

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

**ОТЧЕТ
О НАУЧНОЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ**

**«МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕТЕКТОРА РЕАКТОРНЫХ
АНТИНЕЙТРИНО НА ОСНОВЕ ПЛАСТИКОВОГО
СЦИНТИЛЛЯТОРА»**

Студент _____ Д. С. Прокопов

Научный руководитель,
ассистент каф. 40 _____ Д. В. Попов

Научный консультант,
м.н.с. _____ Д. А. Чмыхало

Москва 2026

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	2
1 Регистрация антинейтрино	4
1.1 Конструкция детектора реакторных антинейтрино на основе пластикового сцинтиллятора	7
Нейтронный поглотитель на основе ^{10}B	9
Нейтронный поглотитель на основе ^6Li	11
Нейтронный поглотитель на основе кадмия или гадолиния .	12
2 Моделирование модульного детектора реакторных антиней- трино	13
2.1 Создание библиотеки для моделирования (n, γ) реакций на изотопах гадолиния и кадмия	13
2.1.1 Валидация библиотеки на основании теоретических баз данных	15
2.1.2 Валидация библиотеки на основании эксперимента . .	16
2.2 Определение эффективности регистрации нейтронного сиг- нала в сборке с нейтронными поглотителями на основе кад- мия и гадолиния	19
2.3 Определение интегральной эффективности регистрации ней- тронов в поглотителе на основе $\text{B}_2\text{O}_3:\text{ZnS}(\text{Ag})$	21
Заключение	24
Литература	27

ВВЕДЕНИЕ

На текущий момент в России развивается малая атомная энергетика (МАЭ) с целью обеспечения энергоресурсами удалённых районов и производств. В частности, перспективным считается производство плавучих атомных энергоблоков (ПАЭБ) [19]. В связи с этим развитие атомной промышленности потребовало введения средств мониторинга количества и качества находящегося в корпусе реактора ядерного материала для обеспечения безопасности распространения атомной энергетике. Одним из возможных решений этой проблемы представляется использование средств мониторинга, основанных на регистрации реакторных антинейтрино.

Идея о возможности применения антинейтринного метода контроля состояния ядерных реакторов впервые была предложена и исследована в Курчатовском институте в 1970-ых годах Л. А. Микаэляном и А.А. Боровым [7, 13]. Данный метод основан на регистрации электронных антинейтрино, излучаемых в результате каскада бета-распадов продуктов деления изотопов ядерного топлива. Антинейтрино являются индикаторами протекания цепной реакции деления в активной зоне реактора. Предложенный метод позволяет решать следующие задачи:

- Дистанционный контроль энерговыработки реактора;
- Мониторинг отработавшего ядерного топлива;
- Выявление несанкционированных режимов работы реактора (наработка оружейного плутония).

Эффективность антинейтринного метода контроля была подтверждена сотрудниками Курчатовского института на экспериментах на Ровенской АЭС [22] и в Бюже, Франция [1]. На текущий момент основным российским проектом является детектор iDREAM на Калининской АЭС [2]. В других странах активно работают эксперименты Daya Bay (Китай) [5], KamLAND (Япония) [11], PROSPECT (США) [3]. Также планируются эксперименты JUNO (Китай) [6], NuLat (США) [8] и WATCHMAN (США). Текущие исследования направлены на тестирование и развитие методов контроля состояния реактора.

Целью данной работы является моделирование измерительного модуля детектора реакторных антинейтрино на основе пластикового сцинтиллятора. Результаты моделирования планируется использовать при создании детектора.

Реакторные антинейтрино регистрируются по реакции обратного бета-распада (ОБР):



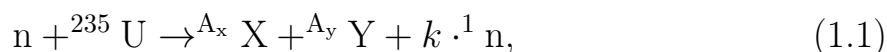
Регистрация позитрона, которая сопровождается процессами его термализации, аннигиляции, распространения аннигиляционных гамма-квантов, происходит в течение нескольких наносекунд. Длительность замедления и диффузии нейтрона достигает микросекундных значений. Далее, в результате захвата нейтрона, происходит образование заряженных частиц или гамма-квантов (в зависимости от типа используемого нейтронного поглотителя). Разделение во времени позитронного и нейтронного сигналов позволяет использовать метод задержанных совпадений для выделения антинейтринных событий на фоне других.

Использование Монте-Карло моделирования дает возможность определить оптимальные характеристики и провести симуляцию метода задержанных совпадений в детекторе реакторных антинейтрино. Однако, программный пакет GEANT4 имеет ряд недостатков, например неправильное моделирование (n, γ) реакций, происходящих на некоторых элементах. Поэтому первоначально необходимо решить **следующие задачи**:

- Создание библиотек для программного пакета GEANT4, описывающих радиационный захват нейтрона на изотопах кадмия и гадолиния;
- Определение эффективности регистрации нейтронов в поглотителях на основе кадмия/гадолиния;
- Создание уточненной модели поглотителя на основе $B_2O_3:ZnS(Ag)$ и определение эффективности регистрации нейтронов в ней.

1. РЕГИСТРАЦИЯ АНТИНЕЙТРИНО

Принципом работы ядерного реактора является самоподдерживающаяся цепная реакция деления тяжелых ядер, сопровождающаяся выделением энергии. Основными компонентами ядерного топлива являются изотопы урана и плутония (^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu), которые вносят 99% вклад в тепловую мощность реактора. В результате бомбардировки ядра нейтронами, как правило, образуется два нейтроноизбыточных изотопа:



где k - число нейтронов, образованных в результате реакции.

Продукты реакции претерпевают цепочку в среднем из 6 бета-распадов, в результате которых образуется в среднем 6 антинейтрино с энергией $0 \div 15$ МэВ. Однако в текущих экспериментах значимый вклад в наблюдения вносят только антинейтрино с энергией менее 9 МэВ (по причине малой статистики на больших энергиях). Спектр реакторных антинейтрино представляется в следующем виде:

$$\rho(E_{\bar{\nu}_e}, t) = \sum_i \alpha_i(t) \cdot \rho_i(E_{\bar{\nu}_e}), \quad (1.2)$$

где $\rho_i(E_{\bar{\nu}_e})$ - кумулятивные спектры продуктов деления ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu [14] (рис.1.1), $\alpha_i(t)$ - доли делений изотопов в момент времени t (рис.1.2), i - массовое число изотопа.

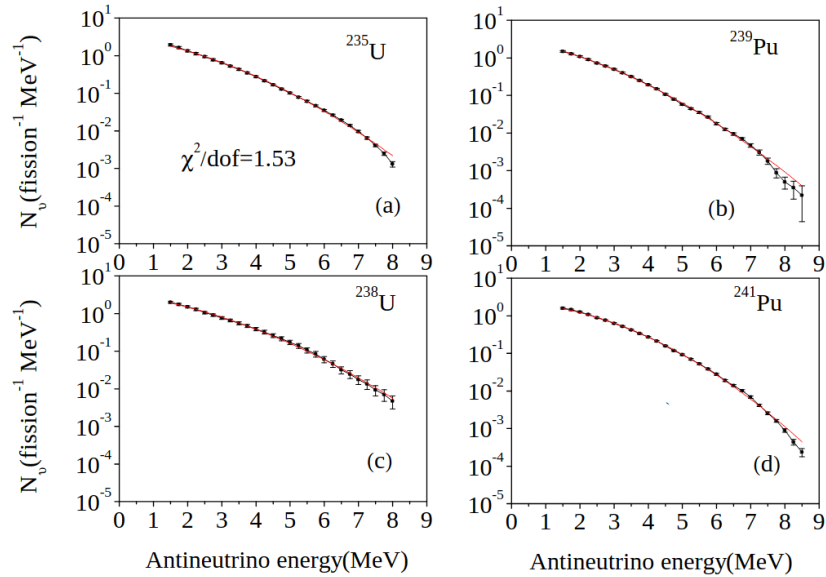


Рисунок 1.1 — Спектры электронных антинейтрино от изотопов ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U , ^{241}Pu

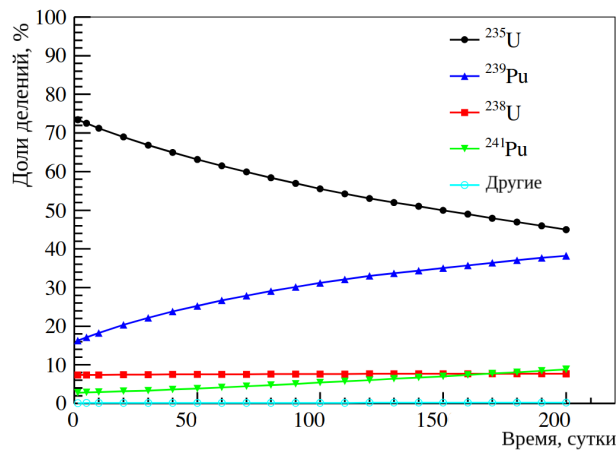


Рисунок 1.2 — Зависимость вклада изотопов в число делений в течение годовичного цикла работы реактора. В среднем вклад изотопа составляет 0.56, 0.31, 0.07, 0.06 для ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U , ^{241}Pu соответственно.

