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

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

магистерская диссертация «Изучение рассеяния нейтронов с энергией 14,1 МэВ на ядрах С, Ті, Сг, Fe»

Выполнил студент 213М группы Дашков Илья Дмитриевич

Научный руководитель: к.ф.-м. н, Третьякова Т.Ю.

Научный консультант: к.ф.-м. н, Копач Ю.Н.

Допущена к защите И.о. заведующего кафедрой доцент Широков Е.В.

Москва 2021

Содержание

BI	ЗЕДІ	НИЕ	1
1	Пос	гановка эксперимента	3
	1.1	Измерение угловой анизотропии γ -квантов	4
		1.1.1 Генератор ИНГ-27	4
		1.1.2 Детекторная система «Ромаша»	6
		1.1.3 Обработка данных	8
		1.1.4 Мишени	10
	1.2	Измерение выходов γ -переходов	11
		1.2.1 Система с детектором из сверхчистого германия	11
		1.2.2 Особенности обработки данных	12
	1.3	Измерение угловых распределений нейтронов	14
		1.3.1 Детекторная система для регистрации нейтронов	14
		1.3.2 Особенности обработки данных	16
2	Мод	ельное описание результатов	18
	2.1	Реакции взаимодействия с быстрыми нейтронами	18
	2.2	Оптическая модель атомного ядра	20
	2.3	Модели для описания прямых процессов	23
		2.3.1 Метод искажённых волн	25
		2.3.2 Метод связанных каналов	26
	2.4	Моделирование в TALYS 1.9	29
3	Резу	льтаты	34
	3.1	Рассеяние быстрых нейтронов на углероде	34
	3.2	Характеристики γ -излучения в реакции (n, n') на ядрах Ti, Cr, Fe \ldots	37
		3.2.1 Неупругое рассеяние нейтронов на титане	39
		3.2.2 Неупругое рассеяние нейтронов на хроме	40
		3.2.3 Неупругое рассеяние нейтронов на железе	43
		3.2.4 Модельное описание выходов γ -квантов	45
34	А КЛІ	ОЧЕНИЕ	49
Πj	рилох	кение. Параметры оптического потенциала для $^{48}\mathrm{Ti},^{52}\mathrm{Cr},^{56}\mathrm{Fe}$	60

ВВЕДЕНИЕ

Ядерные реакции, индуцированные быстрыми нейтронами, важны как и для практического применения, так и с точки зрения фундаментальных исследований атомных ядер.

Собранные в базах данных характеристики взаимодействия нейтронов с ядрами используются в различных областях. Сравнение измеренных спектров выходных частиц с характеристическими позволяют изучить элементный и изотопный составы различных образцов. Это применяется в геологии, в досмотровых установках. Также как можно более точная и общирная база нейтронных данных требуется для моделирования характеристик реакторов на быстрых нейтронах. В этом контексте особенный интерес для изучения представлют собой элементы, используемые в конструкционных материалах, например, Ti, Cr, Fe.

Изучение механизма реакций с быстрыми нейтронами, в свою очередь, даёт возможность улучшить наше понимание структуры атомного ядра. Сечения реакций, возникающих при взаимодействии ядра с быстрыми нейтронами, зависят от внутренней структуры ядра. Поэтому экспериментальные данные можно использовать, чтобы проверить, какая модель лучше всего подходит для описания конкретного изотопа, и из этого сделать вывод об особенностях ядра.

Рассеяние нейтронов на образцах различных элементов долгое время исследуется множеством научных групп. Существуют работы, посвящённые изучению неупругого рассеяния нейтронов на Ti [1, 2], Cr [3] Fe [4, 5] в широкой области энергий от 0 до 20 МэВ. Часто в этих работах выражается необходимость в улучшении модельного описания обсуждаемых характеристик или неоднозначность выбора подходящего описания.

Обычно интерпретация упомянутых данных не является тривиальной задачей. Для этого широко используются программы и программные комплексы, реализующие различные теоретические подходы (EMPIRE, TALYS, ECIS, FRESCO и др.). Мы использовали для расчётов TALYS 1.9 [6], так как он очень универсален и включает в себя множество различных теоретических моделей. Программа использует оптическую модель, DWBA (приближение искаженной волны) и модель связанных каналов для прямых реакций, модели Хаузера-Фешбаха и флуктуации ширины для сложных реакций, несколько моделей для плотностей ядерных уровней. Помимо задачи описания экспериментальных данных разработчики кода TALYS предлагают свою программу для моделирования ядерных реакций в условиях, не осуществимых экспериментально. В связи с этим является актуальной проверка работы кода на новых экспериментальных данных.

Целью исследования является модельное воспроизведение угловых распределений нейтронов, наблюдаемых при упругом и неупругом рассеянии, измеренных в экспериментах. На основании результатов расчётов может быть сделан вывод о подходящих параметрах модельного описания и характеристиках структуры изучаемых атомных ядер.

В следующих главах данной работы будут описаны эксперименты TANGRA, экспериментальные установки использованные для исследований образцов из C, Ti, Cr, Fe, основы обработки данных, поступающих с этих установок, способы модельного описания взаимодействия нейтронов с ядром, результаты измерения и сравнение с полученным модельным описанием.

1 Постановка эксперимента

На базе Лаборатории Нейтронной Физики им. И.М.Франка (ОИ-ЯИ) реализуется международный проект TANGRA (TAgged Neutrons and Gamma RAys) по изучению рассеяния меченых нейтронов на атомных ядрах. В рамках проекта проекта создано несколько многофункциональных конфигураций экспериментальных установок, в основе которых лежит использование метода меченных нейтронов (ММН). Принцип работы всех установок по исследованию вторичного γ -излучения представлен на схеме, изображённой на рисунке 1.



Рисунок 1: Схема эксперимента на установке TANGRA.

Все экспериментальные установки TANGRA состоят из нескольких основных частей:

- компактный генератор нейтронов энергии 14,1 МэВ ИНГ-27;
- детекторная система;

• система сбора данных (DAQ).

В исследованиях коллаборации использовались различные конфигурации экспериментальной установки, специализирующиеся на измерении определённых характеристик реакций: сечений, выходов γ -переходов, угловых распределений нейтронов и γ -квантов. Большая часть экспериментов коллаборации были направлены на исследование свойств вторичного γ -излучения: его энергетического спектра и углового распределения. В том числе были произведены измерения характеристик γ излучения, возникающего в образцах из естественных смесей изотопов таких элементов, как углерод [7], титан [8], хром [9], железо [10]. Также проводился эксперимент по изучению углового распределения нейтронов энергии 14, 1 МэВ, рассеянных на образце из углерода.

1.1 Измерение угловой анизотропии γ -квантов

Установки, созданные для изучения γ -излучения, базируются на использовании компактного генератора ИНГ-27 и детекторной системы с кольцевой геометрией. В этой конфигурации измерения в 2019–2021 годах были проведены для образцов из C, Mg, Cr, Ti, Fe, Al [9, 10, 11, 12, 13].

1.1.1 Генератор ИНГ-27

В большинстве экспериментов коллаборации TANGRA используется стандартный нейтронный генератор ИНГ-27[14], разработанный во Всероссийском научно-исследовательском институте автоматики им. Н.Л. Духова (ВНИИА, г. Москва). Интенсивность потока нейтронов энергии $T_n = 14, 1$ МэВ генератора модели ИНГ-27 зависит от выработки ресурса генератора и для используемого устройства на данный момент составляет не менее 10⁷ с⁻¹ в 4 π геометрии. Основной частью генератора ИНГ-27 является нейтронная трубка со встроенным пиксельным α-детектором. Детектор представляет собой матрицу 8×8 с размером пикселя 4×4 мм. Схема генератора показана на рисунке 2.



Рисунок 2: Схема нейтронного генератора ИНГ-27. 1 – блок предусилителя, 2 – пиксельный α-детектор, 3 – мишень, обогащённая тритием.

Принцип работы генератора заключён в облучении мишени, обогащённой тритием, ускоренными до энергии $T_d = 80$ кэВ дейтронами. В результате реакции

$$d + t \to n + \alpha + 17,6 \text{ M} \Rightarrow B \tag{1}$$

рождаются нейтроны с энергией $T_n \approx 14.1$ МэВ и α -частицы с энергией $T_{\alpha} \approx 3.5$ МэВ. Закон сохранения энергии для этой реакции можно записать в лабораторной системе отчёта как $T_d + Q = T_n + T_{\alpha}$. Кинетическая энергия нейтрона T_n в лабораторной системе отчёта (л.с.) зависит от угла вылета нейтрона относительно дейтронного пучка θ_n [15].

$$T_n = \frac{m_n m_d T_d}{(m_n + m_\alpha)^2} \left(\cos \theta_n \pm \sqrt{\cos^2 \theta_n + \frac{(m_n + m_\alpha)[(m_\alpha - m_d)T_d + m_\alpha Q]}{m_d m_n T_d}} \right)^2 \tag{2}$$

где θ_n – угол между импульсом дейтрона и импульсом нейтрона. В нашем случае угол $\theta_n \approx 90^\circ$. Расстояние между центром тритиевой мишени и α -детектором составляет 100 ± 2 мм. Из геометрии расположения частей генератора следует, что пиксельным детектором могут быть зарегистрированы только те α -частицы, которые вылетели в углы 76° ... 104° относительно направления пучка дейтронов. Так как в системе центра масс сумма импульсов частиц равна нулю, то α -частица и нейтрон, рождённые в реакции (1), разлетаются в этой системе под углом 180° . Таким образом, геометрия α -детектора накладывает ограничение на углы вылета меченных нейтронов. В л.с. θ_n отличается от 90° не более чем на 15° , соответственно T_n , согласно формуле (2), отклоняется от 14, 1 МэВ не более чем на 0, 16 МэВ. Поэтому генератор нейтронов ИНГ-27 можно считать с достаточно хорошей точностью монохроматическим источником нейтронов с энергией 14,1 МэВ.

1.1.2 Детекторная система «Ромаша»

Выбор используемой на установке детекторной системы зависит от измеряемой характеристики и исследуемого типа частиц. Для измерения углового распределения вторичных γ-квантов в экспериментах TANGRA используется система детектирования «Ромаша» с 18 сцинтилляционными детекторами, расположенными в кольцевой геометрии. Рабочим веществом детекторов в этой конфигурации является кристалл германата висмута Bi₄Ge₃O₁₂ (BGO), в детекторах используется ФЭУ типа

Нататаtsu R1307. Схема установки с этим вариантом детекторной системы изображена на рисунке 3. Детекторы расположены на окружности с шагом 14° по углу. Кристалл BGO в детекторах имеет диаметр 76 мм и толщину 65 мм.



Рисунок 3: Схема установки «Ромаша». 1 – генератор ИНГ-27, 2 – подставка под образец, 3 – облучаемый образец, 4 – один из ВGO детекторов. Расстояния указаны в см.

Для обработки данных, получаемых с детекторов, важны такие параметры, как энергетическое и временное разрешения детектора. Энергетическое разрешение принято оценивать полной шириной на половине максимума, Full Width at Half Maximum (FWHM) пика полного поглоцения γ -квантов. Используемые в «Ромаше» детекторы BGO обладают следующими разрешениями по времени и энергии: энергетическое разрешение для γ -квантов с энергией 662 кэВ примерно равно 10.4%, для 4.437 МэВ – 4.0%, временное разрешение для γ -квантов энергии 4.437 МэВ равно 4.1 нс.

Система сбора данных, используемая в «Ромаше», состоит из пер-

сонального компьютера и двух плат АЦП ADCM-16 производства AFI Electronics [16]. Плата подключается к компьютеру, на который записываются данные, через PCI шину. Частота дискретизации ADCM-16 равна 100 МГц. Системы регистрации сигналов с α - и γ -детекторов основаны на их оцифровке с последующим восстановлением временных и амплитудных характеристик импульсов.

1.1.3 Обработка данных

Все данные, полученные при проведении экспериментов с детекторов, записывались на жёсткий диск компьютера и проходили дальнейшую обработку. В зависимости от используемой детекторной установки разнятся характеристики детекторов и, соответственно, способ обработки данных, полученных с детекторов. В начале опишем особенности обработки общие для всех данных, получаемых с каждого типа детекторной системы, применяемых в экспериментах TANGRA.

События, набранные во время эксперимента, записываются в декодированные файлы, которые впоследствии анализируются для получения гистограмм. Каждое событие представляет собой массив импульсов, пришедших с некоторой разницей во времени, не превышающей значения, называемого окном совпадений. Импульсы представимы в виде пиков, характеризуемых площадью, шириной и временем прихода от начала события.

