

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»

УДК 539.1

**ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА  
К БАКАЛАВРСКОЙ ДИПЛОМНОЙ РАБОТЕ  
РЕГИСТРАЦИЯ РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО С ПОМОЩЬЮ  
ЧЕРЕНКОВСКОГО ДЕТЕКТОРА**

Студент \_\_\_\_\_ П. А. Панфилов

Научный руководитель \_\_\_\_\_ И. Н. Мачулин

Научный консультант,  
к. ф.-м. н. \_\_\_\_\_ Г. Д. Долганов

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

РЕГИСТРАЦИЯ РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО С ПОМОЩЬЮ  
ЧЕРЕНКОВСКОГО ДЕТЕКТОРА

Студент \_\_\_\_\_ П. А. Панфилов

Научный руководитель \_\_\_\_\_ И. Н. Мачулин

Научный консультант,  
к. ф.-м. н. \_\_\_\_\_ Г. Д. Долганов

Рецензент \_\_\_\_\_ А. М. Бакаляров

Секретарь ГЭК,  
к. ф.-м. н. \_\_\_\_\_ А. А. Кириллов

Зав. каф. №40,  
д. ф.-м. н., проф. \_\_\_\_\_ М. Д. Скорохватов

# СОДЕРЖАНИЕ

<b>Перечень сокращений и обозначений</b>	<b>4</b>
<b>Введение</b>	<b>5</b>
<b>1 Реакторные антинейтрино и реакция обратного бета-распада</b>	<b>7</b>
1.1 Спектр реакторных антинейтрино . . . . .	7
1.2 Кинематика IBD и связь $E_{\bar{\nu}}$ и $T_{e^+}$ . . . . .	7
1.3 Быстрый и задержанный сигналы . . . . .	7
1.4 Захват тепловых нейтронов на допантах Cd и Gd . . . . .	8
<b>2 Черенковское излучение и регистрация света</b>	<b>9</b>
2.1 Условие возникновения и угол Черенкова . . . . .	9
2.2 Спектральное распределение фотонов . . . . .	9
2.3 Показатель преломления и поглощение воды . . . . .	10
2.4 Квантовая эффективность фотоумножителей и фотоэлектроны . . . . .	10
<b>3 Моделирование в Geant4</b>	<b>10</b>
3.1 Геометрия детектора . . . . .	10
3.2 Физические процессы . . . . .	10
3.3 Генерация первичных частиц . . . . .	12
<b>4 Результаты моделирования</b>	<b>13</b>
4.1 Условия регистрации: триггер по множественности ФЭУ . . . . .	13
4.2 Спектр кинетической энергии позитронов . . . . .	14
4.3 Зависимость $\langle N_{pe} \rangle$ от энергии позитрона и средний светосбор . . . . .	15
4.4 Асимметрия быстрого сигнала и направление антинейтрино . . . . .	16
4.5 Время жизни тепловых нейтронов в воде с допантами Cd и Gd . . . . .	19
4.6 Сигнал захвата нейтрона: сравнение Cd и Gd . . . . .	20
4.7 Оценка ожидаемой скорости счёта на Калининской АЭС . . . . .	21
4.8 Время накопления статистики для направленной асимметрии на Калининской АЭС . . . . .	24
<b>Заключение</b>	<b>27</b>
<b>Список использованных источников</b>	<b>29</b>

# ПЕРЕЧЕНЬ СОКРАЩЕНИЙ И ОБОЗНАЧЕНИЙ

IBD	реакция обратного бета-распада ( <i>inverse beta decay</i> ).
ФЭУ	фотоэлектронный умножитель.
АЭС	атомная электростанция.
ВВЭР	водо-водяной энергетический реактор.
PMMA	полиметилметакрилат ( <i>polymethyl methacrylate</i> ).
Cd	кадмий.
Gd	гадолиний.
QE	квантовая эффективность фотоумножителя ( <i>quantum efficiency</i> ).
HP	прецизионные нейтронные модели <i>High Precision</i> .
G4NDL	библиотека нейтронных данных Geant4 ( <i>Geant4 Neutron Data Library</i> ).
LAB	линейный алкилбензол ( <i>linear alkylbenzene</i> ).
Перцентиль	значение, ниже которого лежит заданный процент элементов распределения; например, 90-й перцентиль — значение, меньше которого лежит 90% всех значений (50-й перцентиль совпадает с медианой).
$N_{pe}$	число зарегистрированных фотоэлектронов.
$N_{pe}^{tot}$	суммарное число фотоэлектронов по всем ФЭУ.
$N_{fired}$	число сработавших фотоумножителей.
$N_{PMT}$	полное число ФЭУ в установке, равное 38.
A	событийная асимметрия светосбора по верхней и нижней крышкам ФЭУ.
$T_{e^+}$	кинетическая энергия позитрона.
$E_{\bar{\nu}}$	энергия реакторного антинейтрино.
$\tau_{cap}$	теоретическое среднее время до захвата нейтрона.
$t_{cap}$	время захвата нейтрона в отдельном событии.

# ВВЕДЕНИЕ

Реакторные антинейтрино  $\bar{\nu}_e$  являются одним из наиболее интенсивных искусственных источников нейтрино. Они рождаются в  $\beta^-$ -распадах нейтроноизбыточных осколков деления ядер  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$ : в каждом делении образуются два осколка, релаксирующие к долине стабильности через цепочки  $\beta^-$ -распадов, так что в среднем на одно деление приходится около шести антинейтрино [4]. Поскольку при делении выделяется  $\approx 200$  МэВ, тепловой мощности 1 ГВт<sub>Т</sub> соответствует  $\sim 3 \cdot 10^{19}$  делений в секунду и поток  $\sim 2 \cdot 10^{20}$  антинейтрино в секунду на каждый ГВт тепловой мощности [4]. Энергии реакторных  $\bar{\nu}_e$  лежат в области нескольких МэВ; детектируемая через IBD часть спектра  $\phi(E_{\bar{\nu}}) \cdot \sigma(E_{\bar{\nu}})$  имеет максимум вблизи 3.5–4 МэВ и простирается примерно до 8 МэВ. Конкретная форма спектра определяется вкладами основных делящихся изотопов и эволюционирует с выгоранием топлива, поэтому его изучение важно как для задач фундаментальной физики — прецизионных измерений осцилляций нейтрино, так и для прикладных задач — мониторинга реакторов [6, 7].

Классическим каналом регистрации реакторных антинейтрино является реакция обратного бета-распада (inverse beta decay, IBD) на свободном протоне:



Данная реакция имеет точный порог по энергии  $E_{\bar{\nu}}^{thr} \approx 1.806$  МэВ. Выше порога, в приближении без учёта отдачи нейтрона, кинетическая энергия позитрона связана с энергией антинейтрино соотношением  $T_{e^+} \approx E_{\bar{\nu}} - 1.804$  МэВ [3].

Реакция (1) обладает характерной двухкомпонентной сигнатурой, позволяющей эффективно подавлять фон. *Быстрый* сигнал создаётся позитроном: он теряет энергию на ионизацию и возбуждение среды, а при  $T_{e^+} > 0.26$  МэВ — ещё и на черенковское излучение, после чего, остановившись, аннигилирует с электроном, давая два  $\gamma$ -кванта по 511 кэВ. Видимая энергия быстрого сигнала  $E_{vis} \approx T_{e^+} + 2m_e c^2 \approx E_{\bar{\nu}} - 0.78$  МэВ, что и позволяет восстанавливать спектр антинейтрино. *Задержанный* сигнал возникает спустя характерное время от единиц до сотен мкс при захвате термализованного нейтрона на ядре среды с испусканием  $\gamma$ -каскада. Совпадение быстрого и задержанного сигналов во времени и пространстве служит надёжным признаком IBD-события [3, 5].

Для регистрации продуктов реакции IBD традиционно используются жидкостинцилляционные детекторы, однако перспективны и водные черенковские детекторы, масштабируемые по объёму и дающие дополнительную информацию о направлении импульса антинейтрино. Основная сложность черенковского подхода заключается в сравнительно малом числе фотонов и необходимости надёжного выделения задержанного сигнала от захвата нейтрона. Для повышения вероятности захвата нейтрона вода может легироваться элементами с большим сечением захвата, такими как Gd или Cd, что приводит к излучению каскада  $\gamma$ -квантов и появлению вторичных электронов, способных

порождать черенковский свет.

Регистрация заряженных продуктов реакции в воде основана на черенковском излучении — свете, испускаемом заряженной частицей, когда её скорость превышает фазовую скорость света в среде,  $v > c/n$  ( $\beta n > 1$ ). Излучение формирует конус с углом  $\cos \theta_C = 1/(\beta n)$  и имеет характерный спектр  $dN/d\lambda \propto 1/\lambda^2$ , смещённый в синюю и ультрафиолетовую области [9]. В воде с показателем преломления  $n \approx 1.33$ – $1.34$  порог черенковского излучения для электрона составляет  $\approx 0.26$  МэВ, поэтому свет порождают релятивистские электроны и позитроны, а также комптоновские электроны от  $\gamma$ -квантов захвата. Прозрачность воды в видимом диапазоне, её низкая стоимость и масштабируемость по объёму делают её удобной средой для крупных детекторов; черенковский свет регистрируется фотоэлектронными умножителями (ФЭУ) [9].

Нейтрон, рождённый в реакции (1), уносит лишь малую кинетическую энергию,  $T_n$  порядка десятков кэВ, и, будучи нейтральным, не создаёт черенковского света напрямую. Сначала он замедляется, термализуясь за счёт упругих столкновений преимущественно с протонами воды: благодаря близости масс  $m_n \approx m_p$  передача энергии в каждом соударении особенно эффективна, и за время порядка мкс нейтрон достигает тепловых энергий. Затем он захватывается ядром среды — на водороде с испусканием одного  $\gamma$ -кванта 2.2 МэВ, либо, при легировании воды кадмием или гадолинием, с испусканием жёсткого  $\gamma$ -каскада с суммарной энергией  $\sum E_\gamma \approx 9$  МэВ для Cd и  $\approx 8$  МэВ для Gd. Сечения захвата  $^{113}\text{Cd}$  и  $^{157}\text{Gd}$  на несколько порядков превышают сечение на водороде, что сокращает время захвата и повышает энергию каскада, облегчая выделение задержанного сигнала [11].

**Цель работы** — разработка Geant4-модели черенковского детектора для регистрации реакторных антинейтрино.

**Задачи работы:**

1. Разработать Geant4-модель геометрии черенковского детектора с легированной мишенью и массивом ФЭУ.
2. Реализовать генерацию первичных частиц в режиме IBD и в моноэнергетическом режиме.
3. Получить спектр позитронов и зависимость среднего светосбора  $\langle N_{pe} \rangle$  от кинетической энергии позитрона.
4. Сравнить допранты Cd и Gd по времени захвата нейтрона, светосбору и эффективности регистрации.
5. Исследовать асимметрию быстрого сигнала и оценить чувствительность к направлению антинейтрино.
6. Оценить ожидаемую скорость счёта IBD-событий на Калининской АЭС.

