

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 ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО МОДУЛЯ ДЛЯ ДЕТЕКТОРА РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО НА ОСНОВЕ ПЛАСТИКОВОГО СЦИНТИЛЛЯТОРА»

Студент	_____ Д. С. Прокопов
Научный руководитель, м.н.с.	_____ Д. А. Чмыхало

Москва 2023

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	2
1 Принцип работы детектора реакторных антинейтрино	4
1.1 Конструкция детектора реакторных антинейтрино на основе пластикового сцинтиллятора	6
Нейтронный поглотитель с использованием ^{10}B	8
Нейтронный поглотитель с использованием кадмия или га- долиния	11
Нейтронный поглотитель с использованием LCS	12
2 Моделирование измерительного модуля детектора	13
2.1 Калибровка модели	13
2.2 Исследование зависимости интенсивности позитронного и ней- тронного сигналов от размеров пластикового сцинтиллятора	17
2.2.1 Снятие зависимости количества регистрируемых фо- тонов от размеров сцинтиллятора	17
2.2.2 Исследование зависимости эффективности захвата ней- тронов от размеров сцинтиллятора	18
2.2.3 Оптимизация размеров сцинтиллятора	19
2.3 Исследование различных нейтронных поглотителей	22
2.3.1 Модель на основе $\text{B}_2\text{O}_3:\text{ZnS}(\text{Ag})$	22
2.3.2 Модель на основе Cd/Gd	27
2.3.3 Модель на основе LCS	29
2.3.4 Сравнение моделей	29
Список литературы	33

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)[1]. В связи с этим развитие атомной промышленности потребовало введения средств мониторинга количества и качества ядерного материала, находящегося в корпусе реактора, в силу обеспечения безопасности распространения атомной энергетики. Сложность данного вопроса заключается в отсутствии возможности установки независимой от оператора аппаратуры, измеряющей выработку энергии на ПАЭБ. Одним из возможных решений этой проблемы представляется использование средств мониторинга, основанных на регистрации антинейтринного сигнала от реактора.

Идея о возможности применения антинейтринного метода контроля ядерных реакторов впервые была предложена и исследована в Курчатовском институте в 1970-ых годах Л. А. Микаэляном и А.А. Боровым [2][3]. Данный метод основан на регистрации электронных антинейтрино, излучаемых в результате каскада бета-распадов осколков деления изотопов ядерного топлива. Антинейтрино играют роль триггеров протекания цепной реакции деления в активной зоне реактора. Данный 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[4] и в Бюже, Франция[5].

Целью работы является моделирование измерительного модуля детектора реакторных антинейтрино на основе пластикового сцинтиллятора.

Регистрация антинейтрино в детекторе происходит по реакции обрат-

ного бета-распада(ОБР):

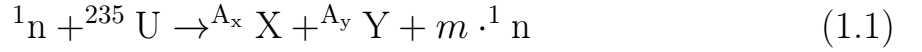
$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (1)$$

Регистрация позитрона, которая сопровождается процессами его торможения, аннигиляции, распространения аннигиляционных гамма-квантов, происходит в течение нескольких наносекунд. Длительность замедления и диффузии нейтрона достигает микросекундных значений. Далее в результате радиационного 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.

Использование Монте-Карло моделирования позволяет провести симуляцию метода задержанных совпадений в детекторе реакторных анти-нейтрино, однако необходимо решить ряд задач по определению оптимальных параметров детектора. Именно этой проблеме и посвящена данная работа.

1. ПРИНЦИП РАБОТЫ ДЕТЕКТОРА РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО

Принципом работы ядерного реактора является самоподдерживающаяся цепная реакция деления тяжелых ядер, сопровождающаяся выделением энергии[6]. Основными компонентами ядерного топлива являются изотопы урана и плутония (^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu) с общим содержанием $> 99\%$. В результате бомбардировки ядра нейтронами, как правило, образуется два нейтроноизбыточных изотопа:



Продукты реакции претерпевают цепочку обычно из 6 бета-распадов, в результате которых образуется в среднем 6 антинейтрино с энергией $0 \div 8$ МэВ. 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 $\rho_i(E_{\bar{\nu}_e})$ – спектры антинейтрино продуктов деления ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu [7](рис.1.1), $\alpha_i(t)$ – доли делений изотопов в момент времени t (рис.1.2).

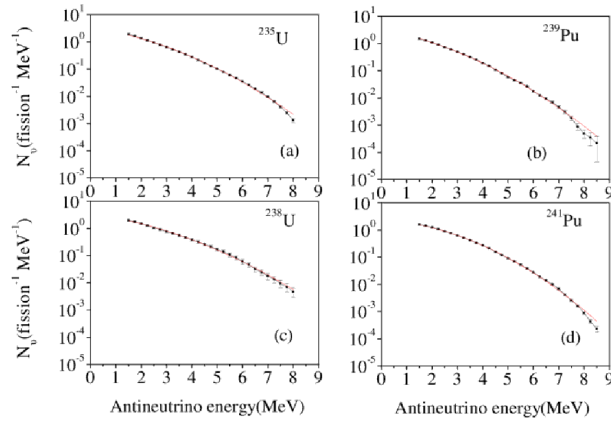


Рисунок 1.1 — Спектры электронных антинейтрино от изотопов а) ^{235}U , б) ^{239}Pu , в) ^{238}U , г) ^{241}Pu

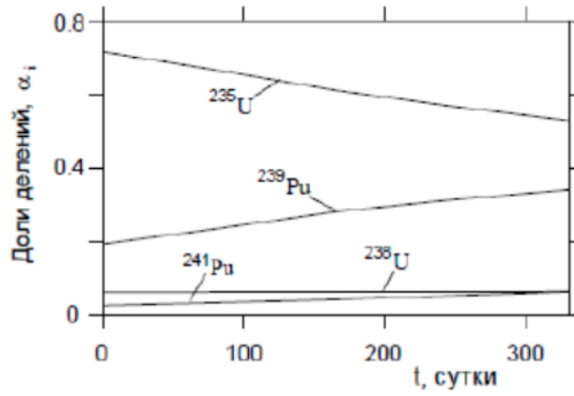


Рисунок 1.2 — Зависимость вклада изотопов в число делений в течение годового цикла работы реактора ВВЭР-1000. В среднем вклад изотопа составляет 0.56, 0.31, 0.07, 0.06 для ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U , ^{241}Pu соответственно.

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[8]. Вклад таких поправок в интенсивность антинейтринного сигнала составляет порядка 3% и существен только в области энергий $3 \div 3,5$ МэВ.

Измерение спектра реакторных антинейтрино происходит по реакции обратного бета-распада(ОБР) [9][10]:



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} см), поэтому целесообразно использовать детекторы с большим рабочим объёмом и высоким содержанием протонов, например пластиковые сцинтилляторы. 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. Далее происходит его аннигиляция с электроном с образованием двух аннигиляционных гамма-квантов

с энергией 0.511 МэВ. Эти процессы суммарно происходят за несколько наносекунд. Нейтрон замедляется в рабочем веществе и диффундирует до момента захвата за время порядка микросекунд. В результате регистрации антинейтрино наблюдаются 2 сигнала — быстрый, от аннигиляции позитрона, и медленный, полученный в результате замедления и захвата нейтрона. Таким образом, можно реализовать метод совпадений, где основным является позитронный сигнал. Нейтронный сигнал является индикатором регистрации антинейтрино.

Отметим, что по регистрации позитронного сигнала можно восстановить его энергию, которая линейно связана с энергией антинейтрино[11]:

$$E_{e^+} = E_{\bar{\nu}_e} - E_{thr} + 2m_e c^2 = E_{\bar{\nu}_e} - 0.78 \text{ МэВ} \quad (1.4)$$

1.1. КОНСТРУКЦИЯ ДЕТЕКТОРА РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО НА ОСНОВЕ ПЛАСТИКОВОГО СЦИНТИЛЛЯТОРА

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

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

где n - число реакций ОБР, проходящих в рабочей зоне детектора; $\langle \sigma \rangle$ - среднее сечение реакции ОБР; F - фактор Фано; N_H - число ядер водорода в рабочей области детектора; R - расстояние между реактором и детектором. Например, в детекторе с массой рабочего вещества ~ 1 тонны, содержащей $N_H = 7 \cdot 10^{28}$ ядер водорода, число реакций ОБР n достигает значений $n = (680 - 2700) \frac{\text{ед}}{\text{сутки}}$ в диапазоне $R = 10 - 20$ м.

Стоит отметить, что не все события ОБР могут быть зарегистриро-

ваны. 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 500-2000 штук.

Очевидно, что при увеличении рабочего объема детектора, а следовательно и его массы, растет статистика эксперимента, то есть точность результатов. Для достижения уровня точности 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.

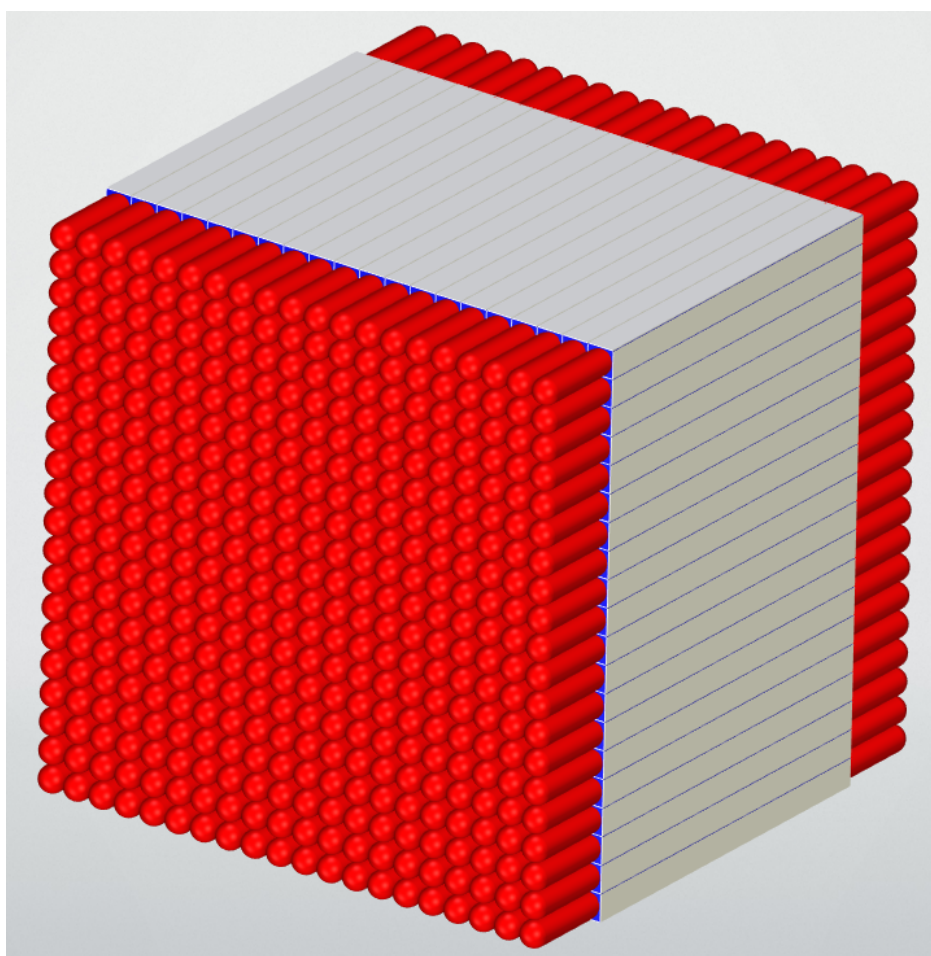


Рисунок 1.3 — Конструкция детектора

Как уже было отмечено, каждый модуль является автономным регистрирующим звеном. Схема модуля детектора реакторных антинейтрино представлена на рисунке 1.4.

