

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

УДК 539.1

ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ
**РЕГИСТРАЦИЯ РЕАКТОРНЫХ
АНТИНЕЙТРИНО С ПОМОЩЬЮ
ЧЕРЕНКОВСКОГО ДЕТЕКТОРА**

Научный руководитель
(старший преподаватель) _____ И. Н. Мачулин
Научный консультант (к.ф.-
м.н.) _____ Г.Д. Долганов
Студент _____ П. А. Панфилов

Москва 2025

Введение

Реакторные антинейтрино $\bar{\nu}_e$ являются одним из наиболее интенсивных искусственных источников нейтрино. Они рождаются в β -распадах осколков деления ядер ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu . Спектр антинейтрино зависит от набора изотопов и режима работы реактора, поэтому его изучение важно как для задач фундаментальной физики (прецизионные измерения осцилляций нейтрино), так и для прикладных задач (мониторинг реакторов) [2, 1].

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



Данная реакция имеет порог по энергии $E_{\bar{\nu}}^{thr} \approx 1.806 \text{ MeV}$, а энергия позитрона в первом приближении связана с энергией антинейтрино соотношением $T_{e^+} \approx E_{\bar{\nu}} - 1.806 \text{ MeV}$ [3].

Для регистрации продуктов реакции IBD традиционно используются жидкосцинтилляционные детекторы, однако большой интерес представляют и водные черенковские детекторы, обладающие масштабируемостью по объёму и направленной информацией. Основная сложность черенковского подхода заключается в сравнительно малом числе фотонов и необходимости надёжного выделения нейтронного сигнала (delayed-компоненты). Для повышения вероятности захвата нейтрона вода может легироваться элементами с большим сечением захвата (например, Gd, Cd), что приводит к излучению каскада γ -квантов и появлению вторичных электронов, способных порождать черенковский свет.

Цель данной работы заключается в разработке Geant4-модели черенковского детектора для регистрации реакторных антинейтрино.

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 β^- -распадов, испуская электрон и антинейтрино. В результате возникает суммарный поток $\bar{\nu}_e$ с энергиями порядка нескольких MeV. Для описания формы спектра широко используются параметризации, основанные на реконструкции β -спектров и на учёте вкладов основных делящихся изотопов [2, 1].

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

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

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

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

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

а кинетическая энергия равна

$$T_{e^+} = E_{e^+} - m_e \approx E_{\bar{\nu}} - (\Delta + m_e) \approx E_{\bar{\nu}} - 1.806 \text{ MeV}. \quad (4)$$

Сечение реакции IBD в области нескольких MeV быстро растёт с энергией и в простейшей аппроксимации пропорционально $p_e E_e$ [3]. 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 Сигнал “prompt + delayed”

В реакции IBD возникает две компоненты сигнала. *Prompt*-сигнал формируется позитроном (и продуктами его аннигиляции), а *delayed*-

сигнал связан с захватом нейтрона на ядрах среды. В водной среде захват на водороде сопровождается γ -квантом 2.2 MeV, а при легировании элементами с большим сечением захвата (например, Cd) возможен более энергичный γ -каскад. В данной работе основной акцент сделан на prompt-компоненте (позитрон и черенковский свет).

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:

$$v > \frac{c}{n(\lambda)} \Leftrightarrow \beta n(\lambda) > 1. \quad (5)$$

Излучение испускается в виде конуса с углом

$$\cos \theta_C(\lambda) = \frac{1}{\beta n(\lambda)}. \quad (6)$$

2.2 Спектральное распределение фотонов

Число черенковских фотонов, испускаемых на единицу пути частицы, описывается формулой Франка–Тамма [4]:

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = 2\pi\alpha \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \frac{1}{\lambda^2}, \quad (7)$$

где α — 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:

$$I(x, \lambda) = I_0(\lambda) \exp(-\alpha(\lambda)x), \quad L_{abs}(\lambda) = \frac{1}{\alpha(\lambda)}. \quad (8)$$

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

$$\alpha(\lambda) = \frac{4\pi k(\lambda)}{\lambda}, \quad L_{abs}(\lambda) = \frac{\lambda}{4\pi k(\lambda)}. \quad (9)$$

В модели использованы табличные данные $n(\lambda)$ и $k(\lambda)$ для воды в диапазоне 200–800 nm [5].

