

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ

«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

(НИЯУ «МИФИ»)

УДК 539.123, 519.688

ОТЧЕТ

О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

Разработка программного обеспечения для расчёта спектров реакторных
antineйтрино

Руководитель НИР,
к.ф.-м.н.

_____ О.А. Титов

Студент

_____ Д.В. Попов

Москва 2020

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
1 Реакторные спектры: теоретический аспект	5
1.1 Функция Ферми	7
1.2 Старшие поправки	9
2 Метод конверсии: модель и реализация	11
2.1 Первичная конверсия	12
2.2 Устойчивость конверсии	15
2.3 Вторичная конверсия и сглаживание	18
3 Анализ полученных результатов	20
Заключение	25
Список использованных источников	26

ВВЕДЕНИЕ

Впервые возможность использовать ядерные реакторы в качестве чистых и интенсивных источников антинейтрино обсуждал Б.М. Понтекорово. Принцип работы реактора основан на управляемой, самоподдерживающейся цепной реакции деления тяжелых ядер, которая сопровождается выделением энергии. При одном таком делении образуется 2 (или более) нестабильных осколка с избыточным числом нейтронов, которые претерпевают серию β -распадов для возвращения в долину стабильности. Среднее число β -распадов, испытываемых обоими осколками, равно 6. На 200 МэВ (примерное значение энергии, выделяемой при одном делении) рождается 6 электронных антинейтрино в диапазоне энергий до 8 МэВ. В реакторе с тепловой мощностью 1 ГВт будет рождаться порядка 10^{20} электронных антинейтрино в секунду [1, 2]. Таким образом, знание спектров реакторных антинейтрино представляет большой интерес как для фундаментальной науки (осцилляционные реакторные эксперименты [1, 3, 4]) так и для прикладных задач (нейтринный метод мониторинга ядерных реакторов [5]).

На данный момент существует два основных метода для расчетов спектров реакторных антинейтрино [3, 6]: первый — метод прямого суммирования — обладает рядом существенных недостатков в связи с большими неопределенностями, вызванными учетом вкладов тысячи различных каналов бета-распада, что приводит к плохому согласованию с экспериментальными данными, и второй — метод конверсии [7], позволяющий обойти ограничения прямого суммирования. Целью данной работы является разработка программного обеспечения для расчета спектров реакторных антинейтрино методом конверсии.

Первая часть работы посвящена описанию модели реакторных спектров и теоретическому обзору реакции β -распада. Дополнительное внимание уделяется эффекту кулоновского взаимодействия рожденного β -электрона с дочерним ядром и его вкладу в кумулятивные реакторные спектры.

Во второй части строится модель конверсии, показывается математи-

ческая некорректность поставленной задачи, обсуждаются различные подходы к решению данной проблемы.

В третьей части работы приводятся некоторые основные результаты, проводится их сравнение с уже существующими моделями, обсуждаются вклады различных неопределенностей и погрешностей.

1. РЕАКТОРНЫЕ СПЕКТРЫ: ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АСПЕКТ

Восстановление исходных реакторных спектров антинейтрино является достаточно сложной задачей. Полный спектр представляется как [4, 5]

$$SP_{\nu}(E_{\nu}) = \sum_i f_i Sp_i(E_{\nu}), \quad (1.1)$$

где f_i — число делений i -ого изотопа, а $Sp_i(E_{\nu})$ — соответствующий спектр антинейтрино i -ого изотопа, нормированный на одно деление.

Тепловая мощность реактора W_{th} связана с параметрами f_i [4]:

$$W_{th} = \sum_i f_i (E_i - E_{\nu} + E_n), \quad (1.2)$$

где E_i — энергия, выделяющаяся при делении i -ого изотопа, E_{ν} — энергия нейтрино, E_n — энергия, обусловленная захватами нейтронов в материалах реактора. Величину $(E_i - E_{\nu} + E_n)$, которую мы будем обозначать ε_i , обычно называют эффективной тепловой энергией. Под i -тыми изотопами будем понимать ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu , так как распады именно этих элементов вносят основной вклад (более 99%) в тепловую мощность реактора. Величины ε_i для них рассчитаны с хорошей точностью [4].

Спектр антинейтрино $Sp_i(E_{\nu})$ представляется суммой по всем делениям i -ого изотопа [6]:

$$Sp_i(E_{\nu}) = \sum_{f=1}^{N_f} A_f(t) S_f(E_{\nu}), \quad (1.3)$$

где $A_f(t)$ — активность f -ого продукта деления в момент времени t , нормированная на распад i -ого изотопа. $S_f(E_{\nu})$ в свою очередь является суммой по всем модам (ветвям), связывающим основное состояние родительского

ядра с различными возбужденными состояниями дочерних ядер [6]:

$$S_f(E_\nu) = \sum_{b=1}^{N_b} \text{BR}_f^b S_f^b(Z_f, A_f, W_{0f}^b, E_\nu), \quad (1.4)$$

где BR_f^b — коэффициент ветвления (branching) — доля f -ых ядер, распадающихся по данной b -ой ветви относительно всех f -ых ядер, W_{0f}^b — энергия конечной точки b -ой ветви f -ого продукта деления ($W_{0f}^b = E_\nu + E_e$), Z_f и A_f — заряд и атомный номер f -ого ядра соответственно.

Для электронов S_f^b имеет вид [6]

$$S_f^b = k_f^b \cdot p_e E_e (E_e - W_{0f}^b)^2 \cdot F(Z_f, E_e) \cdot C_f^b(E_e) \cdot \delta_f^b(Z_f, A_f, E_e). \quad (1.5)$$

Для получения спектра антинейтрино достаточно сделать линейную замену $E_e \rightarrow W_{0f}^b - E_e$ в выражении (1.5).

Множитель k_f^b нормирует одиночный спектр на 1, выражение $p_e E_e (E_e - W_{0f}^b)$ представляет фактор фазового объема (т.е. кинематику реакции). Функция $C_f^b(E_e)$ является поправкой к фактору фазового объема и включает в себе ядерный матричный элемент, а также зависит от запрещенности перехода (в случае разрешенных переходов $C_f^b(E_e) = 1$).

Остальные факторы будут обсуждаться далее более подробно.

1.1. ФУНКЦИЯ ФЕРМИ

Функция Ферми $\mathcal{F}(Z_f, E_e)$ является основной поправкой квантовой электродинамики и описывает кулоновское взаимодействие дочернего ядра с β -электроном, которое проявляется в том, что электронный спектр начинается с ненулевого значения при нулевой энергии, что приводит к резкому обрыву спектра антинейтрино (иллюстрация дана на рисунке 1.3). На кумулятивном реакторном спектре антинейтрино это может проявляться в виде определенных "пилообразных" особенностей [8], вклад которых будет далее обсуждаться дополнительно.

Явный вид функции Ферми [3] описывается следующим уравнением:

$$\mathcal{F} = 2(\gamma + 1)(2p_e R)^{(2\gamma-1)} e^{(\pi\alpha Z_f E_e/p_e)} \cdot \frac{|\Gamma(\gamma + i\alpha Z_f E_e/p_e)|^2}{\Gamma(2\gamma + 1)^2}, \quad (1.6)$$

где $p_e = \sqrt{E_e^2 - m_e^2}$, — модуль 3-импульса электрона, $\gamma = \sqrt{1 - (\alpha Z_f)^2}$, α — постоянная тонкой структуры, $\Gamma(z)$ — гамма-функция комплексного аргумента, $R = R(A_f)$ — радиус ядра.

На рисунке (1.1) представлен график функции Ферми для ^{235}U .

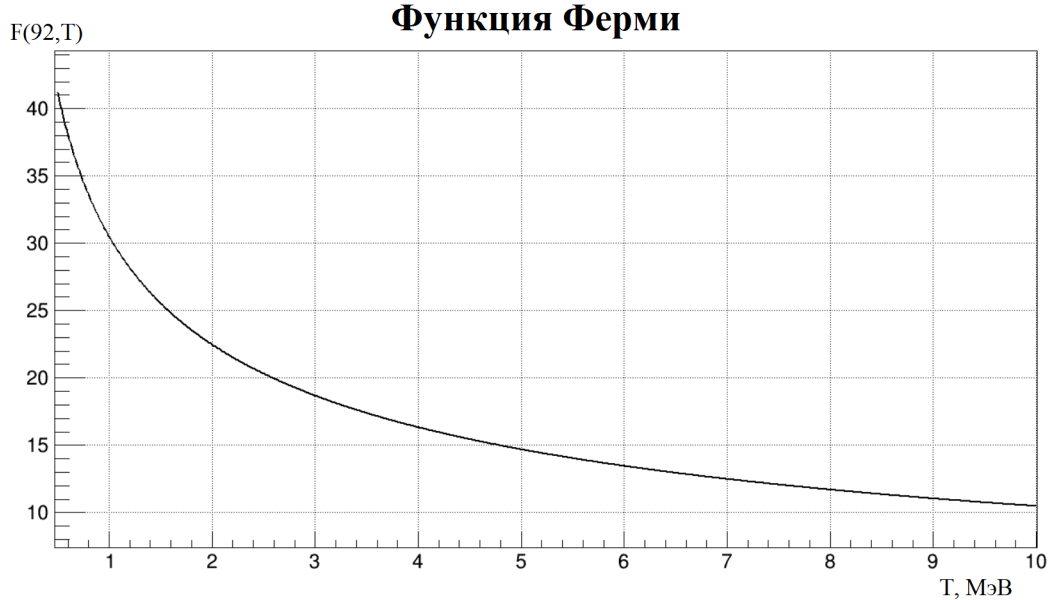


Рисунок 1.1 — Функция Ферми в зависимости от кинетической энергии электрона T

На следующих рисунках представлены спектры электронов и анти-нейтрино, иллюстрирующие вклад функции Ферми. Эти спектры для удобства нормированы на 1 и представляют из себя плотности вероятности dw/dT родиться электрону (антинейтрину) с энергией T (E_ν).