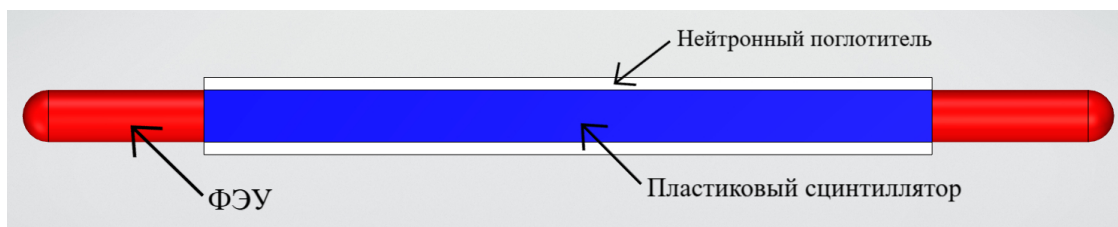


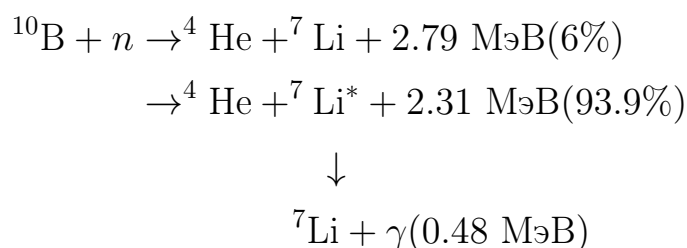
Рисунок 1.4 — Схема модуля детектора

Основным рабочим веществом модуля является богатый водородом пластиковый сцинтиллятор из полистирола $((C_8H_8)_n)$ с добавлением РРО - 2,5-дифенилоксазол $(C_{15}H_{11}ON)$ и РОРОР - 1,4-бис(5-фенилоксазол-2-ил)бензол $(C_{24}H_{16}N_2O_2)$. С целью уменьшения неоднородности светособираания 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 захватчиков используют 6Li , ^{10}B , ^{114}Cd , ^{157}Gd .[\[12\]](#)

НЕЙТРОННЫЙ ПОГЛОТИТЕЛЬ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ^{10}B

Захват нейтрона происходит по реакции:



В качестве нейтронного поглотителя используется белый порошок $B_2O_3:ZnS(Ag)$ с размером гранул 300-800 мкм.[\[13\]](#) [\[14\]](#) Образованные ядра 4He , 7Li ионизируют и возбуждают молекулы сцинтиллятора $ZnS(Ag)$, которые переходя в основное состояние излучают фотоны сцинтилляции.

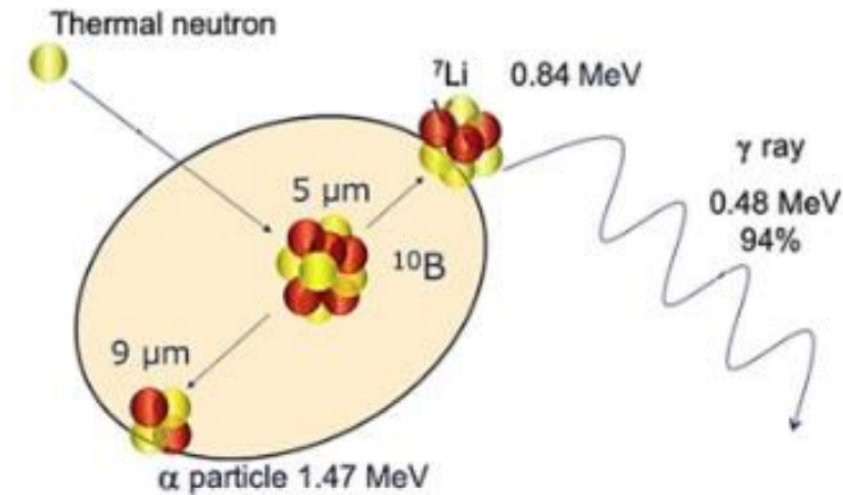


Рисунок 1.5 — Схема взаимодействия нейтрона со сцинтиллятором

По сравнению с захватом нейтрона на ${}^6\text{Li}$, который происходит по реакции 1.6, сечение захвата нейтрона на ${}^{10}\text{B}$ значительно выше (3840 барн против 945 барн), однако энерговыделение реакции меньше практически вдвое.



Использование нейтронного поглотителя на основе бора аргументируется высокой эффективностью захвата нейтронов 5-10%, удобным диапазоном световысвобождения (400-500 нм), а также низкой стоимостью. [15]

Одна из возможных конструкций нейтронного поглотителя представлена на рисунке 1.6.

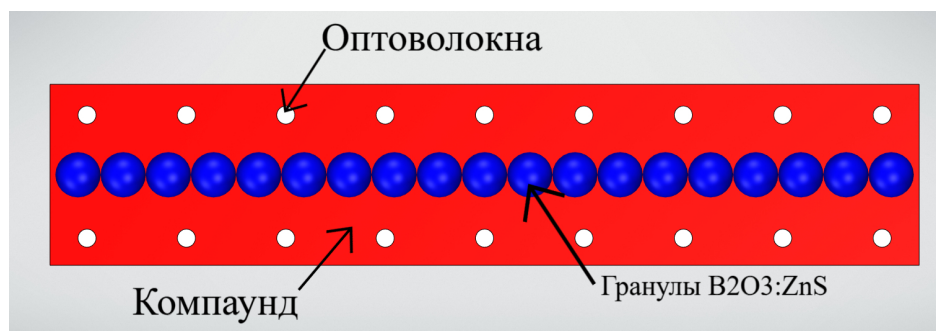
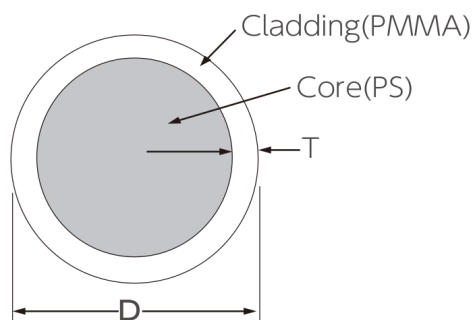


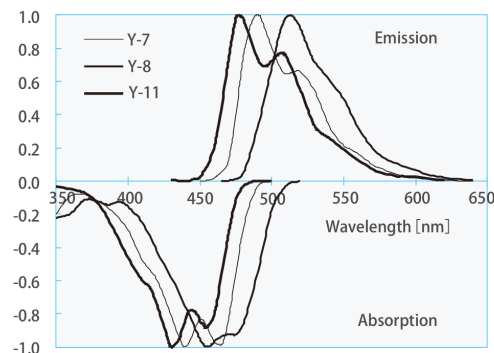
Рисунок 1.6 — Схема борного поглотителя

Гранулы борного порошка окружены оптически-прозрачным компаундом. Фотоны сцинтилляции, образованные в результате ионизации и возбуждения $\text{ZnS}(\text{Ag})$ ионами гелия и лития, попадают в оптоволоконна (файберы). Оптоволоконно представляет собой цилиндр из полистирола радиуса $R_{in} =$

0.98мм, окруженный оболочкой РММА(полиметилметакрилат) толщины 0.02мм(рис. 1.7). Попадающие в волокно фотоны испытывают полное внутреннее отражение на границе оболочек, так свет движется по фиберу и регистрируется с помощью SiPM.



а) Конструкция оптоволоконна



б) Спектры поглощения и излучения

Рисунок 1.7 — Параметры оптоволоконна

Для улучшения светособирания нейтронный модуль окружаются светотражающим веществом, например тайвеком.

НЕЙТРОННЫЙ ПОГЛОТИТЕЛЬ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КАДМИЯ ИЛИ ГАДОЛИНИЯ

В качестве нейтронного захватчика 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 ^{114}Cd , 3800 барн для природной смеси кадмия. В результате захвата нейтрона кадмий или гадолиний излучает множество гамма-квантов суммарной энергии 8 МэВ, часть из которых регистрируется в пластиковом сцинтилляторе[16]. Спектр излучения на ^{114}Cd представлен на рисунке 1.8.