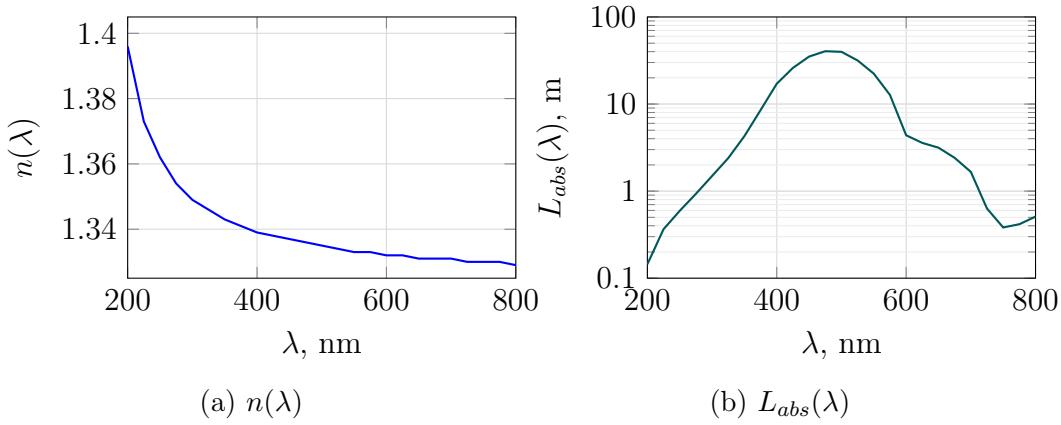


Рис. 1: Оптические свойства воды, использованные в модели (Hale & Querry [5]).

2.4 Квантовая эффективность фотоумножителей и фотоэлектроны

Регистрация света осуществляется фотоумножителями (ФЭУ). Ключевой параметр ФЭУ — квантовая эффективность $QE(\lambda)$, то есть вероятность преобразования фотона с длиной волны λ 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 [6].

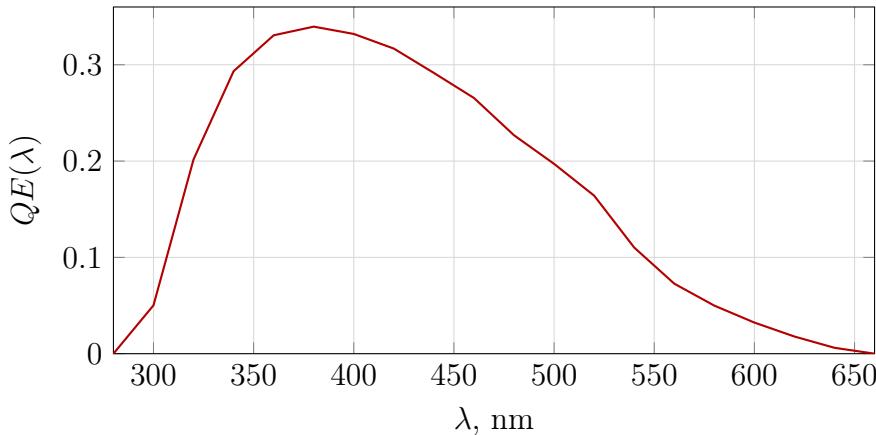


Рис. 2: Квантовая эффективность фотоумножителя $QE(\lambda)$, использованная для моделирования числа фотоэлектронов (WCSim [6]).

3 Моделирование в Geant4

3.1 Геометрия детектора

Модель представляет собой цилиндрический бак, заполненный водой, внутри которого расположен сосуд из PMMA с водой, легированной кадмием. В верхней и нижней частях установлены фотоумножители, регистрирующие черенковский свет. Основные параметры геометрии приведены в таблице 1.

