

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 539.123.6

**ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА
К БАКАЛАВРСКОЙ ДИПЛОМНОЙ РАБОТЕ
МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕРАВНОВЕСНЫХ ПРОЦЕССОВ В ФИЗИКЕ
РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО И ЕЁ ПРИЛОЖЕНИЯХ**

Студент _____ Э. А. Фахрутдинов

Научный руководитель _____ Д. В. Попов

Москва 2026

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

**МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕРАВНОВЕСНЫХ ПРОЦЕССОВ В ФИЗИКЕ
РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО И ЕЁ ПРИЛОЖЕНИЯХ**

Студент _____ Э. А. Фахрутдинов

Научный руководитель _____ Д. В. Попов

Рецензент _____ А. В. Лукьяшин

Секретарь ГЭК,
к.ф.-м.н. _____ А. А. Кириллов

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

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	4
1 Теоретическое обоснование реализованной модели расчёта динамики спектров	9
1.1 Динамика кумулятивного энергетического спектра делящегося изотопа	9
1.2 Динамика активностей продуктов деления	12
1.3 Физика взаимодействия нейтронов с веществом	15
2 Расчёт неравновесных процессов	17
2.1 Динамика спектра β -частиц продуктов деления ^{235}U и ^{239}Pu . . .	17
2.1.1 Описание эксперимента по определению спектральной плотности потока нейтронов	17
2.1.2 Моделирование эксперимента и определение параметров нейтронного пучка	21
2.1.3 Результаты расчёта динамики ожидаемого спектра β -частиц на установке «БЕТА»	25
2.2 Расчёт динамики ожидаемого спектра реакторных антинейтрино	31
2.2.1 Верификация используемой в модели программы расчёта концентраций изотопов	32
2.2.2 Расчёт динамики концентраций делящихся изотопов в рамках используемой модели	36
2.2.3 Результаты расчёта динамики ожидаемого спектра антинейтрино от реактора ВВЭР-1000	39
3 Анализ результатов расчёта модели	41

3.1	Сравнение результатов расчёта отношения спектров β -частиц с экспериментальными данными	41
3.2	Анализ результатов расчёта динамики спектров реакторных антинейтрино	44
3.2.1	Анализ результатов расчёта неравновесных поправок к спектрам реакторных антинейтрино	44
3.2.2	Анализ методических неопределённостей расчёта спектра реакторных антинейтрино	47
	Заключение	51
	Список используемых источников	54

ВВЕДЕНИЕ

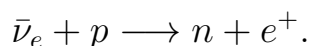
С момента открытия электронных антинейтрино Ф. Райнесом и К. Коуэном в 1953 году [1], всё больший интерес учёных вызывают исследования в области нейтринной физики и спектроскопии. Во-первых, это связано с тем, что за последние десятилетия достигнут существенный прогресс в регистрации антинейтрино от ядерных реакторов, что в свою очередь дало начало развитию нейтринных методов для решения актуальных задач атомной энергетики. Например, мониторинг состава активной зоны (далее АЗ) ядерного реактора с целью выявления несанкционированных режимов его работы. Впервые данный метод контроля реактора был предложен в Курчатовском Институте в 1970-ых годах Л. А. Микаэляном и А. А. Боровым в работах [2; 3] и продолжает своё развитие в недавних работах [4–6]. Сам метод основан на регистрации антинейтрино от β -распадов продуктов деления ядерного топлива, энергетические спектры которых имеют характерную форму и зависят от скорости деления изотопов топлива.

Во-вторых, фундаментальные исследования в области реакторных антинейтрино способствуют развитию физики за рамками существующих теоретических моделей:

- в 2003 г. на реакторном эксперименте KamLAND впервые были получены результаты, согласующиеся с гипотезой нейтринных осцилляций [7];
- в 2012 г. эксперименты Double Chooz [8], RENO [9] и Daya Bay [10] показали, что угол смешивания θ_{13} отличен от нуля, тем самым приблизившись к решению проблемы иерархии масс нейтрино, уточнив параметры матрицы смешивания нейтринных состояний;

- при сравнении результатов теоретических расчётов потока реакторных антинейтрино с экспериментальными данными были обнаружены следующие аномалии:
 - ”Reactor Antineutrino Anomaly” (RAA) – дефицит наблюдаемых позитронов реакции обратного бета-распада (ОБР) по сравнению с предсказаниями теоретических моделей приблизительно на 5% [11; 12];
 - ”Bump effect” – локальный избыток интенсивности нейтринного потока от реактора, определяемого по реакции ОБР, на 10% в области 5–7 МэВ над теоретически ожидаемым [13; 14].

Антинейтрино и β -частицы испускаются при β -распаде продуктов деления, а также ядер, возникающих в результате радиационного захвата нейтронов изотопами тяжёлых элементов. На данный момент наиболее распространённым способом регистрации $\bar{\nu}_e$ является регистрация продуктов реакции обратного β -распада (ОБР):



Реакция является пороговой: $E_\nu^{\text{порог}} = 1.806$ МэВ. Мягкая область спектра $\bar{\nu}_e$ обусловлена распадами долгоживущих продуктов деления, в то время как высокоэнергетическая область спектра ($E_\nu > 3.5$ МэВ) определяется продуктами с малыми временами жизни. В течение реакторной кампании, с момента загрузки нового топлива, энергетический спектр $\bar{\nu}_e$ претерпевает постоянные изменения. По мере накопления долгоживущих продуктов деления мягкая область спектра постепенно возрастает. Вместе с тем, из-за постоянной работы органов регулирования СУЗ (система управления и защиты) изменяется конфигурация нейтронного поля. Подобные изменения вносят вклад в активности короткоживущих продуктов деления, что быстро сказывается на

форме спектра $\bar{\nu}_e$ в жёсткой области. Также необходимо учитывать, что за время работы реактора происходит выгорание топлива, из-за чего изменяются доли деления основных делящихся изотопов. Поскольку выходы продуктов деления, а соответственно и их активности, зависят от делящегося изотопа, форма спектра в жёсткой области также претерпевает заметные изменения. Все вышеперечисленные процессы являются неравновесными. Соответственно возникает необходимость учёта неравновесных поправок к энергетическим спектрам $\bar{\nu}_e$ для верной интерпретации результатов нейтринных экспериментов [15].

Одной из основных задач в нейтринной спектроскопии является формирование точной модели расчета энергетических спектров реакторных $\bar{\nu}_e$, поскольку на данный момент наблюдаются расхождения предсказаний теоретических моделей с экспериментальными данными. Одной из причин, дающих вклад в расхождение данных, могут являться неучтённые поправки, связанные с вышеперечисленными процессами. Попытки расчёта неравновесных поправок к энергетическим спектрам реакторных $\bar{\nu}_e$ были предприняты в работах [16; 17]. Данные расчёты учитывают лишь энергии антинейтрино большие энергии порога ОБР. Вместе с тем, в представленных работах приведены расчёты лишь для некоторых временных точек, в то время как для мониторинга АЗ реактора нейтринным методом необходимо знать динамику спектров $\bar{\nu}_e$ в любой момент времени.

Как уже было отмечено, для проведения новых прецизионных экспериментов в области нейтринной физики необходимо точно знать спектральные энергетические характеристики $\bar{\nu}_e$ продуктов деления изотопов ядерного топлива. На данный момент наиболее точно кумулятивные спектры $\bar{\nu}_e$ делящихся изотопов определяются из эксперимента методом конверсии

соответствующих измеренных спектров β -частиц, который был сформулирован и применён в работах [18–20]. Полученные экспериментальные спектры сопоставляются с расчётными спектрами β -частиц продуктов деления изотопов ^{235}U и ^{239}Pu . Однако расчётные спектры имеют большие ошибки в области энергий $E_\beta > 7$ МэВ, в то время как отношение данных спектров оказывается менее подверженным к возникновению ошибок и рассчитано точнее [21; 22]. С целью экспериментального определения отношения спектров β -частиц изотопов ^{235}U и ^{239}Pu в НИЦ «Курчатовский Институт» была собрана экспериментальная установка «БЕТА» [23], особенностью которой является одновременное измерение спектров β -частиц продуктов деления изотопов, облучающихся в одном и том же потоке нейтронов и в одинаковых фоновых условиях. Для определения ожидаемого на данной установке спектра необходимо разработать модель для расчёта динамики спектров β -частиц исследуемых изотопов в заданных условиях.

Таким образом, возникает необходимость разработки полноценной модели, способной учитывать неравновесные процессы в реакторе при расчёте спектров $\bar{\nu}_e$, а также определять динамику спектров β -частиц продуктов деления изотопов ^{235}U и ^{239}Pu в различных условиях.

Цель данной работы заключается в разработке модели расчёта неравновесного энергетического спектра $\bar{\nu}_e$ и β -частиц, испускаемых продуктами деления.

Задачи

- Сформулировать и реализовать алгоритм расчёта динамики неравновесных энергетических спектров β -частиц и $\bar{\nu}_e$;
- С помощью реализованного алгоритма определить динамику ожидаемого

спектра β -частиц на экспериментальной установке «БЕТА»;

- Провалидировать программу, используемую в реализованной модели расчёта спектров, на экспериментальных данных;
- Рассчитать динамику спектра $\bar{\nu}_e$ от тепловыделяющей сборки (ТВС) реактора ВВЭР-1000;
- Провести сравнение результатов расчёта модели с имеющимися экспериментальными данными и расчётами, выполненными на основе современных теоретических моделей;

1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ РЕАЛИЗОВАННОЙ МОДЕЛИ РАСЧЁТА ДИНАМИКИ СПЕКТРОВ

1.1. ДИНАМИКА КУМУЛЯТИВНОГО ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ДЕЛЯЩЕГОСЯ ИЗОТОПА

Основными делящимися компонентами ядерного топлива в современных реакторах являются изотопы: ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , и ^{241}Pu . В результате деления изотопа, сопровождающегося выделением энергии, образуется 2 или более нестабильных осколка, которые преимущественно претерпевают β -распад с испусканием электрона и $\bar{\nu}_e$, энергия которого принимает значения до ≈ 10 МэВ. Принято считать, что в случае непрерывной работы реактора при постоянной мощности на протяжении длительного времени, активности продуктов деления топлива выходят в равновесие. Таким образом, кумулятивный энергетический спектр изотопа $S^{(k)}(E)$ можно определить как [24]:

$$S^{(k)}(E) = \sum_i CY_i^{(k)} \rho_i(E), \quad (1)$$

где индекс k пробегает значения ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu ; CY_i – кумулятивный выход i -ого продукта деления k -ого изотопа, определённый как активность продукта нормированная на одно деление в единицу времени в приближении равновесия $[\frac{\text{расп}}{\text{дел}}]$; $\rho_i(E)$ – энергетический спектр частицы, образовавшейся в результате распада i -ого осколка деления $[\frac{1}{\text{МэВ} \times \text{расп}}]$.

Однако, в ходе кампании, в результате различных неравновесных процессов, включающих в себя выгорание топлива, перегрузку ТВЭЛ (тепловыделяющий

элемент), а также работу органов регулирования СУЗ, активности продуктов деления выходят из равновесия, и кумулятивный спектр делящихся изотопов приобретает зависимость от времени. В этом случае динамика кумулятивных энергетических спектров $\bar{\nu}_e$ и β -частиц продуктов деления изотопа описывается следующей зависимостью [16]:

$$S^{(k)}(E, t) = \sum_i A_i^{(k)}(t) \rho_i(E), \quad (2)$$

где $A_i^{(k)}(t)$ — удельная активность i -ого осколка деления в момент времени t [$\frac{\text{расп}}{\text{дел}}$].

Отметим, что спектр продукта деления $\rho_i(E)$ определяется путём суммирования спектров всех его возможных β -переходов с учётом различных поправок. В данной работе основной акцент сделан на расчёте динамики кумулятивных спектров делящегося изотопа, поэтому энергетические спектры продуктов деления в дальнейшем будем считать известными.

Также, для расчёта ожидаемого спектра $\bar{\nu}_e$ от реактора применяется стандартный подход, в котором результирующий спектр рассчитывается путём суммирования кумулятивных спектров антинейтринно смесей продуктов деления изотопов топлива с весами, пропорциональными скоростям деления:

$$S_{st}(E_\nu, t) = \sum_k \alpha^{(k)}(t) S^{(k)}(E_\nu), \quad (3)$$

где индекс k пробегает соответствующие делящиеся изотопы ($k = 5, 9, 1, 8$), $\alpha^{(k)}(t)$ — доля делений k -ого изотопа в момент времени t , $S^{(k)}(E_\nu)$ — кумулятивный спектр продуктов деления k -ого изотопа [$\frac{1}{\text{МэВ} \cdot \text{дел}}$], определяемый в соответствии с формулой (1). Однако, такой подход подразумевает, что все активности продуктов деления ядерного топлива находятся в равновесии и не зависят от времени. Данное требование вытекает из определения используемых

кумулятивных спектров $S^{(k)}(E_{\bar{\nu}})$. Поскольку в ядерном реакторе концентрации делящихся изотопов претерпевают постоянные изменения в течение кампании, активности долгоживущих продуктов деления не выходят в вековое равновесие. Вместе с тем, дополнительную неопределённость в результирующие спектры вносят значения кумулятивных выходов, определяемых из баз данных, поскольку в разных базах данных выходы одних и тех же продуктов деления имеют существенные различия. Применение такого подхода может привести к неверной интерпретации результатов нейтринных экспериментов. Отметим, что для применения данного подхода необходимо провести анализ условий применимости и оценить возможные методические ошибки, возникающие при использовании формулы (3).