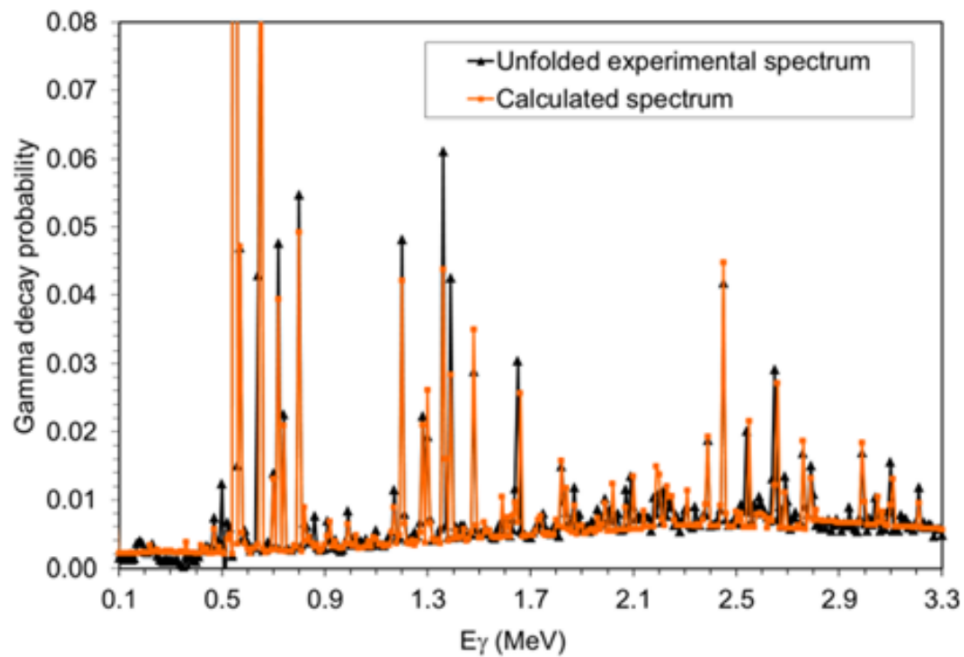


Рисунок 1.8 — Спектр гамма-излучения ^{114}Cd

Основными преимуществами таких поглотителей являются высокая эффективность захвата нейтронов (до 30%), простота изготовления (кадмиевые листы или гадолиниевая краска), низкая стоимость. Однако одной из основных проблем представляется сложность в предсказании и анализе спектра излучения.

НЕЙТРОННЫЙ ПОГЛОТИТЕЛЬ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ LCS

В качестве нейтронного поглотителя используется $\text{Li}_2\text{CaSiO}_4:\text{Eu}^{2+}$ (LCS). Литий-кальций-силикат представляет собой поликристаллы размером 10-30 мкм в связующем слое (эпоксидная смола) (рис.1.9). Вещество наносится на грани сцинтиллятора в виде краски в несколько слоев.

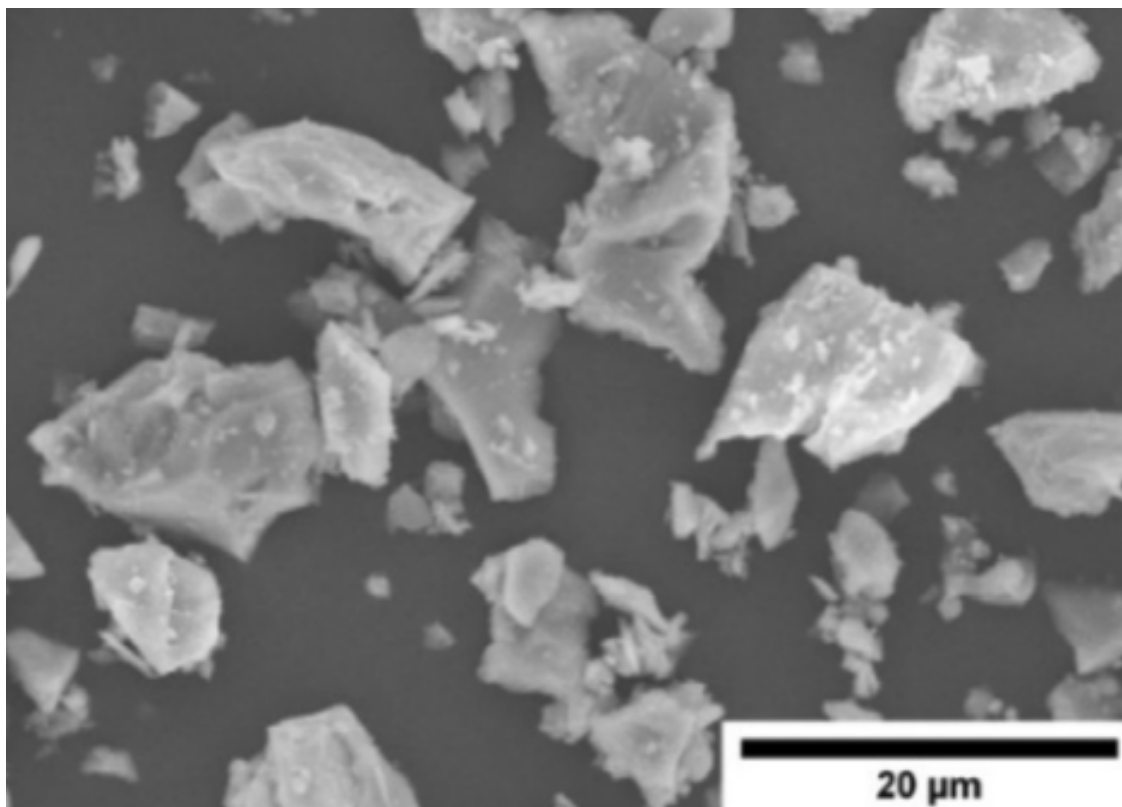


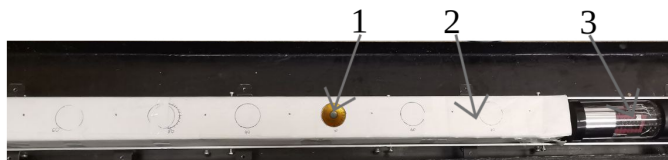
Рисунок 1.9 — Снимок LCS под электронно-сканирующим микроскопом

В результате реакции захвата нейтрона литием образуется альфа-частица и тритий. Пробег альфа-частицы в веществе составляет 3-4 мкм, трития — 28-30 мкм. Таким образом, продукты реакции захватывается в веществе, образуя сцинтилляционную вспышку.

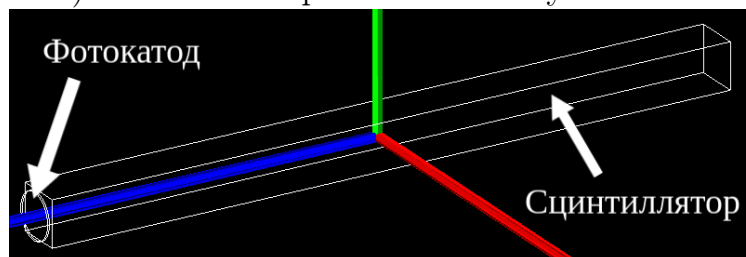
2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО МОДУЛЯ ДЕТЕКТОРА

2.1. КАЛИБРОВКА МОДЕЛИ

В качестве калибровки модели проводилось построение графиков неоднородностей светособирания, определение прозрачности и световыхода пластикового сцинтиллятора. Схема экспериментальной установки и соответствующая ей модель представлены на рисунке 2.1.



а) Схема экспериментальной установки



б) Теоретическая модель

Рисунок 2.1 — Установка для калибровки

Неоднородность светособирания — параметр, показывающий зависимость количества собираемого света от положения радиоактивного источника:

$$\delta(x) = \frac{\bar{\mu}(x)}{\bar{\mu}(l/2)} - 1, \quad (2.1)$$

где $\bar{\mu}(x)$ — среднее значение положения пика комптоновского края, если источник находится в точке x ; l — длина пластикового сцинтиллятора.

Построение графиков неоднородности светособирания позволяет определить прозрачность сцинтиллятора методом соотношения неоднородно-

стей, построенных по экспериментально измеренному и теоретически смоделированному спектру, в пределах погрешности. Погрешность определяется приборной погрешностью в экспериментальном, и погрешностью метода Монте-Карло в теоретическом случае. Также важную роль в обоих методах играет погрешность фитирования.

Прозрачность — длина, на которой интенсивность светового потока уменьшается в e раз. То есть, интенсивность собираемого света, а значит и положение пика комптоновского края зависит экспоненциально от прозрачности материала и определяется формулой:

$$\mu = \mu_0 \cdot e^{-\frac{x}{\lambda}}, \quad (2.2)$$

где λ - прозрачность сцинтиллятора. Аппроксимация графика неоднородности функцией 2.2 позволяет определить истинное значение прозрачности.

Световыход — отношение среднего числа фотонов люминесценции к энергии, потерянной ионизирующей частицей в сцинтилляторе. Световыход определяется соотношением разрешений пика комптоновского края экспериментального и теоретически смоделированного спектров. Стоит отметить, что на разрешение пика для экспериментального спектра влияют неоднородность светособираания и шумы электроники. Поэтому для определения истинного значения световыхода сцинтиллятора необходимо избавиться от этих факторов, получив по итогу прецизионный спектр.

Для проведения калибровки модели использовался экспериментальный образец пластикового сцинтиллятора из полистирола с добавлением РОРОР и РРО размера 5 см·5 см·70 см. В качестве источника γ -излучения использовался ^{137}Cs с монолинией 662 кэВ.

В результате были сняты экспериментальные спектры ^{137}Cs при расположении источника на расстоянии (5 ÷ 65) см от ФЭУ с шагом 10 см. На рисунке 2.2 представлен график неоднородности светособираания.

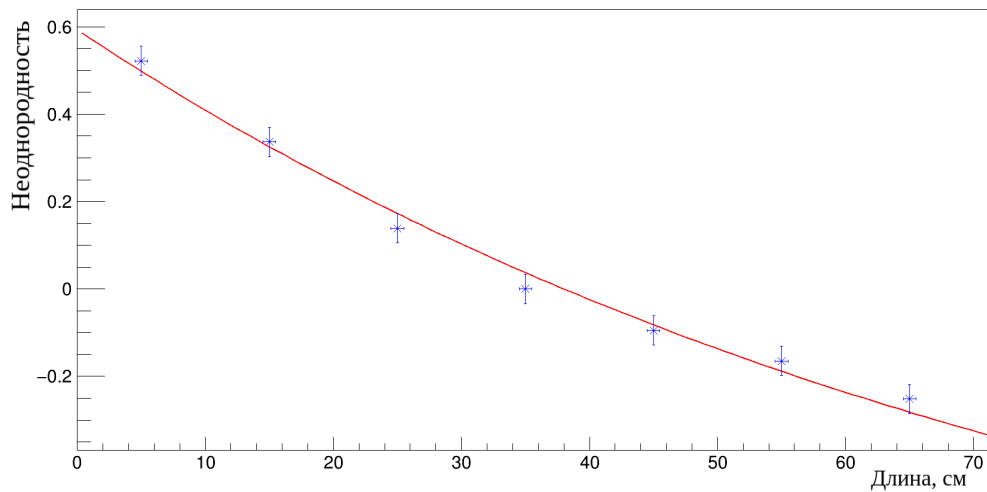


Рисунок 2.2 — Экспериментально полученный график неоднородности в логарифмическом масштабе

В результате аппроксимации кривой функцией 2.2 определена прозрачность пластикового сцинтиллятора $\lambda = 300 \pm 10$ см.