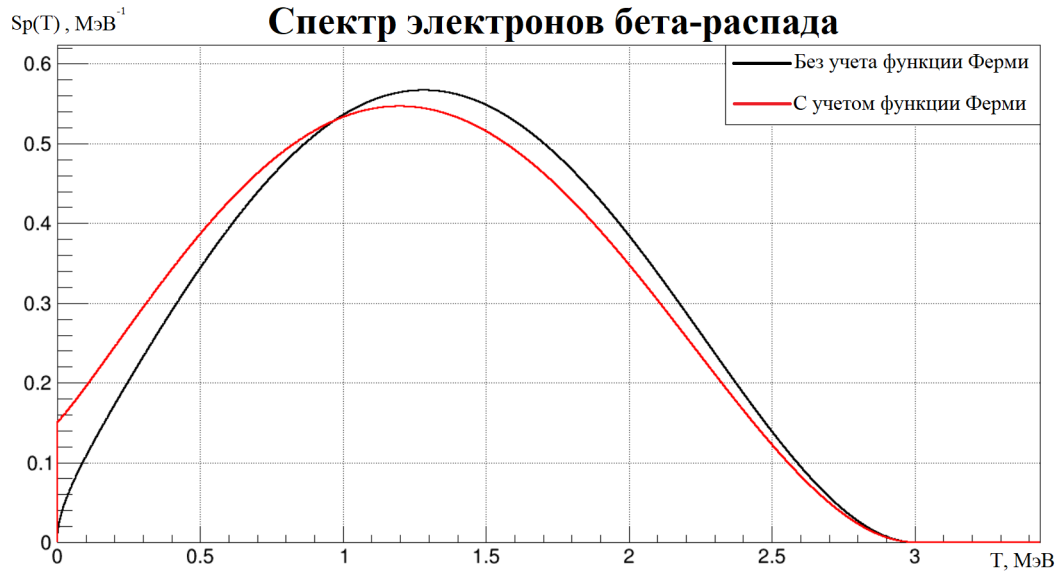


Рисунок 1.2 — Спектр электронов бета-распада в зависимости от кинетической энергии электрона T

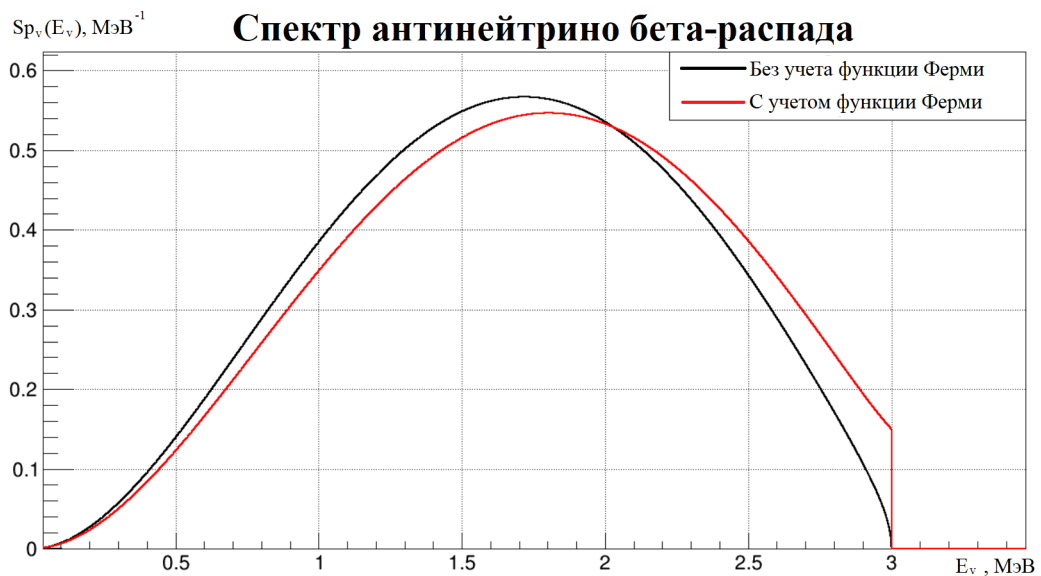


Рисунок 1.3 — Спектр антинейтрино бета-распада в зависимости от энергии антинейтрино E_ν

1.2. СТАРШИЕ ПОПРАВКИ

Последний множитель в формуле (1.5) имеет следующий вид [3, 9]:

$$\delta_f^b = L_0(A_f, E_e)C(A_f, E_e)S(Z_f, E_e)G_\beta(Z_f, E_e), \quad (1.7)$$

где:

- 1) $L_0(A_f, E_e)$ и $C(A_f, E_e)$ — поправки, связанные с конечным размером ядра (электрический заряд и гиперзаряд не являются точечными, а имеют некоторое распределение внутри ядра) [3];
- 2) $S(Z_f, E_e)$ описывает экранирование ядра электронами с оболочек, ввиду чего эффективный заряд, с которым взаимодействует рожденная β —частица, уменьшается [3].
- 3) $G_\beta(Z_f, E_e)$ содержит радиационные поправки КЭД, связанные с испусканием виртуальных и реальных фотонов заряженными частицами. Важно отметить, что эта поправка имеет различный вид для бета-спектра и спектра антинейтрино [9].

Явные выражения для этих поправок можно найти в упомянутых работах [3, 9]. На рисунках представлен вклад старших поправок в одиночные спектры.

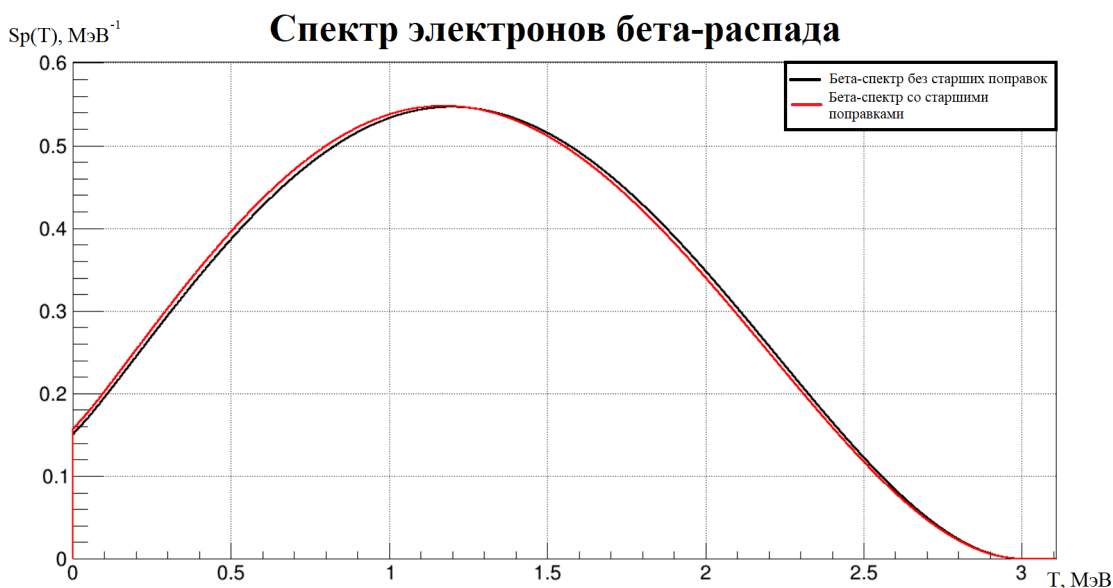


Рисунок 1.4 — Спектры электронов бета-распада с учетом и без учета старших поправок