Записанный декодированный файл считывается программой, специально написанной для работы с конкретным экспериментом. Программа определяет разницу во времени между приходом стартового и стоповых сигналов и заполняет спектры, соответствующие каждой комбинации «меченый пучок-детектор». В случае, если в эксперименте нет сильной зависимости времяпролётных спектров от амплитуды сигналов с детек-

торов, раздельно строятся амплитудные и временные спектры. Если такая зависимость есть, используются двумерные амплитудно-временные спектры. Полученные спектры сохраняются в файлы в виде гистограмм и анализируются в отдельных программах.

По сравнению с HPGe детектором, BGO детектор обладает лучшим разрешением по времени, поэтому позволяет разделять приходящие в детекторную систему нейтроны и γ -кванты, используя метод времени пролёта (time-of-flight, ToF). Пример времяпролетного спектра, полученного для BGO детектора, приведён на рисунке 4.



Рисунок 4: Пример ТоF спектра, полученного для BGO детектора системы «Ромаша». Пик 1 соответсвует γ -квантам, испущенным образцом, пик 2 – рассеянным нейтронам.

Поскольку энергетическое разрешение детекторов BGO не позволяет эффективно разделять пики полного поглощения γ -квантов близких энергий, угловые распределения были определены только для наиболее сильных γ-переходов. Измеренные энергетические спектры для каждого угла аппроксимировались с помощью метода наименьших квадратов функцией, содержащей подложку от случайных совпадений, вклад от взаимодействия нейтронов с детекторами BGO и набор гауссианов в соответствии с наблюдаемыми пиками. Относительные вероятности испускания γ-квантов заданной энергии для данного угла определялись из площади под соответствующим гауссианом.

1.1.4 Мишени

Во всех экспериментах TANGRA, рассматриваемых в данной работе, использовались образцы порошков чистого титана, чистого железа и оксида хрома в алюминиевом контейнере квадратного сечения 6×6 см², высотой 14 см. Характеристики мишеней приведены в таблице 1. Размеры образцов выбирались как компромисс, исходивший из противоречащих друг другу требований. Для более успешного набора статистики требовалось увеличить вероятность взаимодействия нейтронов с образцом и, соответственно, размер мишени, при этом требовалось минимизировать поглощение измеряемых γ -квантов образцом. Выбранная высота образца (14 см) позволяет захватить восемь меченых пучков от генератора нейтронов по вертикали.

Таблица 1: Характеристики использованных в экспериментах TANGRA образцов различных элементов.

Элемент	Вещество	Тип	Изотопный состав	Плотность
Ti	Чистый титан	Порошок		1,95 г/см 3
Cr	Cr_2O_3	Порошок	50 Cr (4,3 %), 52 Cr (83,8 %), 53 Cr (9,5 %), 54 Cr (2,4 %),	1,21 г/см 3
Fe	Чистое железо	Порошок	⁵⁴ Fe (5,9 %), ⁵⁶ Fe (91,8 %), ⁵⁷ Fe (2,1 %), ⁵⁸ Fe (0,3 %),	$3,53$ г/см 3

Перед каждым экспериментом для планируемых измерений прово-

дилось Монте-Карло моделирование с использованием программного пакета GEANT4 (GEometry ANd Tracking). Моделирование требуется для оценки степени поглощения и рассеяния γ -квантов и нейтронов в мишени и показало, что наблюдаемая анизотропия излучения γ -квантов для выбранных размеров контейнера искажение не превышает 20% для всех используемых меченых пучков. Чтобы учесть фоновое излучение, возникающее из-за взаимодействия нейтронов с подставкой образца и другими частями установки, проводится отдельное измерение, в котором отсутствует образец.

1.2 Измерение выходов γ -переходов

Для измерения энергетического спектра γ -квантов с высоким разрешением по энергии и выходов γ -переходов используется установка с одним полупроводниковым детектором из сверхчистого германия (HPGe) модели ORTEC GMX30-83-PL-S.

1.2.1 Система с детектором из сверхчистого германия

Схема установки показана на рисунке 5. Используемый в этой установке генератор ИНГ-27 располагается на расстоянии 24 см от образца. Для защиты детектора от попадания прямого нейтронного пучка и минимизации фона от прямых нейтронов используется свинцовая защита толщиной 18 см. Детектор находится от образца на минимальном расстоянии в 5 см, при котором возможно обеспечивать его защиту от нейтронов. Диаметр кристалла германия, используемого в детекторе, составляет 57.5 мм, а толщина – 66.6 мм. Энергетическое разрешение используемого НРGe детектора составляет 0,8% для γ -кванта энергии 1238,3 кэВ.



Рисунок 5: Схема установки эксперимента TANGRA по измерению выходов γ-переходов с использованием детектора из сверхчистого германия. 1 – генератор ИНГ-27, 2 – свинцовая защита, 3 – НРGе детектор, 4 – облучаемый образец. Расстояния и размеры указаны в мм.

Из-за низкой скорости счёта ADCM-16, использованный в установке с BGO детекторами, не способен корректно интегрировать длинные импульсы, характерные для HPGe детектора, поэтому в этой установке использовался другой АЦП – ЦРС-32. Данный АЦП подключается к компьютеру через порт USB 3.0. Частота дискретизации данного АЦП составляет 100 МГц, максимальная скорость счёта равна 10^5 с⁻¹.

1.2.2 Особенности обработки данных

Блок-схема и методика постановки эксперимента описаны выше. Различие в обработке данных связано с использованием HPGe детектора, что влечёт за собой изменение геометрии детектирующей системы модификацию процедуры оцифровки.

По сравнению с BGO детекторами, детектор из сверхчистого германия обладает хорошим разрешением по энергии и не настолько хорошей разрешающей способностью по времени. Из-за этого для данного детектора отсутствует возможность разделить по времени пролёта события регистрации нейтронов и γ-квантов, они сливаются в один пик, как показано на рисунке 6.



Рисунок 6: Пример ToF спектра полученного на установке TANGRA с использованием HPGe детектора. Красной линией обозначены события, считающиеся фоновыми.

При этом разрешающей способности по времени германиевого детектора достаточно для отбрасывания событий от «немеченных» нейтронов, не попавших на образец. Выбрав временное окно совпадений, можно выкинуть из дальнейшей обработки эти фоновые события.

Разрешение по времени для германиевого детектора зависит от энергии приходящего импульса. Поэтому для корректного анализа полученных с помощью HPGe данных нужно использовать двумерные амплитудновременные спектры, чтобы учитывать изменение разрешения. Пример амплитудно-временного спектра изображён на рисунке 7.

Для каждого спектра нужно выбрать соответствующие временные окна. События внутри окна называются совпадениями, а вне – антисовпадениями. Антисовпадения, не попавшие в окно 3 σ вокруг пика совпадений исключаются из рассмотрения как фоновые.



Рисунок 7: Пример двумерного амплитудно-временного спектра, полученного при обработке результата эксперимента на железе с использованием HPGe детектора. Красной линией выделено выбранное временное окно.

1.3 Измерение угловых распределений нейтронов

В 2020 году в рамках проекта TANGRA были выполнены измерения углового распределения нейтронов в реакции рассеяния нейтронов с энергией 14,1 МэВ на углероде. Помимо процессов, сопровождающихся γ -излучением, интерес представляет изучение рассеянных образцом нейтронов. Одним из ограничений работы на установках с BGO или HPGe детекторами является их неприспособленность для регистрации нейтронов.

1.3.1 Детекторная система для регистрации нейтронов

В эксперименте TANGRA по изучению углового распределения рассеянных нейтронов на углероде использовались пластиковые детекторы из полифенилтолуола. Это вещество имеет малый средний заряд $Z \approx 5.5$, поэтому эти детекторы плохо регистрируют γ -кванты. Схема эксперимента приведена на рисунке 8.



Рисунок 8: Схема установки эксперимента TANGRA по измерению углового распределения нейтронов с использованием пластиковых сцинцилляторов. 1 – генератор нейтронов, 2 – облучаемый образец углерода, 3 – один из 20 пластиковых детекторов. Расстояния указаны в см.

На установке был проведён эксперимент по исследованию рассеяния нейтронов энергии 14,1 МэВ на ¹²С. В эксперименте по исследованию рассеянных на углероде нейтронов, использовался генератор ИНГ-27 с матрицей α -детектора размером 3 × 3 пикселя при размере пикселя 10 × 10 мм². Во этом генераторе встроенный α -детектор располагается на расстоянии 62 мм от тритиевой мишени. Расстояние между центрами пикселей α -детектора составляет примерно 11 мм.

В качестве образца использовался графитовый блок с плотностью $1,74 \text{ г/см}^3$ и размерами $60 \times 60 \times 140 \text{ мм}^3$. Образец был размещён на расстоянии 150 мм от генератора (194 мм от тритиевой мишени). Изотопный состав образца: ¹²C (98,9%), ¹³C (1,1%).

Для регистрации нейтронов использовалось 20 детекторов модели

V80A300/3M-E1-P-X-NEG производства SCIONIX. Детекторы были расположены вокруг образца с шагом 9° по 10 штук на радиусах 200 и 350 см. Размеры детекторов: 80 × 80 × 300 мм. Длительность эксперимента: около 70 часов.

1.3.2 Особенности обработки данных

Анализ полученных амплитудно-временных спектров производится поэтапно. Сначала выполняется энергетическая калибровка. Для этого строится проекция спектра по оси абсцисс, представляющая собой амплитудный спектр. Так в пластиковых сцинтилляторах отсутствует пик полного поглощения, который используется для калибровки в других детекторных системах TANGRA, выполнять энергетическую калибровку приходится по комптоновскому краю, по одной точке.

Физически, коптоновский край имеет резкую границу, которая размазывается из-за ограниченного энергетического разрешения детектора, следовательно, уширение имеет гауссову природу, поэтому его можно аппроксимировать кусочной функцией

$$f(E, E_0) = \begin{cases} aE + b & \text{если } E < E_0 \\ \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{E-E_0}{\sigma}\right)^2} & \text{если } E > E_0 \\ aE_0 + b = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \end{cases}$$
(3)

где E_0 – положение комптоновского края. Зная E_0 , и принимая во внимание факт, что ее величина должна быть физически одинакова во всех детекторах, можно выполнить калибровку и выбрать одинаковые по калиброванной амплитуде окна на гистограммах со всех детекторов. Пример аппроксимации комптоновского края приведен на рисунке 9.

Результаты эксперимента на углероде в сравнении с модельными



Рисунок 9: Проекция амплитудно-временного спектра на ось «x» (слева) и комптоновский край крупным планом (справа).

расчётами и другими экспериментальными данными описаны далее, в разделе 3.1.

2 Модельное описание результатов

Взаимодействие нейтрона с ядром характеризуется сильным взаимодействием, для которого не построено исчерпывающей теории, эффективно применимой в вычислениях. Поэтому для описания взаимодействия ядра и нейтрона требуется воспользоваться модельными приближениями.

2.1 Реакции взаимодействия с быстрыми нейтронами

Используемые нейтроны с энергией 14,1 МэВ относятся к быстрым. Сечения взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами намного меньше, чем для медленных нейтронов. Полное сечение взаимодействия с нейтронами в этой области энергии $\sigma_{tot} \approx 2\pi (R + \lambda_n)^2$, где R — радиус ядра, λ_n — приведённая де-Бройлевская длина волны нейтронов.

При взаимодействии нейтрона с ядром преобладают следующие процессы, дающие вклад в полное сечение взаимодействия: захват нейтрона (n, γ) , деление (n, f), упругое (n, n) и неупругое рассеяние (n, n'). Также возможны реакции перезарядки (n, p), с вылетом двух и более нейтронов (n, 2n) или участием α -частиц.

При упругом рассеянии между нейтроном и ядром осуществляется перераспределение кинетической энергии при котором внутренняя энергия ядра не изменяется. Используя законы сохранения энергии и импульса, можно вычислить энергию нейтрона после взаимодействия, зная энергию ядра отдачи. Для ядра с числом нуклонов A максимальная энергия отдачи составляет примерно $\frac{4AT_n}{1+A^2}$ а минимальная — нуль.

Длина волны де-Бройля для быстрого нейтрона λ_n сопоставима с размером ядра. При таких энергиях зависимости дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega$ от угла рассеяния θ в системе центра масс (СЦМ) похожи

на картину дифракции с главным максимумом при $\theta = 0^{\circ}$ и побочными максимумами при θ порядка нескольких десятков градусов.

