

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,  
ассистент каф. 40 \_\_\_\_\_ Д. В. Попов

Научный консультант,  
м.н.с. \_\_\_\_\_ Д. А. Чмыхало

Москва 2024

# СОДЕРЖАНИЕ

<b>Введение</b>	<b>3</b>
<b>1 Теоретические сведения</b>	<b>5</b>
1.1 Принцип работы детектора реакторных антинейтрино . . . . .	5
1.2 Роль сцинтилляторов в детектировании антинейтрино . . . . .	6
<b>2 Калибровка расчетной модели</b>	<b>7</b>
2.1 Поведение нейтрона в водородосодержащей среде . . . . .	7
2.2 Результаты калибровки модели . . . . .	9
<b>3 Оптимизация размеров пластикового сцинтиллятора</b>	<b>10</b>
3.1 Расчетная модель . . . . .	10
3.2 Проведение измерений и определение оптимальных размеров пластикового сцинтиллятора . . . . .	11
3.2.1 Снятие зависимости количества регистрируемых фото- тонов от размеров сцинтиллятора . . . . .	11
3.2.2 Исследование зависимости эффективности захвата ней- тронов от размеров сцинтиллятора . . . . .	12
3.2.3 Оптимизация размеров сцинтиллятора . . . . .	13
<b>4 Моделирование нейтронной части модульного детектора</b>	<b>16</b>
4.1 Модель с использованием сцинтиллятора $B_2O_3:ZnS$ . . . . .	16
4.1.1 Определение эффективности светособирания оптиче- ского волокна . . . . .	17
4.1.2 Моделирование гранулы $B_2O_3:ZnS$ . . . . .	18
4.1.3 Определение характеристик модели . . . . .	20
4.2 Модель с использованием кадмиевых, гадолиниевых погло- тителей . . . . .	23
<b>Заключение</b>	<b>26</b>



# ВВЕДЕНИЕ

На текущий момент в России активно развивается малая атомная энергетика (МАЭ) с целью обеспечения энергоресурсами удалённых районов и производств, в частности перспективным считается производство плавучих атомных энергоблоков (ПАЭБ) [6]. В связи с этим развитие атомной промышленности потребовало введения средств мониторинга количества и качества ядерного материала, находящегося в корпусе реактора, для обеспечения безопасности развития атомной энергетике. Сложность данного вопроса заключается в отсутствии возможности установки независимой аппаратуры, измеряющей выработку энергии на ПАЭБ. Поэтому возможным решением этой проблемы представляется измерение энерговыработки реактора при помощи детектирования реакторных антинейтрино, находящейся вне ПАЭБ.

Использование нейтринного метода контроля ядерных реакторов было предложено и изучено в Курчатовском институте в 1980 – 1990-х гг. [1] [3] Реакторные антинейтрино служат индикаторами протекания цепной реакции деления в активной зоне реактора. Эти антинейтрино могут быть зарегистрированы с помощью реакции обратного бета-распада. В качестве нейтринного детектора можно использовать спектрометр на основе пластикового сцинтиллятора, регистрирующий продукты этой реакции. Важную роль в разработке детектора антинейтрино играет моделирование, поскольку этот способ может быть использован в определении оптимальных характеристик сцинтиллятора, исследовании характеристик модели и т.д.

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

Для достижения данной цели решались следующие задачи:

- Создание модели и проведение ее калибровки на основе экспериментальных данных;
- Оптимизация размеров пластикового сцинтиллятора;
- Исследование эффективности регистрации моделей нейтронной ча-

сти модуля антинейтринного детектора: модели с использованием сцинтиллятора  $B_2O_3:ZnS$ , а также модели с Cd/Gd поглотителями.

# 1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

## 1.1. ПРИНЦИП РАБОТЫ ДЕТЕКТОРА РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО

Ядерные реакторы вырабатывают энергию путем деления изотопов урана и плутония ( $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ) и радиоактивного распада соответствующих фрагментов деления. [4] При бомбардировке ядра нейтроном оно распадается, как правило, на два нейтроноизбыточных изотопа.



Продукты распада  ${}^{A_x}_{Z_x}\text{X}$  и  ${}^{A_y}_{Z_y}\text{Y}$  далее подвергаются каждой серии из нескольких бета-распадов, в результате которых образуется в среднем 6 антинейтрино. Таким образом, ядерный реактор является мощным источником электронных антинейтрино. Регистрация антинейтрино может осуществляться через обратный  $\beta$ -распад [2], [5]:



Эту реакцию можно наблюдать в водородосодержащей среде, например, в органических сцинтилляторах. В  $\beta^+$ -распаде значительно большей массой обладает нейтрон, поэтому большую энергию приобретает позитрон. Нейтрон замедляется в водородосодержащей среде и впоследствии захватывается на поглотителе (водород в сцинтилляторе, спец. добавке), излучая гамма-квант или другие частицы, которые далее регистрируются.

Время жизни позитрона в водороде составляет порядка  $10^{-9}\text{с}$ , за это время позитрон ионизирует среду и аннигилирует с образованием 2 гамма-квантов с энергией 0,511 МэВ.

## 1.2. РОЛЬ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ В ДЕТЕКТИРОВАНИИ АНТИНЕЙТРИНО

Сцинтиллятор — вещество, излучающее свет при прохождении через него ионизирующего излучения. К основным характеристикам сцинтилляторов относятся световой выход, время высвечивания и прозрачность вещества [7]. В нейтринном методе контроля в детекторах используют преимущественно органические сцинтилляторы. Чувствительный объём сцинтиллятора представляет собой основное вещество (полиметилметакрилат (РММА), полистирол, поливинилтолуол (PVT)) с люминисцентными добавками (р-терфенил РОРОР). В результате прохождения реакции обратного  $\beta^+$ -распада в сцинтилляторе её продукты ионизируют вещество, которое излучает световой поток изотропно. Свет в сцинтилляторе распространяется по законам геометрической и волновой оптики и регистрируется фотодетектором. Для улучшения светособирания сцинтиллятор можно обернуть зеркальным или диффузным отражателем, а также подобрать параметры и размеры сцинтиллятора методом Монте-Карло.

В данной работе исследовался пластиковый сцинтиллятор из полистирола. В качестве люминисцентных, спектросмещающих добавок были использованы р-терфенил (концентрация 2%) и РОРОР (концентрация 0.5%). Время высвечивания сцинтиллятора равно 2,5 нс, показатель преломления  $n=1,59$ , прозрачность равна 3 м, световой выход 5000 фотонов/МэВ.

## 2. КАЛИБРОВКА РАСЧЕТНОЙ МОДЕЛИ

### 2.1. ПОВЕДЕНИЕ НЕЙТРОНА В ВОДОРОДОСОДЕРЖАЩЕЙ СРЕДЕ

В связи с отсутствием у нейтронов электрического заряда они проходят в веществе без взаимодействий сравнительно большие расстояния, измеряемые сантиметрами. Эффективные сечения взаимодействия нейтронов с электронами атома малы ( $\sigma \approx 10^{-22} \text{ см}^2$ ) по сравнению с сечением взаимодействия заряженной частицы с атомом ( $\sigma \approx 10^{-16} \text{ см}^2$ ). Нейтроны сталкиваются главным образом с ядрами атомов, входящих в состав вещества. Явления, происходящие при взаимодействии нейтронов с ядрами, зависят от кинетической энергии нейтронов. Поэтому обычно нейтроны делят на отдельные энергетические группы. Границы этих энергетических групп условны. Различают нейтроны ультрахолодные ( $0 - 10^{-7} \text{ эВ}$ ), холодные ( $10^{-7} - 5 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}$ ), тепловые и надтепловые ( $2,5 \cdot 10^{-2} - 0,5 \text{ эВ}$ ), резонансные ( $0,5 \text{ эВ} - 1(10) \text{ кэВ}$ ), которые имеют много резонансных пиков в зависимости эффективного сечения взаимодействия со средними и тяжелыми ядрами от энергии нейтронов, промежуточные ( $1(10) - 100 \text{ кэВ}$ ), и быстрые ( $>0,1 \text{ МэВ}$ ).