Далее были смоделированы теоретические спектры ^{137}Cs , в параметрах пластикового сцинтиллятора установлена прозрачность $\lambda = 300$ см. Соотношение теоретического и экспериментального графика неоднородности представлены на рисунке 2.3.

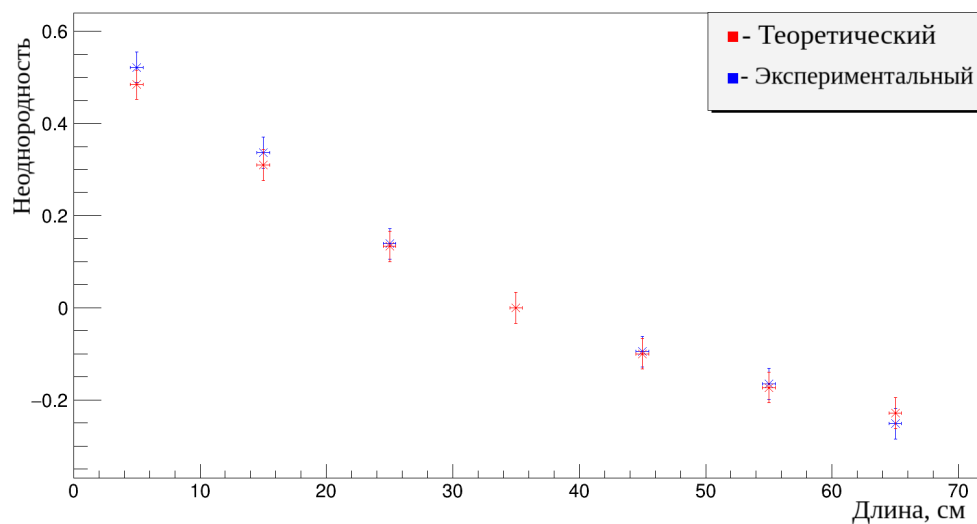
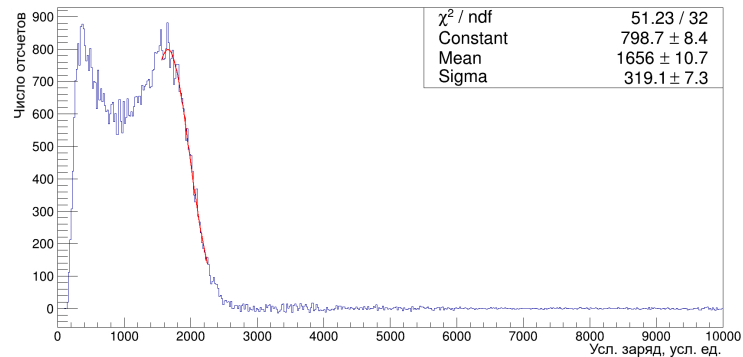


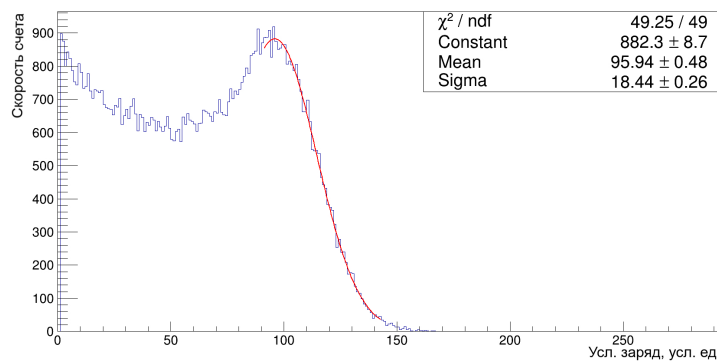
Рисунок 2.3 — Теоретический и экспериментальный графики неоднородности

Видно, что графики неоднородностей хорошо соотносятся друг с другом в пределах погрешности.

Также были определен световой выход пластикового сцинтиллятора. Был снят прецизионный экспериментальный и получен теоретический спектры ^{137}Cs в случае установки источника на расстоянии 35 см от ФЭУ. (рис. 2.4).



а) Прецизионный экспериментальный



б) Теоретический

Рисунок 2.4 — Спектры ^{137}Cs

$\delta = 19,25 \pm 0,2\%$ В результате соотношения относительных разрешений пиков полного поглощения получено значение световыхода 12000 фотонов/МэВ. При этом относительное разрешение составляет $19.25 \pm 0.02\%$.

2.2. ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ИНТЕНСИВНОСТИ ПОЗИТРОННОГО И НЕЙТРОННОГО СИГНАЛОВ ОТ РАЗМЕРОВ ПЛАСТИКОВОГО СЦИНТИЛЛЯТОРА

2.2.1. СНЯТИЕ ЗАВИСИМОСТИ КОЛИЧЕСТВА РЕГИСТРИРУЕМЫХ ФОТОНОВ ОТ РАЗМЕРОВ СЦИНТИЛЛЯТОРА

Светособирание зависит от размеров пластикового сцинтиллятора. Следовательно, для увеличения интенсивности регистрируемого потока фотонов разумно подобрать сцинтиллятор, определив его оптимальные габариты.

В ходе работы разыгрывались моноэнергетичные электроны энергии 500 кэВ в центре сцинтиллятора в телесный угол 4π . Были измерены средние значения положения пика фотонов $\bar{n}_{ph}$ для различной длины l и площади поперечного сечения S пластикового сцинтиллятора. Полученные значения были занесены в 2D-гистограмму, изображенную на рисунке 2.5.

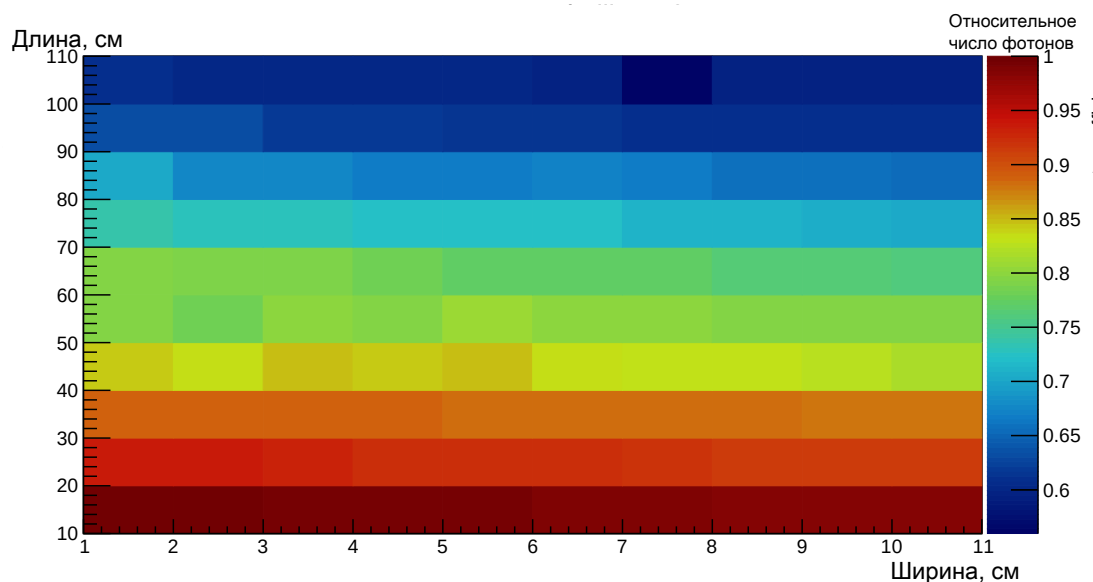


Рисунок 2.5 — Гистограмма зависимости $\bar{n}_{ph}$ от размеров сцинтиллятора

Видно, что при уменьшении размеров сцинтиллятора светособирание увеличивается.

2.2.2. ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ОТ РАЗМЕРОВ СЦИНТИЛЛЯТОРА

Проведено исследование зависимости эффективности нейтронного захвата от размеров пластикового сцинтиллятора. Было измерено количество захваченных сцинтиллятором нейтронов энергии 15 кэВ (средняя энергия нейтрона в реакции ОБР), которые разыгрывались в центре сцинтиллятора в телесный угол 4π , для его различных длин и площадей поперечного сечения. Результаты исследования представлены на рисунке 2.6.

