парциальных сечений в (14) увеличивается с возрастанием энергии канала.

Рассматривая распад составного ядра по какому-либо каналу, используют принцип детального равновесия: сечение некоторого процесса $\sigma(a, b)$ и обратного ему $\sigma(b, a)$ связаны соотношением $K_a^2 \sigma(a, b) = K_b^2 \sigma(b, a)$. Используя (12), можно получить выражение для вероятности распада составного ядра C по определенному каналу y :

$$P_c(y) = \frac{K_y^2 \sigma_c(y)}{\sum_{y'} K_{y'}^2 \sigma_c(y')}. \quad (15)$$

Суммирование в (15) распределяется на все каналы, по которым возможен распад составного ядра (сечение $\sigma_c(y')$, волновое число $K_{y'}$ соответствует энергии канала $E_{y'}$, при которой составное ядро образуется с энергией E_c). Для рассматриваемой энергетической области (десятки МэВ) обычно пренебрегают

вкладом γ -квантов. Согласно (15) вероятность распада можно рассчитать, если известно сечение образования составного ядра $\sigma_c(y)$ по различным каналам.

Таким образом, расчет сечения реакции (x, y) сводится к вычислению коэффициентов проницаемости определенных каналов и получается известная формула Хаузера-Фешбаха:

$$\sigma_{xy} = \frac{\pi^2(2J_C + 1)}{K_x^2(2S_x + 1)(2J_A + 1)} \sum_{J_c l_x l_y J_1 J_2} \frac{T_{l_x J_1}^{J_c}(x) T_{l_y J_2}^{J_c}(y)}{\sum_{n l J} T_{l J}^{J_c}(n)}. \quad (16)$$

Величина $\left(\sum_{n l J} T_{l J}^{J_c}(n)\right)^{-1}$ в (16) включает в себя все открытые каналы распада составного ядра. При вычислении этой величины обычно учитывается ограниченное число наиболее важных каналов распада.

При расчете знаменателя в (16) может учитываться как дискретный, так и непрерывный спектр энергии остаточных ядер с использованием для этих целей формализма плотностей уровней в различных моделях. В [31] была предложена модернизация стандартной модели составного ядра с непосредственным учетом структуры участвующих в реакции ядер.

В таком виде модель составного ядра реализована в программе CNCOR [32], которая используется в настоящей работе. Из особенностей работы кода следует выделить:

- код содержит только физические ограничения на число возможных открытых каналов распада составного ядра, формирующих общую ширину распада;
- при расчете T_l -коэффициентов проницаемости в оптической модели возможно учесть спин-орбитальное взаимодействие;
- расчеты ширины распада включают суммирование вкладов от известных низколежащих дискретных уровней и, затем, интегрирование по квазиконтинуальному спектру с учетом плотности уровней. Параметры для расчета континуума были выбраны из [33];

- помимо дифференциального сечения (ρ_{00}) код рассчитывает компоненты спин-тензоров матрицы плотности конечного возбужденного ядра и др.

3.3 Модель прямых реакций

В модели прямых ядерных реакций предполагается, что реакция происходит через прямое взаимодействие нуклонов, находящихся на поверхностях налетающей частицы и ядра-мишени, причем остальные нуклоны в процессе не участвуют, образуя инертный остов. Модель наиболее удачно описывает физическую картину процесса при достаточно больших энергиях.

Для описания прямых механизмов в 50-е годы были предложены модель срыва [34] и метод искаженных волн (МИВ). Чуть позднее Г.Р. Сэчлер предложил метод связанных каналов (МСК), который, как частные случаи, включает в себя оптическую модель и МИВ [21]. В настоящее время МСК является наиболее востребованным последовательным теоретическим методом анализа прямых ядерных реакций.

Для практического применения МСК численно реализован в ряде программных кодов. Наиболее популярные из них:

- CHUCK, DWUCK [35]

Связь каналов задается в ротационной модели, в качестве альтернативы возможен табличный ввод формфактора. Код позволяет рассчитывать упругое, неупругое рассеивание и реакции передачи с нулевым радиусом взаимодействия.

- ECIS [36]

Может использоваться только в случае рассеяния. Связь каналов задается в ротационной и вибрационной моделях, а также в модели Давыдова-Филиппова (несимметричный ротатор). Имеется опция учета вклада механизма образования составного ядра по Хаузеру-Фешбаху. Используются потенциалы как заданной формы, так и в виде свертки по плотности.

- FRESCO [37]

Может использоваться для расчета упругого рассеяния в оптической модели, неупругого рассеяния для различных моделей связей между уровнями, реакций передачи с нулевым и конечным радиусом взаимодействия, в том числе с учетом связи с возбужденными состояниями. В сравнении с остальными кодами, FRESCO обладает существенно большим числом возможностей, например выход в непрерывный спектр, учет кластерного возбуждения, одночастичного возбуждения и др.

Следует отметить, что вследствие применения в этих программах различных методов расчета их результаты точно совпадают только в оптической модели.

В настоящей работе для вычислений в рамках модели прямых ядерных реакций применяется программный код FRESCO. В программе реализован МСК с широким спектром практических возможностей.

Система ядра-мишени и налетающей частицы описывается уравнением Шредингера:

$$[T(\mathbf{r}) + \underbrace{U_0(\mathbf{r}) + H_A(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_A) + V_r(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_A)}_{U(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_A)}] \Phi_J = E \Phi_J, \quad (17)$$

где из полного взаимодействия $U(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_A)$ выделен потенциал среднего поля $U_0(\mathbf{r})$, потенциал ядра-мишени $H_A(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_A)$ и остаточное взаимодействие $V_r(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_A)$. Полная волновая функция системы Φ_J раскладывается по базису:

$$\Psi_{I_n j_n J} = \sum \langle j_n I_n | J \rangle \Omega_{l_n j_n} \Phi_{I_n}, \quad (18)$$

где Φ_{I_n} – собственные функции коллективного гамильтониана с моментом I_n :

$$H_A(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_A) \Phi_{I_n}(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_A) = \varepsilon_n \Phi_{I_n}(\mathbf{r}_1 \dots \mathbf{r}_A). \quad (19)$$

После отделения угловых переменных для радиальных парциальных волновых функций получаем систему N зацепляющихся уравнений:

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l_n(l_n + 1)}{r^2} - (U_0 + V_{nn}) + k^2 \right] R_{J_n I_n} = \sum_{n' \neq n} V_{rn'n} R_{J_{n'} I_{n'}}, \quad (20)$$

где $V_{i'n'} = \langle \Omega_{l_n j_n} \Phi_{I_n} | V_r | \Omega_{l_n' j_n'} \Phi_{I_n'} \rangle$ – коэффициенты связи каналов.

Структура программы предусматривает наличие входного файла, создаваемого пользователем, и генерацию ряда выходных файлов. Главный выходной файл по умолчанию повторяет входные данные, содержит результаты вычислений и наиболее важную информацию, касающуюся вычислений. Задаваемые пользователем параметры объединены в блоки, причем некоторые блоки могут быть не включены во входной файл. Основные из них в порядке ввода:

- Заголовок. Может содержать произвольную пользовательскую информацию объемом до 80-ти символов.
- Блок параметров для численного решения системы уравнений. Здесь задаются общие параметры для расчетов, например шаг интегрирования, энергия пучка налетающих частиц, полные угловые моменты, и параметры вывода результатов, такие как интервал и шаг углов расчета дифференциального сечения.
- Блок разбиения системы налетающая частица – ядро-мишень на каналы при сохранении полной массы и заряда системы. В этом блоке также вводятся: названия, массы, заряды, спины, четности и энергии возбуждения налетающей частицы и ядра-мишени, а также Q реакции.
- Блок оптических потенциалов взаимодействия в каждом канале. Этот блок содержит параметры оптических потенциалов, которые будут использоваться при расчете реакции. В коде предусмотрено большое количество форм потенциала, например Гауссова и наиболее часто используемая Вудс-Саксоновская. Если потенциал не описывается аналитическим выражением, то имеется возможность задать его численно. При наличии нескольких возбужденных уровней в канале в случае деформированных ядер здесь же задается связь между уровнями.

- Блок формфакторов – перекрытия волновых функций в случае реакций передачи. В этом блоке вводятся параметры функции перекрытия, например её число узлов, угловой момент, уносимый валентной частицей и др.
- Блок, задающий механизм связи между различными каналами реакции.

Ряд параметров численного решения имеет заданные по умолчанию значения. Остальные параметры должны быть выбраны пользователем из достаточно большого предлагаемого набора возможностей, исходя из физических соображений. Основную проблему представляет выбор ОП в каждом канале, задание коэффициентов связи между уровнями, задание спектроскопических амплитуд в случае реакции. Выбор этих параметров существенно влияет на результат и определяет адекватность применения модели и программы.

Механизм образования составного ядра и механизм прямых процессов являются крайними случаями и присутствуют во многих реакциях в большей или меньшей степени. Кроме них должен существовать большой класс «промежуточных» механизмов реакций, время протекания которых меньше времени жизни составного ядра и больше времени пролета частицей расстояния порядка размера ядра.

3.4 Вычисление спектроскопических амплитуд

При анализе прямых реакций передачи и подхвата необходимыми параметрами расчета являются спектроскопические амплитуды (СА) $\Theta_{\Lambda J}^{B \rightarrow C+x}$, характеризующие вероятность отделения от ядра B частицы x с орбитальным Λ и полным J моментами относительного движения ядер C и x . Спектроскопическим фактором S называют квадрат СА.