В реакциях деления ядер образуются, как правило, быстрые нейтроны. Они при соударениях с атомными ядрами теряют энергию большими порциями, расходуя её, главным образом, на возбуждение ядер или их расщепление. В результате энергия нейтрона становится меньше минимальной энергии возбуждения ядра (от десятков кэВ до нескольких МэВ в зависимости от свойств ядра). После этого рассеяние нейтрона ядром становится упругим, т.е. нейтрон расходует энергию на сообщение ядру скорости без изменения внутреннего состояния ядра. При одном упругом соударении нейтрон теряет в среднем долю энергии, равную  $2A/(A+1)^2$ , где  $A$  – массовое число ядра-мишени. Эта доля мала для тяжёлых ядер ( $1/100$  для свинца) и велика для лёгких ядер ( $1/7$  для углерода и  $1/2$  для водоро-

да). Поэтому замедление нейтронов на лёгких ядрах происходит гораздо быстрее, чем на тяжёлых.

Замедление нейтронов приводит в конечном счёте к образованию тепловых нейтронов (нейтронов, находящихся в тепловом равновесии со средой, в которой происходит замедление). Средняя энергия теплового нейтрона при комнатной температуре равна 0,025 эВ. В процессе замедления часть нейтронов теряется, поглощаясь при столкновении с ядрами или вылетая из среды наружу. В замедлителях нейтронов – веществах, содержащих лёгкие ядра, слабо захватывающие нейтроны, (при достаточно больших размерах замедлителя) потери малы и большая часть нейтронов, испущенных источником, термализуется. К числу лучших замедлителей относятся вода, тяжёлая вода, бериллий, графит.

Ослабление узкого коллимированного пучка нейтронов тонким слоем вещества происходит по экспоненциальному закону:

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-N\sigma x} \quad (2.1)$$

где  $I_0$  и  $I()$  - значения плотности потока до и после прохождения слоя вещества,  $N$  - число ядер в единице объема вещества,  $\sigma$  - полное сечение взаимодействия нейтронов с веществом. Величина  $\Sigma = N\sigma$  имеет размерность обратной длины ( $\text{см}^{-1}$ ) и называется линейным коэффициентом ослабления потока нейтронов в веществе. Величина  $\lambda = \frac{1}{\Sigma}$  имеет размерность длины и называется длиной свободного пробега нейтрона в веществе. Средняя длина пробега по отношению к поглощению  $\lambda_a$  - это расстояние, при прохождении которого плотность потока нейтронов из-за поглощения уменьшается в  $e$  раз. Плотность потока нейтронов  $j(r)$  на расстоянии  $r$  от точечного источника, испускающего  $j_0$  моноэнергетических нейтронов в единицу времени, определяется соотношением:

$$j(r) = \frac{j_0}{4\pi r^2} \cdot e^{-\frac{r}{\lambda_a}} \quad (2.2)$$

## 2.2. РЕЗУЛЬТАТЫ КАЛИБРОВКИ МОДЕЛИ

В ходе работы разыгрывался прямолинейный поток нейтронов с энергией 1 МэВ в воде. Был снят спектр по длине свободного пробега, представленный на рисунке 2.1.

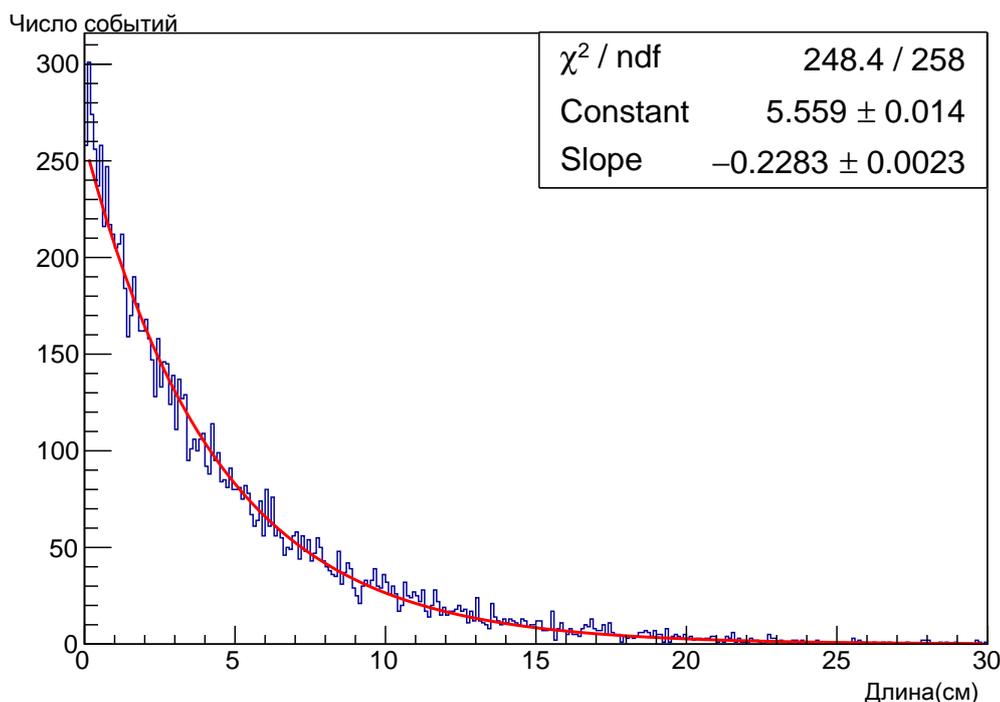


Рисунок 2.1 — Распределение нейтронов по длине свободного пробега

В результате аппроксимации спектра по формуле (2.1) получена длина свободного пробега нейтрона в воде,  $\lambda = (4,38 \pm 0,17)$  см

Также было рассчитано теоретическое значение длины свободного пробега, опираясь на табличные значения сечений захвата нейтрона на кислороде( $\sigma = 8$  барн) и водороде( $\sigma = 4$  барн). По формуле

$$\lambda = \frac{1}{n_O \sigma_O + n_H \sigma_H} \quad (2.3)$$

где  $n = N_A \rho / A$  - концентрация,  $\rho$  - плотность вещества,  $A$  - массовое число, получено теоретическое значение, равное  $\lambda = 4,36$  см. Отклонение расчетной и полученной в результате моделирования величины составило 0,5%, что говорит о корректности работы нейтронной физики в модели.

# 3. ОПТИМИЗАЦИЯ РАЗМЕРОВ ПЛАСТИКОВОГО СЦИНТИЛЛЯТОРА

## 3.1. РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ

Модель установки представлена на рисунке 3.1. Были смоделированы пластиковый сцинтиллятор и фотокатод ФЭУ. Был подобран зазор между фотокатодом и сцинтиллятором, равный 1 мм, для учета неплотного прилегания фотокатода к сцинтиллятору. Ранее модель была откалибрована на экспериментальной установке с размерами сцинтиллятора 5·5·70 см.

