

**НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР  
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»**

На правах рукописи



Писарев Александр Николаевич

**КОЛИЧЕСТВЕННАЯ ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЕЙ  
ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ НА ТОЧНОСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ  
ИЗОТОПНОГО СОСТАВА ТОПЛИВА В РАСЧЕТАХ ВЫГОРАНИЯ**

Специальность: 2.4.9.

«Ядерные энергетические установки, топливный цикл, радиационная  
безопасность»

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата технических наук

Научный руководитель:  
к. ф.-м. н. Колесов Валерий Васильевич

Москва – 2024

## Оглавление

Введение .....	4
Глава 1 Оценка неопределенностей в расчетах выгорания .....	13
1.1 Программные комплексы для расчетов выгорания топлива .....	14
1.2 Оценка погрешностей в ядерных концентрациях нуклидов .....	15
1.3 Важность определения погрешностей в ядерных концентрациях нуклидов .....	18
1.4 Методы оценки погрешностей .....	21
1.5 Выводы к главе 1 .....	25
Глава 2 Методика оценки погрешности ядерных концентраций нуклидов .....	26
2.1 Программа для подготовки ядерных констант .....	27
2.1.1 Ковариации ядерных данных .....	28
2.2 Расчет одnogрупповых сечений и коэффициента размножения делящейся среды .....	35
2.3 Расчет изменения ядерных концентраций изотопов во времени с помощью программы VisualBurnOut .....	37
2.3.1 Метод матричной экспоненты .....	38
2.4 Программный комплекс ABC .....	40
2.5 Источники неопределенностей в расчетах выгорания .....	46
2.6 Метод определения потребностей точности микроскопических ядерных данных .....	52
2.6.1 Программа для решения оптимизационной задачи .....	55
2.7 Проверка возможности использования метода вариаций исходных данных для оценки погрешностей ядерных концентраций в задаче выгорания .....	57
2.8 Выводы к главе 2 .....	62
Глава 3 Оценка погрешностей ядерных концентраций актинидов с использованием программного комплекса VisualBurnOut для ячейки реактора PWR .....	63
3.1 Тестовая модель ячейки PWR .....	63
3.1.1 Описание модели .....	63
3.1.2 Верификация модели .....	65
3.2 Оценка константной погрешности .....	68

3.2.1 Погрешности в ядерных концентрациях актинидов, обусловленные погрешностью в плотности потока нейтронов.....	68
3.2.2 Влияние количества расчетных точек выгорания на погрешности ядерных концентраций .....	75
3.2.3 Определение вкладов в погрешность ядерных концентраций актинидов за счет неопределенностей в сечениях .....	78
3.3 Выводы к главе 3.....	84
Глава 4 Оценка погрешностей ядерных концентраций актинидов с использованием программного комплекса VisualBurnOut для модели ТВС реакторов ВВЭР-СКД и ВВЭР-1200 .....	86
4.1 Оценка константной погрешности для модели ТВС реактора ВВЭР-СКД ...	86
4.2 Оценка константной погрешности модели ТВС реактора ВВЭР-1200.....	89
4.3 Оценка погрешностей однокрупных сечений .....	92
4.4 Выводы к главе 4.....	99
Заключение .....	101
Список сокращений и условных обозначений .....	103
Список литературы .....	104
Приложение А Описание модели ТВС реактора ВВЭР-СКД.....	117
Приложение Б Описание модели ТВС реактора ВВЭР-1200 .....	125

## Введение

Для большинства ядерных систем, будь то современные реакторы на легкой воде или будущие проекты, важно точно прогнозировать изотопный состав топлива. Это необходимо для решения широкого спектра задач, связанных с эксплуатацией, безопасностью и обращением с радиоактивными отходами.

Сложные конструкции современных реакторов требуют переосмысления методов оценки характеристик отработавшего ядерного топлива (ОЯТ). Точный прогноз изотопного состава ОЯТ важен для различных задач, включая проектирование, лицензирование и эксплуатацию коммерческих и исследовательских реакторов, а также для систем транспортировки и хранения ОЯТ. Некоторые инновационные проекты, такие как реакторы IV поколения или ядерные реакторы космического назначения, могут потребовать использования расчетных методов, способных с высокой точностью предсказывать изотопный состав.

Кроме того, при замыкании топливного цикла с использованием быстрых реакторов становится особенно важным точно учитывать баланс долгоживущих нуклидов, таких как актиниды. В быстрых реакторах с рециркуляцией топлива возникают дополнительные сложности, так как требуется качественное экспериментальное и теоретическое обоснование для большого количества актинидов и в более широком диапазоне энергий. В связи с этим необходимо проводить высокоточные расчеты выгорания ядерного топлива.

При рассмотрении вопроса о переработке ОЯТ для получения смешанного оксидного топлива для легководных реакторов или актинидного топлива для реакторов на быстрых нейтронах возникает беспокойство о радиоактивности топлива и количестве материала, который может быть извлечен из него в процессе разделения. Благодаря физическим свойствам, требуется только изучение неопределенности, которая возникает при инвентаризации изотопов, поскольку тепло, радиоактивность и радиотоксичность линейно зависят от массы. Помимо экономических и политических трудностей, связанных с внедрением

усовершенствованных топливных циклов или с эксплуатацией хранилища, таких как высокая стоимость переработки и негативное общественное мнение, проектирование и конструирование сложных технологических объектов и систем требует обязательной оценки погрешности параметров, заложенных в проект.

В последнее время в библиотеках оцененных ядерных данных стали учитывать неопределенности, возникающие из-за неточности измерений и сложности моделирования. В реакторных системах нейтронно-физические расчеты являются основой для анализа ядерной и радиационной безопасности. Для этих расчетов требуются ядерные данные, которые являются ключевыми входными параметрами. Поэтому все больше внимания уделяется исследованиям, которые изучают влияние неопределенностей ядерных данных на прогнозы нейтронно-физических характеристик. Это позволяет более точно оценивать безопасность и повышать экономическую конкурентоспособность.

Снижение неопределенности позволяет не только лучше оценивать топливные циклы, но также более экономично и эффективно проектировать соответствующую инфраструктуру.

### **Актуальность работы**

Повышение точности расчета изотопного состава топлива при выгорании необходимо для обеспечения мер безопасности, которые напрямую связаны с такими факторами, как образование газообразных продуктов деления, запаздывающих нейтронов, критичность и остаточное тепловыделение. Также это способствует более точному прогнозированию глубины выгорания, особенно в случаях, когда речь идет о больших глубинах. Ужесточение требований к эксплуатационным характеристикам требует более точного прогнозирования параметров как проектируемых, так и действующих реакторных установок.

После облучения топлива в реакторе его изотопный состав обычно определяют с помощью анализа, а не путем измерения. Регулярное измерение содержания изотопов в выгружаемом топливе с помощью химических анализов не является целесообразным из-за проблем, связанных с радиационными эффектами облучения людей, безопасностью и стоимостью. Для десятков тысяч сборок

проведение систематических измерений невозможно, поэтому моделирование выгорания топлива приобретает решающее значение. Нейтронно-физические расчеты, использующие различные библиотеки ядерно-физических данных, позволяют получить более полные данные для значимых нуклидов, включая диапазоны концентраций.

В современных файлах данных доступно большое количество ядерных данных, однако их точность и достоверность остаются под вопросом. Анализ отечественных и зарубежных библиотек показывает, что необходимо значительно улучшить качество оцененных ядерных данных, особенно для тех нуклидов, количество которых значительно увеличивается по сравнению с существующими реакторами при более высоком выгорании топлива и внедрении технологий замкнутого топливного цикла.

Основной задачей всех библиотек является реалистичная оценка погрешностей в рекомендуемых ядерных данных. От точности этой оценки зависят корректность расчетных реакторных функционалов и, соответственно, уровень безопасности, закладываемый в проекты. Если погрешности будут занижены, это может привести к снижению безопасности, а если завышены – к экономическим потерям.

Перенос ошибок в ядерных данных играет все более важную роль при моделировании нейтронно-физических процессов в ядерных реакторах. Учет неопределенности ядерных данных позволяет определить границы достоверности для макроскопических параметров, которые используются при проектировании и обеспечении безопасности ядерных систем.

Исследования в области ядерных данных приносят значительную экономическую выгоду. Затраты на эти исследования составляют лишь незначительную часть от общей стоимости реализации ядерных технологий. Однако использование достоверных ядерных данных с обоснованной погрешностью позволяет существенно сократить дорогостоящие запасы в проектах и с высокой точностью прогнозировать ядерную безопасность и экологическую приемлемость создаваемых объектов. Чем более точными являются используемые

константы, тем более надежными становятся прогнозы и тем ниже становится общая стоимость реализации проектов.

Прецизионные расчеты выгорания особенно актуальны при анализе ядерной и радиационной безопасности объектов с ОЯТ, а также при использовании новых топливных композиций в реакторах нового поколения. Неотъемлемой частью исследований, направленных на обоснование ядерной безопасности реакторных установок, является оценка погрешностей как исходных данных, так и конечных результатов. Некорректный учет погрешностей в исходных данных может привести к серьезным проблемам, таким как недооценка эффективности рабочих органов системы управления и защиты, неправильное определение запасов реактивности в различных состояниях реактора и другие негативные последствия. Сложность получения экспериментальных данных об изотопном составе облученного топлива требует применения современных математических методов для решения задач изотопной кинетики. Эти методы должны гарантировать допустимую погрешность результатов и разработку специализированных бенчмарк-расчетов.

Количественная оценка неопределенностей ядерных концентраций в расчетах выгорания позволит более точно прогнозировать изотопный состав топлива, что важно для оптимизационных задач трансмутации, рециркуляции и удаления отходов.

Показатели трансмутации существенно зависят от ядерных данных, поэтому важно количественно оценить результирующие неопределенности в интегральных параметрах быстрых реакторных систем. Это связано с тем, что топливо таких реакторов может содержать значительное количество минорных актинидов, таких как америций и кюрий, сечения (скорости реакций) которых плохо известны.

Знание изотопного состава топлива во время работы реактора необходимо для оценки долговременной радиотоксичности, остаточного тепловыделения отработавшего топлива, изменений запаса реактивности, а также для контроля роста давления газа и концентрации летучих продуктов деления, которые формируют источник выброса в аварийных ситуациях. При транспортировке и

хранении отработавшего топлива важное значение имеют как точный расчет полного остаточного тепловыделения, так и неопределенность в  $k_{эфф}$ . Решение задач выгорания топлива необходимо для оценки накопления различных изотопов, образующихся в реакторных установках, таких как изотопы плутония и медицинские радиоизотопы, например, молибден-99. При этом в большинстве случаев достаточно сложно экспериментально определить их концентрации в отработавшем топливе.

Таким образом, в настоящее время большое значение имеют численные методы решения задач выгорания. С другой стороны, неопределенности в оцененных скоростях реакций, потоке нейтронов и других величинах могут привести к значительным искажениям полученных результатов, поэтому важно уметь определить влияние таких неопределенностей на ядерные концентрации нуклидов в процессе выгорания топлива.

**Цель работы** – разработка и обоснование методики для оценки погрешностей ядерных концентраций актинидов в задачах изотопной кинетики в зависимости от погрешностей входных данных, таких как однокрупные нейтронные сечения и плотность потока нейтронов для реакторных установок различного типа.

Для достижения поставленной цели были решены следующие научно-технические задачи:

- проведена верификация программного комплекса VisualBurnOut применительно к моделированию изотопной кинетики на основе бенчмарк-теста и модельных задач (аналитическое решение, статистический подход);

- проведена адаптация программного комплекса VisualBurnOut для создания методики оценки погрешностей констант, необходимых для достижения гарантированных погрешностей в оценках ядерных концентраций актинидов в процессе кампании;

- создание программы для организации комплексных нейтронно-физических расчетов и расчета выгорания топлива;

– выполнены оценки константной составляющей погрешности в расчетах ядерных концентраций актинидов для действующих и перспективных моделей ТВС водо-водяных реакторов;

– определены требования к точности ядерных данных, что позволяет получить гарантированные оценки погрешностей ядерных концентраций актинидов на конец кампании действующих и перспективных моделей ТВС водо-водяных реакторов.

### **Положения работы, выносимые на защиту**

1. Программный комплекс АВС для организации комплексных нейтронно-физических расчетов и расчетов выгорания ядерного топлива.

2. Методика оценки погрешностей ядерных концентраций актинидов в задачах изотопной кинетики в зависимости от погрешностей входных данных: одногрупповые нейтронные сечения и плотность потока нейтронов.

3. Оценка погрешностей ядерных концентраций актинидов при расчетах кампании для моделей ТВС реакторов ВВЭР-СКД и ВВЭР-1200.

4. Оценка требований к точности ядерных данных для получения гарантированных оценок погрешностей в ядерных концентрациях актинидов в задачах изотопной кинетики для моделей ТВС реакторов ВВЭР-СКД и ВВЭР-1200.

### **Научная новизна работы**

– Разработана методика на основе программного комплекса VisualBurnOut для моделирования задач выгорания и оценки погрешностей ядерных концентраций нуклидов для различных типов реакторов.

– Впервые для моделей ТВС реакторов ВВЭР-СКД и ВВЭР-1200 были получены оценки погрешностей ядерных концентраций актинидов на конец кампании.

– Впервые для моделей ТВС реакторов ВВЭР-СКД и ВВЭР-1200 были получены оценки погрешностей одногрупповых сечений ядерных реакций, позволяющие получить гарантированные оценки наработки актинидов на конец кампании.

