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

Физический факультет

Кафедра физики элементарных частиц

### КУРСОВАЯ РАБОТА

# ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ИЗЛУЧЕНИЯ $\gamma$ -КВАНТОВ ОТДЕЛЬНЫХ ЭНЕРГИЙ ЯДРАМИ ТИТАНА И КИСЛОРОДА ПОД ДЕЙСТВИЕМ НЕЙТРОНОВ ЭНЕРГИИ 14.1 МЭВ

Выполнила студентка 216 группы Аверкина Алиса Юрьевна

Научный руководитель Климочкина Анна Александровна, к. ф-м. н., старший преподаватель Научный консультант Федоров Никита Александрович, к. ф-м. н.

Москва – 2025

# Оглавление

# Содержание

Bı	зеден	ие	3							
Гл	ава 1	. Постановка эксперимента	6							
	1.1 ]	Метод меченых нейтронов	6							
1	Проведение эксперимента									
	1.1	Экспериментальная установка	9							
	1.2	Источник быстрых нейтронов	10							
	1.3	Детектирующая система	12							
	1.4	Система сбора данных	15							
	1.5	Процедура выполнения эксперимента	16							
2	Методика обработки данных									
	2.1	Анализ импульсов (осциллограмм)	17							
	2.2	Анализ временных и энергетических спектров	18							
	2.3	Анализ спектров	20							
	2.4	Обработка данных для образца ТіO $_2$	22							
3	Резу	льтаты	24							
4 Список литературы										

#### Введение

Характеристики нейтрон-ядерных реакций востребованы для решения как фундаментальных, так и прикладных задач. Так, для создания нового (Gen IV) ядерных энергетических установок требуется точное знание сечений реакций, индуцированных нейтронами, особенно неупругого рассеяния и (n,2n)реакций, поскольку непосредственно они влияют на значение коэффициента критичности ядерных реакторов. Неупругое рассеяние играет важную роль в замедлении нейтронов, тогда как (n,2n)-реакции важны из-за умножения нейтронов и образования новых изотопов в активной зоне реактора. Многие современные требования к измерениям неупругого рассеяния и (n,xn)-реакций предполагают общую погрешность менее 5%.

Также важной задачей является мониторирование потоков быстрых нейтронов, и реакция  $(n,x\gamma)$  с хорошо известным сечением может быть с успехом применена для ее решения. Однако, стандарты ядерных реакций до сих пор его не включают.

Для решения этой проблемы в настоящей работе в рамках проекта TANGRA рассматривались характеристики  $\gamma$ -квантов, излучаемых продуктами ядерных реакций, проходящих под действием нейтронов с энергией 14,1 МэВ на ядрах титана и кислорода.

Перспективным кандидатом на роль стандарта для быстрых нейтронов является реакция  $(n, n'\gamma)$  на <sup>48</sup>Ti (в которой нейтрон взаимодействует с ядроммишенью, возбуждает его, а затем ядро испускает гамма-квант, возвращаясь в основное состояние).

Первые измерения дискретных  $\gamma$ -лучей от титана, излучаемых в реакции с нейтронами, были проведены в конце 1950-х годов в Физико-Энергетическом институте (ФЭИ) А. Андросенко, Д. Бродером и их коллегами.

Они использовали:

- Нейтронный источник D(d,n) для генерации нейтронов с энергией 3 МэВ
- Кольцевой образец титана (Ti)
- Детектор NaI для регистрации  $\gamma$ -лучей

Использование реакции  $^{48}{\rm Ti}~(n,n'\gamma)$  в качестве стандарта имеет следующие преимущества:

 Большое сечение, постоянное в широком диапазоне энергий налетающих нейтронов(то есть оно имеет не резонансный характер), как показзано на рисунке 1.



Рис. 1: Сечение реакций <sup>48</sup>Ti $(n, n'\gamma_{984})$  и <sup>48</sup>Ti $(n, n_1)$  в диапазоне энергий от порога реакции  $(n, n_2)$  2.344 МэВ до 18 МэВ. Символы — экспериментальные данные, измеренные путём детектирования дискретных  $\gamma$ -лучей (закрашенные) и нейтронов (незакрашенные). Данные  $(n, n'\gamma_{984})$ , вычисленные из исходных данных  $(n, n_1)$ , представлены закрашенными и незакрашенными символами. Оригинальные данные Olacel[7] <sup>48</sup>Ti $(n, n'\gamma_{984})$  и данные после вычитания вклада <sup>49</sup>Ti $(n, 2n\gamma_{984})$  показаны незакрашенными и закрашенными символами соответственно. Сплошная красная кривая — оцененное сечение из ENDF/B-VIII.0.

- Титан распространенный конструкционный материал
- Высокая природная распространённость <sup>48</sup>Ti (73,72%)

Таблица	1: Изо	топный	состав	природного	титана
---------	--------	--------	--------	------------	--------

Изотоп	Содержание, %
<sup>48</sup> Ti	73,72
<sup>49</sup> Ti	5,41
<sup>50</sup> Ti	5,18
<sup>47</sup> Ti	7,44
<sup>46</sup> Ti	8,25

- Также стоит отметить следующее: на рисунке 2 приведена схема уровней ядра <sup>48</sup>Ti. На уровень с энергией 983.5 кэВ наблюдается больше всего переходов, и с этого уровня ядро уже переходит в основное состояние. Его мультипольность Е2. Переходы с более высоких уровней (например, 4+→2+) тоже Е2, но их интенсивность меньше из-за:
  - Каскадной природы: распад идёт в два этапа(например, 4+→2+→0+). Причиной такого каскадного излучения гамма-квантов является зависимость вероятности γ-переходов от мультипольности J перехода. Из различных возможных γ-переходов с мультипольностью J, удовлетворяющей правилам отбора |J1 - J2| < J < |J1 + J2|, реализуется переход с минимальным возможным значением J.
  - Меньшей населённости уровня 4+. То есть вероятность того, что ядро окажется в данном энергетическом состоянии после ядерной реакции меньше.
  - Конкуренции с другими каналами распада.