# 1. РЕАКТОРНЫЕ АНТИНЕЙТРИНО И РЕАКЦИЯ ОБРАТНОГО БЕТА-РАСПАДА

## 1.1. Спектр реакторных антинейтрино

В активной зоне реактора непрерывно происходят деления тяжёлых ядер. Образующиеся осколки деления являются нейтроноизбыточными и распадаются через цепочки  $\beta^-$ -распадов, испуская электрон и антинейтрино. В результате возникает суммарный поток  $\bar{\nu}_e$  с энергиями порядка нескольких МэВ. Для описания формы спектра широко используются параметризации, основанные на реконструкции  $\beta$ -спектров и на учёте вкладов основных делящихся изотопов [6, 7].

## 1.2. Кинематика IBD и связь $E_{\bar{\nu}}$ и $T_{e^+}$

Порог реакции IBD обусловлен необходимостью рождения позитрона и превращения протона в нейтрон. Точное значение порога определяется кинематикой двухчастичного финального состояния:

$$E_{\bar{\nu}}^{thr} = \frac{(m_n + m_e)^2 - m_p^2}{2m_p} \approx 1.806 \text{ МэВ}. \quad (2)$$

В первом приближении, без учёта отдачи нейтрона, полная энергия позитрона выражается как

$$E_{e^+} \approx E_{\bar{\nu}} - \Delta, \quad \Delta = m_n - m_p \approx 1.293 \text{ МэВ}, \quad (3)$$

а кинетическая энергия равна

$$T_{e^+} = E_{e^+} - m_e \approx E_{\bar{\nu}} - (\Delta + m_e) \approx E_{\bar{\nu}} - 1.804 \text{ МэВ}. \quad (4)$$

Следует различать точный порог реакции  $E_{\bar{\nu}}^{thr} \approx 1.806$  МэВ и приближённый сдвиг 1.804 МэВ в формуле для  $T_{e^+}$ : последняя получена без учёта отдачи нейтрона, тогда как при  $E_{\bar{\nu}} = E_{\bar{\nu}}^{thr}$  кинетическая энергия позитрона обращается в нуль. С учётом аннигиляции остановившегося позитрона видимая энергия быстрого сигнала составляет  $E_{vis} \approx T_{e^+} + 2m_e c^2 \approx E_{\bar{\nu}} - 0.78$  МэВ. Сечение реакции IBD в области нескольких МэВ быстро растёт с энергией и в простейшей аппроксимации пропорционально  $p_e E_e$  [3, 5]. Именно поэтому при моделировании событий целесообразно разыгрывать сначала  $E_{\bar{\nu}}$  по распределению  $\phi(E_{\bar{\nu}}) \cdot \sigma(E_{\bar{\nu}})$ , а затем вычислять  $T_{e^+}$ .

## 1.3. Быстрый и задержанный сигналы

В реакции IBD возникают две компоненты сигнала. *Быстрый* сигнал формируется позитроном и продуктами его аннигиляции, а *задержанный* сигнал связан с захватом нейтрона на ядрах среды. В водной среде захват на водороде сопровождается

ется  $\gamma$ -квантом 2.2 МэВ, а при легировании элементами с большим сечением захвата, например Cd, возможен более энергичный  $\gamma$ -каскад. В данной работе моделируются как быстрая компонента, формируемая позитроном и черенковским светом, так и задержанная компонента, связанная с захватом тепловых нейтронов на допантах Cd и Gd.

#### 1.4. Захват тепловых нейтронов на допантах Cd и Gd

Нейтрон в реакции IBD — самая массивная частица в финальном состоянии и поэтому забирает лишь малую часть кинетической энергии. В нерелятивистском приближении его энергия отдачи оценивается как  $T_n \approx E_{\bar{\nu}}^2/(2m_n)$ , что для реакторных энергий  $E_{\bar{\nu}} \sim 2\text{--}8$  МэВ даёт  $T_n \sim 2\text{--}35$  кэВ; для всего диапазона реакторного спектра  $T_n \lesssim 100$  кэВ [3]. В качестве репрезентативного значения в моделировании используется  $T_n = 10$  кэВ. Будучи нейтральной частицей, нейтрон не способен напрямую вызвать черенковское излучение и регистрируется только через продукты захвата. Прежде чем быть захваченным, нейтрон должен замедлиться за счёт упругих столкновений с протонами воды. Благодаря близости масс  $m_n \approx m_p$  передача энергии в каждом столкновении особенно эффективна, и кинетическая энергия нейтрона быстро снижается до уровня, при котором становится возможен радиационный захват. Затем замедленный нейтрон диффундирует в среде до встречи с ядром допанта и захватывается на нём; полное среднее время от рождения до захвата составляет десятки мкс и определяется выражением (5).

Сечение радиационного захвата ( $n, \gamma$ ) на разных ядрах сильно различается [11]; характерные значения сечения  $\sigma_{cap}$  и суммарной энергии  $\gamma$ -каскада  $\sum E_\gamma$  для основных каналов захвата в воде с допантами Cd/Gd приведены в таблице 1. Различие сечений между  $^1\text{H}$  и  $^{157}\text{Gd}$  достигает шести порядков, что и обуславливает выбор Cd либо Gd в качестве допантов для повышения вероятности и сокращения времени захвата нейтрона.

Таблица 1 — Параметры радиационного захвата ( $n, \gamma$ ) на тепловых нейтронах.

Ядро	$\sigma_{cap}$ , б	$\sum E_\gamma$ , МэВ
$^1\text{H}$	0.33	2.22
$^{113}\text{Cd}$	$2.0 \cdot 10^4$	$\approx 9$
$^{157}\text{Gd}$	$2.55 \cdot 10^5$	$\approx 8$

Среднее время до захвата нейтрона определяется концентрацией ядер допанта  $n_{dop}$ , сечением захвата  $\sigma_{cap}$  и характерной скоростью нейтрона  $v$ :

$$\tau_{cap} = \frac{1}{n_{dop} \sigma_{cap} v}. \quad (5)$$

Гамма-кванты каскада посредством комптоновского рассеяния на электронах

атомных оболочек порождают вторичные релятивистские электроны, которые, в свою очередь, излучают черенковский свет — это и формирует регистрируемый задержанный сигнал в водном детекторе. В настоящей работе в качестве допанта рассматривается концентрация 1 г/л Cd либо Gd, что соответствует  $\approx 0.1\%$  по массе, добавленная к чистой воде в центральной мишени.

## 2. ЧЕРЕНКОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И РЕГИСТРАЦИЯ СВЕТА

### 2.1. Условие возникновения и угол Черенкова

Черенковское излучение возникает, когда скорость заряженной частицы в среде превышает фазовую скорость света:

$$v > \frac{c}{n(\lambda)} \Leftrightarrow \beta n(\lambda) > 1. \quad (6)$$

Излучение испускается в виде конуса с углом

$$\cos \theta_C(\lambda) = \frac{1}{\beta n(\lambda)}. \quad (7)$$

Для воды при  $\lambda \approx 400$  нм имеем  $n \approx 1.34$ , откуда  $\beta_{thr} = 1/n \approx 0.75$ . Для электрона ( $m_e = 0.511$  МэВ) это соответствует пороговой кинетической энергии

$$T_{thr}^{e^-} = m_e c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{thr}^2}} - 1 \right) \approx 0.26 \text{ МэВ}. \quad (8)$$

Лишь электроны с  $T > T_{thr}^{e^-} \approx 260$  кэВ порождают черенковский свет в водной среде; более медленные частицы движутся ниже порога и к числу зарегистрированных фотонов не вносят вклада.

### 2.2. Спектральное распределение фотонов

Число черенковских фотонов, испускаемых на единицу пути частицы, описывается формулой Франка–Тамма [9]:

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = 2\pi\alpha \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)} \right) \frac{1}{\lambda^2}, \quad (9)$$

где  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры.

### 2.3. Показатель преломления и поглощение воды

Оптические свойства воды задаются комплексным показателем преломления  $\tilde{n} = n + ik$ . Реальная часть  $n(\lambda)$  определяет преломление и порог/угол черенковского излучения, а мнимая часть  $k(\lambda)$  отвечает за поглощение. Интенсивность света в среде убывает экспоненциально:

$$I(x, \lambda) = I_0(\lambda) \exp(-\alpha(\lambda)x), \quad L_{abs}(\lambda) = \frac{1}{\alpha(\lambda)}. \quad (10)$$

Связь между  $k(\lambda)$  и длиной поглощения имеет вид

$$\alpha(\lambda) = \frac{4\pi k(\lambda)}{\lambda}, \quad L_{abs}(\lambda) = \frac{\lambda}{4\pi k(\lambda)}. \quad (11)$$

В модели использованы табличные данные  $n(\lambda)$  и  $k(\lambda)$  для воды в диапазоне 200–800 нм [8].

### 2.4. Квантовая эффективность фотоумножителей и фотоэлектронны

Регистрация света осуществляется фотоумножителями (ФЭУ). Ключевой параметр ФЭУ — квантовая эффективность  $QE(\lambda)$ , то есть вероятность преобразования фотона с длиной волны  $\lambda$  в фотоэлектрон. В работе число фотоэлектронов в каждом ФЭУ моделировалось статистически: для каждого фотона, попавшего в чувствительный объём ФЭУ, выполнялся бросок с вероятностью  $QE(\lambda)$ . Спектральная кривая  $QE(\lambda)$  взята из открытого проекта WCSim [10]; соответствующая зависимость показана на рисунке 1.

## 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ В GEANT4

### 3.1. Геометрия детектора

Модель представляет собой цилиндрический бак, заполненный водой, внутри которого расположен сосуд из РММА с водой, легированной кадмием или гадолинием. В верхней и нижней частях установлены фотоумножители в виде концентрических колец, регистрирующие черенковский свет. Трёхмерная модель детектора показана на рисунке 2, основные параметры геометрии — в таблице 2.