Стоит отметить, что антинейтринное излучение происходит не только за счет деления ядер урана и плутония. Например, источником реакторных антинейтрино также служит захват нейтронов в материалах активной зоны реактора [21]. Вклад таких поправок в интенсивность антинейтринного сигнала составляет порядка 3% и существен только в области энергий $3 \div 3,5$ МэВ, поэтому их можно считать пренебрежимо малыми.

Регистрация реакторных антинейтрино происходит по реакции об-

ратного бета-распада (ОБР) [18, 23]:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1.3)$$

с пороговой энергией

$$E_{thr} = \frac{(m_n + m_e)^2 - m_p^2}{2 \cdot m_p} \approx 1.8 \text{ МэВ}$$

Сечение ОБР при энергиях реакторных антинейтрино крайне мало (порядка 10^{-43} бн), поэтому целесообразно использовать детекторы с большим объёмом рабочего вещества и высоким содержанием ядер водорода, например на основе пластиковых сцинтилляторов. В результате реакции ОБР образуются быстрый позитрон с энергией порядка нескольких МэВ и нейтрон с энергией порядка $10 \div 20$ кэВ. Позитрон теряет свою энергию в рабочем веществе за счет ионизационных и радиационных потерь, черенковского излучения, термализуясь до тепловых энергий ($\sim 0,025$ эВ) за время порядка нескольких пикосекунд (около $\tilde{40}$ пс). Далее аннигиляция с электроном с образованием двух гамма-квантов с энергией $0,511$ МэВ возможна через образование пара- ($\tau = 170$ пс) и орто-позитрония ($\tau = 2$ нс). Существует два альтернативных процесса: диффузия термализованного позитрона ($\tau = 470$ пс) или аннигиляция позитрона на лету в процессе термализации (однако в это случае аннигиляционные гамма-кванты будут иметь энергию выше $0,511$ МэВ). Эти процессы суммарно происходят за время от десятков пикосекунд до несколько наносекунд. Нейтрон замедляется в рабочем веществе и диффундирует до момента захвата за время порядка микросекунд. В результате наблюдаются 2 сигнала — мгновенный, от регистрации позитрона, и задержанный, полученный в результате замедления и захвата нейтрона. Таким образом, можно реализовать метод задержанных совпадений, где основным является позитронный сигнал. Регистрация нейтрона позволяет отделить полезный сигнал от фона.

Отметим, что в результате регистрации позитрона можно восстановить его энергию, которая линейно связана с энергией антинейтрино:

$$E_{e^+} \approx E_{\bar{\nu}_e} - E_{thr} + 2m_e c^2 \approx E_{\bar{\nu}_e} - 0,78 \text{ МэВ} \quad (1.4)$$

1.1. КОНСТРУКЦИЯ ДЕТЕКТОРА РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО НА ОСНОВЕ ПЛАСТИКОВОГО СЦИНТИЛЛЯТОРА

Детектор реакторных антинейтрино планируется из нескольких модулей, каждый из которых можно считать отдельным регистрирующим звеном. Конструкция детектора представлена на рисунке 1.3. Количество модулей в детекторе варьируемо и определяет величину статистики регистрируемого потока реакторных антинейтрино. Число реакций ОБР в сутки обратно пропорционально квадрату расстояния от реактора до детектора и определяется формулой:

$$n = \frac{\langle \sigma \rangle F N_{\text{H}}}{4\pi R^2}, \quad (1.5)$$

где n – число реакций ОБР, проходящих в рабочей зоне детектора; $\langle \sigma \rangle = \sum_i \alpha_i \sigma^{(i)}$, где $\sigma^{(i)}$ – выход ОБР на деление i -того изотопа; F – число делений в активной зоне реактора в сутки; N_{H} – число ядер водорода в рабочей области детектора; R – расстояние между реактором и детектором. Например, в детекторе с массой рабочего вещества ~ 1 тонна, содержащей $N_{\text{H}} = 7 \cdot 10^{28}$ ядер водорода, число реакций ОБР n достигает значений $n = (680 - 2700) \frac{1}{\text{сутки}}$ в диапазоне $R = 10 \div 20$ м (для реактора ВВЭР-1000).

Стоит отметить, что не все события ОБР могут быть зарегистрированы. Сцинтилляционные детекторы с этой точки зрения обладают высокой эффективностью, достигающей $\sim 80\%$. Следовательно, среднесуточное число зарегистрированных нейтрино в детекторе массой 1 тонна может достигать значений $500 \div 2000$ штук.

Очевидно, что при увеличении рабочего объема детектора, а следовательно и его массы, растет статистика событий, то есть точность результатов. Для достижения погрешности порядка 3-5% необходимо использовать детектор с массой рабочего вещества не менее 1 тонны. Антинейтринный детектор с такими параметрами включает в себя порядка 400 модулей.

Как уже было отмечено, каждый модуль является автономным реги-

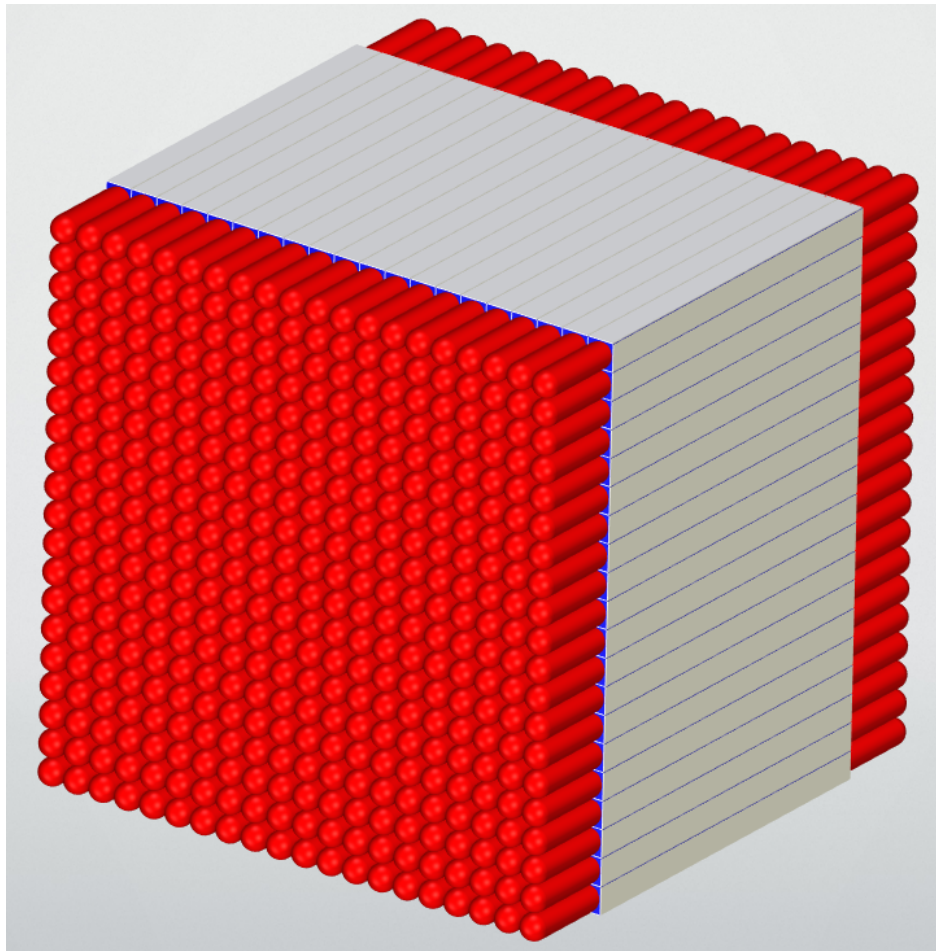


Рисунок 1.3 — Конструкция детектора реакторных антинейтрино на основе пластикового сцинтиллятора

стрирующим звеном. Схема модуля детектора реакторных антинейтрино представлена на рисунке 1.4.