### **Достоверность полученных результатов**

Достоверность результатов, полученных с помощью программного комплекса VisualBurnOut [1], подтверждается их хорошей согласованностью с результатами, рассчитанными по другим программам, моделирующим процесс выгорания топлива: SERPENT [2], KENO [3], MONTEBURNS [4], а также сравнением рассчитываемых погрешностей с результатами, полученными с использованием статистического подхода и на модельных задачах, допускающих аналитическое решение. Кроме того, результаты расчета погрешностей, полученные с помощью VisualBurnOut, были сопоставлены с данными, полученными статистическим методом и на модельных задачах, которые допускают аналитическое решение.

### **Практическая значимость работы**

1. Методика может быть использована для оценки погрешностей в ядерных концентрациях различных нуклидов при разработке перспективных реакторных установок.

2. Методика может быть использована для оценки потребностей в уточнении ядерных данных, необходимых для проведения нейтронно-физических расчетов.

### **Апробация работы**

Материалы, представленные в диссертации, были доложены на 6 международных конференциях и межведомственных мероприятиях:

1. XIII-ая международная научно-практическая конференция «БУДУЩЕЕ АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ», Обнинск, 2017;

2. XV-ая международная научно-практическая конференция «БУДУЩЕЕ АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ», Обнинск, 2019;

3. XVI-ая Курчатовская междисциплинарная молодежная научная школа, Москва, 2019;

4. XVI-ая международная научно-практическая конференция «БУДУЩЕЕ АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ», Обнинск, 2020;

5. Международная молодежная школа-конференция по ядерной физике и технологиям (International School on Nuclear Physics and Engineering NPhE-2020);

6. 31-ая Всероссийская научно-техническая конференция «Нейтронно-физические проблемы атомной энергетики» («Нейтроника-2022»), Обнинск, 2022.

По теме диссертации опубликованы 5 статей в рецензируемых научных изданиях, 4 из которых статьи в журналах, рекомендованных ВАК:

1. Писарев А.Н., Колесов В.В. Исследование переноса неопределенностей в ядерных данных на ядерные концентрации нуклидов в расчетах выгорания. // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2020. – № 2. – С. 108-121.

2. Писарев А.Н., Колесов В.В., Колесов Д.В. Влияние погрешностей в плотности потока нейтронов на погрешности ядерных концентраций нуклидов, возникающие в процессе расчета выгорания топлива в ячейках с различным спектром нейтронов. // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2022. – № 2. – С. 128-137.

3. Колесов В.В., Писарев А.Н. Проверка возможности использования вариационного метода для оценки погрешностей ядерных концентраций в задаче выгорания. // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2023. – № 1. – С. 153-161.

4. Писарев А.Н., Колесов В.В., Котов Я.А., Невиница В.А., Фомиченко П.А. Об оценке неопределенностей ядерных концентраций минорных актинидов при расчетах выгорания топлива в ТВС реактора ВВЭР-СКД. // ВАНТ Серия: Ядерно-реакторные константы. – 2022. – №4. – С. 35-45.

### **Личный вклад автора**

Диссертационная работа содержит расчетные и прикладные результаты, полученные автором в период с 2018 по 2024 год. Автор лично выполнил поиск в открытых публикациях, анализ и обобщение информации по теме исследования. Основная часть научных результатов, связанных с положениями, выносимыми на защиту, получена автором лично. В случае совместных работ, относящихся к этим положениям, автору принадлежала ведущая роль. В работах прикладного характера, связанных с использованием разработанных методов, автор принимал участие в постановке задачи, расчетах и анализе результатов. Методика оценки погрешностей ядерных концентраций нуклидов от погрешностей одногрупповых сечений и плотности потока нейтронов в задачах изотопной кинетики для

различных реакторных установок разработана лично автором. Основные результаты, полученные автором, заключаются в следующем.

- Разработана программа-связка ABC на языке программирования Python, предназначенная для организации нейтронно-физических расчетов и расчета выгорания ядерного топлива с учетом возможных погрешностей исходных данных.
- Проведены верификационные расчеты и обоснованы методики, используемые в программном комплексе VisualBurnOut для оценки константной составляющей погрешности НФХ в расчетах выгорания.
- Получены оценки константной составляющей погрешности результатов расчета выгорания для простой модели ячейки реактора PWR.
- Получены оценки константной составляющей погрешности результатов расчета выгорания для моделей ТВС реакторов ВВЭР-СКД и ВВЭР-1200.

### **Структура и объем диссертации**

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка литературы из 110 наименований и двух приложений, содержит 128 страниц, 28 таблиц и 16 рисунков.

## Глава 1 Оценка неопределенностей в расчетах выгорания

В соответствии с требованиями федеральных норм и правил в области использования атомной энергии НП-061-05 [5] и НП-053-16 [6], необходимо обосновывать методы определения изотопного состава ядерного топлива, когда в качестве параметра ядерной безопасности используется глубина выгорания. При обосновании методов расчета изменения изотопного состава в процессе выгорания топлива с использованием компьютерных программ, важно учитывать погрешности полученных результатов. Это требование также отражено, например, в федеральных нормах и правилах в области использования атомной энергии НП-001-15 [7].

На протяжении многих десятилетий специалисты в области реакторной физики и ядерной техники стремились усовершенствовать моделирование нейтронно-физических процессов. Их целью было не только повышение точности, но и обеспечение безопасности реакторных установок. Со временем методы, алгоритмы и вычислительные возможности стали значительно лучше. Однако источники ошибок и неопределенностей в реакторных расчетах оставались предметом активных исследований.

Как известно, погрешность расчетных значений реакторных параметров состоит из нескольких компонент. Некоторые погрешности в расчетах происходят из-за методологий, которые используются для создания расчетных моделей. Это так называемая методическая погрешность. Она появляется из-за неточности моделей и приближенности методов. Другие погрешности могут быть связаны с недостатком знаний о геометрии системы и составе материала. Это так называемая технологическая погрешность. Можно снизить обе составляющие погрешности, если усовершенствовать алгоритмы и увеличить вычислительные мощности. Кроме того, можно повысить точность измерений геометрических параметров и состава материала, что позволит получить больше информации о системе.

Другой источник погрешности при моделировании нейтронно-физических процессов связан непосредственно с ядерными данными. Некоторые необходимые

для моделирования данные могут быть недоступны. Это связано с тем, что их сложно получить экспериментально или потому что теория не дает полного понимания процессов. Это поднимает важный аспект данного исследования, который заключается в количественной оценке неопределенностей ядерных данных.

### **1.1 Программные комплексы для расчетов выгорания топлива**

С 1990-х гг. были разработаны различные системы расчета выгорания топлива, объединяющие программный код для решения уравнения переноса нейтронов и программный код выгорания. Например, программный код MCNP [8], который решает уравнение переноса нейтронов методом Монте-Карло, был объединен с программным кодом ORIGEN [9], предназначенным для решения задач выгорания топлива в одногрупповом приближении, в такие программные продукты, как MCODE [10], MONTEBURNS, MCOR [11], MOCUP [12] и другие.

Другие системы, такие как OSTOPUS [13], могут использовать комбинацию программных кодов. Например, для решения уравнения переноса нейтронов применяется программный код MCNP, а для расчета выгорания топлива – программный код ORIGEN или FISPACT [14].

В НИЦ «Курчатовский институт» разработано несколько программных комплексов, предназначенных для решения уравнений изотопной кинетики. Среди них можно выделить UNK [15], MCU-REA/1.0 [16] и ТВС-ПАД [17]. Два последних комплекса используют программу ORIGEN.

Другие программные коды, такие как MVP-BURN [18] и модуль выгорания TRITON [19] из программного комплекса SCALE [20], используют разные подходы для решения уравнения переноса нейтронов. Кроме того, существуют коды, в которых весь процесс расчета выгорания был интегрирован в одну программу. К ним относятся MCNPX [21], McCARD [22] и SERPENT.

Все вышеперечисленные программные коды подходят для расчета изотопного состава топлива. Тем не менее, для обеспечения достоверности результатов в настоящее время необходимо, чтобы результаты расчетов реакторов

с помощью программных кодов сопровождалась оценкой всех составляющих погрешностей. Это напрямую влияет на эффективность, экономичность и безопасность проектируемой реакторной установки.

Большинство упомянутых выше программных кодов не способны выполнять эту задачу. Однако, некоторые из них, такие как OSTOPUS с модулем CASEMATE [23] и MCNP-ACAB с модулем ACAB [24], могут вычислять погрешности в ядерных концентрациях нуклидов, обусловленные погрешностями в сечениях. Однако, они пренебрегают влиянием статистических погрешностей по сравнению с влиянием погрешностей в сечениях.

Имеется российский аналог программы ORIGEN программа расчета нуклидной кинетики BPSD [25,26] с полной матрицей переходов нуклидов и с определением погрешности полученного решения на основе погрешностей исходных данных – сечений, распадных данных, выходов продуктов деления, потоков нейтронов и др.

## 1.2 Оценка погрешностей в ядерных концентрациях нуклидов

В настоящее время большое внимание уделяется оценке влияния неопределенностей в ядерных данных на параметры различных реакторных установок. Однако, в основном, изучается влияние неопределенностей в ядерных данных на основные параметры ( $k_{эфф}$ , скорости реакций и другие), используя коэффициенты чувствительности. Так, оценки неопределенностей для различных тепловых реакторов с глубиной выгорания 40-100 МВт·сут/кг равны 0,5-2% для  $k_{эфф}$  [27-35], 1-5% для доплеровского коэффициента реактивности [27,28] и 1-10% для остаточного тепловыделения [27-31,36].

Ядерные данные для высоких энергий являются менее точными, и оценки неопределенностей для быстрых реакторов, соответственно, имеют большие значения, чем для тепловых реакторов, например, 1-4% для  $k_{эфф}$  [27,28,31,36-42], 3-8% для температурного коэффициента реактивности [27,28], 10-20% для натриевого пустотного коэффициента реактивности [28,36] и 1-20% для остаточного тепловыделения. В наибольшей степени плохая точность данных

влияет на электроядерные установки, используемые для сжигания актинидов, и неопределенности для различных величин могут достигать десятков процентов [27,43-45]. Один из способов оценки влияния нормировки потока нейтронов был кратко изложен в [46].

Лишь небольшое количество работ посвящено изучению влияния неопределенностей в ядерных данных на ядерные концентрации нуклидов, полученные в процессе расчетов выгорания топлива в реакторной установке. Первые попытки оценить влияние неопределенностей в ядерных данных на концентрации нуклидов в процессе выгорания были сделаны, по-видимому, в [47,48].

Было разработано несколько математических формул для количественной оценки погрешностей в ядерных концентрациях нуклидов в расчетах выгорания топлива.

Одна из первых формул была разработана Takeda и др. [49]. Ими было исследовано совместное влияние как неопределенностей в сечениях, так и неопределенностей в потоке, используя коэффициенты чувствительности. В этом исследовании эти погрешности оценивались при помощи матрицы выгорания. Для быстрых реакторов они пришли к выводу, что нет необходимости рассматривать статистические погрешности (поскольку они меньше неопределенностей в сечениях из библиотек ядерных данных), но их влияние может быть большим в тепловых реакторах и должно быть проанализировано. Их формула, вероятно, может быть первой в своем роде, однако она имеет критический недостаток в том, что она не в состоянии оценить погрешности в ядерных концентрациях нуклидов, которые накапливаются по мере выгорания топлива.

Влияние статистических погрешностей было исследовано в полной мере Tohjo и другими [50]. Они представили уравнение, предназначенное для оценки дисперсии в ядерных концентрациях нуклидов, когда в вариациях нуклидов преобладали реакции поглощения. Их результаты показывают, что статистические погрешности в ядерных концентрациях нуклидов в расчетах выгорания методом Монте-Карло малы до глубины выгорания 60 МВт·сут/кг. Однако они не оценивали

погрешности в ядерных концентрациях нуклидов для более высоких глубин выгорания и не учитывали совместное влияние с неопределенностями в сечениях. По общему мнению, их уравнение является полезным для приблизительного расчета погрешностей в ядерных концентрациях нуклидов в расчетах выгорания методом Монте-Карло.

Garcia-Herranz и другие [51] также предложили формулу, которую можно использовать для количественной оценки погрешностей в ядерных концентрациях нуклидов в расчетах выгорания топлива. Они разработали гибридный метод Монте-Карло, объединяющий программный код MCNP для решения уравнения переноса нейтронов и программный код ACAB для решения задач выгорания топлива. Поскольку их формула сфокусирована только на погрешностях в ядерных концентрациях нуклидов, она не является достаточно общей для систематической количественной оценки влияния основных источников погрешностей на расчетные величины метода Монте-Карло.

Shim и другие [52] представили формулу для оценки погрешности в расчетах выгорания и исследовали зависимость погрешности для важных параметров реактора, включая скорости реакций и ядерные концентрации нуклидов от глубины выгорания. Их метод является более общим, чем метод Tohjo, поскольку первый не ограничивает изменение ядерных концентраций нуклидов случаями, в которых преобладают только реакции поглощения.

В работе [53] описан метод расчета погрешностей ядерных концентраций нуклидов, вызванных неточностями в геометрии топлива, обогащении и условиях выгорания. Метод основан на статистическом анализе с использованием программного кода CASMO-4 [54]. Одно из интересных наблюдений, к которому пришли авторы, это то, что погрешности в ядерных концентрациях нуклидов ведут себя совершенно по-разному по мере выгорания топлива.

Quentin Newell и другие [55] получили формулу, которая вычисляет среднеквадратичное отклонение в ядерных концентрациях нуклидов с помощью нового разработанного ими метода LUNGA, на основе статистической погрешности. Они пришли к выводу, что статистическая погрешность оказывает

гораздо больше влияния на результаты среднеквадратичных отклонений в ядерных концентрациях нуклидов, чем на среднеквадратичное отклонение в  $k_{эфф}$ .