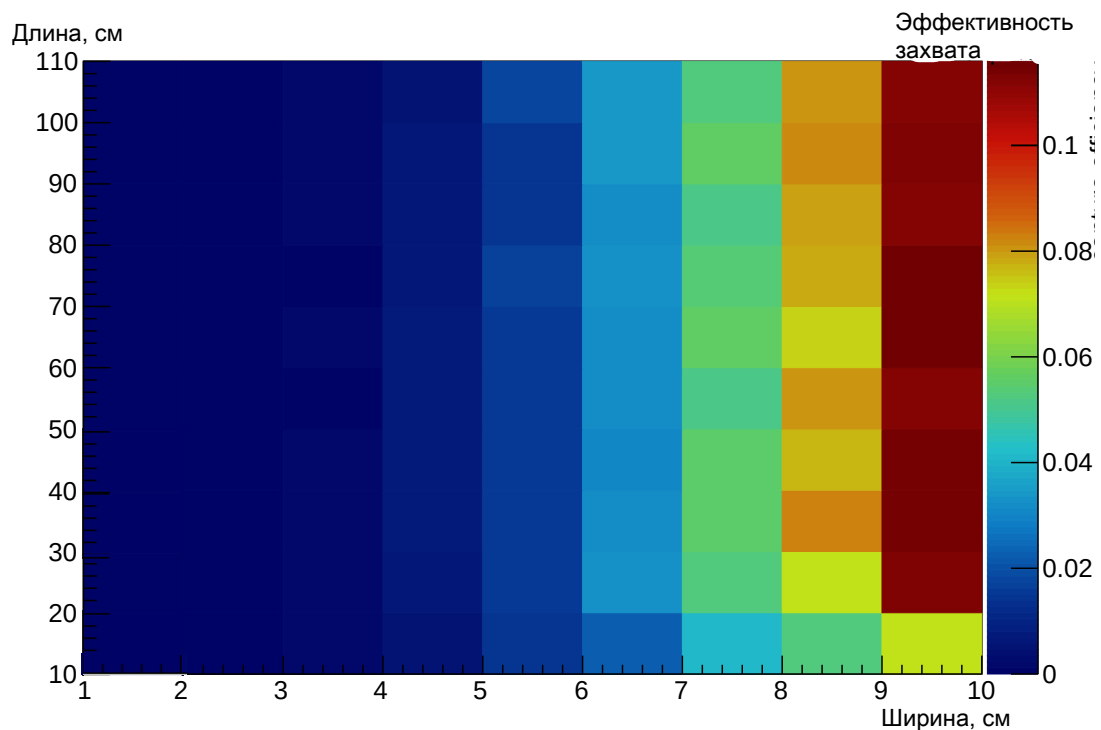
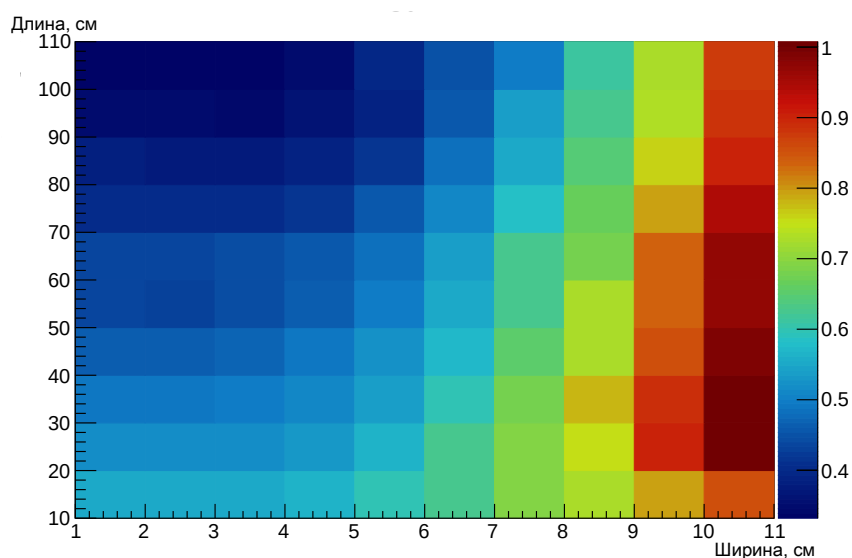


Рисунок 2.6 — Гистограмма зависимости эффективности нейтронного захвата от размеров сцинтиллятора

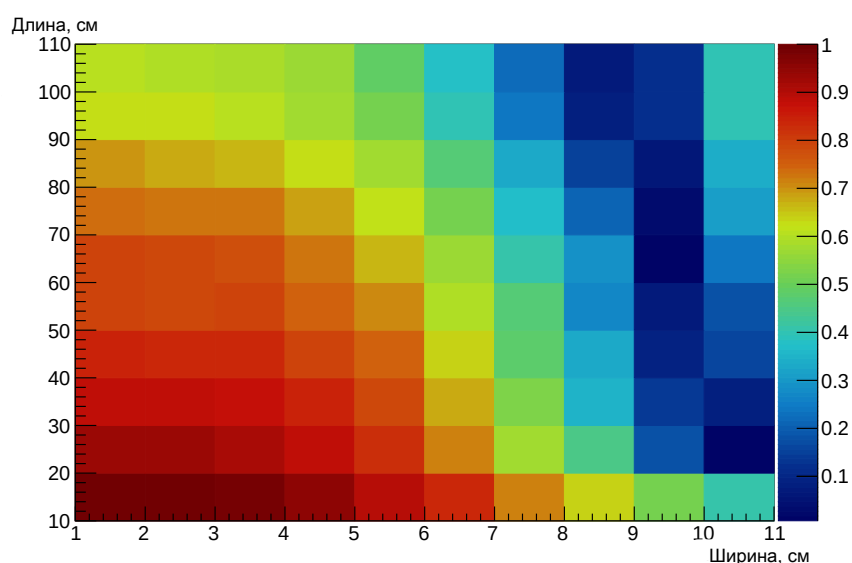
По гистограмме видно, что при увеличении размеров сцинтиллятора эффективность захвата нейтронов увеличивается. Рост вероятности захвата нейтрона объясняется увеличением длины его трека в активной среде сцинтиллятора.

2.2.3. ОПТИМИЗАЦИЯ РАЗМЕРОВ СЦИНТИЛЛЯТОРА

Для определения оптимального размера пластикового сцинтиллятора необходимо достигнуть следующих условий: должны достигаться максимально возможные значения эффективности замедления нейтронов, но при этом минимальная эффективность их захвата на водороде (для преимущественного захвата нейтронов в поглотителе), а также максимальная эффективность светособираания в системе. Для достижения этого условия посчитаны сумма и разность относительных значений этих величин.



а) Сумма



б) Разность

Рисунок 2.7 — Сумма и разность гистограмм 2.5 и 2.6

Иначе, условие минимума эффективности захвата и максимума светособирания тождественно условию стремления к единице отношения разности величин к их сумме. Иначе это условие можно представить в виде:

$$\frac{\eta_{S,l}^{ph} + \eta_{S,l}^n}{|\eta_{S,l}^{ph} - \eta_{S,l}^n|} \rightarrow 1 \quad (2.3)$$

,
где $\eta_{S,l}^{ph}$ - эффективность светособирания для определенной площади S и длины l сцинтиллятора, $\eta_{S,l}^n$ - эффективность захвата нейтронов для площади S и длины l .

На рисунке 2.8 представлена гистограмма, описывающая отношение разности и суммы эффективностей светособирания и захвата нейтронов.

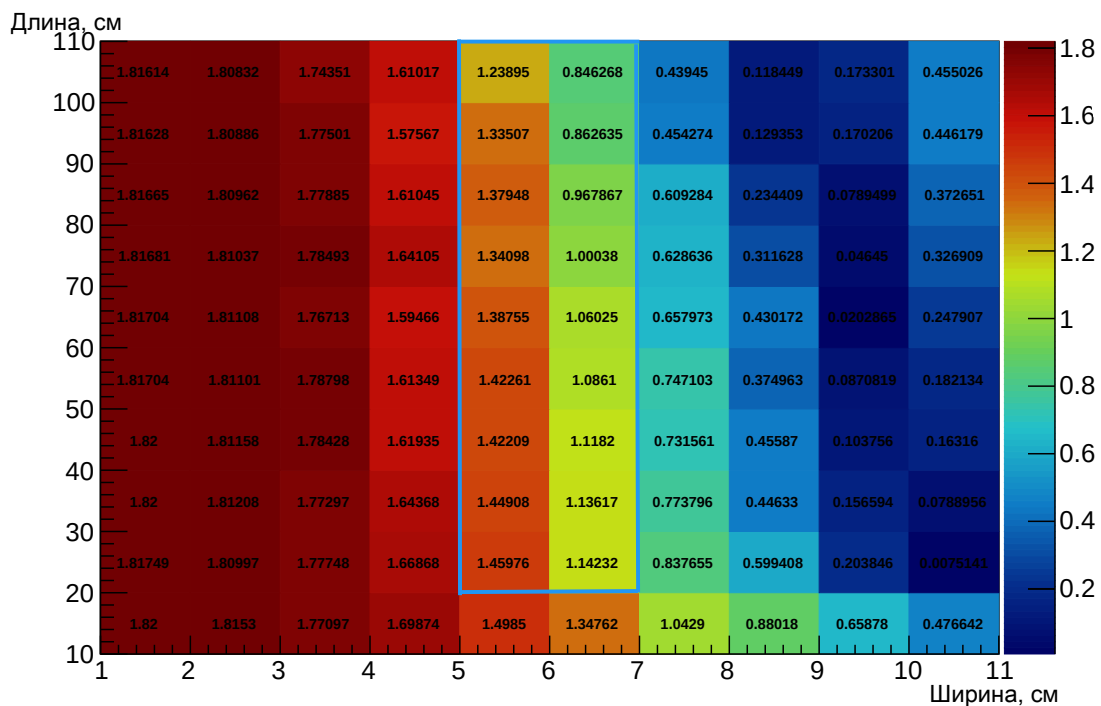


Рисунок 2.8 — Отношение разности величин к их сумме

Получено, что максимальное значение количества регистрируемых фотонов и минимальная эффективность захвата нейтронов на водороде достигаются в области сечений сцинтиллятора 5·5-6·6 см.

Далее было проведено исследование зависимости эффективности термализации нейтронов от размеров сцинтиллятора. Был снят энергетический спектр незахваченных в сцинтилляторе нейтронов, по которому рас-

считаны доли тепловых нейтронов к резонансным. Исследование проводилось в ранее уменьшенном диапазоне параметров сцинтиллятора 5·5-6·6 см, результаты представлены на рисунке 2.9.

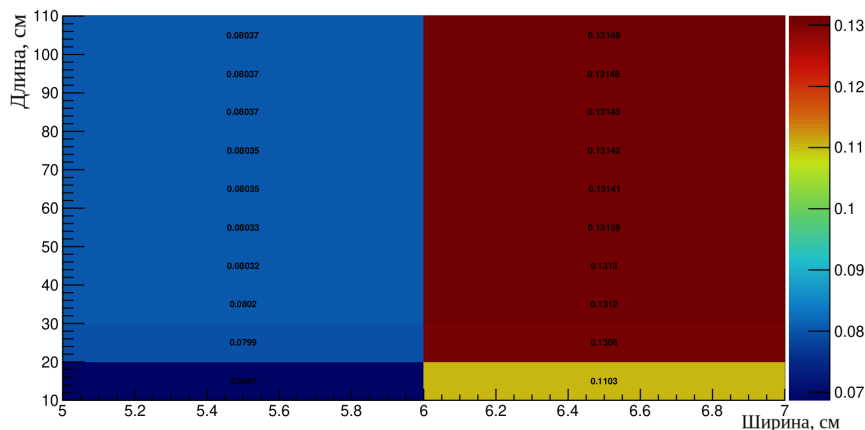


Рисунок 2.9 — Зависимость доли тепловых нейтронов к резонансным от размеров сцинтиллятора

Поскольку для достижения оптимального размера необходимо достигнуть максимальной эффективности термализации нейтронов в сцинтилляторе и условия, описанного выражением 2.3 были рассчитаны отклонения значений на рисунках 2.8, 2.9 от единицы. Оптимальным размерам сцинтиллятора будет соответствовать минимальная сумма этих отклонений. На рисунке 2.10 представлена гистограмма, описывающая этот расчёт.