Ещё одним источником $\bar{\nu}_e$ в ядерном реакторе являются радиоактивные изотопы топлива, не принимающие участия в процессе деления. Например, в результате захвата нейтронов изотопами ^{238}U происходит образование нестабильного изотопа ^{239}U . В дальнейшем происходит цепочка бета-распадов с образованием трансурановых элементов:



Таким образом, состав ядерного топлива претерпевает постоянные изменения в течение реакторной кампании. По мере роста глубины выгорания топлива концентрация изотопа ^{235}U уменьшается, в то время как концентрация и доля деления ^{239}Pu и ^{241}Pu растёт. Основной задачей при реализации расчёта динамики спектров $\bar{\nu}_e$ и β -частиц в соответствии с формулой (2) является учёт всех вышеперечисленных процессов при определении зависимости активностей продуктов деления $A_i^{(k)}(t)$ от времени.

1.2. ДИНАМИКА АКТИВНОСТЕЙ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ

Зависимость активностей изотопов в цепочке β -распадов от времени описывается системой линейных дифференциальных уравнений Бейтмана [25]. В общем случае для описания накопления j -ого продукта деления в выделенном объёме активной зоны реактора необходимо учитывать следующие основные факторы: изменение состава ядерного топлива (истощение ^{235}U , накопление других делящихся изотопов), деление вторичного ядерного топлива (^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu), радиационный захват нейтронов продуктами деления (и делящимися ядрами) и естественный распад продуктов деления по цепочкам радиоактивных превращений. Таким образом, дифференциальные уравнения, описывающие изменение во времени числа ядер j -ого нуклида в цепочке β -распадов имеют вид [26]:

$$\frac{dB_j(t)}{dt} = -\lambda_j B_j(t) - \bar{\sigma}_j^c \Phi B_j(t) + \sum_{i=1}^p \bar{y}_{ij} \bar{\sigma}_i^f \Phi U_i(t) + \sum_{m=1}^{j-1} \lambda_{mj} B_m(t) + \sum_{m=1}^{j-1} \bar{\sigma}_{mj}^c \Phi B_m(t), \quad (5)$$

при начальном заданном условии $B_j(0) = B_{0j}$.

Здесь $B_j(t)$ – число ядер j -го нуклида в цепочке в момент времени t , связанное с его активностью следующим образом: $A_j(t) = \lambda_j B_j(t)$; Φ – интегральная плотность потока нейтронов; индекс m принадлежит ядру предшественнику $m < j$; \bar{y}_{ij} – независимый выход j -ого нуклида при делении i -ого компонента топлива, усреднённый по действующему спектру нейтронов; λ_{mj} – вероятность превращения m -ого нуклида в j -ый посредством β^- , β^+ – распадов, E -захвата и т.п., $\bar{\sigma}_i^f$ – одногрупповое сечение деления i -го делящегося изотопа; $\bar{\sigma}_j^c$ – одногрупповое сечение реакций (n, γ) , $(n, 2n)$, j -ого нуклида; $\bar{\sigma}_{mj}^c$ – одногрупповое сечение реакций (n, γ) , $(n, 2n)$ - на m -ом ядре с образованием j -го; $U_i(t)$ – число ядер i -ого делящегося актиноида; индекс i пробегает значения ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu .

В общем случае число продуктов деления, а соответственно и дифференциальных уравнений в системе, достигает порядка 800 с учетом разнообразных изомеров. Численное решение подобного рода системы уравнений представляет собой трудоёмкую задачу, поскольку система является жёсткой, и её решение сильно зависит от используемых начальных условий. Также при решении необходимо учитывать динамику концентраций делящихся изотопов, которая сильно связана с геометрией конкретного вида ТВС реактора. По этим причинам, для определения динамики активностей продуктов деления ядерного топлива в разрабатываемой модели был использован программный комплекс "Serpent". Это трёхмерный программный код, предназначенный для прецизионного моделирования нейтронно-физических процессов, протекающих в ядерном реакторе, и переноса излучения методом Монте-Карло [27].

Таким образом, модель расчёта динамики спектров $\bar{\nu}_e$ и β -частиц строится на определении динамики активностей продуктов деления с помощью метода Монте-Карло в программном комплексе "Serpent", с учётом всех слагаемых накопления (5), в заданной геометрии, и последующей свёртке полученных активностей с одиночными спектрами продуктов деления в соответствии с формулой (2). Пример работы реализованного алгоритма расчёта спектра $\bar{\nu}_e$ для одной цепочки β -распадов приведён на рисунке 1.

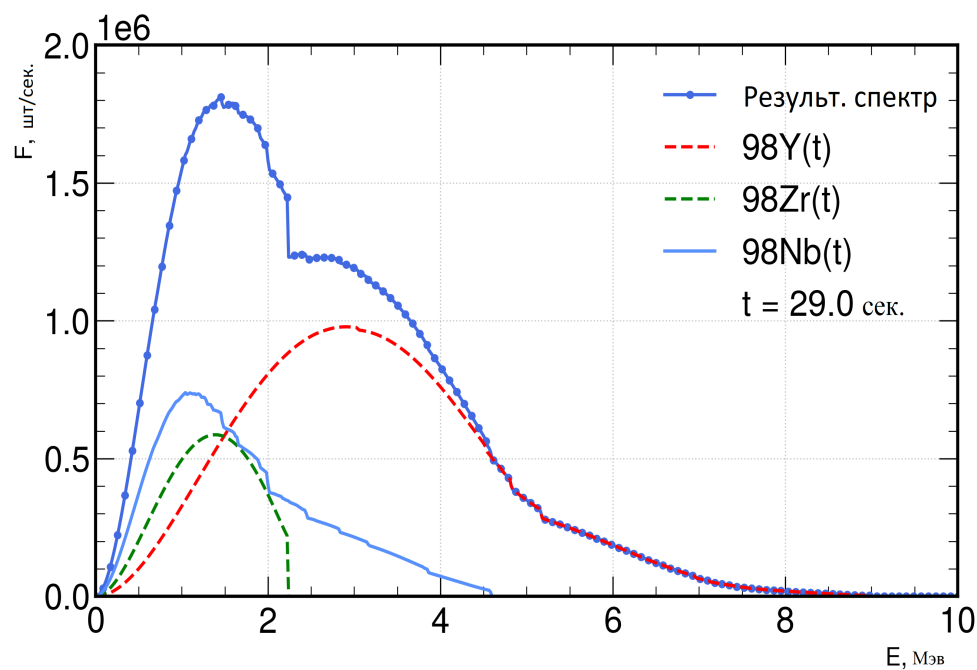
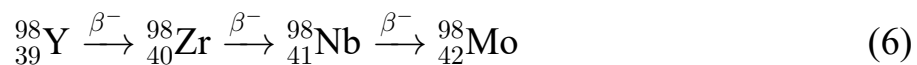


Рисунок 1 — Пример работы алгоритма расчёта спектра $\bar{\nu}_e$ одной цепочки β -распадов в соответствии с соотношением (2).

В данном случае приведён расчёт спектра от цепочки β -распадов изотопа ${}^{98}_{39}\text{Y}$:



На рисунке 1 продемонстрировано, как спектры отдельных изотопов формируют форму результирующего спектра цепочки β -распадов.

1.3. ФИЗИКА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ

Как уже было отмечено, помимо продуктов деления топлива, источником $\bar{\nu}_e$ в ядерном реакторе также являются изотопы, не участвующие в процессе деления. Поэтому, для реализации модели расчёта спектров реакторных $\bar{\nu}_e$, необходимо разобраться в описании процессов взаимодействия нейтронов с веществом.

Если облучаемое нейтронами вещество не подвержено вынужденному делению, то наиболее вероятными являются два процесса: рассеяние и нейтронный захват. В случае нейтронного захвата образуется промежуточное возбужденное ядро. Возбуждение снимается посредством испускания ядром γ -кванта. Сечение поглощения нейтрона веществом зависит от энергии нейтрона и имеет характерные резонансные пики, описываемые формулой Брейта-Вигнера [28]. Вне выделенных резонансов сечение поглощения описывают законом $\frac{1}{v}$, т.е. $\sigma_a(E) = \sigma_a(E_t) \sqrt{\frac{E_t}{E}}$ где $E_t = 0.0253$ эВ – энергия тепловых нейтронов (при комнатной температуре), что соответствует скорости нейтронов $v_0 = 2200 \frac{\text{м}}{\text{с}}$. Таким образом, скорость реакции захвата нейтронов описывается как:

$$\psi = \int_0^{\infty} \sigma_a(E) \frac{d\Phi_n}{dE} dE, \quad (7)$$

где $\frac{d\Phi_n}{dE}$ – спектральная плотность потока нейтронов $[\frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{эВ} \cdot \text{с}}]$. Если сечение поглотителя следует закону $\frac{1}{v}$, а энергии нейтронов подчиняются распределению Максвелла, то соответствующее выражение для скорости реакции упрощается:

$$\psi = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sigma_a(E_t) \Phi_{th}, \quad (8)$$

Φ_{th} – интегральная плотность потока тепловых нейтронов $[\frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}]$. Если сечение поглотителя имеет резонанс в тепловой области, то часто используют

множитель $g(T)$, называемый фактором Весткота. В этом случае скорость реакции захвата определяется как:

$$\psi = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sigma_a(E_t) g(T) \Phi_{th}, \quad (9)$$

где T – температура нейтронного газа [К]. Значения $g(T)$ приведены в справочных таблицах (например, в работе [29]).

Распределение нейтронов по энергии в эпитепловой области ($E_n \in [0.5 \text{ эВ} ; 2 \text{ МэВ}]$) описывается распределением Ферми: $\frac{d\Phi_n}{dE} = \frac{\Phi_{epi}}{E}$. В этом случае для определения скорости реакций поглощения удобно пользоваться величиной, называемой резонансным интегралом [28]:

$$I_a = \int_{0.5 \text{ эВ}}^{2 \text{ МэВ}} \sigma_a(E) \frac{dE}{E}. \quad (10)$$

Тогда соответствующая скорость реакций захвата эпитепловых нейтронов описывается следующим образом:

$$\psi = I_a \Phi_{epi}, \quad (11)$$

где Φ_{epi} – интегральная плотность потока эпитепловых нейтронов.

2. РАСЧЁТ НЕРАВНОВЕСНЫХ ПРОЦЕССОВ

2.1. ДИНАМИКА СПЕКТРА β -ЧАСТИЦ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ ^{235}U И ^{239}Pu

Для проверки результатов эксперимента по измерению отношения кумулятивных спектров β -частиц изотопов ^{235}U и ^{239}Pu на установке «БЕТА» в НИЦ «Курчатовский Институт» [23] необходимо провести моделирование динамики ожидаемого спектра. В эксперименте производится облучение образцов изотопов в потоке нейтронов на горизонтальном экспериментальном канале (далее – ГЭК) реактора ИР-8. В результате облучения в образцах накапливаются продукты деления, скорость наработки которых зависит от спектральной плотности потока делящих нейтронов. Таким образом, для моделирования динамики ожидаемого на эксперименте спектра β -частиц, необходимо определить спектральные характеристики пучка нейтронов.

2.1.1 Описание эксперимента по определению спектральной плотности потока нейтронов

Экспериментальное определение спектральных характеристик нейтронных полей эффективно реализуется посредством нейтронно-активационного анализа с применением набора детекторов-индикаторов, чувствительных в различных энергетических диапазонах. Основная проблема такого подхода заключается в необходимости учёта поправок на самоэкранирование нейтронного поля в материале и отклонение спектра нейтронов от известных теоретических распределений в силу геометрических особенностей ГЭК, как показано, например, в работах [30—32]. Для учёта данных поправок и восстановления спектральных характеристик нейтронного пучка можно

использовать моделирование методом Монте-Карло в составе пакета программного обеспечения "Serpent", используемого в разрабатываемой модели.

Для определения спектральных характеристик потока нейтронов на ГЭК-11 реактора ИР-8 в НИЦ «Курчатовский Институт» на пути пучка располагалась стопка относительно толстых индикаторов, следующих друг за другом. Подобное расположение позволяет облучать все индикаторы в одинаковых условиях, что исключает влияние эффектов, связанных со скачками мощности реактора и пространственной неоднородностью пучка. Образцы из стандартизированного набора фольг с известными нейтронно-физическими характеристиками (таблица 1) подвергались облучению в потоке нейтронов, что приводило к реакциям захвата нейтронов ядрами мишени и накоплению активности в материале.