Поэтому переход с уровня с энергией 983.5 кэВ в основное состояние. является самым интенсивным.



Рис. 2: Упрощенная схема уровней ядра <sup>48</sup>Ti. Наблюдаемые переходы показаны сплошными линиями. Пунктирная линия используется для показа известных переходов, которые не наблюдались, но были учтены в процедуре анализа данных или для показа уровней без, или с неизвестным вкладом  $\gamma$ -излучения в работе [7].

С учетом описанного выше, выполнение эксперимента по исследованию  $\gamma$ -квантов, испускаемых продуктами реакций, идущих под действием быстрых нейтронов на ядрах Ті представляется актуальной научной задачей.

#### Глава 1. Постановка эксперимента

#### 1.1 Метод меченых нейтронов

Метод меченых нейтронов (ММН), разработанный ещё в 60-х годах XX века[8], основан на регистрации ядерного γ-излучения, возникающего в результате неупругого взаимодействия нейтронов с ядрами исследуемого вещества, в совпадениях с α-частицами, рождающимися совместно с нейтронами в бинарной реакции слияния дейтрона и тритона.

$$d + T \to n + \alpha + Q$$

Исходя из закона сохранения импульса можно сделать вывод, что в системе центра масс продукты реакции разлетаются в противоположных направлениях. В системе центра масс (ЦМ) суммарный импульс до реакции равен нулю:

$$\mathbf{p}_d + \mathbf{p}_T = 0$$

После реакции импульсы продуктов (*α*-частицы и нейтрона) должны компенсировать друг друга:

$$\mathbf{p}_{\alpha} + \mathbf{p}_{n} = 0 \quad \Rightarrow \quad \mathbf{p}_{\alpha} = -\mathbf{p}_{n}$$

Энерговыделение Q в реакции возникает из-за разницы масс между исходными ядрами и продуктами реакции.

$$\Delta m = (m_d + m_T) - (m_\alpha + m_n)$$
  
= (1875.612 + 2808.921) - (3727.379 + 939.565)  
\approx 17.6 M3B/c^2

Таким образом, энерговыделение:

$$Q = \Delta m \cdot c^2 = 17.6 \,\mathrm{M}$$
эВ

Запишем закон сохранения энергии:

$$E^{d}_{\text{кин.}} + E^{T}_{\text{кин.}} + Q = E^{\alpha}_{\text{кин.}} + E^{n}_{\text{кин.}}$$

Из ЗСИ, ЗСЭ, импульсной диаграммы получаем формулу для кинетической энергии продуктов реакции (a+A=b+B):

$$T_{b} = \frac{m_{a}m_{b}T_{a}}{(m_{b} + m_{B})^{2}} \left(\cos\theta_{b} \pm \sqrt{\cos^{2}\theta_{b} + \frac{(m_{b} + m_{B})\left[(m_{B} - m_{a})T_{a} + m_{B}Q\right]}{m_{a}m_{b}T_{a}}}\right)^{2}$$

Для кинетической энергии частицы *b* в системе центра инерции справедливо соотношение:

$$T'_b = \frac{M_B}{M_B + M_b} \left( \frac{M_A T_a}{M_a + M_A} + Q \right) = \frac{M_B}{M_b} T'_B$$

Тогда, перейдя к прежним обозначениям, получим значения кинетических энергий.

$$\frac{E_{\text{кин.}}^n}{E_{\text{кин.}}^\alpha} = \frac{m_\alpha}{m_n} \approx 3.967$$

$$d + t \to n (14.1 \,\mathrm{M}\mathfrak{s}\mathrm{B}) + \alpha (3.5 \,\mathrm{M}\mathfrak{s}\mathrm{B})$$

Таким образом, регистрируя  $\alpha$ -частицы позиционно-чувствительным детектором, мы можем оценить направление движения конкретных нейтронов, а также с высокой точностью определить количество нейтронов, попавших в исследуемый образец.

Это позволяет получить:

- временную привязку к моменту рождения нейтрона,
- оценку направления его движения,

Блок-схема типичного эксперимента с использованием ММН приведена на Рис. 3. В состав установки входит источник нейтронов - нейтронный генератор со встроенным в нейтронную трубку позиционно чувствительным (пиксельным)  $\alpha$ -детектором. Вторичные излучения регистрируются системой  $\gamma$ или нейтронных детекторов. Сигналы как с  $\alpha$ -детектора, так и  $\gamma$ - или нейтронных детекторов поступают на входы аналогово-цифровых преобразователей, после чего передаются в ЭВМ для дальнейшей обработки в виде осциллограмм. Из них определяются времена прихода импульсов( $T_{\gamma}$  и  $T_{\alpha}$ ), которые затем используются для отбора полезных событий.