При неупругом рассеянии (n, n') ядро изменяет свою внутреннюю энергию и переходит в возбуждённое состояние, на это затрачивается кинетическая энергия нейтрона. Эта реакция имеет энергетический порог, определяемый расстоянием E_1 между основным состоянием и первым возбуждённым уровнем ядра-мишени. В случае лёгких ядер $E_1 > 1$ МэВ, для более тяжёлых ядер энергия первого возбуждённого состояния примерно равна от 10 до 100 кэВ. Если нейтрон обладает энергией T_n , достаточной для возбуждения нескольких уровней первых N уровней, то возбуждение каждого из них характеризуется собственным парциальным сечением $\sigma(n, n_i)$, где $1 \leq i \leq N$.

Возбуждённое ядро выделяет полученную энергию путём излучения γ -кванта, испускания нуклона или кластера. Неупругое рассеяние с последующим испусканием γ -кванта можно записать в виде реакции $(n, n'\gamma)$.

Для описания нейтрон-ядерных реакций применяются различные модели и приближения. В их число входят: оптическая модель, модель составного ядра и модель прямых реакций, которые описывают разные аспекты взаимодействия нейтрона с ядром.

При небольших энергиях налетающих нейтронов реакции происходят, в основном, с образованием составного ядра. С ростом же энергии нейтронов возрастает влияние предравновесных и прямых процессов. Физически они соответствуют взаимодействию нейтронов не с ядром, как цельной системой, а с отдельными нуклонами, либо с группой.

2.2 Оптическая модель атомного ядра

Оптическая модель атомного ядра основана на предположении, что воздействие атомного ядра на налетающую частицу может быть описано в виде комплексного потенциала: U(r) = V(r) + iW(r), где V(r)— средний потенциал ядра, описывает преломление и отражение волны частицы на границе ядра, W(r) описывает затухание волны в среде в результате поглощения частиц. Под «поглощением частицы» здесь понимается выход из упругого канала взаимодействия. Изначально модель вводилась для описания интегральных и дифференциальных сечений взаимодействия с атомными ядрами именно нейтронов, сейчас успешно применяется для описания взаимодействия атомных ядер с протонами, α -частицами или ионами.

Можно разделить оптические модели на микроскопические и феноменологические. В микроскопической оптической модели используются компоненты потенциала, зависящие от энергетических состояний и плотности ядерной материи. Характеристики ядерной материи могут быть получены из расчётов, использующих нуклон-нуклонное эффективное взаимодействие. В феноменологической оптической модели используется аналитическая форма для потенциала, обычно форма Вудса–Саксона, а глубина и геометрия потенциала определяется путем подстройки для наилучшего соответствия имеющимся экспериментальным данным. Примером феноменологической модели может служить параметризация оп-

тического потенциала из работы [17]:

$$U(r, T_n) = -V_V(T_n)f(r, R_V, a_V) -$$

$$-iW_V(T_n)f(r, R_V, a_V) + i4a_DW_D(T_n)\frac{d}{dr}f(r, R_D, a_D) +$$

$$+V_{SO}(T_n)\left(\frac{\hbar}{m_{\pi}c}\right)^2 \frac{1}{r}\frac{d}{dr}f(r, R_{SO}, a_{SO})(\hat{1}.\hat{\sigma}) +$$

$$+iW_{SO}(T_n)\left(\frac{\hbar}{m_{\pi}c}\right)^2 \frac{1}{r}\frac{d}{dr}f(r, R_{SO}, a_{SO})(\hat{l}.\hat{\sigma}), \qquad (4)$$

где \hat{l} — оператор углового момента, $\hat{\sigma}$ — спиновый оператор, V_j , W_j — реальная и мнимая глубины компонент, соответственно. Компоненты потенциала отмечены разными индексами (*j*). В потенциале присутствует объёмная компонента (*V*), поверхностная компонента (*D*), спинорбитальная компонента (*SO*). Форм-фактор Вудса–Саксона задаёт радиальную зависимость для каждой компоненты:

$$f(r, R_j, a_j) = (1 + \exp(r - R_j)/a_j)^{-1},$$
 (5)

где R_j , a_j – радиус и диффузность компоненты потенциала. В данной параметризации потенциал может считаться сферическим, а компоненты могут иметь разный радиус: $R_j = r_j A^{1/3}$, где A – количество нуклонов в ядре.

Параметры оптического потенциала определяются путем аппроксимации экспериментальных интегральных и дифференциальных сечений. Последнее по сути – обратная задача теории рассеяния, которая обычно не имеет однозначного решения, поэтому имеется несколько равноправных наборов параметров оптического потенциала для широких по массам групп ядер.

В случае глобальной параметризации [17], подбираемые параметры

являются определёнными на широком диапазоне ядер функциями, зависящими от энергии T_n , числа протонов Z, нейтронов N в ядре. Для локального случая параметры находятся из аппроксимации экспериментальных данных для конкретного ядра.

Полученный оптический потенциал можно использовать для решения задачи стационарного рассеяния нейтрона на атомном ядре. Решение задачи рассеяния нейтрона с приведённой массой $\mu \approx \frac{A}{A+1}m_n$ в потенциале U(r) сводится к решению уравнения Шрёдингера:

$$(\nabla^2 + k^2)\psi(\vec{r}) = \frac{2\mu}{\hbar^2} U(\vec{r})\psi(\vec{r}), \qquad (6)$$

где $k = \frac{\sqrt{2\mu T_n}}{\hbar}$ и $\psi(\vec{r})$ – волновое число и волновая функция нейтрона, соответственно. На большом удалении от ядра (r >> R) будем искать решение уравнения (6) в виде суперпозиции плоской и расходящейся сферической волны:

$$\psi(\vec{r}) = \exp(i\vec{k}\vec{r}) + f(k,k')\frac{\exp(ikr)}{r},\tag{7}$$

где f(k,k') — амплитуда рассеяния, зависящая от k и угла рассеяния θ . Найдя амплитуду рассеяния f(k,k') можно найти дифференциальное сечение рассеяния:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{scat}} = |f(k,k')|^2.$$
(8)

Проинтегрировав выражение (8) по углу рассеяния θ , можно найти интегральное сечения рассеяния:

$$\sigma_{scat} = 2\pi \int_0^\pi |f(k,k')|^2 \sin\theta d\theta, \qquad (9)$$

Полное сечение взаимодействия можно определить с помощью оптической теоремы через амплитуду рассеяния «вперёд». Ослабление пучка пропорционально полному сечению взаимодействия и представляет собой результат интерференции падающей волны нейтрона и волны, рассеянной «вперёд»:

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi}{k} \text{Im}[f(\theta = 0)].$$
(10)

Без дополнительных поправок оптическая модель не способна воспроизводить резонансную структуру ядра, поэтому область её применения для описания экспериментальных сечений ограничивается по энергии нейтронов снизу областью «резонансного частокола» – резкими изменениями сечения взаимодействия нейтронов с ядром, где оптическая модель даёт только среднее сечение.

2.3 Модели для описания прямых процессов

Прямые реакции — это ядерные реакции, в которых налетающая частица и мишень находятся в зоне действия ядерных сил очень короткое время, порядка времени, нужного для нуклона, чтобы пролететь сквозь ядро-мишень, поэтому частица успевает провзаимодействовать лишь с небольшим числом нуклонов ядра-мишени и промежуточное ядро не образуется.

Прямые ядерные реакции существенны при больших энергиях налетающего нейтрона ($T_n > 5$ МэВ), однако могут играть заметную роль и при низких энергиях. Прямые процессы существенны в реакциях неупругого рассеяния (n, n') и перезарядки (n, p). Прямыми являются реакции срыва и подхвата, например — (n, d).

Прямые процессы преобладают в тех случаях, когда ядру передается относительно небольшая энергия налетающей частицы. Так как импульс налетающей частицы, направленный под нулевым углом, больше среднего импульса частиц мишени, направленного в задние углы, то в

прямых реакциях можно ожидать заметную асимметрию в угловых распределениях, например, вылета частиц преимущественно в переднюю полусферу в СЦМ. То обстоятельство, что частицы взаимодействуют не свободно, а в поле тяжёлого остова ядра (кора), которому передают часть своего импульса, может несколько усложнить эту картину и в некоторых случаях привести к симметричному относительно 90° угловому распределению.

Наиболее просто представить модель прямых реакций можно следующим образом: налетающая на ядро частица взаимодействует с одним из валентных нуклонов, находящимся на некоторой высокой оболочке и слабо связан с кором. Тогда потенциал взаимодействия налетающего нуклона с ядром-мишенью примет следующий вид:

$$U = U_{sm} + V_{res},\tag{11}$$

где U_{sm} — объёмный ядерный потенциал, а V_{res} — потенциал взаимодействия налетающей частицы с валентным нуклоном. Тогда волновые функции начального и конечного состояний системы не будут значительно отличаться друг от друга, т.к. не будет происходить возбуждения кора. В более сложном подходе возбуждения кора можно учесть как коллективный процесс.

В случае, когда $V_{res} = 0$, взаимодействия налетающей частицы с нуклоном не происходит, она упруго рассеивается на потенциале U_{sm} . Если взаимодействие с нуклоном было однократным, то в ядре сформировалось частично-дырочное состояние, на возбуждение которого была потрачена энергия налетающего нуклона, произошло неупругое рассеяние.

Кроме рассмотренных процессов в рамках это модели также воз-

можны захват нуклона и упругое рассеяние, происходящее с образованием промежуточного возбуждённого состояния ядра-мишени. В первом случае произойдет формирование частично-дырочного возбуждения, которое станет начальным в длинном ряду возможных состояний предравновесного, либо компаунд-процесса, а во втором случае энергия, потраченная на возбуждение ядра, возвратится обратно налетающей частице и экспериментально этот процесс не будет отличим от упругого рассеяния.

Таким образом, для полного описания процесса взаимодействия нуклона с ядром в рамках подхода прямых реакций необходимо решить уравнение, учитывающее большое количество возможных путей реакции и способов возбуждения кора. Для упрощения этой задачи обычно используют различные приближения, например, метод искажённых волн.

2.3.1 Метод искажённых волн

Суть метода искажённых волн (Distorted wave Born approximation, DWBA) состоит в приближенном решении многочастичного уравнения Шрёдингера, с использованием теории возмущений. Малым параметром считается гамильтониан остаточного взаимодействия налетающей частицы с ядром-мишенью, дополнительный к гамильтониану частиц, взаимодействие которых описывается с помощью потенциала оптической модели. До появления более общего формализма этот метод использовался для описания неупругого рассеяния как для слабосвязанных, так и для сильно связанных уровней.

При описании неупругого рассеяния в рамках подхода DWBA необходимо соблюдать базовое для DWBA предположение о том, что упругое рассеяние и поглощение являются доминирующими процессами. Если сечение неупругого рассеяния оказывается слишком большим, то предположение нарушается, поэтому DWBA в этом случае неприменимо. Од-

ним из возможных решений этой проблемы является использование второго или более высоких приближений Борна. Выполнение таких вычислений — довольно сложная задача, поэтому чаще всего используют другой вариант — приближение связанных каналов.

2.3.2 Метод связанных каналов

Под каналами здесь подразумевается состояние системы частицаядро, в котором взаимодействие ядра с частицами пренебрежимо мало из-за большого расстояния между частями системы. В случае упругого канала ядро-мишень A в системе остаётся в основном состоянии: $a + A \rightarrow A + a$, в случае неупругого канала ядро переходит в возбуждённое состояние: $a + A \rightarrow A^* + a'$. На близком расстоянии, там, где действует оператор взаимодействия частицы с мишенью \hat{V} , различные каналы оказываются связанными между собой, и невозможно сказать, в каком из них находится система. Вариант теории столкновений, в котором, без каких-либо приближений, строго учитывается связь между ограниченным числом каналов, а влияние всех прочих каналов просто отбрасывается, называется методом сильной связи каналов или методом связанных каналов.

Для обсуждения уравнений метода связанных каналов рассмотрим неупругое рассеяние нейтрона. Начальный канал n + A, в котором нейтрон налетает на ядро в основном состоянии, будем называть каналом №1. Гамильтониан этого канала имеет вид $\hat{H}_1 = \hat{T}_n + \hat{H}_A$, а гамильтониан системы нейтрон-ядро задаётся как $\hat{H} = \hat{H}_1 + \hat{V}$, где \hat{T}_n является оператором кинетической энергии налетающей частицы, а гамильтониан \hat{H}_A содержит все кинетические энергии и энергии взаимодействия частиц внутри мишени. Воспользовавшись уравнением Липпмана-Швингера, можно получить выражение для асимптотического вида стационарных волновых функций при удалении нейтрона после взаимодействия на бесконечность:

$$\psi(\vec{r},\vec{r}_A) \to \exp^{ikr}\phi_1(\vec{r}_A) + \sum_{\alpha} f(k,k_{\alpha}) \frac{\exp^{ik_{\alpha}r}}{r} \phi_{\alpha}(\vec{r}_A),$$
(12)

где \vec{r}_A — совокупность координат частиц, составляющих мишень, ϕ_{α} — собственная функция гамильтониана мишени, соответствующая энергии E_{α} . В формуле (12) первое слагаемое соответствует падающей волне в канале №1, дискретные члены суммы отвечают улетающему нейтрону, оставляющему мишень в одном из связанных состояний $\phi_1, ... \phi_n$. В более общем случае в формуле (12) могло присутствовать дополнительное слагаемое, соответствующее непрерывному спектру состояний мишени, которые приводят к её разрушению.