В случае, когда частица x отделяется из $1p$ -оболочки ядра B , теория расчета СА в оболочечной модели развита в [38]. Для используемой в программе FRESKO схемы связи моментов СА определяется выражением [4]

$$\Theta_{\Lambda J}^{B \rightarrow C+x} = \sum_{L_B L_C L_x S_B S_C S_x} \tilde{\Theta}_{\Lambda L_B L_C L_x S_B S_C S_x}^{B \rightarrow C+x} \sqrt{(2J_C + 1)(2J + 1)(2L_B + 1)(2S_B + 1)} \times$$

$$\times U(\Lambda L_x J S_x : L J_x) \begin{Bmatrix} L_C & S_C & J_C \\ L & S_x & J \\ L_B & S_B & J_B \end{Bmatrix}, \quad (21)$$

где $\tilde{\Theta}_{\Lambda L_B L_C L_x S_B S_C S_x}^{B \rightarrow C+x}$ – СА в приближении LS -связи, B и C – массовые числа ядер, L_i и S_i – орбитальные моменты и спины ядер.

В настоящей работе используются СА, рассчитанные в [39] и [40]. Их конкретные значения приведены в табл. 3 и 4.

Таблица 3. Спектроскопические амплитуды для механизма срыва нейтрона в реакции $^{13}\text{C}(d, p)^{14}\text{C}$

Вершина распада	Λ	J	$\Theta_{\Lambda J}^{B \rightarrow C+x}$
$B \rightarrow C + x$			
$d = n + p$	0	1/2	1
$^{14}\text{C}(0^+) = ^{13}\text{C} + n$	1	1/2	-1.232
$^{14}\text{C}(1^-) = ^{13}\text{C} + n$	0	1/2	0.881
$^{14}\text{C}(3^-) = ^{13}\text{C} + n$	2	5/2	0.718

Таблица 4. Спектроскопические амплитуды для механизма подхвата тритона в реакции $^{27}\text{Al}(p, \alpha)^{24}\text{Mg}(2^+)$

Вершина распада	Λ	J	$\Theta_{\Lambda J}^{B \rightarrow C+x}$
$B \rightarrow C + x$			
$\alpha \rightarrow p + t$	0	0	1.414
$^{27}\text{Al}(5/2^+) \rightarrow ^{24}\text{Mg}(2^+) + t$	0	1/2	0.497
	2	3/2	-0.352
		5/2	0.667
	4	7/2	-0.303
9/2		0.718	

Глава 4. Полученные результаты и их обсуждение

4.1. Реакция $^{13}\text{C}(d, p)^{14}\text{C}$

Экспериментальные угловые зависимости дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega(\theta_p)$ реакции $^{13}\text{C}(d, p)^{14}\text{C}$, соответствующие образованию конечного ядра в основном (0^+) и двух нижних возбужденных (1^- и 3^-) состояниях в диапазоне углов θ_p от 20° до 160° (л. с.), измеренные при энергии налетающих дейтронов $E_d = 15.3$ МэВ, показаны на рис. 5. Угловые распределения имеют форму, характерную для прямого механизма реакции – осцилляции сечения со спадом при росте угла вылета протонов. Такая форма сохраняется при умеренной вариации энергии налетающих дейтронов [8, 10].

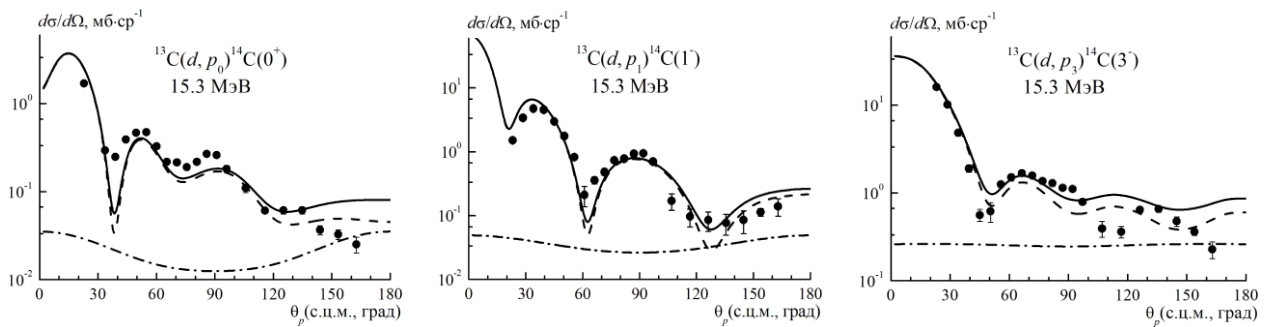


Рисунок 5. Угловые распределения протонов из реакции $^{13}\text{C}(d, p)^{14}\text{C}$ с образованием конечного ядра в состояниях 0^+ , 1^- и 3^- . Точки – эксперимент, пунктир – расчет по FRESCO, штрихпунктир – расчет по CNCOR, сплошная кривая – сумма расчетов.

Двойные дифференциальные сечения $W(\theta_\gamma, \phi_\gamma; \theta_p)$ реакции $^{13}\text{C}(d, p\gamma_{6.73})^{14}\text{C}$ измерены для 6 углов вылета протонов θ_p : 20° , 30° , 50° , 60° , 120° и 140° (лаб.) в четырех плоскостях ϕ_γ регистрации γ -квантов относительно плоскости реакции: 180° , 210° , 240° и 270° . Всего в этой реакции для шести углов вылета протонов θ_p было получено 216 экспериментальных значений двойных дифференциальных сечений, повторные измерения усреднялись. В этих четырех плоскостях для $\theta_p = 30^\circ$ также измерены $W(\theta_\gamma, \phi_\gamma; \theta_p)$ реакции $^{13}\text{C}(d, p\gamma_{6.09})^{14}\text{C}$, всего получено 36 экспериментальных значений. Статистические погрешности двойных дифференциальных сечений составляли в среднем 23%. Стоит заметить, что эти

погрешности были значительны при больших углах вылета протона из-за сильного падения сечения. Типичные $W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma; \theta_p)$ показаны на рис. 6 и рис. 7. Точечными кривыми на этих рисунках продемонстрировано качество 16-ти и 4-х параметрической подгонки (2) соответственно методом наименьших квадратов с помощью стандартного кода FUMILI для нахождения минимума величины χ^2 квадратичного функционала [41]. Видно, что качество этой подгонки вполне удовлетворительное.

Форма полученных $W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma; \theta_p)$ в реакции $^{13}\text{C}(d, p\gamma_{6.73})^{14}\text{C}$ в целом демонстрирует анизотропию, однако в плоскости $\varphi_\gamma = 270^\circ$ она близка к симметричной относительно $\theta_\gamma = 90^\circ$ (рис. 6).

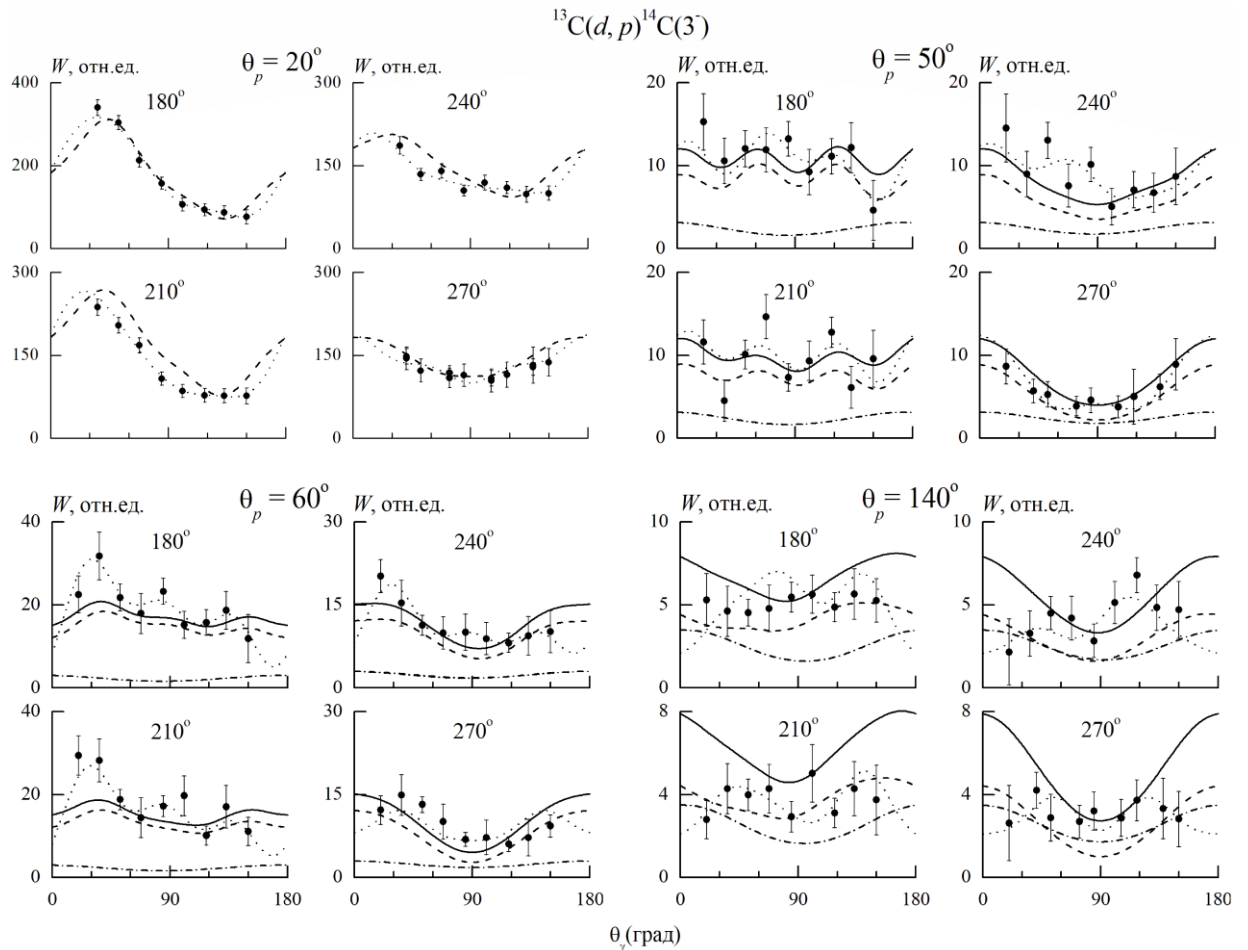


Рисунок 6. Функции угловой корреляции в реакции $^{13}\text{C}(d, p\gamma_{6.73})^{14}\text{C}$ для углов $\theta_p = 20^\circ, 60^\circ$ и 140° в четырех плоскостях φ_γ регистрации γ -квантов. Точечные кривые – 16-ти параметрическая подгонка, обозначения остальных кривых такие же, как на рис.5

Напротив, форма $W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma; \theta_p)$ в реакции $^{13}\text{C}(d, p\gamma_{6.09})^{14}\text{C}$ во всех плоскостях выглядит почти изотропной (рис.7).