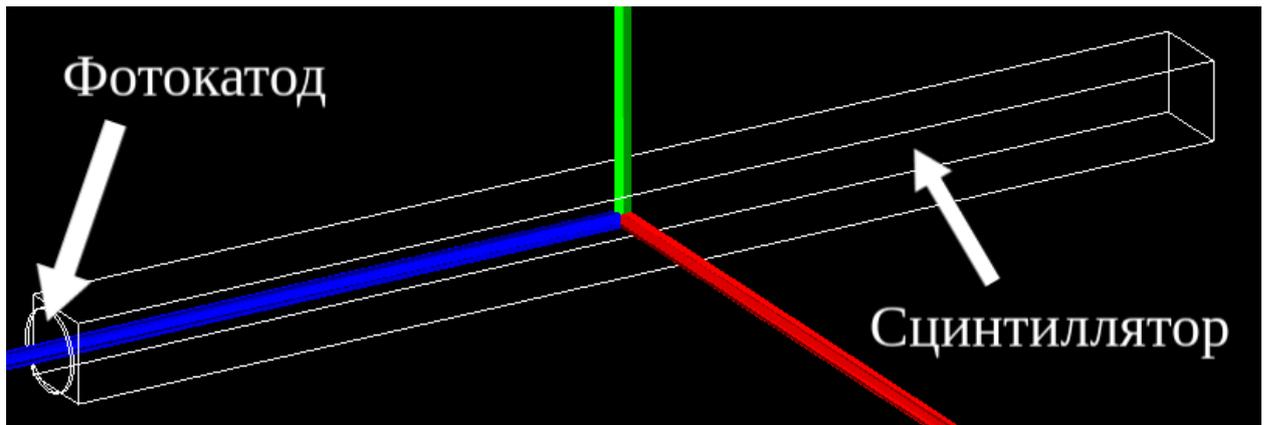


Рисунок 3.1 — Модель сцинтиллятора

## 3.2. ПРОВЕДЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНЫХ РАЗМЕРОВ ПЛАСТИКОВОГО СЦИНТИЛЛЯТОРА

### 3.2.1. 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 этой работе разыгрывались моноэнергетичные электроны энергии 500 кэВ в центре сцинтиллятора в телесный угол  $4\pi$ . 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 3.2.

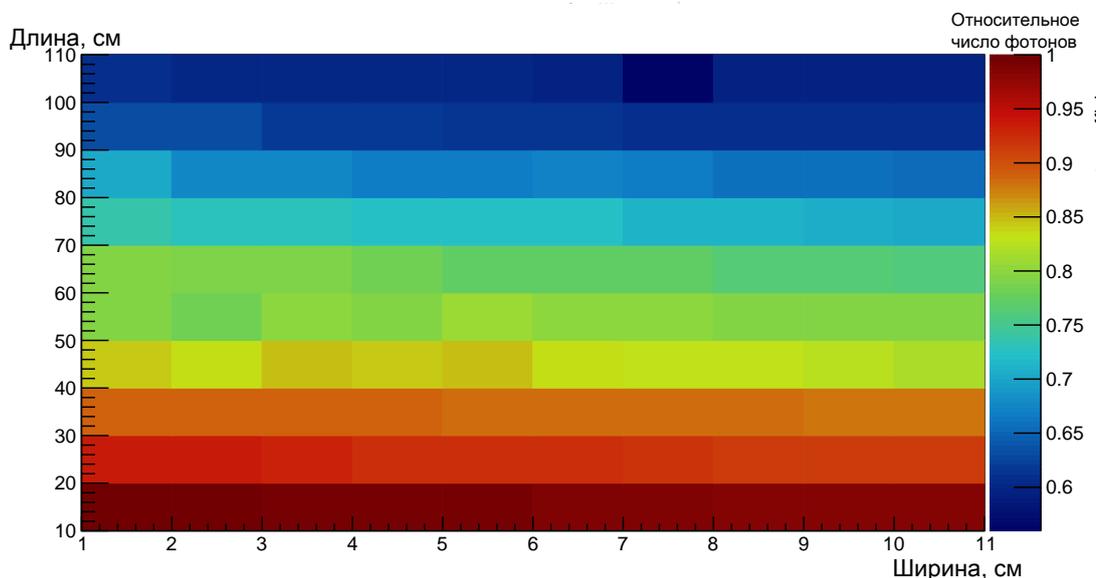


Рисунок 3.2 — Гистограмма зависимости  $\bar{n}_{ph}$  от размеров сцинтиллятора

Таким образом видно, что при уменьшении размеров сцинтиллятора светособирание увеличивается.

### 3.2.2. ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ОТ РАЗМЕРОВ СЦИНТИЛЛЯТОРА

Также в работе проведено исследование зависимости эффективности нейтронного захвата от размеров пластикового сцинтиллятора. Были измерены количество захваченных сцинтиллятором нейтронов энергии 15 кэВ, которые разыгрывались в центре сцинтиллятора в телесный угол  $4\pi$ , для его различных длин и площадей поперечного сечения. Результаты исследования представлены на рисунке 3.3.

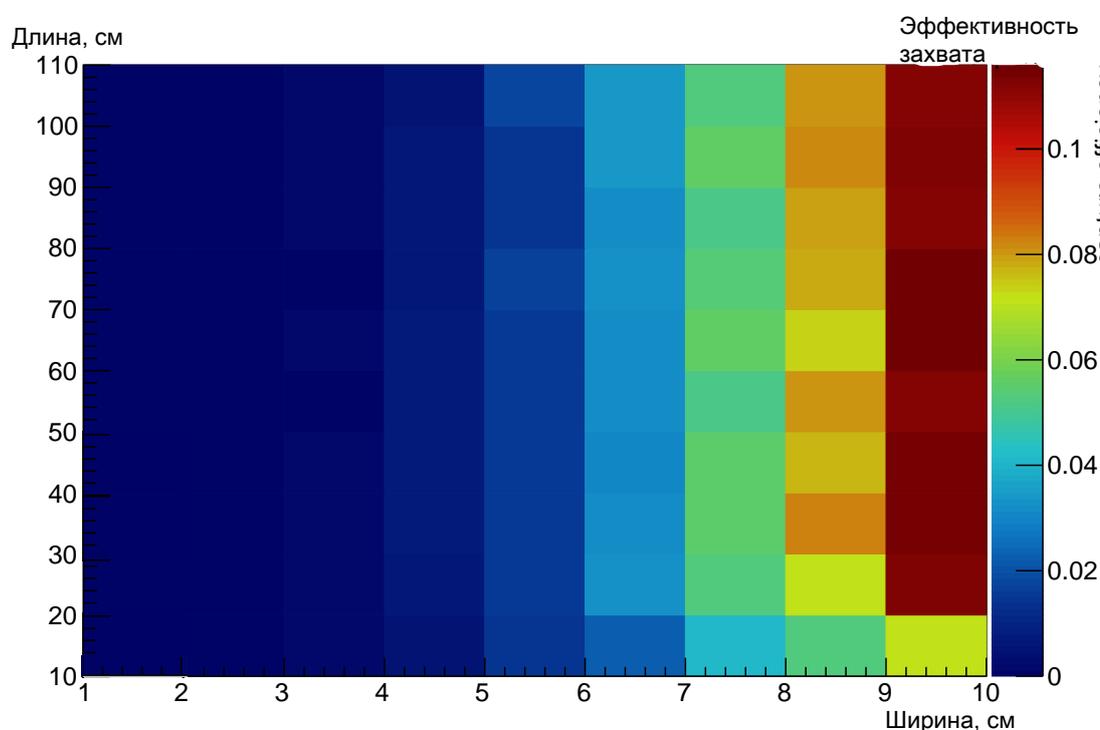
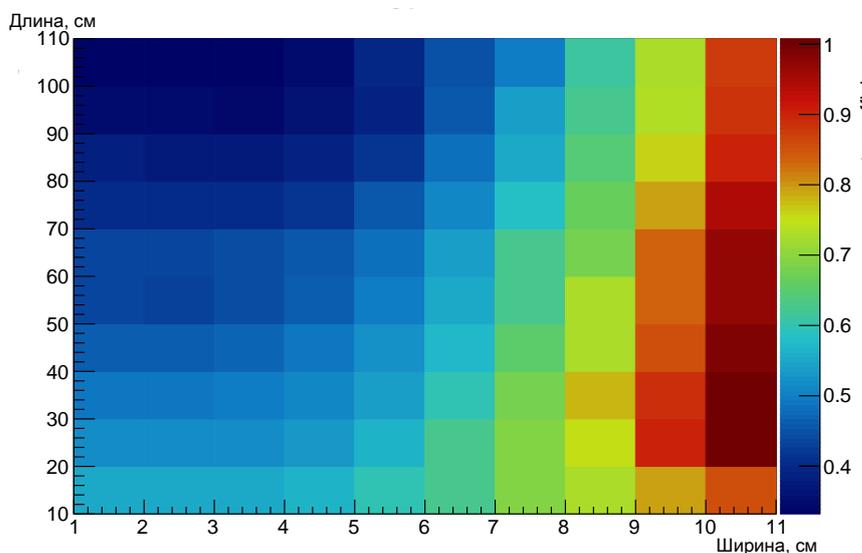