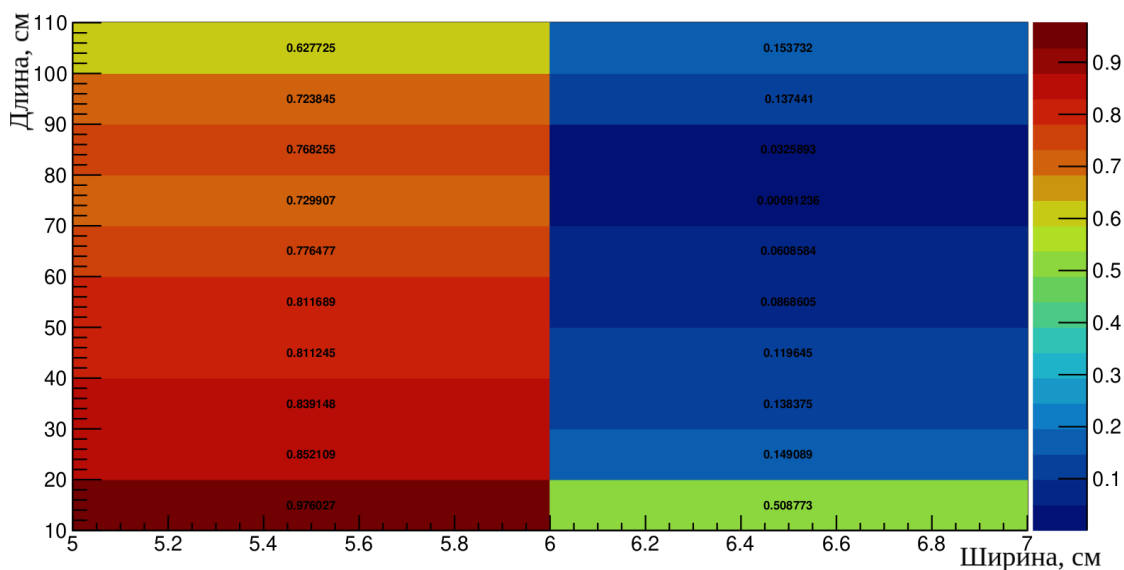


Рисунок 2.10 — Определение оптимального размера

Видно, что минимальное значение соответствует размерам сцинтиллятора 6·6·70 см.

2.3. ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗЛИЧНЫХ НЕЙТРОННЫХ ПОГЛОТИТЕЛЕЙ

2.3.1. МОДЕЛЬ НА ОСНОВЕ $B_2O_3:ZnS(Ag)$

На основании рисунка 1.6 был смоделирован нейтронный поглотитель, представленный на рисунке 2.11

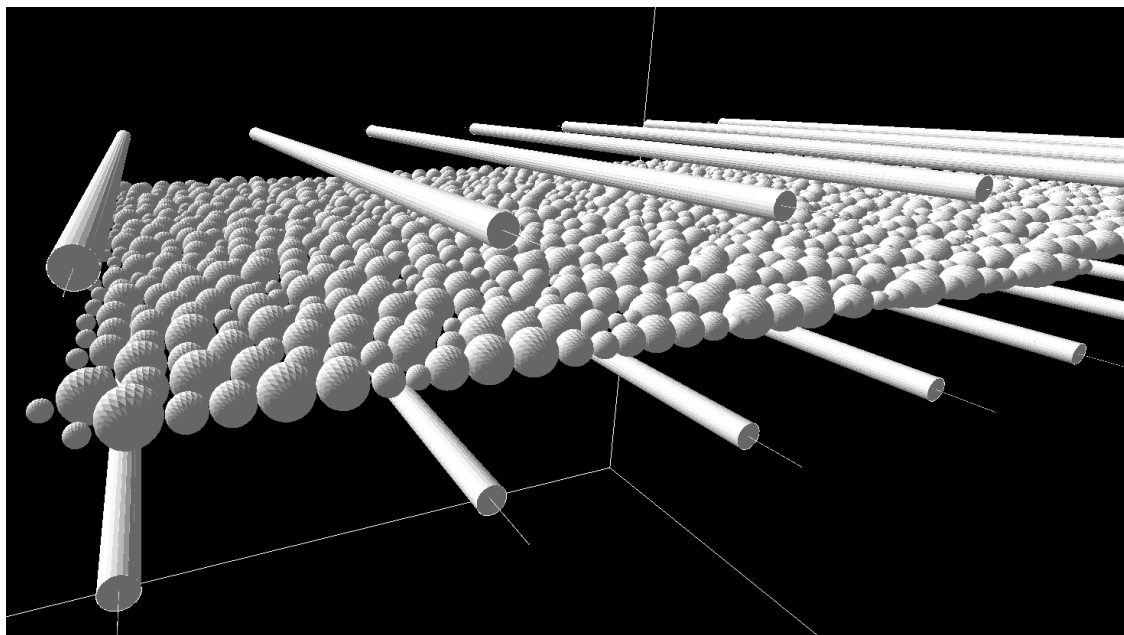


Рисунок 2.11 — Модель установки

Моделирование гранулы $B_2O_3:ZnS(Ag)$

Была смоделирована шарообразная гранула с диаметром в пределах $D=(10-800)\mu\text{м}$. В центр гранулы влетает прямолинейный поток тепловых нейтронов (энергии 0.025эВ). Снимается зависимость эффективности захвата нейтронов и доли незахватываемых α -частиц и ядер Li от размера гранулы. Результат представлен в таблице 2.1 и на рис. 2.12, 2.13.

Диаметр, мкм	$\eta_n, \%$	$\eta_\alpha, \%$	$\eta_{Li}, \%$	$\eta_{\alpha+Li}, \%$	$\eta_{sign}, \%$
10	3,44	18,60	2,62	9,30	30,52
20	6,83	7,61	1,61	2,93	12,15
30	9,84	5,89	1,12	2,24	9,25
40	12,68	3,39	0,78	1,41	5,60
50	15,61	2,43	0,45	1,35	4,22
60	18,36	2,40	0,44	1,25	4,08
70	21,17	2,17	0,52	1,13	3,83
80	23,84	1,76	0,38	0,76	2,90
90	26,13	1,80	0,23	0,80	2,83
100	28,62	1,47	0,38	0,73	2,59
150	38,88	0,95	0,23	0,44	1,62
200	48,64	0,53	0,20	0,35	1,09
250	56,35	0,46	0,07	0,34	0,87
300	62,70	0,38	0,13	0,26	0,77
350	68,81	0,31	0,10	0,19	0,60
400	73,49	0,34	0,08	0,18	0,60
450	77,46	0,37	0,05	0,19	0,62
500	80,78	0,42	0,06	0,15	0,63
550	83,93	0,39	0,07	0,13	0,60
600	86,32	0,38	0,07	0,14	0,59
650	88,27	0,35	0,06	0,16	0,57
700	90,11	0,34	0,04	0,14	0,53
750	91,60	0,36	0,05	0,12	0,53
800	92,90	0,36	0,05	0,12	0,52

Таблица 2.1 — Характеристики гранулы, где η_n - эффективность захвата нейтронов, η_α - эффективность вылета α -частиц, η_{Li} - ядер ${}^6\text{Li}$, $\eta_{\alpha+Li}$ - α -частиц и ядер ${}^6\text{Li}$, $\eta_{sign} = \eta_\alpha + \eta_{Li} + \eta_{\alpha+Li}$

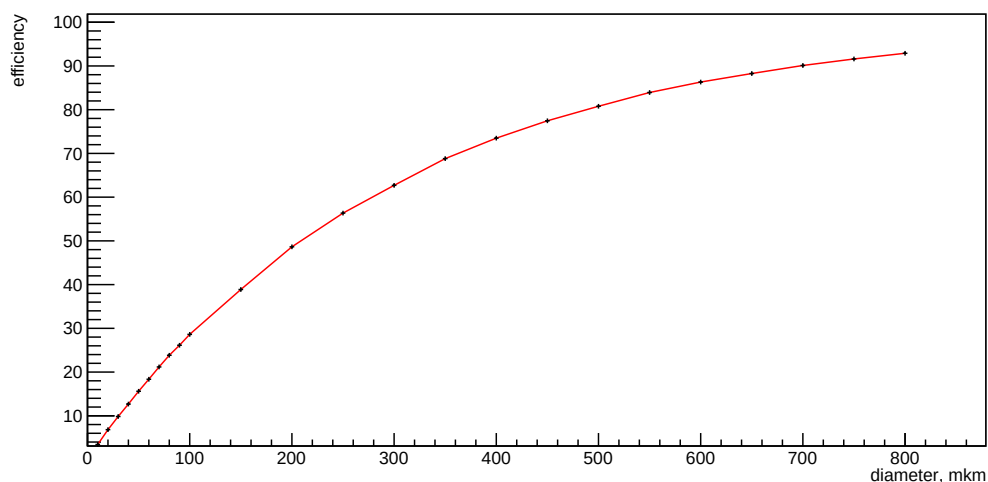


Рисунок 2.12 — Эффективность захвата нейтронов в грануле

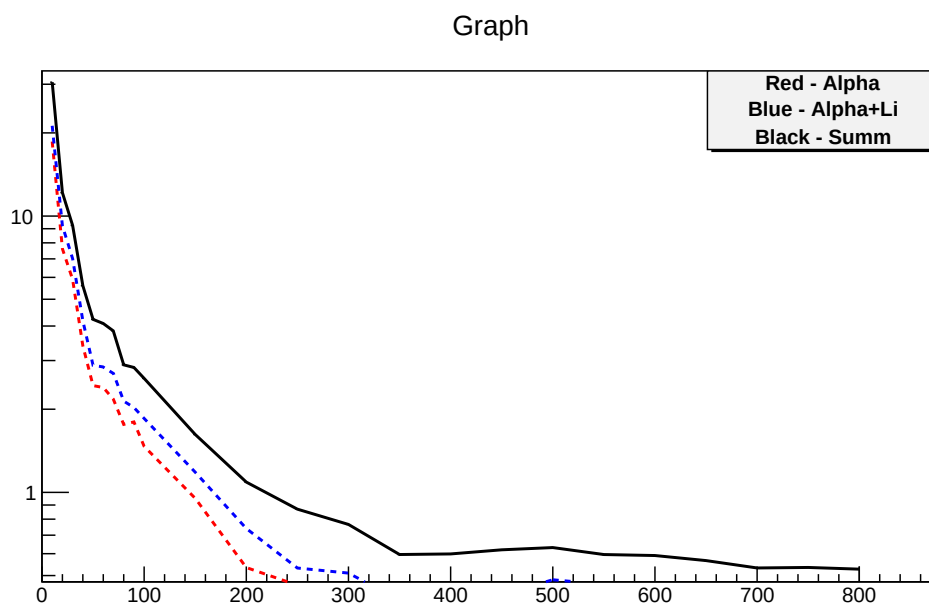


Рисунок 2.13 — Эффективность вылета частиц из гранулы

По графикам видно, что при уменьшении размера гранулы эффективность захвата нейтронов уменьшается, а эффективность вылета α -частиц и ядер Li растет и достигает 30%

Определение характеристик модели

В ходе моделирования разыгрывались тепловые нейтроны (с энергией 0.025 эВ) в конус с углом при вершине $\pi/2$ и направляющей вдоль оси Z (рис.4.1). Определялись следующие характеристики: эффективность за-

хвата нейтронов, доля высвечивающихся α -частиц и ядер ${}^6\text{Li}$, эффективность регистрации установки в зависимости от радиуса гранулы (в диапазоне от 40 до 800 мкм). Результаты моделирования указаны в таблице 2.2 и рисунках 2.14, 2.15, 2.16.