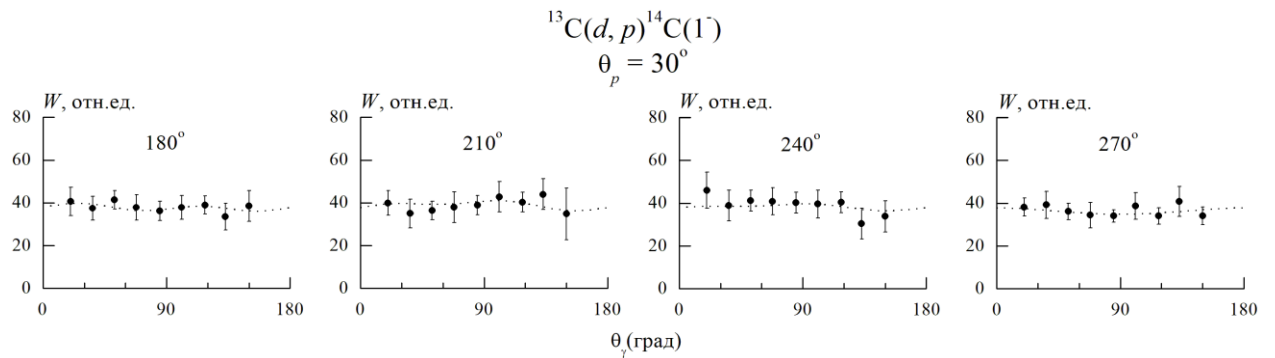


Рисунок 7. Функции угловой корреляции в реакции $^{13}\text{C}(d, p\gamma_{6.09})^{14}\text{C}$ для угла $\theta_p = 30^\circ$ в четырех плоскостях φ_γ регистрации γ -квантов. Точки – эксперимент, точечные кривые – четырехпараметрическая подгонка.

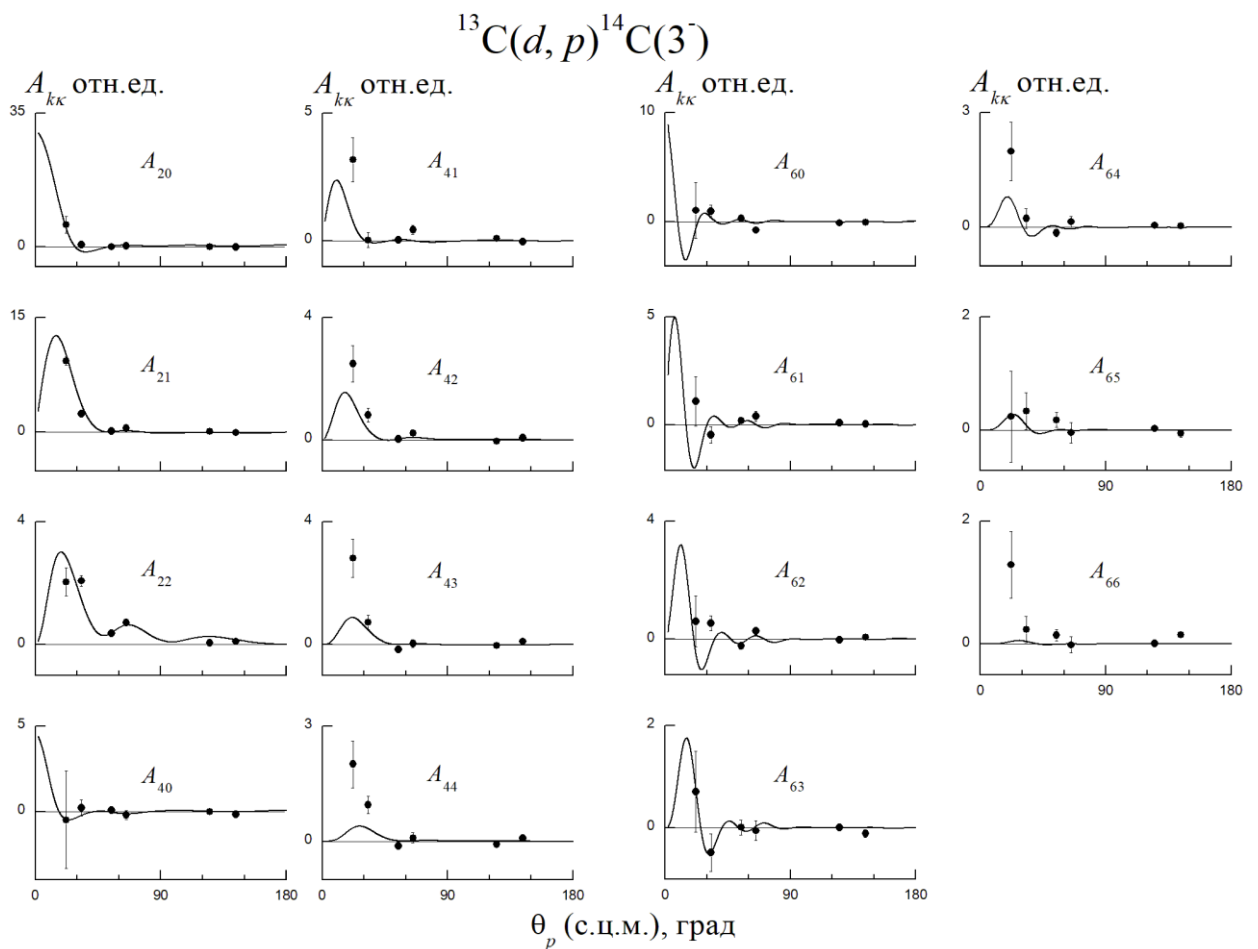


Рисунок 8. Угловые зависимости спин-тензоров $A_{kk}(\theta_p)$. Точки – эксперимент, сплошные кривые – расчет по FRESKO.

На основе двойных дифференциальных сечений $W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma; \theta_p)$ восстановлены все четные по k компоненты $A_{kk}(\theta_p)$ спин-тензоров матрицы плотности состояния 3^- (6.73 МэВ) ядра ^{14}C . Угловые зависимости экспериментальных $A_{kk}(\theta_p)$ вместе с теоретическими расчетами приведены на рис. 8. Во всех $A_{kk}(\theta_p)$ наблюдается относительно большой максимум на малых углах θ_p . С ростом θ_p $A_{kk}(\theta_p)$ уменьшаются, при этом видны осцилляции. Следует отметить, что компоненты $A_{\delta k}(\theta_p)$ относятся только к состоянию 3^- , тогда как в компонентах $A_{2k}(\theta_p)$ и $A_{4k}(\theta_p)$ возможен небольшой вклад от конкурирующих реакций.