Дифференциальное сечение неупругого рассеяния через канал α записывается в виде:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\right)_{\alpha} = \frac{k_{\alpha}}{k} |f(k,k_{\alpha})|^2.$$
(13)

Теперь разложим не просто асимптотическое приближение, как было сделано в формуле (12), а саму функцию $\psi(\vec{r}, \vec{r}_A)$ по собственным функциям гамильтониана мишени ϕ_{α} с коэффициентами разложения $\eta_{\alpha}(\vec{r})$, которые также называются канальными функциями:

$$\psi(\vec{r}, \vec{r}_A) = \sum_{\alpha} \eta_{\alpha}(\vec{r}) \psi_{\alpha}(\vec{r}_A), \qquad (14)$$

Если подставить это разложение в равнение Шрёдинегра, используя свойства собственных функций мишени ψ_{α} , можно получить непрерыв-

ную систему связанных уравнений:

$$\frac{-\nabla^2}{2m}\eta_{\alpha}(\vec{r}) + \sum_{\alpha'} \bar{V}_{\alpha\alpha'}\eta_{\alpha'}(\vec{r}) = (E - E_{\alpha})\eta_{\alpha}(\vec{r}), \qquad (15)$$

где $\bar{V}_{\alpha\alpha'}(\vec{r})$ — матрица потенциалов, которая задаётся равенством

$$\bar{V}_{\alpha\alpha'}(\vec{r}) = \int d\vec{r}_A \psi^*_{\alpha'}(\vec{r}_A) V(\vec{r},\vec{r}_A) \psi_\alpha(\vec{r}_A).$$
(16)

При использовании метода связанных каналов из системы (16) остаётся лишь небольшое число N уравнений, соответствующие выбранным каналам, когда как остальные считаются несущественными и отбрасываются. Например для приближения N = 2 можно записать в матричном виде:

$$\frac{-\nabla^2}{2m} \begin{pmatrix} \eta_1\\ \eta_1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \bar{V}_{11} & \bar{V}_{12}\\ \bar{V}_{21} & \bar{V}_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_1\\ \eta_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E - E_1 & 0\\ 0 & E - E_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_1\\ \eta_1 \end{pmatrix}.$$
(17)

Используя такое упрощение, при котором мы пренебрегаем всеми каналами, кроме небольшого числа наиболее важных, мы можем получить надежные результаты для описания рассеяния в этих каналах. Например, для случая, когда ядро имеет единственное низко лежащее коллективное состояние, как например состояние 2_1^+ в ¹²С. Это означает, что рассеяние нейтронов на таких ядрах можно рассматривать в приближении двух состояний, включая только основное состояние и указанное одно коллективное состояние. Однако эти N уравнений являются только приближением, потому что они не допускают никакой возможности перехода частиц в те каналы, которые игнорируются.

Чтобы учесть влияние отброшенных каналов, можно воспользоваться оптическим потенциалом. Упомянутый здесь оптический потенциал, задаваемый уравнением (4), позволяет определять сечение упругого рассеяния, но он не даёт никакой информации ни об одном из неупругих процессов, лишь информацию о полном сечении, получаемую посредством оптической теоремы. Однако метод оптического потенциала можно обобщить так, чтобы получить возможность исследовать какое угодно выбранное конечное множество каналов. При любом данном выборе Nканалов можно определить оптический потенциал V_{opt} , такой, что N волновых функций точно удовлетворяют N связанным уравнениям, заданных формулой (15), с матрицей потенциалов, определяемой величиной V_{opt} . При N > 1 потенциал V_{opt} иногда называется обобщённым оптическим потенциалом.

Для расчётов с использованием метода связанных каналов можно применять деформированный оптический потенциал, в котором радиусы R_j теперь оказываются зависимыми от углов зенитного и азимутального углов θ и ϕ в собственной системе ядра:

$$R_j = r_j A^{1/3} \left[1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y^{\mu}_{\lambda}(\Omega) \right], \qquad (18)$$

в случае вибрационных возбуждений, и как

$$R_j = r_j A^{1/3} \left[1 + \sum_{\lambda=2,4,\dots} \beta_\lambda Y_\lambda^0(\Omega) \right], \qquad (19)$$

в случае вращательных. В этих формулах $R_j = r_j A^{1/3}$.

2.4 Моделирование в TALYS 1.9

Для применения описанных приближений непосредственно в расчётах можно воспользоваться различными программами для описания характеристик ядерных реакций. В данной работе была использована программа TALYS версии 1.9. Этот широко используемый для анализа ядерных реакций с нейтронами программный код позволяет, с одной стороны, исследовать особенности взаимодействия частиц с атомными ядрами. С другой стороны, программа TALYS может быть использована в качестве генератора ядерных данных, которые по тем или иным причинам затруднительно получить экспериментальным путем. Программа TALYS 1.9 рассчитана на использование для энергий налетающих частиц от 0,001 – 200 МэВ и ядер с числом нуклонов $A \geq 12$.

TALYS 1.9 включает в себя большое количество информации о ядрах и моделей для описания ядерных реакций. В файлах программы есть данные о массах ядер, распространённости изотопов, положении возбуждённых уровней, деформациях каждого уровня. Программа включает в себя оптическую модель, модель прямых реакций в различных приближениях, модели описания процессов, идущих через составное ядро, и предравновесных процессов. Эта информация и модели используются совместно для как можно более всеобъемлющего описания ядерных реакций.

В программе использован оптический потенциал из работы [?], заданный формулой (4). По умолчанию, для вычисления оптического потенциала используются локальные параметры, подобранные для конкретного ядра, или, если локальные параметры не приведены, используется глобальная систематика, созданная для усреднённого описания широкого диапазона ядер и энергий. Зависимость глубин компонент оптического потенциала от энергии представлена в виде функции от разницы между энергией нейтрона T_n и энергией Ферми E_f ядра:

$$V_V(T_n) = v_1[1 - v_2(T_n - E_f) + v_3(T_n - E_f)^2],$$
(20)

$$W_V(T_n) = w_1 \frac{(T_n - E_f)^2}{(T_n - E_f)^2 + (w_2)^2}$$
(21)

$$W_D(T_n) = d_1 \frac{(T_n - E_f)^2}{(T_n - E_f)^2 + (d_3)^2} \exp[-d_2(T_n - E_f)]$$
(22)

$$V_{SO}(T_n) = v_{so1} \exp[-v_{so2}(T_n - E_f)],$$
(23)

$$W_{SO}(T_n) = w_{so1} \frac{(T_n - E_f)^2}{(T_n - E_f)^2 + (w_{so2})^2}$$
(24)

где параметры $v_1, w_1, d_1, v_{so1}, w_{so1}$ задают непосредственно глубину компоненты, а $v_2, v_3, w_2, d_2, d_3, v_{so2}, w_{so2}$ – зависимость от энергии налетающего нейтрона. зависимость от энергии в параметрах оптического потенциала важна для корректного описания выходного канала реакции взаимодействия с нейтроном, так как энергия частицы, удаляющейся от ядра, скорее всего отлична от энергии налетающей частицы. Значения параметров принятых в TALYS 1.9 по умолчанию приведены в таблице 2.

Таблица 2: Набор параметров оптической модели, используемой по умолчанию в TALYS 1.9 для расчётов взаимодействия нейтрона с ядром ¹²С.

Параметр	Значение	Параметр	Значение	Параметр	Значение
r_v	1.267	r_{vd}	1.267	r_{vso}	1.267
$ a_v $	0.65	a_{vd}	0.65	a_{vso}	0.65
v_1	43.0	v_2	0.0084	v_3	0.00002
$ w_1 $	18.0	w_2	29.0		
d_1	0.0	d_2	0.0214	d_3	12.50
v_{so1}	0.0	v_{so2}	0.035		
$ w_{so1} $	0.0	w_{so2}	0.0		

В TALYS 1.9 присутствует возможность вручную изменять каждый параметр оптического потенциала.

Для описания прямых процессов можно выбрать тот или иной метод: DWBA, метод связанных каналов (Coupled Channels, CC). При этом для описания прямых процессов методом связанных каналов могут использоваться различные приближения для описания коллективных возбуждённых состояний ядра: вращательное (rot.), колебательное (vib.) В случае использования DWBA оптический потенциал считается сферическим $R = rA^{1/3}$, при использовании метода CC оптический потенциал является деформированным, радиусы компонент зависят от угла и деформации согласно формулам (18), (19) для колебательного и вращательного возбуждений, соответственно.

Для упрощения обмена данными между Talys и программами анализа использовалась библиотека TalysLib. TalysLib является объектноориентированной библиотекой, написанной на C++, совместимой с интерпретатором ROOT. Она способна запускать расчёты в TALYS, считывать результаты расчёта и строить графики с результатами расчёта. Библиотеку можно использовать для уточнения оптических параметров и параметров деформации конкретного ядра, с помощью минимизатора MINUIT можно подгонять параметры оптического потенциала к предоставленным библиотеке экспериментальным данным.

Вклад компаунд-процессов в рассчитанные сечения составных реакций TALYS 1.9 вычисляются в рамках подхода Хаузера – Фешбаха с поправками на флуктуацию ширины уровней Молдауэра, а для прямых процессов используемый метод зависит от рассматриваемого изотопа.

В процессе расчёта TALYS согласовано учитывает вклады прямых процессов и процессов через составное ядро для конкретной ядерной реакции. Оптическая модель используется для получения значений полного сечения взаимодействия и сечения упругого рассеяния, затем вычисляется непосредственно вклад через прямые процессы, а остаток считается процессом, идущим через составное ядро. Подобный подход даёт более полное описание реакций, нежели использование лишь одной модели, однако означает, что величина вкладов различной природы в описываемые ядерные процессы зависит от используемых приближений и параметров оптической модели.

TALYS 1.9 использовался для расчёта выходов γ -излучения, а также дифференциальных и интегральных сечений рассеяния нейтронов. С помощью TalysLib были подобраны параметры оптического потенциала для ядер ⁴⁸Ti, ⁵²Cr, ⁵⁶Fe, а также оптического потенциала и деформации для ядра ¹²C. Соответствующие результаты представлены в разделе 3.

3 Результаты

3.1 Рассеяние быстрых нейтронов на углероде

В эксперименте TANGRA по измерению углового распределения нейтронов при рассеянии на углероде использовался образец из графита, $(^{12}C - 98,9\%), ^{13}C - 1,1\%)$ плотностью 1,95 г/см³. В результате было получено относительное угловое распределение упруго и неупруго рассеянных нейтронов для углов менее 90°. Методика постановки эксперимента была описана в пункте 1.3. Для сравнения с другими экспериментальными данными и результатами расчёта была произведена нормировка полученных данных по интегралу от 20° до 40° на величины из работы [18]. Полученные из эксперимента ТАNGRA дифференциальные сечения сравниваются с другими экспериментальными данными на рисунке 10.

Для промежутка углов от 20° до 60° результаты нашего эксперимента хорошо согласуются с данными из работ [18] и [19]. Экспериментальная точка около 15° лежит заметно (примерно на 300 мб/стр) выше других экспериментов, возможно это связано с неточностями в обработке импульсов при слишком большом числе совпадений. Полученные в эксперименте значения для углов больших 60° превышают другие экспериментальные данные не более чем на 10 мб/стр. Подобное завышение может быть связано с неопределённостями, возникающими при учёте поглощения нейтронов в образце. Погрешности в наших данных статистические.

При попытке воспроизвести экспериментальные данные по сечению рассеяния нейтронов на ¹²C с помощью TALYS 1.9 стало понятно, что результаты для дифференциального сечения рассеяния нейтронов не являются удовлетворительными. Стоит уточнить, что лёгкое ядро ¹²C находится на границе применимости используемой глобальной параметри-



Рисунок 10: Угловые распределения рассеянных нейтронов для ¹²С, измеренные и рассчитанные в TALYS 1.9: слева – упругое $(d\sigma/d\Omega)_{el}$, справа – неупругое $(d\sigma/d\Omega)_{inel}$ на первое возбуждённое состояние ¹²С. • – Данные работы [18] $(T_n = 14.06 \text{ M} \Rightarrow \text{B})$, \blacksquare – данные работы [19] $(T_n = 14.1 \text{ M} \Rightarrow \text{B})$, \blacktriangle – данные TANGRA для детекторов на 2 м (14.1 M \Rightarrow B), \checkmark – данные TANGRA для детекторов на 3,5 м (14.1 M \Rightarrow B). Пунктир – результат расчёта с параметрами TALYS 1.9 по умолчанию, сплошная линия – результат расчёта с использованием подобранных параметров оптического потенициала и деформации. Синие линии – вклады процессов через составное ядро, красная линия – вклады прямых процессов, черные линии – итоговые распределения.