Рис. 3: Блок-схема эксперимента с использованием ММН

### 1. Проведение эксперимента

#### 1.1 Экспериментальная установка

С целью измерения сечений  $\gamma$ -квантов, испускаемых в нейтрон-ядерных реакциях, в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ была разработана и запущена установка «TANGRA» (TAgged Neutrons and Gamma RAys). Задачей одноименного проекта является детальное изучение реакций, происходящих под действием нейтронов с энергией около 14,1 МэВ. Схема установки приведена на Рисунке 4:



Рис. 4: Схема экспериментальной установки: 1 – нейтронный генератор ИНГ-27, 2,3 – двухкомпонентный коллиматор,4 – исследуемый образец, 5 – НРGе детекторы (2 шт.), 6 – LaBr детекторы (4 шт.).

Взаимное расположение элементов установки было оптимизировано с по-

мощью моделирования методом Монте-Карло, исходя из следующих соображений:

- Площадь мишени должна перекрывать все пучки меченых нейтронов и расстояние от мишени до детекторов должно быть минимальным, но обеспечивающим разделение *γ*-квантов и нейтронов по времени пролета.
- Коэффициент подавления нейтронов в коллиматоре должен быть максимально возможным, причем пучки меченых нейтронов не должны попадать в коллиматор.
- Число вторичных *γ*-квантов, образующихся при взаимодействии нейтронов с материалами защиты и фиксируемых детекторами необходимо минимизировать
- Нейтронная доза, накопленная германиевыми детекторами, должна быть минимальной, чтобы избежать их деградации.

## 1.2 Источник быстрых нейтронов

Источником быстрых нейтронов, используемым в экспериментах проекта

«ТАNGRА», является компактный нейтронный генератор ИНГ-27 (производства ВНИИА им. Н.Л. Духова), внутри которого находится необслуживаемая герметичная нейтронная трубка, включающая в себя ионный источник, генерирующий дейтроны, ускоритель дейтронов, обогащенную тритием мишень и позиционно-чувствительный *α*-детектор.



Рис. 5: Схема нейтронного генератора ИНГ-27



Рис. 6: Схема нейтронной трубки. 1 – газовый резервуар, 2 – магнитная фокусирующая система, 3 – анод ионного источника, 4 – катод ионного источника, 5,6 – фокусирующая система, 7 – тритиевая мишень.

В генераторе, применяемом на обсуждаемой установке, используется детектор *α*-частиц, состоящий из 9 пикселей.

Параметры генератора ИНГ-27:

- Интенсивность потока нейтронов:  $(2.5 5.0) \times 10^7 \ \mathrm{c}^{-1}$
- Активность тритиевой мишени:  $7.4 \times 10^{11}$  Бк
- Ускоряющее напряжение: 30 90 кВ

Совокупность параметров нейтронного генератора ИНГ-27 позволяет использовать его в качестве источника меченых нейтронов в различных промышленных приборах и досмотровых комплексах. Энергия быстрых нейтронов в пучке зависит от напряжения на ускорителе дейтронов и, согласно моделированию, лежит в диапазоне от 14.0 до 14.3 МэВ, при этом центроиду распределений соответствуют значения (14.10-14.15) МэВ. Нормированные расчетные спектры меченых нейтронов приведены на Рисунке 7.



Рис. 7: Расчетные спектры нейтронов для ускоряющих напряжений 40 (A), 60 (Б) и 83 кВ (В). Нормировка выполнена на максимумы спектров.

#### 1.3 Детектирующая система

Наилучшим энергетическим разрешением обладают детекторы из сверхчистого германия (HPGe), поэтому они лучше всего подходят для измерения выходов малоинтенсивных  $\gamma$ -линий. Они позволяют разделять близко расположенные  $\gamma$ -линии, которые другие детекторы не различают.

НРGе-детектор представляет собой полупроводниковый диод с p-n переходом, его схема показана на Рисунке 8.

Гамма-излучение вызывает ионизацию чувствительного объема, в результате чего в нем возникают электронно-дырочные пары – носители зарядов, что приводит к протеканию импульса тока через детектор.

Сверхчистый германий имеет малую ширину запрещенной зоны (0,66 эВ) что приводит к высокой вероятности тепловой генерации неосновных носителей заряда. Соответственно HPGe детекторы должны эксплуатироваться при низкой температуре (77 К, что соответствует охлаждению жидким азотом).



Рис. 8: Структура НРGе-детектора.

На Рисунке 9 представлена схема реального HPGe детектора GMX60P4-83 (производства ORTEC), используемого в обсуждаемой установке. Центральный медный электрод также выполняет роль термоинтерфейса, обеспечивая охлаждение детектора. Для минимизации поглощения  $\gamma$ -излучения входное окно детектора выполнено из бериллия, что позволяет исследовать низкоэнергетические  $\gamma$ -переходы с энергиями в десятки кэВ.



Рис. 9: Схема германиевого детектора. 1 – кристалл сверхчистого германия (HPGe), 2 – медный электрод, 3 – корпус криостата, 4 – бериллиевое окно толщиной 0.5 мм, 5 – алюминиевое окно толщиной 0.03 мм, 6 – корпус детектора.

Сцинтилляционные детекторы на основе кристаллов бромида лантана (LaBr) используются для измерения угловых распределений  $\gamma$ -излучения. Чувствительный элемент этого прибора – активированный церием монокристалл бромида лантана, помещен в герметичный корпус совместно с фотоэлектронным умножителем. Схема этого детектора приведена на Рисунке 10.