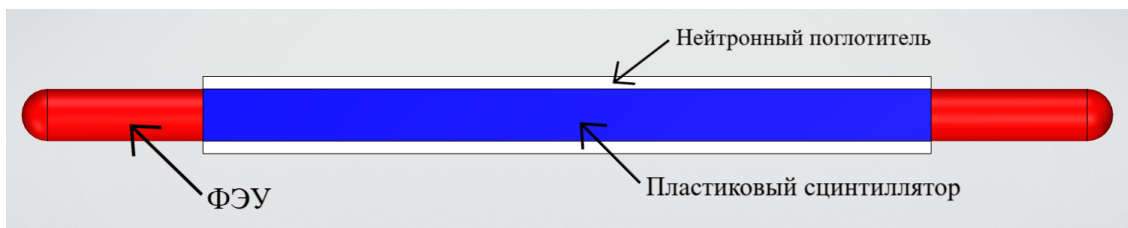


Рисунок 1.4 — Схема модуля детектора реакторных антинейтрино

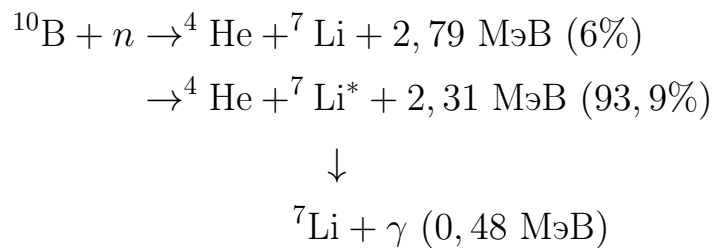
Основным рабочим веществом модуля является богатый водородом пластиковый сцинтиллятор из полистирола $(C_8H_8)_n$ с добавлением р-терфенила $C_{18}H_{14}$ и РОРОР - 1,4-бис (5-фенилоксазол-2-ил) бензол $C_{24}H_{16}N_2O_2$. С целью уменьшения неоднородности светособирания и увеличения количества регистрируемых фотонов сцинтиллятор покрыт слоем тайвека. Сцинтилляционные фотоны регистрируются с помощью ФЭУ N4021-2 с диаметром

фотокатода 46,5 мм.

Нейтрон термализуется в водородосодержащей среде сцинтиллятора и захватывается в нейтронном поглотителе. Конструкция поглотителя зависит от типа используемого рабочего вещества. В качестве нейтронных поглотителей используют ^{10}B , ^6Li , ^{113}Cd , ^{155}Gd , ^{157}Gd [20]. Рассмотрим каждый из этих вариантов.

НЕЙТРОННЫЙ ПОГЛОТИТЕЛЬ НА ОСНОВЕ ^{10}B

Захват нейтрона происходит по реакции:



В качестве нейтронного поглотителя используется ^{10}B , который входит в состав соединения $\text{B}_2\text{O}_3:\text{ZnS}(\text{Ag})$, представляющего собой белый порошок с размером гранул 300-800 мкм [9, 15]. Образованные ядра ^4He , ^7Li ионизируют и возбуждают молекулы сцинтиллятора $\text{ZnS}(\text{Ag})$, которые, переходя в основное состояние, излучают фотоны сцинтилляции. Сечение захвата теплового нейтрона ядром ^{10}B составляет 3840 барн.

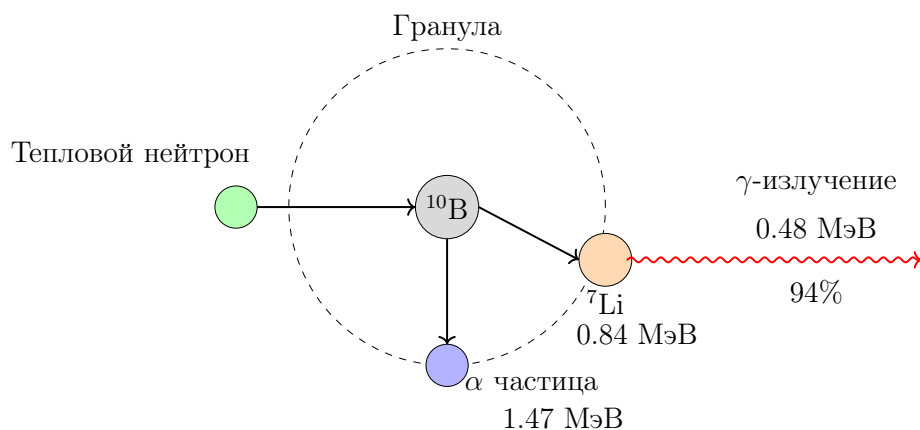


Рисунок 1.5 — Схема взаимодействия теплового нейтрона с гранулой $\text{B}_2\text{O}_3:\text{ZnS}(\text{Ag})$

Использование нейтронного поглотителя на основе бора аргументи-

руется высокой эффективностью захвата нейтронов, видимым диапазоном светоиспускания (400-500 нм), а также низкой стоимостью [17].

Одна из возможных конструкций нейтронного поглотителя представлена на рисунке 1.6.

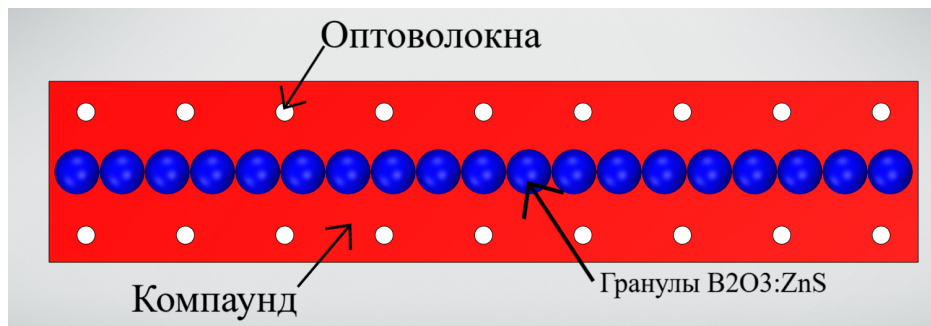
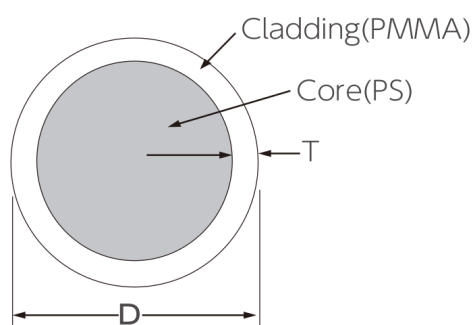
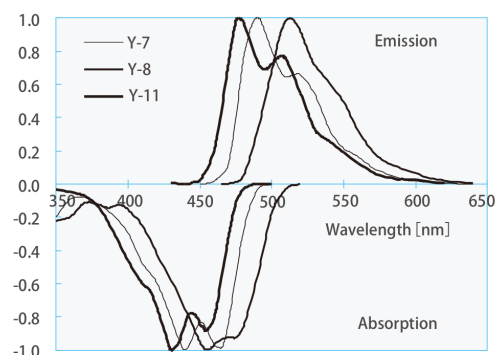


Рисунок 1.6 — Нейтронный поглотитель на основе $B_2O_3:ZnS(Ag)$

Гранулы борного порошка окружены оптически-прозрачным соединением. Фотоны сцинтилляции, образованные в результате ионизации и возбуждения $ZnS(Ag)$ ядрами гелия и лития, попадают в оптоволоконна (фибры). Оптоволоконно представляет собой цилиндр из полистирола радиуса $R_{in} = 0,98$ мм, окруженный оболочкой PMMA (полиметилметакрилат) толщиной 0,02 мм (рис. 1.7). Фотоны, попадающие в оптоволоконно, удерживаются в его сердцевине за счёт явления полного внутреннего отражения на границе раздела сердцевины и оболочки, что обеспечивает их распространение вдоль волокна с минимальными потерями. На выходе из фибера световой сигнал регистрируется с помощью фотоумножителя (например, SiPM).