Рисунок 3.3 — Гистограмма зависимости эффективности нейтронного захвата от размеров сцинтиллятора

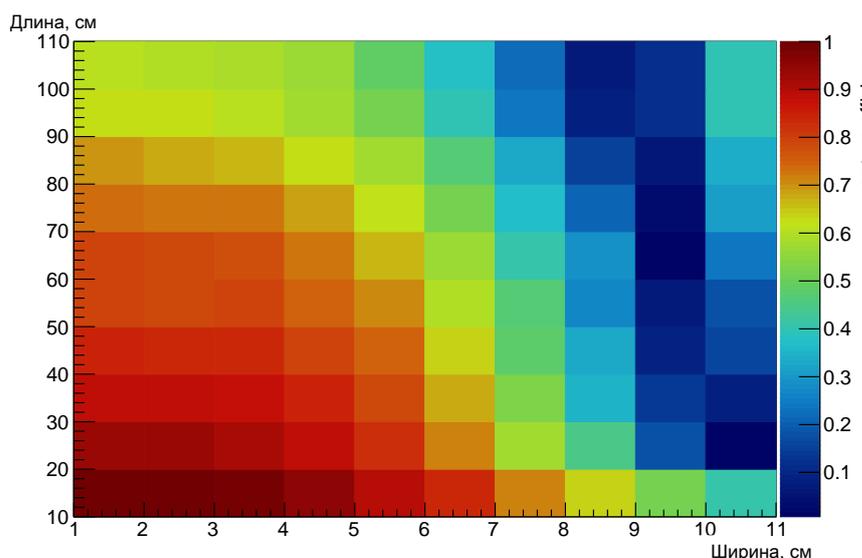
Таким образом видно, что при увеличении размеров сцинтиллятора эффективность захвата нейтронов увеличивается, поскольку вероятность захвата нейтрона повышается за счет увеличения длины его трека в активной среде.

### 3.2.3. ОПТИМИЗАЦИЯ РАЗМЕРОВ СЦИНТИЛЛЯТОРА

Для определения оптимального размера пластикового сцинтиллятора необходимо достигнуть следующего условия: 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 светособирания в системе. Для достижения этого условия посчитаны сумма и разность относительных значений этих величин.



а) Сумма



б) Разность

Рисунок 3.4 — Сумма и разность гистограмм 3.2 и 3.3

Иначе, условие минимума эффективности захвата и максимума светособирания тождественно условию стремления к единице отношения разности величин к их сумме. На рисунке 3.5 представлена гистограмма, описывающая это отношение.

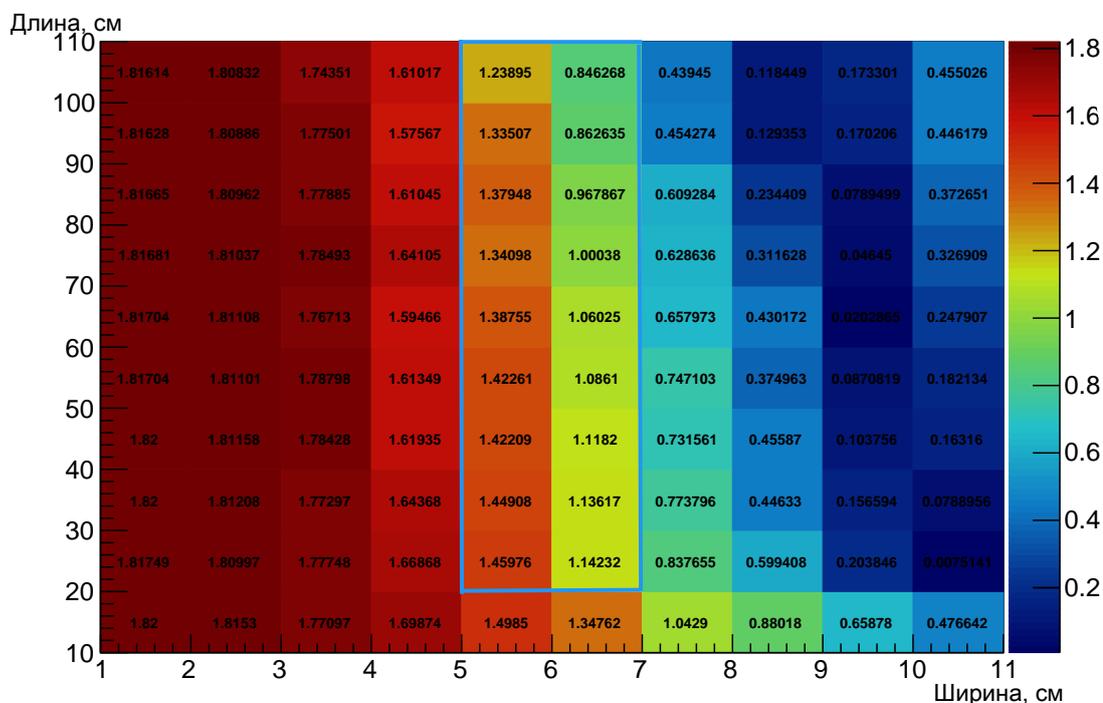


Рисунок 3.5 — Отношение разности величин к их сумме

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

Также было проведено исследование зависимости эффективности термализации нейтронов от размеров сцинтиллятора. Был снят энергетический спектр незахваченных в сцинтилляторе нейтронов, по которому рассчитаны доли тепловых нейтронов к резонансным. Исследование проводилось в ранее уменьшенном диапазоне параметров сцинтиллятора 5·5-6·6 см, результаты представлены на рисунке 3.6.