Диаметр, мкм	η_n , %	η_α , %	η_{Li} , %	$\eta_{\alpha+Li}$, %	η_{sign} , %	η_{summ} , %
40	6,37	5,82	1,37	2,44	9,63	0,613
50	7,72	4,70	0,95	2,14	7,78	0,601
60	9,01	3,57	0,65	1,66	5,88	0,534
70	10,63	3,29	0,77	1,55	5,64	0,597
80	12,06	2,84	0,54	1,35	4,74	0,0571
90	13,22	2,44	0,68	1,14	4,26	0,563
100	14,72	2,36	0,54	1,12	4,01	0,591
150	20,67	1,52	0,35	0,71	2,58	0,534
200	25,88	1,19	0,24	0,57	1,99	0,516
250	30,54	0,85	0,22	0,47	1,55	0,474
300	34,61	0,79	0,19	0,40	1,37	0,474
350	37,91	0,72	0,13	0,36	1,20	0,456
400	41,22	0,69	0,14	0,33	1,16	0,479
450	44,23	0,59	0,12	0,30	1,01	0,447
500	46,53	0,50	0,12	0,26	0,89	0,412
550	48,78	0,50	0,14	0,24	0,88	0,431
600	50,37	0,44	0,11	0,26	0,81	0,407
650	52,23	0,40	0,13	0,24	0,77	0,401
700	54,03	0,44	0,14	0,21	0,78	0,422
750	55,57	0,41	0,09	0,19	0,70	0,388
800	56,78	0,42	0,09	0,20	0,72	0,408
Произвольный	38,46	0,57	0,11	0,26	0,94	0,363

Таблица 2.2 — Характеристики модели, где η_n - эффективность захвата нейтронов, η_α - эффективность высвечивания α -частиц, η_{Li} - ядер ${}^6\text{Li}$, $\eta_{\alpha+Li}$ - α -частиц и ядер ${}^6\text{Li}$, $\eta_{sign} = \eta_\alpha + \eta_{Li} + \eta_{\alpha+Li}$, η_{summ} - модели

$$\lambda = -\frac{1}{p_1} = 300 \text{ см}$$

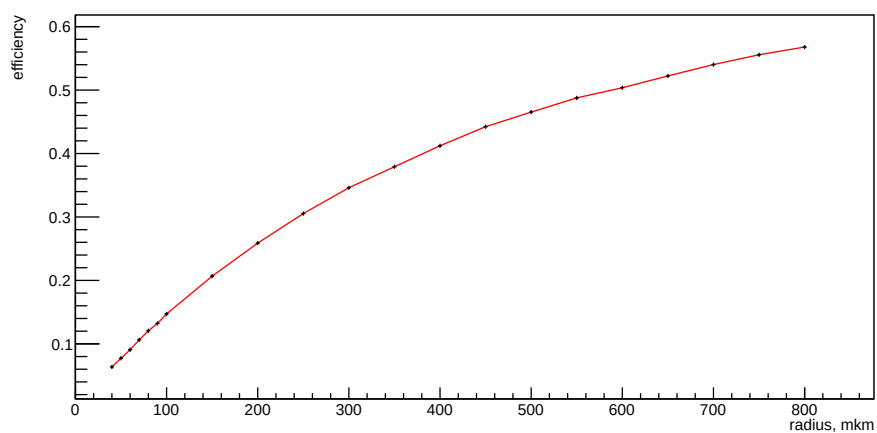


Рисунок 2.14 — Зависимость эффективности захвата нейтронов от диаметра гранулы

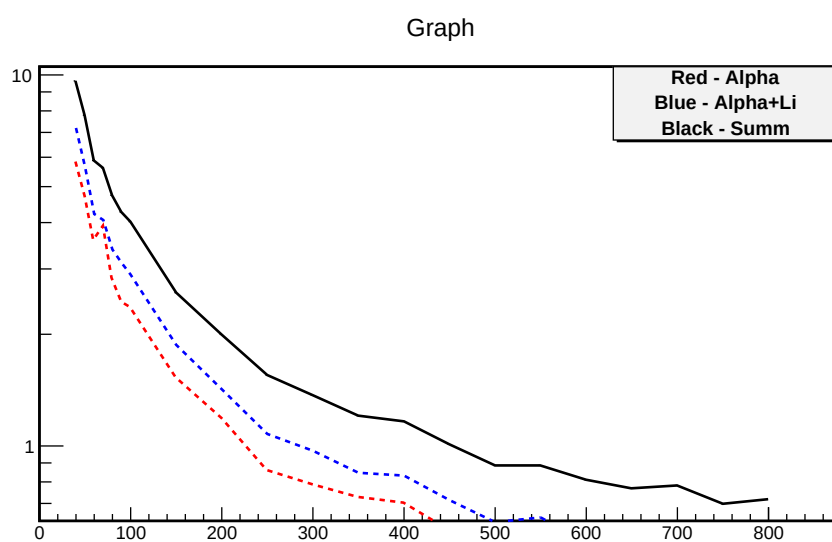


Рисунок 2.15 — Зависимость эффективности высвечивания от диаметра гранулы

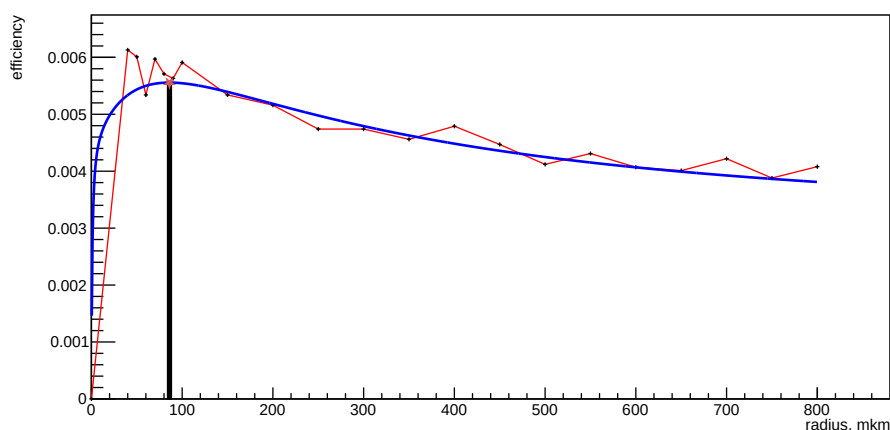
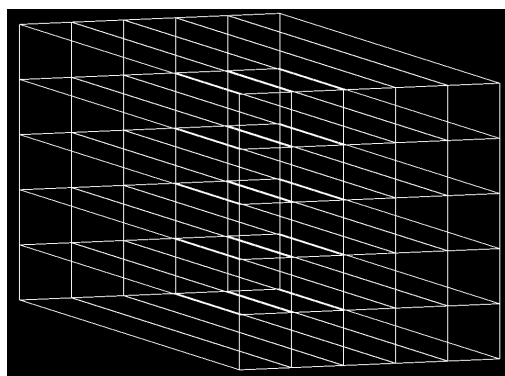


Рисунок 2.16 — Зависимость эффективности регистрации установки от диаметра гранулы

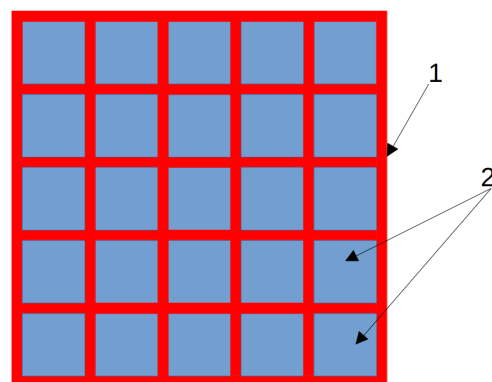
Далее проведена аппроксимация рисунка 2.14 полуэмпирической функцией $f_1 = -a \cdot \log b + a \cdot \log(D^2 + c \cdot D + b)$, а рисунок 2.15 - функцией $\gamma f_2 = d + g \cdot (D + h)^k$, где a, b, c, d, g, h, k - постоянные коэффициенты. Аппроксимируя зависимость 4.7 функцией $f = f_1 \cdot f_2$, можно определить максимум эффективности регистрации модели. Тогда оптимальным диаметром гранулы будет $D = 80 \text{ мкм}$. В этом случае эффективность регистрации достигает значения 0,55%. Для использования данной модели в качестве индикатора захватов нейтронов в детекторе реакторных антинейтрино такой эффективности недостаточно.

2.3.2. МОДЕЛЬ НА ОСНОВЕ CD/GD

Схема модели представлена на рисунке 2.17.



а) Модель на примере сборки из 25 сцинтилляторов



б) Схема установки

Рисунок 2.17 — Схема установки

Нейтрон термализуется в сцинтиляторе(2) размеров $6 \cdot 6 \cdot 70$ см и, падая в кадмиевый/гадолиниевый поглотитель(1) толщины 0.5 мм, захватывается. В результате излучается множество гамма-квантов суммарной энергии 8 МэВ.

Измерялась эффективность захвата нейтронов с энергией 10 кэВ, испускаемых изотропно из центра внутреннего сцинтиллятора. В результате получены зависимости эффективности захвата нейтронов в сцинтиляторе, кадмиевых(рис. 2.18), гадолиниевых(рис. 2.19) стенках.

