

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

УДК 539.165.2

**ОТЧЕТ О НАУЧНО ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ  
РАБОТЕ**  
МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕРАВНОВЕСНЫХ ПРОЦЕССОВ В  
ФИЗИКЕ РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО И ЕЕ  
ПРИЛОЖЕНИЯХ

Научный руководитель

ассистент каф.40

\_\_\_\_\_ Д. В. Попов

Студент группы Б22-102

\_\_\_\_\_ Э. А. Фахрутдинов

Москва 2025

# СОДЕРЖАНИЕ

|  |           |
|--|-----------|
| <b>Введение</b>  | <b>3</b>  |
| <b>1 Разработка модели</b>   | <b>6</b>  |
| 1.1 Методика расчёта неравновесного спектра электронных<br>антинейтрино и бета-частиц . . . . .            | 6         |
| 1.2 Верификация модели на примере тонкой мишени . . . . .  | 8         |
| 1.3 Верификация модели по известным сечениям деления . . . . .   | 10        |
| 1.4 Использование верифицированной программы для определения<br>характеристик нейтронного потока . . . . . | 12        |
| 1.5 Реализация алгоритма расчёта кумулятивного энергетического<br>спектра частиц . . . . .                 | 18        |
| <b>2 Анализ полученных результатов</b>   | <b>20</b> |
| <b>Заключение</b>  | <b>25</b> |
| <b>Список используемых источников</b>  | <b>27</b> |

# ВВЕДЕНИЕ

С момента открытия электронных антинейтрино Ф. Райнесом и К. Коуэном в 1953 году, всё больший интерес учёных вызывают исследования в области нейтринной физики и спектроскопии. В первую очередь это связано с тем, что за последние десятилетия достигнут существенный прогресс в регистрации антинейтрино от ядерных реакторов, что в свою очередь привело к развитию физики за рамками Стандартной Модели (поиск стерильных состояний нейтрино, изучение нейтринных осцилляций и т.д.) [1]. Во-вторых, данное направление исследований является перспективным в силу больших возможностей применения нейтринных методов для решения актуальных задач атомной энергетики, таких как осуществление мониторинга выгорания ядерного топлива [2] и дистанционный контроль энерговыработки реактора [3].

Для проведения новых прецизионных экспериментов в области нейтринной физики необходимо точно знать спектральные энергетические характеристики реакторных антинейтрино и  $\beta$ -частиц. При этом в связи с несовпадением теоретических и экспериментальных данных одной из основных проблем является формирование точной модели для расчета энергетических спектров, для правильного анализа реакторных экспериментов и интерпретации результатов. Одной из причин расхождений данных могут являться неравновесные процессы, протекающие в ядерном реакторе.

Антинейтрино и  $\beta$ -частицы испускаются при  $\beta$ -распаде продуктов деления и ядер, возникающих в результате радиационного захвата нейтронов изотопами тяжёлых элементов и самими продуктами деления. Компонентами

топлива в наиболее распространённых типах реакторов являются изотопы:  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{241}\text{Pu}$ . Вклад каждого из них в неравновесные результирующие спектры заметно меняется в течение кампании реактора. В среднем кампания длится около 550 суток, после чего реактор останавливается на месяц для перегрузки части топлива. Каждый подобный процесс выводит активности продуктов деления ядерного топлива из равновесия, что сказывается на форме результирующих спектров и, как следствие, на интерпретации результатов экспериментов [4].

Попытки расчёта неравновесных поправок к энергетическим спектрам реакторных  $\bar{\nu}_e$  и  $\beta$ -частиц были предприняты в работах [5] и [6]. Данные расчёты учитывают лишь энергии, большие пороговой энергии реакции обратного бета-распада ( $E_\nu > 1.8$  МэВ) и проводились всего для нескольких временных точек. Отметим, что на данный момент нет полноценной модели, способной учитывать влияние неравновесных процессов на форму спектра  $\bar{\nu}_e$  и  $\beta$ -частиц от ядерного реактора.

**Цель** данной работы заключается в разработке модели расчёта неравновесного энергетического спектра  $\bar{\nu}_e$  и  $\beta$ -частиц.

### **Задачи**

- Изучить методику расчёта энергетического спектра реакторных антинейтрино в динамике.
- Верифицировать результаты расчёта используемой программы на экспериментальных данных.
- На основе верифицированной программы реализовать алгоритм расчёта неравновесного спектра  $\bar{\nu}_e$  и  $\beta$ -частиц.

- Провести сравнение смоделированных спектров с результатами, полученными на эксперименте.

# 1. РАЗРАБОТКА МОДЕЛИ

## 1.1. МЕТОДИКА РАСЧЁТА НЕРАВНОВЕСНОГО СПЕКТРА ЭЛЕКТРОННЫХ АНТИНЕЙТРИНО И БЕТА-ЧАСТИЦ

Динамика неравновесного энергетического спектра  $\bar{\nu}_e$  и  $\beta$ -частиц описывается следующей зависимостью [7]:

$$S(E, t) = \sum_i N_f^{(i)}(t) \rho^{(i)}(E), \quad (1)$$

где  $N_f^{(i)}(t) \frac{\text{расп}}{\text{дел}}$  — удельная активность  $i$ -ого осколка деления,  $\rho^{(i)}(E) \frac{1}{\text{МэВ} \times \text{расп}}$  — энергетический спектр частицы, образовавшейся в результате распада  $i$ -ого осколка. В данной работе основной акцент сделан на расчёте динамики результирующего спектра, поэтому энергетические спектры продуктов деления в дальнейшем будем считать известными.

Для реализации расчёта концентраций и активностей продуктов деления ядерного топлива был использован пакет программного обеспечения "Serpent", основанный на методе Монте-Карло, предназначенный для расчёта нейтронно-физических процессов. Работа программы состоит в следующем: генерируется заданная многоуровневая геометрия, состоящая из "полей". "Поля" в свою очередь состоят из ячеек, которые ограничены заранее заданными поверхностями и заполняются материалами. Материалы можно составить из имеющихся в библиотеке элементов, задавая их атомные концентрации или доли. Далее задаются дополнительные условия расчёта, и генерируются нейтроны, для которых решается уравнение переноса. Также имеется возможность увеличивать статистику расчёта Монте-Карло для повышения точности расчёта и задавать энергетический спектр, по которому будут разыгрываться генерируемые нейтроны [8].