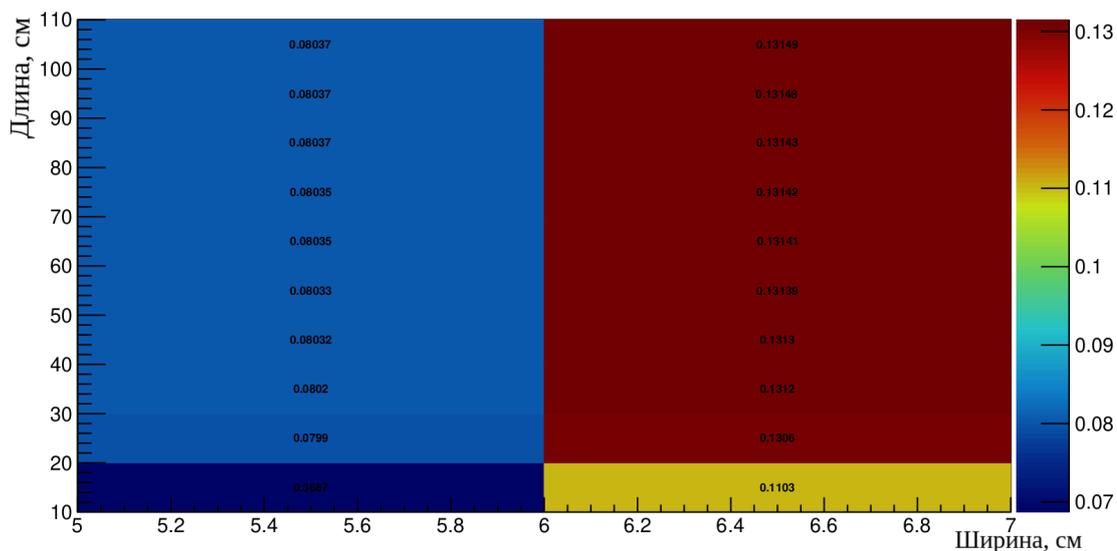


Рисунок 3.6 — Зависимость доли тепловых нейтронов к резонансным от размеров сцинтиллятора

Поскольку для достижения оптимального размера необходимо достигнуть максимальной эффективности термализации нейтронов в сцинтилляторе и минимального отклонения от единицы значений на рисунке 3.5 были рассчитаны отклонения значений на рисунках 3.5, 3.6 от единицы. Оптимальным размерам сцинтиллятора будет соответствовать минимальная сумма этих отклонений. На рисунке 3.7 представлена гистограмма, описывающая этот расчёт.

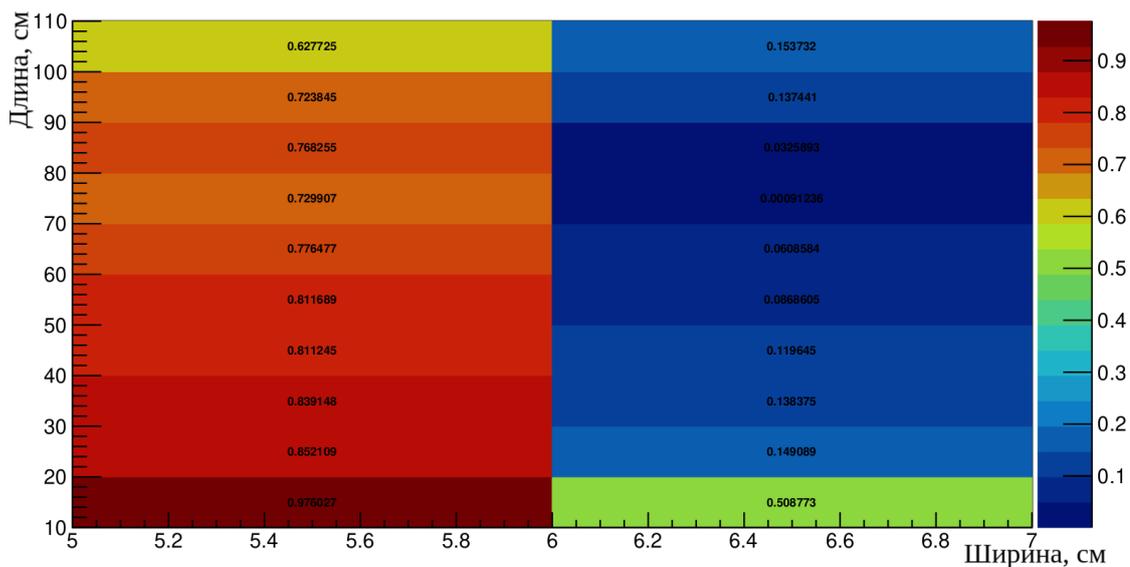


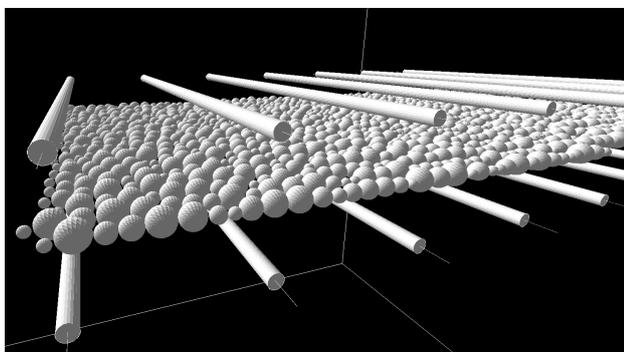
Рисунок 3.7 — Определение оптимального размера

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

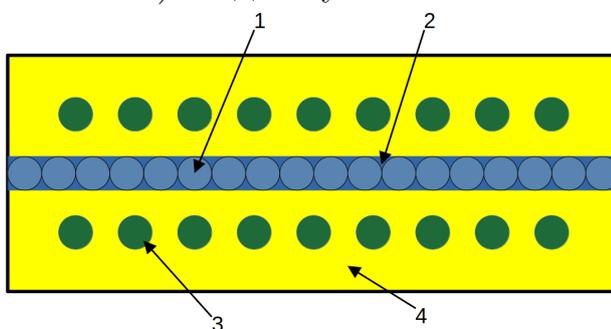
## 4. МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЙТРОННОЙ ЧАСТИ МОДУЛЬНОГО ДЕТЕКТОРА

### 4.1. МОДЕЛЬ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СЦИНТИЛЛЯТОРА $B_2O_3:ZnS$

Схема установки представлена на рисунке 4.1.



а) Модель установки



б) Схема установки

Рисунок 4.1 — Установка

Гранулы оксида бора  $B_2O_3$ (1) покрыты сцинтиллятором  $ZnS$ (2). Сборка помещается в оптически-прозрачный компаунд(3), через который протягиваются по 9 оптоволокон(4) с каждой стороны.

Принцип действия такого модуля основан на возникновении сцинтилляционного света при захвате теплового нейтрона в  $^{10}B$  с образованием  $^4He, ^7Li$ (4.1, 4.2). Продукты реакции производят в сцинтилляторе  $ZnS$  ионизацию и возбуждение его молекул, которые через короткое время переходят

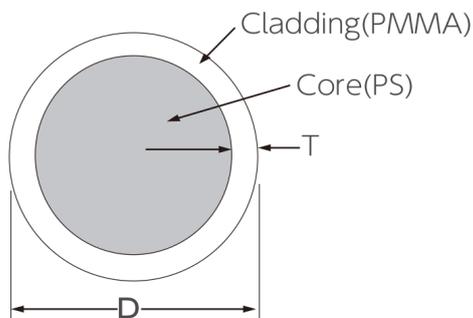
дят в основное состояние, возникает световая вспышка. Фотоны, которые попадают в оптоволокно, переизлучаются, движутся по волокну и регистрируются фотодетектором с его концов.