зации [17], и в TALYS 1.9 отсутствует задание локальных параметров, специально подобранных для ¹²С. Поэтому оптический потенциал для этого ядра по умолчанию считается сферическим, а для описания прямых процессов используется DWBA. Для корректного описания рассеяния нейтронов потребовалось подобрать другие параметры расчёта.

Существует предположение о вращательной природе состояния 2_1^+ в 12 С [20], поэтому при расчёте состояния 2_1^+ и $0_{g.s.}^+$ считались частью вращательной полосы со статической квадрупольной деформацией β_2 . Для получения нового набора оптических параметров и параметра деформации β_2 для первого возбуждённого состояния 12 С использовалось итерационное приближение результатов расчёта TALYS к экспериментальным данным с помощью TalysLib. Как эталонные использовались данные дифференциальных сечений рассеяния нейтронов в реакциях (n, n_0) и (n, n_1) из работы [18]. Полученные параметры в сравнении с используемыми в TALYS 1.9 по умолчанию приведены таблице 3. На Рисунке 10 изображены расчётные дифференциальные сечения до и после подбора новых оптических параметров и значения β_2 в сравнении с использованными для аппроксимации данными и данными эксперимента TANGRA.

Таблица 3: Параметры оптического потенциала (4) и квадрупольной деформации β_2 для взаимодействия ¹²С с нейтронами энергии 14,1 МэВ, используемые в TALYS 1.9 по умолчанию и после аппроксимации.

	V_V ,	W_V ,	r_V ,	a_V ,	W_D ,	r_D ,	$a_D,$	$V_{SO},$	$W_{SO},$	$r_{SO},$	$a_{SO},$	β_2
Ссылка	МэВ	МэВ	$\Phi_{\rm M}$	Φ_{M}	МэВ	Φ_{M}	$\Phi_{\rm M}$	МэВ	МэВ	Φ_{M}	$\Phi_{\rm M}$	
[17]	49,07	1,26	1,13	0,68	7,65	1,31	0,54	5,39	-0,07	0,90	0,59	$^{+0,4}$
Данная работа	44,85	1,05	1,17	0,39	4,00	1,44	0,25	7,43	-1,92	0,88	0,21	-0,825

Полученный набор оптических параметров по сравнению с исходным имеет существенно меньшее значение диффузности a_j для всех компонент оптического потенциала, значение уменьшилось примерно вдвое. Полученное настолько малое значение диффузности ($a_{SO} = 0, 21$) может быть связано с малой массой ¹²С и компактным распределением барионного вещества, из-за которой его ядерный потенциал геометрией скорее похож на потенциал гармонического осциллятора, а не используемый форм-фактор Вудса-Саксона.

Сильнее всего изменилась мнимая часть спин-орбитальной компоненты W_{SO} , при этом остальные компоненты изменились не так существенно: W_D уменьшилась примерно в двое, W_V уменьшилась на 17%, V_{SO} увеличилась на 38%. Зависимость параметров потенциала от энергии T_n не варьировалась и соответствует данной в TALYS 1.9 по умолчанию, указанной в таблице 2.

После аппроксимации заметно изменился параметр деформации β_2 , полученное значение близко к $\beta_2 = -0,83$ из работы [21]. Большие значения этого параметра в случае ¹²С необходимы для корректного описания неупругого рассеяния на первое возбуждённое состояние. Отрицательный знак у β_2 указывает на сплюснутую форму ядра.

Применение в расчёте метода связанных каналов с вращательным приближением возбуждения состояний ¹²С и подбор соответствующих использованному приближению параметров оптического потенциала и деформации позволили удовлетворительно описать данные дифференциального рассеяния, при этом сильно изменились вклады процессов разной природы в итоговое сечение рассеяния. Вопрос о степени значимости прямых процессов или процессов, идущих через составное ядро, в реакции рассеяния быстрых нейтронов на углероде обсуждался ещё с 60-х годов XX века [22], и, судя по литературным данным, не решён до сих пор. При использовании подобранных нами параметров заметно вырос вклад прямых процессов в сечения рассеяния, хотя с параметрами по умолчанию вклад составного ядра превалировал в упругом рассеянии для $\theta > 120^{\circ}$, а для неупругого рассеяния для всех углов.

3.2 Характеристики γ -излучения в реакции (n, n') на ядрах Ті, Сг, Fe

Методика постановки экспериментов по изучению γ -излучения описана выше в разделах 1.1 и 1.2. Обнаруженным в эксперименте TANGRA γ -линиям ставились в соответствие энергии E_{γ} , указанные в базе данных ENSDF [23] для каждого конечного ядра. Для большинства из обнаруженных линий были измерены выходы γ -переходов, для наиболее интен-

сивных определена угловая анизотропия испускаемых γ -квантов.

Сравнение абсолютных величин – экспериментальных значений сечений γ -переходов σ_{γ} , затрудняется тем, что существует достаточно большая неопределенность в значениях измеренных величин. Так, в соответствии с данными, приведёнными в подборке [24], сечение γ -излучения наиболее интенсивной линии в реакциях на ⁴⁸Ti лежит в пределах от 436±58 мб до 760±97 мб, для ⁵²Cr – от 442±65 до 757±56 мб, для ⁵⁶Fe разброс значений охватывает интервал от 392±78 до 1228±150 мб. Такие существенные расхождения в величинах измеренных сечений могут быть связаны либо с недостаточно точным определением величины нейтронного потока, либо с затруднениями в оценке эффективностей γ -детекторов.

Чтобы снизить влияние систематических погрешностей, была проведена нормировка экспериментальных и рассчитанных в TALYS 1.9 величин сечений γ -переходов σ_{γ} на сечение σ_{γ}^{\max} наиболее интенсивной γ линии, регистрируемой для каждой естественной смеси изотопов:

$$Y_{\gamma} = \frac{\sigma_{\gamma}}{\sigma_{\gamma}^{\max}} \cdot 100\%. \tag{25}$$

Угловое распределение самых интенсивных γ -переходов, возникающих при облучении нейтронами энергии 14,1 МэВ, было измерено для образцов из титана, хрома и железа. Для количественного описания анизотропии углового распределения γ -квантов можно использовать параметр анизотропии $W(\theta)$, определяемый следующим образом:

$$\frac{d\sigma_{\gamma}}{d\Omega} = \frac{\sigma_{\gamma}}{4\pi} W(\theta). \tag{26}$$

Полученное распределение аппроксимировалось рядом полиномов Лежандра, максимальная степень которых определялась мультипольно-

стью перехода:

$$W(\theta) = 1 + \sum_{i=2}^{2J} a_i P_i(\cos \theta), \qquad (27)$$

где a_i – это коэффициенты разложения.

3.2.1 Неупругое рассеяние нейтронов на титане

Для измерений на титане использовался порошок из чистого титана естественного изотопного состава (⁴⁶Ti – 8,3%, ⁴⁷Ti – 7,4%, ⁴⁸Ti – 73,7%, ⁴⁹Ti – 5,4%, ⁵⁰Ti – 5,2%) с плотностью 1,95 г/см³. В таблице 4 представлены выходы для 18-ти γ -переходов энергий, полученные в эксперименте TANGRA [8] при исследовании реакций нейтронов на ⁴⁸Ti, в сравнении с данными работы [1].

Степень расхождения между экспериментальными данными меняется от перехода к переходу. Максимальная разница между выходами достигает 15% для перехода с энергией $E_{\gamma} = 159,4$ кэВ. Также стоит отметить значение выхода для перехода энергии $E_{\gamma} = 1037,5$ кэВ из работы работы [1], которая примерно в 10 раз меньше измеренной в эксперименте TANGRA. Для остальных переходов разница между нашими выходами и данными [1] не превышает 4%. В целом совпадение экспериментальных данных можно называть удовлетворительным.

Угловые распределения γ -квантов представлены на рисунке 11. Надёжно установить угловую анизотропию удалось для двух самых интенсивных переходов с энергиями 983 кэВ и 1312 кэВ.

Коэффициенты разложения по полиномам Лежандра a_2, a_4 для углового распределения γ -квантов, полученные из аппроксимации экспериментальных данных равны, соответственно, 0.195 ± 0.004 , 0.0019 ± 0.005 для $E_{\gamma} = 983$ кэВ и 0.244 ± 0.008 , 0.027 ± 0.012 для $E_{\gamma} = 1312$ кэВ.

Таблица 4: Характеристики γ -квантов в реакциях ⁴⁸Ti $(n, X\gamma)$ при взаимодействии с нейтронами $T_n \approx 14$ МэВ. Измеренные выходы Y_{γ} для γ -квантов с энергией E_{γ} перехода ядра из состояния со спин-чётностью J_i^P в состояние J_f^P в сравнении с другими экспериментальными данными и расчётами TALYS в выбранном подходе. Погрешности измеренных выходов указаны в скобках для последнего знака после запятой.

			$Y_{\gamma}, \%$					
E [09]	Реакция	$J_i^P \to J_f^P$	TANGRA	[1]	TALYS 1,9	TALYS 1,9		
$[L_{\gamma} [23],$			[8]	[1]	(DWBA)	(DWBA, fit)		
кэВ			14,1 МэВ	14(5) МэВ	14,1 МэВ	14,1 МэВ		
121,4	(n,p)	$4_1^+ \to 6_1^+$	4,5(2)	5, 8(3)	11,9	11,9		
130,9	(n,p)	$5_1^+ \to 6_1^+$	5, 8(2)	7,0(3)	14,0	14,2		
159,4	(n,2n)	$7/2^1 \to 5/2^1$	37,8(2)	23(1)	31,0	32,8		
174,3	(n, α)	$5/2^1 \to 7/2^1$	6 5(2)	1, 6(1)	1,2	1,2		
175,4	(n,n')	$6_2^+ \to 6_1^+$	0, 3(2)	3, 6(2)	$3,\!6$	3,9		
370,3	(n,p)	$3_1^+ \to 4_1^+$	4,5(4)		5,7	5,7		
423,6	(n,n')	$4_1^- \to 3_1^-$	4, 8(4)	4, 1(2)	1,8	1,9		
944,1	(n,n')	$4_2^+ \to 4_1^+$	7, 6(2)	7, 6(4)	4,6	4,8		
983,5	(n, n')	$2^+_1 \rightarrow 0^+_{g,s,}$	100	100	100	100		
1037,5	(n, n')	$6_1^+ \to 4_1^+$	11, 6(3)	0,9(1)	9,6	10,4		
1091,3	(n,2n)	$3/2^1 \to 7/2^1$	4 1(2)		$1,\!4$	1,4		
1092,7	(n,2n)	$9/2^1 \to 7/2^1$	[-4, 1(2)]	4,4(2)	2,8	3,0		
1284,9	(n,2n)	$11/2^1 \to 7/2^1$	2,8(2)	1, 3(1)	$1,\!6$	1,7		
1312,1	(n, n')	$4_1^+ \to 2_1^+$	39,8(4)	43(2)	41,0	42,7		
1437,5	(n, n')	$2^+_2 \to 2^+_1$	7,5(2)	6,0(3)	4,8	4,9		
1750,3	(n,n')	$5^1 \to 4^+_1$	3, 3(2)	4,0(2)	2,3	2,5		
2240,4	(n,n')	$3_1^+ \to 2_1^+$	3, 4(4)	2, 8(2)	2,7	2,8		
2387,3	(n,n')	$2_4^+ \to 2_1^+$	1, 8(2)	2, 2(2)	1,1	1,1		

3.2.2 Неупругое рассеяние нейтронов на хроме

При измерении характеристик γ -излучения на хроме использовался образец оксида хрома (III) с плотностью 1,21 г/см³ и естественным изотопным составом (⁵⁰Cr – 4,3%, ⁵²Cr – 83,8%, ⁵³Cr – 9,5 %, ⁵⁴Cr – 2,4 %). В таблице 5 приведены экспериментальные данные для выходов γ -переходов в спектрах конечных ядер, возникающих при взаимодействии нейтронов энергии 14,1 МэВ с ⁵²Cr.