Данное программное обеспечение позволяет проводить прецизионные расчёты в области нейтронной физики. Таким образом оно является мощным инструментом для моделирования различных экспериментов, связанных с транспортировкой нейтронов и их взаимодействием с веществом. В том числе программа позволяет рассчитывать концентрации и активности образовавшихся в ходе ядерной реакции изотопов и автоматически определяет статистические погрешности смоделированных величин.

## 1.2. ВЕРИФИКАЦИЯ МОДЕЛИ НА ПРИМЕРЕ ТОНКОЙ МИШЕНИ

Для первичной верификации используемого программного обеспечения был смоделирован эксперимент по облучению тонкой золотой фольги  $^{197}\text{Au}$  пучком моноэнергетических нейтронов с энергией  $E = 0.0253$  эВ и плотностью потока  $\Phi = 1 \times 10^6 \frac{\text{н}}{\text{сек} \times \text{см}^2}$ . Данное значение плотности потока выбрано из соображений удобства при аналитическом расчёте. В результате облучения в материале образуется радиоактивный изотоп  $^{198}\text{Au}$ , который с течением времени претерпевает  $\beta$ -распад. В случае тонкой мишени предполагается, что все ядра облучаются потоком нейтронов одинаковой плотности. В этом предположении зависимость активности  $^{198}\text{Au}$  от времени описывается функцией:

$$A_8(t) = \Phi \sigma_0 N_{197} (1 - e^{-\lambda t}), \quad (2)$$

здесь  $\lambda = (2.9776 \pm 0.0002) \times 10^{-6} \text{ сек}^{-1}$  — постоянная распада  $^{198}\text{Au}$ ,  $\sigma_0 = (95.62 \pm 0.09)$  барн — сечение поглощения нейтронов с энергией  $E = 0.00253$  эВ золотом,  $N_{197}$  — число ядер  $^{197}\text{Au}$  в мишени,  $t$  сек — время облучения.

Заложенная в модель геометрия представлена на рисунке (1). Толщина мишени  $h = 1$  мкм. Мишень выполнена в виде квадратной фольги площадью  $S = 0.25 \text{ см}^2$  по аналогии с фольгами, используемыми на реальных экспериментах по определению характеристик нейтронных потоков.



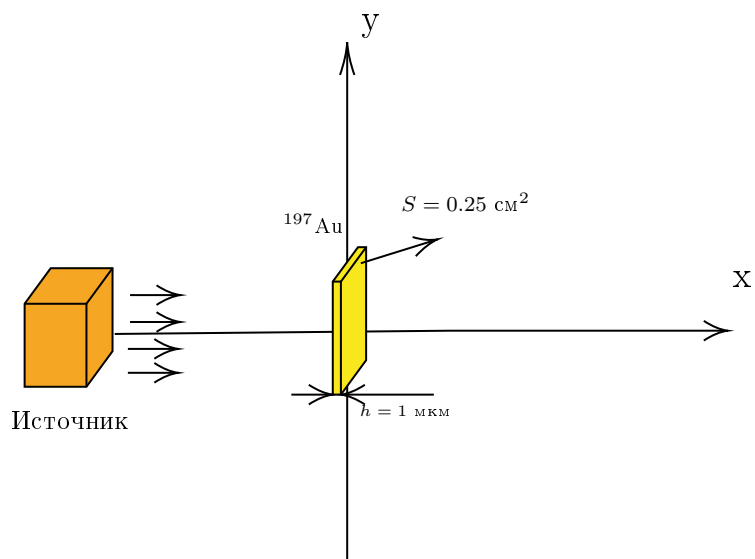


Рисунок 1 — Схематичное изображение заложенной в модель геометрии.

Приняв плотность золота  $\rho_{197} = 19.34 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$ , можно определить число ядер в мишени  $N_{197} = 1.48 \times 10^{18}$ . В результате моделирования значение наведённой в мишени активности, после облучения в течение времени  $t_0 = 1$  день, составило:

$$A_8(t_0) = (31.6 \pm 0.6) \text{ Бк.}$$

Расчёт по формуле (2) даёт значение:

$$A_8(t_0) = (32.1 \pm 0.6) \text{ Бк,}$$

которое совпадает с результатом расчёта модели в пределах погрешности.

### 1.3. ВЕРИФИКАЦИЯ МОДЕЛИ ПО ИЗВЕСТНЫМ СЕЧЕНИЯМ ДЕЛЕНИЯ

В качестве дополнительной проверки было проведено моделирование облучения изотопа  $^{235}\text{U}$  моноэнергетическими тепловыми нейтронами энергии  $E = 0.0253$  эВ. Заложенная в модель геометрия представлена на рисунке (2). Исходя из геометрии и плотности мишени число ядер урана в мишени  $N_{235} = 1.34 \times 10^{24}$ . В модель заложена плотность потока тепловых нейтронов  $\Phi = 5.435 \times 10^5 \frac{\text{н}}{\text{сек} \times \text{см}^2}$ .

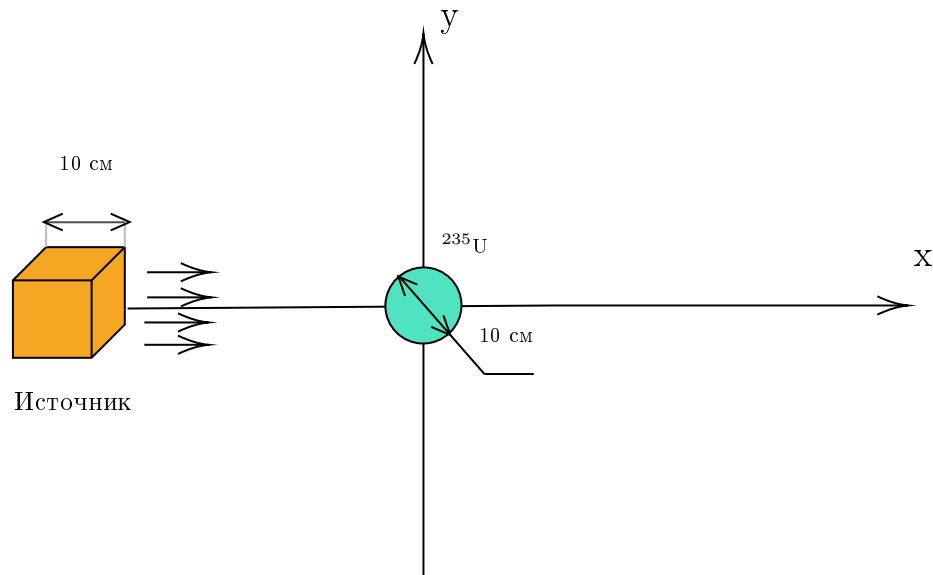


Рисунок 2 — Схематическое изображение заложенной в модель геометрии.