Проведен анализ константной неопределенности [56] и влияние неопределенностей технологических параметров [57] на  $k_{эфф}$  и изотопный состав топлива для высокотемпературного газоохлаждаемого реактора (ВТГР) с помощью программы SUSAN 4.0 [58]. Одним из выводов к которому пришли авторы является нелинейный характер зависимости чувствительности коэффициента размножения нейтронов и концентраций изотопов в топливе от изменения входных параметров расчета.

В работе [59] проведен анализ влияния неопределенностей микроконстант на сжигание трансплутониевых актиноидов в жидкосолевых реакторах. По мнению автора, наибольшую актуальность имеет уточнение микроконстант для  $^{238-242}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{243}\text{Am}$ ,  $^{244}\text{Cm}$ ,  $^{245}\text{Cm}$ , Zr и  $^{19}\text{F}$ .

Неопределенности в выходах продуктов деления были изучены в таких работах, как [60-63]. Было показано, что влияние неопределенностей в выходах продуктов деления актинидов имеют большое влияние на неопределенности в продуктах деления, а на сами актиниды имеют пренебрежимо малое значение.

### 1.3 Важность определения погрешностей в ядерных концентрациях нуклидов

Знание погрешностей в ядерных концентрациях продуктов деления и актинидов необходимы в нескольких приложениях в ядерной науке и технике, особенно для недавних исследований в области разработок методологии ядерной судебной экспертизы [64-68]. Концентрация различных продуктов деления и актинидов является важной величиной, которую необходимо определять для системы учета и контроля ядерных материалов и обращения с ОЯТ и РАО [69]. Таким образом, определение погрешностей в ядерных концентрациях в расчетах выгорания является предметом интереса при оценке ядерной безопасности, физической ядерной безопасности и гарантий [70-84].

Резервуары с ОЯТ по всему миру приближаются к насыщению, и трудно измерить характеристики всего топлива, выгружаемого из ядерных реакторов.

Таким образом, определение источников излучения во многом зависит от прогнозов компьютерных программ, которые моделируют выгорание топлива во время облучения в активной зоне реактора и распад во время выдержки.

В последнее время в области атомной энергетики все больше внимания уделяется вопросу утилизации ОЯТ. Специалисты ищут различные способы решения этой проблемы. Разрабатываются новые типы реакторных установок для переработки этого топлива. Среди них – реакторы БРЕСТ и жидкосолевой реактор, концепцию которого разрабатывают в НИЦ «Курчатовский институт».

Быстрые реакторы так называемой естественной безопасности типа БРЕСТ еще длительное время будут оставаться на концептуальном уровне развития. В основе их работы лежит идея использования плутония с изотопным составом близким к равновесному, получаемым в их собственном топливном цикле, а в последнее время рассматривается, в основном, старт на обогащенном уране. В отличие от них, именно инновационные реакторы типа БН-1200, работающие в замкнутом ядерном топливном цикле, могут решить проблемы обращения с ОЯТ, РАО и повысить эффективность использования природного урана. Россия, обладающая технологией быстрых натриевых реакторов и технологиями замкнутого ЯТЦ, имеет уникальную возможность продемонстрировать успешную утилизацию МА в них и перейти к коммерческой утилизации МА по мере развертывания быстрой энергетики даже без применения специальных реакторов-утилизаторов. Поэтому оценка точности предсказания ядерных концентраций в конце кампании для различных типов реакторных установок имеет большое значение. При этом НФХ важных с точки зрения топливного цикла нуклидов, в ряде случаев известны недостаточно точно, что подтверждается результатами многочисленных бенчмарк-экспериментов, в которых разброс ядерных концентраций для ряда нуклидов может составлять десятки процентов в конце кампании.

Неопределенности для рециклированного топлива будут еще выше. Основная проблема рециркуляции, по-видимому, связана с неточностью знания изотопного состава, используемого в качестве топлива для реактора, но это

устраняется путем измерения изотопного состава топлива перед переработкой. Наиболее тяжелые изотопы могут иметь потенциально значимое влияние на топливный цикл, например,  $^{252}\text{Cf}$  – сильный излучатель нейтронов спонтанного деления. Эти тяжелые изотопы появляются в незначительных количествах при одном цикле выгорания, но будут очень актуальны в случае многократной рециркуляции топлива. Погрешности ядерных концентраций, связанные с их накоплением, должны быть тщательно оценены при проведении исследований сценариев полного топливного цикла и трансмутации. Погрешности ядерных концентраций нуклидов для рециклированного топлива добавляют немалую долю к погрешности в  $k_{\text{эфф}}$ , обусловленную неопределенностью нейтронных сечений. Топливо, которое выгружается из реактора, должно быть тщательно измерено с точки зрения изотопов перед повторным изготовлением или должно быть подвергнуто очень консервативной оценке в случае немедленной утилизации. К счастью, его может быть не так много для утилизации, если широко использовать быстрые реакторы, которые уничтожат большую часть отработавшего топлива легководных реакторов.

Если просто утилизировать UOX или даже MOX-топливо, неопределенности, связанные с нейтронными сечениями, по-видимому, могут и не вызывать особого беспокойства. Это особенно верно, если принять во внимание весьма ограничительные геологические неопределенности, неопределенности, связанные с материалом упаковки, и даже неопределенности, связанные с эксплуатацией реактора. Однако, если рассматривать переработку топлива, неопределенности нейтронных сечений становятся более важными. Следовательно, уменьшение неопределенностей сечений позволит улучшить работу быстрых реакторов и переработку топлива.

Окончательные погрешности в расчетах, вызванные указанными особенностями, следует оценивать только при проведении валидации программ. Это делается путем сопоставления результатов расчетов с экспериментальными данными.

Если проблемы ядерной безопасности, связанные с обращением с ОЯТ энергетических реакторов на тепловых нейтронах, уже хорошо изучены, то оценка концентрации нуклидов, которые могут оказать влияние на радиационное воздействие на персонал, население и окружающую среду, по-прежнему остается актуальной задачей. Это связано с отсутствием соответствующих экспериментальных данных в открытых источниках.

Практика валидации программ для ЭВМ, используемых для расчета изменения изотопного состава топлива в реакторах на быстрых нейтронах, обычно основывается на экспериментальных данных по облучению образцов. Однако эти образцы имеют геометрические характеристики, материальный состав и условия облучения, которые не соответствуют реальным параметрам облучения ядерного топлива в реакторах на быстрых нейтронах.

Эти обстоятельства указывают на необходимость более активной работы по созданию бенчмарк-экспериментов для определения изотопного состава топлива, в том числе для реакторов на быстрых нейтронах.

#### **1.4 Методы оценки погрешностей**

Задача переноса ошибок не так проста из-за высокой вычислительной сложности, которая часто возникает на разных этапах моделирования топливных циклов, а также из-за большого количества и разнообразия источников неопределенности. Важно понимать, что неопределенность в моделировании может быть связана с численными приближениями, которые часто используются при создании моделей сложных систем. Однако в данном исследовании мы сосредоточимся на тех источниках неопределенности, которые являются входными данными для модели. В частности, речь идет об однокрупных нейтронных сечениях.

Существует несколько методов для переноса ошибок в ядерных данных на параметры, характеризующие работу ядерной установки. Наиболее известен метод вычисления коэффициентов чувствительности, основанный на линейной теории возмущений. В результате мы получаем систему линейных уравнений, где

неизвестными являются коэффициенты чувствительности. В зарубежной литературе он имеет несколько названий: one-at-a-time sensitivity measures, 1% sensitivity method: варьируя один из входных параметров задачи на малую величину (например, на 1%) при сохранении остальных параметров постоянными, определяют соответствующий отклик выходных параметров (см., например, [47]).

Рассмотрим, как погрешности в ядерных данных  $\vec{\sigma} = \{\sigma_i\}$  влияют на реакторные функционалы в контексте изотопной кинетики.

Для определения вектора ядерных концентраций  $\vec{N}(t, \vec{p})$  размерности  $n$  мы имеем систему дифференциальных уравнений первого порядка (в случае изотопной кинетики – линейную):

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{N}(t, \vec{p})}{dt} &= f(t, \vec{N}(t, \vec{p}), \vec{p}) = K(\vec{p})\vec{N}(t, \vec{p}) \\ \vec{N}(0, \vec{p}) &= \vec{N}_0(\vec{p}), \end{aligned} \quad (1.1)$$

где  $K(\vec{p})$  – матрица коэффициентов, зависящих от параметров задачи (вектор параметров  $\vec{p} = (p_1, \dots, p_m)$ ), таких, как одnogрупповая плотность нейтронного потока, одnogрупповые скорости реакций для различных нуклидов, постоянные распада и т.д.

Возмущенное решение  $\vec{N}(t, \vec{p}) + \Delta\vec{N}(t, \vec{p})$ , соответствующее возмущенному столбцу параметров  $\vec{p}_i + \Delta\vec{p}_i$  может быть найдено в предположении линейного разложения (линейная теория возмущений):

$$N_i(t, \vec{p} + \Delta\vec{p}) \approx N_i(t, \vec{p}) + \frac{\partial N_i(t, \vec{p})}{\partial p_i} \Delta p_i. \quad (1.2)$$

При этом возникает необходимость решения задачи относительно возмущений:

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta\vec{N}(t, \vec{p})}{dt} &= \frac{\partial f(t, \vec{p})}{\partial \vec{N}} \Delta\vec{N}(t, \vec{p}) + \frac{\partial f(t, \vec{p})}{\partial \vec{p}} \Delta\vec{p} \\ \Delta\vec{N}(0, \vec{p}) &= 0, \end{aligned} \quad (1.3)$$

где элементы матрицы  $\frac{\partial \vec{f}(t, \vec{p})}{\partial \vec{N}} \equiv \left[ \frac{\partial f_i(t, \vec{p})}{\partial N_k} \right]$  размера  $n \times n$  и элементы матрицы

$\frac{\partial \vec{f}(t, \vec{p})}{\partial \vec{p}} \equiv \left[ \frac{\partial f_i(t, \vec{p})}{\partial p_k} \right]$  размера  $n \times m$ , вообще говоря, зависят от  $t$  и, таким образом

должны рассчитываться на каждом шаге, что представляет определенную сложность.

Часто вводят так называемые коэффициенты чувствительности, матрица которых имеет вид:

$$Z(t, \vec{p}) \equiv \frac{\partial \vec{N}(t, \vec{p})}{\partial \vec{p}} \equiv \left[ \frac{\partial N_i(t, \vec{p})}{\partial p_k} \right] \quad (1.4)$$

и зависит от  $t$ .

Эти коэффициенты могут быть найдены из системы  $m \times n$  линейных уравнений:

$$\frac{dZ_{ik}(t, \vec{p})}{dt} = \frac{\partial \vec{f}_i(t, \vec{p})}{\partial \vec{N}_k} Z_{ik}(t, \vec{p}) + \frac{\partial \vec{f}_i(t, \vec{p})}{\partial p_k} \quad (1.5)$$

$$Z_{ik}(0, \vec{p}) = 0.$$

Способы использования линейной теории возмущений для задач изотопной кинетики рассмотрены, например, в [47,48].

Этот метод обладает несколькими сильными сторонами. Во-первых, он позволяет учитывать результаты интегральных и макроскопических экспериментов при анализе погрешностей. Во-вторых, он относительно прост в использовании, особенно при рассмотрении небольшого числа расчетных характеристик. Однако у этого подхода есть и слабые стороны. Во-первых, формулы для расчета коэффициентов чувствительности разработаны только для линейного приближения. Хотя это приближение обычно работает хорошо, важно помнить о его ограничениях и в некоторых случаях проверять его применимость. Во-вторых, для оценки погрешностей различных характеристик, например, нейтронного потока, энерговыделения требуется для каждой характеристики строить теорию возмущений. Но не для всех характеристик эта задача может быть решена. Кроме того, в условиях огромных объемов входных данных этот метод

требует много времени с вычислительной точки зрения, поскольку для каждого параметра необходимо найти соответствующее решение и оценить набор параметров чувствительности.

Из-за стремительного развития современной вычислительной техники и появления суперкомпьютеров специалисты стали обращать внимание на другой подход к оценке погрешностей расчетов – метод розыгрыша случайных наборов исходных данных. В данном подходе будем считать, что какой-либо из параметров  $p_i$  известен с некоторой погрешностью. Тогда  $p_i$  – это случайная величина, распределенная, например, по логнормальному закону с заданными математическим ожиданием и дисперсией (среднеквадратичным отклонением).

Данный метод основан на большом количестве расчетов коррелированных наборов ядерных данных в каждом из них. Результатом является распределение вероятностей, из которого можно извлечь различные моменты (т.е. среднее значение, среднеквадратичное отклонение), а также полные ковариационные матрицы погрешностей. За рубежом такой подход известен как Total Monte Carlo (TMC) метод или Generation Random Sampled (GRS) метод [31,35,38-42,82-90], а также более быстрая версия метода Fast TMC [91].

Этот метод можно успешно применять при работе с большим объемом входных и выходных данных. Многие наборы входных данных обрабатываются с помощью уже существующих моделей, а распределение вероятностей для выходных данных определяется непосредственно на основе полученных результатов. Для того чтобы определить, сколько выборок необходимо для обеспечения надежности конкретной модели, часто требуется исследование сходимости распределений.

Непосредственная выборка распределения вероятностей идеальна только тогда, когда входные параметры независимы. Однако при работе с ковариационными данными для большого количества входных параметров в сложной многомасштабной модели есть две основные проблемы:

- 1) при использовании случайных входных выборок для расчета выходных данных, которые являются функциями многих переменных, некоторые наборы

выборок могут быть линейно зависимыми, т.е. выходные данные могут быть аппроксимированы линейной комбинацией предыдущих выборок, увеличивая необходимое количество выборок, поскольку по существу повторяется одна и та же выборка;

2) ковариация определяется как ожидаемое отклонение одной случайной величины относительно другой случайной величины, что означает, что распределения вероятностей входных параметров коррелированы и что простая выборка распределения одного параметра не учитывает его дисперсию из-за другого. В линейной алгебре ковариации существуют как недиагональные элементы ковариационной матрицы, а дисперсии – это диагональные элементы.