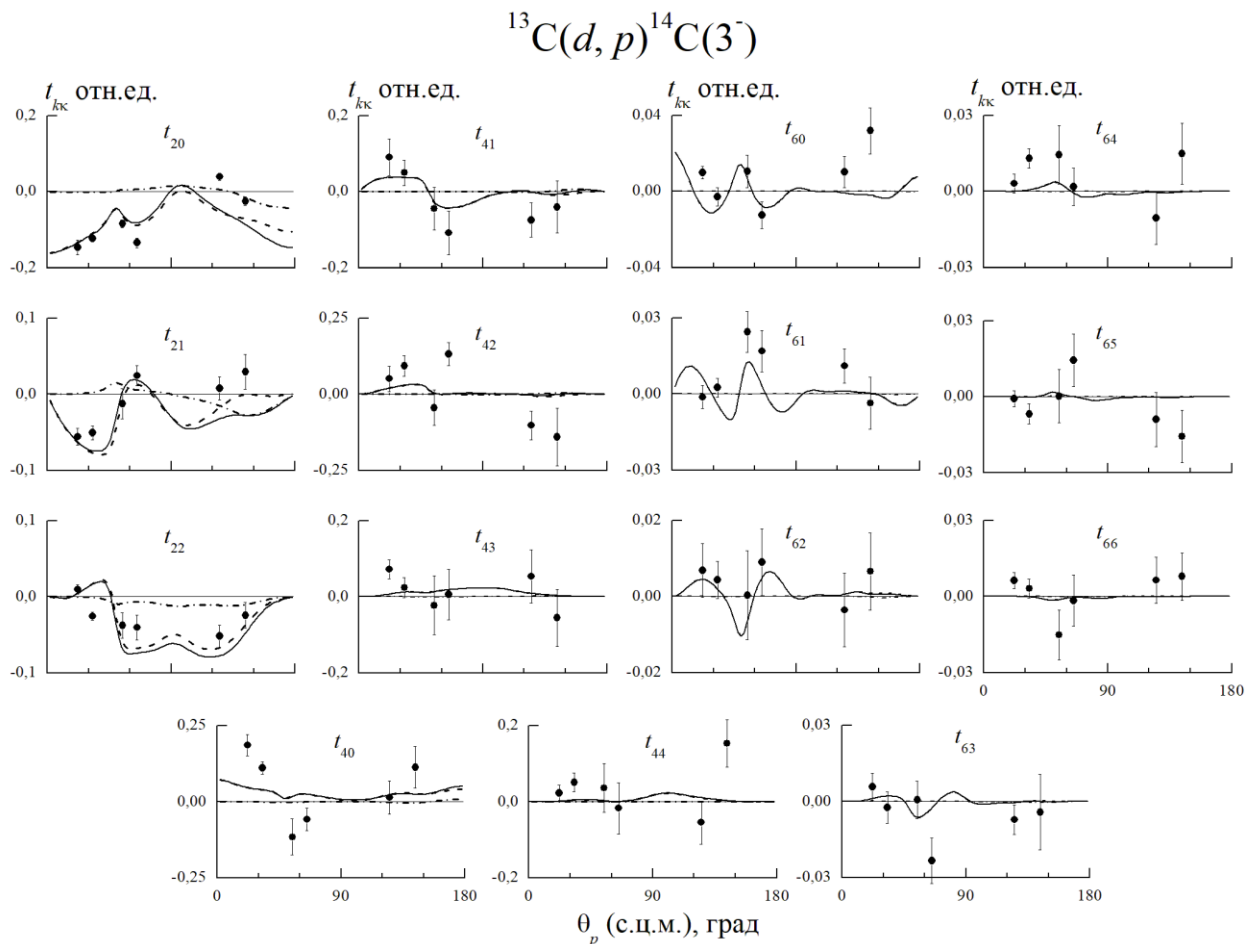


Рисунок 9. Угловые зависимости компонент тензоров ориентации мультипольных моментов $t_{kk}(\theta_p)$. Обозначения кривых такие же, как на рис.5.

Угловые зависимости экспериментально восстановленных тензоров ориентации мультипольных моментов $t_{kk}(\theta_p)$ состояния 3^- (6.73 МэВ) ядра ^{14}C

приведены на рис. 9. Видно, что $t_{kk}(\theta_p)$ обладают сложной знакопеременной формой, причем компоненты $t_{2k}(\theta_p)$ принимают в основном отрицательные значения.

Угловые зависимости заселенностей $P_{\pm M}(\theta_p)$ для всех проекций $M = 0, 1, 2$ и 3 спина $J_f = 3$ конечного ядра $^{14}\text{C}(3^-)$ приведены на рис. 10. Эти зависимости имеют анизотропный вид, причем $P_0, P_{\pm 1}$ и $P_{\pm 2}$ превышают $P_{\pm 3}$.

Тензоры и квадрупольной, и гексадекапольной поляризации также имеют сложную знакопеременную форму в зависимости от θ_p (рис. 11). $T_{20}(\theta_p)$ принимает строго отрицательные значения.

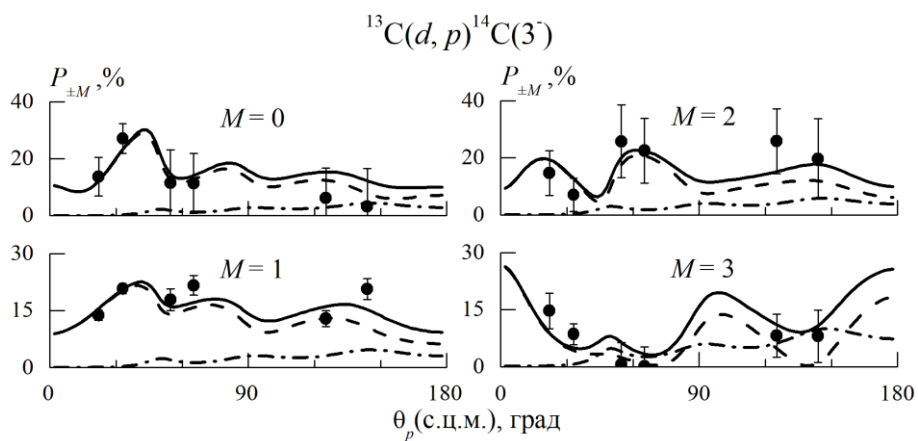


Рисунок 10. Угловые зависимости заселенностей магнитных подсостояний ядра $^{14}\text{C}(3^-)$, 6.73 МэВ). Обозначения кривых такие же, как на рис.5.

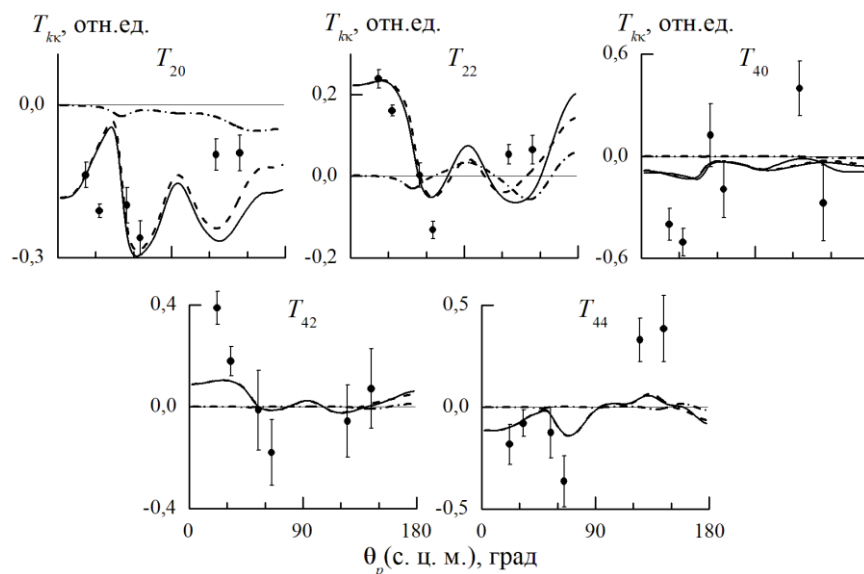


Рисунок 11. Угловые зависимости компонент квадрупольной и гексадекапольной поляризации ядра $^{14}\text{C}(3^-)$. Обозначения кривых такие же, как на рис.5.

В настоящей работе полученные экспериментальные характеристики были проанализированы в предположении прямого механизма срыва нейтрона в рамках МСК и модели СЯ в ее статистическом пределе.

В изучаемой реакции при энергии дейтронов 15.3 МэВ возможно проявление различных механизмов: прямого механизма срыва нейтрона, статистического механизма образования СЯ, а также механизма последовательной передачи нейтрона и динейтрона. Однако в работе [39] показано, что вкладом в реакцию механизма последовательной передачи можно пренебречь.

Входными параметрами расчетов, помимо СА, являются параметры ОП входного и выходного каналов. Как отмечалось выше, форма угловых распределений протонов оказалась чувствительной к параметрам ОП во входном канале $d + {}^{13}\text{C}$. Наилучшее описание экспериментальных зависимостей получено с использованием незначительно скорректированного глобального дейтронного потенциала [24].

В протонном канале в расчетах использован глобальный потенциал [42]. Поскольку энергия возбуждения рассматриваемых уровней ядра ${}^{14}\text{C}$ достаточно велика, она принималась во внимание при расчете параметров глобальных ОП в выходном канале. Конкретные значения параметров ОП, использованные в расчетах, приведены в табл. 5.

Таблица 5. Параметры оптических потенциалов Вудса–Саксона, использованные в расчете

Канал	V , МэВ	r_V , Фм	a_V , Фм	W , МэВ	r_W , Фм	a_W , Фм	WD^* , МэВ	r_{WD} , Фм	a_{WD} , Фм	V_{so} , МэВ	r_{so} , Фм	a_{so} , Фм	r_C , Фм
$d + {}^{13}\text{C}$	80.15	1.17	0.81	–	–	–	16.41	1.56	0.57	3.70	1.23	0.81	1.70
$p + {}^{14}\text{C}(0^+)$	51.85	1.17	0.75	1.82	1.17	0.75	8.4	1.32	0.61	6.25	1.01	0.75	1.4
$p + {}^{14}\text{C}(1^-)$	53.93	1.17	0.75	0.39	1.17	0.75	10.0	1.32	0.61	6.25	1.01	0.75	1.4
$p + {}^{14}\text{C}(3^-)$	54.15	1.17	0.75	0.24	1.17	0.75	10.2	1.32	0.61	6.25	1.01	0.75	1.4

* Поверхностный потенциал в виде производной от формы Вудса–Саксона

Расчеты показали, что основным механизмом этой реакции является механизм срыва нейтрона.

Сравнение экспериментальных и расчетных УР протонов в реакции $^{13}\text{C}(d, p)^{14}\text{C}$ для основного (0^+) и возбужденных (1^- , 3^-) состояний ^{14}C показано на рис. 5. Расчет по модели составного ядра привязан к эксперименту с коэффициентом 0.25, так как вычисленные по коду CNCOR сечения оказались явно завышены. Привязанные расчеты соответствовали минимальным значениям экспериментальных сечений.

Как видно из рисунка, механизм срыва нейтрона вносит основной вклад в УР протонов для всех трех уровней ядра ^{14}C . Форма УР также характерна для этого механизма. При $\theta_p > 115^\circ$ наблюдается некоторое расхождение экспериментальных и расчётных сечений.

Расчетные и экспериментальные функции угловой корреляции реакции $^{13}\text{C}(d, p\gamma_{6.73})^{14}\text{C}$ (рис. 6) довольно хорошо согласуются при всех θ_p , кроме $\theta_p = 140^\circ$.

Подгонка ФУК в реакциях $A(x, \gamma\gamma)B$ иногда позволяет на качественном уровне делать некоторые выводы о механизмах реакции, так как максимальный ранг спин-тензоров $A_{kk}(\theta_\gamma)$ определяется не только спином выстроенного ядра, но и переданным моментом l . В частности, для механизма срыва нуклона с $l = 0$, $k_{\max} = 0$, и ФУК в этом случае ожидается изотропной. Такие реакции могут служить также одним из способов проверки методики корреляционного эксперимента.