а) Конструкция оптоволоконна



б) Спектры поглощения и излучения для различных оптоволокон (Y-7, Y-8, Y-11)

Рисунок 1.7 — Параметры оптоволоконна

Для улучшения светособирания нейтронный поглотитель окружается светоотражающим веществом, например тайвеком.

НЕЙТРОННЫЙ ПОГЛОТИТЕЛЬ НА ОСНОВЕ ${}^6\text{Li}$

Захват нейтрона происходит по реакции:



Сечение захвата теплового нейтрона составляет 945 барн.

В качестве нейтронного поглотителя используется ${}^6\text{Li}$ в составе $\text{Li}_2\text{CaSiO}_4:\text{Eu}$ (LCS). LCS представляет собой поликристаллы размером 10-30 мкм в связующем слое (рис.1.9). Вещество наносится на боковые стороны пластикового сцинтиллятора в виде краски в несколько слоев.

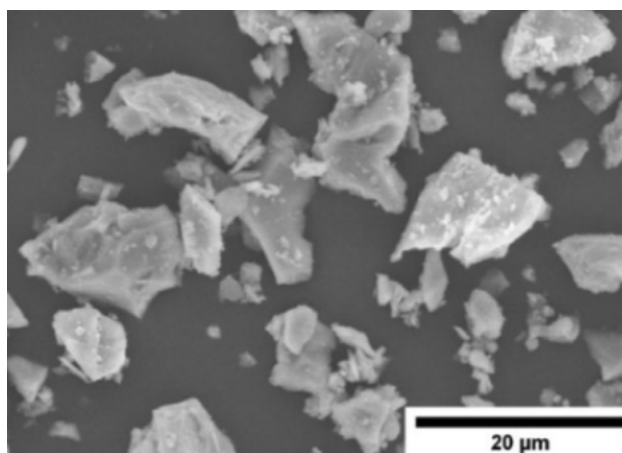


Рисунок 1.8 — Снимок LCS под электронно-сканирующим микроскопом

В результате реакции захвата нейтрона литием образуется альфа-частица и ядро трития с энергиями 2 и 2,8 МэВ соответственно. Пролет альфа-частицы в веществе составляет 3-4 мкм, трития — 28-30 мкм. Продукты реакции попадают в вещество сцинтиллятора, образуя световую вспышку. Полученный свет распространяется в оптоволоконках и регистрируется фотоумножителями.

Преимуществами такого нейтронного поглотителя являются быстрая кинетика высвечивания, практически гарантированное получение света после захвата нейтрона на ${}^6\text{Li}$ (благодаря прозрачности к собственному излучению).

НЕЙТРОННЫЙ ПОГЛОТИТЕЛЬ НА ОСНОВЕ КАДМИЯ ИЛИ ГАДОЛИНИЯ

В качестве нейтронного поглотителя можно использовать кадмий или гадолиний. Эти вещества обладают высоким сечением захвата: 254000 барн для ^{157}Gd , 60900 барн для ^{155}Gd , 49000 барн для природной смеси гадолиния; 20600 барн для ^{113}Cd , 3300 барн для природной смеси кадмия. В результате захвата нейтрона на кадмии или гадолинии излучается множество гамма-квантов суммарной энергии порядка 9 МэВ, часть из которых регистрируется в пластиковом сцинтиляторе [12]. Спектр излучения в результате нейтронного захвата на Gd представлен на рисунке 1.8.

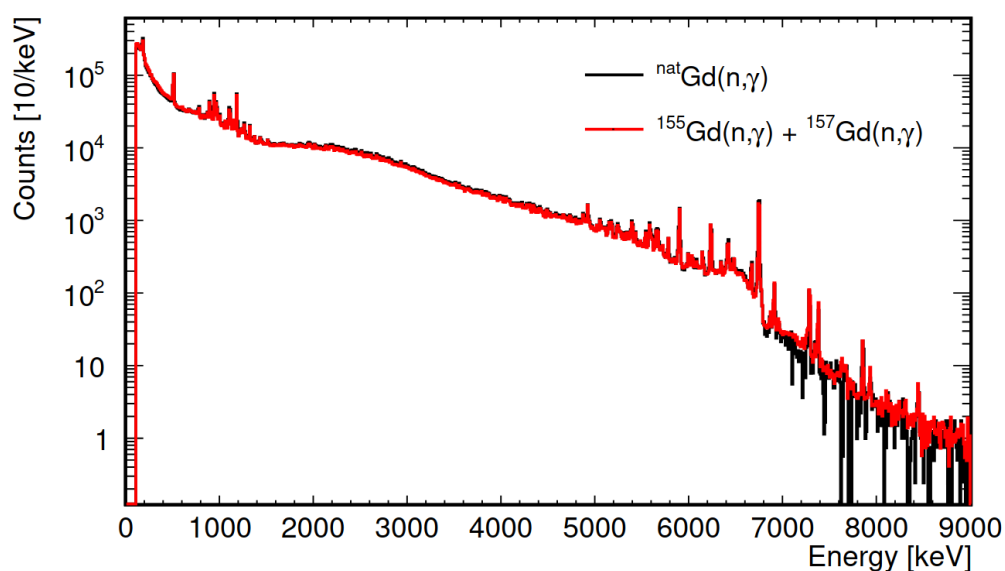


Рисунок 1.9 — Спектр гамма-излучения Gd в результате нейтронного захвата

Основными преимуществами таких поглотителей являются высокая эффективность захвата нейтронов и простота изготовления (кадмиевые листы или гадолиниевая краска). Однако одной из основных проблем представляется сложность в моделировании и измерении спектров гамма-излучения.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ МОДУЛЬНОГО ДЕТЕКТОРА РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО

2.1. СОЗДАНИЕ БИБЛИОТЕКИ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ (n, γ) РЕАКЦИЙ НА ИЗОТОПАХ ГАДОЛИНИЯ И КАДМИЯ

В программном пакете GEANT4 существует проблема, связанная с моделированием (n, γ) реакции на изотопах некоторых элементов, в том числе на кадмии и гадолинии. Базовые библиотеки пакета при захвате нейтрона на атоме генерируют всего один гамма-квант с энергией, которая абсолютно не соотносится с теоретическими данными. Поэтому существует потребность в создании библиотеки, которая будет проводить правильное моделирование радиационного захвата нейтрона.

В ходе работы была разработана и написана подобная библиотека для изотопов ^{155}Gd , ^{157}Gd , ^{113}Cd , обладающих колоссально высоким сечением захвата тепловых нейтронов. Были смоделированы все возможные с учетом законов сохранения каскады гамма-квантов для каждого изотопа, данные по которым были взяты из баз данных [16]. Каскады записаны в текстовые файлы в следующем формате:

$$N$$
$$n_1 \quad t_1 \quad E_1 \quad \tau_1 \quad \cos \theta_1 \quad \phi_1 \quad t_2 \quad E_2 \quad \dots \quad ,$$

где N – число каскадов, n_i – число частиц в каскаде, t_i – тип частицы (гамма-квант, электрон, позитрон), E_i – энергия частицы, τ_i – время задержки между захватом нейтрона и образованием частицы; $\cos \theta_i$, ϕ_i – направление вылета частицы относительно вектора импульса нейтрона до захвата. Всего получено 10.000.000 каскадов для ^{113}Cd , 9.828.020 – для

^{155}Gd , 9.670.591 — ^{157}Gd .

При захвате нейтрона на изотопе библиотека генерирует один из каскадов гамма-квантов. Также в функции программы добавлена возможность определения изотопа, на котором произошёл захват нейтрона (подобной функции ранее не было встроено в СПО GEANT4). Проведен теоретический (по формуле 2.1) и Монте-Карло расчет вероятностей захвата на каждом элементе для разных материалов, результаты представлены в таблице 2.1.

$$P(X) = \frac{\Sigma_a(X)}{\Sigma_a^{tot}}, \quad (2.1)$$

где $P(X)$ - вероятность захвата нейтрона на элементе X ; $\Sigma_a(X) = w_X \cdot \sigma_a(X)$ - макросечение захвата нейтрона на элементе X , где w_X - массовая доля элемента в веществе, $\sigma_a(X)$ - сечение захвата теплового нейтрона на элементе; Σ_a^{tot} - сумма макросечений по всем элементам в веществе.