Изотоп	Сечение активации тепловыми нейтронами (25,3 мэВ) σ_{a0}	Фактор Весткота при комнатной температуре g	Положение первого резонанса	Резонансный интеграл активации I_a
^{115}In	(160 ± 2) барн (по ^{116}In)	1,023	$\sim 1,5$ эВ	(2600 ± 80) барн (по ^{116}In)
^{197}Au	$(98,65 \pm 0,09)$ барн	1,0086	~ 5 эВ	(1550 ± 30) барн
^{186}W	$(38,1 \pm 0,5)$ барн	1,005	~ 20 эВ	(480 ± 15) барн
^{55}Mn	$(13,36 \pm 0,05)$ барн	1,004	~ 300 эВ	$(13,3 \pm 0,5)$ барн

Таблица 1 — Нейтронно-физические характеристики используемых изотопов

Накопление и последующий спад наведенной активности $A(t)$ в данных образцах описываются следующим дифференциальным уравнением:

$$\begin{aligned} \frac{dA_i}{dt} &= -\lambda_i A_i(t) + \lambda_i \int dV \int \frac{d\Phi_n}{dE}(E, \vec{r}) \sigma_a^i(E) n_i(\vec{r}) dE, & 0 < t < t_{irr} \\ \frac{dA_i}{dt} &= -\lambda_i A_i(t), & t_{irr} < t, \end{aligned} \quad (12)$$

где $n_i(\vec{r})$ – концентрация ядер мишени [$\frac{1}{\text{см}^3}$], $\sigma_a^i(E)$ – сечение активации [барн], t_{irr} – длительность облучения [с], λ_i – постоянная распада дочернего изотопа [$\frac{1}{\text{с}}$], индекс i пробегает номера образцов.

Решение уравнения (1) имеет вид:

$$A_i(t) = \begin{cases} \langle \Phi \sigma n \rangle \cdot (1 - e^{-\lambda_i t}), & 0 < t < t_{irr} \\ \langle \Phi \sigma n \rangle \cdot (1 - e^{-\lambda_i t_{irr}}) \cdot e^{t_{irr} - t}, & t_{irr} < t, \end{cases} \quad (13)$$

Образованные в результате реакции захвата нейтронов дочерние изотопы испускают γ -кванты с характерной энергией. Спад наведённой в образце активности определялся путём детектирования испускаемых γ -квантов. Регистрация γ -квантов осуществлялась при помощи калиброванного спектрометра на базе германиевого детектора. Число детектируемых событий в пике полного поглощения в единицу времени (скорость счёта детектора) связана с наведённой в образце активностью следующим соотношением:

$$R(t) = \epsilon I_\gamma A(t), \quad (14)$$

где ϵ – эффективность регистрации детектора в области энергий детектируемых γ -квантов, I_γ – интенсивность испускаемых образцом γ -квантов рассматриваемого перехода. Реконструированные кривые спада активностей образцов приведены на рисунке 2.

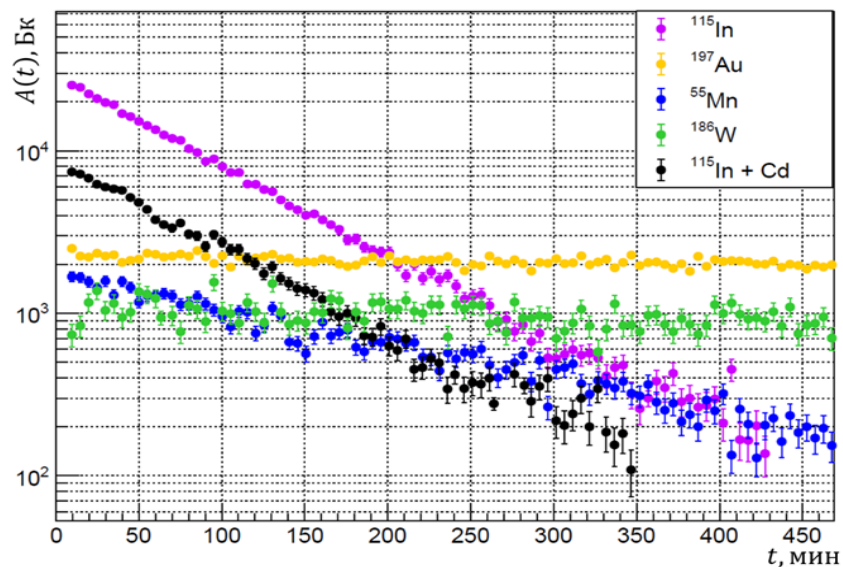


Рисунок 2 — Кривые спада активностей облученных индикаторов.

Эксперимент проводился в три этапа. На первом этапе проводилась оценка отношения плотностей потоков эпитепловых и тепловых нейтронов методом активации тонких (≈ 8 мкм) фольг образца ^{197}Au . Облучение проводилось как под защитой кадмиевого чехла толщиной 0.5 мм (для экранирования теплового потока), так и без него. На втором этапе одновременно активировалась стопка толстых фольг, последовательно содержащая образцы Mn–Cu (≈ 51 мкм), ^{197}Au (≈ 51 мкм), ^{115}In (≈ 127 мкм), ^{186}W (≈ 127 мкм). На третьем этапе проводилась активация образцов ^{115}In в кадмиевом чехле (0.5 мм) и без него.

Обобщённая информация о всех этапах эксперимента представлена в таблице 2.

Мишень	Длительность облучения t_{int}	Время выдержки t_{exp}	Активность на момент конца облучения
Au	1331 мин	7.3 мин	(0.47 ± 0.05) кБк
Au в кадмиевом чехле 0.5 мм	2722 мин	7.1 мин	(0.30 ± 0.05) кБк
Стопка фольг	1412 мин	4.7 мин	(1.6 ± 0.1) кБк (Mn)
			(2.2 ± 0.1) кБк (Au)
			(28.8 ± 0.8) кБк (In)
			(1.1 ± 0.2) кБк (W)
In	146.8 мин	3.8 мин	(53.4 ± 0.1) кБк
In в кадмиевом чехле 0.5 мм	70.8 мин	4.4 мин	(8.0 ± 0.1) кБк

Таблица 2 — Сводная информация об этапах измерений

2.1.2 Моделирование эксперимента и определение параметров нейтронного пучка

Моделирование эксперимента проводилось в рамках следующих феноменологических допущений: вместо полноценного моделирования геометрии активной зоны реактора ИР-8 и транспортировки нейтронов по ГЭК, нейтроны в модели генерировались с заданным энергетическим распределением. Распределение нейтронов по энергии на экспериментальном канале реактора представляет из себя сумму распределения Максвелла в тепловой области и модернизированного распределения Ферми в эпитепловой [28]:

$$\frac{d\Phi_n}{dE} = \Phi_{th} \left(\frac{E}{(kT_n)^2} e^{-\frac{E}{kT_n}} + CR \cdot \frac{\Delta(\frac{E}{kT_n})}{E^{1+\alpha}} \right). \quad (15)$$

Здесь CR — вклад эпитепловых нейтронов в общий поток, k — постоянная Больцмана [$\frac{1}{эВ \cdot К}$], T_n — температура нейтронного газа [К], $\Delta(\frac{E}{kT_n})$ — функция переходной области, отвечающая за сшивку двух распределений. Параметр α описывает отклонение спектральной плотности потока нейтронов в эпитепловой области от распределения Ферми. Данный параметр позволяет

варьировать наклон спектра в эпитепловой области, тем самым определяя долю высокоэнергетических нейтронов. Подобная деформация спектра преимущественно обусловлена эффектами замедления, поглощения и утечки нейтронов при транспортировке в сложной геометрии. В настоящей работе вклад быстрых нейтронов считается несущественным.

Для определения нейтронных характеристик пучка было проведено моделирование эксперимента с помощью программного обеспечения "Serpent". В модели генерировались нейтроны внутри источника, энергия которых распределена в соответствии с выражением (15). Для сгенерированных нейтронов в программе решалось уравнение переноса и определялись полученные в образцах мишеней активности исследуемых изотопов. Зависимость активностей образцов от параметров спектральной плотности потока нейтронов Φ_{th} , T_n , α и CR представлялась следующим образом:

$$A_i^{(model)} = \Phi_{th}(\gamma_i(T_n) + CR \cdot \beta_i(\alpha)), \quad (16)$$

здесь функции $\gamma_i(T_n)$ и $\beta_i(\alpha)$ – определяют зависимость активности образцов от их нейтронно-физических характеристик и геометрии эксперимента. Данные функции были определены численно с помощью метода Монте-Карло.

Искомые параметры нейтронного потока определялись методом минимизации функции χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{A_i^{(exp)} - A_i^{(model)}}{\delta_i} \right)^2 + \left(\frac{T_n - 317}{15} \right)^2, \quad (17)$$

с учетом ожидаемой температуры нейтронного газа $T_n = (317 \pm 15) K$, оцененной по показаниям температуры замедлителя на пульте ИР-8. При этом допускалось, что в каждой из трёх серий измерений величина абсолютной нормализации потока Φ_{th} является индивидуальной, тогда как остальные

параметры являются общими для всех серий. Полученные оптимальные значения параметров модели:

$$CR = 0,168 \pm 0,014;$$

$$\alpha = 0,54 \pm 0,03.$$

Сопоставление смоделированных активностей образцов представлено в таблице 3. Итоговая форма реконструированной спектральной плотности потока нейтронов на ГЭК-11 ИР-8 представлена на рисунке 3

Тепловой поток, $\frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$	Мишень	$A_i^{(\text{model})}$, Бк	$\frac{A_i^{\text{model}} - A_i}{\sigma_i}$
$\Phi_{th} = 1,5 \cdot 10^6$	Au	482	0,2
	Au в кадмии	280	-0,4
$\Phi_{th} = 2,5 \cdot 10^5$	Mn	1630	0,3
	Au	2500	3,0
	In	28330	-0,6
	W	1280	0,9
$\Phi_{th} = 4,6 \cdot 10^5$	In	53280	-1,2
	In в кадмии	8700	2,0

Таблица 3 — Сопоставление модельных активностей с экспериментальными

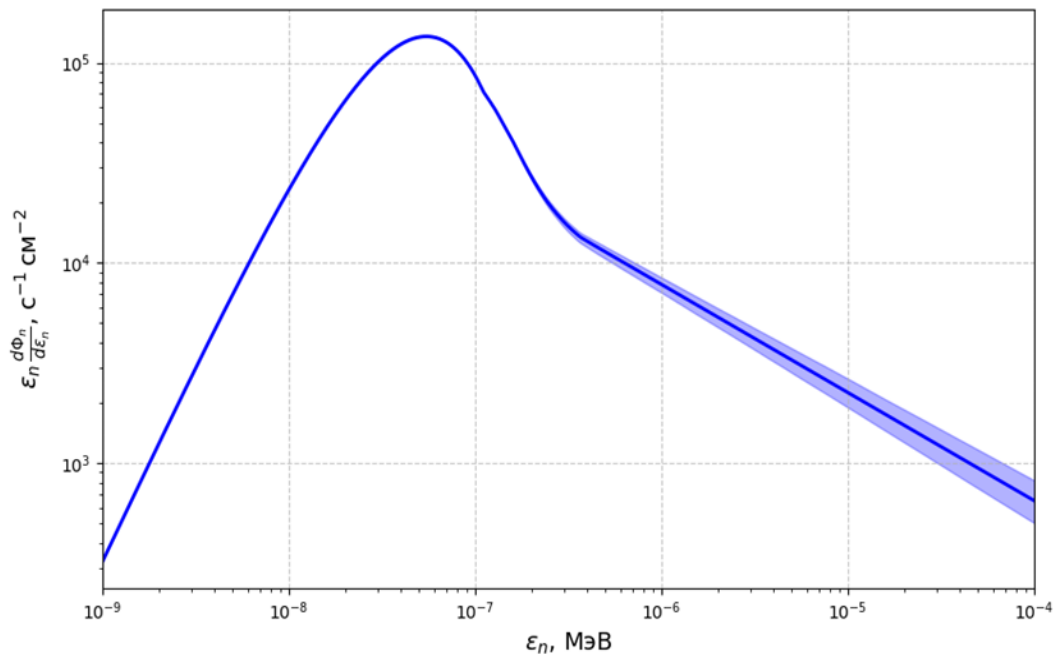


Рисунок 3 — Реконструированная спектральная плотность потока нейтронов.

2.1.3 Результаты расчёта динамики ожидаемого спектра β -частиц на установке «БЕТА»

Экспериментальная установка представляет из себя диск из дюралюминия диаметром 60 сантиметров. Вдоль обода диска располагаются мишени урана и плутония в виде прямоугольных фольг размером 20×30 мм и толщиной $\approx 40 \frac{\text{мг}}{\text{см}^2}$. Мишени каждого изотопа занимают треть длины окружности диска. На оставшейся трети располагаются оболочки мишеней с целью определения фона. С одной стороны от центра диска находится вывод пучка нейтронов ГЭЖ. Диаметрально располагается β -спектрометр, осуществляющий измерение β -спектров продуктов деления ^{235}U и ^{239}Pu , а также спектра фона. Диск приводится во вращение со скоростью 10 об/сек. Предварительно перед началом набора данных производится облучение исследуемых образцов в течение некоторого времени. Схема экспериментальной установки приведена на рисунке 4.