### 3.2. Физические процессы

В расчётах использованы стандартные электромагнитные процессы (`G4EmStandardPhysics`) и оптическая физика (`G4OpticalPhysics`) [1, 2]. Для воды задан показатель

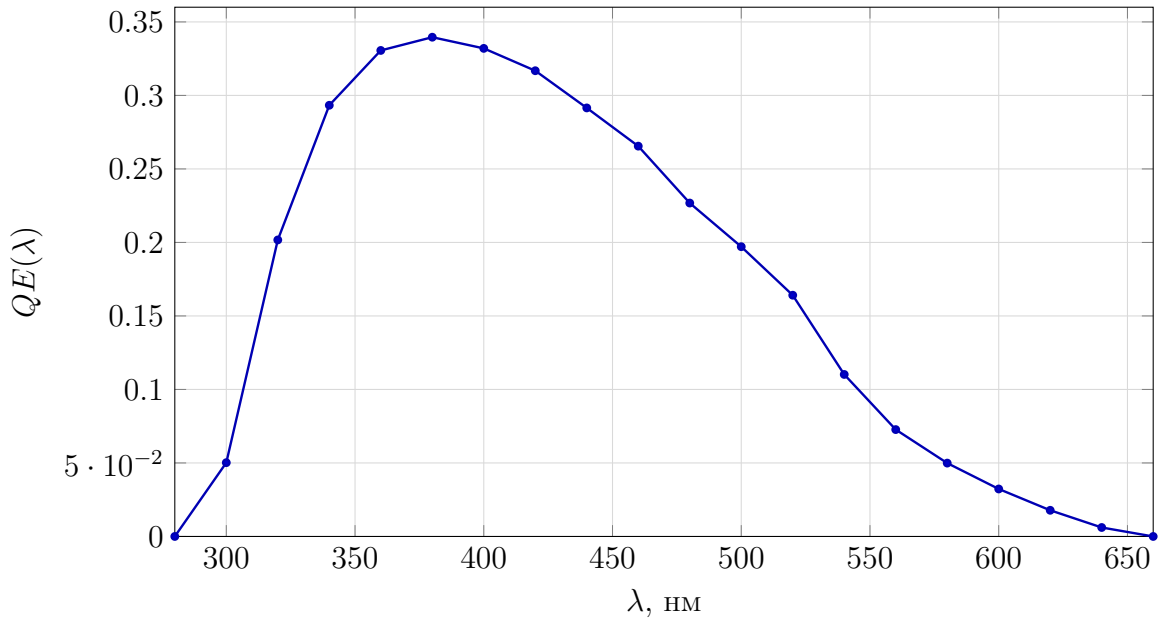


Рисунок 1 — Спектральная зависимость квантовой эффективности фотоумножителя  $QE(\lambda)$ , использованная в модели. Кривая заимствована из проекта WCSim для 10-дюймового HQE ФЭУ.

Таблица 2 — Основные параметры геометрии Geant4-модели.

Параметр	Значение
Внутренний радиус стального бака	630 мм
Высота бака	1300 мм
Внутренний радиус PMMA-сосуда	590 мм
Высота PMMA-сосуда	700 мм
Допант мишени	Cd или Gd, 1 г/л
Число ФЭУ	38 (по 19 сверху и снизу)
Схема расстановки ФЭУ	Концентрические кольца (1 + 6 + 12)
Радиус ФЭУ	100 мм
Отражательная способность стенок бака	0.9

преломления  $n(\lambda)$  и длина поглощения  $L_{abs}(\lambda)$ , что определяет генерацию и транспорт черенковских фотонов. Для стекла ФЭУ задана спектральная квантовая эффективность  $QE(\lambda)$ , используемая при подсчёте фотоэлектронов.

Для корректного моделирования упругого рассеяния, термализации и радиационного захвата нейтронов в `PhysicsList` дополнительно зарегистрированы конструкторы адронной физики: `G4HadronPhysicsFTFP_BERT_HP`, `G4HadronElasticPhysicsHP`, `G4IonPhysics` и `G4DecayPhysics`. Опция HP (High Precision) переключает обработку нейтронных взаимодействий на табулированные данные нейтронной библиотеки `G4NDL/ENDF-B`, что обеспечивает корректное описание сечений в области тепловых и эпитепловых энергий, включая резонансы  $^{113}\text{Cd}$  и  $^{157}\text{Gd}$ .

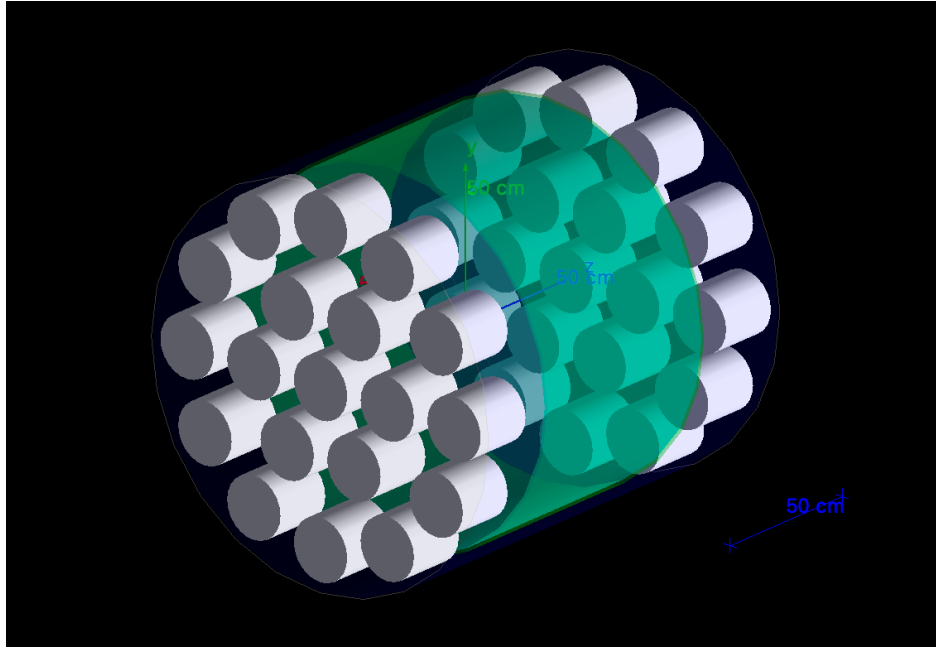


Рисунок 2 — Геометрия детектора в Geant4: стальной бак, водяной буфер, РММА-сосуд, легированная мишень и расстановка 38 ФЭУ.

### 3.3. Генерация первичных частиц

Первичный генератор реализует два режима: моноэнергетический пучок (`/gen/modemono`) и режим IBD (`/gen/modeibd`). В режиме IBD энергия антинейтрино  $E_{\bar{\nu}}$  разыгрывается по распределению  $\phi(E_{\bar{\nu}}) \cdot \sigma(E_{\bar{\nu}})$ , где  $\phi$  задаётся параметризацией Huber–Mueller, а  $\sigma$  в первом приближении пропорциональна  $p_e E_e$  [6, 7, 3]. Далее, в приближении без учёта отдачи нейтрона, вычисляется кинетическая энергия позитрона  $T_{e^+} \approx E_{\bar{\nu}} - 1.804$  МэВ и запускается первичный позитрон.

Для исследования задержанной компоненты используется моноэнергетический режим с параметрами `/gen/particleneutron`, `/gen/monoEnergy10keV`, `/gen/randomizePostrue` и `/gen/isotropictrue`: тепловые нейтроны разыгрываются изотропно по углу и равномерно по объёму центральной мишени. Тип допанта переключается командой `/det/dopantCd|Gd`, что позволяет проводить сравнительный анализ времени захвата и сигнала вторичного черенковского излучения для разных конфигураций.

## 4. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

В настоящем разделе приведены результаты моделирования. Изложение начинается с условия регистрации событий, которое применяется во всём последующем анализе.

### 4.1. Условия регистрации: триггер по множественности ФЭУ

Одиночный фотоэлектрон не пригоден в качестве условия регистрации, поскольку каждый ФЭУ имеет тёмновой ток — термоэмиссию электронов с фотокатода в отсутствие оптического сигнала. Характерный тёмновой счёт биалкальных ФЭУ составляет  $r_{dark} \approx 1$  кГц [12] при комнатной температуре, что при пороге в один сработавший фотумножитель даёт суммарный фоновый поток  $N_{PMT} \cdot r_{dark} = 38 \times 10^3$  Гц — на несколько порядков выше любой разумной скорости счёта сигнала от IVD.

Стандартное решение — *триггер по множественности*: событие принимается лишь тогда, когда не менее  $k$  фотумножителей срабатывают в пределах единого временного окна  $\tau_w$ . Ожидаемая частота случайных  $k$ -кратных совпадений тёмновых отсчётов определяется выражением

$$R_{dark}^{(\geq k)} \approx k \binom{N_{PMT}}{k} r_{dark}^k \tau_w^{k-1}. \quad (12)$$

При пороге  $k = 3$ , характерном для водно-черенковских детекторов, и временном окне  $\tau_w = 100$  нс:

$$R_{dark}^{(\geq 3)} \approx 3 \binom{38}{3} \times (10^3 \text{ Гц})^3 \times (10^{-7} \text{ с})^2 \approx 0.25 \text{ Гц}, \quad (13)$$

что уже на четыре–пять порядков ниже ожидаемого тёмнового потока при одиночном пороге.

Эффективности регистрации при различных порогах, полученные по колонке  $N_{fired}$  из выходных файлов моделирования, приведены в таблице 3.

Таблица 3 — Эффективность регистрации  $\varepsilon$  при различных порогах по числу сработавших ФЭУ ( $10^6$  событий каждого типа).

Порог $N_{fired,thr}$	IVD (быстрый)	задержанный (Cd, 1 г/л)	задержанный (Gd, 1 г/л)
$\geq 1$	99.5%	86.0%	93.1%
$\geq 3$	98.8%	78.3%	89.2%
$\geq 5$	97.8%	72.0%	85.4%
$\geq 10$	93.3%	54.1%	74.3%

При пороге  $N_{fired} \geq 3$  сохраняется 98.8% быстрых IVD-событий и 89.2% задержанных событий Gd, тогда как для Cd — лишь 78.3%, что является ещё одним аргументом в пользу гадолиния. Таким образом, условие  $N_{fired} \geq 3$  обеспечивает разумный компромисс между подавлением тёмнового шума и сохранением эффективности ре-

гистрации для обеих компонент IBD-сигнала; во всех приведённых далее результатах применено именно это условие.

## 4.2. Спектр кинетической энергии позитронов

На рисунке 3 показан спектр кинетической энергии позитронов  $T_{e^+}$ , разыгранный для реакции IBD, с применённым условием  $N_{fired} \geq 3$ . Из  $10^6$  событий порог прошли 98.8%; среднее значение по зарегистрированным событиям составляет  $\langle T_{e^+} \rangle \approx 2.40$  МэВ против 2.38 МэВ без триггера. Это незначительное смещение объясняется тем, что триггер отсекает наиболее низкоэнергичные позитроны, дающие мало черенковских фотонов.