Вещество	Атом, на котором произошел захват	Теоретическая вероятность захвата на атоме, %	Вероятность захвата, рассчитанная методом Монте-Карло, %
$(\text{CH}_2)_n + \text{Gd}(0.1\%)$	Gd	27,93	$27,8 \pm 0,3$
$(\text{CH}_2)_n + \text{Gd}(0.1\%)$	H	71,97	$71,8 \pm 0,2$
$(\text{CH}_2)_n + \text{Gd}(0.1\%)$	C	0,1	$0,11 \pm 0,02$
CdPb	Cd	99,99	$99,98 \pm 0,01$
CdPb	Pb	0,01	$0,02 \pm 0,02$
$\text{H}_2\text{O} + \text{Gd}(0,1\%)$	H	0,45	$0,42 \pm 0,06$
$\text{H}_2\text{O} + \text{Gd}(0.1\%)$	Gd	99,55	$99,57 \pm 0,02$

Таблица 2.1 — Вероятности захвата нейтрона на каждом элементе в различных веществах

2.1.1. ВАЛИДАЦИЯ БИБЛИОТЕКИ НА ОСНОВАНИИ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ БАЗ ДАННЫХ

Были смоделированы энергетические спектры образующихся в результате захвата теплового нейтрона гамма-квантов. Они представлены на рисунках 2.1, 2.2.

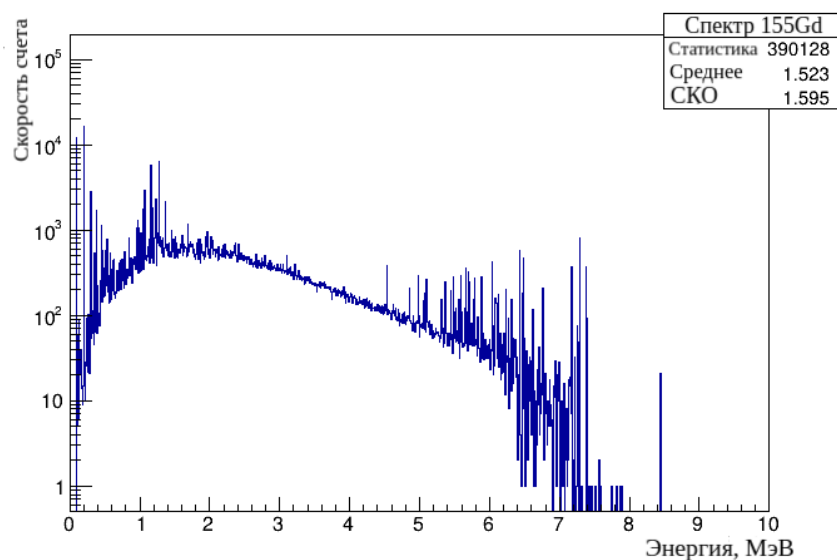


Рисунок 2.1 — Спектр гамма-излучения (n, γ) реакции на ^{155}Gd

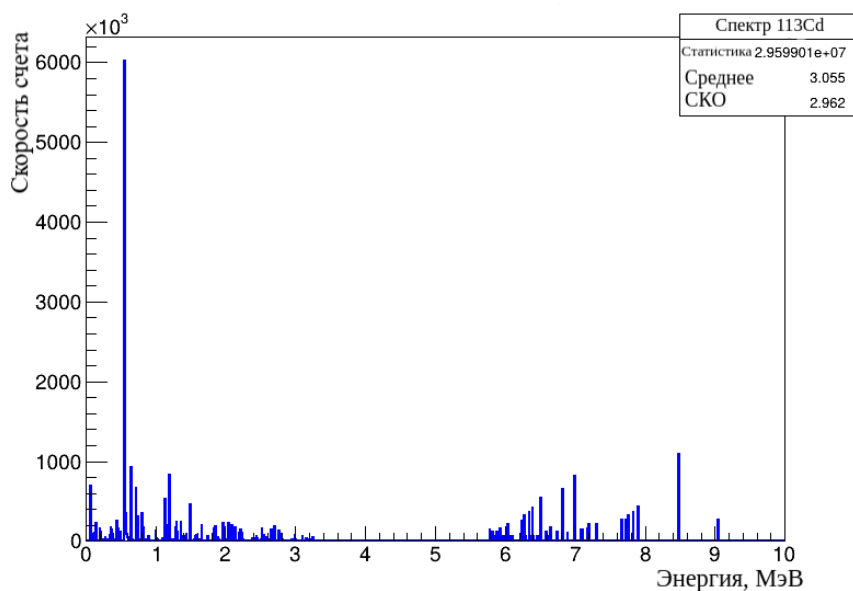


Рисунок 2.2 — Спектр гамма-излучения (n, γ) реакции на ^{113}Cd

Полученные спектры хорошо соотносятся с экспериментально полученными в работах [4] (для рис. 2.1), [10] (для рис. 2.2). Также был смо-

делирован зарядовый спектр захватов нейтронов от источника ^{252}Cf в центре детектора iDREAM (состав рабочего вещества $(\text{CH}_2)_n + \text{Gd}(0.1\%)$) (рис. 2.3), который тоже соотносится с экспериментально наблюдаемыми спектрами [2]. Следовательно, можно сделать вывод о правильности работы библиотеки.

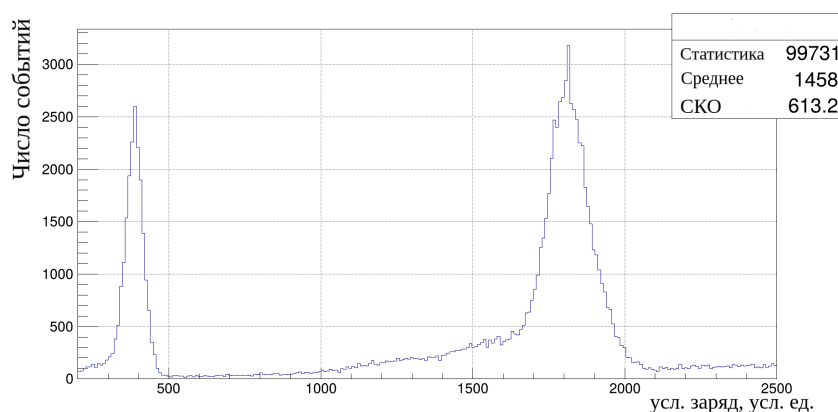


Рисунок 2.3 — зарядовый спектр захватов нейтронов от источника ^{252}Cf в центре детектора iDREAM

2.1.2. ВАЛИДАЦИЯ БИБЛИОТЕКИ НА ОСНОВАНИИ ЭКСПЕРИМЕНТА

Несмотря на согласие смоделированных с использованием библиотеки спектров с существующими экспериментами и базами данных, было принято решение о проведении собственного эксперимента и подробной валидации библиотеки на основании полученных измерений.

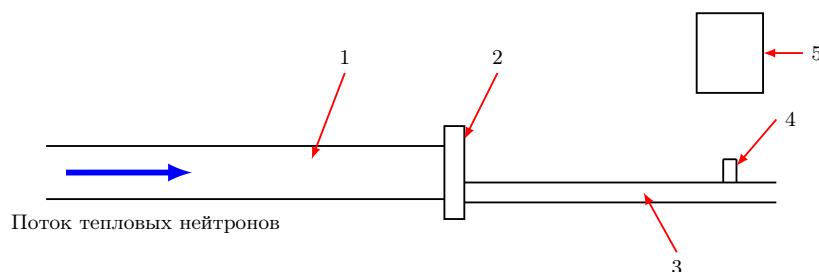


Рисунок 2.4 — Схема экспериментальной установки. 1 - ГЭК-7а, 2 - шибер, 3 - рейка, 4 - мишень (кадмиевая пластина, гадолиниевый порошок), 5 - ППД.