Если модель линейная, то этих проблем можно избежать, внося лишь одно изменение в метод. Для учета корреляций и обеспечения линейной независимости каждого набора выборок ковариационная матрица обрабатывается путем разложения на собственные значения и соответствующие собственные векторы.

Опыт использования метода статистического разыгрывания исходных данных также представлен в работах [92-96].

## 1.5 Выводы к главе 1

Проведенный анализ литературных данных показывает, что большинство работ посвящено изучению влияния неопределенностей в ядерных данных на стандартные функционалы (эффективный коэффициент размножения, эффекты реактивности, плотность потока нейтронов и другие), получаемые при решении условно-критической задачи.

Показаны преимущества и недостатки двух методов оценки константной погрешности: розыгрыша случайных наборов исходных данных и использования коэффициентов чувствительности. Оба метода являются эффективными инструментами, которые хорошо дополняют друг друга.

## Глава 2 Методика оценки погрешности ядерных концентраций нуклидов

В ядерных системах, в которых изменения в изотопном составе топлива влияют на распределение потока нейтронов, необходимо проводить серию совместных нейтронно-физических расчетов и расчетов выгорания топлива. В таких комбинированных расчетах весь цикл выгорания делится на несколько последовательных временных интервалов. Для каждого временного интервала выполняется расчет переноса ионизирующего излучения и рассчитываются скорости реакций и плотность потока нейтронов, которые используются для решения уравнения выгорания и получения изотопного состава топлива в конце временного интервала.

Цель работы – не только вычислить вектор  $N$  ядерных концентраций изотопов во времени, но и оценить влияние на ядерные концентрации различных источников неопределенностей, возникающих в результате комбинированного расчета выгорания.

На рисунке 2.1 изображена схема методики оценки погрешности ядерных концентраций нуклидов. Она включает в себя следующие основные этапы:

1. Получение непрерывно зависящих от энергии сечений и связанных с ними величин на основе оцененных ядерных данных с помощью программного комплекса NJOY;
2. Нейтронно-физический расчет по программе MCNP;
3. Расчет выгорания ядерного топлива по программе VisualBurnOut с учетом погрешностей входных данных;
4. Повторение пункта 2 и 3 необходимое количество раз с помощью программы ABC;
5. Решение задачи минимизации с помощью программы SNOPT.

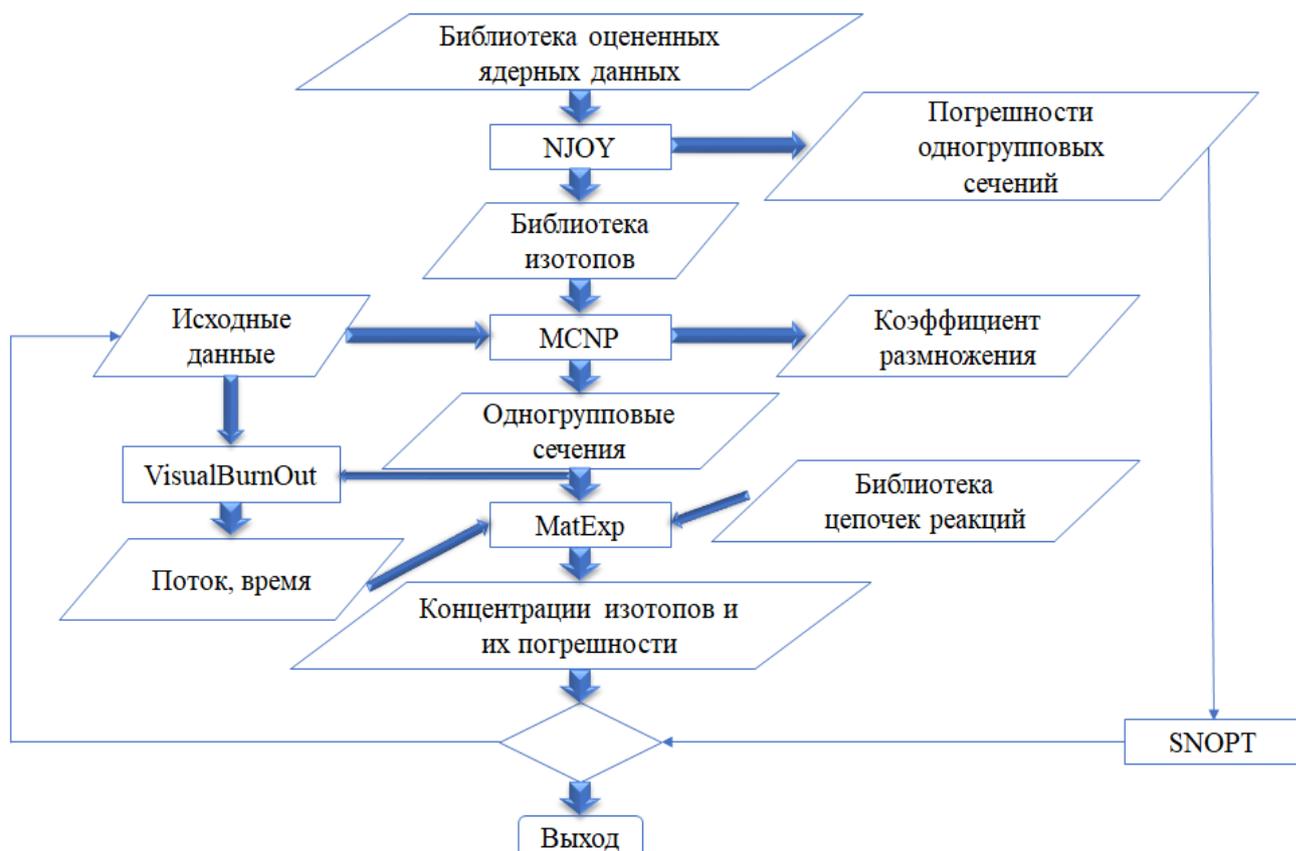


Рисунок 2.1 – Определение константной погрешности расчета ядерных концентраций нуклидов

## 2.1 Программа для подготовки ядерных констант

Система обработки ядерных данных NJOY [97] представляет собой комплексный пакет компьютерных программ. Программный код NJOY предназначен для считывания оцененных ядерных данных в формате ENDF, преобразования данных различными способами и получения библиотек, которые используются в различных приложениях. NJOY извлекает информацию из библиотеки оцененных ядерных данных и преобразует ее в формат, который удобен для использования в программах. С помощью системы NJOY можно получить полный набор данных о частицах, который необходим для решения реакторных задач и задач защиты от ионизирующего излучения. Эти данные можно использовать как для детерминистических методов расчета, так и для метода Монте-Карло.

NJOY использует модель потока данных для обработки оцененных ядерных данных. Каждый модуль считывает некоторые данные из одного или нескольких входных файлов, преобразует их и записывает результаты в один или несколько выходных файлов.

Для расчета непрерывно зависящих от энергии сечений и индикатрисы рассеяния для программы MCNP, использующей метод Монте-Карло, используются следующие модули: RECONR, BROADR, UNRESR, HEATR, MODER, THERMR, GROUPE, MATXSU, PURR, LEAPR, ACER.

Для расчета относительных погрешностей одногрупповых сечений использовался модуль ERRORR.

### 2.1.1 Ковариации ядерных данных

Ковариационные матрицы определяют неопределенности ядерных данных и их корреляции. Ковариационные данные обычно хранятся в файлах MF31-35 и MF40. В файле MF31 хранятся данные ковариации параметра  $\nu$  – среднее число нейтронов, испускаемых в одном акте деления. Данные ковариации резонансных параметров хранятся в файле MF32, ковариации сечений реакций в файле MF33, угловых распределений испускаемых частиц в файле MF34, энергетических спектров испускаемых частиц в файле MF35 и, наконец, данные ковариации для сечений активации в файле MF40.

Модуль ERRORR основан на следующем подходе. Пусть имеются  $x_0$  и  $y_0$  – оценки величин  $x$  и  $y$ , соответственно:

$$\begin{aligned} x_0 &\equiv E[x] \\ y_0 &\equiv E[y] \end{aligned} \quad (2.1)$$

где  $E$  - оператор математического ожидания, который вычисляет среднее значение совместного распределения вероятностей величин  $x$  и  $y$ . Величины  $x_0$  и  $y_0$  – случайные величины, распределенные каким-то образом. Второй момент называется ковариацией  $x$  и  $y$  и определяется как:

$$\text{cov}(x, y) \equiv E[(x - x_0)(y - y_0)]. \quad (2.2)$$

Ковариация характеризует степень связи между  $x$  и  $y$ . Можно также ввести вариацию (дисперсию)  $x$ , как:

$$\text{var}(x) \equiv \text{cov}(x, x) = \text{E}[(x - x_0)^2]. \quad (2.3)$$

Используется также среднеквадратичное отклонение:

$$\Delta x \equiv [\text{var}(x)]^{1/2} = [\text{cov}(x, x)]^{1/2}. \quad (2.4)$$

Корреляция между  $x$  и  $y$  (также называется коэффициентом корреляции) определяется как:

$$\text{corr}(x, y) \equiv \frac{\text{cov}(x, y)}{\Delta x \Delta y}. \quad (2.5)$$

Абсолютное значение коэффициента корреляции гарантированно меньше или равно единице. Еще одна полезная величина – это относительная ковариация между  $x$  и  $y$ :

$$\text{rcov}(x, y) \equiv \frac{\text{cov}(x, y)}{x_0 y_0}. \quad (2.6)$$

В отличие от  $\text{cov}(x, y)$ , относительная ковариация  $\text{rcov}(x, y)$  является безразмерной величиной. С относительной ковариацией тесно связано относительное среднеквадратичное отклонение:

$$\frac{\Delta x}{x_0} = \frac{[\text{cov}(x, x)]^{1/2}}{x_0}. \quad (2.7)$$

С учетом формулы (2.6), уравнение (2.7) можно переписать в виде:

$$\frac{\Delta x}{x_0} = [\text{rcov}(x, x)]^{1/2}. \quad (2.8)$$

Объединяя формулы (2.5) и (2.6), мы имеем еще один полезный результат:

$$\text{corr}(x, y) = \frac{\text{rcov}(x, y)}{\frac{\Delta x}{x_0} \frac{\Delta y}{y_0}}. \quad (2.9)$$

Хотя принято говорить о неопределенностях и корреляциях как об отдельных сущностях, на самом деле это всего лишь два разных аспекта ковариации. Если есть

набор абсолютных ковариаций для различных реакций, то уравнения (2.4) и (2.5) можно использовать для расчета  $\Delta x$  и  $\text{cov}(x, y)$ . Аналогично, если есть набор относительных ковариаций, можно использовать уравнения (2.8) и (2.9) для расчета  $\frac{\Delta x}{x_0}$  и  $\text{cov}(x, y)$ .

Рассмотрим какой-либо набор ядерных данных, например, сечений  $\sigma_i$  с характеристиками неопределенностей, заданными матрицей ковариаций с элементами  $\text{cov}(\sigma_i, \sigma_j)$ . Если заданы две линейные функции  $\sigma_i$ :

$$\begin{aligned} A &= \sum_i a_i \sigma_i \\ B &= \sum_j b_j \sigma_j \end{aligned} \quad (2.10)$$

где  $a_i$  и  $b_j$  – известные константы. По определению ковариации из формулы (2.2):

$$\begin{aligned} \text{cov}(A, B) &= E \left\{ \left( \sum_i a_i \sigma_i - \sum_i a_i E(\sigma_i) \right) \left( \sum_j b_j \sigma_j - \sum_j b_j E(\sigma_j) \right) \right\} = \\ &= \sum_{i,j} a_i b_j E \left\{ (\sigma_i - E(\sigma_i)) (\sigma_j - E(\sigma_j)) \right\} \end{aligned} \quad (2.11)$$

Таким образом, ковариацию для двух линейных величин можно записать в виде:

$$\text{cov}(A, B) = \sum_{i,j} a_i b_j \text{cov}(\sigma_i, \sigma_j). \quad (2.12)$$

Этот результат известен как «перенос ошибок» и является основным при расчетах многогрупповых ковариаций.

В файле 32 приводятся ковариации резонансных параметров, приводимых в файле 2. Приводятся ковариационные данные для ширин и положений различных резонансов типа  $\text{rcov}(\Gamma_n, \Gamma_\gamma)$  и  $\text{rcov}(E_i, E_j)$ . С учетом приведенного выше результата для переноса ошибок, можно, зная резонансные формулы получить ковариационные данные для отдельных точек при построении детального хода сечений.

В файлах 31 и 33 приводятся ковариационные данные для отдельных точек при поточечном представлении сечений для энергий выше резонансной.

Для величины  $x(E)$  рассмотрим усредненную по энергетическим группам  $I$  величину типа:

$$x_I \equiv \frac{\int_I \varphi(E)x(E)dE}{\int_I \varphi(E)dE}. \quad (2.13)$$

где  $\varphi(E)$  – модельный поток, предполагаемый для многогрупповых расчетов. Для величины  $y(E)$ ,  $y_J$  – аналогично обозначает среднее значение по объединенной группе  $J$ .