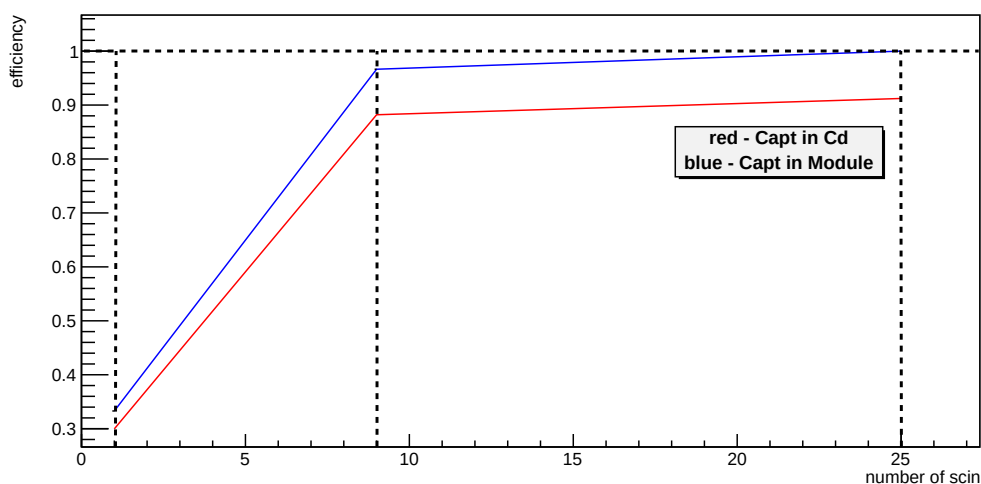


Рисунок 2.18 — Эффективность захвата нейтронов в Cd поглотителе

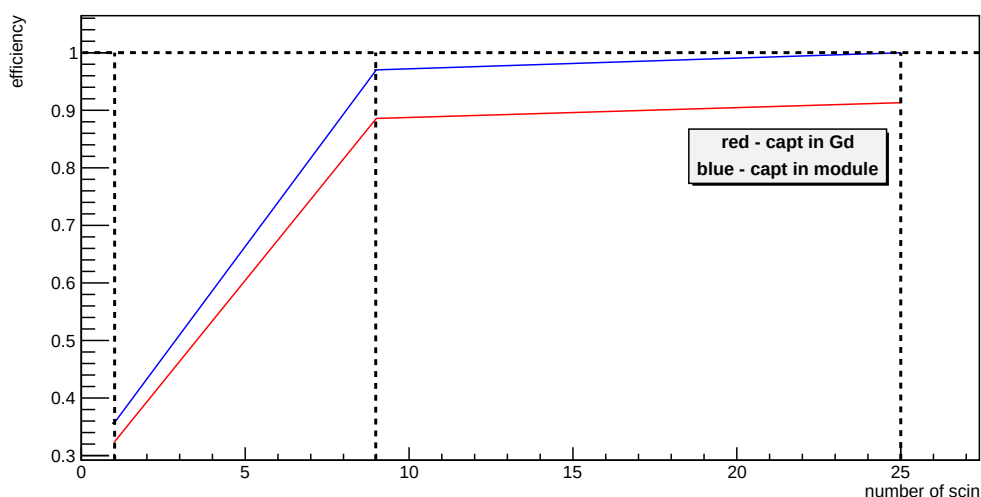


Рисунок 2.19 — Эффективность захвата нейтронов в Gd поглотителе

По графикам видно, что 100% эффективность захвата нейтронов в сборке достигается при ее размерах 5·5 сцинтилляторов.

2.3.3. МОДЕЛЬ НА ОСНОВЕ LCS

Был смоделирован нейтронный поглотитель на основе LCS. Модель аналогична предыдущей, приведенной на рисунке 2.17. Проведено измерение зависимости эффективности захвата нейтронов от толщины поглотителя. Результат моделирования представлен на рисунке 2.20:

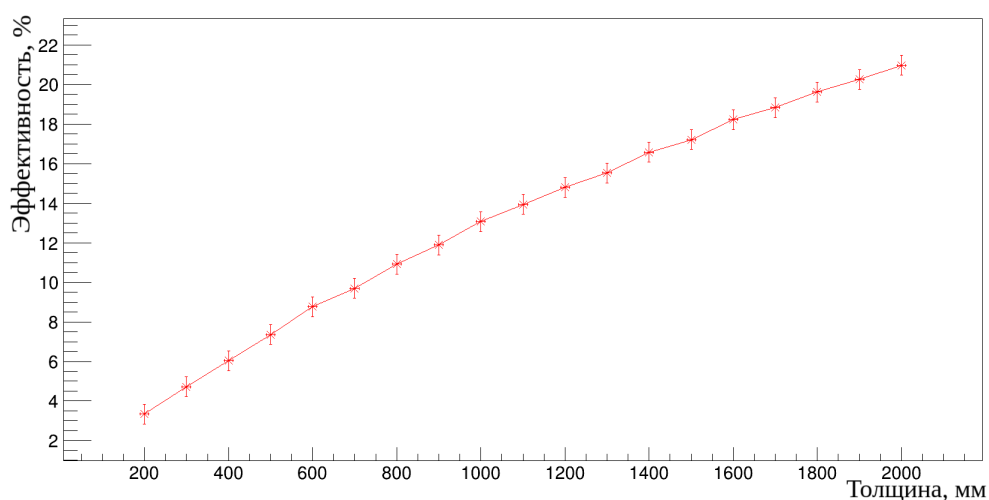


Рисунок 2.20 — Зависимость эффективности захвата нейтронов от толщины поглотителя

При средней толщине 600 мкм эффективность захвата достигает 10%, что в 4 раза меньше эффективности захвата нейтронов при использовании поглотителя $B_2O_3:ZnS$ с тем же размером гранулы 1 мм.

2.3.4. СРАВНЕНИЕ МОДЕЛЕЙ

Было проведено сравнение всех смоделированных нейтронных поглотителей. Проверялось, при каком минимальном количестве модулей эффективность захвата нейтронов в сборке будет достигать 100%. Результаты представлены в таблице 2.3.

Количество сцинтилляторов	Cd, 0.5 мм	Gd, 0.5 мм	LCS, 0.6 мм
1	0.29	0.32	0.13
3·3	0.88	0.88	0.69
5·5	0.91	0.92	0.73
Насыщение	0.92	0.92	0.75

$$\Delta = 19,3 \pm 0,2\%$$

По результатам моделирования видно, что использование кадмиевых пластин или гадолиниевой краски наиболее выгодно с точки зрения нейтронного захвата.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

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

В результате решения поставленных задач была проведена калибровка модели и проведено определение оптимальных характеристик модуля. В результате определены световыход и прозрачность экспериментальных образцов, равные 12000 фот./МэВ и 3 м соответственно. Также рассчитаны оптимальные размеры сцинтиллятора, равные $6 \cdot 6 \cdot 70$ см. Проведено исследование различных нейтронных поглотителей (Cd, Gd, B, LCS). С точки зрения эффективности захвата нейтронов в качестве оптимального варианта выбрано использование кадмиевых пластин.

Дальнейшая работа предполагает моделирование гамма-излучения кадмия и гадолиния, определение эффективности регистрации сигнала, а также моделирование отклика модуля и схемы задержанных совпадений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нейтринный контроль реакторов для применения гарантий МАГАТЭ к плавучим атомным энергоблокам / Е. П. Велихов [и др.] // ВАНТ. — 2022. — Т. Физика ядерных реакторов, № 1. — С. 71–74.
2. *Mikaelian L. A.* Neutrino laboratory in the atomic plant // in Proceedings of the International Conference "Neutrino 77". — 1978. — Vol. 2. — P. 383–385.
3. *Borovoi A. A., Mikaelyan L. A.* Possibilities of the practical use of neutrinos // Soviet Atomic Energy. — 1978. — Vol. 44. — P. 589–592.
4. Измерение энергосъёмки энергетического реактора методом регистрации нейтрино / В. А. Коровкин [и др.] // Атомная энергия. — 1988. — Т. 65, № 3. — С. 169–173.
5. The Bugey-3 neutrino detector / M. Abbès [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 1996. — Vol. 374. — P. 164–187.
6. *Zhang C., Qian X., Fallot M.* Reactor antineutrino flux and anomaly // Prog. Part. Nucl. Phys. — 2024. — Vol. 136. — P. 104106. — arXiv: [2310.13070 \[hep-ph\]](#).
7. Extraction of the ^{235}U and ^{239}Pu Antineutrino Spectra at Daya Bay / D. Adey [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2019. — Vol. 123, no. 11. — P. 111801.
8. *Копейкин В. И., Скорохватов М. Д.* Особенности протекания реакции обратного бета-распада на протоне в потоке антинейтрино ядерного реактора // Ядерная физика. — 2017. — Т. 80. — С. 142–150.
9. *Hayes A. C., Vogel P.* Reactor Neutrino Spectra // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. — 2016. — Vol. 66. — P. 219–244.
10. Improved Predictions of Reactor Antineutrino Spectra / T. A. Mueller [и др.] // Phys. Rev. C. — 2011. — Т. 83. — С. 054615. — arXiv: [1101.2663 \[hep-ex\]](#).

11. О связи между спектрами реакторных $\bar{\nu}_e$ и β -электронов / А. Боровой [и др.] // Ядерная физика. — 1982. — Т. 36. — С. 400—402.
12. Власов Н. А. Нейтроны. — Москва : Наука, 1971.
13. Francke T., Peskov V. Micropattern gaseous detectors // INFN Eloisatron Project: 42nd Workshop on Innovative Detectors for Supercolliders. — 2004. — С. 158—179. — arXiv: [physics/0404035](#).
14. Performance of borated scintillator screens for high-resolution neutron imaging / B. Schillinger [и др.] // J. Radioanal. Nucl. Chem. — 2022. — Т. 331, № 12. — С. 5287—5295.
15. A SiPM-based ZnS: ^6LiF scintillation neutron detector / A. Stoykov [и др.] // Nucl. Instrum. Meth. A / под ред. R. Barbier [и др.]. — 2015. — Т. 787. — С. 361—366. — arXiv: [1408.6119 \[physics.ins-det\]](#).
16. Iwata Y., Sekiya H., Ito C. Real-time monitoring method for gadolinium concentration in a water Cherenkov detector // Appl. Phys. A. — 2025. — Т. 131, № 3. — С. 165.