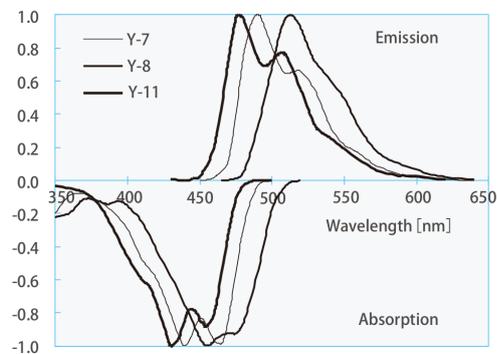
Диаметр гранул в силу производственных возможностей составляет (300-800) мкм. Световыход сцинтиллятора ZnS — 95000 фотонов/МэВ.

#### 4.1.1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ СВЕТСОБИРАНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА

Оптоволокно(файбер) представляет собой цилиндр из полистирола радиуса  $R_{in} = 0.98\text{мм}$ , окруженный оболочкой PMMA(полиметилметакрилат) толщины 0.02мм(рис. 4.2). Попадающие в волокно фотоны испытывают полное внутреннее отражение на границе оболочек, так свет движется по файберу и регистрируется с помощью SiPM.



а) Конструкция оптоволоконна



б) Спектры поглощения и излучения

Рисунок 4.2 — Параметры оптоволоконна

Была измерена доля дошедшего до SiPM света, попавшего в файбер. В центре волокна испускались фотоны с длиной волны 550 нм в телесный угол  $4\pi$ . Получено, что доля дошедшего света, попавшего в оптоволокно составляет 33%.

### 4.1.2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ГРАНУЛЫ $B_2O_3:ZNS$

Была смоделирована шарообразная гранула с диаметром в пределах  $D=(10-800)$ мкм. В центр гранулы влетает прямолинейный поток тепловых нейтронов(энергии 0.025эВ). Снимается зависимость эффективности захвата нейтронов и доли незахватываемых  $\alpha$ -частиц и ядер Li от размера гранулы. Результат представлен в таблице 4.1 и на рис. 4.3,4.4.

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 4.1 — Характеристики гранулы, где  $\eta_n$  - эффективность захвата нейтронов,  $\eta_\alpha$  - эффективность вылета  $\alpha$ -частиц,  $\eta_{Li}$  - ядер  ${}^6Li$ ,  $\eta_{\alpha+Li}$  -  $\alpha$ -частиц и ядер  ${}^6Li$ ,  $\eta_{sign} = \eta_\alpha + \eta_{Li} + \eta_{\alpha+Li}$

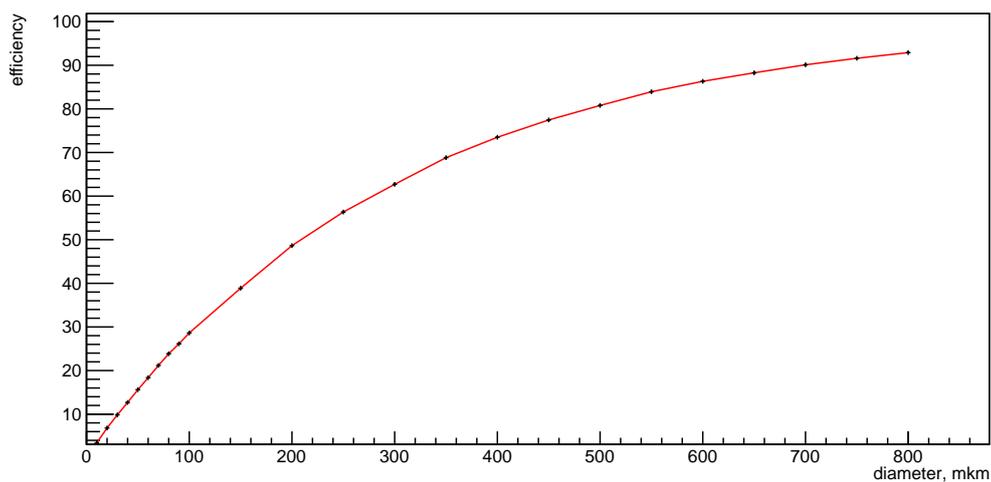


Рисунок 4.3 — Эффективность захвата нейтронов в грануле

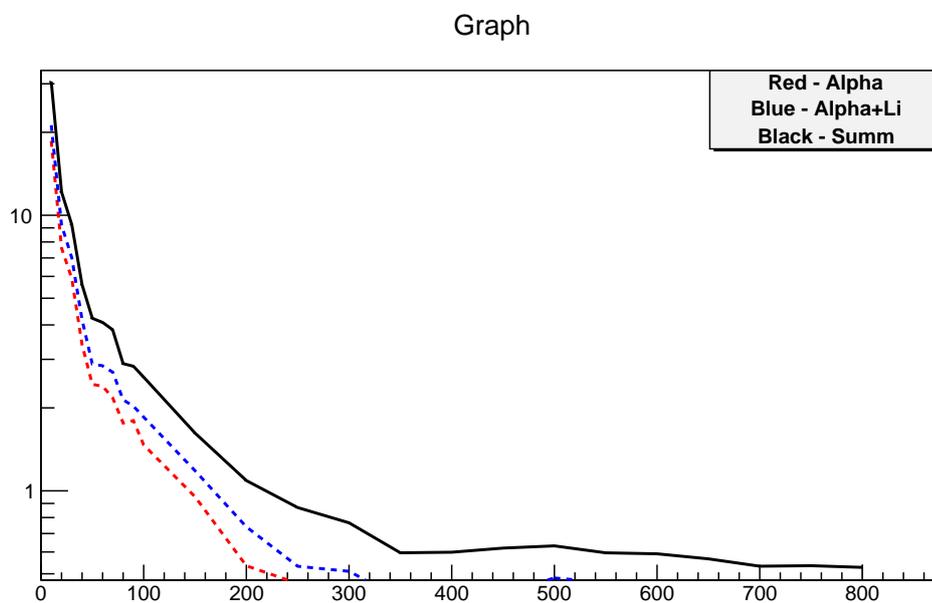


Рисунок 4.4 — Эффективность вылета частиц из гранулы

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

### 4.1.3. 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 захвата нейтронов, доля высвечивающихся  $\alpha$ -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 4.2 и рисунках 4.5, 4.6, 4.7.