Предположим, что эти группы разбиты на множество подинтервалов бесконечно малой ширины, так что в  $i$ -м подинтервале группы  $I$ , например,  $x(E)$  хорошо аппроксимируется константой  $x_i$ . Разбив интервал  $I$  на сумму бесконечно малых интервалов  $i$  и заменив интеграл на интегральную сумму, получим:

$$x_I = \frac{\sum_{i \in I} \varphi_i x_i}{\varphi_I} = \sum_{i \in I} \alpha_{Ii} x_i, \quad (2.14)$$

где

$$\varphi_i = \int_i \varphi(E)dE, \quad (2.15)$$

$$\varphi_I = \sum_{i \in I} \varphi_i = \int_I \varphi(E)dE, \quad (2.16)$$

$$\alpha_{Ii} \equiv \frac{\varphi_i}{\varphi_I}. \quad (2.17)$$

Из определения ясно, что

$$\sum_{i \in I} \alpha_{Ii} = 1. \quad (2.18)$$

Аналогично для  $y$ ,

$$y_J = \sum_{j \in J} \alpha_{Jj} y_j, \quad (2.19)$$

$$\sum_{j \in J} \alpha_{Jj} = 1. \quad (2.20)$$

Методология ERRORR предполагает, что  $\varphi(E)$  в формуле (2.14) не содержит неопределенностей. В этом предположении члены  $\alpha_{Ii}$  и  $\alpha_{Jj}$  являются просто

известными константами. Тогда ковариации  $x_I$  и  $y_J$  можно рассчитать с помощью формулы переноса ошибок (2.12) совместно с уравнениями (2.14) и (2.19):

$$\text{cov}(x_I, y_J) = \sum_{\substack{i \in I \\ j \in J}} \alpha_{ii} \alpha_{jj} \text{cov}(x_i, y_j) = \sum_{\substack{i \in I \\ j \in J}} \alpha_{ii} \alpha_{jj} \sum_n \text{cov}(x_i, y_j)_n, \quad (2.21)$$

где суммирование по  $n$  является результатом различных независимых вкладов в точечные ковариации ENDF, поступающих из разных «подгрупп» NI типа. Меняя порядок суммирования, получаем:

$$\text{cov}(x_I, y_J) = \sum_n \text{cov}(x_I, y_J)_n, \quad (2.22)$$

где

$$\text{cov}(x_I, y_J)_n = \sum_{\substack{i \in I \\ j \in J}} \alpha_{ii} \alpha_{jj} \text{cov}(x_i, y_j)_n. \quad (2.23)$$

Аналогичным образом может быть выполнена свертка и узких в более широкие группы.

Существует несколько различных вариантов использования модуля ERRORR в зависимости от входных параметров. Во-первых, если во входном файле для ERRORR задана лента с поточечным представлением сечений, то будут использоваться ковариационные данные для различных точек в поточечном представлении сечений, и затем будет осуществляться свертка при расчете ковариационных матриц в заданное число групп для заданных типов реакций. Если задана лента с многогрупповыми сечениями, полученными с помощью GROUPE, то, соответственно используются групповые данные. Границы групп, задаваемые в GROUPE, могут не совпадать с границами групп, для которых рассчитываются ковариационные матрицы, однако, если входная групповая структура значительно шире, чем выходная, выполняется грубая аппроксимация для получения значений сечений и потоков из широких групп в более детальное разбиение.

Может быть задана также гладкая функция для моделирования реального потока вместо одного из модельных (как в GROUPE). Потоки можно задавать для набора различных энергий. Их можно посчитать, например, с помощью программы

MCNP. Затем по заданным сечениям из детального хода и заданным потокам считаются ковариационные матрицы для любой групповой разбивки.

Приведем расчеты ковариационных матриц для двух модельных задач с быстрым и тепловым спектрами. Плотности потоков в точках (гладкая функция) рассчитывались по программе MCNP для 574 точек, чтобы учесть особенности быстрого и теплового спектров ячеек. Сечения, используемые для расчета, берутся после модуля BROADR. Затем по заданным сечениям из детального хода и заданным потокам рассчитывались ковариационные матрицы для той же 30-ти групповой разбивки.

Проведены расчеты для интервала энергий 2150 эВ – 20 МэВ, т.к. при более низких энергиях ( $E < 1500$  эВ) потоки, получаемые для быстрого теста по программе MCNP практически равны нулю (из-за жесткости спектра).

Была рассчитана матрица относительных ковариаций для сечения радиационного захвата  $^{239}\text{Pu}$ . Расчеты проводились двумя способами:

1) использовалась детальная энергетическая зависимость сечения радиационного захвата  $^{239}\text{Pu}$  (лента, полученная в результате работы модуля BROADR) и гладкая функция для моделирования потока (после MCNP, IWT=1);

2) использовалась лента после модуля GROUPE (30 групп), сечения на выходной ленте после модуля GROUPE заменялись на соответствующие сечения (полное и радиационного захвата), посчитанные программой MCNP, гладкая функция для моделирования потока получена с помощью MCNP в той же групповой разбивке.

В таблицах 2.1-2.4 представлены результаты расчета матрицы относительных ковариаций для быстрой и тепловой ячеек, полученные различными способами.

Таблица 2.1 – Матрица относительных ковариаций для быстрой ячейки, рассчитанная первым способом

G	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1	0,36	0,38	0,38	0,09									
2	0,38	0,41	0,41	0,10									
3	0,38	0,41	0,41	0,10									
4	0,09	0,10	0,10	0,79	1,36	0,90	0,03	0,03	0,02	0,02	0,02		
5				1,36	2,55	0,15	0,04	0,05	0,04	0,04	0,04		
6				0,09	0,15	0,61	0,34	0,24	0,20	0,23	0,20		
7				0,03	0,04	0,34	0,81	0,61	0,42	0,47	0,41		
8				0,03	0,05	0,24	0,61	1,17	0,51	0,52	0,46		
9				0,02	0,04	0,20	0,42	0,51	5,38	6,28	5,54		
10				0,02	0,04	0,23	0,47	0,52	6,28	7,70	6,79		
11				0,02	0,04	0,20	0,41	0,46	5,54	6,79	6,33	2,97	3,00
12											2,97	25,0	25,2
13											3,00	25,2	36,1

Таблица 2.2 – Матрица относительных ковариаций для быстрой ячейки, рассчитанная вторым способом

G	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1	0,34	0,38	0,39	0,16									
2	0,38	0,44	0,44	0,18									
3	0,39	0,44	0,46	0,19									
4	0,16	0,18	0,19	0,61	1,08	0,11	0,03	0,02	0,02	0,02	0,02		
5				1,08	2,33	0,22	0,05	0,06	0,05	0,05	0,04		
6				0,11	0,23	0,56	0,34	0,21	0,18	0,21	0,14		
7				0,03	0,05	0,34	0,79	0,56	0,40	0,47	0,31		
8				0,02	0,06	0,21	0,56	1,21	0,48	0,50	0,33		
9				0,02	0,05	0,18	0,40	0,48	4,85	5,83	3,89		
10				0,02	0,05	0,21	0,47	0,50	5,83	7,70	5,13		
11				0,02	0,04	0,14	0,31	0,33	3,89	5,13	6,20	8,33	7,62
12											8,33	25,8	22,9
13											7,62	22,9	47,3

Таблица 2.3 – Матрица относительных ковариаций для тепловой ячейки, рассчитанная первым способом

G	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1	0,30	0,34	0,35	0,13									
2	0,34	0,39	0,40	0,15									
3	0,35	0,40	0,42	0,16									
4	0,13	0,15	0,16	0,51	0,98	0,10	0,03	0,03	0,02	0,03	0,02		
5				0,98	2,31	0,20	0,05	0,06	0,05	0,05	0,05		
6				0,10	0,20	0,56	0,32	0,22	0,18	0,21	0,18		
7				0,03	0,05	0,32	0,78	0,56	0,40	0,45	0,41		
8				0,03	0,06	0,22	0,56	1,21	0,51	0,51	0,46		
9				0,02	0,05	0,18	0,40	0,51	5,20	6,15	5,53		
10				0,03	0,05	0,21	0,45	0,51	0,62	7,70	6,92		
11				0,02	0,05	0,18	0,41	0,46	5,53	6,92	6,48	2,54	2,57
12											2,54	25,0	25,3
13											2,57	25,3	35,7

Таблица 2.4 – Матрица относительных ковариаций для тепловой ячейки, рассчитанная вторым способом

G	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1	0,26	0,30	0,31	0,13									
2	0,30	0,36	0,38	0,15									
3	0,31	0,38	0,40	0,17									
4	0,13	0,15	0,17	0,61	1,08	0,11	0,02	0,02	0,02	0,02	0,16		
5				1,08	2,33	2,30	0,05	0,06	0,05	0,05	0,04		
6				0,11	0,23	0,56	0,34	0,21	0,18	0,21	0,14		
7				0,03	0,05	0,34	0,79	0,56	0,40	0,47	0,31		
8				0,02	0,06	0,21	0,56	1,21	0,48	0,50	0,33		
9				0,02	0,05	0,18	0,40	0,48	4,85	5,83	3,89		
10				0,02	0,05	0,21	0,47	0,50	5,83	7,70	5,13		
11				0,02	0,04	0,14	0,31	0,33	3,89	5,13	6,20	8,33	7,62
12											8,33	25,0	22,9
13											7,62	22,9	47,3

При свертке в одну группу погрешность в сечении радиационного захвата для тепловой ячейки составляет 2%, а для быстрой ячейки – 2,7%.

## 2.2 Расчет одnogрупповых сечений и коэффициента размножения делящейся среды

Расчеты изотопного состава ядерного топлива проводят путем последовательного решения нейтронно-физической задачи и изменений ядерных концентраций изотопов во времени. Расчеты выгорания можно разделить на

монтекарловские и детерминистические в зависимости от типа метода, используемого для решения нейтронно-физической задачи. Программные коды для расчета выгорания на основе метода Монте-Карло состоят из трех основных частей: 1) решатель нейтронной физики, который вычисляет плотность потока нейтронов и среднее по спектру нейтронное сечение для заданных материалов; 2) решатель выгорания, который рассчитывает изменения изотопного состава материала за определенный промежуток времени с заданными скоростями реакций, тем самым определяется новый изотопный состав компонентов среды, на основании которого готовятся новые сечения материалов для решения задачи переноса нейтронов на следующем шаге расчета выгорания; 3) модуль связи, которая работает как алгоритм-оболочка, объединяя последовательные нейтронно-физические решения и решения по выгоранию.

По сравнению с детерминистическими методами, метод Монте-Карло отличается высокой точностью и универсальностью, но при этом он требует больших вычислительных затрат. Однако развитие современной вычислительной техники и появление суперкомпьютеров открывает возможность использования для этой цели математические модели, основанные на методе Монте-Карло. Одной из таких программ является программа MCNP.

MCNP использует метод Монте-Карло для решения задач, связанных с переносом нейтронов, фотонов, электронов и других частиц. Для расчета используются нейтронные данные, получаемые с помощью программного комплекса NJOY.

Метод Монте-Карло позволяет получить высокую точность решения. Использование такого метода позволяет отказаться от практически всех типов дискретизации, которые неизбежно применяются в сеточных методах и программах: дискретизации по пространству, времени и энергии. Фактически, метод позволяет проводить численный физический эксперимент при минимальном искажении моделируемого объекта. Результаты, полученные на основе этого метода, могут использоваться в качестве реперных при проведении кросс-верификационных расчетов с программами инженерного класса.

Помимо ядерных данных, расчет переноса нейтронов требует знания геометрии задачи, включая состав материалов, температуру и плотность. Поскольку невозможно смоделировать каждый нейтрон в физической системе, также требуется дополнительное условие нормировки. Это условие определяет, сколько реальных нейтронов соответствует одному моделируемому нейтрону, например, исходя из полной мощности или плотности потока.

С помощью программы MCNP нужно получить следующие параметры: одногрупповые нейтронные сечения для спектра заданной конфигурации, собственное значение коэффициента размножения нейтронов в делящейся среде, энерговыделение в материалах и многогрупповой поток.

### **2.3 Расчет изменения ядерных концентраций изотопов во времени с помощью программы VisualBurnOut**

Следующий этап расчета заключается в определении изменений ядерных концентраций изотопов во времени. Для этого используются одногрупповые нейтронные сечения изотопов, полученные на предыдущем этапе, а также распадные данные.

Расчеты изотопной кинетики проводятся в программном комплексе VisualBurnOut, основанном на методе матричной экспоненты. В данной программе используются одногрупповые скорости реакций и потоки, задаваемые в специальном формате, соответствующем выходному формату программы MCNP.

Для определения погрешностей в ядерных концентрациях нуклидов в данной программе реализован подход (далее метод вариации исходных данных), суть которого заключается в том, что проводятся два расчета: один расчет со входным параметром плюс среднеквадратичное отклонение, второй со входным параметром минус среднеквадратичное отклонение. Получается два значения ядерных концентраций для всех нуклидов. Разность между ними дает нам величину, в точности совпадающую со среднеквадратичным отклонением, полученным в статистическом подходе. Практически рассчитывается коэффициент чувствительности выходного параметра (прямой расчет) к входному параметру при

изменении входного параметра на 1%. В зарубежной литературе такой метод часто называется «1% sensitivity method», так как при задании среднеквадратичного отклонения, равного 1%, получаем коэффициент чувствительности к соответствующему варьируемому входному параметру модели. Если входной параметр варьируется на несколько процентов (определяется погрешностью этого параметра), то на выходе мы получаем вариацию выходного параметра. Обоснование метода было сделано в работе [98]. В работе было исследовано влияние погрешностей в скоростях реакций на ядерные концентрации нуклидов, получаемых при решении задачи выгорания топлива, разыгрывая соответствующую случайную величину с заданным среднеквадратичным отклонением. Результаты проведенных исследований показывают, что получаемые при использовании статистического подхода среднеквадратичные отклонения ядерных концентраций совпадают с вариациями ядерных концентраций, получаемыми в программе VisualBurnOut. Таким образом, для оценки влияния погрешностей скоростей реакций на ядерные концентрации нуклидов, получаемые в результате решения задачи выгорания, можно пользоваться значительно менее трудоемким методом вариации исходных данных.