Рис. 10: Схема LaBr детектора. 1 – LaBr<sub>3</sub>(Се) кристалл, 2 – алюминиевый корпус детектора, 3 – магнитный экран, 4 – ФЭУ-трубка Hamamatsu R10233.

Разницу в энергетическом разрешении НРGe и LaBr детекторов можно объяснить тем, что в результате взаимодействия  $\gamma$ -излучения с веществом детектора образуется счетное количество сцинтилляционных фотонов, или, в случае с германиевым детектором, электронно-дырочных пар, которое флуктуирует как  $\sqrt{N}$ , где N – количество вторичных частиц, посредством которых осуществляется регистрация излучений. Относительная ошибка N будет равна  $\frac{1}{\sqrt{N}}$ . Значит, дисперсия пика на энергетическом спектре  $\sigma^2$  пропорциональна  $\frac{1}{N}$ .



Рис. 11: Суммарный спектр, полученный наложением спектра HPGe(синий) и LaBr(красный) детекторов.

## 1.4 Система сбора данных

В экспериментах TANGRA для сбора данных используются полностью цифровые системы (т.н. дигитайзеры). Они представляют из себя сборку из аналогоцифровых преобразователей, тактируемых с помощью одного высокостабильного генератора, фиксирующую измеренные значения напряжения, которые с помощью управляющей электроники сохраняются в промежуточной памяти вместе с временной привязкой, математически обрабатываются и передаются на ПК через интерфейс USB 3.0 для дальнейшей обработки.



Рис. 12: Система сбора данных ЦРС-32.

#### 1.5 Процедура выполнения эксперимента

К облучаемым образцам предъявляются два противоречивых требования: с одной стороны, они должны быть достаточно крупными для того, чтобы использовать как можно больше меченых пучков, а, с другой стороны, увеличение размеров образца приводит к увеличению вклада поглощения и перерассеяния γ-лучей в наблюдаемое угловое распределение.

В эксперименте используется образец, представляющий из себя контейнер из полиэтилена, заполненный порошком исследуемого вещества. Он имеет внутренние размеры  $22 \times 20 \times 4$  см<sup>3</sup> поперек пучков, толщина образца подбираются исходя из соображений максимизации скорости набора статистики при сохранении приемлемого уровня поглощения  $\gamma$ -излучения. Использованный в данной работе образец имеет следующие параметры:

• TiO<sub>2</sub>: плотность 0,878 г/см<sup>3</sup>, толщина 4 см.

С помощью ММН можно эффективно разделять полезные и фоновые события, возникающие из-за реакций в среде на достаточном удалении от образца. Тем не менее, из-за ограниченного временного разрешения системы выделение событий, возникающих в непосредственной близости от образца, оказывается затруднительным. Для преодоления этой проблемы выполняется отдельное измерение с пустым контейнером, результаты которого впоследствии используются для учета влияния ближайшего окружения образца на получаемые спектры.

#### 2. Методика обработки данных

Использование ММН оказывает существенное влияние на технику анализа экспериментальных данных. Ее можно разделить на следующие этапы:

- 1. Анализ импульсов (осциллограмм).
- 2. Подготовительный: энергетическая калибровка детекторов.
- 3. Выделение временных окон, соответствующих реакциям в образце.
- 4. Вычитание фона случайных совпадений.

- Вычитание скоррелированного фона, полученного при измерениях без образца.
- 6. Выполнение временной калибровки.
- 7. Построение энергетических спектров внутри временных окон.
- Обработка энергетических спектров: получение площадей пиков, применение поправок на самопоглощение и рассеяние γ-квантов и нейтронов веществом образца, вычисление сечений.

Вопросы вычисления поправок методом Монте-Карло, анализ осциллограмм и калибровка в данной работе не рассматриваются, они достаточно подробно описаны в [1]. Обработка спектров описывается далее на примере измерения с образцом TiO<sub>2</sub>.

Для анализа данных в проекте TANGRA используется ПО, написанное на основе ROOT, широко использующее его возможности по хранению, визуализации и аппроксимации данных.

#### 2.1 Анализ импульсов (осциллограмм)

В эксперименте TANGRA обработка данных, по сути, начинается во время их накопления: импульсы, приходящие с детекторов, оцифровываются, определяются их амплитуды и времена прихода. Пример того, как выглядит оцифрованный импульс, приведен на Рис. 13

Используемые нами программы анализа данных определяют разницу во времени между приходом стартового(срабатывание пикселя  $\alpha$ -детектора) и стоповых(импульсы с  $\gamma$ -детектора) сигналов и заполняют соответствующие каждой комбинации «меченый пучок – детектор» гистограммы (спектры).



Рис. 13: Система сбора данных ЦРС-32.

#### 2.2 Анализ временных и энергетических спектров

Для выделения событий, соответствующих реакциям в образце, мы используем энерговременные спектры (двумерные время-амплитудные спектры) гистограммы, на которых по оси абсцисс отложена энергия, а по оси ординат — разница во времени между регистрациями  $\alpha$ -частицы и  $\gamma$ -кванта. Рассмотрим спектр такого типа с названием h\_0\_0. Здесь первый индекс (0) соответствует номеру пикселя  $\alpha$ -детектора (принимающему значения от 0 до 8), а второй индекс (0) — номеру детектора  $\gamma$ -квантов.Спектр h\_0\_0 показан на рис. 14.