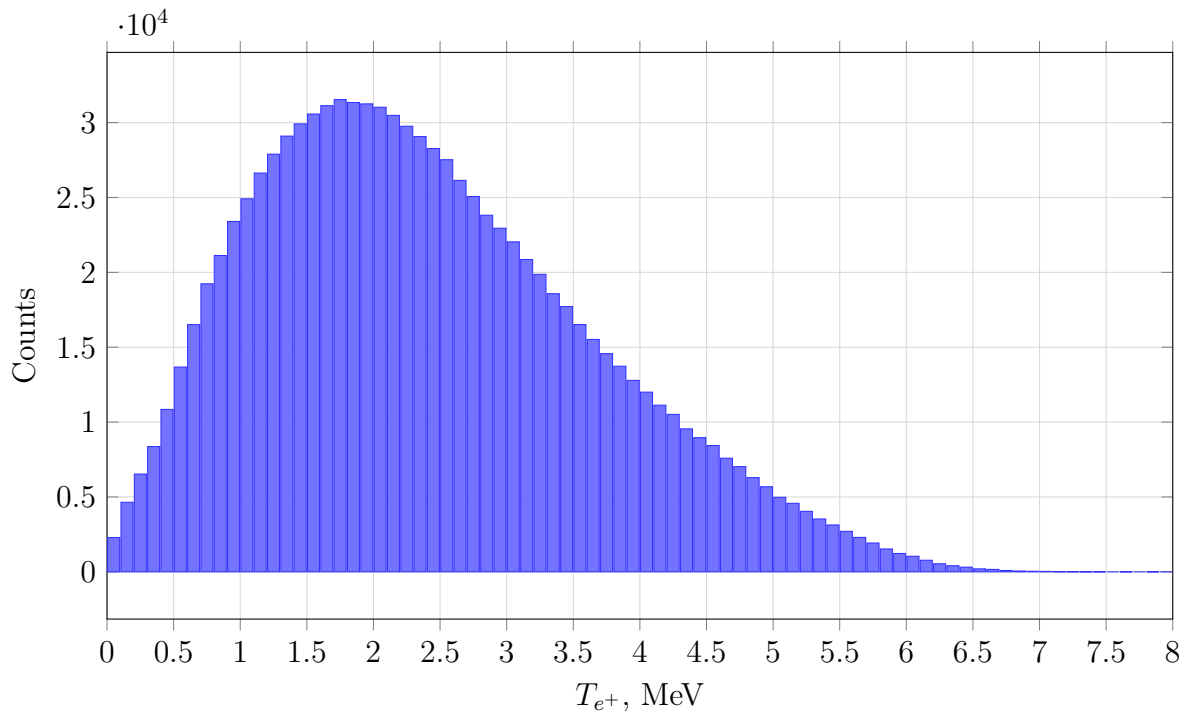


Рисунок 3 — Зарегистрированный спектр кинетической энергии позитронов в реакции IBD при условии  $N_{fired} \geq 3$  (98.8% от  $10^6$  сгенерированных событий).

### 4.3. Зависимость $\langle N_{pe} \rangle$ от энергии позитрона и средний светосбор

Число зарегистрированных фотоумножителями фотоэлектронов  $N_{pe}$  определяется не только числом рождённых черенковских фотонов, но и потерями при транспортировке — поглощением в воде и отражениями на границах — а также спектральной квантовой эффективностью  $QE(\lambda)$ .

Для построения зависимости среднего числа фотоэлектронов от энергии позитрона был выполнен набор моноэнергетических симуляций на равномерной сетке  $T_{e+}$  с шагом 0.1 МэВ в диапазоне 0–8 МэВ ( $2 \times 10^4$  событий на точку). В каждой точке вычислялось среднее значение  $N_{pe}^{tot}$  и его стандартная ошибка при условии  $N_{fired} \geq 3$ . Полученная зависимость  $\langle N_{pe} \rangle(T_{e+})$  приведена на рисунке 4.

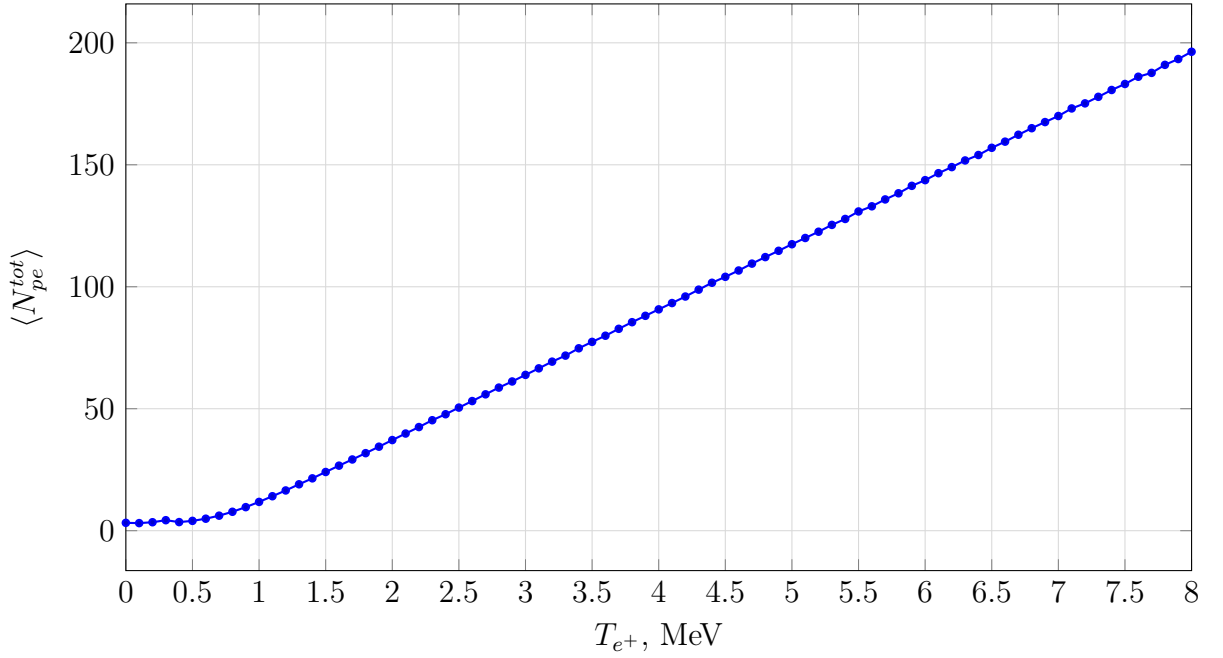


Рисунок 4 — Зависимость среднего числа фотоэлектронов  $\langle N_{pe}^{tot} \rangle$  от кинетической энергии позитрона при условии  $N_{fired} \geq 3$  (моноэнергетические позитроны на равномерной сетке  $T_{e+}$ ,  $2 \times 10^4$  событий на точку).

По зарегистрированным событиям ( $N_{fired} \geq 3$ , 98.8% от общего числа) получено среднее число фотоэлектронов:

$$\langle N_{pe}^{tot} \rangle \approx 106.6. \quad (14)$$

Для иллюстрации зависимости светового выхода от энергии позитрона на рисунке 5 приведены распределения числа *сгенерированных* черенковских фотонов при моноэнергетических позитронах с кинетическими энергиями, соответствующими 10-, 50- и 90-му перцентиллям спектра IBD ( $T_{e+} \approx 0.85, 2.23$  и  $4.20$  МэВ). Видно, что с ростом  $T_{e+}$  среднее число фотонов увеличивается, однако зарегистрированное  $\langle N_{pe} \rangle$  определяется также потерями при транспортировке и спектральной квантовой эффективностью ФЭУ.

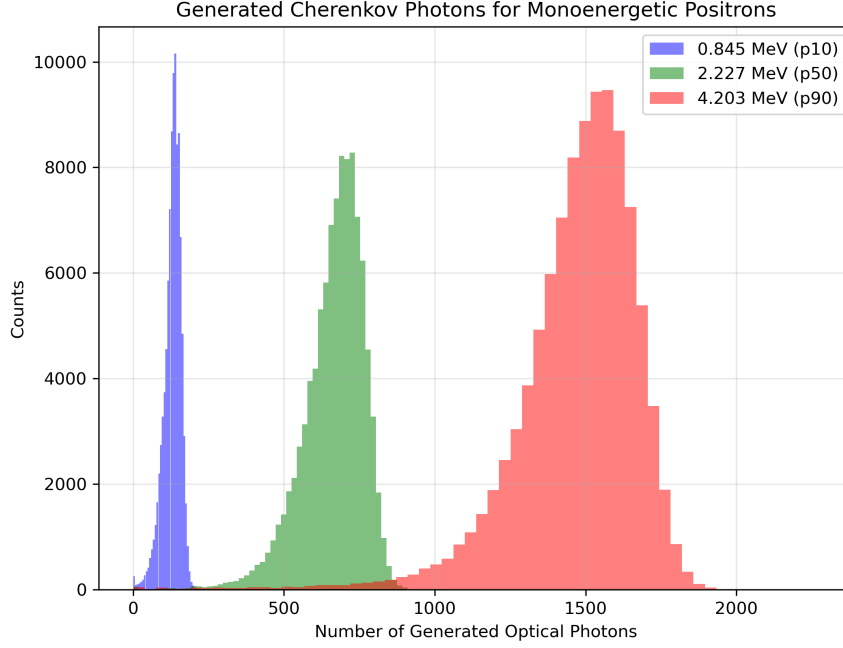


Рисунок 5 — Распределения числа сгенерированных черенковских фотонов для моноэнергетических позитронов с тремя характерными энергиями спектра IBD:  $T_{e^+} \approx 0.85, 2.23$  и  $4.20$  МэВ ( $10^5$  событий на точку). Это энергии, ниже которых лежит соответственно 10%, 50% (медиана) и 90% всех событий спектра, то есть 10-й, 50-й и 90-й перцентили; они выбраны как типичная нижняя, средняя и верхняя части рабочего диапазона энергий позитрона.

#### 4.4. Асимметрия быстрого сигнала и направление антинейтрино

Помимо энергетической информации, реакция IBD сохраняет угловую корреляцию между направлением приходящего антинейтрино и импульсами продуктов: нейтрон испускается преимущественно вперёд по направлению потока  $\bar{\nu}_e$ , тогда как позитрон при реакторных энергиях обладает слабой *обратной* корреляцией,  $\langle \cos \theta_{e^+} \rangle < 0$ , которая усиливается и меняет знак в сторону «вперёд» с ростом энергии; угловое распределение описывается формализмом Vogel–Weacom [3]. Для водного черенковского детектора с двумя крышками ФЭУ это означает, что направление движения позитрона, а следовательно и направление на реактор, может проявляться в неоднородном светосборе между верхними и нижними фотоумножителями. Подобная идея лежит в основе методов мониторинга и локализации реакторных источников антинейтрино [16]; детальная регистрация IBD-сигнала реализована, например, в экспериментах с реакторными антинейтрино на очень коротких базах [17].