### 2.3.1 Метод матричной экспоненты

Рассмотрим изменение ядерных концентраций изотопов в процессе выгорания для временного шага  $t_0 \leq t \leq t_1$ . Пусть  $N(t) = [N_1(t), N_2(t), \dots, N_M(t)]^T$  – вектор ядерных концентраций, состоящий из  $M$  различных нуклидов, в момент времени  $t$ . Изменение ядерных концентраций во времени в нейтронном поле описывается системой дифференциальных уравнений 1-го порядка (в случае изотопной кинетики – линейной):

$$\frac{dN}{dt} = A(t)N(t) + B(t) = \lambda N + \sigma^{eff} \Phi N, \quad (2.24)$$

где  $A(t)$  – матрица переходов одних нуклидов в другие за счет ядерных реакций и распадов;  $\lambda$  – матрица значений постоянных распада размера  $M \times M$ ;  $\sigma^{eff}$  – матрица одногрупповых нейтронных сечений;  $\Phi$  – усредненный интегральный

поток нейтронов;  $\mathbf{B}(t)$  – вектор интенсивности источников нуклидов. Исходными данными на каждом временном интервале в расчетной ячейке объема  $V$  являются поток нейтронов и микроскопические сечения ядерно-нейтронных реакций, на основании которых определяются скорости процессов ядерных превращений при радиоактивном распаде и ядерно-нейтронных реакциях. Эти параметры нуклидной кинетики предполагаются неизменными и будут переопределены только на следующем временном интервале. Учитывая, что  $N_0 = N(0)$  есть начальный вектор ядерных концентраций, решение запишем в виде:

$$N(t) = \exp(At)N_0 \quad (2.25)$$

при постоянном спектре нейтронов (следовательно, при постоянных одnogрупповых микроскопических сечениях и постоянном потоке нейтронов) на всем временном шаге  $t_0 \leq t \leq t_1$ .

Система (2.25) представляет собой задачу Коши для так называемых жестких систем дифференциальных уравнений, которую можно переписать в виде матричной экспоненты:

$$e^{At} = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{m!} (At)^m. \quad (2.26)$$

Так называемые матричные экспоненциальные методы основаны на различных численных аппроксимациях оценки матричной экспоненты, что эквивалентно решению исходных уравнений. Матричные экспоненты возникают во многих приложениях, и для их оценки разработаны различные методы, но лишь немногие из них применимы в расчетах выгорания и еще меньше при решении полной системы нуклидов.

В модуле MatExp программного комплекса VisualBurnOut реализован метод матричной экспоненты. Волковым Ю.В., Колесовым В.В. и Украинцевым В.Ф. разработан альтернативный алгоритм нахождения  $N(t)$  с помощью рекуррентного соотношения, который описан в работе [99].

## 2.4 Программный комплекс ABC

Для автоматизации процесса расчетов осуществлена связка между программами MCNP и VBO. Данная интеграция была реализована в рамках компьютерной программы «Объединенный комплекс автоматизированных расчетов выгорания топлива (ABC)».

Программа ABC (Automated Burn-up Calculation Complex) предназначена для организации комплексных нейтронно-физических расчетов и расчета выгорания ядерного топлива. Она представляет собой единый интерфейс, который объединяет две другие программы – MCNP и VisualBurnOut. Основная задача программы – автоматически преобразовывать выходные данные из MCNP в задания для расчета в VisualBurnOut и сохранять полученные результаты. Программа позволяет: всем подключаемым к ней расчетным программам совместно использовать исходные данные; автоматически формировать расчетные задания; управлять взаимодействием между различными расчетными модулями.

Программа разработана для упрощения и ускорения работ по подготовке исходных данных для задач расчетного кода VisualBurnOut. Программа позволяет провести полный расчет выгорания топлива, принимая во внимание возможные погрешности в исходных данных, без необходимости выполнения рутинных операций на каждом шаге выгорания. Все исходные данные задаются в начале расчета, после чего программа автоматически выполняет все необходимые вычисления. Данная программа может быть полезна научным организациям, специализирующимся в области атомной энергетики, для расчета изменений изотопного состава ядерного топлива.

Результатом работы программы ABC является создание нескольких файлов, содержащих данные для проведения расчетов выгорания, и управляющего файла для программ VBO.exe и MCNP.exe.

Чтобы создать файлы с расширением [.initDat], в указанной директории будет создана папка с названием mcnp\_data. В этой папке будут расположены следующие файлы:

- cell\_<номер ячейки>.initDat с одnogрупповыми скоростями реакций;
- Flux\_<номер ячейки>.initDat с нейтронным потоком на один нейтрон деления и коэффициентом пересчета);
- mat\_<номер материала>.initDat с начальными ядерными концентрациями.

Файл cell\_<номер ячейки>.initDat содержит скорости реакций для набора нуклидов, которые используются при расчетах выгорания. При создании файла используются входной и выходной файлы программы MCNP. Во входном файле для программы MCNP материалы, используемые для расчета одnogрупповых скоростей реакций, должны быть заключены между строками:

**c constants**

**c end constants**

Например,

**c constants**

m100 1001.90c 1.0

m101 1002.90c 1.0

**c end constants**

Кроме того, ячейки во входном файле MCNP, запускаемом для расчета скоростей реакций, должны быть заключены между строчками:

**c cells**

**c end cells**

а материалы – между строчками

**c materials**

**c end materials**

В выходном файле рассчитанные одnogрупповые скорости реакций должны быть заключены между строками:

**c mat reaction rates**

**c end mat reaction rates**

Строки вставляются в выходном файле программы MCNP.

Например,

**c mat reaction rates**

cell 6008

multiplier bin:	1.00000E+00	100	-6
	0.00000E+00	0.00000	

cell 6008

multiplier bin:	1.00000E+00	100	16
	0.00000E+00	0.00000	

cell 6008

multiplier bin:	1.00000E+00	100	17
	0.00000E+00	0.00000	

cell 6008

multiplier bin:	1.00000E+00	100	102
	2.32804E-03	0.0025	

cell 6008

multiplier bin:	1.00000E+00	100	103
	0.00000E+00	0.00000	

cell 6008

multiplier bin:	1.00000E+00	100	107
	0.00000E+00	0.00000	

cell 6008

multiplier bin:	1.00000E+00	101	-6
	0.00000E+00	0.00000	

cell 6008

multiplier bin:	1.00000E+00	101	16
	2.17491E-04	0.0065	

cell 6008

multiplier bin:	1.00000E+00	101	17
	0.00000E+00	0.00000	

cell 6008

multiplier bin:	1.00000E+00	101	102
-----------------	-------------	-----	-----

4.39895E-06 0.0020

cell 6008

multiplier bin: 1.00000E+00 101 103

0.00000E+00 0.0000

cell 6008

multiplier bin: 1.00000E+00 101 107

0.00000E+00 0.0000

### **c end mat reaction rates**

Здесь в паре 2.32804E-03 0.0025 первое число есть скорость радиационного захвата на один нейтрон деления, а второе число – погрешность метода Монте-Карло (в %). Чтобы ускорить процесс вычислений, можно обнулить статистические погрешности, которые рассчитываются программой MCNP. Новые файлы будут иметь те же названия, что и исходные, но с пометкой `_nulled`. Вместо обнуленных нами статистических погрешностей можно задать любые другие нужные нам погрешности (в %). Эти погрешности будут использоваться для оценки погрешностей ядерных концентраций нуклидов при расчетах выгорания.

Для расчета потоков и скоростей реакций в входном файле программы MCNP задаются строки следующего вида:

f4:n 6008 7008 8008

f14:n 6008 7008 8008

fm14 (1 100 -6) (1 100 16) (1 100 17) (1 100 102) (1 100 103) (1 100 107)

(1 101 -6) (1 101 16) (1 101 17) (1 101 102) (1 101 103) (1 101 107)

В приведенном выше примере нейтронные потоки и одногрупповые скорости реакций рассчитываются для ячеек 6008, 7008, 8008. Возможен вариант:

f4:n (6008 7008 8008)

f14:n (6008 7008 8008)

fm14 (1 100 -6) (1 100 16) (1 100 17) (1 100 102) (1 100 103) (1 100 107)

(1 101 -6) (1 101 16) (1 101 17) (1 101 102) (1 101 103) (1 101 107)

В этом случае считаются средние по ячейкам 6008, 7008, 8008 нейтронные потоки и одногрупповые скорости реакций. Важно, чтобы сначала задавался расчет потоков, а затем – скоростей реакций.

Для каждой ячейки (или их объединения) необходимо рассчитать нормировочный коэффициент, который преобразует плотность потока на один нейтрон деления в реальную плотность потока. Этот коэффициент зависит от заданной мощности. Обычно мощность является известной величиной и задается в качестве исходных данных в программе ABC.

Для расчета полного энергосодержания в ячейке на один нейтрон деления во входном файле программы MCNP задаются строки следующего вида:

```
mode n p
f6:n, p 6008 7008 8008
sd6 1 1 1
```

Первая строка указывает на то, что в расчетах следует учитывать как нейтроны, так и фотоны. В описании каждой ячейки необходимо задать параметры `imp:n` и `imp:p`. Также важно установить все объемы равными единице, используя строку `sd6`, чтобы избежать нормирования энергосодержания на объем. Затем программа ABC выполняет расчет нормировочного коэффициента и сохраняет его в файле `Flux_6008.initDat` для ячейки 6008. В этом файле также содержится информация о плотности потока нейтронов, полученная с помощью программы MCNP.

Файл с начальными концентрациями `mat_1.initDat` содержит имена нуклидов, например `1001.90c`, а также значения ядерных концентраций и их неопределенности, выраженные в процентах.

Расчет изменения изотопного состава может быть выполнен в любом материале (ячейке) реактора или в его фрагменте. Какие именно ячейки выгорают, определяется пользователем. Обычно это материалы с делящимися изотопами и поглощающими элементами органов СУЗ.

Для управления расчетом выгорания используется входной файл, в котором задаются следующие параметры:

1. путь к файлу физических данных (постоянные полураспада, выходы осколков деления и т.д.) с расширением [.physics.bin];
2. путь к входному файлу MCNP;
3. путь для сохранения файлов, создаваемых после расчета выгорания;
4. метод, используемый для расчета погрешностей в ядерных концентрациях нуклидов;
5. номер выгорающего материала;
6. путь к файлу «реактора» с расширением [.reactor.bin], в котором будет записано исходное состояние реактора на текущем шаге выгорания;
7. путь к файлу с информацией о однокрупном потоке нейтронов и коэффициенте пересчета с расширением [.initDat];
8. путь к файлу, содержащему начальные значения ядерных концентраций нуклидов с расширением [.initDat];
9. путь к файлу с данными об однокрупных скоростях реакций с расширением [.initDat];
10. Максимальное число членов в разложении матричной экспоненты в ряд Тейлора и точность, которую надо достичь в разложении;
11. количество интервалов выгорания и мощность реактора на каждом интервале.

Весь интервал времени работы реактора разбивается на последовательные отрезки (шаги). Более мелкое временное разбиение позволяет увеличить точность результатов, однако время счета пропорционально числу шагов. Их размер задается пользователем. После окончания одной итерации, если не достигнуто заданное пользователем предельное значение времени, программа выполняет расчет следующего состояния уже с новыми изотопными составами материалов. Расчет прекращается при достижении заданного пользователем значения времени. Каждый шаг рассчитывается в своей собственной папке, в которой создаются все вышеупомянутые файлы с расширением [.initDat]. Кроме того, в этой папке располагаются файлы, созданные в результате работы программы VisualBurnOut. Эти файлы содержат следующую информацию:

1. Материал\_1.result – результаты выгорания материала №1;
2. Материал\_2.result – результаты выгорания материала №2 и т.д;
3. mcnprIn – новый файл MCNP с выгоревшими материалами mat1 и mat2;
4. файлы с расширением [.reactor.bin] CurReactor\_Материал\_1.reactor.bin и CurReactor\_Материал\_2.reactor.bin, содержащие все данные, необходимые для дальнейшего расчета выгорания в соответствующем материале (т.е. их можно использовать далее без файлов MCNP).

## 2.5 Источники неопределенностей в расчетах выгорания

Рассмотрим задачу оценки влияния неопределенностей в ядерных данных на реакторные функционалы в применении к изотопной кинетике, которая представляет собой хорошо известную линейную задачу Коши. Пусть погрешности в начальных ядерных концентрациях нуклидов отсутствуют, хотя учет их тоже возможен. Неопределенности могут быть найдены во всех параметрах, входящих в уравнение выгорания (2.24), т.е. в постоянных распада  $\lambda$ , одногрупповых эффективных микроскопических сечениях  $\sigma^{eff}$ , интегральном потоке нейтронов  $\Phi$ :  $N = N(\lambda, \sigma^{eff}, \Phi, t)$ , откуда следует, что  $\Delta N$  зависит от  $\Delta\lambda$ ,  $\Delta\sigma^{eff}$ ,  $\Delta\Phi$ , где символ  $\Delta$  обозначает неопределенность или относительную погрешность соответствующей величины.

1. Неопределенности в постоянных распада  $\Delta\lambda$  обычно приводятся в библиотеках оцененных ядерных данных.