Данные TANGRA для 52 Cr [9] демонстрируют хорошее соответствие выходам работы [3], для большинства γ -переходов разница между выходами не превышает 2% и только для перехода $E_{\gamma} = 1246, 3$ достигает



Рисунок 11: Угловые распределения γ -квантов для переходов в ${}^{48}\text{Ti}(n,n'\gamma) E_{\gamma} = 983$ кэВ (а), 1312 кэВ (б) в зависимости от косинуса угла рассеяния. Кривая — аппроксимация данных полиномами Лежандра по формуле (26).

Таблица 5: Характеристики γ -квантов, испускаемых в реакциях $(n, X\gamma)$ при взаимодействии ⁵²Cr с нейтронами с энергией около 14 МэВ (обозначения см. таблицу 4). Знаком «*» обозначены полные моменты уровней, используемые в TALYS 1.9, но не указанные в базе данных ENSDF.

E [99]			$Y_{\gamma}, \%$						
$L_{\gamma}[23],$	Реакция	$J_i^P \to J_f^P$	TANGRA	[0]	TALYS 1.9	TALYS 1.9			
			[9]	ျာ	(CC rot.)	(CC rot., fit)			
кэВ			14,1 МэВ	~ 14 МэВ	14,1 МэВ	14,1 МэВ			
124,5	(n,p)	$4^{*+} \to 4^{*+}$	3, 6(3)		1,0	1,0			
125,1	(n,p)	$1_1^+ \to 2_1, 3_1^+$	3, 6(3)		1,9	1,9			
320,1	(n,d)	$7/2^+_1 \to 7/2^{g,s,}$	3, 2(4)		1,4	1,4			
647,5	(n,n')	$4_3^+ \to 4_2^+$	9,9(4)	9(2)	4,2	4,2			
744,2	(n,n')	$6_1^+ \to 4_1^+$	$11 \ 7(4)$	6(1)	8,1	$7,\!6$			
749,1	(n,2n)	$2^+_1 \to 7/2^{g,s,}$	11,1(4)		6,4	6,1			
935,5	(n,n')	$4_1^+ \to 2_1^+$	32, 3(5)	34(3)	32,4	29,8			
1246,3	(n,n')	$5_1^+ \to 4_1^+$	5,9(4)	1,7(3)	2,8	2,7			
1333,6	(n,n')	$5_1^- \to 4_1^+$	25, 5(5)	25(3)	20,8	20,7			
1434,1	(n,n')	$2^+_1 \rightarrow 0^+_{g,s,}$	100	100	100	100			
1530,7	(n,2n)	$2_2^+ \to 2_1^+$	6,9(3)	6,6(9)	4,1	$4,\!5$			
1727,5	(n,n')	$2^+_3 \to 2^+_1$	5,0(3)	4,5(9)	2,5	2,5			
2038,2	(n,n')	$3_1^+ \to 2_1^+$	2, 3(4)	1,5(7)	1,5	$1,\!5$			
2337,4	(n, n')	$2^+_4 \to 2^+_1$	1,8(4)	2,1(9)	2,4	2,8			

4,2%.

Для самых интенсивных γ -переходов в ⁵²Cr с $E_{\gamma} = 935,5, 1333,6,$ 1434,1 и 1530,7 кэВ, были получены угловые распределения. На рис. 12 представлена угловая анизотропия γ -квантов измеренная в эксперименте TANGRA [9], которая сравнивается с другими экспериментальными данными.



Рисунок 12: Угловые распределения γ -квантов для переходов в 52Cr $(n, n'\gamma)$ $E_{\gamma} = 935.5$ кэВ (а), 1333.7 кэВ (б), 1434.1 кэВ (в) и 1530.7 кэВ (г). Круги – данные TANGRA [9], треугольники — данные [25], квадраты — данные [26]. Сплошная кривая — аппроксимация полученных данных полиномами Лежандра по формуле (26).

Таблица 6: Коэффициенты разложения по полиномам Лежандра a_2, a_4 для углового распределения γ -квантов, испускаемых в реакции 52 Cr $(n, n'\gamma)$ ⁵²Cr.

$E_{\gamma},$		a_2		a_4				
кэВ	TANGRA[7]	[26]	[25]	TANGRA[7]	[26]	[25]		
935.5	0.365 ± 0.029	0.31 ± 0.09	0.379	-0.084 ± 0.043	0.12 ± 0.12	0.153		
1333.7	0.125 ± 0.030	0.31 ± 0.09	0.476	0.144 ± 0.044	0.04 ± 0.12	0.249		
1434.1	0.158 ± 0.013	0.12 ± 0.08	0.173	-0.042 ± 0.018	0.04 ± 0.11	-0.077		
1530.7	-0.001 ± 0.092	0.12 ± 0.08		-0.07 ± 0.14	0.74 ± 0.18			

Полученные параметры угловых корреляций представлены в табл. 6 в сравнении с результатами [25] при $E_n = 14.2$ МэВ и работы [26] при $E_n = 14.6$ МэВ. Следует отметить, что в проведенном на TANGRA эксперименте удалось уменьшить неопределенность в получении коэффициентов углового распределения. Значения коэффициентов a_2 для всех γ -линий, кроме 1333.6 кэВ, находятся в хорошем соответствии между собой. Существенная неопределенность в значениях a_4 , полученных в работе [26], не позволяет обсуждать степень расхождения результатов вплоть до определения знака данного коэффициента.

3.2.3 Неупругое рассеяние нейтронов на железе

Для измерений на железе использовался порошок из химически чистого железа (⁵⁴Fe – 5,9%, ⁵⁶Fe – 91,8%, ⁵⁷Fe – 2,1%, ⁵⁸Fe – 0,3%) с плотностью 3,53 г/см³. Экспериментальные данные для сечений γ -переходов в спектрах конечных ядер, возникающих при взаимодействии с нейтронами ⁵⁶Fe приведены в таблице 7.

Большая часть выходов полученная в эксперименте TANGRA [10] для реакций на ⁵⁶Fe находится в хорошем согласии с данными работы [4], для многих выходов наблюдается совпадение в пределах погрешностей. Максимальная разница составляет 7,8% и соответствует второму по интенсивности переходу с энергией 1238,3 кэВ.

Для двух самых интенсивных переходов в 56 Fe с энергиями 847 и 1238 кэВ были получены угловые распределения γ -квантов. Сравнение данных TANGRA [10] с другими экспериментальными данными приведено на рисунке 13.

Расхождение между данными разных экспериментов невелико для γ-линии 847 кэВ в диапазоне углов 45° – 160°, при малых углах точки перекрываются в пределах ошибок, за исключением данных из [27].

Таблица 7: Характеристики γ -квантов, испускаемых в реакциях $(n, X\gamma)$ при взаимодействии ⁵⁶Fe с нейтронами с энергией около 14 МэВ (обозначения см. таблицу 4).

F [92]				Y	$\gamma, \%$	
$[L_{\gamma} [23],$	Реакция	$J_i^P \to J_f^P$	TANGRA	[4]	TALYS	TALYS
			[10]	[4]	(CC vib.)	(CC vib., fit)
кэВ			14,1 МэВ	14,5 МэВ	14,1 МэВ	14,1 МэВ
123,5	(n,p)	$5_1^+ \to 4_1^+$	6 ± 1		5.0	57
126,0	(n,d)	$7/2^1 \to 5/2^{g,s,}$			0,3	5,1
335,5	(n,p)	$3_1^+ \to 2_1^+$	2,2(8)		1,1	1,0
411,9	(n,2n)	$1/2^1 \to 3/2^1$	5, 3(7)	6,8(8)	6,4	6,3
477,2	(n,2n)	$7/2^2 \to 5/2^1$	4, 6(7)	6,4(9)	3,5	4,3
846,8	(n,n')	$2^+_1 \to 0^+_{g,s,}$	100	100	100	100
931,3	(n,2n)	$5/2^1 \to 3/2^{g,s,}$	12,0(8)	10,7(9)	17,4	17,5
1037,8	(n,n')	$4_2^+ \to 4_1^+$	8,2(8)	6,0(5)	6,5	6,5
1238,3	(n,n')	$4_1^+ \to 2_1^+$	43, 8(1, 1)	36,0(2)	48,6	48,3
1289,6	(n, α)	$7/2^1 \to 3/2^{g,s,}$	1,7(5)		1,7	1,7
1303,4	(n,n')	$6_1^+ \to 4_1^+$	9,2(6)	9,3(6)	9,4	9,6
1316,4	(n,2n)	$7/2^1 \to 3/2^{q,s,}$	5, 6(5)	6,8(8)	7,7	7,8
1670,8	(n,n')	$6_2^+ \to 4_1^+$	4,5(5)	6,9(7)	5,0	5,0
1810,8	(n,n')	$2^+_2 \to 2^+_1$	6,7(5)	4,8(6)	3,1	3,2
2113,1	(n,n')	$\overline{2^+_3 \to 2^+_1}$	2,5(7)	1,9(6)	1,9	1,8
2523,1	(n,n')	$2^+_4 \to 2^+_1$	2,5(8)	2,7(6)	1,0	1,5
2598,5	(n, n')	$3^+_1 \rightarrow 2^+_1$	3, 4(5)	4,5(6)	2,1	2,1



Рисунок 13: Угловые распределения γ -квантов для переходов в 56 Fe $(n, n'\gamma) E_{\gamma} = 847$ кэВ (а), 1238 кэВ (б). круги – данные TANGRA [10], треугольники – работа [27], квадраты – [25], полые круги – [28]. Сплошная кривая — аппроксимация полученных данных полиномами Лежандра по формуле (26).

Точки данных для γ -квантов с энергией 1238 кэВ из нашего эксперимента и данные из работ [27, 25, 28] близки друг к другу, за исключением

Таблица 8: Коэффициенты разложения по полиномам Лежандра a_2, a_4 для углового распределения γ -квантов, испускаемых в реакции 56 Fe $(n, n'\gamma)$ ⁵⁶Fe.

$E_{\gamma},$		a_2			a_4			
кэВ	TANGRA[10]	[27]	[25]	[28]	TANGRA[10]	[27]	[25]	[28]
846,8	$0, 13 \pm 0, 02$	$0,21 \pm 0.05$	0,36	0,09	$0,02 \pm 0,02$	$0,07\pm0.03$	-0,38	-0, 1
1238,3	$0,24 \pm 0,04$	$0,32 \pm 0,08$	0, 37	0,14	$0, 16 \pm 0, 06$	$0,16\pm0,08$	-0,23	-0, 1

двух точек данных из работы [27] под небольшими углами. Такое систематическое отклонение данных на 15° и 30° может быть следствием особенностей процедуры обработки данных в работе [27].

Сравнение коэффициентов углового распределения, приведённое в таблице 8, показывает существенное отклонение коэффициента a_2 для перехода с энергией 847 кэВ от других экспериментальных данных. Наши результаты близки к данным работы [27], но полученный коэффициент a_2 меньше, чем в работах [27, 25]. Наше приближение показывает, что коэффициент a_4 для этого перехода несущественен.

Для γ -перехода с энергией 1238 кэВ ситуация аналогичная. Наше значение a_2 меньше, чем в [27, 25], коэффициент a_4 для этого перехода несущественен по данным [25, 28] и важен по нашим данным.

3.2.4 Модельное описание выходов γ -квантов

Для корректного описания прямых процессов помимо значений параметров оптического потенциала важными являются предположения о механизмах возбуждения коллективных состояний в ядре и параметры деформации ядра.

Ядра ${}^{48}_{22}$ Ti, ${}^{52}_{24}$ Cr, ${}^{56}_{26}$ Fe являются чётно-чётными с фиксированным значением N - Z = 4, при этом у 52 Cr число нейтронов N = 28, что соответствует магическому числу. Магические свойства 52 Cr проявляются в повышенной, по сравнению с ⁴⁸Ti и ⁵⁶Fe, энергии возбуждения первого состояния 2_1^+ в ядерном спектре. Соответственно, значение отношений энергий для 4_1^+ и 2_1^+ состояний для ⁵²Cr заметно меньше, чем у двух других исследуемых изотопов: $E_{4^+}/E_{2^+}(^{48}\text{Ti}) \approx 2.33$, $E_{4^+}/E_{2^+}(^{52}\text{Cr}) \approx 1.65$, $E_{4^+}/E_{2^+}(^{56}\text{Fe}) \approx 2.46$. Сильное влияние оболочечных эффектов в ядрах 1f-оболочки не позволяет чётко соотнести спектр низколежащих состояний рассматриваемых изотопов с коллективными возбуждениями определённого типа.