Как видно из рис. 7, изотропность ФУК в реакции $^{13}\text{C}(d, p\gamma_{6.09})^{14}\text{C}$ подтверждается с хорошей точностью в пределах статистических погрешностей. Отношение A_{00} к компонентам с $k = 2$ составило ≈ 100 , ошибка A_{00} получилась $\approx 2\%$, а ошибки для компонент с $k = 2$ составили десятки процентов. Уровень достоверности оказался близок к 1.

Расчитанные заселенности $P_{\pm M}$ ядра ^{14}C для различных проекций M достаточно хорошо согласуются с экспериментальными для всех значений

проекций (рис. 10) и определяются прямым механизмом срыва нейтрона, хотя при больших углах вылета протонов вклад механизма образования СЯ сравним со вкладом прямого процесса.

Согласие расчетных и экспериментальных компонент спин-тензоров $A_{kk}(\theta_p)$ (рис. 8) в целом также хорошее, тогда как для тензоров ориентации мультипольных моментов (рис. 9) и тензорной поляризации (рис. 11) ядра $^{14}\text{C}(3^-)$ это согласие можно оценивать скорее как качественное для некоторых компонент.

4.2. Реакция $^{27}\text{Al}(p, \alpha)^{24}\text{Mg}$

Экспериментальные угловые зависимости дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega(\theta_\alpha)$ реакции $^{27}\text{Al}(p, \alpha)^{24}\text{Mg}$, соответствующие образованию конечного ядра в основном (0^+) и первом возбужденном (2^+) состояниях в диапазоне углов θ_α от 25° до 160° (л. с.) показаны на рис.12. Оба угловых распределения имеют максимум при больших θ_α , причем форма угловых распределений в задней полусфере быстро меняется с изменением энергии налетающих протонов, как показано в некоторых работах, например [14]. Напротив, при малых θ_α эта форма и максимум обоих сечений относительно устойчивы.

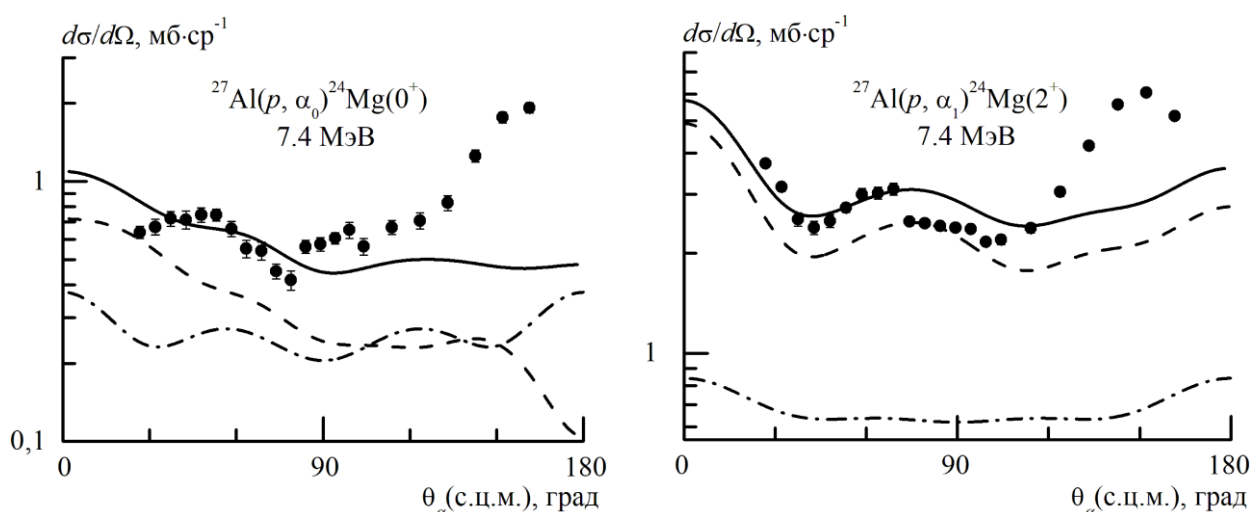


Рисунок 12. Угловые распределения альфа-частиц из реакции $^{27}\text{Al}(p, \alpha)^{24}\text{Mg}$ с образованием конечного ядра в состояниях 0^+ и 2^+ . Обозначения кривых такие же, как на рис.5.

Двойные дифференциальные сечения $W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma; \theta_\alpha)$ реакции $^{27}\text{Al}(p, \alpha)^{24}\text{Mg}$ измерены для 11 углов вылета альфа-частиц θ_α : 30, 40, 60, 70, 90, 100, 115, 125, 135, 145 и 160° (лаб.) в трех плоскостях φ_γ регистрации γ -квантов относительно плоскости реакции: 180° , 225° , и 270° . Всего для одиннадцати углов вылета альфа-частиц θ_α было получено 177 экспериментальных значений двойных дифференциальных сечений. Статистические погрешности двойных дифференциальных сечений составляли в среднем 14%. Типичные $W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma; \theta_\alpha)$ для нескольких углов θ_α (30° , 90° , 160°) показаны на рис. 13. Точечными кривыми на рисунке продемонстрировано качество 9-ти параметрической подгонки (2) с помощью стандартного кода FUMILI для нахождения минимума величины χ^2 квадратичного функционала [41]. Видно, что качество этой подгонки вполне удовлетворительное. Средняя величина χ^2 составила 36 при числе степеней свободы 30, а среднее значение уровня достоверности – 0.4.

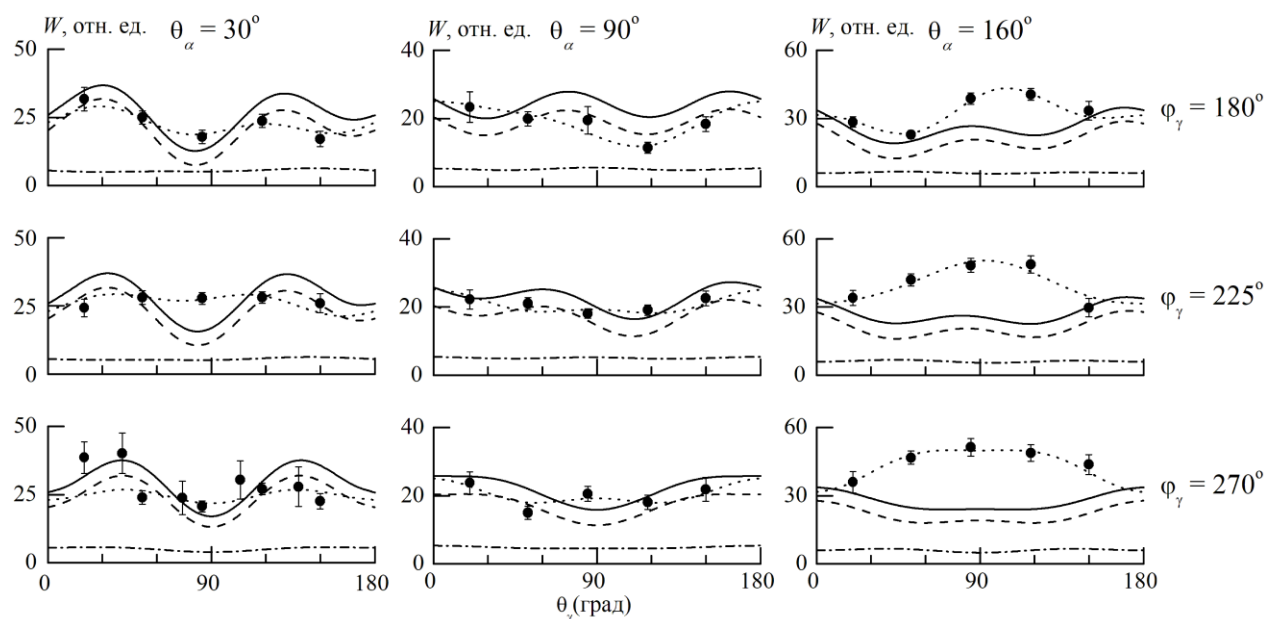


Рисунок 13. Функции угловой корреляции в реакции $^{27}\text{Al}(p, \alpha_{\gamma_{1.369}})^{24}\text{Mg}$ для углов $\theta_\alpha = 30^\circ$, 90° и 160° в трех плоскостях φ_γ регистрации γ -квантов. Точечные кривые – 9-ти параметрическая подгонка, обозначения остальных кривых такие же, как на рис.5.

В полученных $W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma; \theta_\alpha)$ для многих θ_α заметна анизотропия и отсутствие глубоких минимумов в вертикальной плоскости при $\theta_\gamma = 90^\circ$. Такие

минимумы являлись общей чертой результатов экспериментов [43–48] по неупругому рассеянию легких частиц на ^{24}Mg , что свидетельствовало [4] о ведущей роли простых механизмов рассеяния. Отсутствие этих минимумов для настоящей реакции указывает, что для корректного описания эксперимента необходимо учесть более сложные механизмы исследуемой реакции. Также следует заметить, что наличие здесь заметного вклада механизма срыва тяжелой частицы сомнительно из-за очень быстрого изменения формы угловых распределений в задней полусфере при изменении энергии протонов [14].