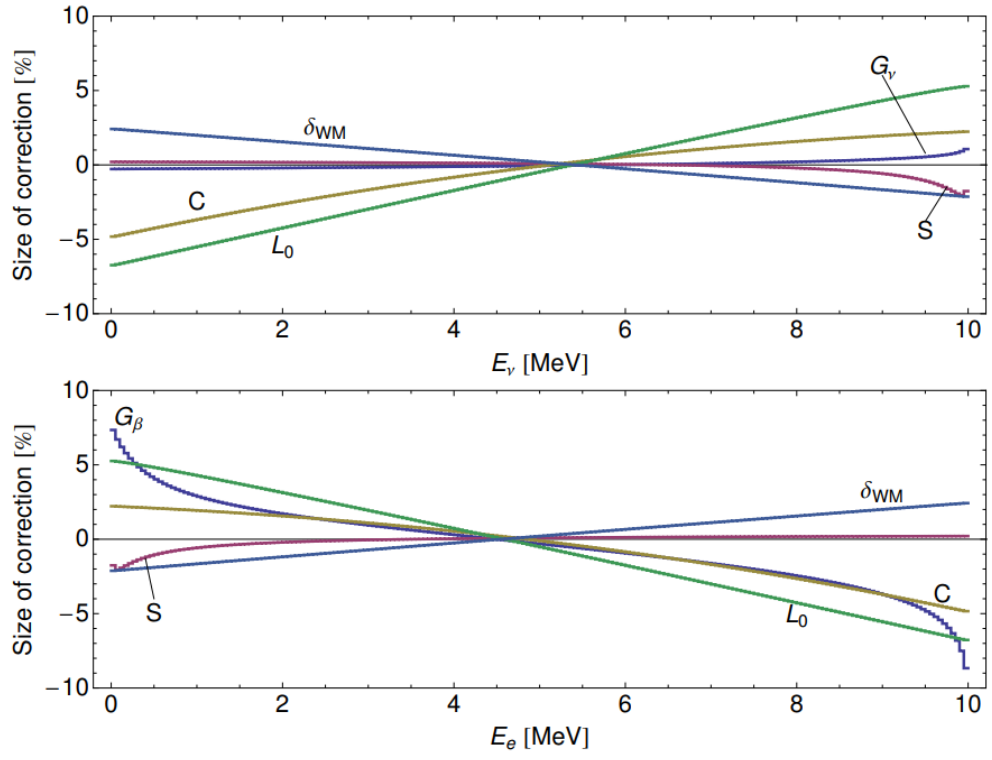


Рисунок 1.5 — Вклад старших поправок в спектры электронов и антинейтрино в зависимости от энергии [3]

2. МЕТОД КОНВЕРСИИ: МОДЕЛЬ И РЕАЛИЗАЦИЯ

На основе различных баз данных, содержащих информацию о ветвях распада осколков деления основных изотопов (полученную либо из целенаправленных экспериментов, либо из численных вычислений), и, используя выражения (1.3) — (1.5), можно восстановить полные реакторные спектры антинейтрино и электронов. Такой подход называется методом прямого суммирования (в литературе также встречается название *ab initio*). Однако, несмотря на хорошо проработанную теорию, данный подход подразумевает учет вклада тысяч каналов бета-распада для каждого делящегося изотопа, что приводит к большим неопределенностям и плохому согласованию с экспериментальными данными [3, 6].

Существует альтернативный метод, позволяющий обойти ограничения метода *ab initio* — конверсия бета-спектров. В методе конверсии, как правило, выделяют следующие три этапа [7]:

- 1) измерение в лаборатории кумулятивного спектра от конкретного делящегося изотопа;
- 2) описание полученного бета-спектра при помощи эмпирической модели, состоящей из набора синтетических каналов бета-распада, параметры которых определяются методом подгонки;
- 3) построение спектра антинейтрино с использованием теоретической модели, описанной в [части 1](#).

Данная работа, как было отмечено выше, посвящена построению математической модели (алгоритма), при помощи которой можно получить антинейтринный спектр изотопа из спектра электронов, поэтому далее мы будем обсуждать только 2-ой и 3-ий пункты.

2.1. ПЕРВИЧНАЯ КОНВЕРСИЯ

Суммарный бета-спектр от одного изотопа можно эффективно представить в виде [3]

$$\text{Sp}(E_e) = \int_{W_{\min}}^{W_{\max}} \text{Sp}_f^b(E_e, W) \rho(W) dW, \quad (2.1)$$

где $\rho(W)$ представляет из себя ненормированную функцию распределения конечных точек W . Для того, чтобы получить выражение (1.3), достаточно положить

$$\rho(W) = \sum_{f=1}^{N_f} \sum_{b=1}^{N_b} \text{BR}_f^b A_f \delta(W - W_f). \quad (2.2)$$

Будем полагать, что мы не имеем никакой априорной информации о продуктах деления и модах распада, но нам известна левая часть уравнения (2.1) — кумулятивный спектр, который измеряется в лаборатории для каждого основного изотопа отдельно. Ввиду этого выражение (2.1) представляет собой интегральное уравнение Фредгольма 1-ого рода, ядром которого выступает одиночный бета-спектр $\text{Sp}(E_e, W)$, а искомой функцией — $\rho(W)$.

Основная задача конверсии заключается в нахождении функции $\rho(W)$, которая наилучшим образом описывает экспериментальный спектр $\text{Sp}(E_e)$. Зная её и используя выражение для реакторного антинейтринного спектра, аналогичное (2.1), мы, тем самым, можем восстановить последний.

Для удобства в дальнейшем будем опускать лишние индексы b и f , связанные с продуктами деления и модами, то есть под $\text{Sp}_{\nu,e}(E)$ будем понимать кумулятивный спектр изотопа, под $\text{Sp}_{\nu,e}(E, W_i)$ — одиночный. Помимо этого полагаем, что все переходы являются разрешенными, то есть фактор формы $C(E_e) = 1$. Тогда

$$\text{Sp}_e(E, W_i) = k_i \sqrt{E^2 - m_e^2} E (E - W_i)^2 \mathcal{F}(E, Z) \delta(Z, A, E) \quad (2.3)$$

$$\text{Sp}_e(E) = \sum_{i=1}^N \text{Sp}_e(E, W_i) \quad (2.4)$$

Пусть имеется некоторый кумулятивный спектр какого-то изотопа, представленный на рисунке 2.1.

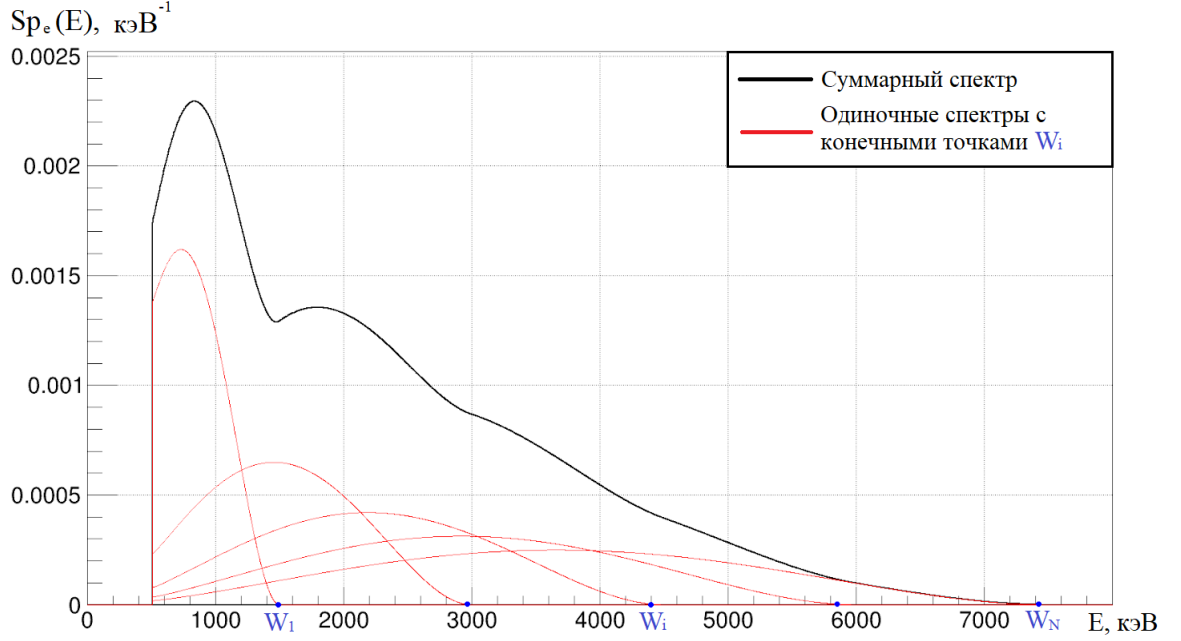


Рисунок 2.1 — Гипотетический суммарный бета-спектр и образующие его одиночные бета-спектры в зависимости от полной энергии электрона E

Как видно из рисунка 2.1, в некоторой области Δ_N на правой границе (строго говоря, при энергиях $E \in [W_{N-1}, W_N]$) суммарный бета-спектр полностью совпадает с одиночным, имеющим конечную точку W_N . На этой области Δ_N можно провести подгонку суммарного спектра функцией одиночного (2.3), варьируя параметры k_N и W_N . Зная эти величины, мы восстанавливаем одиночный спектр до левой границы, после чего вычитаем его из суммарного. Иллюстрация этой процедуры приведена на рисунке 2.2.