Эксперимент проводился в НИЦ «Курчатовском институте» на исследовательском реакторе ИР-8 (рис. 2.4). Кадмиевая пластинка (4) облучается потоком тепловых нейтронов, излучаемых с ГЭК-7а (1). Спектр излучаемых в результате (n, γ) реакции на ^{113}Cd продуктов регистрируется с помощью германиевого детектора Canberra GC4018 (5). В полученном спектре (рис. 2.5) проведена идентификация энергии и интенсивности каждого пика. В связи с трудностями, основанными на техническом несовершенстве установки, исследование пиков с малой интенсивностью ($<1\%$) не проводилось. Аналогичное измерение проведено с использованием гадолиниевой смеси Gd_2O_3 (рис. 2.6). В таблице 2.2 представлены результаты сравнения экспериментальных и смоделированных параметров пиков.

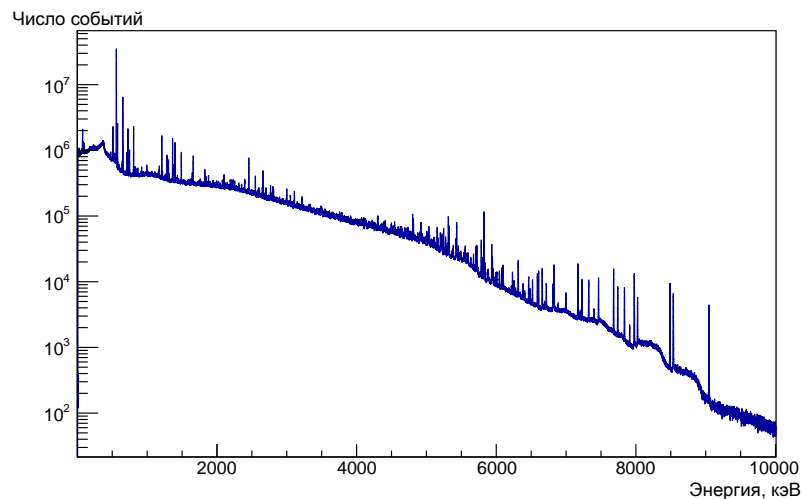


Рисунок 2.5 — Отклик ППД на гамма-кванты (n, γ) реакции на ^{113}Cd

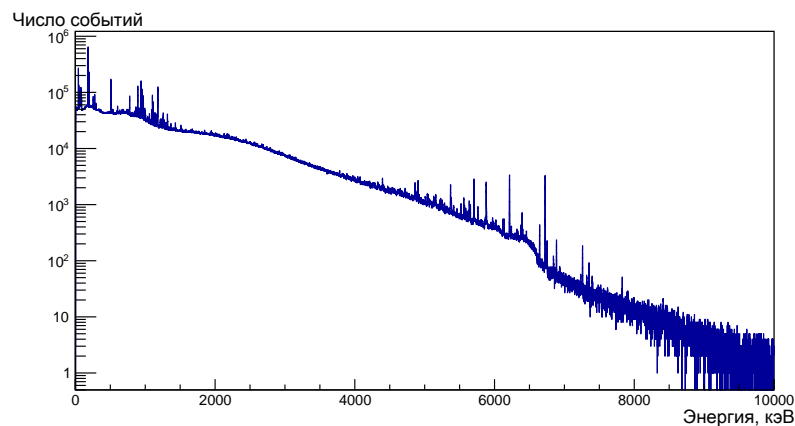


Рисунок 2.6 — Отклик ППД на гамма-кванты (n, γ) реакции на ^{155}Gd , ^{157}Gd

ИЗОТОП	E_{lib} , кэВ	$I/I_{\text{lib}}^{\text{max}}$, %	E_{exp} , кэВ	$I/I_{\text{exp}}^{\text{max}}$, %
Gd157	80	54	80	47
Gd155	88	18	88	19
Gd157	135	1	135	1
Gd157	181	100	181	100
Gd155	199	23	199	25
Gd157	255	3	255	5
Gd157	277	15	277	16
Gd155	296	5	296	4
Gd157	365	6	365	4
Gd157	780	10	780	8
Gd157	897	23	897	17
Gd157	944	33	944	27
Gd155,157	962	19	962	16
Gd155,157	977	17	977	13
Gd155,157	998	5	998	4
Gd157	1097	5	1097	3
Gd155, 157	1120	19	1120	11
Gd155, 157	1190	8	1190	4
Gd155,157	1277	10	1277	5
Gd155	1970	4	1970	5
Gd155,157	4950	4	4950	3
Gd157	5903	7	5903	4
Gd157	6750	12	6750	7
Cd113	558	100	558	100
Cd113	1134	8	1134	6
Cd113	1209	14	1209	12
Cd113	1305	3	1305	2
Cd113	1364	4	1364	4
Cd113	1841	2	1841	2
Cd113	1859	3	1859	2
Cd113	2218	2	2218	2
Cd113	2525	3	2525	3
Cd113	2650	2	2650	2
Cd113	2701	2	2701	1
Cd113	2767	2	2767	1
Cd113	3238	1	3238	1
Cd113	9043	5	9043	4

Таблица 2.2 — Параметры пиков гамма-линий (n, γ) реакций исследуемых изотопов, где E_{lib} , E_{exp} – энергия пика, наблюдаемого в смоделированном и экспериментальном спектре соответственно; $I/I_{\text{lib}}^{\text{max}}$, $I/I_{\text{exp}}^{\text{max}}$ – относительная интенсивность пика в сравнении с калибровочным (135 кэВ для Gd, 558 кэВ для Cd) в смоделированном и экспериментальном спектре.

В проведенном исследовании наблюдается совпадение экспериментальных данных со смоделированными, что указывает на правильность работы библиотеки.

2.2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОННОГО СИГНАЛА В СБОРКЕ С НЕЙТРОННЫМИ ПОГЛОТИТЕЛЯМИ НА ОСНОВЕ КАДМИЯ И ГАДОЛИНИЯ

Модель детектора представлена на рисунке 2.7. Она представляет собой 9 модулей, каждый из которых состоит из пластикового сцинтиллятора размерами $5 \cdot 5 \cdot 70$ см, нейтронного поглотителя (кадмиевые или гадолиниевые листы) толщиной 0,5 мм и двух ФЭУ (рис. 2.8).

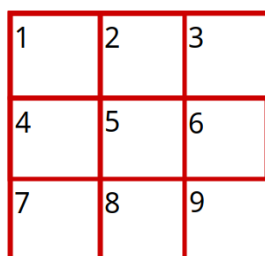


Рисунок 2.7 — Схема модуля детектора реакторных антинейтрино

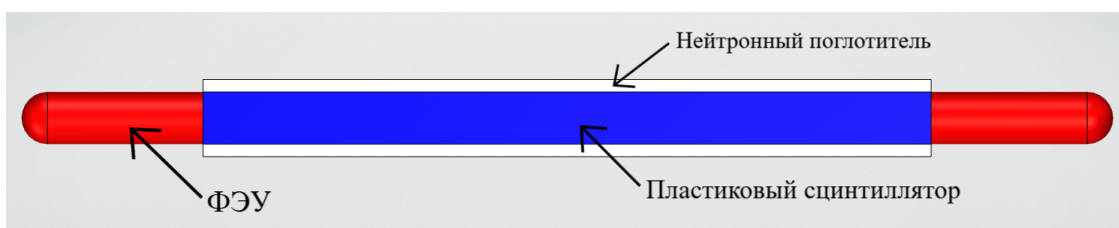


Рисунок 2.8 — Схема модуля детектора реакторных антинейтрино

В центре модуля №5 изотропно генерировались нейтроны обратного бета-распада ($\langle E \rangle \approx 15$ кэВ). Сигнальным засчитывалось событие, при котором в результате захвата нейтрона в детекторе суммарное энерговыделение во всех модулях оказалось больше $E_{\text{пор}}$. На рисунках 2.9, 2.10 представлены зависимости эффективности регистрации нейтронного сигнала от пороговой энергии $E_{\text{пор}}$ для кадмиевого и гадолиниевого нейтронного поглотителя.