Диаметр, мкм	$\eta_n, \%$	$\eta_\alpha, \%$	$\eta_{Li}, \%$	$\eta_{\alpha+Li}, \%$	$\eta_{sign}, \%$	$\eta_{summ}, \%$
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 4.2 — Характеристики модели, где  $\eta_n$  - эффективность захвата нейтронов,  $\eta_\alpha$  - эффективность высвечивания  $\alpha$ -частиц,  $\eta_{Li}$  - ядер  ${}^6\text{Li}$ ,  $\eta_{\alpha+Li}$  -  $\alpha$ -частиц и ядер  ${}^6\text{Li}$ ,  $\eta_{sign} = \eta_\alpha + \eta_{Li} + \eta_{\alpha+Li}$ ,  $\eta_{summ}$  - модели

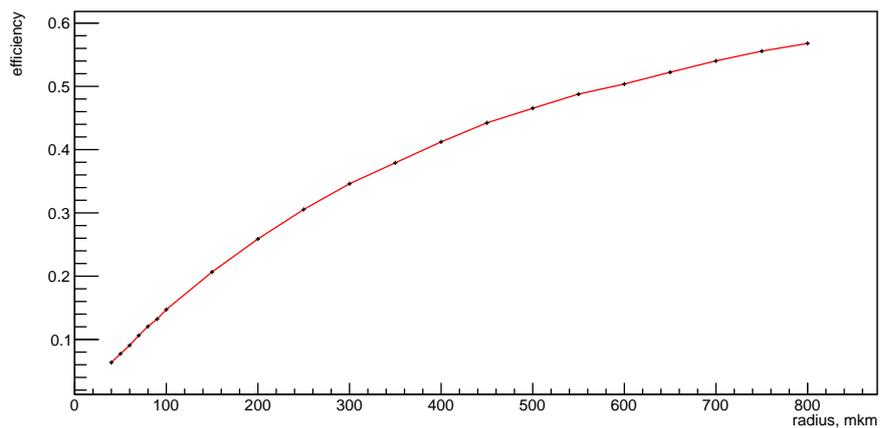


Рисунок 4.5 — Зависимость эффективности захвата нейтронов от диаметра гранулы

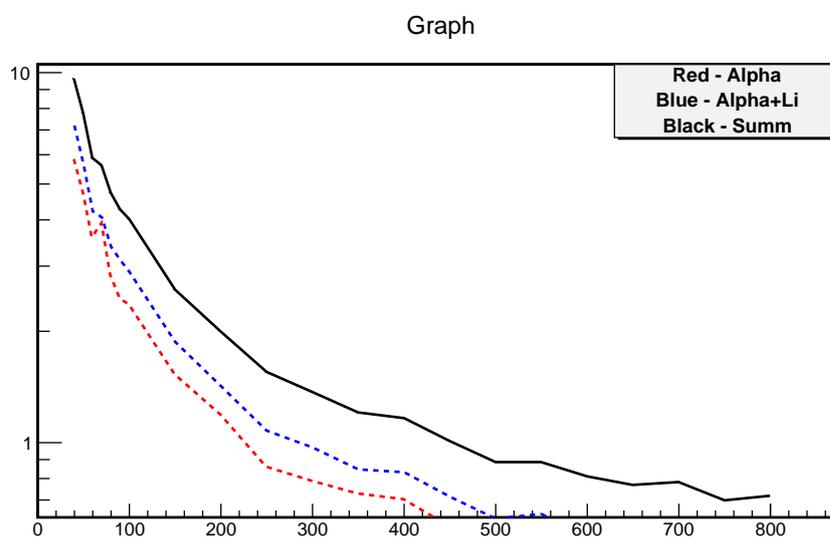


Рисунок 4.6 — Зависимость эффективности высвечивания от диаметра гранулы

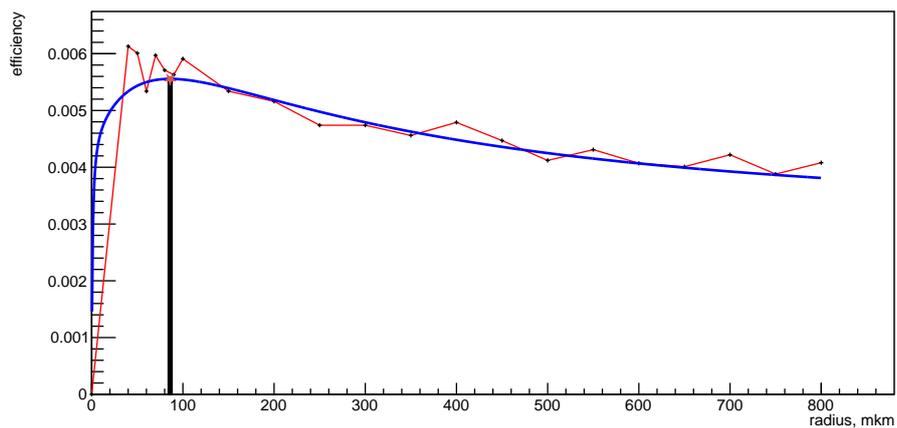
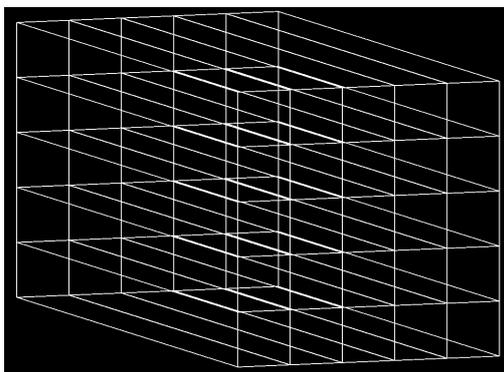


Рисунок 4.7 — Зависимость эффективности регистрации установки от диаметра гранулы

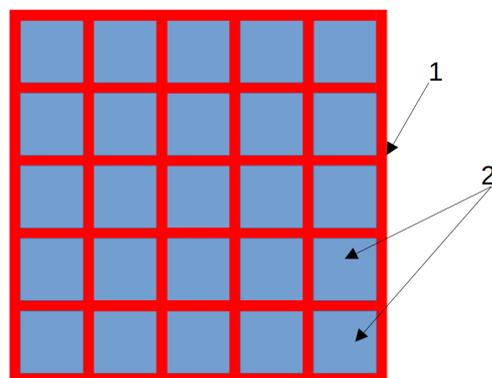
Далее проведена аппроксимация рисунка 4.5 полуэмпирической функцией  $f_1 = -a \cdot \log b + a \cdot \log(D^2 + c \cdot D + b)$ , а рисунок 4.6 - функцией  $\gamma f_2 = d + g \cdot (D + h)^k$ , где  $a, b, c, d, g, h, k$  - постоянные коэффициенты. Аппроксимируя зависимость 4.7 функцией  $f = f_1 \cdot f_2$ , можно определить максимум эффективности регистрации модели. Тогда оптимальным диаметром гранулы будет  $D = 80 \mu\text{м}$ . 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.

## 4.2. МОДЕЛЬ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КАДМИЕВЫХ, ГАДОЛИНИЕВЫХ ПОГЛОТИТЕЛЕЙ

Схема модели представлена на рисунке 4.8.



а) Модель на примере сборки из 25 сцинтилляторов



б) Схема установки

Рисунок 4.8 — Схема установки

Нейтрон термализуется в сцинтилляторе(2) размеров  $6 \cdot 6 \cdot 70$  см и, попадая в кадмиевый/гадолиниевый поглотитель(1) толщины 0.5 мм, захватывается. В результате излучается множество гамма-квантов суммарной энергии 8 МэВ. Спектр гамма-излучения представлен на рисунке 4.9[ссылка].