Простейшая аналитическая форма этой корреляции получена в работе Vogel–Weacom [3]. В нулевом приближении по обратной массе нуклона дифференциальное сечение по углу вылета позитрона имеет вид  $d\sigma/d\cos\theta \propto 1 + v_e a(E_{\bar{\nu}}) \cos\theta$ , где  $\theta$  — угол между импульсами антинейтрино и позитрона в лабораторной системе, а  $v_e$  — скорость позитрона в единицах скорости света. Усреднённый по сечению косинус угла вылета

тогда равен

$$\langle \cos \theta_{e^+} \rangle = \frac{1}{3} v_e a(E_{\bar{\nu}}) \approx -0.034 v_e, \quad (15)$$

то есть распределение слабо смещено назад относительно направления антинейтрино и в реакторном диапазоне практически не зависит от энергии. Учёт поправок порядка  $1/M$  (слабый магнетизм и отдача нуклона,  $M$  — масса нуклона) усиливает корреляцию и меняет её знак с ростом энергии:

$$\langle \cos \theta_{e^+} \rangle \approx -0.034 v_e + 2.4 \frac{E_{\bar{\nu}}}{M}, \quad (16)$$

угловое распределение становится изотропным при  $E_{\bar{\nu}} \approx 15$  МэВ и слабо «вперёд» при больших энергиях [3]. Именно эта малая величина  $|\langle \cos \theta_{e^+} \rangle| \lesssim 0.03$  в реакторном диапазоне задаёт характерный масштаб направленной асимметрии светосбора, исследуемой ниже.

В модели Geant4 для каждого события фиксируются числа фотоэлектронов на верхней ( $N_{pe}^{top}$ ) и нижней ( $N_{pe}^{bottom}$ ) крышках; копии ФЭУ с номерами 0–18 относятся к верхней крышке, 19–37 — к нижней. Вводится *событийная асимметрия светосбора*

$$A \equiv \frac{N_{pe}^{top} - N_{pe}^{bottom}}{N_{pe}^{top} + N_{pe}^{bottom}}, \quad (17)$$

где  $A \in [-1, 1]$ : положительные значения соответствуют преобладанию света на верхней крышке, отрицательные — на нижней. Для анализа направленной чувствительности целесообразно использовать не отдельное событие с  $|A| \approx 1$ , а среднее  $\langle A \rangle$  по ансамблю событий: при типичном светосборе  $\sim 10^2$  фотоэлектронов разброс  $A$  велик, тогда как смещение среднего отражает систематический дисбаланс, связанный с направлением первичного позитрона.

Для изоляции именно быстрой компоненты IBD-сигнала моделирование выполнялось в режиме `/gen/modeibd` с угловой моделью `vogelBeacomTable` и `/gen/ibdEmi tNeutronfalse`, то есть без генерации нейтрона и без фотонов задержанного сигнала от захвата. Такой выбор исключает вклад гамма-каскада захвата, который в полном IBD-событии размывал бы топологию быстрого сигнала. Направление антинейтрино задавалось вдоль оси  $z$  детектора:  $\hat{\nu} = (0, 0, -1)$  и контрольный случай  $\hat{\nu} = (0, 0, +1)$ . Для каждой конфигурации было разыграно  $1.5 \cdot 10^5$  событий быстрой компоненты IBD (`SIM_SEED=42`); к анализу принимались события с  $N_{fired} \geq 3$ , что составило 93.8% от сгенерированных — 140 665 событий для  $\hat{\nu} \parallel -z$  и 140 730 для  $\hat{\nu} \parallel +z$ .

На рисунке 6 приведены распределения  $A$  для двух противоположных направлений  $\hat{\nu}$ . Формы гистограмм близки (ширина  $\sigma_A \approx 0.62$ ), однако средние значения смещены в противоположные стороны:

$$\langle A \rangle_{\hat{\nu} \parallel -z} = +0.0204 \pm 0.0017, \quad \langle A \rangle_{\hat{\nu} \parallel +z} = -0.0186 \pm 0.0017. \quad (18)$$

Указанные погрешности соответствуют стандартной ошибке среднего  $\sigma_A/\sqrt{N} \approx 0.62/\sqrt{1.4 \cdot 10^5} \approx 0.0017$ . Выбор объёма  $1.5 \cdot 10^5$  сгенерированных событий на направление оказался достаточным для различения  $\Delta\langle A \rangle \approx 0.039$  со значимостью  $\sim 17\sigma$ , что демонстрирует принципиальную чувствительность рассматриваемой геометрии к направлению антинейтрино через угловую корреляцию Vogel–Beacom. Абсолютная величина  $\langle A \rangle$  мала по сравнению с  $\sigma_A$ , поэтому для практической локализации реактора потребуются либо существенно большие статистики, либо дополнительные наблюдаемые. При статистике  $\gtrsim 10^6$  событий погрешность  $\langle A \rangle$  снижается до  $\sim 10^{-3}$ . В качестве дополнительных наблюдаемых можно использовать взвешивание событий по  $T_{e^+}$ , поскольку при высоких энергиях угловая корреляция усиливается [3], либо реконструкцию направления по кольцам ФЭУ в горизонтальной плоскости.

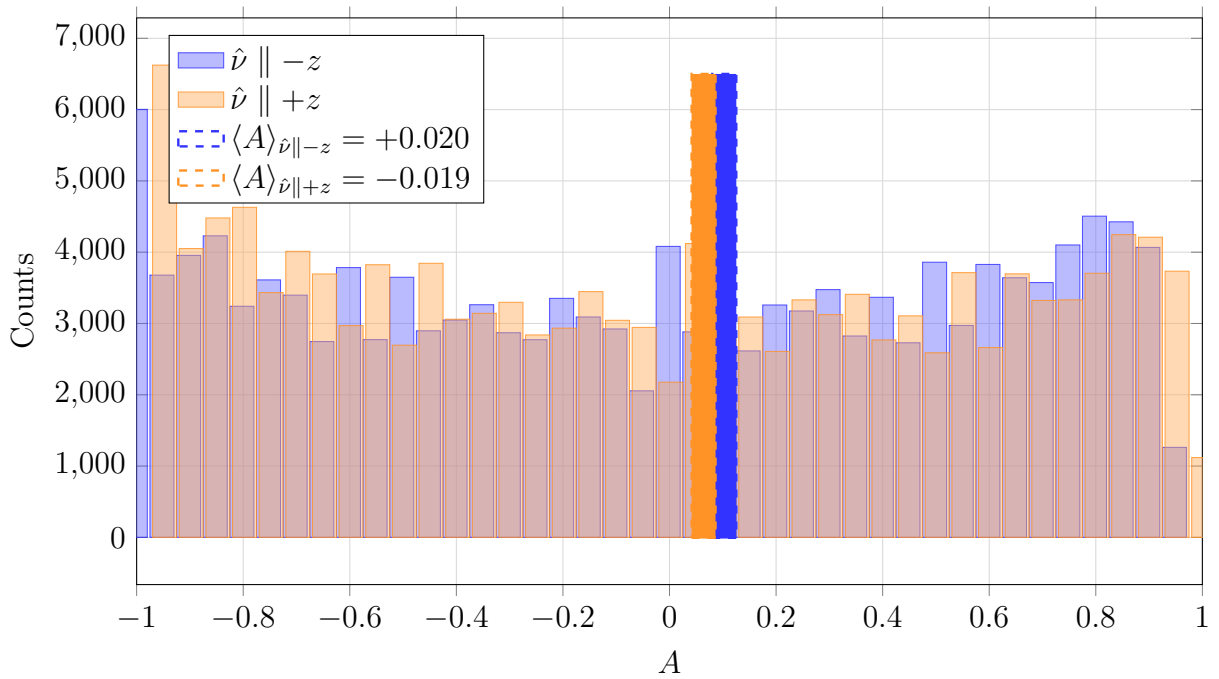


Рисунок 6 — Распределение событийной асимметрии  $A$  для быстрого сигнала IBD при противоположных направлениях антинейтрино вдоль оси  $z$  (модель Vogel–Beacom, без нейтрона,  $N_{fired} \geq 3$ ,  $\sim 1.4 \cdot 10^5$  событий на направление после триггера). Пунктирные вертикальные линии обозначают средние  $\langle A \rangle$ .

Таким образом, черенковский детектор с двумя крышками ФЭУ в принципе способен извлекать информацию о направлении приходящего потока  $\bar{\nu}_e$ . Полученный в моделировании эффект невелик, но устойчив и воспроизводим; его усиление является предметом дальнейшей оптимизации геометрии — числа и расположения ФЭУ, отражающих свойств стенок — и алгоритмов реконструкции направления.

## 4.5. Время жизни тепловых нейтронов в воде с допантами Cd и Gd

Для исследования задержанной компоненты сигнала был запущен моноэнергетический пучок нейтронов с начальной кинетической энергией  $T_n = 10$  кэВ, изотропно и равномерно разыгранный по объёму центральной мишени. Для каждого первичного нейтрона ( $\text{ParentID} = 0$ ) фиксировалось полное время от его рождения до захвата, определяемого по статусу трека `fStopAndKill`. Распределения при условии  $N_{\text{fired}} \geq 3$ , полученные для  $10^6$  событий каждой конфигурации, представлены на рисунке 7.

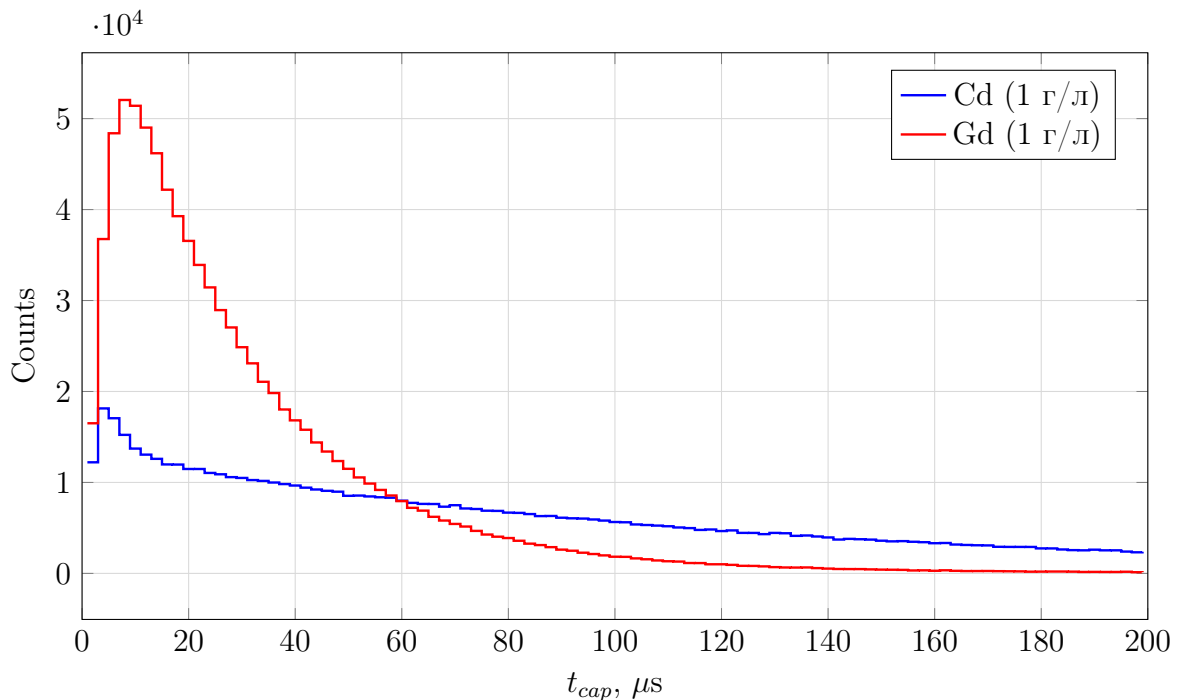


Рисунок 7 — Распределение времени жизни тепловых нейтронов до захвата для Cd и Gd (концентрация 1 г/л) при условии регистрации  $N_{\text{fired}} \geq 3$ .