В результате моделирования программа возвращает значение скорости реакции деления. В грубом приближении, не учитывающем толщину мишени, число делений актиноида в секунду, при облучении тепловым потоком нейтронов можно рассчитать по формуле:

$$R_f = \Phi N_{235} \sigma_0, \quad (3)$$

где  $R_f$  – скорость деления  $^{235}\text{U}$  в секунду,  $\sigma_0 = 585$  барн [9] – сечение деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами.

В результате моделирования было получено значение скорости деления изотопа:

$$R_f = (1.37 \pm 0.01) \times 10^9 \frac{\text{дел}}{\text{сек}}.$$

При аналитическом расчёте с помощью формулы (3) было получено значение:

$$R_f = (1.451 \pm 0.002) \times 10^9 \frac{\text{дел}}{\text{сек}}.$$

Полученное значение совпадает по порядку величины с результатом моделирования. Причина отклонения заключается в неточности используемой аналитической формулы, которая получена из соображений, что все ядра мишени облучаются одинаковой постоянной плотностью потока нейтронов, а также не учитывает геометрический фактор. В действительности, по мере прохождения пучка нейтронов в материале, плотность потока нейтронов ослабевает с пройденным расстоянием в соответствии с законом Бугера-Ламберта-Бера [10]:

$$\Phi(x) = \Phi_0 e^{-\sigma n x}. \quad (4)$$

Таким образом, если считать, что поток не ослабевает по мере прохождения через материал, то ожидаемая скорость реакции деления будет выше чем в случае ослабевающего потока, что здесь и наблюдается. В этом отношении значение, полученное в результате моделирования является более точным, поскольку "Serpent" при моделировании учитывает явления диффузии нейтронов в среде и ослабления нейтронного потока а также реакции, связанные с нейтронами деления.

## 1.4. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВЕРИФИЦИРОВАННОЙ ПРОГРАММЫ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК НЕЙТРОННОГО ПОТОКА

На основе верифицированной модели было проведено моделирование эксперимента по определению характеристик нейтронного потока на ГЭК-11 ИР-8, проводившегося в НИЦ "Курчатовский Институт".

В настоящий момент в реакторной физике, для описания энергетического спектра нейтронов используются спектры, описываемые распределениями Максвелла и Ферми  $\sim \frac{1}{E}$ . Это обусловлено предположением о том, что нейтроны в реакторе находятся в состоянии теплового равновесия со средой (замедлителем). Таким образом спектральная плотность потока нейтронов в реакторе описывается следующей функцией:

$$\Phi(E) = \Phi_{th} \frac{E}{(kT)^2} e^{-\frac{E}{kT}} + \Phi_{epi} \frac{\Delta(E/kT)}{E}, \quad (5)$$

здесь  $\Phi_{th}$  и  $\Phi_{epi} \frac{\text{н}}{\text{сек} \times \text{см}^2}$  – нормировочные постоянные плотности потока тепловых и надтепловых нейтронов соответственно,  $T = 316 \text{ К}$  – температура нейтронов, предполагаемая равной температуре замедлителя,  $\Delta(E/kT)$  – функция переходной области, отвечающая за постепенный переход от распределения Максвелла к распределению Ферми. График спектра (5) представлен на рисунке (3)

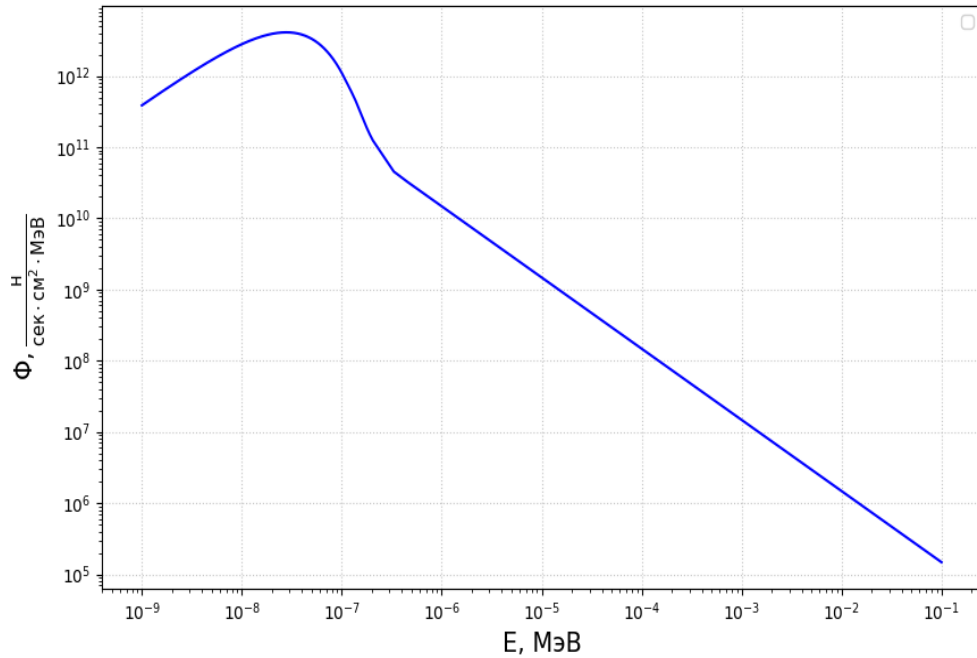


Рисунок 3 — Спектральная плотность потока моделируемых в программе нейтронов.

Эксперимент по определению характеристик нейтронного потока проводился в два этапа. В первом этапе на пути пучка нейтронов помещалась мишень, представляющая из себя фольгу изотопа золота  $^{197}\text{Au}$  в кадмиевом чехле [11]. В результате реакций захвата нейтронов в мишени накапливался радиоактивный изотоп золота  $^{198}\text{Au}$ . Таким образом с ростом концентрации данного изотопа, растёт и его активность, зависимость которой от времени, в общем случае, описывается формулой:

$$A_8(t) = \frac{1 - e^{-\lambda t}}{h} N_{197} \int_{E_{min}}^{E_{max}} \int_0^h \Phi(E, x) \sigma(E) dx dE, \quad (6)$$

где  $\lambda = 2.97 \times 10^{-6} \text{ сек}^{-1}$  — постоянная распада  $^{198}\text{Au}$ ,  $\sigma(E)$  барн — сечение поглощения нейтронов с энергией  $E$  золотом,  $N_{197}$  — число ядер  $^{197}\text{Au}$  в мишени. В силу высокого значения сечения поглощения тепловых

нейтронов кадмием, предполагается, что на данном этапе эксперимента вся наведённая в мишени активность обусловлена нейтронами эпитеплового потока, подчиняющегося распределению  $\sim \frac{1}{E}$ , причём функцию  $\Delta(E/kT)$  можно принять равной единице ввиду отсутствия в спектре тепловой компоненты. Также необходимо учесть ослабление нейтронного потока по мере прохождения через материал, описываемое зависимостью (4).