Таблица 1: Основные параметры геометрии Geant4-модели

Параметр	Значение
Внутренний радиус стального бака	630 mm
Высота бака	1300 mm
Внутренний радиус PMMA-сосуда	590 mm
Высота PMMA-сосуда	700 mm
Число ФЭУ	24 (12 сверху + 12 снизу)
Радиус ФЭУ	100 mm
Отражательная способность стенок бака	0.9

3.2 Физические процессы

В расчётах использованы стандартные электромагнитные процессы (`G4EmStandardPhysics`) и оптическая физика (`G4OpticalPhysics`) [8, 7]. Для воды задан показатель 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.

3.3 Генерация позитронов от IBD

Первичный генератор реализует два режима: моноэнергетический пучок и режим IBD. В режиме IBD энергия антинейтрино $E_{\bar{\nu}}$ разыгрывается по распределению $\phi(E_{\bar{\nu}}) \cdot \sigma(E_{\bar{\nu}})$, где ϕ задаётся параметризацией Huber–Mueller, а σ в первом приближении пропорциональна $p_e E_e$ [2, 1, 3]. Далее вычисляется кинетическая энергия позитрона $T_{e^+} \approx E_{\bar{\nu}} - 1.806$ MeV и запускается первичный позитрон.

3.4 Сбор статистики и выходные файлы

В модели реализованы следующие выходные данные:

1. `ibd_positron_spectrum.txt` — значения $E_{\bar{\nu}}$ и T_{e^+} для каждого события (контроль разыгрываемого спектра).
2. `chernkov_spectrum.txt` — энергии черенковских фотонов, рожденных процессом Черенкова (для построения спектра длин волн).
3. `pe_asymmetry.txt` — числа фотоэлектронов в верхних и нижних ФЭУ и асимметрия *asym*.

4 Результаты моделирования

4.1 Спектр кинетической энергии позитронов

На рисунке 3 показан спектр кинетической энергии позитронов T_{e^+} , разыгранный для реакции IBD. Для набора из 2000 событий получено среднее значение $\langle T_{e^+} \rangle \approx 2.38$ MeV.

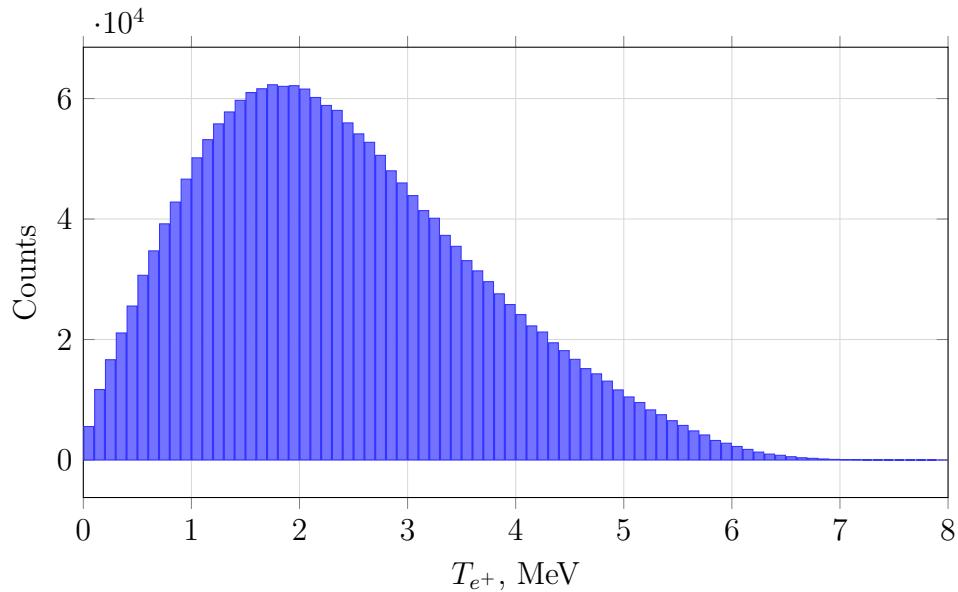


Рис. 3: Спектр кинетической энергии позитронов в реакции IBD, разыгранный генератором событий.