Средние значения времени до захвата среди зарегистрированных событий ( $N_{\text{fired}} \geq 3$ ) составили:

$$\langle t_{\text{cap}}^{\text{Cd}} \rangle \approx 113.5 \text{ мкс}, \quad \langle t_{\text{cap}}^{\text{Gd}} \rangle \approx 32.2 \text{ мкс}. \quad (19)$$

Гадолиний обеспечивает более быстрый захват нейтрона по сравнению с кадмием при одинаковой массовой доле допанта. Это согласуется с теоретическим соотношением (5) и большим сечением радиационного захвата  $^{157}\text{Gd}$  относительно  $^{113}\text{Cd}$ . Смещение средних относительно полных выборок (138.1 и 47.4 мкс) объясняется тем, что триггерный порог преимущественно отсекает события с длительным временем диффузии нейтрона, при которых он уходит из центральной мишени и гамма-каскад захвата даёт меньший световой выход.

## 4.6. Сигнал захвата нейтрона: сравнение Cd и Gd

Как отмечалось выше, гамма-каскад радиационного захвата нейтрона с суммарной энергией  $\sim 9$  МэВ для Cd и  $\sim 8$  МэВ для Gd порождает релятивистские комптоновские электроны, излучающие регистрируемый ФЭУ черенковский свет.

Чтобы убедиться, что используемые данные G4NDL/ENDF-B (HP) действительно воспроизводят жёсткий каскад, для каждого захвата нейтрона по продуктам реакции `nCapture` в `SteppingAction` отбирались мгновенные  $\gamma$ -кванты и идентифицировалось остаточное ядро, что позволяет выделить именно захваты на допанте ( $^{114}\text{Cd}^*$ ,  $Z = 48$ ;  $^{156,158}\text{Gd}^*$ ,  $Z = 64$ ) и не смешивать их с доминирующим каналом захвата на водороде (2.2 МэВ). Полученный спектр энергий отдельных  $\gamma$ -квантов каскада приведён на рисунке 8. Модель воспроизводит характерные особенности: для Cd — интенсивную линию 0.56 МэВ и переход на основное состояние  $^{114}\text{Cd}$  при 9.04 МэВ, для Gd — мягкие линии в области 0.1–0.2 МэВ и жёсткие переходы при  $\approx 6.8$  и 7.9 МэВ. Средняя множественность каскада составляет 4 кванта на захват, а средняя суммарная энергия каскада  $\langle \sum E_\gamma \rangle \approx 9.3$  МэВ для Cd и  $\approx 8.4$  МэВ для Gd, что совпадает с энергией связи нейтрона в составном ядре и согласуется со значениями таблицы 1; конверсионных электронов в продуктах захвата модель практически не даёт, так что вся энергия девозбуждения уносится  $\gamma$ -квантами. Энергия каскада сохраняется в среднем (по выборке захватов), при этом G4NDL разыгрывает энергии отдельных квантов так, что суммарная энергия отдельного события флуктуирует вокруг  $\langle \sum E_\gamma \rangle$ .

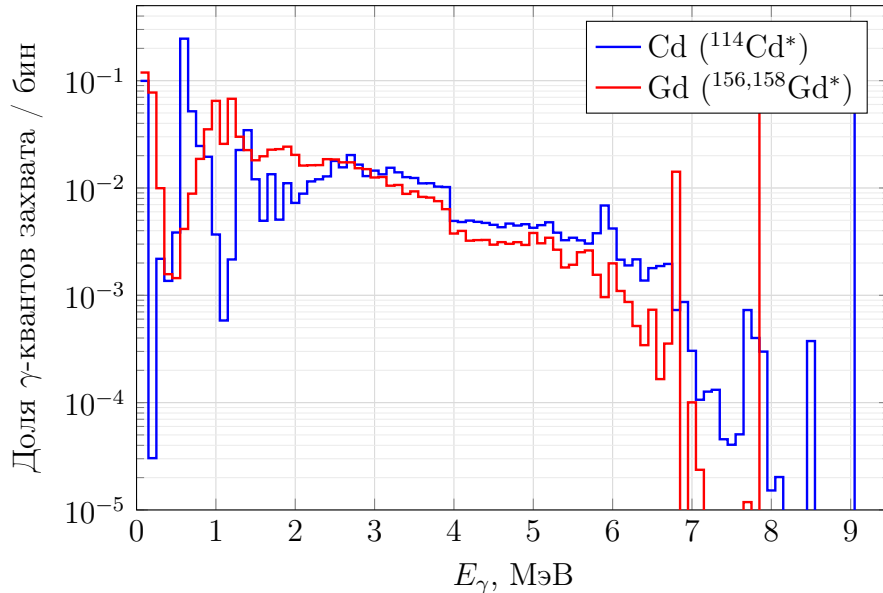
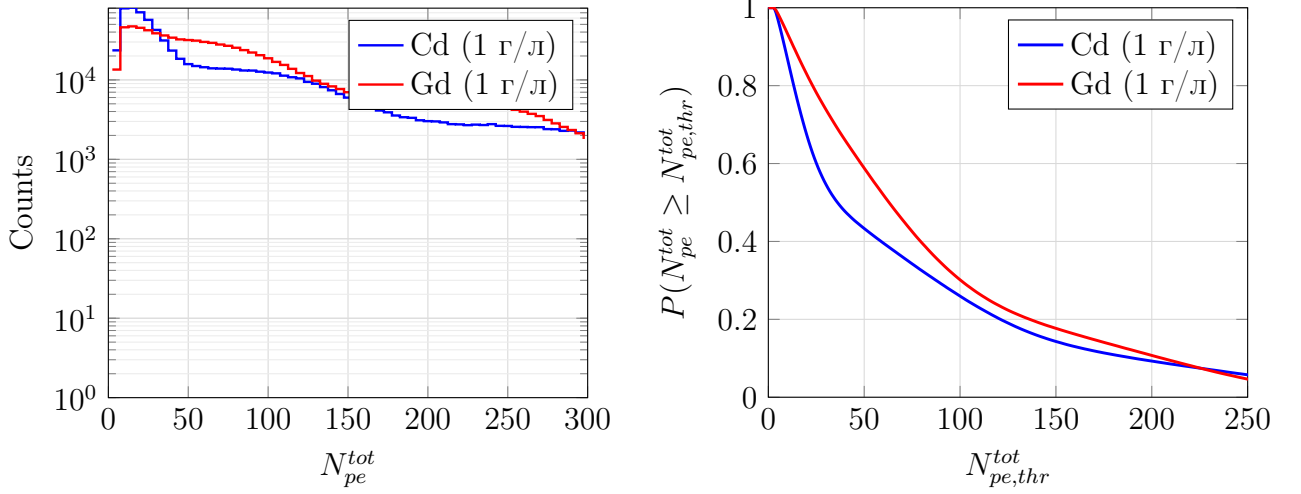


Рисунок 8 — Спектр энергий отдельных мгновенных  $\gamma$ -квантов радиационного захвата теплового нейтрона на допанте (данные G4NDL/ENDF-B, HP), выделенный по остаточному ядру ( $Z = 48$  для Cd,  $Z = 64$  для Gd). Гистограммы нормированы на полное число квантов захвата ( $1.97 \cdot 10^5$  для Cd и  $3.38 \cdot 10^5$  для Gd); средняя суммарная энергия каскада  $\langle \sum E_\gamma \rangle \approx 9.3$  и 8.4 МэВ соответственно.

На рисунке 9 распределение  $N_{pe}^{tot}$  от событий захвата при условии  $N_{fired} \geq 3$  пред-

ставлено в двух взаимодополняющих видах: слева — ступенчатая гистограмма в логарифмическом масштабе по оси  $Y$ , справа — кривая выживания  $P(N_{pe}^{tot} \geq x)$ , задающая долю зарегистрированных событий захвата, для которых световой выход превышает заданный порог. Обе панели построены по  $10^6$  событий каждой конфигурации.



(а) Гистограмма  $N_{pe}^{tot}$  ( $\log Y$ ).

(б) Кривая выживания  $P(N_{pe}^{tot} \geq x)$ .

Рисунок 9 — Сравнение отклика детектора на захват теплового нейтрона для допантов Cd и Gd при концентрации 1 г/л и условии  $N_{fired} \geq 3$  ( $10^6$  событий каждой конфигурации). Слева — гистограмма  $N_{pe}^{tot}$  в логарифмическом масштабе. Справа — кривая выживания: кривая Gd лежит выше Cd на всём диапазоне световых выходов.

Средние значения светового выхода среди зарегистрированных событий ( $N_{fired} \geq 3$ ) составили:

$$\langle N_{pe}^{tot, Cd} \rangle \approx 72.1, \quad \langle N_{pe}^{tot, Gd} \rangle \approx 84.8. \quad (20)$$

Несмотря на то, что суммарная энергия каскада у Cd ( $\approx 9$  МэВ) несколько превосходит таковую у Gd ( $\approx 8$  МэВ), захват на Gd обеспечивает значимо больший средний светосбор. Численно превосходство Gd подтверждается кривой выживания на рисунке 9б: при  $N_{pe}^{tot} \geq 50$  доля событий составляет 58.8% для Gd против 43.3% для Cd. Таким образом, выбор Gd как допанта выигрывает одновременно по трём параметрам: более короткое время захвата (32.2 против 113.5 мкс), более высокий выход света и более высокая эффективность регистрации (89.2% против 78.3% при пороге  $N_{fired} \geq 3$ ).

#### 4.7. Оценка ожидаемой скорости счёта на Калининской АЭС

В качестве места размещения детектора рассматривается помещение под реактором ВВЭР-1000 в главном корпусе АЭС, выполненном по унифицированному проекту (рисунок 10) [15]. При такой компоновке расстояние от центра активной зоны до детектора составляет  $\sim 20$ –30 м, и в дальнейших оценках используется нижняя граница  $r = 20$  м как наиболее консервативная по ожидаемому потоку антинейтрино. Дополнительным преимуществом подреакторного помещения является естественная защита

от космического адронного и нейтронного фона: вышележащие конструкции и оборудование обеспечивают экранировку, эквивалентную  $\sim 15\text{--}20$  м водного слоя. Именно эта геометрия размещения определяет значение  $L = 20$  м, используемое во всех последующих расчётах скорости счёта.