Данная процедура повторно повторяется до тех пор, пока весь кумулятивный спектр не будет описан. По результатам многократного фита получаем последовательности $\{W_i\}$ и $\{k_i\}$, по которым строится антинейтринный спектр (рисунок 2.3):

$$\text{Sp}_\nu(E, W_i) = \text{Sp}_e(W_i - E, W_i) \quad (2.5)$$

$$\text{Sp}_\nu(E) = \sum_{i=1}^N \text{Sp}_e(W_i - E, W_i) \quad (2.6)$$

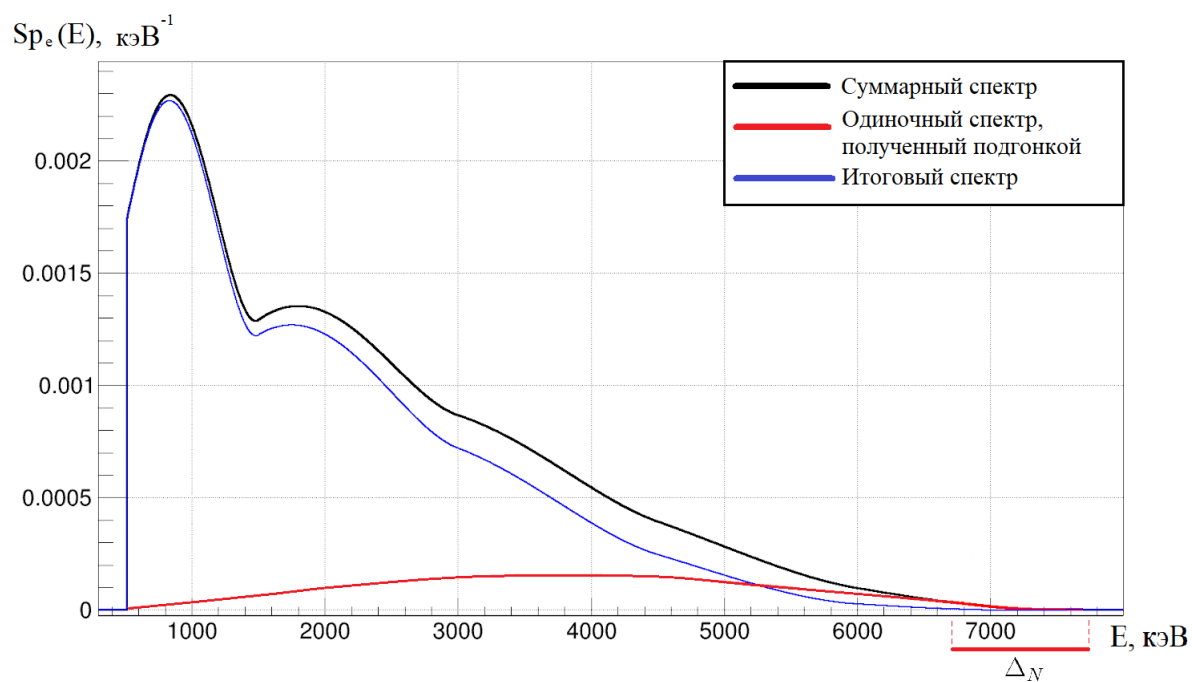


Рисунок 2.2 — Первая итерация процедуры конверсии

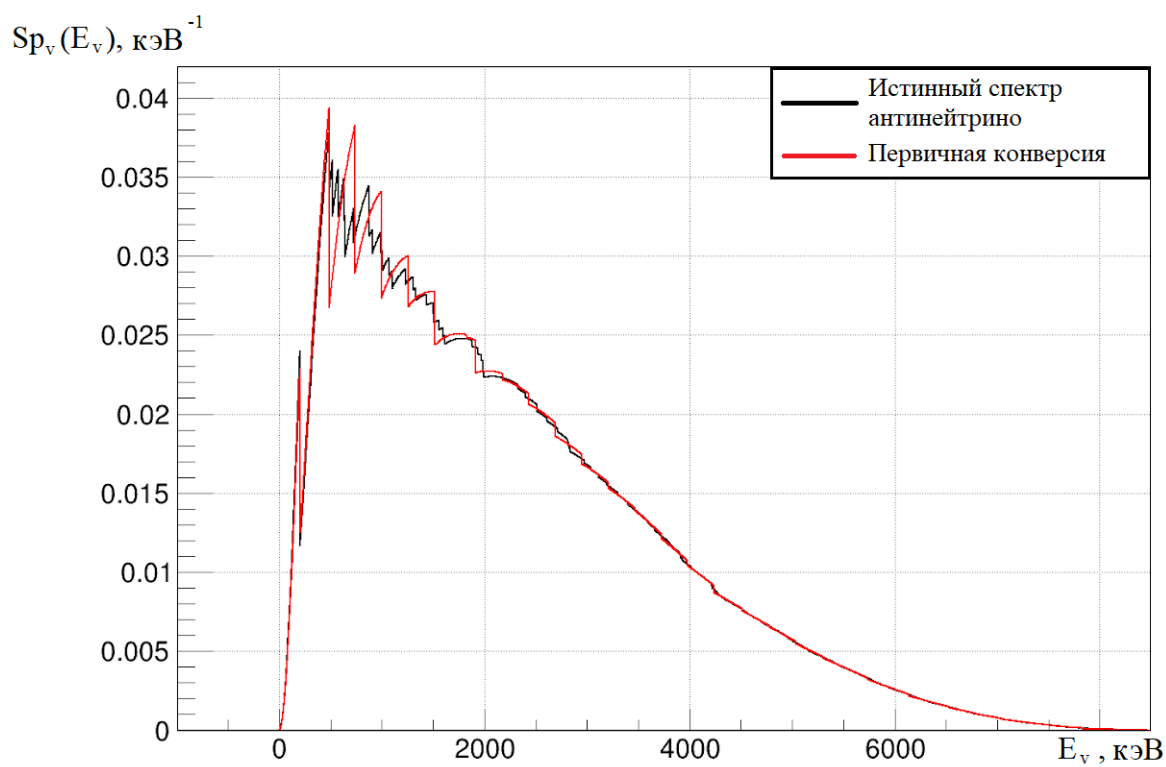


Рисунок 2.3 — Результат первичной конверсии для гипотетического изотопа

2.2. УСТОЙЧИВОСТЬ КОНВЕРСИИ

Основная проблема первичной конверсии заключается в том, что область Δ_N (как и последующие Δ_i) неизвестны. Так, к примеру, в работах [3, 7] предлагается брать их равными друг другу (делить исходный спектр на несколько равных частей). Можно поступать иначе — после каждой итерации рассматривать несколько различных Δ_i и выбирать из них наилучший (критерием будет выступать, например, величина среднеквадратичного отклонения одиночного спектра подгонки от исходного). Другой потенциальной проблемой является относительно большие погрешности (как по энергиям, так и по числу событий). Вероятна ситуация, при которой некоторое количество конечных точек W_i располагаются в одном и том же бине гистограммы с экспериментальными данными, что никак нельзя отследить в процессе подгонки.

Всё это приводит к тому, что с математической точки зрения задача конверсии не является корректной [3] — несмотря на то, что решение существует, оно не является единственным. Один и тот же кумулятивный спектр изотопа можно описать различными наборами $\{W_i\}$, $\{k_i\}$.

Для решения этой проблемы обсудим устойчивость процедуры конверсии.

Рассмотрим функцию $\text{Sp}(E_e, \vec{\Delta})$, зависящую от $\vec{\Delta} = \{\Delta_i\}$ как от параметра (число распадов N зафиксируем). Равенство $\Delta_i = W_{i-1} - W_i$ влечет за собой $\text{Sp}(E_e, \vec{\Delta}) = \text{Sp}(E_e)$ по определению. Данное утверждение можно переписать в предельной форме:

$$\lim_{\Delta_i \rightarrow W_{i-1} - W_i} \text{Sp}(E_e, \vec{\Delta}) = \text{Sp}(E_e) \quad (2.7)$$

Действительно, для хорошей подгонки необязательно знать точную величину Δ_i — в случае, если фит производится на $\Delta_i - (W_{i-1} - W_i) = \delta_i$, полученный спектр будет отличаться от истинного не более, чем на конечную величину $\varepsilon(\delta)$. Разумеется, выбирать Δ_i слишком маленькой нельзя, иначе фит будет осуществляться по маленькой статистике, что приведет к большим неопределенностям конечного результата.