После подстановки явного вида зависимости  $\Phi(E, x)$  и дальнейшего интегрирования получим:

$$A_8(t) = \Phi_{epi} S (1 - e^{-\lambda t}) \left( 1 - \int_{E_{min}}^{E_{max}} \alpha \frac{e^{-\sigma(E)nh}}{E} dE \right), \quad (7)$$

— здесь коэффициент  $\alpha$  — отвечает за нормировку спектра Ферми,  $E_{min}$  и  $E_{max}$  — минимальная и максимальная энергия нейтронов в спектре,  $S$  — площадь мишени,  $h$  — толщина мишени. Если считать толщину мишени  $h$  — достаточно маленькой, то экспоненту под интегралом можно разложить в ряд. Получим:

$$A_8(t) = \Phi_{epi} N_{197} (1 - e^{-\lambda t}) I \alpha, \quad (8)$$

— здесь  $I = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{\sigma(E)}{E} dE$  — величина, называемая в литературе резонансным интегралом [10].

После облучения мишень помещалась на детектор, который измерял скорость счёта  $\gamma$ -квантов, испускаемых  $^{198}\text{Au}$ . По измеренной скорости счёта детектора, после построения кривой спада активности  $^{198}\text{Au}$ , определялась активность образца на момент окончания облучения. По результатам эксперимента, после облучения мишени в течение времени  $t_0 = (2772 \pm 0.5)$  минут активность на момент конца облучения  $A_8(t_0) = (311 \pm 6)$  Бк.

Задача моделирования заключалась в варьировании нормировочной постоянной эпи-теплового потока (при  $\Phi_{th} = 0$ ) таким образом, чтобы

в результате получить значение активности, совпадающее с результатом эксперимента. В программе была заложена следующая геометрия:

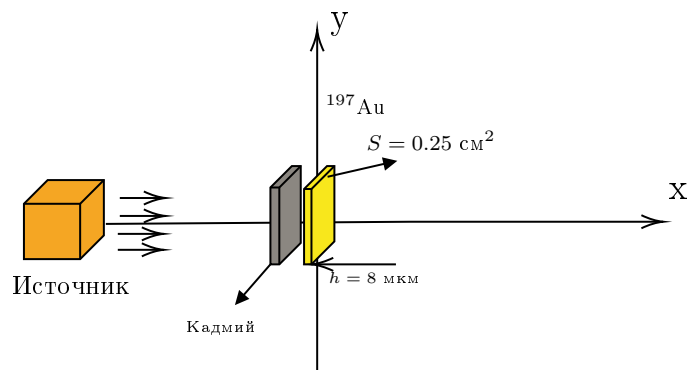


Рисунок 4 — Схематичное изображение заложенной в модель геометрии.

Результаты моделирования представлены в таблице (1). Погрешности смоделированной активности вычисляются программой автоматически по заложенной в Монте-Карло статистике.

| Нормировочный поток $\Phi_{epi}, \frac{\text{н}}{\text{сек} \times \text{см}^2}$ . | Смоделированная активность $A_8$ , Бк. |
|--|--|
| $6.98 \times 10^5$   | $295 \pm 8$                            |
| $7.36 \times 10^5$   | $313 \pm 8$                            |

Таблица 1 — Результаты моделирования наведённой в мишени активности в зависимости от варьирования нормировочного потока  $\Phi_{epi}$ .

Отсюда искомая плотность потока нейтронов эпи-теплого спектра составляет:  $\Phi_{epi} = 7.36 \times 10^5 \frac{\text{н}}{\text{сек} \times \text{см}^2}$ .

При аналитическом расчёте по формуле (8) было получено значение потока:  $\Phi_{epi} = 5.41 \times 10^5 \frac{\text{н}}{\text{сек} \times \text{см}^2}$ . Отклонение данного значения от результата моделирования может быть объяснено тем, что предположение о малости толщины фольги  $h$  используемой на эксперименте оказалось неверным.

Результат моделирования в этом плане является более точным, поскольку учитывает явление ослабления потока при прохождении через материал, а также явления связанные с диффузией нейтронов в веществе.

На втором этапе эксперимента проводилось облучение золотой фольги без кадмиевого чехла. Таким образом, наведённая активность обусловлена не только нейтронами спектра Ферми, но и тепловыми нейтронами распределёнными по Максвеллу. В соответствии с этим в программу закладывался энергетический спектр нейтронов вида (5), в котором было заложено значение нормировочного потока  $\Phi_{epi}$ , полученное на предыдущем этапе моделирования. Таким образом задача заключалась в варьировании значения нормировочного потока  $\Phi_{sum} = \Phi_{th} + \Phi_{epi}$

В результате эксперимента, также как и в первом случае, была измерена активность изотопа  $^{198}\text{Au}$  наведённая в мишени после облучения в течение  $t_1 = 1331 \pm 0.5$  минут, которая составила  $A_8(t_1) = (462 \pm 7)$  Бк. Результаты моделирования наведённой активности в зависимости от варьируемого значения приведены в таблице (2)

| Нормировочный поток $\Phi_{sum}, \frac{\text{н}}{\text{сек} \times \text{см}^2}$ | Смоделированная активность $A_8, \text{Бк}$ |
|--|---|
| $1.72 \times 10^6$   | $402 \pm 7$                                 |
| $1.98 \times 10^6$   | $458 \pm 6$                                 |

Таблица 2 — Результаты моделирования наведённой в мишени активности в зависимости от варьирования нормировочного потока  $\Phi_{sum}$

Таким образом, пересчитанная суммарная плотность потока нейтронов

$$\Phi_{sum} = 1.98 \times 10^6 \frac{\text{н}}{\text{сек} \times \text{см}^2}.$$



Результирующие характеристики нейтронного потока, определённые с помощью моделирования по известной активности облучённой мишени:

$$\Phi_{\text{sum}} = (1.98 \pm 0.07) \times 10^6 \frac{\text{H}}{\text{с} \times \text{см}^2},$$

$$\Phi_{\text{epi}} = (7.3 \pm 0.2) \times 10^5 \frac{\text{H}}{\text{с} \times \text{см}^2},$$

$$\Phi_{\text{th}} = (1.24 \pm 0.04) \times 10^6 \frac{\text{H}}{\text{с} \times \text{см}^2}.$$

Полученные результаты находятся в согласии с информацией, предоставляемой персоналом ИР-8.