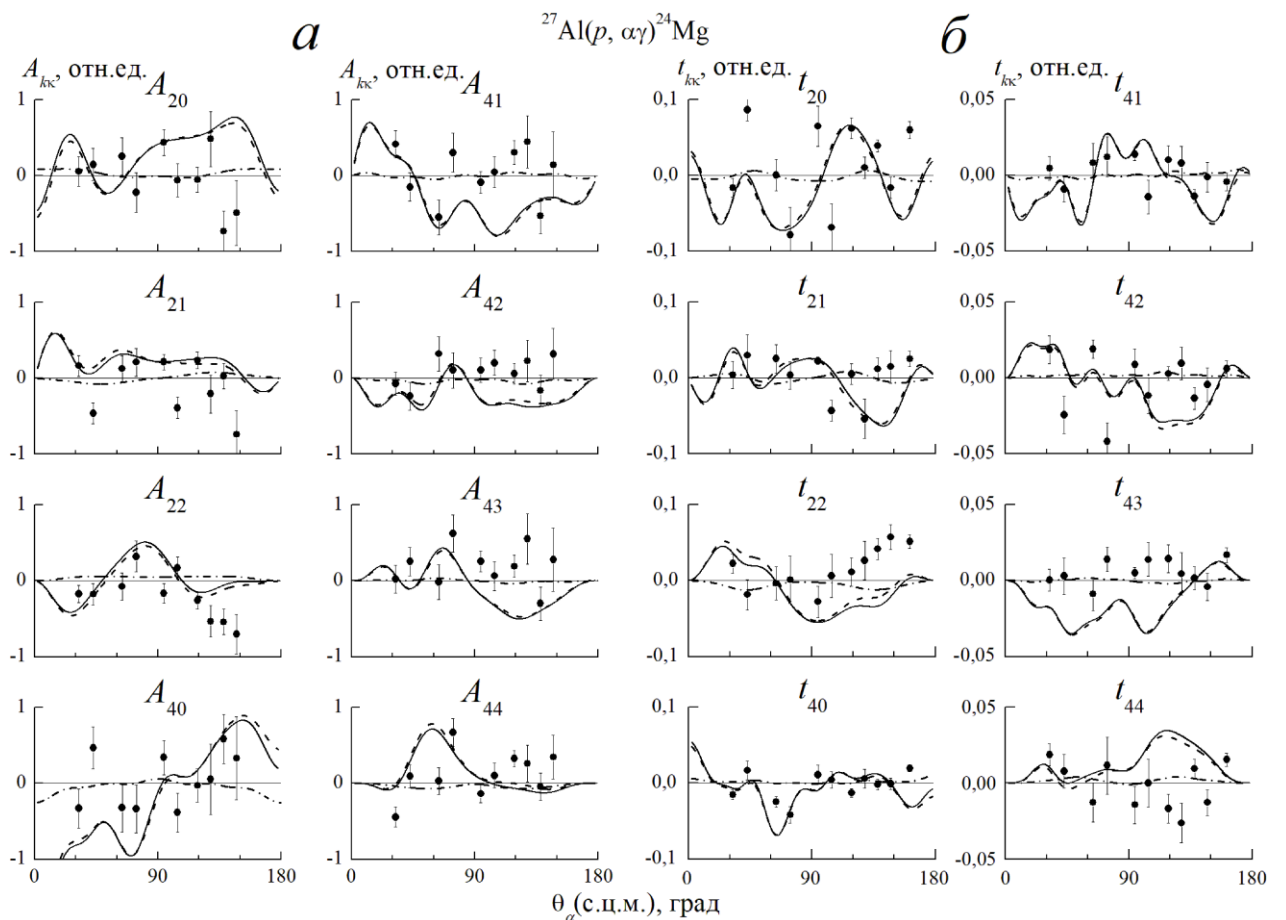


Рисунок 14. Угловые зависимости компонент спин-тензоров $A_{kk}(\theta_\alpha)$ (а), а также компонент тензоров ориентации мультипольных моментов $t_{kk}(\theta_\alpha)$ (б). Обозначения кривых такие же, как на рис.5.

На основе сечений $W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma; \theta_\alpha)$ восстановлены все четные по k компоненты $A_{kk}(\theta_\alpha)$ спин-тензоров матрицы плотности и компоненты тензоров ориентации мультипольных моментов $t_{kk}(\theta_\alpha)$ состояния 2^+ (1.369 МэВ) ядра

^{24}Mg . Угловые зависимости экспериментальных $A_{kk}(\theta_\alpha)$ и $t_{kk}(\theta_\alpha)$ вместе с теоретическими расчетами приведены на рис. 14. Видно, что $A_{kk}(\theta_\alpha)$ и $t_{kk}(\theta_\alpha)$ знакопеременны, и их некоторые угловые зависимости имеют осциллирующий вид.

С помощью восстановленных компонентов спин-тензоров найдены угловые зависимости заселенностей $P_{\pm M}(\theta_\alpha)$ для всех проекций M спина $J_f = 2$ конечного ядра $^{24}\text{Mg}(2^+, 1.369 \text{ МэВ})$. Результаты $P_{\pm M}(\theta_\alpha)$ с $M = 0, 1$ и 2 приведены на рис. 15. Эти зависимости анизотропны, особенно P_0 и $P_{\pm 2}$, причем при малых $\theta_\alpha < 60^\circ$ заселенности сравнимы по величине, а при самых больших углах P_0 превышает $P_{\pm 1}$ и $P_{\pm 2}$.

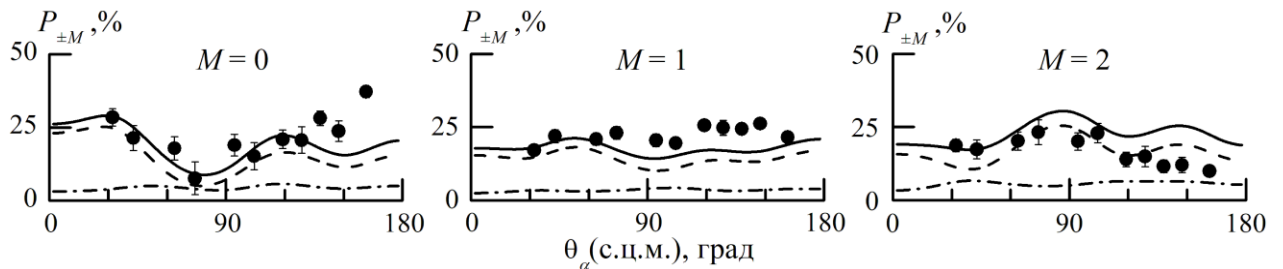


Рисунок 15. Угловые зависимости заселенностей магнитных подуровней ядра $^{24}\text{Mg}(2^+)$ при различных проекциях спина M . Обозначения кривых такие же, как на рис.5.

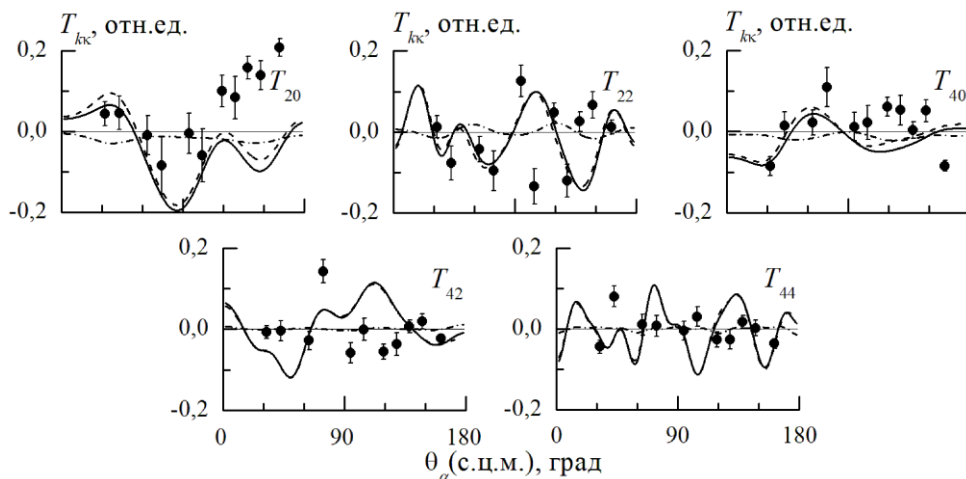


Рисунок 16. Угловые зависимости компонент квадрупольной и гексадекапольной поляризации ядра $^{24}\text{Mg}(2^+)$, образованного в реакции $^{27}\text{Al}(p, \alpha\gamma)^{24}\text{Mg}$ при $E_p = 7.4 \text{ МэВ}$. Обозначения кривых такие же, как на рис.5.

Тензоры и квадрупольной, и гексадекапольной поляризации также имеют нерегулярные знакопеременные осцилляции в зависимости от θ_α (рис. 16).

В настоящей работе полученные экспериментальные характеристики были проанализированы в предположении прямого механизма подхвата тритона в рамках МСК и модели СЯ в ее статистическом пределе.

В изучаемой реакции при энергии протонов 7.4 МэВ возможно проявление различных механизмов: статистического механизма образования СЯ, механизма подхвата тритона с учетом коллективных возбуждений ядер, а также резонансных процессов. Вклад прямого взаимодействия может быть обоснован заметным фоном (подложкой), наблюдаемым в функциях возбуждения.

В МСК использована ротационная модель ядра с учетом связи каналов $0^+ \leftrightarrow 2^+$ в ядре ^{24}Mg с параметром статической квадрупольной деформации $\beta_2 = +0.4$ [49]. В качестве оптического $p^{24}\text{Mg}$ -потенциала был выбран глобальный оптический потенциал [50], достаточно хорошо описывающий угловое распределение протонов во входном упругом канале. Для выходного канала $\alpha + ^{24}\text{Mg}$ использован ОП глубиной $V = 153$ МэВ, найденный в [26] при $E_\alpha = 10.8$ МэВ. Конкретные значения параметров ОП, использованные в расчетах, приведены в табл. 6.

Таблица 6. Параметры оптических потенциалов, использованные при анализе реакции $^{27}\text{Al}(p, \alpha\gamma)^{24}\text{Mg}$ при $E_p = 7.4$ МэВ

Канал	V , МэВ	r_V , ФМ	a_V , ФМ	W , МэВ	r_W , ФМ	a_W , ФМ	V_{so} , МэВ	r_{so} , ФМ	a_{so} , ФМ	r_C , ФМ	Ссылка
$^{27}\text{Al} + p$	55.32	1.169	0.674	7.621*	1.295*	0.533*	5.644	0.970	0.590	1.329	[14]
$^{24}\text{Mg} + \alpha$	153.0	1.4	0.65	6.25	1.4	0.65				1.40	[26]

*Поверхностный потенциал в виде производной от формы Вудса–Саксона.