Рис. 14: Энерговременной спектр событий для комбинации «Пиксель №0 – детектор №0».



Рис. 15: Проекция энерговременного спектра на ось ординат - временной спектр.



Рис. 16: Проекция энерговременного спектра на ось абсцисс - энергетический спектр.

Для каждого из них было выполнено вычитание случайных совпадений, после чего построены временные спектры, показанные на Рисунке 13. Временного разрешения HPGe детектора недостаточно для разделения событий из коллиматора и образца, в LaBr же можно выделить отдельные пики на временном спектре. Временные спектры с HPGe (а) и LaBr (б) детекторов после вычитания подложки случайных совпадений. Цифрой 1 обозначен пик, связанный с рассеянием меченых нейтронов на коллиматоре, 2 – в образце,

пик 3 образован попавшими в детектор нейтронами. Красным цветом показан спектр измерения с образцом, зеленым – без образца, бирюзовым – их разность.



Рис. 17: Проекция энерговременного спектра на ось ординат - временной спектр для НРGе детектора.



Рис. 18: Проекция энерговременного спектра на ось ординат - временной спектр для LaBr детектора.

#### 2.3 Анализ спектров

Следующим этапом обработки данных является анализ энергетических спектров, в ходе которого происходит извлечение информации о количестве зарегистрированных детектором частиц. Германиевые детекторы (HPGe) имеют хуже временное разрешение, чем LaBr-детекторы, но всё же позволяют отделять полезные события от фона по времени пролёта (TOF).

Основной фон генерируется случайными событиями от "непомеченных" нейтронов (не связанных с изучаемой реакцией), которые рассеиваются на окружающих объектах.Для HPGe нужен двумерный энерговременной спектр, чтобы корректно выделять сигналы.



Рис. 19: Амплитудно-временной спектр.

Временное окно — это заданный интервал времени, в течение которого система регистрирует события как совпадающие. В нашем эксперименте оно используется для:

- Выделения коррелированных событий. Детекторы регистрируют две частицы (α-частицу и γ-квант). Если они попадают в заданное временное окно (например, ±50 нс), система считает их коррелированными.
- Подавления фоновых сигналов. Временное окно отсекает события вне пика совпадений (например, случайные γ-кванты). Соотношение истинных и случайных совпадений, в первую очередь, определяется интенсивностью (I) источника нейтронов, количество истинных совпадений ~ I, а случайных ~ I<sup>2</sup>

Таким образом на временном спектре мы видим пик совпадений.

Так как пик совпадений находится на подложке, выбор временного окна подавляет существенную часть фона, связанного с немеченными нейтронами, однако полностью устранить их таким способом невозможно. Необходимо выполнение измерения без образца, которое позволяет учесть рассеяние меченых нейтронов в конструкционных элементах установки и вычесть спектр этих событий из спектра измерения с образцом.

#### **2.4** Обработка данных для образца TiO<sub>2</sub>

Для образца  $TiO_2$  был поставлен эксперимент длительностью 150 минут, кроме того, было выполнено измерение без образца. Для каждого из них было выполнено вычитание случайных совпадений, после чего построены энергетические спектры. Итоговый спектр, с которым далее будет проводиться работа, является суммарным от всех девяти пикселей и двух германиевых детекторов. Это было сделано для увеличения статистики, чтобы понять, какие переходы мы видим. Данный спектр изображен на рисунке 20.



Рис. 20: Суммарный спектр, полученный при суммировании спектров от девяти пикселей и двух германиевых детекторов.

Идентификация пиков на спектрах выполнялась с помощью библиотеки TalysLib[9], пример ее работы приведен на узком участке спектра (Рисунок 21). Затем пики аппроксимировались с помощью гауссианов, примеры которых показаны на Рисунке 22.



Рис. 21: Пример энергетического спектра с HPGe-детектора, на котором обозначены  $\gamma$ -пики. Отчетливо можно наблюдать пик на 983,5 кэВ.



Рис. 22: Примеры аппроксимации трех фотопиков для НРGе детекторов.

Далее сечения образования  $\gamma$ -квантов вычисляются по формуле:

$$\sigma = \frac{S}{\epsilon \cdot N_n \cdot \sum_{i=1}^n n_i \cdot d \cdot \Delta}$$
(1)

где S – площадь пика:

$$S =$$
Амплитуда ×  $\sigma_w × \sqrt{2\pi}$  (2)

n – концентрация ядер:

$$n = \frac{\rho \cdot a \cdot N_A \cdot \varkappa}{M} \tag{3}$$

 $N_n$  – количество нейтронов, попавших на мишень с учетом коэффициента покрытия мишени нейтронным пучком( $N_n = 6.506 \times 10^9$ ),  $\rho$  – плотность образца, d – средний путь, проходимый нейтронами в мишени, M – молярная масса вещества,  $\Delta$  – ширина бина( $\Delta = 1$ ), a – распространенность,  $\varkappa$  – стехиометрический коэффициент ( $\varkappa = 1$  для Ті и 2 для О),  $\epsilon$  – коэффициент регистрации, учитывающий эффективность приборов и поглощение  $\gamma$ -квантов в образце, и рассчитывается отдельно для каждой комбинации стрип-детектор по формуле:

$$\epsilon = \frac{N_{\gamma}^{\text{perG4}}}{N_{\gamma}^{\text{ucnG4}}} \tag{4}$$

Величины  $\epsilon$  и d индивидуальны для каждого из нейтронных пучков и рассчитываются в ходе моделирования методом Монте-Карло с применением инструментария Geant4.