Существенное значение для проведения модельных расчётов имеет корректный учёт деформации ядер. В программе TALYS 1.9 для первого возбуждённого состояния используются параметры квадрупольной деформации β_2 , рассчитанные в работе [29] из вероятности перехода $2_1^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$. Соответствующие значения для исследуемых изотопов составляют: $\beta_2(^{48}\text{Ti}) = 0.269 \pm 0.007, \beta_2(^{52}\text{Cr}) = 0.225 \pm 0.005, \beta_2(^{56}\text{Fe}) = 0.239 \pm 0.005.$ Такие же значения квадрупольной деформации, предлагаемые в TALYS по умолчанию, использовались в расчётах.

При расчётах в TALYS методом связанных каналов в случае вращательного возбуждения (CC rot.) первые три уровня ядерного спектра считаются частью одной вращательной полосы, в случае колебательного возбуждения (CC vib.) основное и первое возбуждённое состояния связываются через однофононное квадрупольное колебание.

В работе [8] проводилось сравнение влияния вариации подходов для описания прямых процессов в реакциях взаимодействия быстрых нейтронов с ⁴⁸Ti, ⁵²Cr и ⁵⁶Fe при неизменных значениях деформации и оптического потенциала для этих ядер. Параметры оптического потенциала для ⁴⁸Ti, ⁵²Cr и ⁵⁶Fe, используемые в TALYS 1.9 по умолчанию, приведены в таблице 9. Самой чувствительной характеристикой к изменению описания прямых процессов является дифференциальное сечение неупругого рассеяния нейтронов. Для ⁵⁶Fe использование подхода CC vib. в результате даёт несколько более близкие к эксперименту значение неупругого рассеяния нейтрона, поэтому было решено использовать это приближение вместо DWBA. Существенного расхождения значений γ -выходов, вычисленных в различных подходах для описания прямых реакций, не наблюдалось, поэтому было решено исследовать влияние изменения оптического потенциала на значения γ -выходов.

Таблица 9: Параметры оптического потенциала, задаваемого формулой 4, и подход для описания прямых процессов, используемые в TALYS 1.9. по умолчанию для взаимодействия ядер с нейтронами энергии 14,1 МэВ.

]	Парам	етры	TALY	S 1.9 п	о умо	лчани	ІЮ			
Ядро	Подход	V_V ,	W_V ,	r_V ,	a_V ,	$W_D,$	r_D ,	$a_D,$	$V_{SO},$	$W_{SO},$	$r_{SO},$	$a_{SO},$
		МэВ	МэВ	$\Phi_{\rm M}$	Φ_{M}	МэВ	Φ_{M}	$\Phi_{\rm M}$	МэВ	МэВ	Φ_{M}	$\Phi_{\rm M}$
⁴⁸ Ti	DWBA	47.25	1.20	1.19	0.67	5.58	1.28	0.53	5.45	-0.07	1.01	0.60
⁵² Cr	CC(rot.)	47.21	1.11	1.19	0.67	6.70	1.28	0.54	5.63	-0.07	1.01	0.60
⁵⁶ Fe	DWBA	47.91	1.03	1.19	0.66	7.67	1.28	0.53	5.55	-0.07	1.00	0.58
]	Подоб	ранны	ые пара	аметр	Ы				
Ядро	Подход	V_V ,	W_V ,	r_V ,	a_V ,	$W_D,$	r_D ,	$a_D,$	$V_{SO},$	$W_{SO},$	$r_{SO},$	$a_{SO},$
		МэВ	МэВ	$\Phi_{\rm M}$	Φ_{M}	МэВ	Φ_{M}	$\Phi_{\rm M}$	МэВ	МэВ	$\Phi_{\rm M}$	Φ_{M}
⁴⁸ Ti	DWBA	46.77	0.01	1.19	0.76	10.09	1.34	0.41	0.14	-1.82	1.99	1.56
⁵² Cr	CC(rot.)	46.21	0.45	1.21	0.61	7.48	1.23	0.54	6.63	-1.41	0.96	0.42
⁵⁶ Fe	CC(vib.)	44.63	0.17	1.20	0.66	7.59	1.25	0.60	5.53	-0.83	1.02	0.49

Для подбора параметров оптического потенциала использовалась процедура, аналогичная описанной в Разделе 3.1, для подгонки параметров потенциала использовались экспериментальные данные для дифференциальных сечений рассеяния нейтронов в реакциях (n, n_0) и (n, n_1) . Экспериментальные данные были взяты из работ [?, 31] для ⁴⁸Ti, [32, 33] для ⁵²Cr и [34, 35, 36] для ⁵⁶Fe. Полученные параметры оптического потенциала в выбранном подходе описания прямых реакций указаны в Таблице 9. Зависимость параметров оптического потенциала от T_n не изменялась и соответствует зависимости по умолчанию (см. таблицы 10–12 Приложения В). В отличие от ¹²С рассчитанные величины углового распределения рассеянных нейтронов на ⁴⁸Ti, ⁵²Cr и ⁵⁶Fe с использованием параметров TALYS 1.9 по умолчанию хорошо описывают экспериментальные результаты. Поэтому параметры оптического потенциала после применения процедуры подбора параметров изменились незначительно. Для ⁴⁸Ti изменение глубины ни одной из компонент не превысило 5,31 МэB, для ⁵²Cr и ⁵⁶Fe – 3,28 МэB. Можно отметить систематическое падение абсолютной величины мнимой (W_V) и реальной (V_V) частей объёмной компоненты и увеличение по модулю W_{SO} для всех изотопов.

Результаты модельных расчётов выходов γ -переходов для реакций на ⁴⁸Ti, ⁵²Cr и ⁵⁶Fe показаны в таблицах 4, 5, 7, соответственно. Различие между результатами с параметрами оптического потенциала, используемыми по умолчанию и с подобранным параметрами оказалась незначительной для всех рассмотренных изотопов. Результаты расчётов и экспериментальные данные по выходам у-линий в целом удовлетворительно согласуются между собой. В случае реакции на ⁴⁸Ті для переходов с $E_{\gamma} = 159, 4$ кэВ и $E_{\gamma} = 1312, 1$ кэВ рассчитанные значения отклоняются от экспериментальных не более чем на 7%. Разница между модельными и экспериментальными данными для наиболее интенсивных переходов с энергиями 1434.1, 935.5 и 1333.6 кэВ в ⁵²Сг, не превышает 5%, для малоинтенсивных переходов модельные и экспериментальные выходы могут отличаться до нескольких раз. Для $^{56}\mathrm{Fe}$ модельные выходы для малоинтенсивных переходов с $Y_i < 16\%$ систематически ниже измеренных величин, при этом выходы наиболее интенсивных переходов 1238,3 кэВ и 931,3 кэВ превышают измеренные результаты на величину до 12%.

Заметное различие выходов отдельных переходов возможно связано с неточностью данных по коэффициентам ветвления в используемых при расчётах базах данных по дискретным ядерным уровням.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Работа посвящена изучению реакций рассеяния нейтронов с энергией 14,1 МэВ на ядрах С, Ті, Сг, Fe. В Лаборатории Нейтронной Физики им. И.М.Франка Объединённого института ядерных исследований на базе установок коллаборации TANGRA с использованием метода меченных нейтронов были выполнены эксперименты по измерению характеристик вторичного γ -излучения на Ті, Сг и Fe, а также измерения угловых распределений нейтронов в реакции (n, n') на углероде. Эксперимент по исследованию угловых распределений γ -квантов был выполнен на установке «Ромаша», где использовалась конфигурация из BGO детекторов в кольцевой геометрии. Измерения выходов γ -переходов были произведены на установке с одним детектором из сверхчистого германия. Эксперимент по исследованию угловых распределений нейтронов, рассеянных на углероде, был выполнен на установке, использующей пластиковые детекторы, которые были расположенны на окружностях с образцом в центре.

Для модельного описания рассеяния быстрых нейтронов был использован программный код TALYS, с помощью которого было рассмотрено влияние различных параметров модели на качество воспроизведения экспериментальных данных.

В результате выполнения данной работы:

- Были произведены измерения углового распределения нейтронов с энергией 14,1 МэВ рассеянных на углероде. Полученные величины в целом хорошо согласуются с известными экспериментальными данными.
- На основе экспериментальных данных по дифференциальным сече-

ниям упругого рассеяния и неупругого рассеяния нейтронов с энергией 14,1 МэВ на углероде в согласованном подходе получена новая параметризация оптического потенциала, сделана оценка степени деформации ${}^{12}C_{g.s.}$ во вращательном приближении возбуждения уровней, определено соотношение вкладов прямых и компаундпроцессов в описание механизма данной реакции.

- С использованием метода меченных нейтронов были получены данные по угловым распределениям и выходам γ-квантов в реакциях нейтронов с энергией 14,1 МэВ на ⁴⁸Ti, ⁵²Cr, ⁵⁶Fe.
- На основе широкого набора экспериментальных данных из литературы по дифференциальным сечениям упругого рассеяния и неупругого рассеяния нейтронов с энергией около 14,1 МэВ была проведена корректировка параметров оптического потенциала в согласованных расчётах с использованием моделей составного ядра и прямых реакций в коде TALYS для ядер: ⁴⁸Ti, ⁵²Cr, ⁵⁶Fe.
- В целом модельные расчёты хорошо согласуются с экспериментальными данными, что говорит о высокой достоверности описания рассеяния нейтронов в области 14 МэВ.

Результаты магистерской диссертации изложены в трёх статьях [9, 11, 37], опубликованных в рецензируемых журналах, две статьи с результатами приняты в печать [8, 10]. Также результаты диссертации докладывались на конференциях «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине» (2019), «NUCLEUS – 2020. Nuclear physics and elementary particle physics. Nuclear physics technologies» (2020), «Ломоносов 2021» (2021).

Благодарности

Автор выражает благодарность Ю.Н. Копачу, Д.Н. Грозданову, Н.А. Фёдорову и всем остальным участникам коллаборации TANGRA за неоценимую помощь в выполнении данной работы, а также А.Л. Барабанова и Д.Е. Ланского за полезные обсуждения.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] Dashdorj, D and Mitchell, G and Becker, J and et al. Gammaray production cross sections in multiple channels for neutron-induced reaction on 48Ti for $E_n = 1$ to 200 MeV. // Nuclear science and engineering. – 2007. – Vol. 157, no. 1 – P. 65.
- [2] A. Olacel, F. Belloni, C. Borcea and et al. Neutron inelastic scattering measurements on the stable isotopes of titanium. // Physical Review C.
 - 2017. - Vol. 96, no. 1 - P. 014621.
- [3] L.C. Mihailescu and C. Borcea and A.J. Koning and A.J.M. Plompen. High resolution measurement of neutron inelastic scattering and (n,2n) cross-sections for 52Cr. // Nuclear Physics A. – 2007. – Vol. 786, no. 1 – P. 1-23.
- [4] A. Negret, C. Borcea, A. Plompen. Neutron inelastic scattering measurements for background assessment in neutrinoless double β decay experiments // Physical Review C. 2013. Vol. 88, no. 2. P. 027601.
- [5] A. P. D. Ramirez, J.R. Vanhoy, S.F. Hicks et al. Neutron scattering cross section measurements for Fe⁵⁶ // Physical Review C. - 2017. - Vol. 95, no. 6. - P. 064605.
- [6] A. J. Koning , S. Hilaire , M. Duijvestijn. Talys-1.0 // International Conference on Nuclear Data for Science and Technology / EDP Sciences. - 2007. - P. 211-214.
- [7] Д.Н. Грозданов, Н.А. Федоров, В.М. Быстрицкий и др. Измерение угловых распределений гамма-квантов в реакциях неупругого рассеяния нейтронов с энергией 14.1 МэВ на ядрах углерода и кислорода // Ядерная физика. — 2018. — Т. 81, № 5. — С. 548–554.

- [8] И. Д. Дашков, Н. А. Федоров, Д. Н. Грозданов и др. Моделирование рассеяния нейтронов с энергией 14 МэВ на ядрах титана, хрома и железа с помощью программы TALYS. // Известия Российской академии наук. Серия физическая (в печати).
- [9] Д.Н. Грозданов, Н.А. Федоров, Ю.Н. Копач и др. Измерение выходов и угловых распределений γ-квантов, образующихся при взаимодействии нейтронов с энергией 14.1 МэВ с ядрами хрома. // Ядерная физика. — 2020. — Т. 83, № 3. — С. 200–207.
- [10] N. A. Fedorov, D. N. Grozdanov, Yu. N. Kopatch, et al. Study of 14.1 MeV neutrons inelastic scattering on iron. // Eur. J. of Phys. A (to be published).
- [11] И.Д. Дашков, Н. А. Федоров, Д. Н. Грозданов и др. Изучение взаимодействия нейтронов с энергией 14 МэВ с ядрами С, Mg, Cr. // Ученые записки физического факультета Московского Университета. — 2020. — № 2. — С. 2020204.
- [12] Н.А. Федоров, Д.Н. Грозданов, Ю.Н. Копач и др. Измерение выходов и угловых распределений γ-квантов, образующихся при взаимодействии нейтронов с энергией 14.1 МэВ с ядрами магния // Известия Российской академии наук. Серия физическая. — 2020. — Т. 84, № 4. — С. 480–486.
- [13] Н.А. Федоров, Т.Ю. Третьякова, В.М. Быстрицкий и др. Исследование неупругого рассеяния нейтронов на ядрах ²⁷Al. // Ядерная физика. — 2019. — Т. 82, № 4. — С. 297–304.
- [14] Neutron generators for analysis of substances and materials. ING-27 gas-filled neutron tube based neutron generator of VNIIA. – www.vniia.ru/eng/production/incl/prospekt/element/eng.pdf.