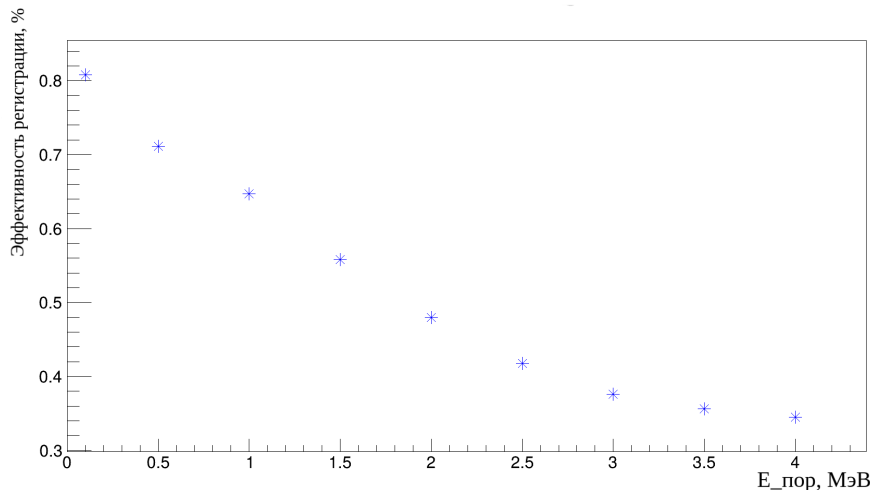


Рисунок 2.9 — График зависимости эффективности регистрации детектора с кадмиевым поглотителем от пороговой энергии

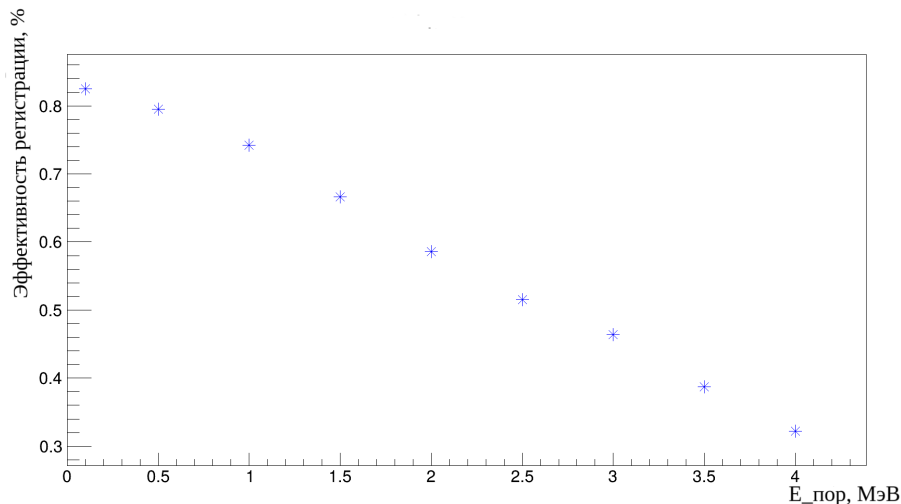


Рисунок 2.10 — График зависимости эффективности регистрации детектора с гадолиниевым поглотителем от пороговой энергии

Видно, что эффективность регистрации принимает довольно высокое значение и достигает $\eta_{Cd} = 38\%$ для кадмиевого поглотителя и $\eta_{Gd} = 46\%$ для гадолиниевого при $E_{\text{пор}} = 3$ МэВ. Данный результат можно считать

успешным с учетом того, что фоновые события, связанные с естественной радиоактивностью проявляются в области до 3 МэВ. Соответственно выставление такой пороговой энергии позволяет значительно снизить интенсивность фоновых событий с сохранением высокой эффективности регистрации сигналов, которая на порядки выше эффективности регистрации нейтронов при использовании борного поглотителя ($\eta_B \approx 1\%$).

2.3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОНОВ В ПОГЛОТИТЕЛЕ НА ОСНОВЕ $B_2O_3:ZnS(Ag)$

В предыдущих исследованиях эффективность регистрации нейтронного поглотителя на основе $B_2O_3:ZnS(Ag)$ составила $\eta_B = 0.5\%$, что было признано неудовлетворительным. Исходя из этого результата сделан вывод о нецелесообразности использования данного поглотителя для регистрации нейтронов.

Однако данный вывод нельзя считать окончательным, поскольку была реализована приближенная модель поглотителя, а ее валидация экспериментом не проводилась. К тому же в недавних измерениях, проведенных сотрудниками Лаборатории физики нейтрино МИФИ, показано, что поглотитель на основе оксида бора обладает высокой селективной способностью по параметру $PSD = \frac{Q_{long} - Q_{short}}{Q_{long}}$ (рис 2.11), что позволяет эффективно разделять нейтронные и гамма-сигналы. Полученный результат подтверждает возможность использования данного поглотителя для реализации схемы задержанных совпадений в детекторе реакторных антинейтрино.

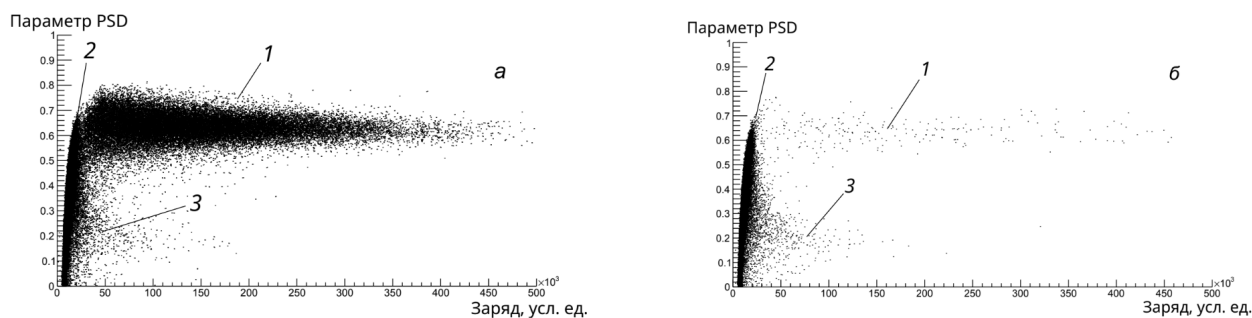


Рисунок 2.11 — Распределения записанных событий в зависимости от вычисленного параметра PSD и заряда. а – измерение с источником ^{252}Cf , б – измерение фона. 1 – область нейтронных событий, 2 – область шумовых событий, 3 – область взаимодействий гамма-квантов

Поэтому было принято решение о проведении дополнительного исследования по определению эффективности регистрации нейтронов.

Схема модели представлена на рисунке 2.12. В качестве источника нейтронов используется ^{252}Cf (1), погруженный в цилиндрический блок парафина (2) радиусом 4,5 см и высотой 8,8 см. Источник утоплен в замедлитель на глубину 2,8 см.

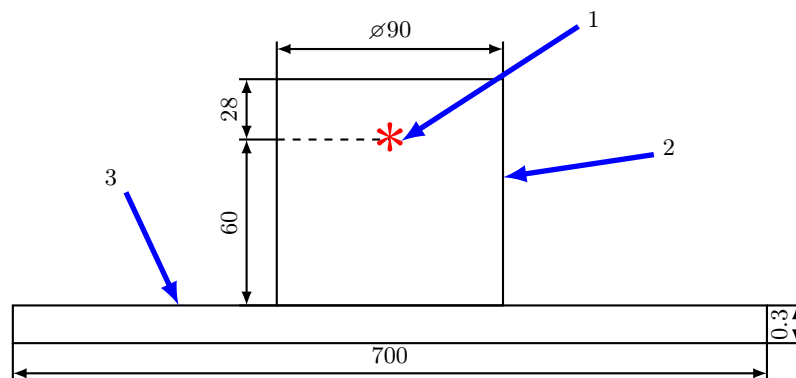


Рисунок 2.12 — Схема модели для исследования нейтронного поглотителя на основе $\text{B}_2\text{O}_3:\text{ZnS}(\text{Ag})$. 1 - Источник ^{252}Cf , 2 - парафин, 3 - нейтронный поглотитель.