2. Неопределенности в одногрупповых эффективных микроскопических сечениях  $\Delta\sigma^{eff}$  зависят как от неопределенностей в оцененных ядерных данных микроскопических сечений  $\Delta\sigma^g$ , так и от неопределенностей в потоке нейтронов  $\Delta\Phi^g(E)$  (индекс  $g$  обозначает номер энергетической группы). Зная ковариационные матрицы, которые могут быть получены из соответствующих файлов оцененных нейтронных данных, можно получить неопределенности в одногрупповых эффективных микроскопических сечениях  $\Delta\sigma^{eff}$ , например, с использованием модуля ERROR программного комплекса NJOY. Он

обрабатывает информацию в формате MF32 и MF33 ENDF для получения желаемой групповой энергетической структуры сечений и их неопределенностей.

Необходимые данные из микроскопических сечений – это его свернутое значение для одной группы. Нет необходимости сохранять энергетическую структуру, потому что используется только скорость реакции. Скорость реакции можно рассчитать как сечение, свернутое до одной группы, умноженное на общий поток нейтронов. Это также означает, что их неопределенности следует свести к одной группе. Этот процесс сворачивания уменьшает количество переменных для выборки. Процесс сжатия выполняется программным комплексом NJOY, который может обрабатывать микроскопические сечения и их неопределенности и сводить к любой групповой структуре, а также к одной группе, если требуется активационный расчет.

Предположим, что ядерная концентрация задана в момент времени  $t_0$  и имеет неопределенность  $\delta N(t_0)$ :

$$N(t_0) = N_0(t_0) + \delta N(t_0), \quad (2.27)$$

где  $N_0(t_0)$  – истинная ядерная концентрация.

Элементы матрицы выгорания имеют неопределенности, обусловленные статистическим расчетом метода Монте-Карло, неопределенностями в микроскопических сечениях из библиотек и неопределенностями в ядерных концентрациях. Отсюда следует, что

$$A(t_0) = A_0(t_0) + \delta A(t_0), \quad (2.28)$$

где  $A_0(t_0)$  – истинная матрица выгорания, а  $\delta A(t_0)$  – неопределенность матрицы выгорания.

Матрица выгорания  $A(t_0)$  составлена из одnogрупповых эффективных микроскопических сечений и постоянных распада. Скорости реакций вычисляются методом Монте-Карло, используя ядерную концентрацию  $N(t_0)$ . Поэтому неопределенности в скоростях реакций формируются из трех членов, соответствующие неопределенностям в: 1) микроскопических сечениях  $\delta A_d$ ; 2) в

ядерных концентрациях  $\delta A_n$ ; 3) статистическая погрешность расчета метода Монте-Карло  $\delta A_s$ :

$$\delta A(t_0) = \delta A_d + \delta A_n + \delta A_s. \quad (2.29)$$

Неопределенность в сечении порождает неопределенность в скорости реакции  $\sigma\phi$ , используемые в  $A(t_0)$ :

$$\delta A_d = \sum_r \frac{\partial A(t_0)}{\partial (\sigma_r \phi)} \delta (\sigma_r \phi), \quad (2.30)$$

где  $r$  – это тип реакции. Кроме того,  $\delta (\sigma_r \phi)$  зависит от неопределенности в многогрупповом сечении  $\sigma_r^g$ . Таким образом, получается уравнение для неопределенности в матрице выгорания, которая возникает из-за неопределенности в групповых сечениях:

$$\delta A_d = \sum_{r,g,r'} \frac{\partial A(t_0)}{\partial (\sigma_r \phi)} \frac{\partial (\sigma_r \phi)}{\partial (\sigma_r^g)} \delta \sigma_r^g = \sum_{r,g,r'} \frac{\partial A(t_0)}{\partial (\sigma_r \phi)} G(r,g,r') \delta \sigma_r^g, \quad (2.31)$$

где  $G(r,g,r')$  – коэффициент чувствительности скорости реакции.

Неопределенности в ядерных концентрациях и в рассчитанном потоке вызывают неопределенности в скоростях реакций  $\sigma_r \phi$ :

$$\delta A_n = \sum_{r,i} \frac{\partial A(t_0)}{\partial (\sigma_r \phi)} \frac{\partial (\sigma_r \phi)}{\partial (N_i)} \delta N_i, \quad (2.32)$$

где суффикс  $i$  обозначает нуклиды.

Неопределенности в скоростях реакций, обусловленные статистической погрешностью расчета метода Монте-Карло, также вызывают неопределенности в  $\delta A$  следующим образом:

$$\delta A_s = \sum_r \frac{\partial A(t_0)}{\partial (\sigma_r \phi)} \delta (\sigma_r \phi), \quad (2.33)$$

где  $\delta (\sigma_r \phi)$  – статистическая погрешность в скорости реакции. Из уравнений (2.29), (2.31), (2.32) и (2.33) следует, что:

$$\delta A(t_0) = \sum_{r,g,r'} \frac{\partial A(t_0)}{\partial(\sigma_r \cdot \phi)} G(r, g, r') \delta \sigma_r^g + \sum_{r,i} \frac{\partial A(t_0)}{\partial(\sigma_r \cdot \phi)} \frac{\partial(\sigma_r \cdot \phi)}{\partial(N_i)} \delta N_i +$$

$$+ \sum_r \frac{\partial A(t_0)}{\partial(\sigma_r \cdot \phi)} \delta(\sigma_r \cdot \phi) \quad . (2.34)$$

Таким образом, оцененные скорости реакций в начале временного шага выгорания должны содержать неопределенности, обусловленные неопределенностями в микроскопических сечениях и ядерных концентрациях нуклидов, а также статистическую погрешность расчета метода Монте-Карло. Эти неопределенности приводят к неопределенностям в решениях уравнений выгорания для ядерных концентраций нуклидов в конце временного шага выгорания. Эти неопределенности снова вызывают неопределенности в оцененных скоростях реакций в начале следующего временного шага выгорания, которые, в свою очередь, становятся источником неопределенностей в оцененных ядерных концентрациях нуклидов в конце временного шага выгорания. Таким образом, неопределенности в ядерных концентрациях нуклидов и оцененных скоростях реакций распространяются по мере роста количества временных шагов выгорания. Для оценки распространения неопределенностей в течение периода выгорания необходимо использовать много временных шагов и выполнить множество расчетов методом Монте-Карло.

Неопределенности в оцененных микроскопических сечениях можно найти в двух типах библиотек: ориентированные на библиотеки ядерных данных активации и на библиотеки оцененных ядерных данных общего назначения. Опубликованные данные по погрешностям нейтронных сечений и их корреляциям для основных реакторных материалов, таких как H, O, Na, Pb,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и другие, в настоящее время являются неполными и часто находятся в противоречии друг с другом. Большая часть данных в оцененных библиотеках ядерных данных по-прежнему не имеет оценок неопределенностей, но если такие оценки доступны, то неопределенности в несколько процентов являются скорее нормой, чем исключением.

### 3. Неопределенности в интегральном потоке нейтронов $\Delta\Phi$ .

Для того чтобы получить значение потока нейтронов, необходим нормировочный коэффициент. Как правило, предполагается, что таким множителем является постоянная мощность, т.е. имеется механизм регулирования, который будет изменять (компенсировать) значение потока нейтронов для поддержания требуемого уровня постоянной мощности. Если обозначим полную мощность как  $P$ :

$$P = KN\sigma_f\Phi V, \quad (2.35)$$

где  $V$  – объем активной зоны;  $N\sigma_f\Phi$  – скорость деления;  $K$  – коэффициент пересчета. Из уравнения видно, что неопределенность в интегральном потоке нейтронов будет зависеть от неопределенностей в ядерных концентрациях нуклидов и неопределенностей в одногрупповых микроскопических сечениях делящегося материала.

#### 4. Статистическая погрешность расчета выгорания.

Уравнения Бейтмена являются нелинейными по отношению к потоку нейтронов, и, поскольку среднее значение нелинейной функции случайной величины не совпадает со значением функции для среднего значения случайной величины, вычисленные материальные составы будут содержать смещение статистического происхождения [100,101]. Это смещение пропорционально  $\frac{1}{n}$  и, следовательно, мало по сравнению со статистической погрешностью, которая ведет себя как  $\frac{1}{\sqrt{n}}$ . Например, результаты работы [102] показывают, что смещение в расчетах PWR ячеек становится сравнимым с погрешностью ядерных данных из библиотек только тогда, когда на шаг используется менее ста нейтронных историй. В типичных расчетах уровня сборки, которые используют миллионы нейтронных историй на шаг, смещение незначительно, но оно может стать значительным, если выполняется расчет выгорания активной зоны с точной дискретизацией по пространству. Предложена несмещенная оценка для экспоненциальной матрицы [101], но, насколько известно автору, она не используется ни в каком коде выгорания.

В стандартных расчетах топливной сборки используется достаточное количество нейтронных поколений, для того чтобы поддерживать статистические погрешности на уровне значительно меньше 1%, и некоторые исследования показали, что, если статистическая погрешность является крайне низкой, то погрешности реакторных функционалов малы, особенно по сравнению с погрешностями, возникающими из-за разброса значений в ядерных данных [49-51,53]. Оценки значений погрешностей реакторных функционалов, обусловленные неопределенностями ядерных данных, варьируются в зависимости от типа реактора и топлива, глубины выгорания, точности данных, предположений, сделанных о точности данных, и обработки корреляций между неопределенностями для различных величин.

Таким образом, источники неопределенностей в расчетах выгорания можно классифицировать следующим образом:

- 1) неопределенности в исходных ядерных данных;
- 2) неопределенности, обусловленные статистическим характером расчета переноса нейтронов методом Монте-Карло;
- 3) неопределенности, обусловленные нормировочным коэффициентом.

Мы пренебрегаем неопределенностями в постоянных распада, так как они имеют незначительное влияние на погрешности в ядерных концентрациях актинидов и продуктов деления [29,63,89].

Также предполагается, что неопределенности статистических и входных данных некоррелированные, как, например, независимые случайные величины. Дисперсии и ковариации составляют диагональные и недиагональные элементы ковариационной матрицы. Ковариации – это коррелированные неопределенности. Ковариация между разными нуклидами не рассматривается.

При установлении неопределенностей и ковариаций для многогрупповых ядерных данных по урану и трансурановым соединениям с использованием интегрального анализа экспериментов можно выделить четыре класса изотопов:

- а) основные изотопы (например,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ );
- б) другие изотопы U и Pu (например,  $^{234}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  и  $^{242}\text{Pu}$ );

в) минорные актиниды до  $^{245}\text{Cm}$  (т.е.  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{242}\text{Am}$ ,  $^{243}\text{Am}$ ,  $^{241}\text{Cm}$ ,  $^{244}\text{Cm}$  и  $^{245}\text{Cm}$ );

г) минорные актиниды с более высокой массой.

Для изотопов класса а) оценки неопределенности на основе анализа большого набора баз данных интегральных экспериментов в диапазоне тепловых энергий были предприняты в нескольких лабораториях, например, [103-105]. Только несколько значений, например, данные, относящиеся к реакции ( $n$ ,  $2n$ ), могут быть противоречивыми.

Для изотопов классов б) и в) интегральная база данных также актуальна, хотя недавние аналитические исследования были сосредоточены на данных, касающихся систем тепловых нейтронов [103-105]. Для изотопов класса г) практически не существует оценки неопределенности.

## **2.6 Метод определения потребностей точности микроскопических ядерных данных**

Для точного прогнозирования реакторных параметров необходимы достоверные ядерные данные. Погрешности в этих данных могут привести к большим неопределенностям в прогнозах. А это, в свою очередь, может потребовать создания больших запасов в проектах, что приведет к увеличению затрат. С другой стороны, если слишком точно определять ядерные данные, это тоже потребует значительных вложений в развитие экспериментальной техники. Поэтому важно обосновать необходимую точность ядерных данных.

Первым шагом в определении потребностей является установление целевой точности на основе технико-экономических соображений. Это означает, что нужно определить, насколько точно нужно предсказывать различные параметры установок, для расчета которых необходимы ядерные данные. Для определения целевой точности учитываются технологические и экономические факторы. Затем рассчитываются коэффициенты чувствительности этих параметров к изменениям ядерных данных. Это позволяет понять, какие ядерные данные нужны с большей точностью, а какие с меньшей. На этом этапе формируются требования к точности

оцененных ядерных данных, которые будут использованы для расчета характеристик реактора.

Чтобы определить погрешности в ядерных данных, которые позволяют точно предсказывать ядерные концентрации нуклидов, применен метод, не учитывающий корреляции между погрешностями. Этот метод позволяет определить, насколько точно нужно знать ядерные данные. Для этой цели необходимо найти коэффициенты чувствительности. Коэффициенты чувствительности могут использоваться для различных целей, таких как оценка неопределенности, оптимизация конструкции, определение целевых требований к точности, корректировка входных параметров и оценка репрезентативности эксперимента по отношению к эталону.

Коэффициенты чувствительности к расчетному параметру  $R$  от входных данных  $\sigma_i$  определяются как:

$$S_{R,i} = \frac{\partial R}{\partial \sigma_i} \frac{\sigma_i}{R}. \quad (2.36)$$

В случае выгорания ядерного топлива, коэффициент чувствительности для  $i$  нуклида к изменению ядерной концентрации  $i$ -го нуклида между временем  $t_0$  и  $t_F$  может быть записан в виде:

$$S_N^i = \frac{\partial N_F^i}{\partial \sigma_i} \frac{\sigma_i}{N_F^i} = \frac{1}{N_F^i} \int_{t_0}^{t_F} N^* \sigma_i N dt. \quad (2.37)$$

Для получения  $N$  и  $N^*$  используют классическое уравнение Бейтмана и сопряженное к нему уравнение с соответствующими граничными условиями. Коэффициенты чувствительности  $S_N^i$  вычисляются с помощью обобщенной теории возмущений.