4.2 Спектр черенковских фотонов

На рисунке 4 представлен спектр длин волн λ черенковских фотонов, полученный в Geant4-моделировании. Спектральная форма определяется как формулой Франка–Тамма ($\propto 1/\lambda^2$), так и оптическими свойствами среды (поглощение) и границами диапазона, заданными в модели.

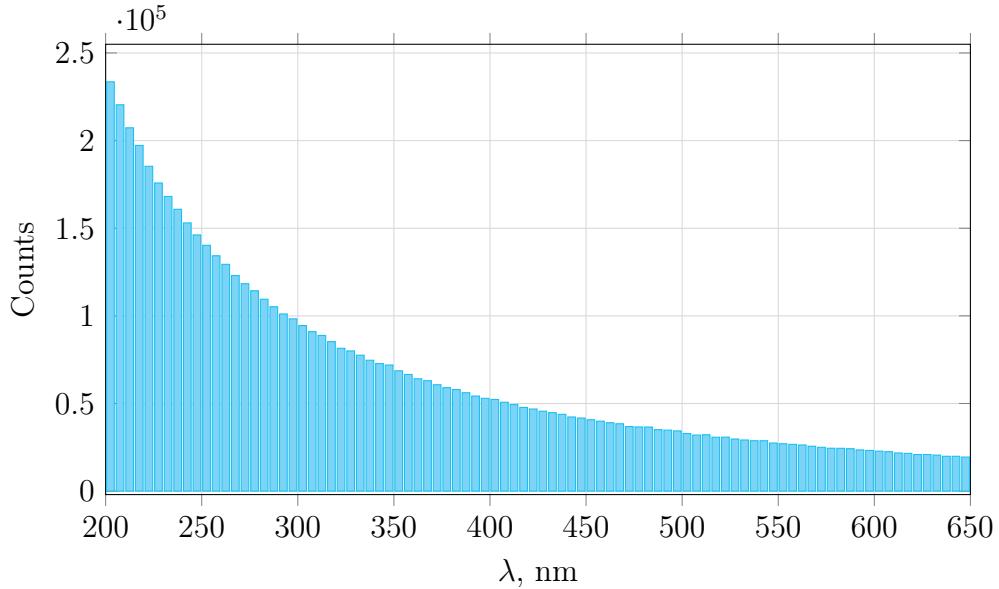


Рис. 4: Спектр длин волн черенковских фотонов (200–650 nm), полученный в моделировании.

4.3 Среднее число фотоэлектронов

Число фотоэлектронов (РЕ), зарегистрированных фотоумножителями, определяется не только числом рожденных черенковских фотонов, но и потерями при транспортировке (поглощение в воде и отражения на границах) и спектральной квантовой эффективностью $QE(\lambda)$.

Для набора из 2000 событий (режим IBD, направление позитрона сверху вниз: $\vec{p} \parallel -z$) получено среднее число фотоэлектронов:

$$\langle N_{pe}^{tot} \rangle \approx 20.7, \quad (10)$$

при этом ненулевой сигнал ($N_{pe}^{tot} > 0$) наблюдается примерно в 93% событий. Средние значения для верхней и нижней групп фотоумножите-

лей составляют $\langle N_{pe}^{top} \rangle \approx 0.79$ и $\langle N_{pe}^{bottom} \rangle \approx 19.93$ соответственно, что отражает направленность черенковского излучения при фиксированном направлении трека.

4.4 Зависимость $\langle N_{pe} \rangle$ от энергии позитрона

Для построения зависимости среднего числа фотоэлектронов от энергии позитрона события были разбиты на бины по кинетической энергии T_{e^+} , после чего в каждом бине вычислялось среднее значение N_{pe}^{tot} . Полученная зависимость $\langle N_{pe} \rangle(T_{e^+})$ приведена на рисунке 5.