В расчетах по модели СЯ кроме упругого и неупругого каналов учитывались каналы с вылетом p , n и α (каналы с вылетом d , t и ${}^3\text{He}$ закрыты по энергии).

Сопоставление экспериментальных и расчетных угловых распределений дифференциального сечения α -частиц в реакции ${}^{27}\text{Al}(p, \alpha){}^{24}\text{Mg}(2^+)$ представлено на рис. 12. Механизм подхвата тритона описывает общее немонотонное поведение дифференциального сечения, а вклад механизма образования СЯ относительно невелик. Сумма вкладов двух механизмов дает качественное согласие расчета с экспериментом при $\theta_\alpha < 120^\circ$. Подъем сечения на больших углах не описывается в рамках использованных моделей и связан, по-видимому, с резонансными процессами.

Сравнение расчетных и экспериментальных функций угловой корреляции (рис. 13) показывает, что при $\theta_\alpha = 30\text{--}90^\circ$, при которых согласуются расчетные дифференциальные сечения с экспериментальными, согласие еще можно оценить как качественное, причем при $\theta_\alpha = 30^\circ$ наблюдается минимум $W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma; \theta_\alpha)$ при $\varphi_\gamma = 270^\circ$ и $\theta_\gamma = 90^\circ$ и в экспериментальной, и в расчетной зависимостях. Практически при всех больших углах разногласие носит принципиальный характер. В этом случае при $\varphi_\gamma = 270^\circ$ и $\theta_\gamma = 90^\circ$ в эксперименте наблюдаются максимумы $W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma; \theta_\alpha)$. В то же время расчетные значения $W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma; \theta_\alpha)$, определяемые преимущественным вкладом механизма подхвата тритона, при $\varphi_\gamma = 270^\circ$ и $\theta_\gamma = 90^\circ$ имеют минимум при всех значениях θ_α .

Расчитанные заселенности $P_{\pm M}$ ядра ${}^{24}\text{Mg}$ для различных проекций M при $\theta_\alpha < 120^\circ$ достаточно хорошо согласуются с экспериментальными для всех значений проекций (рис. 15) и определяются прямым механизмом подхвата тритона в коллективной модели. При $\theta_\alpha \sim 160^\circ$ для P_0 и $P_{\pm 2}$ ситуация кардинально меняется: расчетные заселенности P_0 в два раза меньше экспериментальных, а $P_{\pm 2}$ наоборот – вдвое превышает экспериментальные значения. В этой области углов значения для $P_{\pm 2}$ определяются механизмом СЯ.

Рассчитанные значения $P_{\pm 1}$ показывают слабую зависимость от угла θ_α и близки к экспериментальным значениям.

Согласие расчетных и экспериментальных ориентационных характеристик (спин-тензоров $A_{kk}(\theta_\alpha)$, тензоров ориентации мультипольных моментов и тензорной поляризации ядра $^{24}\text{Mg}(2^+)$ (рис. 14 и 16)) можно оценивать лишь как качественное. Расчет передает сложную осциллирующую зависимость этих характеристик от угла θ_α , при этом вклад модели СЯ в поляризационные характеристики ядра $^{24}\text{Mg}(2^+)$ незначителен.

В [48] было обнаружено подобие ряда экспериментальных поляризационных характеристик ($P_{\pm M}$, t_{kk} и T_{kk}) выстроенного ядра $^{24}\text{Mg}(2^+)$, полученных в неупругом рассеянии протонов, дейтронов и α -частиц на ^{24}Mg при одной и той же энергии падающих частиц на нуклон. В исследованной реакции некоторые компоненты поляризационных характеристик также оказались наиболее близки к соответствующим величинам, приведенным в [48] для неупругого рассеяния протонов.

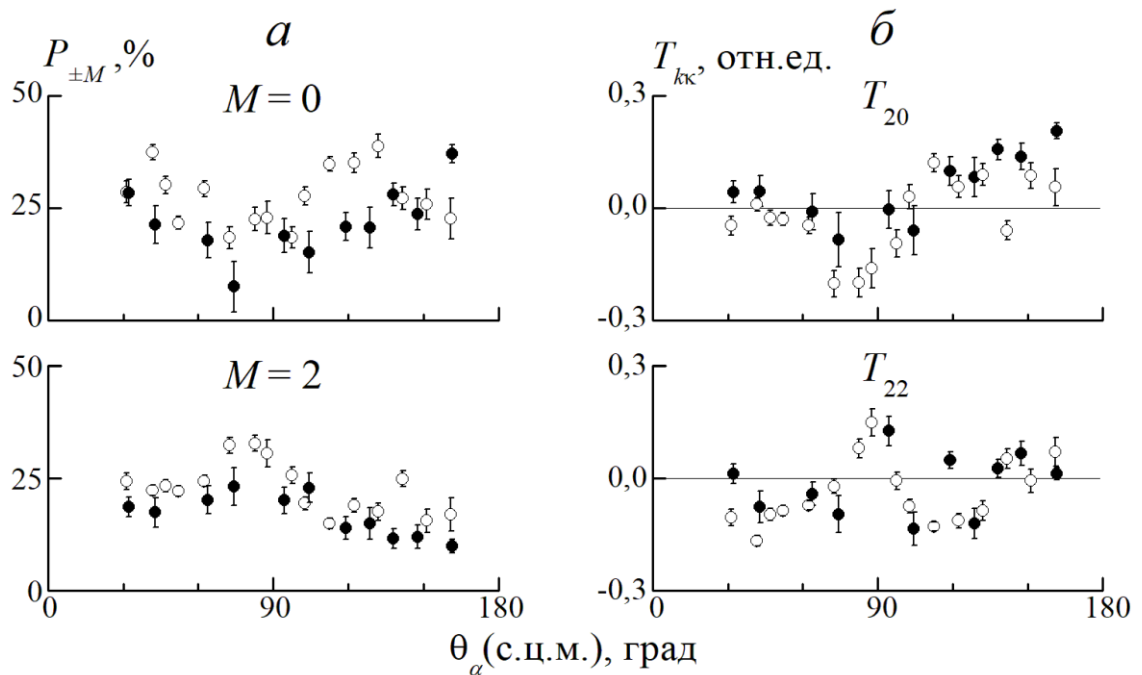


Рис. 17. Сравнение угловых зависимостей заселенностей магнитных подуровней (а) и компонент поляризации (б) ядра $^{24}\text{Mg}(2^+)$, образованного в неупругом рассеянии протонов (кружки) и в реакции $^{27}\text{Al}(p, \alpha\gamma)^{24}\text{Mg}(2^+)$ (точки) при $E_p = 7.4$ МэВ.

Сравнение (рис. 17) угловых зависимостей компонент $P_{\pm M}$ и T_{kk} ядра $^{24}\text{Mg}(2^+)$, полученных в исследуемой реакции и в неупругом рассеянии протонов в широкой области углов демонстрирует их подобие. Одна из причин такого подобия корреляционных характеристик в рассмотренных реакциях может быть связана с коллективными возбуждениями конечного ядра, обусловленными большой статической деформацией ядра ^{24}Mg .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Подготовлена экспериментальная установка к выполнению измерений угловых распределений и угловых корреляций в реакциях $^{13}\text{C}(d, p\gamma)^{14}\text{C}$ и $^{27}\text{Al}(p, \alpha\gamma)^{24}\text{Mg}$ на циклотроне НИИЯФ МГУ. Выполнены необходимые подготовительные работы по испытанию и отбору кремниевых полупроводниковых детекторов и измерению толщин мишеней. Выполнены работы по калибровке интегратора тока пучка. Проведены расчеты кинематики ядерных реакций. Выбраны оптимальные условия проведения экспериментов. Проведен анализ литературных данных по изучаемым реакциям. Показано, что работ по исследованию угловых частица– γ -квант корреляции в изучаемых реакциях очень мало, а имеющиеся выполнены при низких энергиях и только в плоскости реакции.

2. В настоящей работе при $E_d = 15.3$ МэВ получены угловые зависимости дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega(\theta_p)$ реакции $^{13}\text{C}(d, p)^{14}\text{C}(0^+, 1^-, 3^-)$ в диапазоне углов $\theta_p = 20^\circ\text{--}160^\circ$ (л. с.). При $E_d = 15.3$ МэВ измерены двойные дифференциальные сечения $W(\theta_\gamma, \phi_\gamma; \theta_p)$ реакции $^{13}\text{C}(d, p\gamma_{6.73})^{14}\text{C}$ для 6 углов вылета протонов в интервале $\theta_p = 20\text{--}140^\circ$ (лаб.) и реакции $^{13}\text{C}(d, p\gamma_{6.09})^{14}\text{C}$ для $\theta_p = 30^\circ$ (лаб.). Восстановлены все четные компоненты спин-тензоров матрицы плотности ядра $^{14}\text{C}(3^-, 6.73 \text{ МэВ})$, определены его поляризационные характеристики: заселенности магнитных подуровней $P_{\pm M}$, тензоры ориентации мультипольных моментов t_{kk} и тензорная поляризация T_{kk} ядра $^{14}\text{C}(3^-)$. Экспериментальные результаты сопоставлены с теоретическими, полученными в предположении механизма срыва нейтрона в рамках МСК и в предположении механизма образования СЯ в статистическом пределе.

Расчетные и экспериментальные функции угловой корреляции реакции $^{13}\text{C}(d, p\gamma_{6.73})^{14}\text{C}$ довольно хорошо согласуются при почти всех θ_p . Для реакции $^{13}\text{C}(d, p\gamma_{6.09})^{14}\text{C}$ наблюдается хорошее согласие экспериментальных и расчетных ФУК. Согласие расчетных и экспериментальных компонент спин-тензоров $A_{kk}(\theta_p)$ и заселенностей $P_{\pm M}$ в целом также хорошее, тогда как для тензоров

ориентации мультипольных моментов t_{kk} и тензорной поляризации T_{kk} ядра $^{14}\text{C}(3^-)$ это согласие можно оценивать как удовлетворительное для некоторых компонент.