## 1.5. РЕАЛИЗАЦИЯ АЛГОРИТМА РАСЧЁТА КУМУЛЯТИВНОГО ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ЧАСТИЦ

Используя данные о спектрах продуктов деления исследуемых актинидов и данные об активностях данных продуктов, на основе верифицированной модели, был реализован расчёт динамики неравновесного спектра антинейтрино и  $\beta$ -частиц от изотопов  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ . Алгоритм расчёта заключался в последовательном сложении спектров от каждого изотопа в соответствии с их весом (удельной активностью) по формуле (1).

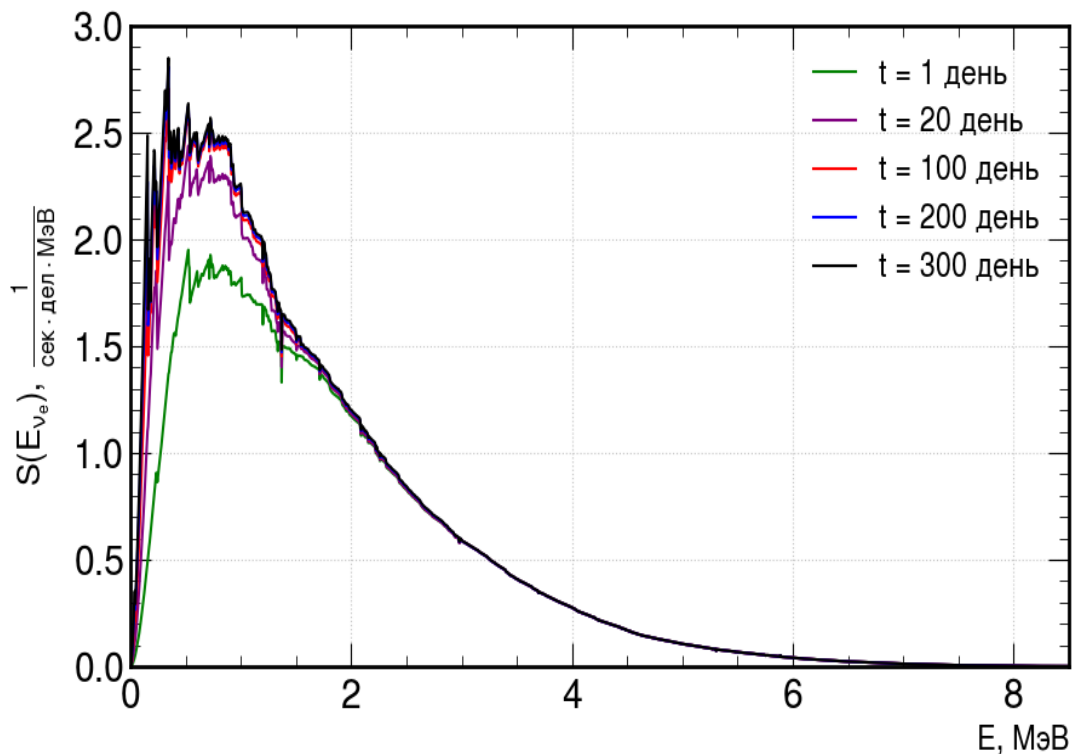


Рисунок 5 — Динамика неравновесного энергетического спектра электронных антинейтрино продуктов деления  $^{235}\text{U}$ .

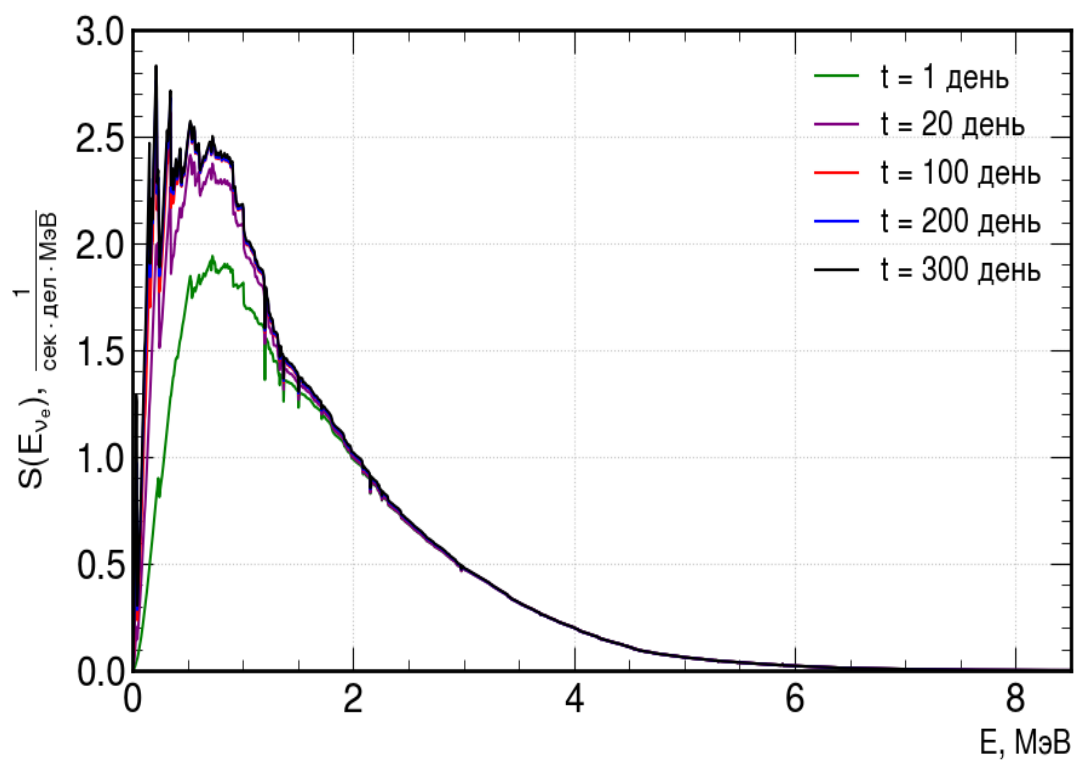


Рисунок 6 — Динамика неравновесного энергетического спектра электронных антинейтрино продуктов деления  $^{239}\text{Pu}$ .