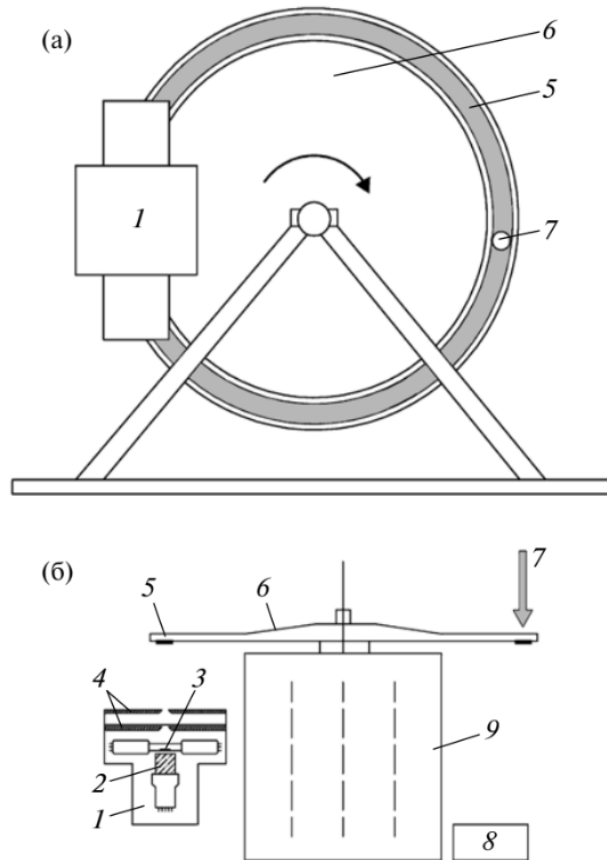
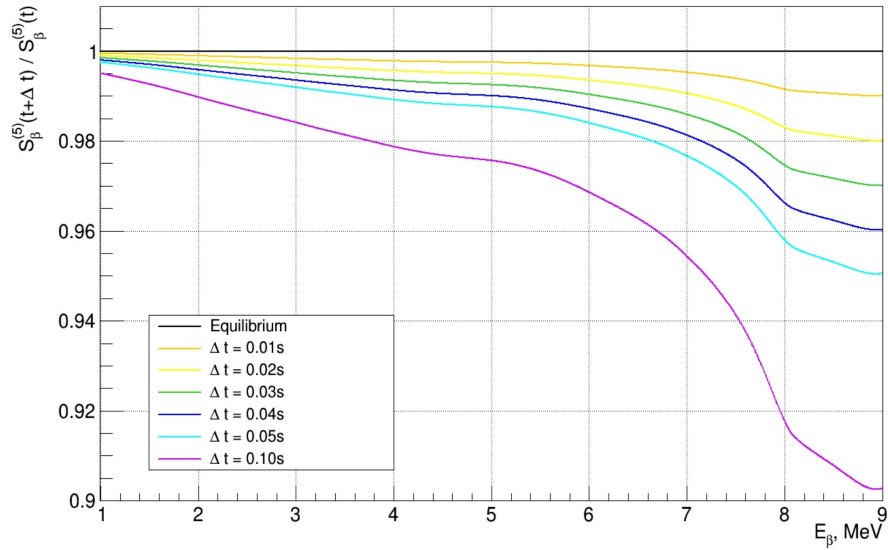


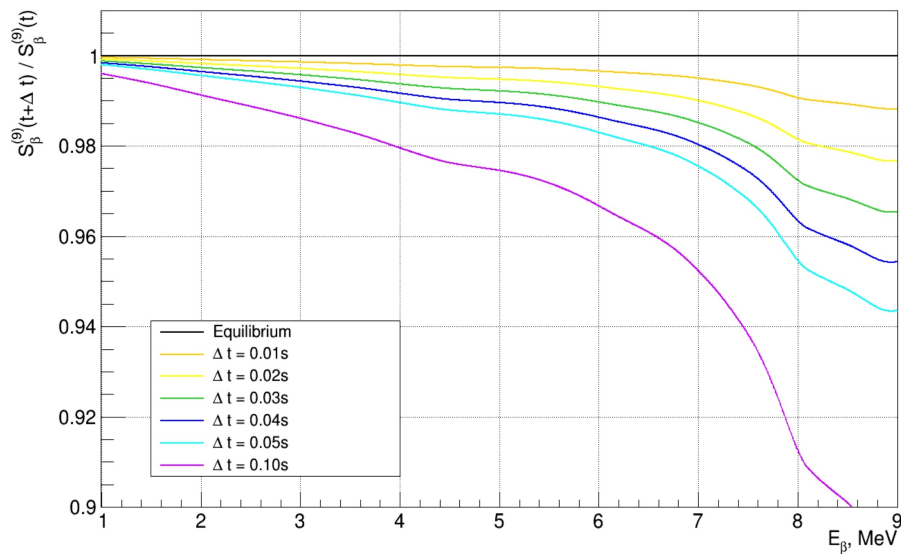
Рисунок 4 — Эскиз экспериментальной установки: **а** — вид сзади, **б** — вид сверху. 1 — β -спектрометр; 2 — основной E -детектор; 3 — пролётный ΔE -детектор; 4 — диафрагмы; 5 — мишени; 6 — вращающийся диск-держатель мишеней; 7 — пучок нейтронов; 8 — поглотитель нейтронов; 9 — комбинированная пассивная защита [23].

Поскольку высокоэнергетическая часть спектра определяется короткоживущими продуктами деления, для верной интерпретации результатов экспериментов необходимо иметь представления о динамике спада ожидаемых спектров за время оборота диска при их предварительном облучении в стационарном потоке нейтронов. Из скорости вращения диска следует, что облученный образец достигнет спектрометра за время $t = 0.05$ сек. В рамках разработанной модели был проведён расчёт спада спектров продуктов деления

^{235}U и ^{239}Pu при облучении образцов потоком нейтронов реконструированной спектральной плотности. На рисунках 5 продемонстрирована динамика спада кумулятивных спектров β -частиц соответствующих изотопов при их предварительном облучении.



(а) Изотоп ^{235}U



(б) Изотоп ^{239}Pu

Рисунок 5 — Отношение неравновесного спектра β -частиц продуктов деления изотопов после выдержки $S_{\beta}(t + \Delta t)$ к спектру образца после облучения $S_{\beta}(t)$. Спектр образца представляет собой спектр продуктов деления при облучении изотопов в стационарном потоке нейтронов в течение времени $t = 3600$ сек. Δt — время выдержки.

Как видно из графиков, отклонение спектра за время оборота диска достигает порядка нескольких процентов, что необходимо учитывать при анализе результатов и сопоставлении с теоретическими моделями. Как было отмечено, на эксперименте определяются не спектры β -частиц отдельных изотопов, а отношение спектров продуктов деления урана и плутония. Для оценки неравновесных поправок, связанных с распадом короткоживущих изотопов была построена динамика отношения кумулятивных спектров ^{235}U и ^{239}Pu :

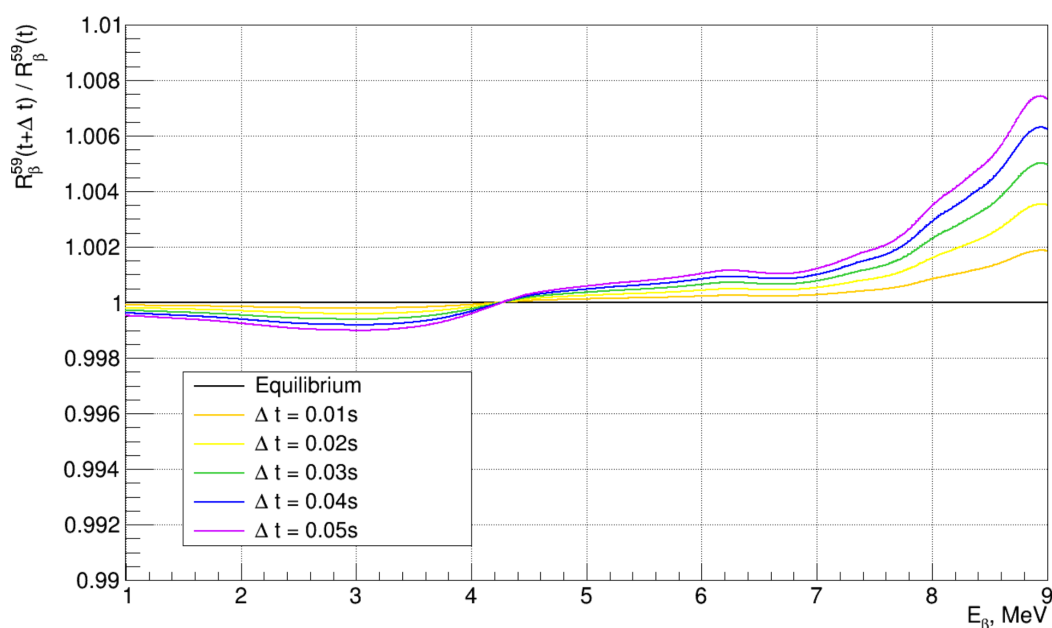


Рисунок 6 — Зависимость отношения спектров β -частиц продуктов деления ^{235}U и ^{239}Pu от времени выдержки образцов изотопов после облучения. В качестве единицы принято отношение спектров ^{235}U к ^{239}Pu на момент конца облучения. Время облучения $t = 3600$ сек, Δt — время выдержки.

Из рисунка 6 видно, что отношение спектров является более устойчивой к динамике величиной, чем сами β -спектры изотопов. Максимальное значение неравновесной поправки, обусловленной спадом активностей, составляет менее

1%. Таким образом было выявлено, что систематическое отклонение отношения измеряемых спектров от равновесных, обусловленное неравновесными процессами, составляет менее 1% при предварительном облучении образцов в постоянном потоке нейтронов.

2.2. РАСЧЁТ ДИНАМИКИ ОЖИДАЕМОГО СПЕКТРА РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО

Для использования нейтринной спектроскопии с целью мониторинга несанкционированных режимов работы ядерного реактора необходимо иметь представление о динамике ожидаемого спектра $\bar{\nu}_e$. Как уже было отмечено, состав ядерного топлива в реакторе претерпевает постоянные изменения. Также необходимо учитывать, что в зависимости от выгорания топлива, конфигурация нейтронного поля, как и поля энерговыделения в активной зоне, также меняются в течение кампании, как, например, показано в работах [33; 34]. Все эти факторы сказываются на активностях продуктов деления, выводя их из векового равновесия. Поэтому для расчёта динамики спектра реакторных $\bar{\nu}_e$ необходимо провести моделирование процессов, протекающих в активной зоне и определить динамику концентраций делящихся изотопов топлива.

Одним из наиболее распространённых типов реакторов является ВВЭР – это корпусный ядерный реактор на тепловых нейтронах, в качестве теплоносителя, замедлителя и отражателя нейтронов в котором выступает очищенная вода с примесью борной кислоты. Борная кислота играет роль поглотителя нейтронов, контролируя реактивность системы и тем самым обеспечивая безопасный режим работы установки. Существует множество различных конструкций тепловыделяющих сборок (ТВС). Все они отличаются геометрическим расположением ТВЭЛ с разным обогащением топлива по ^{235}U . Также, для контроля реактивности активной зоны, в составе некоторых ТВС используются ТВЭЛ с выгорающим поглотителем (ТВЭГ), в качестве которого выступают таблетки топлива UO_2 с примесью оксида гадолиния Gd_2O_3 .

2.2.1 Верификация используемой в модели программы расчёта концентраций изотопов

Экспериментальное определение концентраций изотопов в отработавшем топливе проводится методами разрушающего контроля. Для этого отбираются топливные стержни, достигшие определённой глубины выгорания. Поскольку выгорание топлива, а соответственно и концентрация продуктов деления, распределены по длине ТВЭЛ неравномерно, производится набор нескольких образцов топлива на разной высоте элемента. После чего с помощью ионообменной хроматографии разделяют изотопы урана и плутония от продуктов деления и определяют их концентрацию посредством спектрометрического анализа. Данная работа была проделана в НИЦ "Курчатовский Институт" для предоставленных образцов ТВЭЛ, извлечённых из ТВС реакторов ВВЭР-1000 Калининской и Балаковской АЭС. Результаты экспериментального определения концентраций основных делящихся изотопов приведены в отчёте [35]. Измерения концентраций проводились для трёх ТВС из энергоблоков с различными историями облучения. Для каждой ТВС выбирался контрольный тепловыделяющий элемент и проводился набор двух образцов выгоревшего топлива с различной глубиной выгорания.

С целью верификации используемой в разработанной модели программы расчёта концентраций изотопов было проведено детальное моделирование работы соответствующих ТВС реакторов в двумерном приближении. При моделировании учитывалась динамика концентрации борной кислоты в замедлителе на разной высоте ТВЭЛ, а также изменение конфигурации ТВС (извлечение выгорающего поглотителя) в зависимости от цикла реакторной кампании в соответствии с приведённой в отчёте [35] историей облучения. Пример заложенной в модель геометрии тепловыделяющей сборки одного из

энергоблоков представлен на рисунке 7.