Погрешность сечения:

$$\delta\sigma = \sigma \times \sqrt{\left(\frac{\delta A}{A}\right)^2 + \left(\frac{\delta\sigma_w}{\sigma_w}\right)^2 + \left(\frac{\delta\epsilon}{\epsilon}\right)^2} \tag{5}$$

#### 3. Результаты

Основными результатами данной работы являются оцененные сечения излучения  $\gamma$ -квантов.

Энергия (кэВ)	Изотоп	Реакция	$\sigma\pm\Delta\sigma$	Talys
120.910	$^{16}\text{O} + {}^{48}\text{Ti}$	(n,p)	7.5(1.1)	47.958
130.930	<sup>48</sup> Ti	(n,p)	32(4)	38.344
159.370	${}^{47}{ m Ti} + {}^{48}{ m Ti}$	(n,n'),(n,2n)	175(8)	195.164
169.300	$^{16}$ O	$(\mathbf{n}, \alpha)$	18.6(2.4)	23.291
175.360	$^{48}\mathrm{Ti} + {}^{49}\mathrm{Ti}$	(n,n'),(n,2n)	44(6)	20.600
299.915	$^{16}O + {}^{46}Ti$	(n,p),(n,p)	30.5(2.0)	24.651
371.520	${}^{48}\mathrm{Ti} + {}^{46}\mathrm{Ti}$	( <b>n</b> , <b>p</b> ),( <b>n</b> ,α)	33(4)	18.717
423.640	<sup>48</sup> Ti	(n,n')	35(4)	8.658
889.290	${}^{46}\mathrm{Ti} + {}^{47}\mathrm{Ti}$	(n,n'),(n,2n)	890(80)	99.772
944.120	<sup>48</sup> Ti	(n,n')	96(10)	28.567
983.530	${}^{48}\text{Ti} + {}^{49}\text{Ti}$	(n,n'),(n,2n)	1090(100)	502.354
1037.540	${}^{48}\text{Ti} + {}^{49}\text{Ti}$	(n,n'),(n,2n)	140(17)	57.292
1048.610	<sup>46</sup> Ti	(n,n')	800(400)	5.147
1092.720	<sup>48</sup> Ti	(n,2n)	37(7)	16.005
1120.560	${}^{46}\text{Ti} + {}^{47}\text{Ti} + {}^{50}\text{Ti}$	i (n,n'),(n,2n),(n,n')	38(4)	63.703
1284.880	${}^{47}\text{Ti} + {}^{48}\text{Ti}$	(n,n'),(n,2n)	33(7)	17.019
1312.120	${}^{48}\text{Ti} + {}^{49}\text{Ti}$	(n,n'),(n,2n)	192(22)	218.034
1437.520	${}^{48}\text{Ti} + {}^{49}\text{Ti}$	(n,n'),(n,2n)	91(11)	28.614
1542.150	${}^{49}\text{Ti} + {}^{50}\text{Ti}$	(n,n'),(n,2n)	170(40)	10.431
1553.790	<sup>50</sup> Ti	(n,n')	1000(140)	26.432
1622.930	<sup>49</sup> Ti	(n,n')	380(90)	1.792
1750.950	${}^{48}\text{Ti} + {}^{49}\text{Ti}$	(n,n'),(n,2n)	44(7)	6.625
2205.770	<sup>50</sup> Ti	(n,n')	220(100)	0.575
2240.440	${}^{48}\text{Ti} + {}^{49}\text{Ti}$	(n,n'),(n,2n)	52(9)	18.203
2375.290	${}^{48}\text{Ti} + {}^{49}\text{Ti}$	(n,n'),(n,2n)	79(14)	42.224
2387.340	<sup>48</sup> Ti	(n,n')	41(10)	7.811
2633.280	${}^{48}\text{Ti} + {}^{49}\text{Ti}$	(n,n'),(n,2n)	6.1(1.8)	6.672
2765.810	<sup>50</sup> Ti	(n,n')	2700(900)	0.277

Таблица 2: Таблица сечений ядерных реакций

Продолжение таблицы							
Энергия (кэВ)	Изотоп	Реакция	$\sigma\pm\Delta\sigma$	Talys			
2868.710	<sup>48</sup> Ti	(n,n')	29(7)	4.302			
3168.000	<sup>46</sup> Ti	(n,n')	110(30)	0.666			
3684.510	$^{16}\mathrm{O}$	$(n, \alpha)$	26(7)	73.707			
3853.810	$^{16}\mathrm{O}$	$(n, \alpha)$	49(12)	40.096			
6129.890	$^{16}O + ^{17}O$	(n,n'),(n,2n)	120(40)	131.578			

Приведем сравнение результатов данной работы со значениями, получен-

ными в [2].