## 2. АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

С помощью разработанной модели расчёта динамики энергетического спектра антинейтрино и  $\beta$ -частиц были построены соответствующие спектры для изотопов  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  в разных временных точках. Для более простого анализа было взято отношение данных спектров к кумулятивному спектру делящегося изотопа на 5000-ый день облучения в предположении, что большинство продуктов деления вышли в вековое равновесие. В таком случае форма спектра практически перестаёт зависеть от времени.

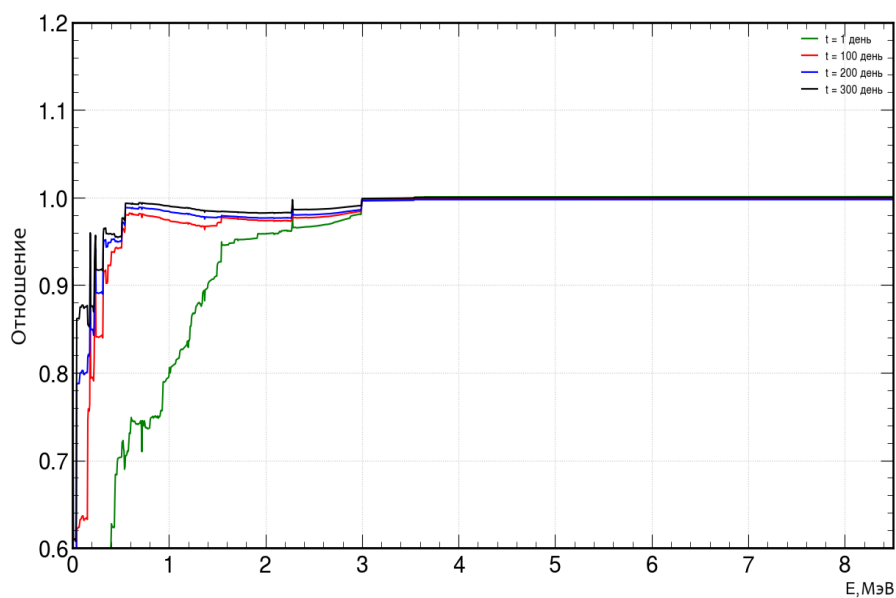


Рисунок 7 — Динамика отношения спектров в разные моменты времени к квази-равновесному спектру  $\bar{\nu}_e$  продуктов  $^{235}\text{U}$ .

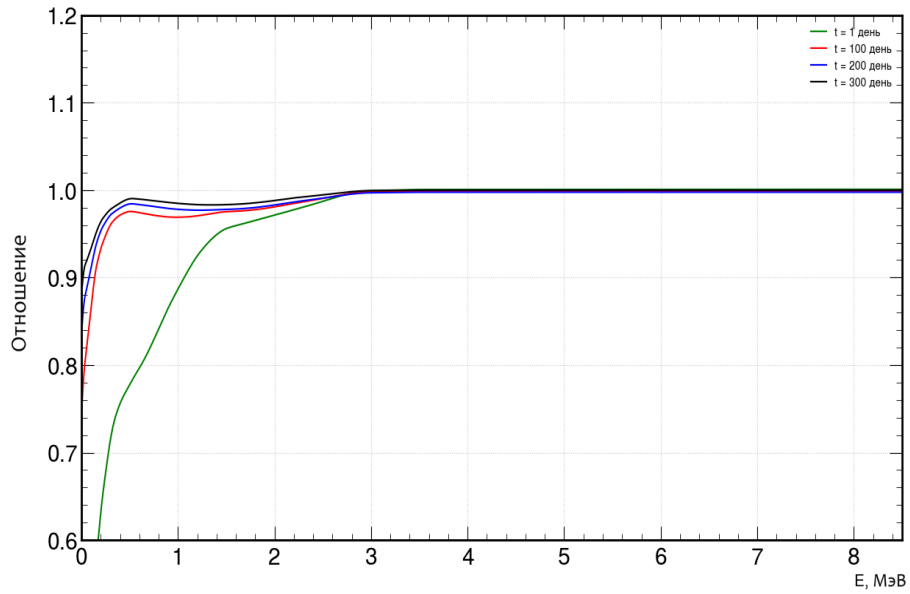


Рисунок 8 — Динамика отношения спектров в разные моменты времени к квази-равновесному спектру  $\beta$ -частиц продуктов  $^{235}\text{U}$ .

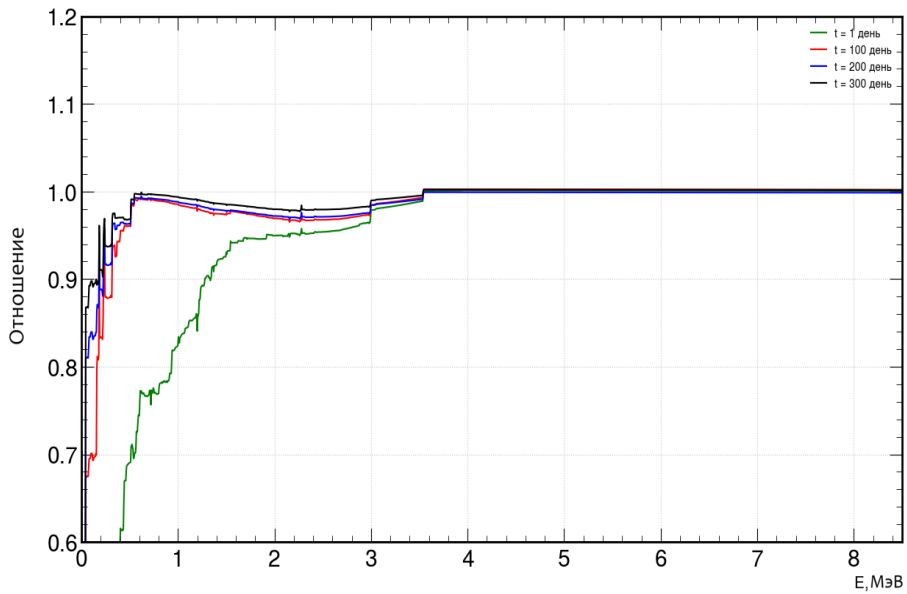


Рисунок 9 — Динамика отношения спектров в разные моменты времени к квази-равновесному спектру  $\bar{\nu}_e$  продуктов  $^{239}\text{Pu}$ .