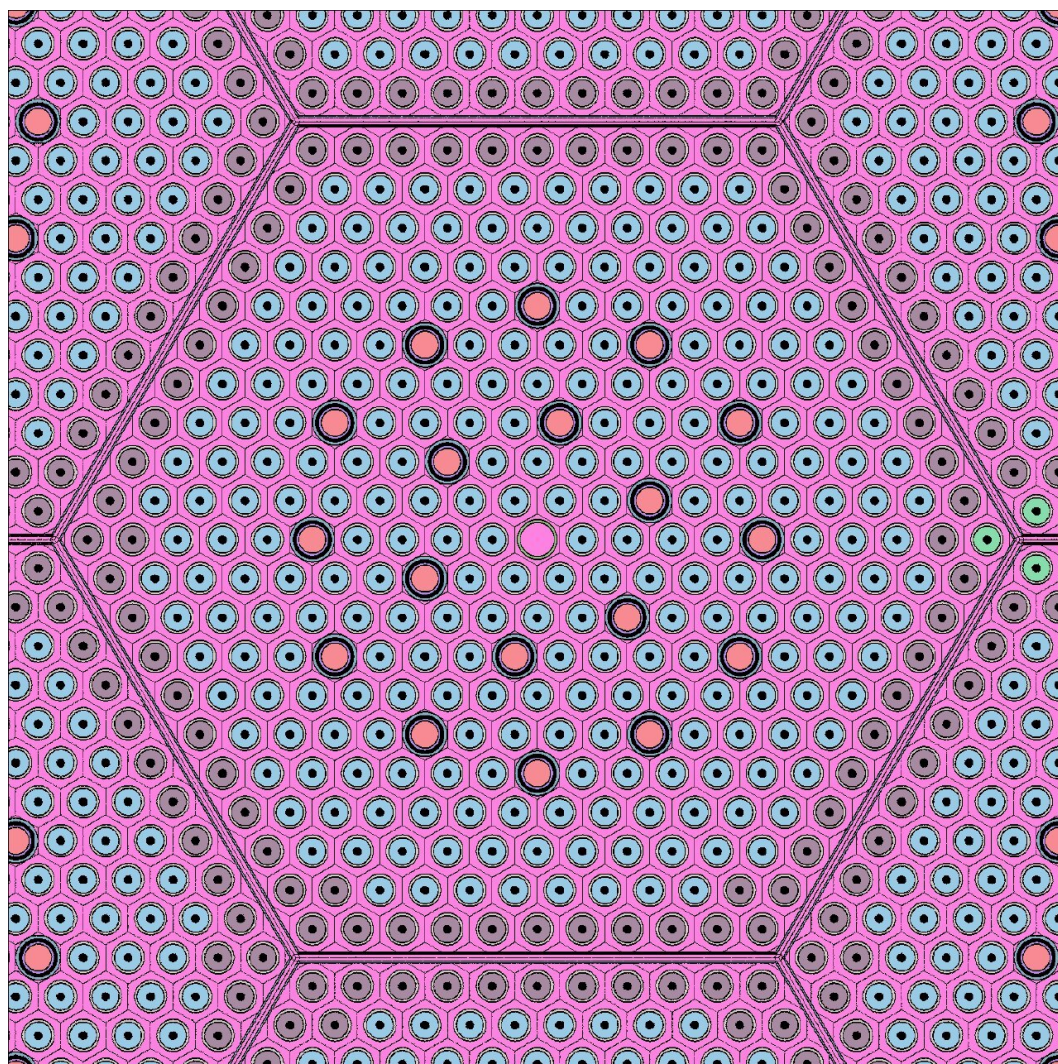


Рисунок 7 — Геометрия заложенной в расчёт модели ТВС.

Полученные результаты были сопоставлены с приведёнными экспериментальными данными (таблица 4).

Изотоп	Результат моделирования	Эксперимент
^{235}U	$(2.63 \pm 0.06) \times 10^{-4}$	$(2.63 \pm 0.04) \times 10^{-4}$
^{238}U	$(2.26 \pm 0.02) \times 10^{-2}$	$(2.27 \pm 0.03) \times 10^{-2}$
^{239}Pu	$(1.6 \pm 0.1) \times 10^{-4}$	$(1.48 \pm 0.04) \times 10^{-4}$
^{241}Pu	$(4.4 \pm 0.3) \times 10^{-5}$	$(4.1 \pm 0.2) \times 10^{-5}$

Образец 15 (Балаково-2), $\nu_{\text{выг}} = (45.1 \pm 0.7) \frac{\text{МВт} \times \text{дн}}{\text{кг}}$

Изотоп	Результат моделирования	Эксперимент
^{235}U	$(2.46 \pm 0.06) \times 10^{-4}$	$(2.54 \pm 0.04) \times 10^{-4}$
^{238}U	$(2.25 \pm 0.02) \times 10^{-2}$	$(2.26 \pm 0.03) \times 10^{-2}$
^{239}Pu	$(1.57 \pm 0.09) \times 10^{-4}$	$(1.49 \pm 0.04) \times 10^{-4}$
^{241}Pu	$(4.4 \pm 0.2) \times 10^{-5}$	$(4.24 \pm 0.09) \times 10^{-5}$

Образец 6 (Балаково-2), $\nu_{\text{выг}} = (46.7 \pm 0.7) \frac{\text{МВт} \times \text{дн}}{\text{кг}}$

Изотоп	Результат моделирования	Эксперимент
^{235}U	$(2.4 \pm 0.1) \times 10^{-4}$	$(2.52 \pm 0.04) \times 10^{-4}$
^{238}U	$(2.26 \pm 0.02) \times 10^{-2}$	$(2.26 \pm 0.03) \times 10^{-2}$
^{239}Pu	$(1.50 \pm 0.03) \times 10^{-4}$	$(1.52 \pm 0.04) \times 10^{-4}$
^{241}Pu	$(4.2 \pm 0.1) \times 10^{-5}$	$(4.25 \pm 0.09) \times 10^{-5}$

Образец 912 (Балаково-3), $\nu_{\text{выг}} = (46.2 \pm 0.7) \frac{\text{МВт} \times \text{дн}}{\text{кг}}$

Таблица 4 — Сопоставление атомарных плотностей изотопов в контрольном образце $[\frac{1}{\text{барн} \times \text{см}}]$ полученных в результате моделирования соответствующей ТВС с приведёнными экспериментальными данными.

Полученные данные хорошо согласуются с экспериментом в приближении двумерной геометрии. Также необходимо учитывать, что при расчёте в двумерной геометрии не учитывается изменение аксиальной составляющей нейтронного поля, поскольку в предоставленных данных не приведены значения высот, на которых брались исследуемые образцы. Этот факт вносит дополнительную неопределённость в расчёт. Как следствие, результаты расчёта используемого программного обеспечения можно считать корректными и использовать при определении динамики спектров реакторных $\bar{\nu}_e$.

2.2.2 Расчёт динамики концентраций делящихся изотопов в рамках используемой модели

Для расчёта динамики концентраций делящихся изотопов топлива было проведено моделирование ТВС реактора ВВЭР-1000 модели С49З4, ТВЭЛ которой содержит таблетки топлива UO_2 с обогащением по ^{235}U равным 4.85%, ТВЭГ с обогащением равным 2.66% и концентрацией Gd_2O_3 равной 6%. В модели также учитывались каналы для отвода газообразных продуктов деления и граничные условия отражения, симулирующие находящиеся рядом соседние ТВС. Поперечное сечение смоделированной сборки представлено на рисунке 8.

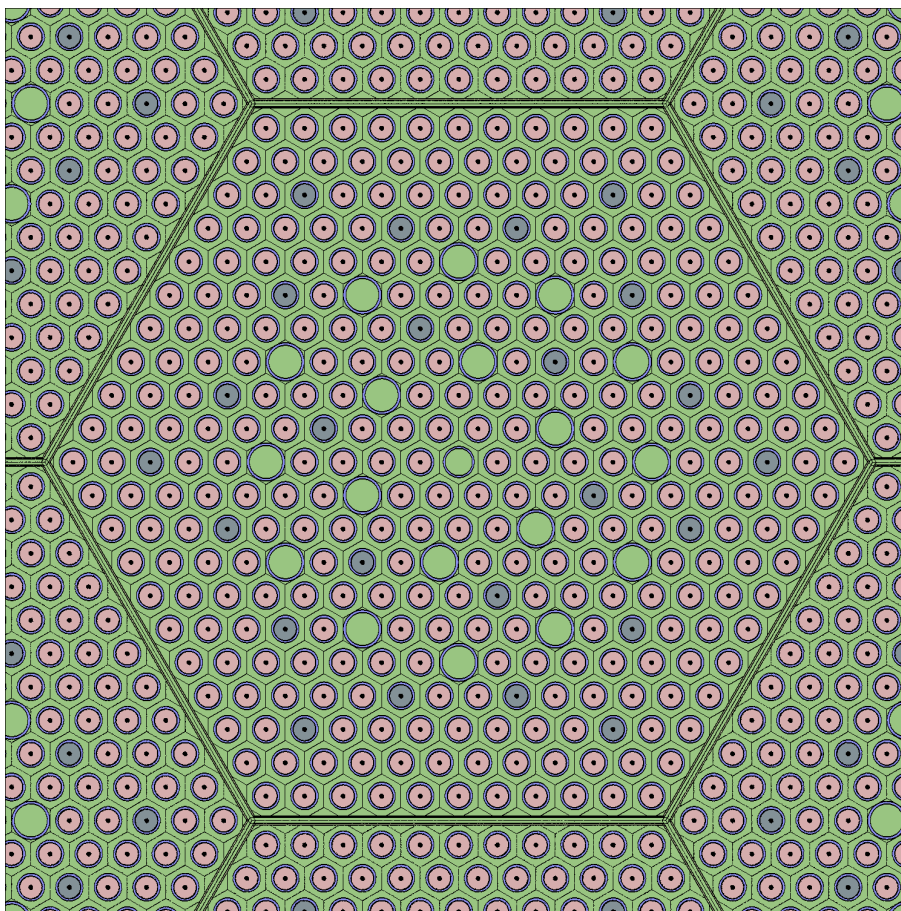


Рисунок 8 — Поперечное сечение моделируемой ТВС.

В результате моделирования были получены искомые концентрации

делящихся изотопов, динамика которых представлена на рисунках 9 и 10.

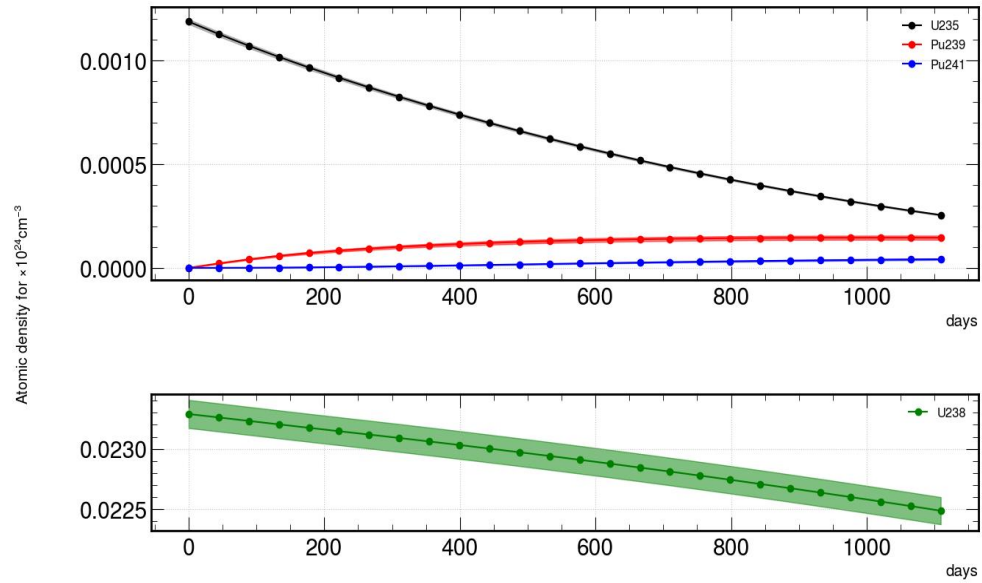


Рисунок 9 — (а) Зависимость концентраций делящихся изотопов от времени.

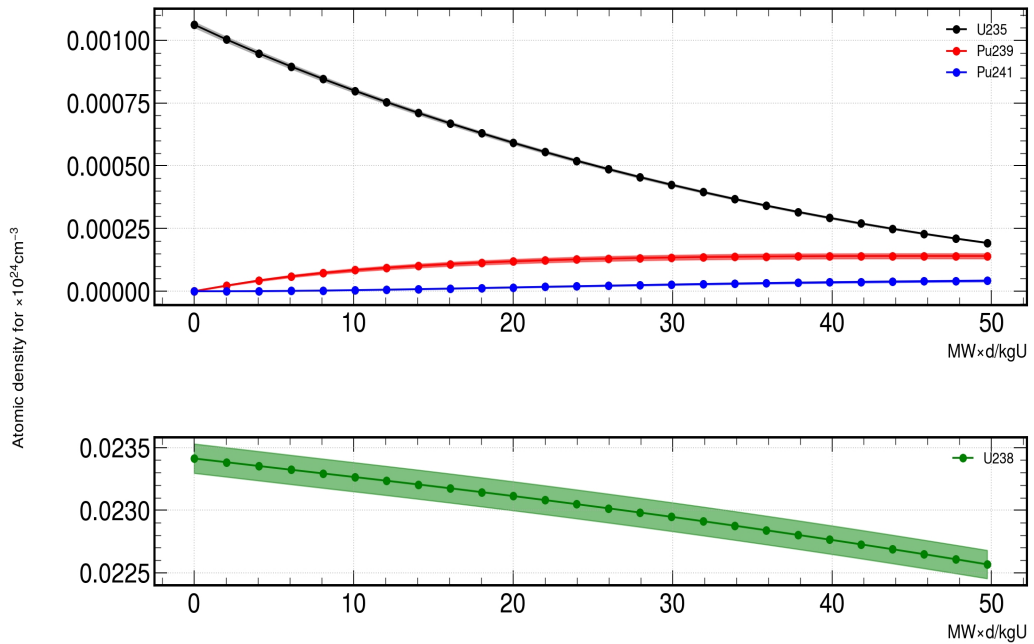


Рисунок 10 — (б) Зависимость концентраций делящихся изотопов от глубины выгорания топлива.