Аналогично можно рассмотреть функцию $\text{Sp}(E_e, N)$, которая зави-

сит от числа распадов. В данном случае сходимость достаточно очевидна, так как одним из параметров подгонки является нормировка одиночного бета-спектра. Пусть N_r — истинное значение параметра N . Если взять $N = N_r + \delta(N)$, то в каждом одиночном бета-спектре из числа $\delta(N)$ необходимо выбрать нормировочный множитель достаточно малым:

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \text{Sp}(E_e, N) = \text{Sp}(E_e) \quad (2.8)$$

Выражения 2.7 — 2.8 следует понимать как поточечную сходимость. Вышеописанные операции являются математически корректными до тех пор, пока величина $\varepsilon(\vec{\delta}, N)$ не превышает экспериментальную ошибку измерения числа событий, то есть пока множество значений функций $\text{Sp}(E_e, \vec{\Delta}, N)$ принадлежит полосе погрешностей.

С антинейтринными спектрами ситуация должна быть аналогичной, ведь справедливо равенство $\text{Sp}_\nu(E, W_i) = \text{Sp}_e(W_i - E, W_i)$. Однако спектр антинейтрино, в отличие от спектра электронов, не является непрерывным из-за наличия поправки $\mathcal{F}(Z, E_e)$ — функции Ферми, что было показано в () и что проиллюстрировано на рисунках.

Выражение 2.7 для спектра антинейтрино не выполняется, однако можно написать аналог для 2.8. Дело в том, что с увеличением числа распадов N пилообразные особенности спектра антинейтрино сглаживаются, что иллюстрирует рисунок. В пределе $N \rightarrow \infty$ спектр антинейтрино можно считать гладкой функцией (вне зависимости от величин нормировок одиночных спектров):

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \text{Sp}_\nu(E_\nu, N) = \text{Sp}_\nu(E_e). \quad (2.9)$$

Иллюстрация соотношения 2.9 приведена на рисунке 2.4. Здесь кумулятивные спектры для наглядности нормированы на 1.

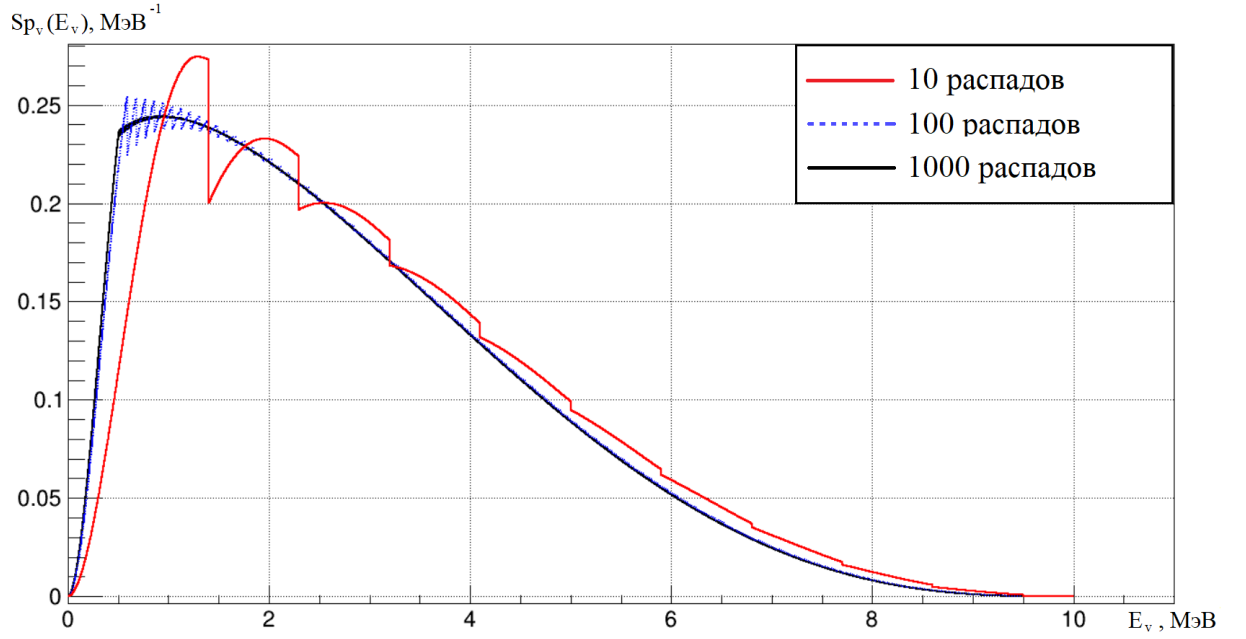


Рисунок 2.4 — Сглаживание антинейтринного спектра

Выражения 2.7 — 2.9 будем называть гипотезой об устойчивости конверсии. Это утверждение носит эвристический характер, подтвержденный многократными Монте-Карло испытаниями. Подобная идея обсуждалась в работе [3] в несколько ином контексте.

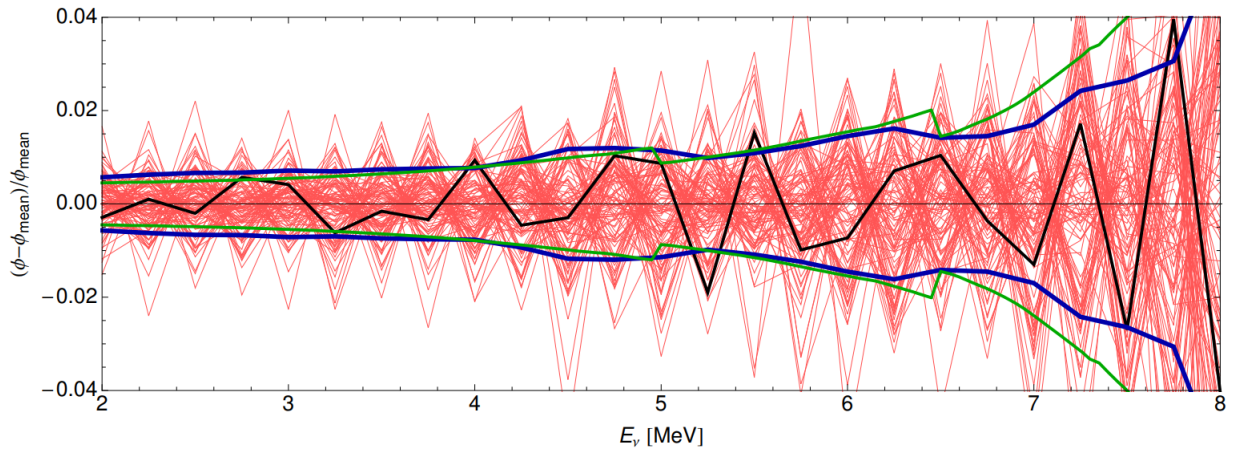


Рисунок 2.5 — Полоса устойчивости [3]

На рисунке 2.5 проиллюстрирован разброс (красные тонкие линии) результатов моделирования 1000 случайных реализаций синтетического β -спектра для ^{235}U относительно среднего результата этих 1000 реализаций. Черная линия — один конкретный пример из выборки.

2.3. ВТОРИЧНАЯ КОНВЕРСИЯ И СГЛАЖИВАНИЕ

Чтобы уменьшить невязку между модельным спектром и истинным, поступим следующим образом. Проведем первичную конверсию и получим первое модельное приближение, которое хорошо описывает бета-спектр и плохо описывает спектр антинейтрино (рисунок 2.3, а затем используем гипотезу устойчивости (выражения 2.7 — 2.9) — в каждый диапазон Δ_i искусственно добавим дополнительное число одиночных бета-спектров с заведомо малой нормировкой. Полученной функцией целиком профитируем экспериментальный бета-спектр.

Согласно 2.8, модельный бета-спектр мало (в пределе экспериментальных погрешностей) изменится от описанной процедуры, а спектр антинейтрино несколько сгладится (2.9), что изображено на рисунке 2.4.

Данную вторичную конверсию можно повторить несколько раз, однако это неэффективно — размерность пространства параметров, на котором определена модельная функция, будет существенно расти, как, следовательно, и вычислительная сложность алгоритма.

Для решения проблемы пилообразных особенностей в работе [7] предлагается использовать грубый ребиннинг полученной зависимости (из недостатков этого подхода — большой шаг по энергии в конечном спектре). Мы же пойдем несколько другим путем.