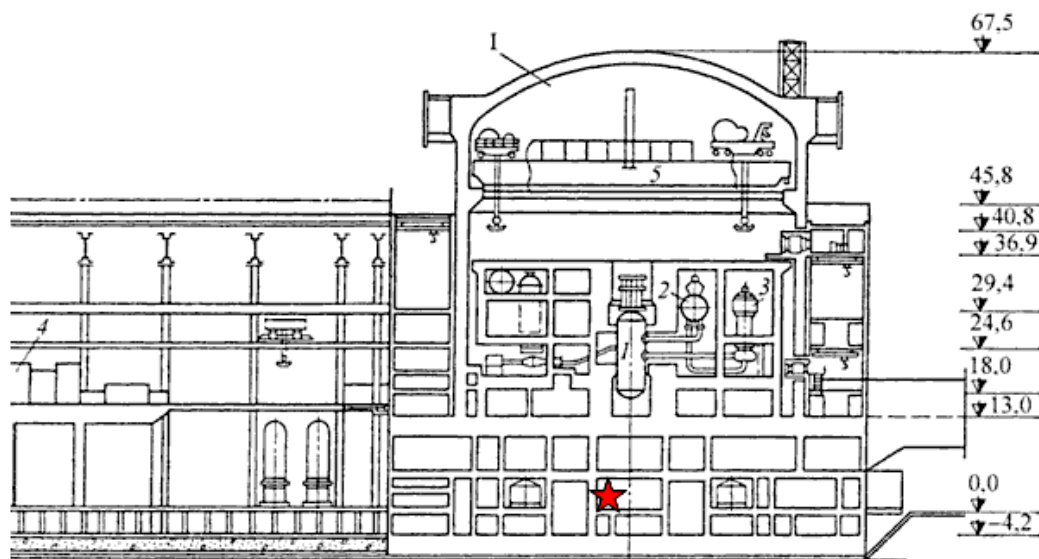


Рисунок 10 — Поперечный разрез главного корпуса АЭС с реактором ВВЭР-1000 (унифицированный проект) с высотными отметками. Красной звездой отмечено предлагаемое место размещения детектора — в помещении под реактором [15].

Полученные эффективности регистрации позволяют оценить ожидаемую скорость счёта IBD-событий для рассматриваемой геометрии при размещении на Калининской АЭС (3-й энергоблок, ВВЭР-1000, тепловая мощность  $P_{th} = 3$  ГВт, расстояние от центра активной зоны  $r = 20$  м). Скорость взаимодействий антинейтрино в детекторе рассчитывается напрямую по теоретической формуле для числа регистрируемых событий:

$$N_{det} = \frac{\varepsilon}{4\pi L^2} N_p \int_{T_{start}}^{T_{end}} \frac{P_{th}(t)}{E_f(t)} \langle \sigma(t) \rangle dt, \quad (21)$$

где  $\varepsilon$  — эффективность регистрации,  $L$  — расстояние от центра активной зоны до детектора,  $N_p$  — полное число протонов-мишеней,  $P_{th}(t)$  — тепловая мощность реактора,  $E_f(t) = \sum_i \alpha_i(t) E_i$  — средняя выделяемая на одно деление энергия,  $\langle \sigma(t) \rangle = \sum_i \alpha_i(t) \sigma_i$  — усреднённое по делящимся изотопам сечение IBD на одно деление (выход реакции), а  $\alpha_i$  — доли делений изотопов  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$ . Для сечений  $\sigma_i$  использована модель спектров реакторных антинейтрино Huber–Mueller [6, 7], согласованная с генератором первичных частиц.

При постоянной мощности реактора за время наблюдения  $\Delta t$  выражение (21) сводится к скорости IBD-реакций

$$R^{IBD} = \frac{N_p}{4\pi L^2} \frac{P_{th}}{\langle E_f \rangle} \langle \sigma \rangle, \quad (22)$$

где для оценки числа самих реакций IBD положено  $\varepsilon = 1$ . Используемые значения

изотопных параметров и их средневзвешенные по долям делений величины приведены в таблице 4.

Таблица 4 — Параметры расчёта скорости счёта по формуле (22).

Изотоп	$\alpha_i$	$\sigma_i, \text{см}^2$	$E_i, \text{МэВ}$
$^{235}\text{U}$	0.70	$6.30 \cdot 10^{-43}$	201.9
$^{238}\text{U}$	0.08	$9.38 \cdot 10^{-43}$	205.5
$^{239}\text{Pu}$	0.20	$4.33 \cdot 10^{-43}$	210.0
$^{241}\text{Pu}$	0.02	$6.01 \cdot 10^{-43}$	213.6
Среднее	—	$\langle \sigma \rangle = 6.15 \cdot 10^{-43}$	$\langle E_f \rangle = 204.0$

Число протонов-мишеней рассматриваемой установки определяется объёмом центральной мишени (ПММА-сосуд радиусом  $R = 590$  мм и высотой  $H = 700$  мм,  $V_{our} = \pi R^2 H \approx 765.5$  л) и концентрацией свободных протонов в воде  $n_p = \rho N_A N_H / M \approx 6.69 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ :

$$N_p^{our} = n_p V_{our} \approx 5.12 \cdot 10^{28}. \quad (23)$$

Подставляя  $N_p^{our}$ ,  $L = 20$  м,  $P_{th} = 3$  ГВт,  $\langle E_f \rangle = 204.0$  МэВ и  $\langle \sigma \rangle = 6.15 \cdot 10^{-43} \text{ см}^2$  в (22), получаем скорость IBD-реакций в мишени:

$$R_{our}^{IBD} \approx 4.97 \cdot 10^3 \text{ соб./сутки}. \quad (24)$$

В качестве проверки методики та же формула применена к детектору iDREAM, размещённому на Калининской АЭС в тех же условиях ( $P_{th} = 3$  ГВт,  $L \approx 19.6\text{--}20$  м). Подстановка числа протонов-мишеней iDREAM ( $N_p = 7.03 \cdot 10^{28}$ ) даёт скорость IBD-реакций при  $\varepsilon = 1$ :

$$R_{iDREAM}^{IBD} \approx 6.8 \cdot 10^3 \text{ соб./сутки}. \quad (25)$$

Эту величину необходимо домножить на собственную эффективность регистрации iDREAM, поскольку отбор IBD-кандидатов в анализе данных детектора накладывает энергетические пороги на быстрый и задержанный сигналы (быстрый сигнал позитрона  $\gtrsim 1.5$  МэВ, задержанный сигнал захвата нейтрона  $\gtrsim 5$  МэВ), что заметно снижает долю зарегистрированных событий. По оценке, полученной из анализа данных iDREAM, суммарная эффективность детектирования и отбора составляет  $\varepsilon_{iDREAM} \approx 25\%$ , откуда ожидаемая скорость регистрации

$$R_{iDREAM}^{reg} \approx R_{iDREAM}^{IBD} \cdot \varepsilon_{iDREAM} \approx 6.8 \cdot 10^3 \cdot 0.25 \approx 1.7 \cdot 10^3 \text{ соб./сутки}. \quad (26)$$

Полученная оценка согласуется с фактически измеренной детектором iDREAM скоростью счёта IBD-событий  $\sim 1750$  соб./сутки. Это подтверждает корректность используемой методики, в которой расчётная скорость IBD-реакций домножается на эффективность регистрации, полученную из моделирования (для рассматриваемой установки — эффективности регистрации быстрого и задержанного сигналов из таблицы 3).

Для регистрации IBD-события необходимо детектирование как быстрого сигнала позитрона, так и задержанного сигнала захвата нейтрона. В предположении независимости этих компонент общая эффективность регистрации  $\varepsilon_{tot} = \varepsilon_b \cdot \varepsilon_z$ , где  $\varepsilon_b$  и  $\varepsilon_z$  — эффективности регистрации быстрого и задержанного сигналов соответственно. Подставляя значения из таблицы 3 при пороге  $N_{fired} \geq 3$ , получаем

$$\varepsilon_{tot}^{Gd} = 0.988 \cdot 0.892 \approx 0.881, \quad \varepsilon_{tot}^{Cd} = 0.988 \cdot 0.783 \approx 0.774. \quad (27)$$

Тогда ожидаемая скорость регистрации IBD-событий составит:

$$R_{Gd}^{reg} \approx 4.4 \cdot 10^3 \text{ соб./сутки}, \quad R_{Cd}^{reg} \approx 3.8 \cdot 10^3 \text{ соб./сутки}. \quad (28)$$

Оценка (28) учитывает только эффективность регистрации сигнала и не включает фоны от космических мюонов, быстрых нейтронов и реакторных  $\gamma$ -квантов, моделирование которых выходит за рамки настоящей работы. Кроме того, в оценке не учтены коррелированный фон детектора — двойные (быстрый+задержанный) события, регистрируемые при остановленном реакторе, — и фон случайных совпадений (accidental coincidences) — случайные совпадения быстрого и задержанного сигналов, не связанные с одним IBD-событием. Поскольку эти фоны не учтены, приведённая оценка скорости регистрации является оптимистичной.

## 4.8. Время накопления статистики для направленной асимметрии на Калининской АЭС

Оценка (28) задаёт скорость регистрации полных IBD-событий. Для извлечения направления реактора по быстрой компоненте (раздел 4.4) необходимо оценить время наблюдения  $t$ , за которое смещение средней асимметрии  $\langle A \rangle$  становится статистически значимым. Поскольку событийная асимметрия  $A$  имеет большой разброс ( $\sigma_A \approx 0.62$ , рисунок 6), а смещение среднего при фиксированном направлении антинейтрино мало ( $|\langle A \rangle| \approx 0.02$ ), ключевым параметром является число быстрых событий с триггером  $N_{fired} \geq 3$ , накопленных за время  $t$ .