Результаты, приведённые на рисунке 10, хорошо согласуются с результатами расчёта динамики концентраций в работах [36; 37], выполненных для ТВС реактора типа PWR. Отличия заключаются лишь в нормировках, поскольку реактор PWR отличается от рассматриваемого в данной работе ВВЭР конструкцией ТВС и обогащением топлива. Аналогичные расчёты для конструкций ТВС ВВЭР-1000 с предоставлением подробного описания моделируемой сборки для сравнения не приведены в открытых источниках.

2.2.3 Результаты расчёта динамики ожидаемого спектра антинейтрино от реактора ВВЭР-1000

На основе полученных данных о зависимости концентраций делящихся изотопов от времени была определена соответствующая зависимость активностей продуктов деления. В соответствии с формулой (2) в рамках разработанной модели был выполнен расчёт динамики спектра антинейтрино, испускаемых смесью продуктов деления топлива в приближении одной ТВС. Проведено моделирование динамики ожидаемого спектра для двух режимов работы. Ниже приведены результаты расчётов: рост спектра после пуска реактора при его стабильной работе (11), а также спад спектра после остановки реактора (12).

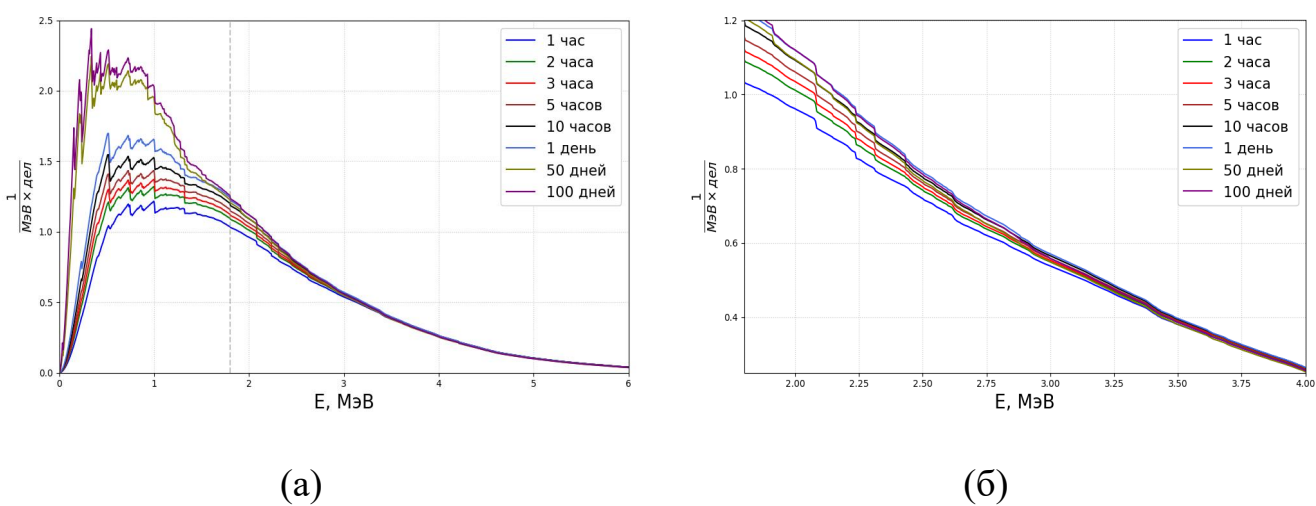
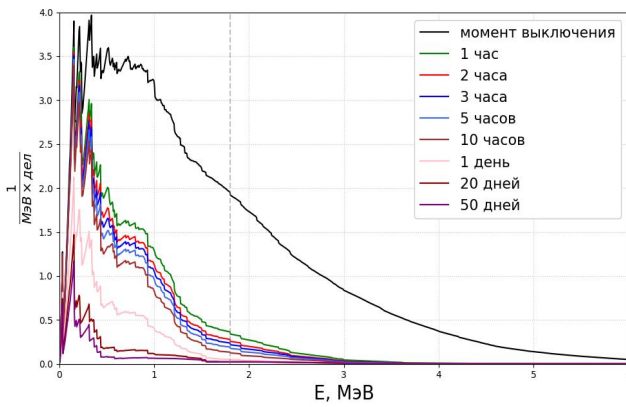
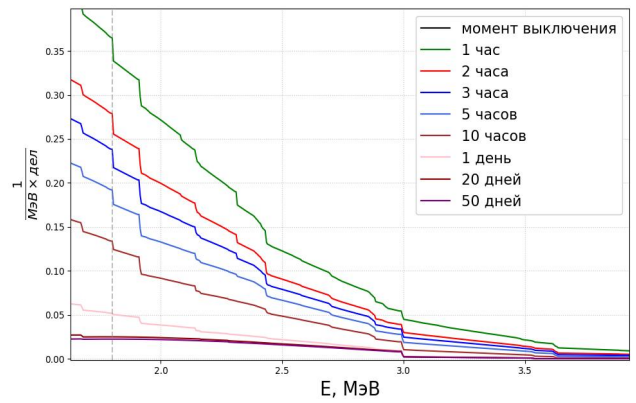


Рисунок 11 — Динамика спектра реакторных $\bar{\nu}_e$ после пуска реактора: **а** — общий вид; **б** — динамика спектра в области энергий $E \in [1.8; 4]$ МэВ. Вертикальная серая линия — порог реакции ОБР $E_\nu = 1.806$ МэВ.



(a)



(б)

Рисунок 12 — Динамика спектра реакторных $\bar{\nu}_e$ после пуска реактора: **а** — общий вид; **б** — динамика спектра в области энергий $E \in [1.8; 4]$ МэВ. Вертикальная серая линия — порог реакции ОБР $E_\nu = 1.806$ МэВ.

Можно отметить, что уже через день после остановки реактора спектр в области энергий $E_\nu > 2$ МэВ практически равен нулю. Это объясняется тем, что высокоэнергетические $\bar{\nu}_e$ образуются в результате распада короткоживущих продуктов деления. Таким образом, для использования нейтринных методов спектроскопии с целью мониторинга режимов работы АЭС наиболее информативной является жёсткая область спектра $\bar{\nu}_e$.

3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЁТА МОДЕЛИ

3.1. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЁТА ОТНОШЕНИЯ СПЕКТРОВ β -ЧАСТИЦ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Кумулятивные спектры $\bar{\nu}_e$ делящихся изотопов определяют методом конверсии соответствующих β -спектров. С целью уточнения имеющихся спектров β -частиц ^{235}U и ^{239}Pu , в НИЦ «Курчатовский Институт» были проведены эксперименты по измерению отношения спектров данных изотопов [38]. Также, метрологическим стандартом при нахождении спектров $\bar{\nu}_e$ делящихся изотопов в нейтринной спектроскопии являются результаты измерений спектров β -частиц коллаборацией ILL (институт Лауэ–Ланжевена) [19; 20; 39]. С целью проверки результатов расчёта спектров β -частиц в рамках разработанной модели было проведено сопоставление полученного отношения спектров изотопов ^{235}U и ^{239}Pu с экспериментальными результатами из приведённых работ, а также с расчётами современных теоретических моделей (BESTIOLE [40]):

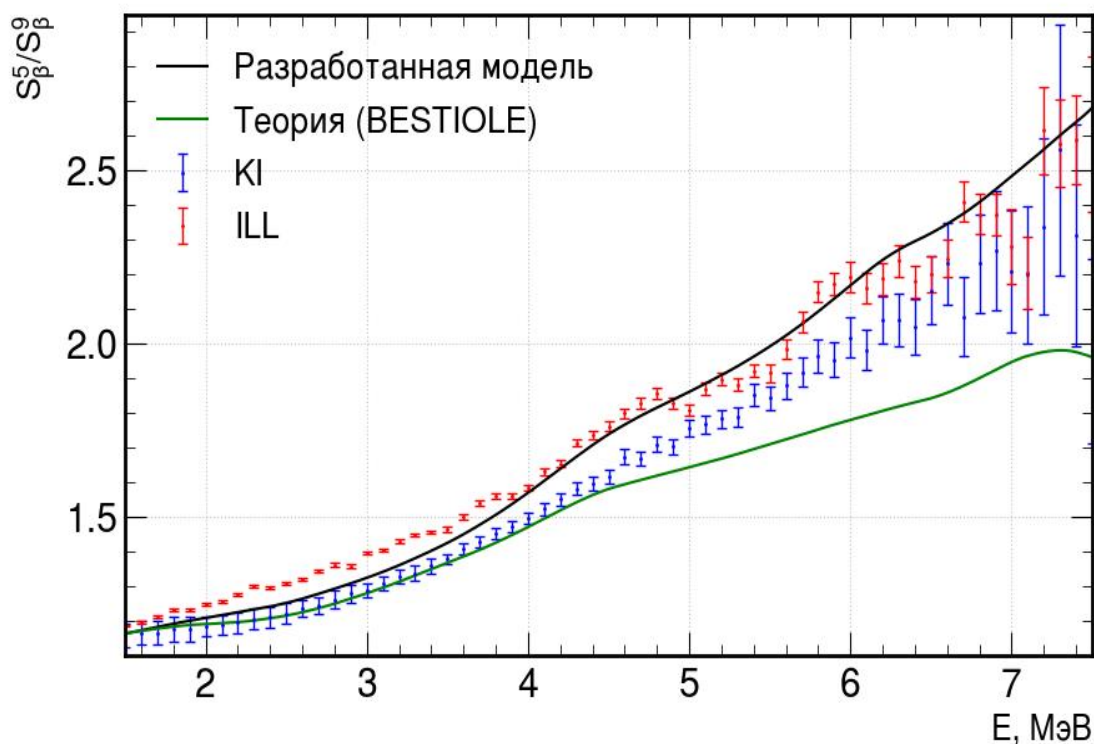


Рисунок 13 — Отношение кумулятивных спектров β -частиц продуктов деления изотопов ^{235}U и ^{239}Pu измеренных группой ILL (институт Лауэ-Ланжевена) – красные точки, группой КИ (Курчатовский институт) – синие точки, BESTIOLE – зелёная линия, результаты расчёта отношения в рамках разработанной модели – черная линия.

Как видно из графиков, представленных на рисунке 13, результаты расчёта модели хорошо согласуются с данными группы КИ в области низких энергий, и с данными группы ILL в области $E > 4$ МэВ. Наблюдающееся расхождение результатов расчёта с данными КИ в высокоэнергетической области может быть объяснено тем, что при проведении эксперимента на станции «БЕТА» не успевает накопиться достаточное количество короткоживущих изотопов, поскольку образцы предварительно облучаются в импульсном режиме (диск с образцами вращается во время облучения). По этой причине большая

часть данных изотопов распадается за время транспортировки образца к спектрометру. Как следствие, детектируемый кумулятивный спектр в области $E > 4$ МэВ может быть занижен относительно ожидаемого.

3.2. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЁТА ДИНАМИКИ СПЕКТРОВ РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО

3.2.1 Анализ результатов расчёта неравновесных поправок к спектрам реакторных антинейтрино

В настоящей работе была получена динамика роста спектра реакторных $\bar{\nu}_e$, в котором учтены распады более 800 образующихся продуктов деления (рисунок 11). В силу особенностей расчёта динамики активностей продуктов деления методом Монте-Карло, при вычислении динамики результирующего спектра по формуле (2) поправки, связанные с накоплением долгоживущих продуктов деления и захватом нейтронов, учитываются автоматически. Таким образом, были получены поправки к спектру реакторных $\bar{\nu}_e$, определённого на момент конца первых суток работы реактора.

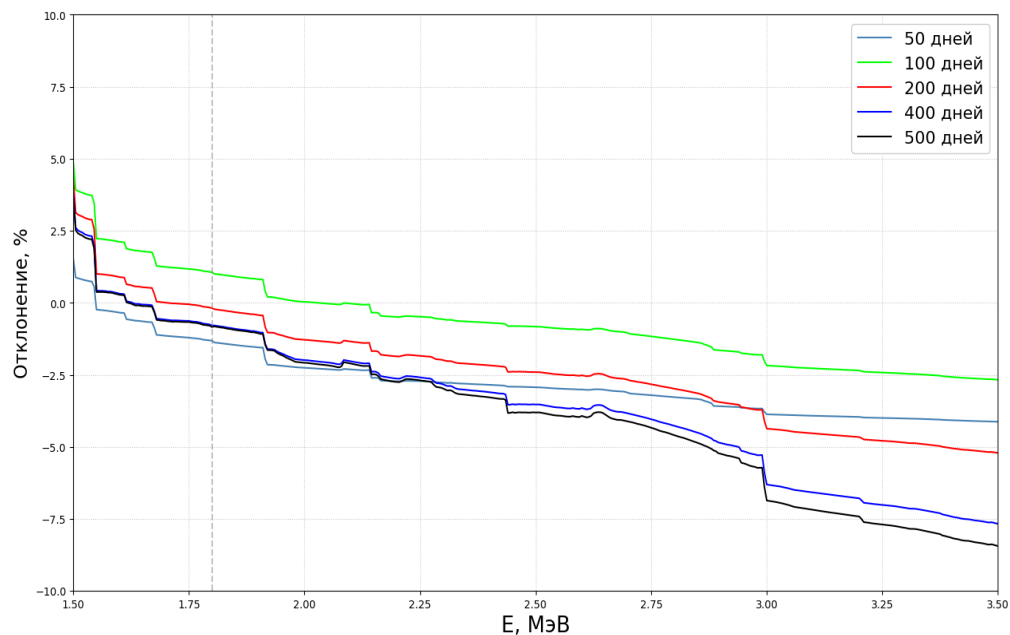


Рисунок 14 — Динамика поправок к спектру реакторных антинейтрино, определённого на конец первых суток работы реактора. Поправки к спектру на первые сутки $S_\nu(t = 1 \text{ сут})$ определялись как: $\delta = \frac{S_\nu(t) - S_\nu(t=1 \text{ сут})}{S_\nu(t=1 \text{ сут})}$ Кривые описывают отклонение спектров, определённых в соответствующие временные точки, от спектра на момент конца первого дня реакторной кампании.