Толщина слоя $\text{B}_2\text{O}_3:\text{ZnS}(\text{Ag})$ (3) подбиралась так, чтобы соотношение количества зарегистрированных событий и числа испущенных в модели нейтронов соответствовало экспериментальному результату. Согласие достигнуто при толщине 300 мкм. Далее моделировались моноэнергетические колимированные пучки нейтронов одинаковой интенсивности в диапазоне энергий пучка от 0.01 эВ до 2 МэВ. Эффективность регистрации

нейтрона с энергией E интерпретировалась как отношение интенсивностей захваченного и изначально испущенного пучка с этой энергией. Результат моделирования представлен на рисунке 2.13.

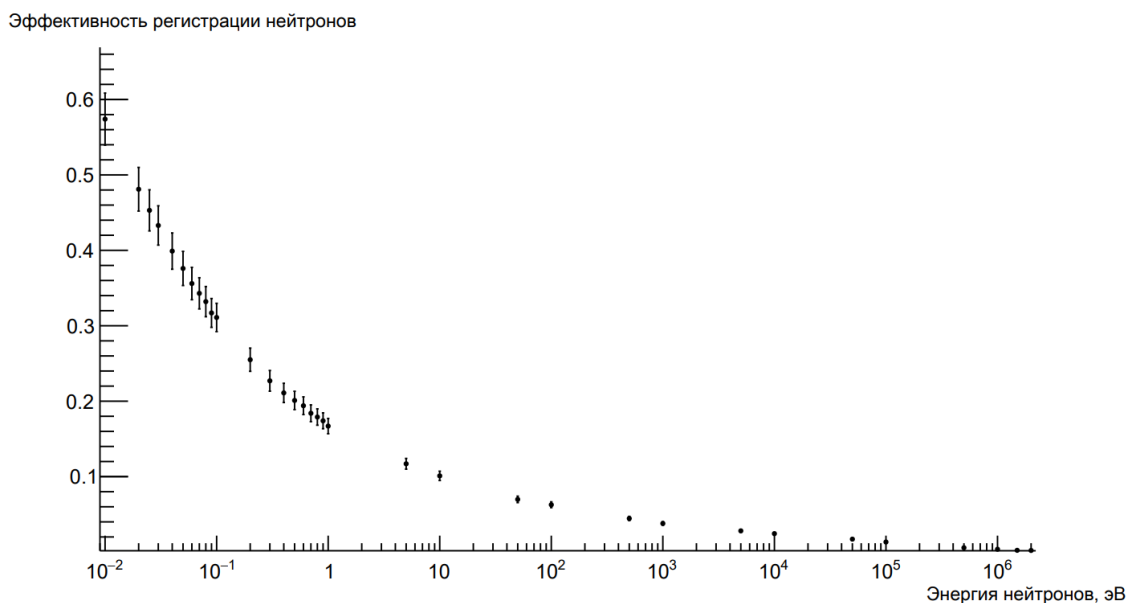


Рисунок 2.13 — Зависимость эффективности регистрации нейтрона в поглотителе на основе $B_2O_3:ZnS(Ag)$ от энергии

Получено, что эффективность регистрации тепловых нейтронов составляет $(45 \pm 3)\%$. Данный результат можно считать удовлетворительным.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе было проведено моделирование измерительного модуля детектора реакторных антинейтрино на основе пластикового сцинтиллятора.

В ходе работы были получены следующие результаты:

- Была разработана библиотека для моделирования (n, γ) реакций на изотопах кадмия и гадолиния. Правильность работы библиотеки подтверждена на основании сравнения с экспериментальными данными;
- Рассчитаны эффективности регистрации нейтронного сигнала для поглотителей на основе кадмия и гадолиния. Полученные значения составили $\eta_{Cd} = 38\%$ и $\eta_{Gd} = 46\%$ для пороговой энергии регистрации $E_{пор} = 3$ МэВ;
- Определена зависимость эффективности регистрации нейтрона в поглотителе на основе $B_2O_3:ZnS(Ag)$ от его энергии. Для тепловых нейтронов эффективность регистрации составила $(45 \pm 3)\%$.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] M Abbes et al. The Bugey-3 neutrino detector. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 374:164–187, 1996.
- [2] A. Abramov et al. iDREAM: Industrial Detector of REactor Antineutrinos for Monitoring at Kalinin nuclear power plant. 12 2021.
- [3] Himel Acharya et al. Sterile-neutrino search based on 259 days of KATRIN data. 3 2025.
- [4] H. Almazan et al. Improved FIFRELIN de-excitation model for neutrino applications. *Eur. Phys. J. A*, 59(4):75, 2023.
- [5] F. P. An et al. Evolution of the Reactor Antineutrino Flux and Spectrum at Daya Bay. *Phys. Rev. Lett.*, 118(25):251801, 2017.
- [6] Fengpeng An et al. Neutrino Physics with JUNO. *J. Phys. G*, 43(3):030401, 2016.
- [7] A. A. Borovoi and L. A. Mikaelyan. Possibilities of the practical use of neutrinos. *Soviet Atomic Energy*, 44:589—592, 1978.
- [8] Mark J. Duvall, Brian C. Crow, Max A. A. Dornfest, John G. Learned, Marc F. Bergevin, Steven A. Dazeley, and Viacheslav A. Li. Directional response of several geometries for reactor-neutrino detectors. *Phys. Rev. Applied*, 22(5):054030, 2024.
- [9] Tom Francke and Vladimir Peskov. Micropattern gaseous detectors. In *INFN Eloisatron Project: 42nd Workshop on Innovative Detectors for Supercolliders*, pages 158–179, 4 2004.
- [10] N. Furutachi, F. Minato, and O. Iwamoto. Statistical properties of thermal neutron capture cross sections calculated with randomly generated resonance parameters. *Phys. Rev. C*, 100(1):014610, 2019.

- [11] A. Gando et al. Constraints on θ_{13} from A Three-Flavor Oscillation Analysis of Reactor Antineutrinos at KamLAND. *Phys. Rev. D*, 83:052002, 2011.
- [12] Yoshihiro Iwata, Hiroyuki Sekiya, and Chikara Ito. Real-time monitoring method for gadolinium concentration in a water Cherenkov detector. *Appl. Phys. A*, 131(3):165, 2025.
- [13] L. A. Mikaelian. Neutrino laboratory in the atomic plant. *in Proceedings of the International Conference "Neutrino 77"*, 2:383—385, 1978.
- [14] Th. A. Mueller et al. Improved Predictions of Reactor Antineutrino Spectra. *Phys. Rev. C*, 83:054615, 2011.
- [15] Burkhard Schillinger, William Chuirazzi, Aaron Craft, Steven Cool, and Alessandro Tengattini. Performance of borated scintillator screens for high-resolution neutron imaging. *J. Radioanal. Nucl. Chem.*, 331(12):5287–5295, 2022.
- [16] F. Sterba, P. O. Tjøm, and B. Elbek. Energy levels of ^{155}Gd and ^{157}Gd populated by the (d, d') reaction. *Nucl. Phys. A*, 162:353–364, 1971.
- [17] A. Stoykov, J. B. Mosset, U. Greuter, M. Hildebrandt, and N. Schlumpf. A SiPM-based ZnS: ^6LiF scintillation neutron detector. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 787:361–366, 2015.
- [18] Alessandro Strumia and Francesco Vissani. Precise quasielastic neutrino/nucleon cross-section. *Phys. Lett. B*, 564:42–54, 2003.
- [19] Е. П. Велихов, В. П. Кузнецов, В. П. Кучинов, and М. Д. Скорохватов. Нейтринный контроль реакторов для применения гарантий МАГАТЭ к плавучим атомным энергоблокам. *ВАНТ, Физика ядерных реакторов*(1):71–74, 2022.
- [20] Н. А. Власов. *Нейтроны*. Наука, Москва, 1971.
- [21] В. И. Копейкин and М. Д. Скорохватов. Особенности протекания реакции обратного бета-распада на протоне в потоке антинейтрино ядерного реактора. *Ядерная физика*, 80:142–150, 2017.

- [22] В. А. Коровкин, С. А. Коданев, Н. С. Панащенко, and Д. А. Соколов. Измерение энерговыработки энергетического реактора методом регистрации нейтрино. *Атомная энергия*, 65(3):169–173, 1988.
- [23] С.А. Фаянс. Радиационные поправки и эффекты отдачи в реакции $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ при низких энергиях. *Ядерная физика*, 42:929–940, 1985.