Стандартная ошибка среднего по ансамблю из  $N$  событий:

$$\sigma_{\langle A \rangle} = \frac{\sigma_A}{\sqrt{N}}, \quad N = R_{\text{trig}} t, \quad (29)$$

где  $R_{\text{trig}}$  — скорость быстрых событий, прошедших триггер  $N_{fired} \geq 3$ . В качестве меры значимости используется отношение сигнала к погрешности:

$$S \equiv \frac{|\langle A \rangle|}{\sigma_{\langle A \rangle}} = \frac{|\langle A \rangle| \sqrt{N}}{\sigma_A}. \quad (30)$$

Определение (30) соответствует проверке гипотезы о ненулевом смещении  $\langle A \rangle$  при фик-

сированном, известном направлении реактора относительно изотропного, нулевого случая; для моделирования раздела 4.4  $|\langle A \rangle| \approx 0.020$  как среднее по модулю для  $\hat{\nu} \parallel \pm z$ . Из (30) следует замкнутая формула для времени, необходимого для достижения значимости  $S$ :

$$t = \frac{S^2 \sigma_A^2}{|\langle A \rangle|^2 R_{\text{trig}}}. \quad (31)$$

Для численной подстановки используем зарегистрированную скорость IBD-событий на Калининской АЭС с допантом Gd из оценки (28):  $R_{Gd}^{\text{reg}} \approx 4.4 \cdot 10^3$  соб./сутки. Эта величина уже включает эффективности регистрации быстрого и задержанного сигналов ( $\varepsilon_b \cdot \varepsilon_z$ ). Анализ направленной асимметрии опирается лишь на быстрый сигнал; доля быстрых событий, проходящих триггер  $N_{\text{fired}} \geq 3$ , в моделировании раздела 4.4 составила 93.8% (для полного IBD-канала  $\varepsilon_b = 98.8\%$ , таблица 3). Чтобы не учитывать триггерную эффективность дважды, вводим скорость быстрых событий с триггером:

$$R_{\text{trig}} = R_{Gd}^{\text{reg}} \cdot \frac{0.938}{0.988} \approx 4.4 \cdot 10^3 \cdot 0.949 \approx 4.2 \cdot 10^3 \text{ соб./сутки}. \quad (32)$$

Здесь множитель  $0.938/0.988$  переводит полную зарегистрированную скорость к числу быстрых событий с  $N_{\text{fired}} \geq 3$ ; альтернативно  $R_{\text{trig}} = R_{\text{our}}^{\text{IBD}} \cdot 0.938 \approx 4.97 \cdot 10^3 \cdot 0.938 \approx 4.7 \cdot 10^3$  соб./сутки (из (24)), что согласуется в пределах  $\sim 10\%$ .

Подставляя  $\sigma_A = 0.62$  и  $|\langle A \rangle| = 0.020$  (раздел 4.4), получаем для  $S = 3$ :

$$N_{3\sigma} = \frac{S^2 \sigma_A^2}{\langle A \rangle^2} = \frac{9 \cdot 0.62^2}{0.020^2} \approx 8.7 \cdot 10^3, \quad t_{3\sigma} = \frac{N_{3\sigma}}{R_{\text{trig}}} \approx \frac{8.7 \cdot 10^3}{4.2 \cdot 10^3} \approx 2.1 \text{ сут}. \quad (33)$$

Для  $S = 5$ :

$$N_{5\sigma} = \frac{25 \cdot 0.62^2}{0.020^2} \approx 2.4 \cdot 10^4, \quad t_{5\sigma} \approx \frac{2.4 \cdot 10^4}{4.2 \cdot 10^3} \approx 5.7 \text{ сут}. \quad (34)$$

Таким образом, при размещении рассматриваемого детектора на Калининской АЭС ( $r = 20$  м, Gd 1 г/л) для выявления направленного смещения  $\langle A \rangle$  относительно изотропного случая потребуется порядка нескольких суток непрерывного накопления статистики по быстрому сигналу (от  $\approx 2$  до  $\approx 6$  суток при  $3\sigma$ – $5\sigma$ ).

Альтернативная постановка — различие двух противоположных направлений  $\hat{\nu}$ , для которых  $\Delta \langle A \rangle \approx 0.039$  (уравнение (18)). При сравнении двух выборок одинакового объёма  $N$  стандартная ошибка разности средних увеличивается в  $\sqrt{2}$ , и значимость оценивается как  $S_\Delta = \Delta \langle A \rangle \sqrt{N} / (\sqrt{2} \sigma_A)$ . Отсюда  $N_{3\sigma} = 2S^2 \sigma_A^2 / \Delta \langle A \rangle^2 \approx 4.6 \cdot 10^3$  и  $t_{3\sigma} \approx 1.1$  сут; для  $5\sigma$ :  $N_{5\sigma} \approx 1.3 \cdot 10^4$ ,  $t_{5\sigma} \approx 3.0$  сут.

Полученные оценки носят статистический характер и основаны на следующих допущениях: реактор моделируется как точечный источник с *известным* направлением в системе координат детектора; перечисленные выше фоновые события не учитываются; угловой разброс потока антинейтрино от конечного размера активной зоны и эффекты реконструкции направления не моделировались. В реальной установке указанные времена следует рассматривать как нижние оценки; учёт фонов и конечного

углового размера источника увеличит необходимое время наблюдения.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках выпускной квалификационной работы была реализована и дополнена Geant4-модель черенковского детектора, ориентированная на регистрацию реакторных антинейтрино в канале IBD. В модели реализовано разыгрывание спектра позитронов от реакции IBD и получен спектр кинетической энергии  $T_{e^+}$  (рисунок 3), а также выполнен учёт спектральных оптических свойств воды ( $n(\lambda)$ ,  $L_{abs}(\lambda)$ ) и спектральной квантовой эффективности фотоумножителей  $QE(\lambda)$ .

Кроме того, реализована и валидирована адронная физика нейтронов на основе HP-моделей и данных G4NDL/ENDF-B. Для рассмотренного в моделировании условия регистрации  $N_{fired} \geq 3$  проведено сравнение допантов Cd и Gd; полученные результаты показывают, что в рамках этого сравнения Gd предпочтительнее по трём рассмотренным параметрам: среднее время захвата нейтрона меньше (32.2 против 113.5 мкс), средний светосбор выше (84.8 против 72.1), а эффективность регистрации больше (89.2% против 78.3%). На основе прямого расчёта скорости взаимодействий антинейтрино по теоретической формуле (модель спектров Huber–Mueller,  $r = 20$  м,  $P_{th} = 3$  ГВт) и применения полученных эффективностей выполнена оценка ожидаемой скорости регистрации IBD-событий на Калининской АЭС:  $R_{Gd}^{reg} \approx 4.4 \cdot 10^3$  соб./сутки и  $R_{Cd}^{reg} \approx 3.8 \cdot 10^3$  соб./сутки.

При этом рассматриваемый детектор реализован прежде всего как пороговый счётчик IBD-подобных событий, а не как прецизионный спектрометр, и в таком режиме предназначен для подсчёта числа зарегистрированных событий и оценки интегральной асимметрии светосбора по верхней и нижней крышкам ФЭУ, используемой для мониторинга реакторного антинейтринного потока и статистической оценки направления на реактор.

Выбор водного черенковского детектора как рабочей среды обладает рядом практических преимуществ по сравнению с детекторами на органических жидких сцинтилляторах [16]. Во-первых, вода — даже с введением допанта (Gd или Cd) — существенно дешевле органических сцинтилляторов, что снижает стоимость создания детектора и делает экономически оправданным наращивание его объёма. Во-вторых, вода негорюча и нетоксична, тогда как органические сцинтилляторы пожароопасны и требуют специальных мер безопасности при хранении и эксплуатации; это особенно важно при размещении установки вблизи действующего энергоблока АЭС. В-третьих, простота приготовления и обращения с рабочей средой обеспечивает хорошую масштабируемость и технологичность: водный детектор сравнительно легко изготовить, обслуживать и увеличить до больших объёмов, что является существенным фактором для прикладных задач мониторинга реакторов.

Проведено моделирование событийной асимметрии быстрого сигнала  $A$  и показана принципиальная чувствительность к направлению антинейтрино (раздел 4.4, рисунок 6). Дальнейшее развитие работы связано с оптимизацией геометрии детектора

и конфигурации ФЭУ для усиления направленного отклика, разработкой алгоритмов реконструкции направления реактора, а также с учётом фонов от космических мюонов, быстрых нейтронов и реакторных  $\gamma$ -квантов.

# СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Agostinelli, S., et al. Geant4—a simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth. A* **506** (2003) 250–303.
2. Allison, J., et al. Recent developments in Geant4. *Nucl. Instrum. Meth. A* **835** (2016) 186–225.
3. Vogel, P., Beacom, J. F. The angular distribution of the reaction  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ . *Phys. Rev. D* **60** (1999) 053003. arXiv:hep-ph/9903554.
4. Bemporad, C., Gratta, G., Vogel, P. Reactor-based neutrino oscillation experiments. *Rev. Mod. Phys.* **74** (2002) 297–328.
5. Strumia, A., Vissani, F. Precise quasielastic neutrino/nucleon cross-section. *Phys. Lett. B* **564** (2003) 42–54.
6. Huber, P. Determination of antineutrino spectra from nuclear reactors. *Phys. Rev. C* **84** (2011) 024617; Erratum: *Phys. Rev. C* **85** (2012) 029901.
7. Mueller, T. A., et al. Improved predictions of reactor antineutrino spectra. *Phys. Rev. C* **83** (2011) 054615.
8. Hale, G. M., Querry, M. R. Optical constants of water in the 200-nm to 200- $\mu\text{m}$  wavelength region. *Applied Optics* **12** (1973) 555–563.
9. Jelley, J. V. *Cherenkov Radiation and its Applications*. Pergamon Press (1958).
10. WCSim collaboration. WCSim — The Water Cherenkov Simulator (software). GitHub: <https://github.com/WCSim/WCSim>
11. Mughabghab, S. F. *Atlas of Neutron Resonances. Resonance Parameters and Thermal Cross Sections*. 5th ed., Elsevier (2006).
12. Knoll, G. F. *Radiation Detection and Measurement*, 4th ed., Wiley (2010).
13. Abramov, A., et al. iDREAM: industrial Detector of REactor Antineutrinos for Monitoring at Kalinin nuclear power plant. *JINST* **17** (2022) P09001. arXiv:2112.09372.
14. Abramov, A. A., et al. Antineutrino Signal in the iDREAM Detector at Kalinin NPP. *Phys. Atom. Nucl.* **86** (2023) 1389–1393. DOI: 10.1134/S1063778824010022.
15. Чепурнов, А. С. Спектрометр реакторных антинейтрино iDREAM для прикладных и фундаментальных исследований. НИИЯФ МГУ имени Д. В. Скобельцына. Инженерный чертёж по: Дубровский, В. Б., Лавданский, П. А., Енговатов, И. А. *Строительство атомных электростанций*. М. (2010). URL: <http://nuclphys.sinp.msu.ru/lom/l17.htm>.

16. Bernstein, A., Bowden, N., Goldblum, B. L., Huber, P., Jovanovic, I., Mattingly, J. Colloquium: Neutrino detectors as tools for nuclear security. *Rev. Mod. Phys.* **92** (2020) 011003. DOI: 10.1103/RevModPhys.92.011003.
17. Ashenfelter, J., et al. (PROSPECT Collaboration). First search for short-baseline neutrino oscillations at HFIR with PROSPECT. *Phys. Rev. Lett.* **121** (2018) 251802. arXiv:1806.02784.