Поведение кривых на рисунке 14 обусловлено изменением долей деления основных изотопов, динамика которых приведена на рисунке 9. Из-за разности в выходах продуктов деления, при накоплении изотопов ^{239}Pu и ^{241}Pu форма спектра претерпевает заметные изменения, что, например, наблюдается при сравнении формы поправок для 50 и 100 дней работы реактора.

Также были определены неравновесные поправки к кумулятивным спектрам реакторных $\bar{\nu}_e$ в области энергий до 8 МэВ. Основной вклад в динамику формы спектра вносят следующие два фактора: изменение топливного состава вследствие выгорания ^{235}U и накопления ^{239}Pu и ^{241}Pu ; накопление долгоживущих продуктов деления топлива. Были построены

кривые, описывающие отклонение неравновесного спектра $\bar{\nu}_e$ от спектра, определённого на первый день кампании, соответствующие разным значениям доли деления ^{239}Pu :

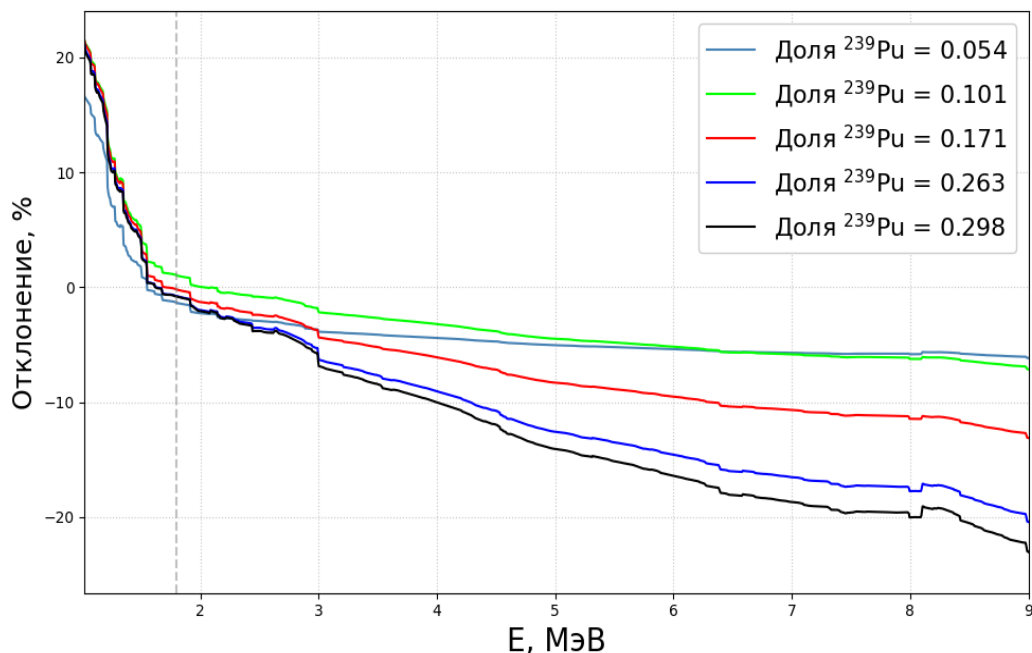


Рисунок 15 — Поправки к спектру реакторных антинейтрино на первые сутки в зависимости от доли деления ^{239}Pu .

Таким образом, одним из способов определения доли деления изотопа ^{239}Pu неразрушающим методом может являться сравнение спектров реакторных $\bar{\nu}_e$ со спектром на конец первых суток работы реактора. Подобный способ мониторинга реактора может оказаться полезным в рамках контроля выполнения соглашения о нераспространении ядерного вооружения международной организацией МАГАТЭ.

3.2.2 Анализ методических неопределённостей расчёта спектра реакторных антинейтрино

Как уже было отмечено выше, существует два основных подхода определения спектра реакторных $\bar{\nu}_e$: стандартный подход расчёта методом суммирования кумулятивных спектров с учётом долей деления изотопов (формула (3)) и посредством прямого суммирования спектров продуктов деления с соответствующими весами — активностями (соотношение (2)). Стандартный подход имеет методические недостатки, связанные с использованием кумулятивных выходов продуктов деления при расчёте результирующего спектра. Кумулятивные выходы, представляют собой асимптотику решения системы уравнений Бейтмана (5) и подразумевают, что активности всех продуктов деления вышли в вековое равновесие, что в общем случае неверно для долгоживущих продуктов деления, образующихся в течение реакторной кампании. Также, подобный метод расчёта является моделезависимым, поскольку, как уже было сказано, выходы продуктов деления изотопов существенно отличаются в различных базах данных, как, например, показано в таблице 5.

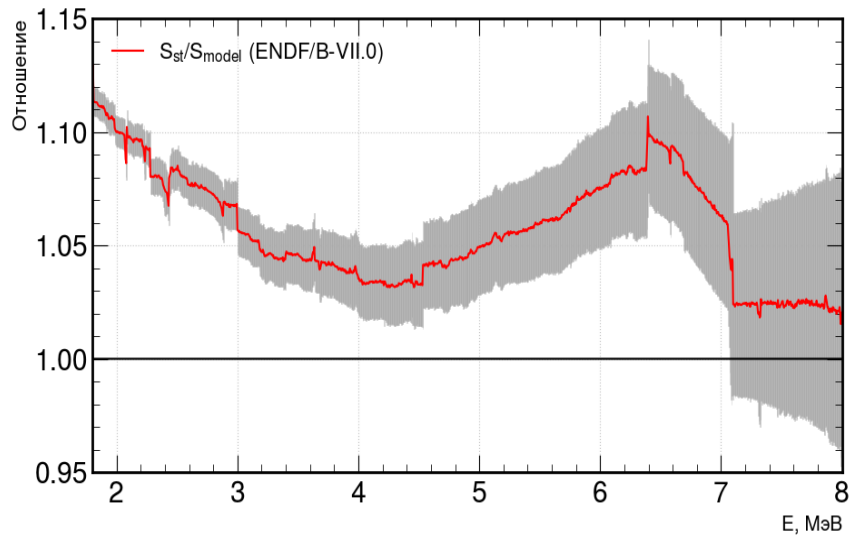
Изотоп	ENDF/B-VII.0	JENDL-5	JEFF-4.0	Выходы из "Serpent 2.0"
^{130}I	$(2 \pm 1) \cdot 10^{-6}$	$(1.3 \pm 0.4) \cdot 10^{-7}$	$(2.0 \pm 0.6) \cdot 10^{-6}$	$2.36 \cdot 10^{-6}$
^{145}Xe	$(7 \pm 2) \cdot 10^{-7}$	$(2.2 \pm 0.7) \cdot 10^{-6}$	$(3 \pm 1) \cdot 10^{-5}$	$4.68 \cdot 10^{-6}$
^{117}In	$(8.2 \pm 0.7) \cdot 10^{-5}$	$(7.6 \pm 0.5) \cdot 10^{-5}$	$(1.02 \pm 0.09) \cdot 10^{-4}$	$1.13 \cdot 10^{-4}$
^{100}Kr	$(1.2 \pm 0.7) \cdot 10^{-8}$	$(4 \pm 2) \cdot 10^{-12}$	—	$1.15 \cdot 10^{-8}$

Таблица 5 — Сопоставление кумулятивных выходов некоторых β -нестабильных продуктов деления ^{235}U [$\frac{\text{расп}}{\text{дел}}$], приведённых в наиболее распространённых базах данных, и выходов, полученных из программы "Serpent".

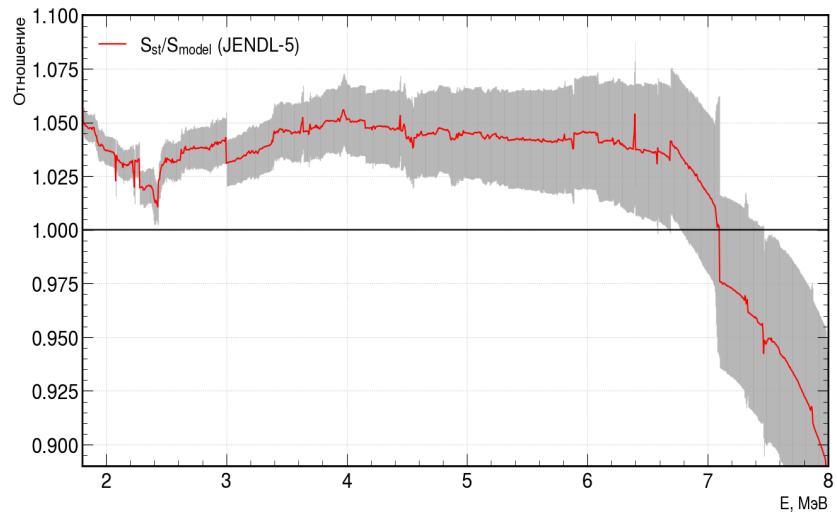
Приведённые изотопы являются короткоживущими и дают существенный вклад в жёсткую область спектра. В результате, в зависимости от использования той или иной базы данных, в результирующий спектр реакторных $\bar{\nu}_e$ вносится методическая неопределённость не только в мягкой области, но и в области энергий $E_\nu > 3.5$ МэВ.

Выходы из программы "Serpent" были получены путём нормировки равновесной активности продуктов деления ^{235}U на число делений изотопа в единицу времени $CY_{serp}^{(5)} = \frac{A(t \rightarrow \infty)}{N_{fiss}(t \rightarrow \infty)}$. При этом активность, полученная в результате моделирования, рассчитывается с помощью независимых выходов продуктов деления, которые определены как вероятность образования продукта непосредственно в результате деления. Заложенные в программном обеспечении "Serpent" независимые выходы получены из базы данных ENDF/B-VII.0. Из таблицы 5 видно, что кумулятивные выходы из базы данных и кумулятивные выходы, полученные на основе независимых выходов путём решения системы уравнений (5) и перенормировки равновесных активностей имеют существенные отличия.

Для оценки методической неопределённости выбора того или иного подхода для расчёта спектра реакторных $\bar{\nu}_e$ было построено отношение результатов расчёта спектров в рамках данных подходов с использованием разных баз данных:



(a)



(б)

Рисунок 16 — Отношение результатов расчёта спектра реакторных $\bar{\nu}_e$ в соответствии с формулой (3) к результатам расчёта спектра в рамках реализованной модели: **а** — за основу взяты кумулятивные выходы из базы данных ENDF/B-VII.0; **б** — из базы данных JENDL-5.

Помимо выбора базы данных при расчёте спектра реакторных $\bar{\nu}_e$, ощутимый вклад вносит геометрия решаемой задачи. Для оценки вклада данного фактора был рассчитан спектр $\bar{\nu}_e$, испускаемых продуктами деления образца топлива UO_2 , закладываемого в моделируемую ранее ТВС, при облучении данного образца нейтронами полученной ранее спектральной плотности потока 3. На рисунке 17 представлено отношение спектров $\bar{\nu}_e$ испускаемых продуктами деления образца топлива и испускаемых продуктами деления топлива ТВС реактора ВВЭР-1000.

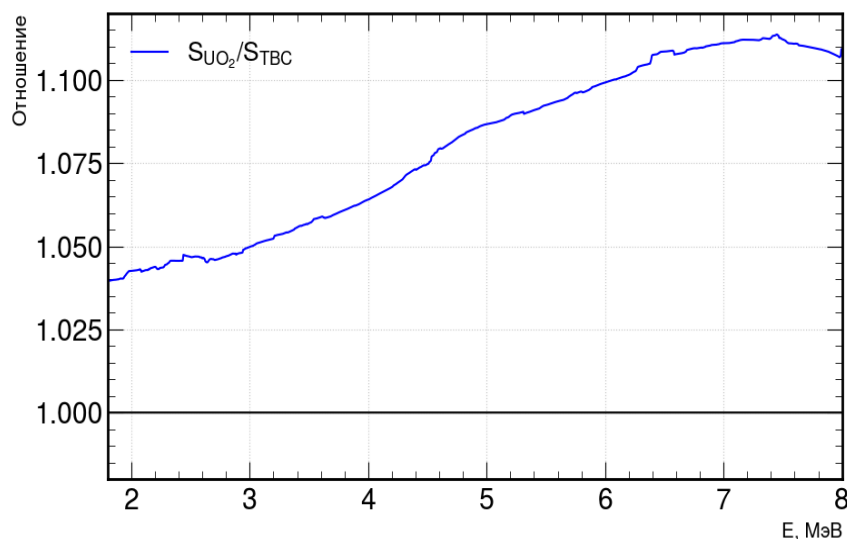


Рисунок 17 — Отношение спектров $\bar{\nu}_e$ испускаемых продуктами деления образца топлива UO_2 , облучаемого потоком нейтронов 3, и $\bar{\nu}_e$, испускаемых продуктами деления топлива смоделированной ранее ТВС реактора ВВЭР-1000. Приведённые спектры рассчитаны в рамках реализованной модели в соответствии с соотношением (2).