Пусть $\text{Sp}_\nu^{(2)}(E_\nu)$ — второе модельное приближение, полученное в ходе вторичной конверсии. Рассмотрим

$$\text{Sp}_\nu^{(3)}(E_\nu) = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \text{Sp}_\nu^{(2)}(\varepsilon_\nu) \eta(\varepsilon_\nu, E_\nu) d\varepsilon_\nu, \quad (2.10)$$

где $\eta(\varepsilon_\nu, E_\nu)$ — функция сглаживания, а пределы интегрирования E_{min} и E_{max} определяются из данного экспериментального бета-спектра. Смысл выражения (2.10) заключается в усреднении второго модельного приближения для сглаживания особенностей при помощи бегущей средней. В качестве функции $\eta(\varepsilon_\nu, E_\nu)$ можно выбрать, к примеру, нормальное распре-

деление Гаусса:

$$\eta(\varepsilon_\nu, E_\nu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \exp\left(-\frac{(\varepsilon_\nu - E_\nu)^2}{2\sigma^2}\right), \quad \sigma = \text{const}. \quad (2.11)$$

Сглаженный спектр Sp_ν^3 будем считать конечным результатом процедуры конверсии в представленной модели. Для удобства его можно представить в виде функции типа Huber [3] :

$$\text{Sp}_\nu^{(3)}(E_\nu) = \exp\left(\sum_{i=0}^5 a_i \cdot E_\nu^i\right), \quad (2.12)$$

где вектор параметров $\vec{a}$ восстанавливается путем интерполяции. Полученная функция имеет область определения $E_\nu \in [1.8; E_{\max}]$, где 1.8 МэВ — порог реакции обратного бета-распада — одной из основных реакций, используемых для регистрации антинейтрино.

На рисунке 2.6 представлена иллюстрация результатов описанного выше алгоритма.

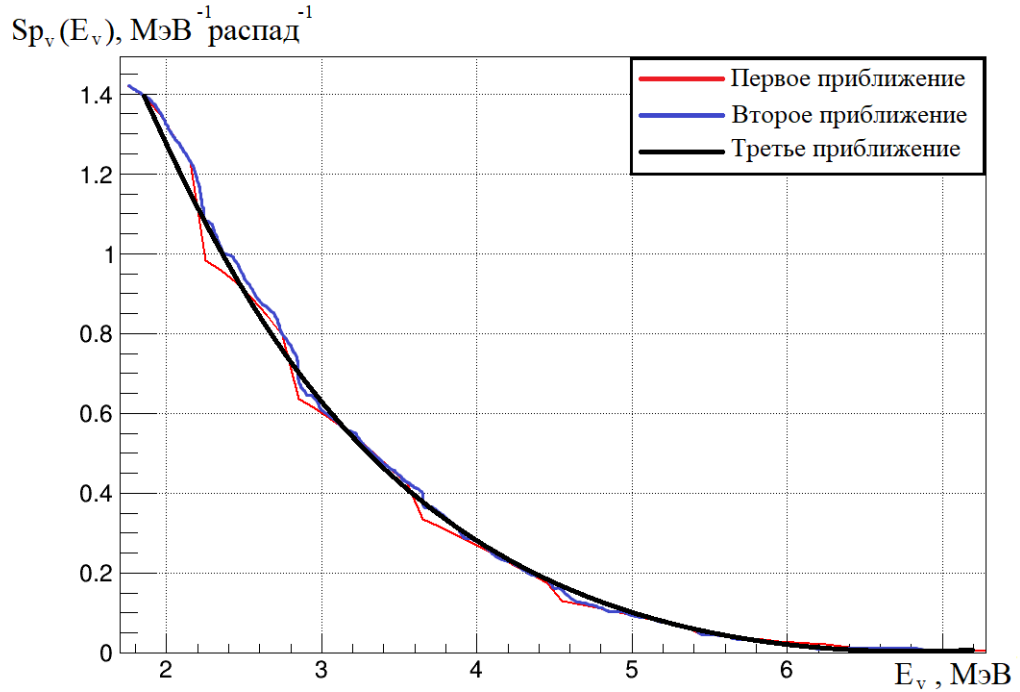


Рисунок 2.6 — Результаты первичной конверсии, вторичной конверсии и сглаживания

3. АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для оценки качества полученной модели воспользуемся сгенерированными гипотетическими бета-спектрами, а также экспериментальными данными по измерению кумулятивных бета-спектров от основных изотопов, данных в работе [10].

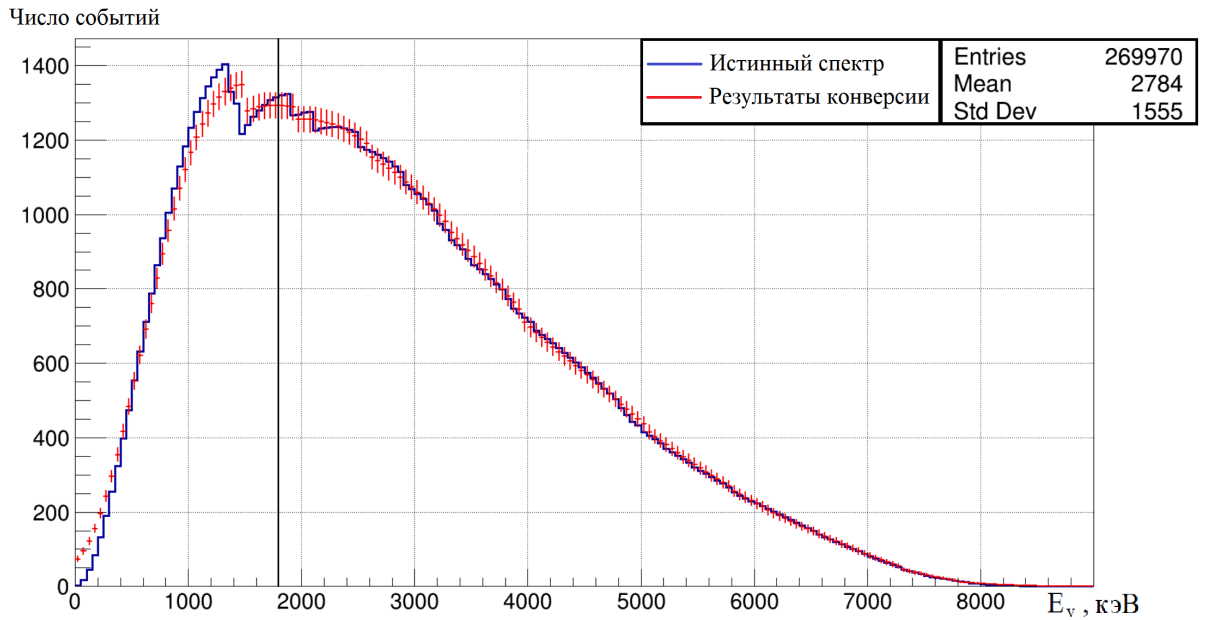


Рисунок 3.1 — Кумулятивный спектр антинейтрино для гипотетического изотопа (Монте-Карло генерация)

Как видно из рисунка 3.1, в диапазоне энергий $E_\nu \in [1.8; E_{max}]$ наша модель дает хорошие результаты — истинный спектр антинейтрино практически полностью попадает в окно погрешности.

Для проверки модели на реальных экспериментальных данных возьмем для сравнения модель Huber [3]. Оценить погрешности для антинейтринного спектра здесь не удастся, поскольку в работе [10] представлены уже нормированные на одно деление спектры, а не исходные экспериментальные данные — нет информации о полном числе событий.