Таблица 3: Сравнение экспериментальных данных с библиотеками ядерных данных

Reaction	Ev, keV	N	Experiment	Experiment	Эта работа	FEN	DL-1	END	F/B6	BRO	ND-2
			$\sigma\pm\Delta\sigma$	$(\Delta\sigma/\sigma)$	$\sigma\pm\Delta\sigma$	$\sigma_d \left( \mathbf{Q} \right)$	$\sigma_{c}\left(\mathbf{Q}\right)$	$\sigma_d(\mathbf{Q})$	$\sigma_{c}\left(Q\right)$	$\sigma_d(\mathbf{Q})$	$\sigma_{c}\left(\mathbf{Q}\right)$
Ti(n,n'+2n)	160	1	404(43)	(11%)	$175\pm8$	NDD		0(-9.4)			
(n,n'+2n)	890	<b>2</b>	62(7)	(12%)	$890\pm90$	NDD		0(-8.9)			
(n,n'+2n)	944	1	47(6)	(13%)	$96\pm10$	NDD		NDD			
(n,n'+2n)	984	4	666(61)	(9%)	$1090\pm100$	NDD		0(-11)			
(n,n'+2n)	1312	3	238(27)	(12%)	$192\pm22$	NDD	<b>15S</b>	NDD	<b>15S</b>	NE	NE
(n,n'+2n)	1437	1	49(7)	(14%)	$91\pm11$	NDD		NDD			
(n,n')	1555	3	32(4)	(13%)	$1000\pm140$	NDD		NDD			
(n,n'+2n)	1762	1	23(13)	(57%)	$44\pm7$	NDD		NDD			
(n,n'+2n)	2240	1	32(5)	(16%)	$52\pm9$	NDD		NDD			
(n,n'+2n)	2375	2	54(9)	(17%)	$79\pm14$	NDD		NDD			

Reaction	Ev, keV	N	Experiment	Experiment	Эта работа	FEN	DL-1	END	F/B6	BRO	ND-2
			$\sigma\pm\Delta\sigma$	$(\Delta\sigma/\sigma)$	$\sigma\pm\Delta\sigma$	$\sigma_d(\mathbf{Q})$	$\sigma_c(\mathbf{Q})$	$\sigma_d(\mathbf{Q})$	$\sigma_c(\mathbf{Q})$	$\sigma_d(\mathbf{Q})$	$\sigma_{c}\left(\mathbf{Q}\right)$
<sup>16</sup> O(n,n')	987	2	6.2(1.1)	18		0.1	-5.5	0.1	-5.5	0.1	-5.5
(n,n')	1755	4	6.8(1.2)	18		9.1	1.9	9.1	1.9	7.6	1.0
(n,n')	1955	2	6.1(3.9)	64		2.9	-0.8	2.9	-0.8	2.5	-0.9
(n,n')	2742	5	38.0(3.9)	10		62.2	6.2	62.2	6.2	46	3.0
(n, $\alpha$ )	3089	5	22.0(2.1)	9.5		21.8	-0.1	21.8	-0.1	19	-1.4
(n, $\alpha$ )	3684	8	57.6(5.4)	9.8	26(7)	56.3	-0.2	56.3	-0.2	47	-0.5
(n, $\alpha$ )	3854	8	33.8(4.4)	13	49(12)	39.8	1.4	39.8	1.4	29	-1.1
(n,n' $\alpha$ )	4439	4	17.2(2.2)	13		39.8	10.3	39.8	10.3	27	4.5
(n,n')	6130	8	148(10)	6.9	120(40)	173.0	2.5	173.0	2.5	132	-1.6
(n,n'+p)	6130	3	183(31)	17							
(n,n')	6917	6	47.1(4.5)	9.6		53.3	1.4	53.3	1.4	45	-0.5
(n,n')	7117	7	53.4(5.4)	10		73.0	3.6	73.0	3.6	51	-0.4

Таблица 4: Сравнение экспериментальных данных с библиотеками ядерных данных

В нашем эксперименте были определены выходы 33 γ-переходов. Причем для титана их количество составляет 29. В [2] представлено 12 γ-линий, полученных с изотопами титана, соответственно в настоящей работе многие линии были получены впервые. Основные свойства определенных γ-переходов перечислены в таблице 2. В таблице 2 также показаны результаты расчета, полученные с использованием TALYS, а в таблице 3 экспериментальные данные из других работ [2]. Сравнение экспериментальных и оценочных данных с TALYS показывает, что для многих γ-переходов могут наблюдаться довольно значительные расхождения. Похожие значения сечений все же получились для 12 γ-линий.

Энергия (кэЕ	В)Изотоп	Реакция	Сечение (миллибарн	а)Погрешность Talys
130.930	<sup>48</sup> Ti	(n,p)	32(4)	38.344
159.370	$^{47}\mathrm{Ti} + ^{48}\mathrm{Ti}$	(n,n'),(n,2n)	175(8)	195.164
169.300	$^{16}\mathrm{O}$	$(\mathbf{n}, \alpha)$	19.0(2.4)	23.291
299.915	$^{16}O + {}^{46}Ti$	(n,p),(n,p)	30.5(2.0)	24.651
1037.540	$^{48}\mathrm{Ti} + {}^{49}\mathrm{Ti}$	(n,n'),(n,2n)	140(17)	57.292

Таблица 5: Таблица сечений ядерных реакций

Продолжение таблицы								
Энергия (кэВ	)Изотоп	Реакция	$\sigma\pm\Delta\sigma$	Talys				
1284.880	$^{47}\mathrm{Ti} + ^{48}\mathrm{Ti}$	(n,n'),(n,2n)	33(7)	17.019				
1312.120	$^{48}\mathrm{Ti} + {}^{49}\mathrm{Ti}$	(n,n'),(n,2n)	192(22)	218.034				
2240.440	$^{48}\mathrm{Ti} + {}^{49}\mathrm{Ti}$	(n,n'),(n,2n)	52(9)	18.203				
2375.290	$^{48}\mathrm{Ti} + {}^{49}\mathrm{Ti}$	(n,n'),(n,2n)	79(14)	42.224				
2633.280	$^{48}\mathrm{Ti} + {}^{49}\mathrm{Ti}$	(n,n'),(n,2n)	6.1(1.8)	6.672				
3853.810	$^{16}$ O	$(\mathbf{n}, \alpha)$	49(12)	40.096				
6129.890	$^{16}O + ^{17}O$	(n,n'),(n,2n)	120(40)	131.578				