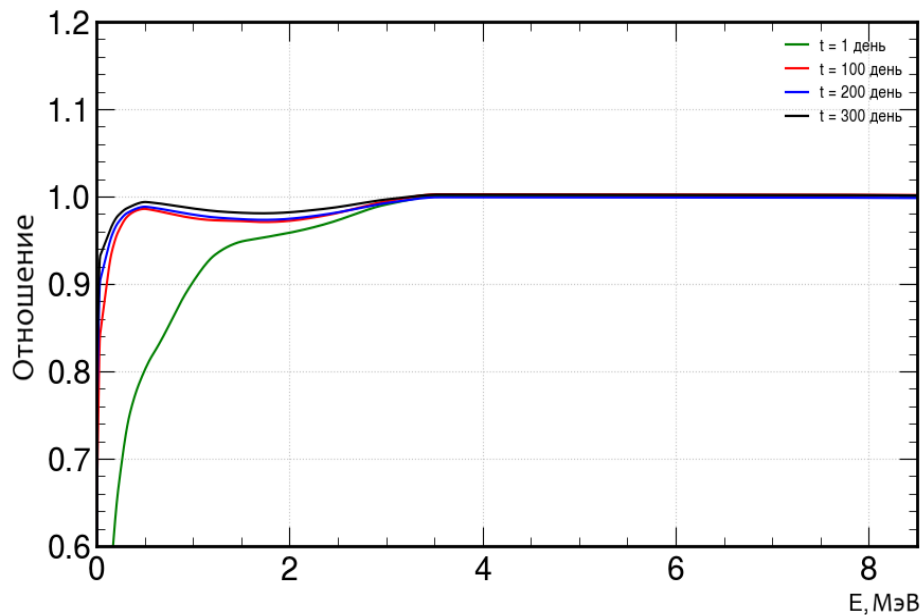


Рисунок 10 — Динамика отношения спектров в разные моменты времени к квази-равновесному спектру  $\beta$ -частиц продуктов  $^{239}\text{Pu}$ .

Из рисунков (7) и (8) видно, что уже начиная с первого дня облучения спектры  $^{235}\text{U}$  перестают изменять свою форму в области от 3 МэВ, поскольку активности всех короткоживущих изотопов успели войти в вековое равновесие. Основные изменения формы спектров происходят в области от 0 до 3 МэВ и обусловлены влиянием долгоживущих продуктов деления. В случае изотопа  $^{239}\text{Pu}$  граница, обусловленная короткоживущими продуктами деления смещена до 3.5 МэВ. В обоих случаях также наблюдается просадка в спектрах в области от 0.5 до 3 МэВ.

Полученный данные моделирования хорошо соотносятся с расчётами неравновесных поправок в работе [5]:

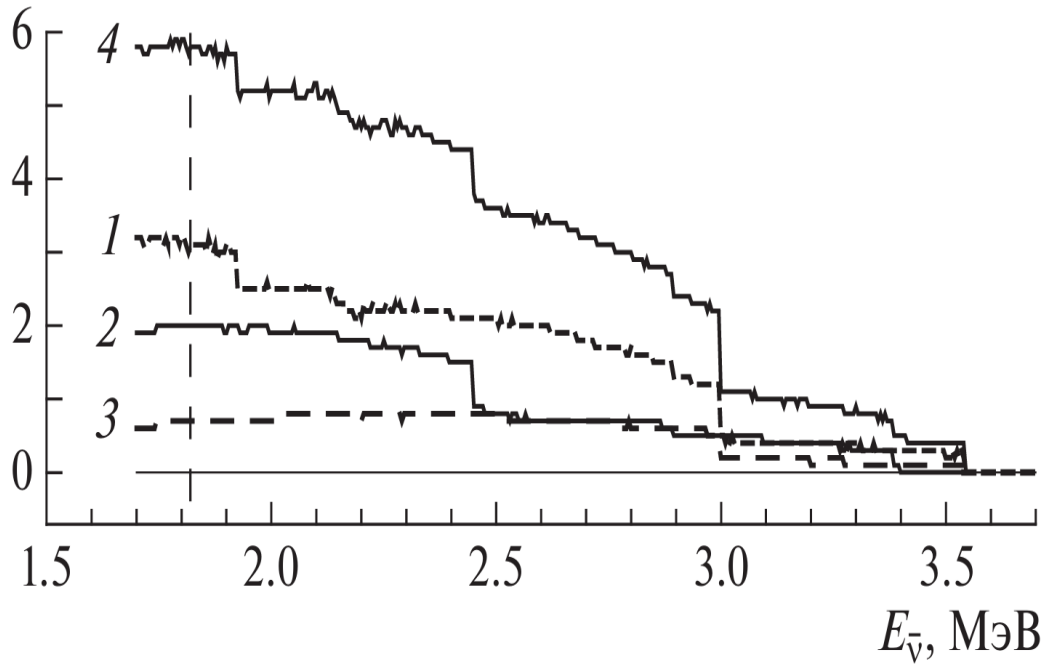


Рисунок 11 — Результат расчёта неравновесных поправок (в%) в спектре  $\bar{\nu}_e$  на момент конца реакторной компании  $t_0 = 330$  сут в работе [5]. Линия 4 - суммарная поправка к спектру.

Как видно из графика, спектр  $\bar{\nu}_e$  на 330-е сутки отличается от равновесного в области энергий 1.8 до 3 МэВ в среднем на 5 процентов, что согласуется с результатами, представленными на графике (7).

Для оценки точности разработанной модели было проведено сравнение результатов экспериментов по измерению отношения спектров  $\beta$ -частиц от изотопов  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ , проводившихся в НИЦ "Курчатовский Институт" и ILL (Институт Лауэ-Ланжевена) с полученными модельными спектрами.