Таким образом геометрия, в которой производится определение спектра $\bar{\nu}_e$ продуктов деления смеси топлива, вносит вклад в форму результирующего спектра порядка 10%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе разработана модель расчёта динамики энергетических спектров $\bar{\nu}_e$ и β -частиц, испускаемых продуктами деления. В ходе работы были получены следующие результаты:

- Проведена реконструкция спектральной плотности потока нейтронов на ГЭК-11 реактора ИР-8 в НИЦ «Курчатовский Институт». Получены основные спектральные характеристики нейтронного пучка:

$$CR = 0,168 \pm 0,014;$$

$$\alpha = 0,54 \pm 0,03.$$

Значение интегральной плотности потока тепловых нейтронов на момент последнего измерения составило $\Phi_{th} = 2.5 \cdot 10^5 \frac{1}{\text{с}\cdot\text{см}^2}$.

- На основе реализованной модели был проведён расчёт ожидаемого спектра β -частиц продуктов деления изотопов ^{235}U и ^{239}Pu на экспериментальной установке «БЕТА» в НИЦ «Курчатовский Институт». Выявлено, что в случае прямого измерения спектров β -частиц данных изотопов, при облучении образцов постоянным потоком нейтронов, неравновесные поправки к ожидаемым спектрам достигают порядка 5% (рисунок 5). Однако, в случае измерения отношения спектров вклад неравновесных поправок в результаты становится мал, достигая порядка 1%. Таким образом, с помощью разработанной модели был определён вклад неравновесных процессов в систематические погрешности эксперимента;
- Используемое в модели программное обеспечение было провалидировано на экспериментальных данных (результаты сопоставления

приведены в таблице 4). Результаты моделирования согласуются с экспериментальными данными в пределах погрешностей. С использованием провалидированной программы определена зависимость концентраций делящихся изотопов ядерного топлива от времени, представленная на рисунках 9, 10. Проведено моделирование процесса работы ТВС реактора ВВЭР-1000 в течение стандартной рабочей кампании и получена динамика активностей продуктов деления;

- На основании полученной зависимости активностей продуктов деления изотопов топлива от времени в рамках разработанной модели был проведён расчёт динамики энергетического спектра реакторных $\bar{\nu}_e$. Результаты расчёта представлены на рисунках 11, 12.
- Определены неравновесные поправки к спектрам реакторных $\bar{\nu}_e$ на первый день реакторной кампании (рисунок 14). Построена зависимость поправок к спектрам $\bar{\nu}_e$ продуктов деления ядерного топлива от доли деления изотопа ^{239}Pu .
- Проведён анализ методических неопределённостей расчёта спектра реакторных антинейтрино. Выявлено существенное отличие в значениях кумулятивных выходов продуктов деления в различных базах данных. Оценена погрешность, вызванная выбором методики расчёта результирующего спектра. Полученная неопределённость достигает порядка 10% в области энергий $E_\nu \in [2; 8]$ МэВ. Также выявлено, что в зависимости от геометрии, в которой происходит деление изотопов, результирующий спектр $\bar{\nu}_e$ может претерпевать изменения в пределах 10%.

Применение разработанной модели для расчёта неравновесных процессов

в физике реакторных антинейтрино и её приложениях позволяет определить систематические погрешности результатов экспериментов, связанные с данными процессами, а также предоставляет возможность развить метод дистанционного мониторинга режимов работы ядерных установок. С использованием данной модели, в будущем планируется провести детальное моделирование динамики спектра реакторных $\bar{\nu}_e$ с учётом истории реакторных кампаний и излучения от бассейна выдержки, а также развить метод определения состава АЗ ядерного реактора по ожидаемому спектру антинейтрино.

Автор выражает глубокую признательность Д. В. Попову и П. А. Пугачёву за помощь на всех этапах выполнения настоящей работы, конструктивную критику и профессиональный педагогический подход в обучении. Также автор выражает глубокую признательность коллективу отделения физики нейтрино НИЦ «Курчатовский Институт» за полезные советы и благоприятную атмосферу, способствующую мотивации проведения научно-исследовательской деятельности.

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Reines F., Cowan C. L.* Detection of the free neutrino // *Phys. Rev.* — 1953. — Vol. 92. — P. 830–831.
2. *Mikaelian L. A.* Neutrino laboratory in the atomic plant // *Proceedings of the International Conference "Neutrino 77"*. Vol. 2. — 1978. — P. 383–385.
3. *Borovoi A. A., Mikaelyan L. A.* Possibilities of the practical use of neutrinos // *Soviet Atomic Energy*. — 1978. — Vol. 44. — P. 589–592.
4. Нейтринный контроль реакторов для применения гарантий МАГАТЭ к плавучим атомным энергоблокам / Е. П. Велихов [и др.] // *Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов*. — Москва, 2022. — № 1. — С. 66—70.
5. iDREAM: Industrial Detector of REactor Antineutrinos for Monitoring at Kalinin nuclear power plant / A. Abramov [et al.]. — 2021.
6. Long term remote reactor power and fuel composition monitoring using antineutrinos / I. Alekseev [et al.] // *Physics Letters B*. — 2025. — Vol. 866. — P. 139575. — ISSN 0370-2693.
7. First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Anti-Neutrino Disappearance / K. Eguchi [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — Vol. 100. — P. 021803. — arXiv: [hep-ex/0212021](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0212021) ; — Published in 2003.
8. Indication of Reactor antineutrino Disappearance in the Double Chooz Experiment / Y. Abe [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. 108. — P. 131801.
9. Observation of Reactor Electron Antineutrino Disappearance in the RENO Experiment / J. K. Ahn [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. 108. — P. 191802.
10. Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay / F. P. An [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. 108. — P. 171803.

11. The Reactor Antineutrino Anomaly / G. Mention [et al.] // Phys. Rev. D. — 2011. — Vol. 83. — P. 073006.
12. Improved Measurement of the Reactor Antineutrino Flux and Spectrum at Daya Bay / F. P. An [et al.] // Chin. Phys. C. — 2017. — Vol. 41, no. 1. — P. 013002.
13. Possible origins and implications of the shoulder in reactor neutrino spectra / A. C. Hayes [et al.] // Phys. Rev. D. — 2015. — Vol. 92, no. 3. — P. 033015. — arXiv: [1506.00583 \[nucl-th\]](https://arxiv.org/abs/1506.00583).
14. *Huber P.* NEOS Data and the Origin of the 5 MeV Bump in the Reactor Antineutrino Spectrum // Phys. Rev. Lett. — 2017. — Vol. 118, no. 4. — P. 042502. — arXiv: [1609.03910 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1609.03910).
15. *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.
16. *Копейкин В. И.* Поток и спектр антинейтрино ядерного реактора // ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА. — 2012. — № 75. — С. 165—173.
17. Updated Summation Model: An Improved Agreement with the Daya Bay Antineutrino Fluxes / M. Estienne [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2019. — Vol. 123. — Received 21 January 2019; revised manuscript received 2 April 2019; published 9 July 2019.
18. Absolute measurement of the beta spectrum from ^{235}U fission as a basis for reactor antineutrino experiments / K. Schreckenbach [et al.] // Physics Letters B. — 1981. — Vol. 99. — P. 251–256.
19. *Feilitzsch F. V., Hahn A. A., Schreckenbach K.* Experimental beta-spectra from ^{239}Pu and ^{235}U thermal neutron fission products and their correlated antineutrino spectra // Phys. Lett. B. — 1982. — Vol. 118. — P. 162–166.

20. Determination of the antineutrino spectrum from ^{235}U thermal neutron fission products up to 9.5 MeV / K. Schreckenbach [et al.] // *Phys. Lett. B.* — 1985. — Vol. 160. — P. 325–330.
21. *Hayes A. C., Vogel P.* Reactor Neutrino Spectra // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* — 2016. — Vol. 66. — P. 219. — arXiv: [1605.02047 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1605.02047).
22. *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.
23. Экспериментальная установка для изучения спектров бета частиц, испускаемых смесями продуктов деления ^{235}U и ^{239}Pu тепловыми нейтронами / К. А. Балыгин [и др.] // *Приборы и техника эксперимента.* — Москва, 2014. — № 1. — С. 27—32. — Поступила в редакцию 16.05.2013.
24. Improved Predictions of Reactor Antineutrino Spectra / T. A. Mueller [et al.] // *Phys. Rev. C.* — 2011. — Vol. 83. — P. 054615. — arXiv: [1101.2663 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1101.2663).
25. *H B.* Solution of a System of Differential Equations Occurring in The Theory of Radio-Active Transformation // *University of Cambridge, Proc. Phil. Soc.* — 1910. — P. 423–427.
26. *В. Г. Алексанкин С. В. Родичев П. М. Р. и. д.* Бета- и антинейтринное излучение радиоактивных ядер. — Москва : Энергоатомиздат, 1989. — С. 797. — ISBN 5-283-03727-4. — Под ред. П. М. Рубцова.
27. *Leppänen J.* Serpent – a Continuous-energy Monte Carlo Reactor Physics Burnup Calculation Code : User’s Manual / VTT Technical Research Centre of Finland. — Espoo, Finland, 06/18/2015. — User’s manual.
28. *К. Бекуриц К. В.* ”Нейтронная физика”. — Москва : Атомиздат, 1968. — С. 281.

29. *Pritychenko B.* Tables of Neutron Thermal Cross Sections, Westcott Factors, Resonance Integrals, Maxwellian Averaged Cross Sections, Astrophysical Reaction Rates, and r-process Abundances Calculated from the ENDF/B-VIII.1, JEFF-3.3, JENDL-5.0, BROND-3.1, and CENDL-3.2 Evaluated Data Libraries // arXiv preprint. — 2025. — arXiv: [2503.18990](https://arxiv.org/abs/2503.18990) [nucl-ex].
30. The accuracy of alpha-determination in the $1/E^{(1+\alpha)}$ epithermal spectrum / F. De Corte, K. Sordo-El Hammami, L. Moens, [et al.] // J. Radioanal. Chem. — 1981. — Vol. 62, no. 1/2. — P. 209–255.
31. *Pham N., Vuong H.* Measurement of neutron energy spectrum at the radial channel No. 4 of the Dalat reactor // SpringerPlus. — 2016. — Vol. 5. — P. 863.
32. *Канагатова Г., Борзаков С., Храшко К.* Определение потока нейтронов на установке ИРЕН // Письма в ЭЧАЯ. — 2019. — Т. 16, вып. 222, № 3. — С. 251—260.
33. *Galahom A. A.* Study of the possibility of using Europium and Pyrex alloy as burnable absorber in PWR // Annals of Nuclear Energy. — 10th of Ramadan City, Egypt, 2017. — Vol. 110. — P. 1127–1133.
34. Анализ и оптимизация внутрикассетной неравномерности энерговыделения и выгорания топлива ВВЭР-1000 / А. А. Лапкис [и др.] // Глобальная ядерная безопасность / Global Nuclear Safety. — 2023. — Т. 13, № 4. — С. 51—59. — УДК 621.039.54:621.039.524.441, EDN VKHUTB.
35. Simulation of Low-Enriched Uranium Burnup in Russian VVER Reactors with the HELIOS Code Package : tech. rep. / B. D. Murphy [et al.] ; Oak Ridge National Laboratory. — Oak Ridge, TN, USA, 1999. — ORNL/TM–1999/168. — Available from OSTI, P.O. Box 62, Oak Ridge, TN 37831.
36. *Ma X. B., Qiu R. M., Chen Y. X.* A new mc-based method to evaluate the fission fraction uncertainty at reactor neutrino experiment. — 2016. — July.

37. Investigation of antineutrino spectral anomaly with reactor simulation uncertainty / X. B. Ma [et al.]. — 2017. — May.
38. *Копейкин В. И., Панин Ю. Н., Сабельников А. А.* Измерение отношения кумулятивных спектров бета-частиц от продуктов деления ^{235}U и ^{239}Pu для решения задач физики реакторных антинейтрино // *Ядерная физика*. — 2021. — Т. 84, № 1. — С. 3—11. — Поступила в редакцию 19.07.2020, принята к публикации 19.07.2020.
39. The antineutrino spectrum from ^{235}U , ^{239}Pu and ^{241}Pu fission products / A. A. Hahn [et al.] // *Phys. Lett. B*. — 1989. — Vol. 218, no. 3. — P. 365–368.
40. A comprehensive revision of the summation method for the prediction of reactor antineutrino fluxes and spectra / L. Perissé [et al.] // arXiv preprint. — 2023. — arXiv: [2304.14992](https://arxiv.org/abs/2304.14992) [hep-ph].