Сравнивая экспериментальные значения сечений со значениями [2] из таблицы 3, видим, что некоторые значения расходятся. Это связано, во-первых, с энергией γ-квантов. В работе [2] она составляет 14,5 МэВ, а в данной работе 14,1 МэВ. Во-вторых,



Рис. 23: Возможные углы между  $\gamma$ -квантом и налетающим нейтроном.

Из графика видно, что среднее значение косинуса угла 0,4106. Тогда средний угол  $\theta$  между зарегистрированным  $\gamma$ -квантом и начальным нейтроном равен 65,76 градусам, следует учесть, что  $\gamma$ -кванты вылетают анизотропно см. Рис.24 и 25. Это влияет на значения сечений, потому что в данной работе учитывались только статистические ошибки. Если учитывать угловое распределение, то результат может измениться в 2 раза.



Рис. 24: Угловое распределение  $\gamma$ -квантов с энергией 984 кэВ из реакции <sup>48</sup>Ti(n,n' $\gamma$ ). Символы - экспериментальные данные Abbondanno[4] и Connel[5] (символы и черные кривые). Результаты оценок - ENDF/B-VIII.0 (красная кривая), TENDL-2017 (синяя) и Savin[6] для <sup>56</sup>Fe(n,n' $\gamma$ 847кэВ) (зеленый пунктир).



Рис. 25: Угловые распределения γ-квантов для переходов в кислороде. Черные точки соответствуют данным из работы[10], синие – из [11], фиолетовые – [12], зеленые – [13]. Черная сплошная линия – полином Лежандра, подобранный для данных из работы[10] с использованием формулы (5); зеленая пунктирная линия – угловое распределение из ENDF/B-VIII [3].

Нейтрон-ядерные реакции исследуются уже довольно долгое время, но тем не менее в этой области еще много работы. Данные по выходам и сечениям излучения γ-квантов отдельных энергий необходимы для развивающихся методик быстрого элементного анализа различных веществ.

#### 4. Список литературы

1. Федоров. Н. А. Неупругое рассеяние быстрых нейтронов на ядрах магния, алюминия, кремния и железа. Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук. Москва, МГУ,2021

2.Simakov, S.P., Pavlik, A., Vonach, H., Hlavac, S. (1998). Status of experimental and evaluated discrete  $\gamma$ -ray production at En=145 MeV Final report of Research Contract 7809/RB, performed under the CRP on measurement, calculation and

evaluation of photon production data (INDC(CCP)-413). International Atomic Energy Agency (IAEA)

3. Evaluated Nuclear Data File (ENDF)

4.U. Abbondano, R. Giacomich et. al. Gamma rays resulting from nonelastic processes of 14.2 MeV neutrons with Sodium, Magnesium, Silicon, Sulphur, Titanium, Chromium and Iron, J. of Nuclear Energy 27 (1973) 227; EXFOR 20493.014

5.A. Connell and A. J. Cox, The use of a small accelerator to study the gamma rays associated with the inelastic scattering of 14-MeV neutrons in 28Si, 32S and 48Ti, J. of Applied Radiation and Isotopes 20 (1975) 71; EXFOR 20866.007

6.M.V. Savin, A.V. Livke and A.G. Zvenigorodskij, Evaluation of angular distribution and production cross-sections for discrete gamma lines in iron, Voprosy At. Nauki i Tekhniki, Ser. Yadernye Konstanty 2 (1999) 95

7.A. Olacel, F. Belloni, C. Borcea, A. Boromiza et al., Neutron inelastic scattering measurements on the stable isotopes of titanium, Phys. Rev. C96 (2017) 014621; EXFOR 23346.007

8.V Valkovic. 14 MeV Neutrons. Physics and Applications. CRC Press, New York. 2015. 516 p.

9.Koning A. J., Hilaire S., Duijvestijn M. C. «TALYS-1.0» // Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology. EDP Sciences, 2007. C. 211—214.

10.Measurement of yields and angular distributions of γ-quanta from the interaction of 14.1MeV neutrons with oxygen, phosphorus and sulfur \* Grozdanov D.N., Fedorov N.A.,Dabylova S.B.,Kopatch Yu.N.,Ruskov I.N., Skoy V.R.,Tretyakova T.Yu.,Hramco C., Kharlamov P.I.1,5Pampushik G.V.3 Filonchik P.G., Andreev A.V.

11. T.Kozlowski, W.Kusch, J.Wojtkowska. Inst. Badan Jadr. (Nucl. Res.), Swierk and Warszawa, Poland. Repts, No.661 (1965) p.1

12.I.L. Morgan, J.B. Ashe, D.O. Nellis, Div. of Tech. Info. U.S. AEC Reports 22012 (158) 33 (1964)

13. W. McDonald, J.M. Robson, R. Malcolm, Nucl. Phys. 75: 353–370 (1966) DOI:10.1016/0029-5582(66)90766-8