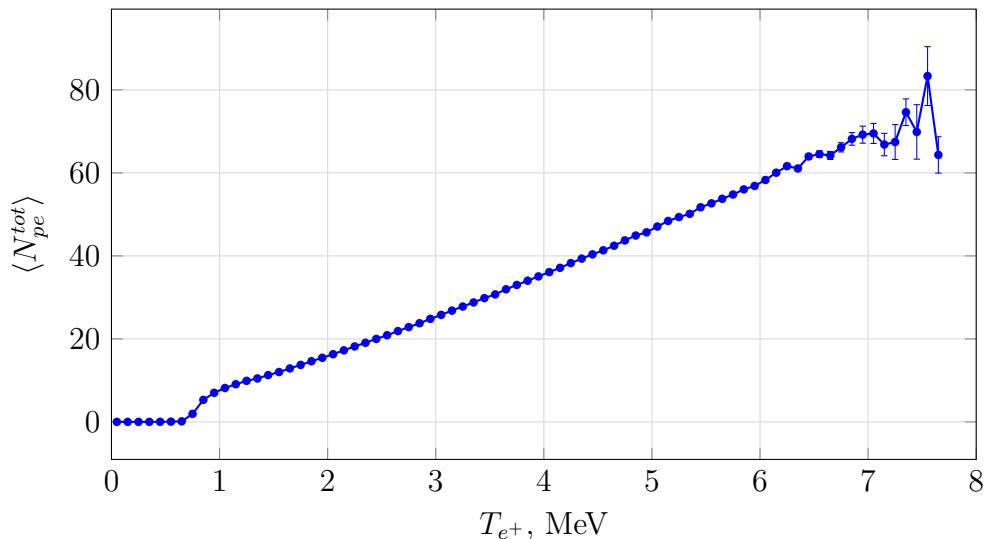


Рис. 5: Зависимость среднего числа фотоэлектронов $\langle N_{pe}^{tot} \rangle$ от кинетической энергии позитрона.

5 Вывод

5.1 Результаты работы

- 1) Реализована и дополнена Geant4-модель черенковского детектора, ориентированная на регистрацию реакторных антинейтрино в канале IBD.

- 2) Реализовано разыгрывание спектра позитронов от реакции IBD, получен спектр T_{e+} (рис. 3).
- 3) Выполнён учёт спектральных оптических свойств воды ($n(\lambda)$, $L_{abs}(\lambda)$) и спектральной квантовой эффективности фотоумножителей $QE(\lambda)$.

5.2 Дальнейшая работа

- 1) Добавление нейтрона в финальное состояние IBD и моделирование delayed-компоненты (захват нейтрона на Cd и последующий γ -каскад).
- 2) Учёт углового распределения позитронов в модели.
- 3) Оптимизация геометрии и конфигурации ФЭУ для повышения числа фотоэлектронов и улучшения разделения сигнал/фон.

Список литературы

- [1] Mueller, T. A., et al. Improved predictions of reactor antineutrino spectra. *Phys. Rev. C* **83** (2011) 054615.
- [2] Huber, P. Determination of antineutrino spectra from nuclear reactors. *Phys. Rev. C* **84** (2011) 024617.
- [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.
- [4] Jelley, J. V. *Cherenkov Radiation and its Applications*. Pergamon Press (1958).
- [5] Hale, G. M., Querry, M. R. Optical constants of water in the 200-nm to 200- μ m wavelength region. *Applied Optics* **12** (1973) 555–563.
- [6] WCSim collaboration. WCSim — The Water Cherenkov Simulator (software). GitHub: <https://github.com/WCSim/WCSim>
- [7] Allison, J., et al. Recent developments in Geant4. *Nucl. Instrum. Meth. A* **835** (2016) 186–225.
- [8] Agostinelli, S., et al. Geant4—a simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth. A* **506** (2003) 250–303.