Проведенный анализ полученных результатов позволил сделать вывод, что основным механизмом реакции $^{13}\text{C}(d, p)^{14}\text{C}(0^+, 1^-, 3^-)$ является механизм срыва нейтрона.

3. В настоящей магистерской диссертации получены также угловые зависимости дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega(\theta_\alpha)$ реакции $^{27}\text{Al}(p, \alpha)^{24}\text{Mg}(0^+, 2^+)$ при $E_p = 7.4$ МэВ в диапазоне углов $\theta_\alpha = 25^\circ - 160^\circ$ (л. с.). Измерены двойные дифференциальные сечения реакции $^{27}\text{Al}(p, \alpha_1\gamma)^{24}\text{Mg}$ для 11 углов вылета α -частиц в интервале $\theta_\alpha = 30 - 160^\circ$ (лаб.) при $E_p = 7.4$ МэВ. Восстановлены все четные компоненты спин-тензоров матрицы плотности ядра $^{24}\text{Mg}(2^+, 1.369$ МэВ), определены его поляризационные характеристики: заселенности магнитных подуровней $P_{\pm M}$, тензоры ориентации мультипольных моментов t_{kk} и тензорная поляризация T_{kk} ядра $^{24}\text{Mg}(2^+)$. Экспериментальные результаты сопоставлены с теоретическими, полученными в предположении механизма подхвата тритона в рамках МСК и в предположении механизма образования СЯ в статистическом пределе.

Сопоставление экспериментальной и расчетной угловой зависимости измеренных поляризационных характеристик ядра $^{24}\text{Mg}(2^+)$, образованного в реакции $^{27}\text{Al}(p, \alpha_1)^{24}\text{Mg}$, а также дифференциальных сечений реакции, показало, что механизм подхвата тритона описывает их общее немонотонное поведение, а вклад механизма образования СЯ, по-видимому, относительно невелик. Сумма вкладов двух механизмов дает качественное согласие расчета с экспериментом при углах вылета α -частиц в переднюю полусферу. При углах θ_α задней полусферы согласия расчетов с экспериментом нет. В частности, максимум дифференциального сечения на больших углах не описывается в рамках использованных моделей и связан, по-видимому, с резонансными процессами. Некоторые экспериментальные функции угловой корреляции

имеют принципиальные расхождения с расчетом. Согласие экспериментальных и теоретических поляризационных характеристик ядра $^{24}\text{Mg}(2^+)$ следует рассматривать, в основном, как качественное. Этот факт указывает на важность учета в исследованной реакции более сложных механизмов, чем механизм подхвата тритона в МСК.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Ситенко А.Г., Теория ядерных реакций. М.: Энергоатомиздат, 1983.
2. Блум К. Теория матрицы плотности и ее приложений: Пер. с англ. Гос. Изд-во физ.-мат. лит. Москва, 1959.
3. Теоретический практикум по ядерной физике. Под ред. В.В. Балашова. Энергоатомиздат. Москва, 1984.
4. Зеленская Н.С., Теплов И.Б. Характеристики возбужденных состояний ядер и угловые корреляции в ядерных реакциях. М.: Энергоатомиздат, 1995.
5. Тюрин И.С. Исследование механизма реакции $^{13}\text{C}(d, p)^{14}\text{C}$ при энергии дейтронов 15.3 МэВ (бакалаврская работа), 2018.
6. Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, Известия РАН, Сер. физ. 80, 338 (2016) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 80, 304 (2016)].
7. R. N. Glover and A. D. W. Jones, Nucl. Phys. V. 84 (1966), P. 673–682.
8. R. J. Peterson, H. C. Bhang, J. J. Hamill and T. G. Masterson, Nucl. Phys. V. A425 (1984), P. 469–492.
9. S. K. Datta, G. P. A. Berg and P. A. Quin, Nucl. Phys. V. A312 (1978), P. 1–16;
10. J. P. Schieffer, G. C. Morrison, R. H. Siemssen and B. Zeidman, Phys. Rev. V. 164, N. 4 (1967), P. 1274–1284.
11. J. M. Lacambra, D. R. Tilley, N. R. Roberson and R. M. Williamson, Nucl. Phys. V. 68 (1965), P. 273–286.
12. K. L. Warsh, G. M. Temmer and H. R. Blieden, Nucl. Phys. V. 44 (1963), P. 329–337.
13. T. Ericson, Ann. Phys. (1963) V. 23, P. 390.
14. G. P. Lawrence and A. R. Quinton, Nucl. Phys. V. 65 (1965), P. 275–288.
15. Васильев С.С., Демьянова А.С., Зазулин В.С. и др., ЯФ. Т. 15 (1972), С. 659–661.
16. Саркисян Л.А., Кирьянов Е.Ф., Воробьев Ю.А. Модернизация стодвадцатисантиметрового циклотрона. ПТЭ. 1979. № 1. С. 19-21.

17. Игнатенко А.В., Лебедев В.М., Орлова Н.В., Спасский А.В., Теплов И.Б. Измерительно-вычислительный комплекс для исследования угловых корреляций в ядерных реакциях. Препринт НИИЯФ МГУ 89-13/90. 1989.
18. Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, Известия РАН, Сер. физ. 76, 478 (2012) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 76, 422 (2012)].
19. Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, ЯФ 75, 1406 (2012) [Phys. Atom. Nucl. 75, 1331 (2012)].
20. Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, ЯФ 63, 1881 (2000) [Phys. Atom. Nucl. 63, 1792 (2000)].
21. G.R.Satchler. Direct nuclear reactions. Oxford University Press 1983.
22. В.В. Балашов. Квантовая теория столкновений. М.: 2012.
23. С.Е. Busch, Т.В. Clegg, S.K. Datta and E.J. Ludwig, Nuclear Physics A223 (1974) 183 – 194.
24. Y. Han, Y. Shi, and Q. Shen, Physical Review C 74, 044615 (2006).
25. Naixia An and Chonghai Cai, Physical Review C 73, 054605 (2006).
26. Thompson W.J, Grawford G.E., Davis R.H., Nucl. Phys. A. 1967. V. 98. P. 228.
27. Breit G., Wigner E.P., Phys. Rev. 1936. V.49 P.491 519, 642.
28. Hauser W., Feshbach H., Phys. Rev. 1952. V.87. P.366.
29. Feshbach H., Weisskopf V.I., Phys. Rev. 1949. V.76, P.1550.
30. Wolfenstein L., Phys. Rev. 1951. V.82. P.690.
31. Богданова Н.А. Исследование механизмов реакции под действием α -частиц на легких ядрах с помощью спиновой матрицы плотности. Диссертация канд–физ.мат. наук. М., 1989. 169 с.
32. Belyaeva T.L., Zelenskaya N.S., Odintsov N.V. Computation of correlation characteristics of nuclear reactions induced by semi-heavy ions. Comp. Phys. Comm. 1992. V. 73. P. 161-169.
33. A. Gilbert and A.G.W. Cameron, Can. J. Phys. 43 (1965) 1446.
34. Батлер С. Ядерные реакции срыва. ИЛ, Москва. 1960.
35. Kunz P.D., Rost E. Comp. Nucl. Phys. 1993. V. 2. P. 88.

36. Raynal J. “ECIS96”, Proceedings of the Specialists' Meeting on the Nucleon Nucleus Optical Model up to 200 MeV, 13-15 November 1996, Bruyères-le-Chatel, France Publication 19 Nuclear Energy Agency, 1997 (p.159-166).5.
37. I. J. Tompson, Comput. Phys. Rep. 7, 167 (1988); <http://www.fresko.org.uk/>.
38. В. Г. Неудачин, Ю. Ф. Смирнов, Нуклонные ассоциации в легких ядрах (Изд-во «Наука», Москва, 1969).
39. L. I. Galanina, N. S. Zelenskaya, V. M. Lebedev, N. V. Orlova, and A. V. Spassky, Physics of Atomic Nuclei, 2018, Vol. 81, No. 2, pp. 176–182.
40. L. I. Galanina, N. S. Zelenskaya, V. M. Lebedev, N. V. Orlova, A. V. Spassky and I. S. Tiurin, Physics of Atomic Nuclei, 2019, Vol. 82, No. 3, pp. 233–242
41. I.N.Silin, CERN Program Library, D510, FUMILI, 1983.
42. F. D. Becchetti, Jr. and G. W. Greenlees, Phys. Rev. 182, 1190 (1969).
43. Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, И. А. Конюхова, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, ЯФ 76, 1496 (2013) [Phys. Atom. Nucl. 76, 1415 (2013)].
44. Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, И. А. Конюхова, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, С. В. Артемов, ЯФ 77, 1487 (2014) [Phys. Atom. Nucl. 77, 1421 (2014)].
45. Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, И. А. Конюхова, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, С. В. Артемов, Известия РАН. Сер. физ. 75, 588 (2011). [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 75, 552 (2011)].
46. Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, И. А. Конюхова, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, Изв. РАН. Сер. физ. 78, 580 (2014) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 78, 395 (2014)].
47. Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, С. В. Артемов, Изв. РАН. Сер. физ. 79, 556 (2015) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 79, 513 (2015)].
48. Л. И. Галанина, Н. С. Зеленская, В. М. Лебедев, Н. В. Орлова, А. В. Спасский, ЯФ 78, 818 (2015) [Phys. Atom. Nucl. 78, 767 (2015)].
49. <http://cdfc.sinp.msu.ru/services/radchart/radmain.html/>.
50. A. J. Koning, J. P. Delaroche, Nucl. Phys. A 713, 231 (2003).