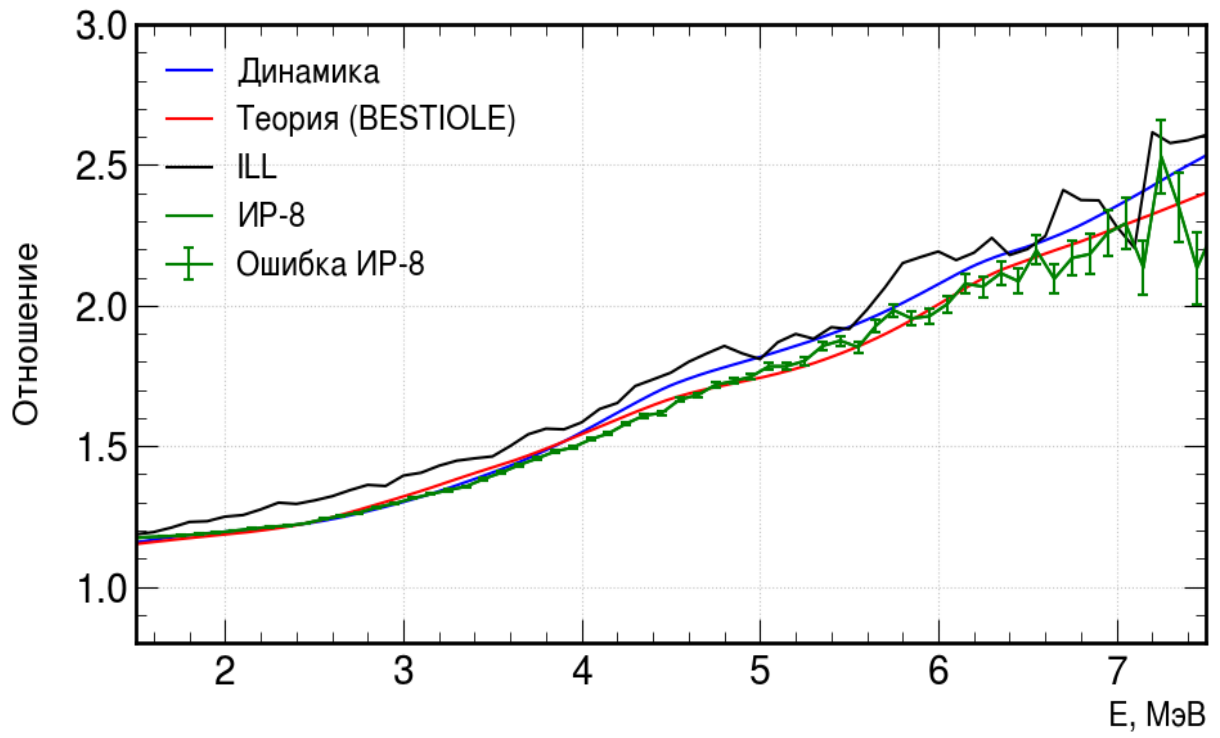


Рисунок 12 — Отношение спектров  $\beta$ -частиц изотпов  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$



# ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе была разработана модель и реализован алгоритм расчёта динамики неравновесного энергетического спектра электронных антинейтрино и  $\beta$ -частиц продуктов деления ядерного топлива.

- Проведена верификация разработанной модели по аналитическим расчётам. Выявлено, что разработанная модель лучше описывает процессы, связанные с переносом нейтронов в веществе, чем используемые в подобных расчётах аналитические зависимости.
- С помощью верифицированной программы удалось смоделировать эксперимент по определению характеристик нейтронного потока активационным методом и определить данные характеристики. Выявлено, что результаты моделирования правильно согласуются с физикой эксперимента.
- В рамках разработанной модели удалось рассчитать зависимость активностей продуктов деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  от времени и учесть полученную зависимость при расчёте энергетических спектров. Полученные спектры были проанализированы и проведено их сравнение с теоретической моделью равновесного спектра и экспериментально полученными данными.

Из анализа результатов расчёта модели следует наличие расхождений с результатами, полученными на эксперименте. Причины данных отклонений от экспериментальных данных предстоит выяснить в дальнейших исследованиях. С использованием полученной модели в будущем планируется проведение моделирования эксперимента по прецизионному измерению

спектров  $\beta$ -частиц на установке "Бета" в НИЦ "Курчатовский Институт"

## СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Asaka T., Shaposhnikov M.* The  $\nu$ MSM, dark matter and baryon asymmetry of the universe // *Physics Letters B.* — 2005. — Т. 620, № 1. — С. 17–26. — ISSN 0370-2693. — DOI: [10.1016/j.physletb.2005.06.020](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2005.06.020).
2. Измерение выгорания ядерного топлива в реакторе по нейтринному излучению / В. А. Коровкин [и др.] // *Атомная энергия.* — 1984. — С. 214–218.
3. Дистанционное измерение мощности и энерговыработки реактора нейтринным методом / Ю. В. Климов [и др.] // *Атомная энергия.* — 1994. — С. 130–135.
4. *Копейкин В. И.* Спектроскопия реакторных антинейтрино : Автореферат диссертации на соискание ученой степени д-ра физ.-мат. наук : 01.04.16 – физика ядра и элементарных частиц / Копейкин Владимир Иванович. — Москва : Российский научный центр «Курчатовский Институт», 2003. — УДК 539.12.
5. *Копейкин В. И., Скорохватов М. Д.* Особенности протекания реакции обратного бета-распада на протоне в потоке антинейтрино ядерного реактора // *Ядерная физика.* — 2017. — Т. 80, № 2. — С. 142–150. — DOI: [10.7868/S004400271702023](https://doi.org/10.7868/S004400271702023).
6. Updated Summation Model: An Improved Agreement with the Daya Bay Antineutrino Fluxes / M. Estienne [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2019. — Т. 123. — С. 022502. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.123.022502](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.022502). — Received 21 January 2019; revised manuscript received 2 April 2019; published 9 July 2019.

7. *Копейкин В. И.* Поток и спектр антинейтрино ядерного реактора // ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА. — 2012. — № 75. — С. 165—173.
8. *Leppänen J.* Serpent – a Continuous-energy Monte Carlo Reactor Physics Burnup Calculation Code : User’s Manual / VTT Technical Research Centre of Finland. — Espoo, Finland, 18.06.2015. — User’s manual.
9. *Agency I. A. E.* EXFOR Nuclear Reaction Data Search. — 2025. — URL: <https://www-nds.iaea.org/exfor/servlet/E4sSearch2> (дата обр. 15.10.2025).
10. *К. Бекури, К. В.* "Нейтронная физика". — Москва : Атомиздат, 1968. — С. 281.
11. *Стрепенцов А. Н.* Плотность потока монохроматических нейтронов на экспериментальных установках реактора ИР-8 // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов. — 2021. — Т. 3. — С. 4—9.