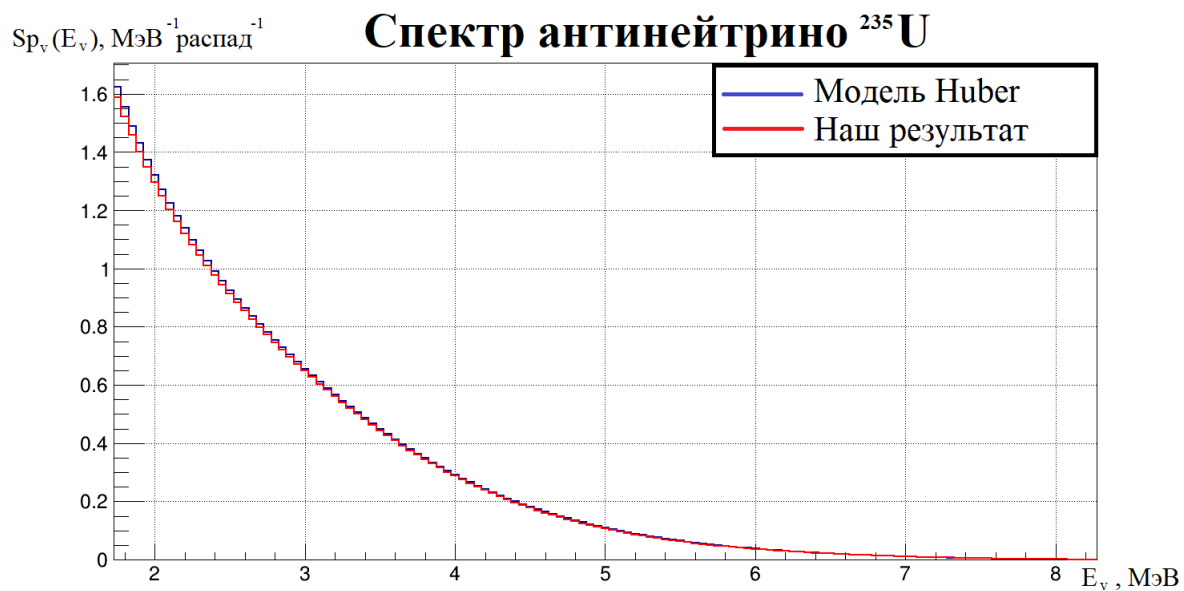


Рисунок 3.2 — Кумулятивный спектр антинейтрино для ^{235}U

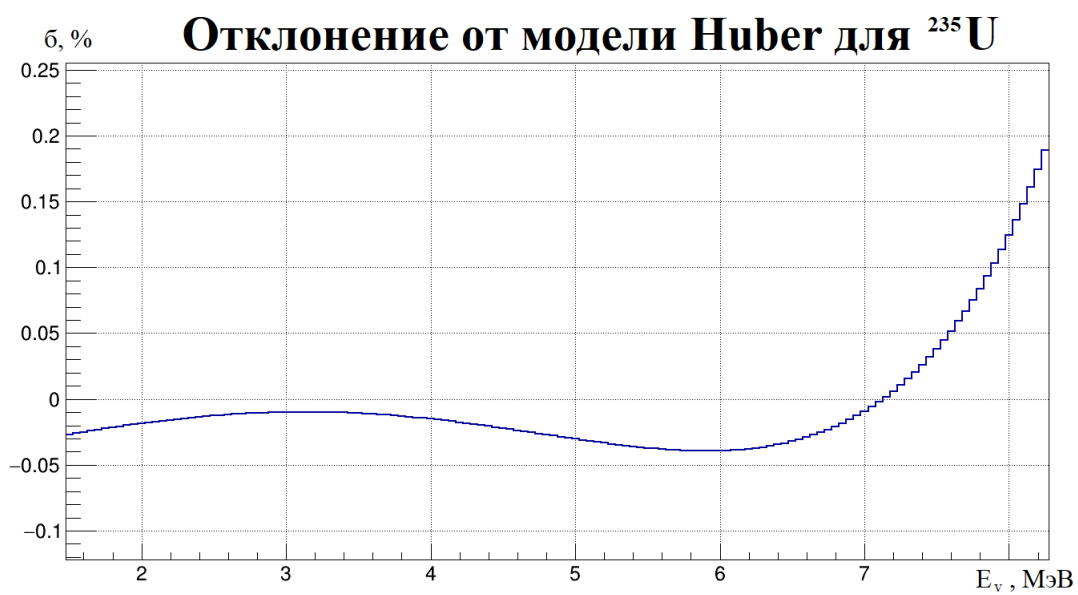


Рисунок 3.3 — Отклонение от модели Huber для ^{235}U

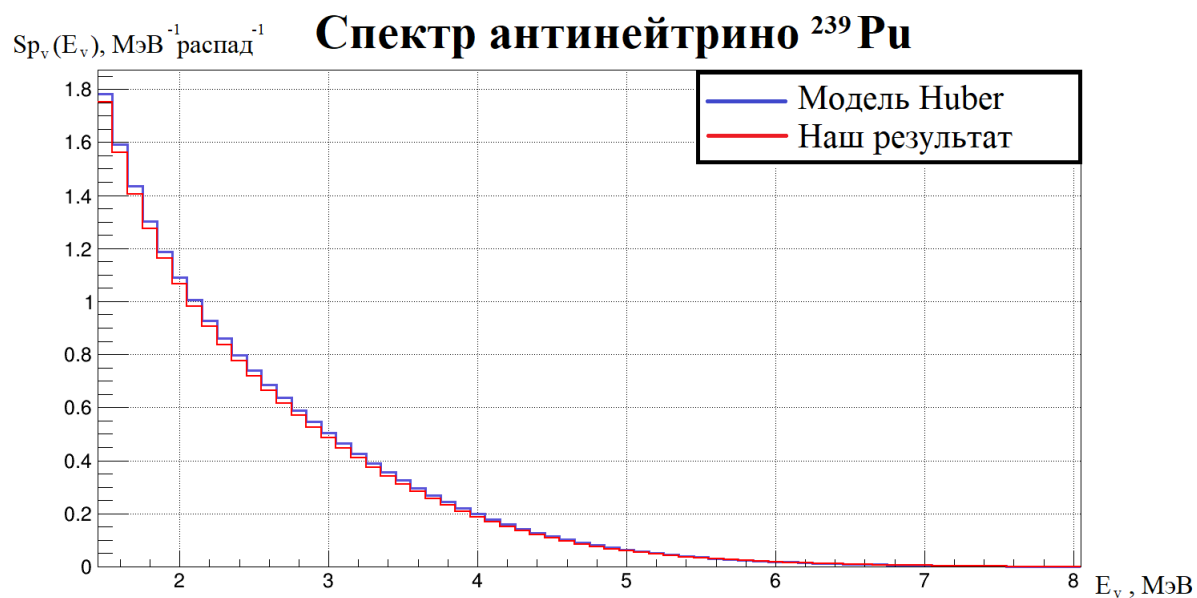


Рисунок 3.4 — Кумулятивный спектр антинейтрино для ^{239}Pu

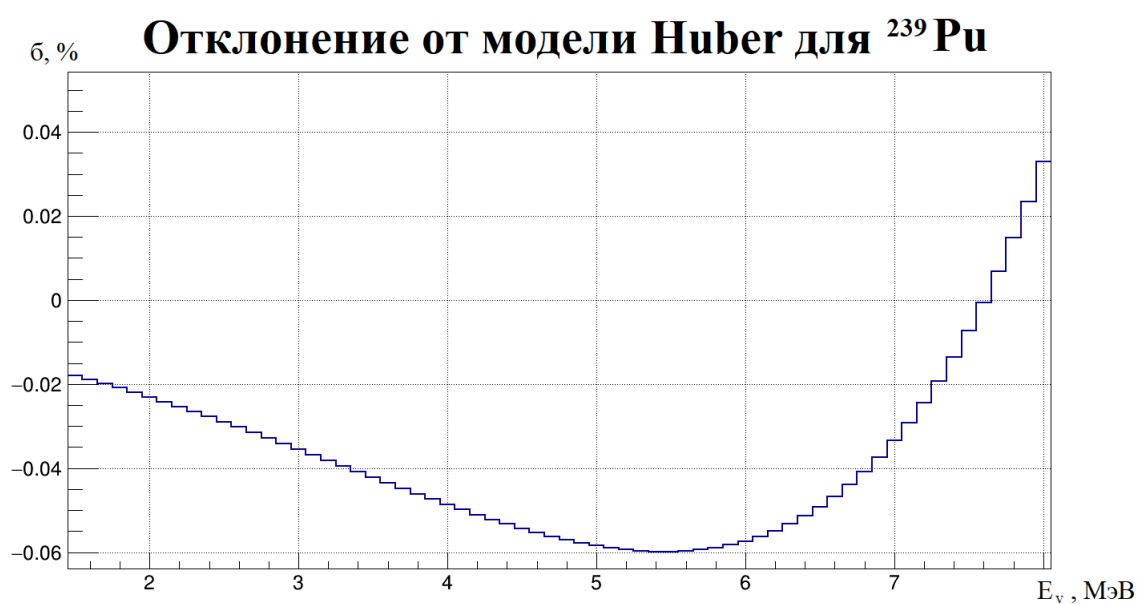


Рисунок 3.5 — Отклонение от модели Huber для ^{239}Pu

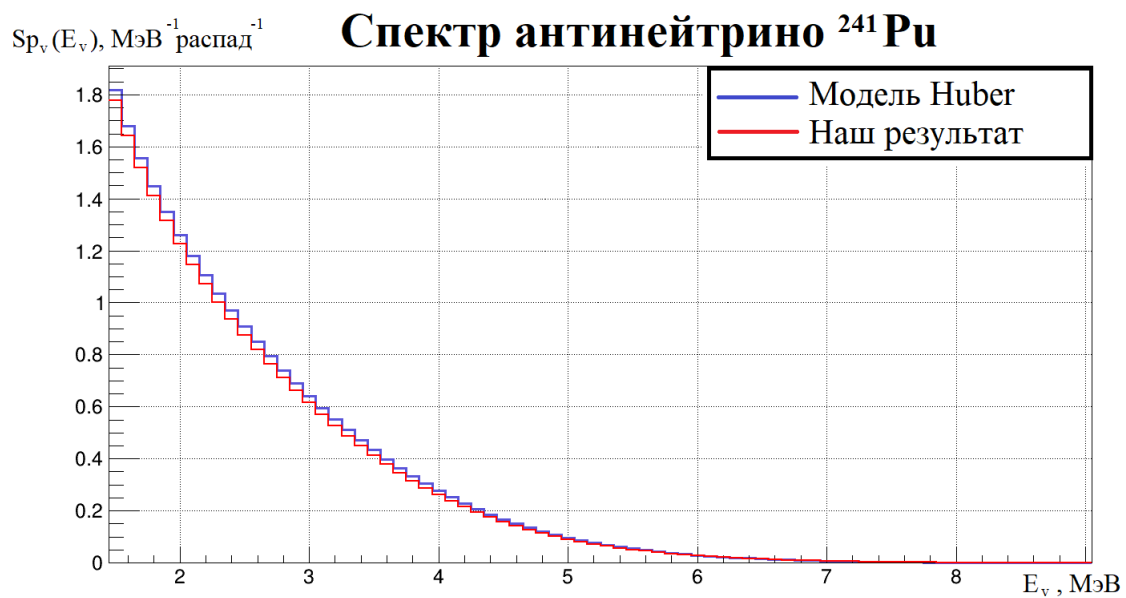


Рисунок 3.6 — Кумулятивный спектр антинейтрино для ^{241}Pu

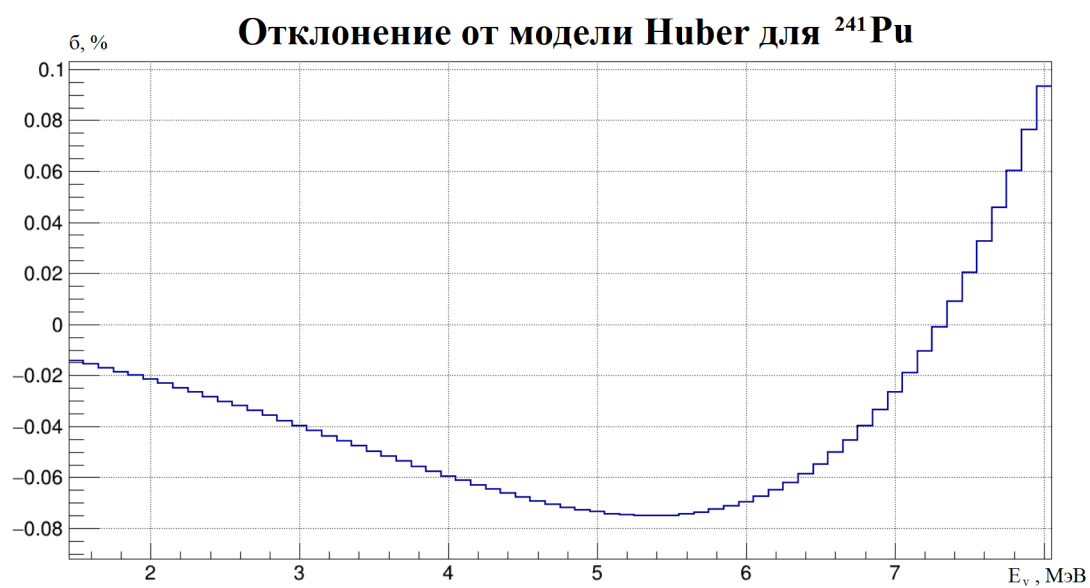


Рисунок 3.7 — Отклонение от модели Huber для ^{241}Pu

Отклонения от модели Huber могут быть вызваны различными подходами к реализации конверсии и сглаживания полученных спектров.

Наименьшее отклонение от Huber для ^{235}U связано с лучшей статистикой (величина бина составляет 25 кэВ для данного изотопа, в то время как для остальных — 50 кэВ).

В ходе конверсии были получены значения параметров a_i , представленные в таблице 1.

Таблица 1 — Параметры a_i третьего модельного приближения конверсии данных [10]

	^{235}U	^{239}Pu	^{241}Pu
a_0	4.30977 ± 1.79636	4.74978 ± 3.14427	2.9798 ± 2.01282
$a_1, \text{МэВ}^{-1}$	-4.55848 ± 0.714314	-5.39699 ± 1.26925	-2.88749 ± 0.950693
$a_2, \text{МэВ}^{-2}$	2.10273 ± 0.153765	2.56172 ± 0.286361	1.27653 ± 0.225045
$a_3, \text{МэВ}^{-3}$	-0.530246 ± 0.0302985	-0.659756 ± 0.059151	-0.334492 ± 0.0477107
$a_4, \text{МэВ}^{-4}$	0.0616217 ± 0.00542321	0.0782019 ± 0.0111832	0.0390548 ± 0.00894715
$a_5, \text{МэВ}^{-5}$	$-0.00273854 \pm 0.000548974$	$-0.00352888 \pm 0.00119519$	$-0.00174554 \pm 0.000913722$

Значения χ^2 для всех изотопов составляют порядка 10^{-5} для средних значений параметров.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе была предложена модель конверсии для расчета реакторных спектров антинейтрино, на основе которой было разработано программное обеспечение для реализации описанной процедуры. Программа была опробована на данных Монте-Карло моделирования синтетических кумулятивных бета-спектров, после чего была воспроизведена конверсия реальных экспериментальных данных, в результате чего получены спектры антинейтрино от изотопов ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu .

В ходе обсуждения представленной модели были обоснованы основные идеи метода конверсии с математической точки зрения — было показано, что несмотря на математическую некорректность поставленной задачи, множество решений при дополнительных условиях будет сходиться к интересующему результату, а метод является устойчивым.