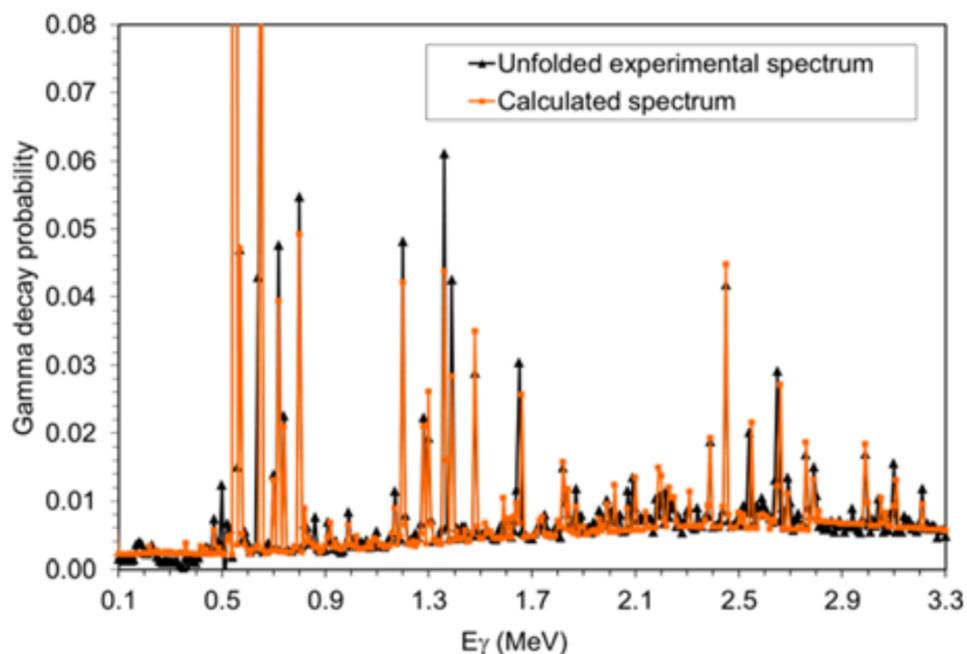


Рисунок 4.9 — Спектр гамма-излучения Cd114

Измерялась эффективность захвата нейтронов с энергией 10 кэВ, выпускаемых изотропно из центра внутреннего сцинтиллятора. В результате получены зависимости эффективности захвата нейтронов в сцинтилляторе, кадмиевых(рис. 4.10), гадолиниевых(рис. 4.11) стенках.

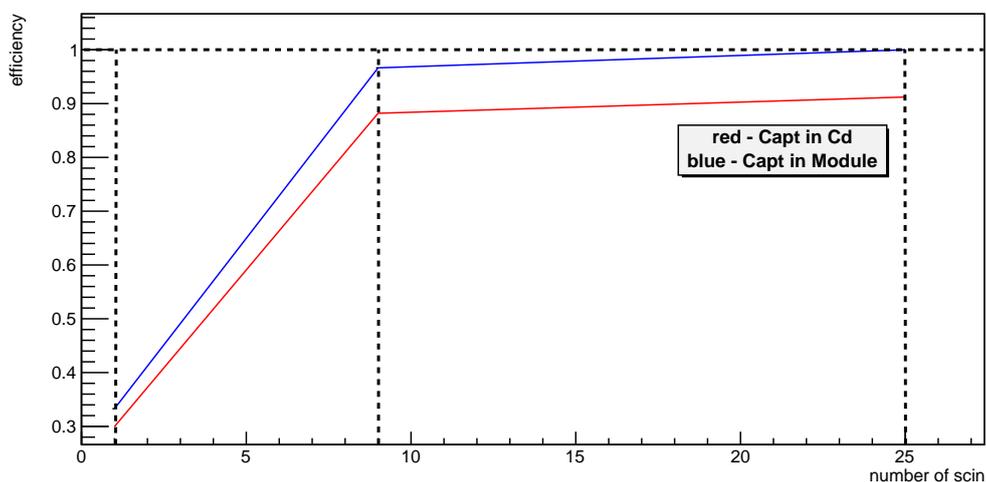


Рисунок 4.10 — Эффективность захвата нейтронов в Cd поглотителе

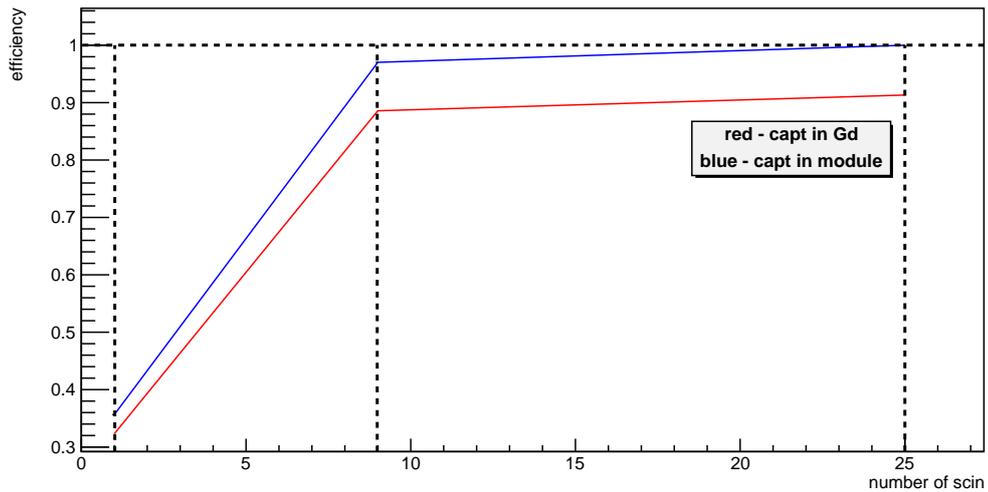


Рисунок 4.11 — Эффективность захвата нейтронов в Gd поглотителе

По графикам видно, что 100% эффективность захвата нейтронов в сборке достигается при ее размерах 5·5 сцинтилляторов. В прошлых работах было определено, что в стенках из  $B_2O_3:ZnS$  максимальная эффективность захвата достигается при размерах 7·7 сцинтилляторов. Таким образом, с точки зрения нейтронного захвата использование кадмиевых или гадолиниевых стенок выгоднее.

## 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 исследование для определения оптимальных размеров сцинтиллятора. Учтено условие максимума эффективности термализации нейтронов в сцинтилляторе. В результате оптимальные размеры сцинтиллятора равны  $6 \cdot 6 \cdot 70$  см. Также проведено исследование двух моделей нейтронной части модуля детектора реакторных антинейтрино. В модели с использованием  $B_2O_3:ZnS$  получен оптимальный радиус гранулы  $R=86$  мкм, а также максимальная эффективность регистрации сигнала  $0.6\%$ , чего недостаточно для достижения поставленных задач. В модели с кадмиевыми или гадолиниевыми поглотителями получено, что  $100\%$  эффективность захвата нейтронов достигается при размерах модуля  $5 \cdot 5$  сцинтилляторов. С точки зрения нейтронного захвата эта модель оказывается выгоднее, чем модель с использованием борного сцинтиллятора.

Дальнейшая работа предполагает моделирование гамма-излучения кадмия и гадолиния, определение эффективности регистрации сигнала, а также выбор наилучшего материала.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Mikaelian L. A. Neutrino laboratory in the atomic plant. *in Proceedings of the International Conference "Neutrino 77"*, 1978.
- [2] Petr Vogel Anna C.Hayes. Reactor neutrino spectra. *arXiv*, 2016.
- [3] Mikaelyan L. A. Borovoi A. A. Possibilities of the practical use of neutrinos. *Soviet Atomic Energy*, 1978.
- [4] Muriel Fallot Chao Zhang, Xin Qian. Reactor antineutrino flux and anomaly. *HAL Science Ouverte*, 2019.
- [5] M.Fallot Th.A.Mueller, D.Lhuillier. Improved predictions of reactor antineutrino spectra. *arXiv*, 2011.
- [6] В.П. Кучинов М.Д. Скорохватов Е.П. Велихов, В.П. Кузнецов. Нейтринный контроль реакторов для применения гарантий МАГАТЭ к плавучим атомным энергоблокам. *ВАНТ*, 2022.
- [7] Ю.К.Акимов. *Детекторы ядерных излучений на основе пластиковых сцинтилляторов*. Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, 1994.