- [15] О.Ф. Немец, Ю.В. Гофман. Справочник по ядерной физике. Киев, Наукова думка, 1975.
- [16] Описание ADCM-16. http://afi.jinr.ru/ADCM16-LTC.
- [17] A. J. Koning, J. P. Delaroche. Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV // Nucl. Phys. A. - 2003. - Vol. 713. - P. 231-310.
- [18] G. Börker, W. Mannhart, B. Siebert. Elastic and inelastic neutron scattering on carbon-12 // Nuclear Data for Science and Technology / Springer. — 1992. — P. 317–319.
- [19] Baba M., Matsuyama S., Fujisawa M. et al. Application of post acceleration beam chopper for neutron emission cross section measurements. JAERI-M-90-025. Tohoku Univ., Sendai (Japan) 1990.
- [20] Muñoz-Britton T. The search for the 2⁺ excitation of the ¹²C Hoyle state using the ¹²C(¹²C,¹²C [3α])¹²C reaction : Ph. D. thesis / T. Muñoz-Britton ; University of Birmingham. - 2011.
- [21] D.M. Brink, H. Friedrich, A. Weiguny, C.W. Wong. Investigation of the alpha-particle model for light nuclei // Physics Letters B. — 1970. —Vol. 33, no. 2. — P. 143–14.
- [22] B. A. Benetskii and I. M. Frank. Angular correlation between gamma rays and 14-mev neutrons scattered inelastically by Carbon.// JETP.– 1963. – Vol. 17.–P. 309.
- [23] Evaluated nuclear structure data file search and retrieval. The National Nuclear Data Center. https://www.nndc.bnl.gov.
- [24] Status of experimental and evaluated discrete γ -ray production at $E_n = 14.5$ MeV. final report of research contract 7809/RB, performed

under the CRP on measurement, calculation and evaluation of photon production data: Rep. / International Atomic Energy Agency ; Executor: S.P. Simakov, A. Pavlik, H. Vonach, S. Hlavâc. 1998.

- [25] U. Abbondanno, R. Giacomich, M. Lagonegro, G. Pauli. Gamma rays resulting from nonelastic processes of 14.2 MeV neutrons with sodium, magnesium, silicon, sulphur, titanium, chromium and iron // Journal of Nuclear Energy. — 1973. — Vol. 27, no. 4. — P. 227–239.
- [26] P. Obložinský, S. Hlaváč, G. Maino , A. Mengoni. Gamma-ray production from 52Cr(n, xγ) reactions at 14.6 MeV // Il Nuovo Cimento A. - 1992. - Vol. 105, no. 7. - P. 965–985.
- [27] A.P. Dyagterev, Yu.E. Kozyr, G.A. Prokopec. Proceedings of the 4th All-Union Conference on Neutron Physics, Kiev edited by L.N. Usachev, Vol. 2 (Atominform, Moscow) 1977.
- [28] J. Lachkar, J. Sigaud, Y. Patin, G. Haouat. Gamma-ray-production cross sections for the 56Fe (n, n'γ) reaction from 2.5-to 14.1-MeV neutron energies // Nuclear Science and Engineering. — 1974. — Vol. 55, no. 2. — P. 168–187.
- [29] Raman S., Nestor Jr C., Tikkanen P. Transition probability from the ground to the first-excited 2+ state of even-even nuclides // Atomic Data and Nuclear Data Tables. - 2001. - Vol. 78, no. 1. - P. 1-128.
- [30] Excitation of collective states of some medium nuclei by 14 mev neutrons
 / BE Leshchenko, ME Gurtovoj, AS Kukhlenko, VI Strizhak // Yadern.
 Fiz. 1972. Vol. 15, no. 1. P. 10–17.
- [31] Determination of differential elastic and inelastic and double-differential neutron scattering cross sections of elemental titanium at energies

between 7.93 MeV and 14.72 MeV: Rep. CM-P00061940; Executor: D. Schmidt, R. Xichao, W. Mannhart. 2006.

- [32] Double-differential and angle integrated emission spectra at 14.1 MeV for berillium and natural cromium: Rep. 87-03 / Osaka Univ., OKTAVIAN Reports; Executor: Y.Sasaki H.Sugimoto A.Takahashi, E.Ichimura. 1987.
- [33] Differential cross sections of neutron scattering on elemental chromium at energies between 8.0 mev and 14.8 MeV: Rep. Physikalisch-Technische Bundesanstalt; Executor: D. Schmidt, W. Mannhart. 1998.
- [34] Double, single differential neutron emission and total cross sections at 14.1 MeV for B-10, B-11 and Bi-209: Rep. 92-01 / Osaka Univ., OKTAVIAN Reports; Executor: F.Maekawa H.Sugimoto A.Takahashi, Y.Sasaki. 1992.
- [35] Elastic and inelastic neutron scattering on elemental iron: Rep. 20
 / Physikalisch-Technische Bundesanstalt; Executor: D. Schmidt, W. Mannhart, H. KLEIN, R. Nolte. 1994.
- [36] S.M. El-Kadi, C.E. Nelson, F.O. Purser et al. Elastic and inelastic scattering of neutrons from 54, 56Fe and 63, 65Cu:(I). Measurements from 8 to 14 MeV and a spherical optical model analysis // Nuclear Physics A. - 1982. - Vol. 390, no. 3. - P. 509-540.
- [37] N.A. Fedorov, I.D. Dashkov, D.N. Grozdanov et al. Investigation of 14.1 MeV neutrons interaction with C, Mg, Cr // Indian Journal of Pure and Applied Physics. – 2020. – Vol. 58., no. 5. – P. 358.
- [38] G. R. Satcler. Angular Distribution of Nuclear Reaction Products. //Phys. Rev. -1956 -vol. 104. -P. 1198

- [39] N.A. Fedorov. Characterization of "TANGRAsetup Multi-detector Gamma-ray Spectrometer "Romashka". // Final report of the summer student program. Summer student program at JINR - 2016.
- [40] W. Hauser, Y. Feshbach. The Inelastic Scattering of Neutrons. //Phys. Rev. -1952. -vol. 87. -P. 366.
- [41] Давыдов А.С. Теория атомного ядра. Физматгиз. М. 1958.
- [42] H. Feshbach, C. E. Porter, V. F. Weisskopf. Model for Nuclear Reactions with Neutrons. //Phys. Rev. -1954. -vol. 96. -P. 448.
- [43] F. Perey, B. Buck. A non-local potential model for the scattering of neutrons by nuclei. //Nucl. Phys -1961. -vol. 32. -P. 353.
- [44] B. Buck, R. N. Maddison, P. E. Hodgson. Optical model analysis of nuclear scattering. //Phil. Mag. -1960. -vol. 5. -P. 1181.
- [45] И. С. Шапиро. Оптическая модель ядра в свете современных данных. // УФН –1961. –т. 75. –стр. 61.
- [46] M. Thumm, H. Lesiecki, G. Mertens et.al. Resonance effects in elastic and first excited level inelastic neutron scattering on ¹²C from 15.0 to 18.25 MeV. // Nucl. Phys. A. –1980. –vol. 344. –P. 446.
- [47] F. Perey. SPI-GENOA: An Optical Model Code, Unpublished, 1975.
- [48] http://www.oecd-nea.org/tools/abstract/detail/nesc9872/.
- [49] http://www.talys.eu/.
- [50] J.D. Anderson, C.C. Gardner, J. W. McClure, M. P. Nakada, C. Wong. Inelastic Scattering of 14-Mev Neutrons from Carbon and Beryllium. // Phys. Rev. -1958. -vol. 111. -P. 572.

- [51] J. Benveniste, A. C. Mitchell, C. D. Schrader, J. H. Zenger. Gamma rays from the interaction of 14-MeV neutrons with Beryllium. // Nucl. Phys. -1960. -vol. 19. -P. 448.
- V.M. D.N. Grozdanov [52] Yu.N. Kopatch, Bystritsky, et.al. Angular correlation of gamma-rays in the inelastic scattering of 14.1MeV neutrons Carbon. ISINN-23 on proceedings. http://isinn.jinr.ru/proceedings/isinn-23/pdf/Kopatch.pdf
- [53] D. Spaargaren, C.C. Jonker. Angular correlations in inelastic neutron scattering by Carbon at 15.0 MeV. Nucl. Phys. A. –1971. –vol. 161. –P. 354.
- [54] E. Sheldon, P. Gantenbein. Computation of Total, Differential and Double-Differential Cross Sections for Compound Nuclear Reactions of the Type (a,b,γ) and (a,b,γ - γ). //Z. Phys. -1967. -vol. 18. -P. 397.
- [55] G. R. Satchler. Gamma Radiation following the Surface Scattering of Nucleons. //Proc. Phys. Soc. A –1955. –vol. 68. –P. 1037.
- [56] C. A. Levinson, M. K. Banerjee. Direct interaction theory of inelastic scattering. Part I. // Annals of Physics. -1957. -vol. 2. -P. 471.
- [57] A. B. Clegg, G. R. Satchler. Gamma-rays from inelastic scattering of high energy nucleons. Nucl. Phys. -1961. -vol. 27. -P. 431.
- [58] V Valkovic. 14 MeV Neutrons. Physics and Applications. CRC Press. New York. 2015.
- [59] Д. Джексон. Классическая электродинамика. Мир. М. 1965.
- [60] Д. Блатт, В. Вайскопф. Теоретическая ядерная физика. Издательство иностранной литературы. М. 1954.

- [61] E.Sheldon. Angular correlations in inelastic nucleon scattering. Rev. Mod. Phys. -1963. -vol. 35. -P. 795.
- [62] A.J. Koning, J.P. Delaroche. Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV. Nucl. Phys. A. -2003. -vol. 713. -P. 231.

Приложение. Параметры оптического потенциала для ${\rm ^{48}Ti},~{\rm ^{52}Cr},~{\rm ^{56}Fe}$

Таблица 10: Набор параметров оптической модели, используемой по умолчанию в TALYS 1.9 для расчётов взаимодействия нейтрона с ⁴⁸Ti.

Параметр	Значение	Параметр	Значение	Параметр	Значение
r_v	1.185	r_{vd}	1.267	r_{vso}	1.010
a_v	0.671	a_{vd}	0.53	a_{vso}	0.60
v_1	56.2	v_2	0.0071	v_3	0.00002
w_1	13.2	w_2	76.0		
d_1	12.6	d_2	0.0226	d_3	13.40
v_{so1}	6.0	v_{so2}	0.0040		
$ w_{so1} $	-3.1	w_{so2}	160.0		

Таблица 11: Набор параметров оптической модели, используемой по умолчанию в TALYS 1.9 для расчётов взаимодействия нейтрона с $^{52}\mathrm{Cr.}$

Параметр	Значение	Параметр	Значение	Параметр	Значение
r_v	1.190	r_{vd}	1.282	r_{vso}	1.010
a_v	0.667	a_{vd}	0.535	a_{vso}	0.600
v_1	56.2	v_2	0.0071	v_3	0.00002
w_1	12.8	w_2	78.0		
d_1	13.6	d_2	0.0214	d_3	11.0
v_{so1}	6.2	v_{so2}	0.0040		
w_{so1}	-3.1	w_{so2}	160.0		

Таблица 12: Набор параметров оптической модели, используемой по умолчанию в TALYS 1.9 для расчётов взаимодействия нейтрона с $^{56}{\rm Fe}.$

Параметр	Значение	Параметр	Значение	Параметр	Значение
r_v	1.186	r_{vd}	1.282	r_{vso}	1.000
a_v	0.663	a_{vd}	0.532	a_{vso}	0.580
v_1	56.8	v_2	0.0071	v_3	0.00002
w_1	13.0	w_2	80.0		
d_1	15.3	d_2	0.0211	d_3	10.9
v_{so1}	6.1	v_{so2}	0.0040		
w_{so1}	-3.1	w_{so2}	160.0		