В то же время полученная модель обладает определенными недостатками. Так, к примеру, в предложенном алгоритме достаточно сложно посчитать погрешности полученных результатов без дополнительных сведений о нормировке исходного экспериментального бета-спектра. Помимо этого, имеются определенные расхождения (порядка 4-6 %) с существующими моделями.

Дальнейшая работа будет направлена на оптимизацию полученного алгоритма как с точки зрения экономии памяти и вычислительных мощностей, так и для повышения качества конверсии.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] Roskovec B. Neutrino Physics with Reactors // arXiv e-prints. — 2018. — дек. — 10 с. — arXiv:[1812.03206 \[hep-ex\]](#)
- [2] Ольшевский А. Г. Результаты и перспективы нейтринных реакторных экспериментов // Успехи физических наук. — 2014. — сент. — т. 184, №5 — 6 с.
- [3] Huber P. Determination of antineutrino spectra from nuclear reactors // Phys. Rev. — 2011. — авг. — т. 84, №2 — 20 с. — arXiv:[1106.0687 \[hep-ph\]](#)
- [4] Hayes A. C., Vogel P. Reactor Neutrino Spectra // Annual Review of Nuclear and Particle Science. — 2016. — окт. — т. 66, №1. — 30 с. — arXiv:[1605.02047 \[hep-ph\]](#)
- [5] Kopeikin V. I. Flux and spectrum of reactor antineutrinos // Phys. Atom. Nucl. — 2012. — апр. — т.75, №2 — 10 с.
- [6] Improved predictions of reactor antineutrino spectra / Mueller T. A. [и др.] // Phys. Rev. — 2011. — май. — т. 83, №5. — 17 с. — arXiv:[1101.2663 \[hep-ex\]](#)
- [7] Vogel P. Conversion of electron spectrum associated with fission into the antineutrino spectrum // Phys. Rev. — 2007. — авг. — 8 с. — arXiv:[0708.0556 \[hep-ph\]](#)
- [8] Sonzogni A. A., Nino M., McCutchan E. A. Revealing fine structure in the antineutrino spectra from a nuclear reactor // Phys. Rev. — 2018. — июль. — т. 98, №1. — 5 с. — arXiv:[1710.00092 \[nucl-th\]](#)

- [9] Sirlin A. General Properties of the Electromagnetic Corrections to the Beta Decay of a Physical Nucleon // Phys. Rev — 1967. — дек. — т. 167, №1767 — 9 с. — [PHYSICAL REVIEW JOURNALS ARCHIVE](#)
- [10] Haag N., F. von Feilitzsch, Oberauer L., Potzel W., Schreckenbach K. Re-publication of the data from the BILL magnetic spectrometer: The cumulative β -spectra of the fission products of ^{235}U , ^{239}Pu and ^{241}Pu // arXiv e-prints. — 2014. — май — 5 с. — arXiv:[1405.3501](#) [[nucl-ex](#)]