Относительная вариация ядерной концентрации нуклида  $\frac{\delta N}{N}$  выражается линейно через относительные вариации одnogрупповых сечений  $\left(\frac{\delta \sigma}{\sigma}\right)_i$   $i$ -го нуклида с коэффициентами пропорциональности или чувствительности  $S_i$ :

$$\frac{\delta N}{N} = \sum_i S_i \left( \frac{\delta \sigma}{\sigma} \right)_i. \quad (2.38)$$

В нашем случае коэффициенты чувствительности  $S_i$  вычисляются с помощью программного комплекса VisualBurnOut.

Рассмотрим  $L$  реакторных параметров, зависящих от  $K$  ядерных констант.

Чтобы определить погрешности ядерных концентраций нуклидов, необходимо предположить, как суммируются погрешности, входящие в формулу (2.38). Если предположить, что вклады являются случайными и не связаны друг с другом, то дисперсия ядерной концентрации может быть выражена через дисперсии одногрупповых микроскопических сечений  $d_i$  следующим образом:

$$D^2 = \sum_i S_i^2 d_i^2. \quad (2.39)$$

При задании левой части, то есть погрешности реакторного параметра, необходимо определить совокупность погрешностей отдельных величин  $d_i^2$ .

Очевидно, что такая задача имеет несколько вариантов решения, и можно по-разному оценить вклад погрешностей разных сечений в погрешность ядерной концентрации нуклида. Однако достаточно наложить условие минимума затрат на совокупность экспериментов и учесть относительные затраты на измерения различных величин с учетом уже достигнутой точности, а также экстраполировать стоимость эксперимента в зависимости от его погрешности  $\delta$  по определенному закону, например, по закону  $\frac{1}{\delta^2}$ , как задача становится однозначной.

Выражение для стоимости экспериментов запишем в виде:

$$\sum_{i=1}^N \frac{\lambda_i}{d_i^2}, \quad (2.40)$$

где  $\lambda_i$  – константа, характеризующая стоимость экспериментов при определении величины с индексом  $i$ . В предположении равной способности экспериментаторов можно считать, что для получения достигнутых погрешностей  $d_i$  сделаны одинаковые затраты, и поэтому:

$$\frac{\lambda_i}{d_i^2} = const \quad (2.41)$$

где  $i = 1, \dots, K$  ( $K$  – общее количество ядерных констант).

Если учесть, что искомые погрешности должны быть ограничены сверху достигнутой точностью, то задача о планировании оптимальной совокупности микроскопических экспериментов и оценок, обеспечивающей требуемую точность расчета ядерных концентраций нуклидов, сводится к решению следующей экстремальной задачи:

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^K \frac{\lambda_i}{d_i^2} &\rightarrow \min \\ \sum_{i=1}^K S_{il}^2 d_i^2 &\leq D_l^2 \quad (l=1, \dots, L). \\ d_i^2 &\leq d_{i0}^2 \quad (i=1, \dots, K) \end{aligned} \quad (2.42)$$

Исходя из формулы (2.42) дисперсия расчета каждой ядерной концентрации должна быть меньше или равна допустимой дисперсии. Кроме того, к любому моменту времени каждая константа уже известна с какой-то точностью  $d_{i0}$ . Естественно потребовать в процессе определения требуемых точностей, чтобы  $d_i^2 \leq d_{i0}^2$ , т.е. чтобы требуемая точность не оказалась хуже, чем уже достигнутая.

При одном ограничении на дисперсию ядерной концентрации только одного нуклида задача решается аналитически [108]. Для решения оптимизационной задачи с произвольным числом нуклидов применен программный код SNOPT [109].

### 2.6.1 Программа для решения оптимизационной задачи

SNOPT – это универсальная система для решения оптимизационной задачи с ограничениями. SNOPT минимизирует линейную или нелинейную функцию с учетом линейных или нелинейных ограничений на переменные. Данная программа подходит для крупномасштабного линейного и квадратичного программирования

и для линейно-ограниченной оптимизации, а также для общих нелинейных программ вида:

$$f_0(x) \rightarrow \min$$

$$l \leq \begin{pmatrix} x \\ f(x) \\ A_L x \end{pmatrix} \leq u, \quad (2.43)$$

где  $x$  –  $n$ -вектор переменных,  $l$  и  $u$  – константы, определяющие нижнюю и верхнюю границы,  $f_0(x)$  – гладкая скалярная целевая функция,  $A_L x$  – разреженная матрица, а  $f(x)$  – вектор гладких нелинейных ограничительных функций  $\{f_i(x)\}$ .

В лучшем случае первые производные (градиенты)  $f_0(x)$  и  $f_i(x)$  должны быть известны и закодированы пользователем. Если известны только некоторые градиенты, SNOPT оценивает недостающие по конечным разностям.

Для всех переменных и ограничений указаны верхняя и нижняя границы. Если определенные границы отсутствуют, тогда элементам  $l$  и  $u$  можно присвоить специальные значения  $\pm\infty$ . Свободные переменные и свободные ограничения («свободные строки») имеют бесконечные границы.

Если  $f_0(x)$  линейная функция и  $f(x)$  отсутствует, тогда SNOPT применяет симплекс-метод линейного программирования.

Для случая с нелинейной целевой функцией и линейными или нелинейными ограничениями SNOPT применяет алгоритм последовательного квадратичного программирования (SQP), используя квазиньютоновские аппроксимации с ограниченной памятью к гессиану функции Лагранжа, который получает направления поиска из последовательности подзадач квадратичного программирования. Каждая подзадача QR минимизирует квадратичную модель некоторой функцией Лагранжа с учетом линеаризации ограничений. Расширенная функция оценки Лагранжа сокращается вдоль каждого направления поиска, чтобы обеспечить сходимость из любой начальной точки. SNOPT содержит несколько интерфейсов между пользователем и базовым решателем, что позволяет задавать задачи в различных форматах.

## 2.7 Проверка возможности использования метода вариаций исходных данных для оценки погрешностей ядерных концентраций в задаче выгорания

Для верификации расчетов погрешностей (далее под погрешностями будем понимать среднеквадратичные отклонения) в ядерных концентрациях, полученных программой VisualBurnOut, рассмотрим следующую модельную задачу. Будем рассматривать только деление и радиационный захват двух нуклидов –  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$ . Тогда система дифференциальных уравнений для выгорания примет вид

$$\begin{aligned} \frac{dN_{40}(t)}{dt} &= -\sigma_c^{40}\Phi N_{40}(t) - \sigma_f^{40}\Phi N_{40}(t), \\ \frac{dN_{41}(t)}{dt} &= -\sigma_c^{41}\Phi N_{41}(t) - \sigma_f^{41}\Phi N_{41}(t) + \sigma_c^{40}\Phi N_{40}(t), \end{aligned} \quad (2.44)$$

где

$$\begin{aligned} N_{40}(0) &= 6 \cdot 10^{20} \text{ ядер/см}^3 - \text{начальная ядерная концентрация } ^{240}\text{Pu}; \\ N_{41}(0) &= 2,5 \cdot 10^{20} \text{ ядер/см}^3 - \text{начальная ядерная концентрация } ^{241}\text{Pu}; \\ \sigma_c^{40} &= 15,06 \text{ барн}, \sigma_f^{40} = 0,62 \text{ барн} - \text{сечения захвата и деления } ^{240}\text{Pu}; \\ \sigma_c^{41} &= 5,32 \text{ барн}, \sigma_f^{41} = 17,01 \text{ барн} - \text{сечения захвата и деления } ^{241}\text{Pu}; \\ \Phi &= 5 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}\text{см}^{-2} - \text{плотность потока нейтронов.} \end{aligned}$$

Решение этой системы может быть найдено аналитически:

$$\begin{aligned} N_{40}(t) &= N_{40}^0 \exp\left[-(\sigma_c^{40} + \sigma_f^{40})\Phi t\right], \\ N_{41}(t) &= N_{41}^0 \exp\left[-(\sigma_c^{41} + \sigma_f^{41})\Phi t\right] + \frac{\sigma_c^{40} N_{40}^0}{\sigma_c^{41} + \sigma_f^{41} - \sigma_c^{40} - \sigma_f^{40}} \times \\ &\times \left\{ \exp\left[-(\sigma_c^{40} + \sigma_f^{40})\Phi t\right] - \exp\left[-(\sigma_c^{41} + \sigma_f^{41})\Phi t\right] \right\}. \end{aligned} \quad (2.45)$$

Коэффициенты чувствительности по отношению к плотности потока нейтронов представляют собой производные:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_{40}(t)}{\partial t} &= -N_{40}(\sigma_c^{40} + \sigma_f^{40})t \cdot \exp\left[-(\sigma_c^{40} + \sigma_f^{40})\Phi t\right], \\ \frac{\partial N_{41}(t)}{\partial t} &= -N_{41}(\sigma_c^{41} + \sigma_f^{41})t \cdot \exp\left[-(\sigma_c^{41} + \sigma_f^{41})\Phi t\right] + \frac{\sigma_c^{40} N_{40}^0 t}{\sigma_c^{41} + \sigma_f^{41} - \sigma_c^{40} - \sigma_f^{40}} \times \\ &\times \left\{ -(\sigma_c^{40} + \sigma_f^{40}) \exp\left[-(\sigma_c^{40} + \sigma_f^{40})\Phi t\right] + (\sigma_c^{41} + \sigma_f^{41}) \exp\left[-(\sigma_c^{41} + \sigma_f^{41})\Phi t\right] \right\}. \end{aligned} \quad (2.46)$$

Тогда относительные среднеквадратичные отклонения ядерных концентраций могут быть вычислены на основании линейной теории возмущений как коэффициенты чувствительности к плотности потока нейтронов, умноженные на среднеквадратичное отклонение плотности потока нейтронов:

$$\begin{aligned} &\frac{\partial N_{40}(t) \Delta \Phi \cdot 100\%}{\partial \Phi N_{40}(t)} \\ &\frac{\partial N_{41}(t) \Delta \Phi \cdot 100\%}{\partial \Phi N_{41}(t)}. \end{aligned} \quad (2.47)$$

С другой стороны, на основании вариации плотности потока нейтронов с помощью программы VisualBurnOut оценивались те же величины. Аналогичные выкладки были проделаны по отношению к сечению радиационного захвата  $^{240}\text{Pu}$ .

Были проведены сравнительные расчеты ядерных концентраций и их среднеквадратичных отклонений в процессе выгорания для описанной выше модельной задачи, обусловленных среднеквадратичным отклонением в плотности потока нейтронов (среднеквадратичное отклонение, равное 3%), с использованием аналитических формул и метода вариации исходных данных программы VisualBurnOut, в котором плотность потока нейтронов варьировалась в пределах заданного среднеквадратичного отклонения. При проведении расчетов выполнялся один шаг по выгоранию. Результаты расчетов приведены в таблице 2.5.

Таблица 2.5 – Сравнение результатов аналитического метода и метода вариации исходных данных

Дни	Аналитический подход		Расчет по VisualBurnOut	
	$N_{40}$	$N_{41}$	$N_{40}$	$N_{41}$
50	$5,800E20 \pm 0,10\%$	$2,570E20 \pm 0,08\%$	$5,800E20 \pm 0,10\%$	$2,570E20 \pm 0,08\%$
80	$5,684E20 \pm 0,16\%$	$2,607E20 \pm 0,11\%$	$5,684E20 \pm 0,16\%$	$2,607E20 \pm 0,11\%$
100	$5,607E20 \pm 0,20\%$	$2,630E20 \pm 0,13\%$	$5,607E20 \pm 0,20\%$	$2,630E20 \pm 0,13\%$
200	$5,240E20 \pm 0,41\%$	$2,724E20 \pm 0,17\%$	$5,240E20 \pm 0,41\%$	$2,724E20 \pm 0,17\%$
300	$4,897E20 \pm 0,61\%$	$2,788E20 \pm 0,16\%$	$4,897E20 \pm 0,61\%$	$2,788E20 \pm 0,16\%$
400	$4,576E20 \pm 0,81\%$	$2,825E20 \pm 0,11\%$	$4,576E20 \pm 0,82\%$	$2,825E20 \pm 0,11\%$
500	$4,276E20 \pm 1,02\%$	$2,839E20 \pm 0,02\%$	$4,276E20 \pm 1,02\%$	$2,839E20 \pm 0,03\%$
600	$3,997E20 \pm 1,22\%$	$2,835E20 \pm 0,09\%$	$3,997E20 \pm 1,23\%$	$2,835E20 \pm 0,09\%$
700	$3,735E20 \pm 1,42\%$	$2,814E20 \pm 0,21\%$	$3,735E20 \pm 1,43\%$	$2,814E20 \pm 0,22\%$
800	$3,490E20 \pm 1,63\%$	$2,779E20 \pm 0,35\%$	$3,490E20 \pm 1,64\%$	$2,779E20 \pm 0,35\%$
1000	$3,048E20 \pm 2,03\%$	$2,677E20 \pm 0,67\%$	$3,048E20 \pm 2,05\%$	$2,677E20 \pm 0,68\%$

Наблюдается практически полное совпадение результатов, полученных с использованием обоих методов, как в расчетах ядерных концентраций, так и в расчетах их среднеквадратичных отклонений. В то время как ядерная концентрация  $^{240}\text{Pu}$  монотонно падает, а ее среднеквадратичное отклонение монотонно растет, ядерная концентрация и среднеквадратичное отклонение концентрации  $^{241}\text{Pu}$  ведут себя более сложным образом. Можно заметить, что в районе 500 дней ядерная концентрация  $^{241}\text{Pu}$  испытывает перегиб (сначала растет, а затем начинает падать), а среднеквадратичное отклонение перед перегибом начинает падать (вероятно, из-за уменьшения темпа роста концентрации) и достигает минимума в точке перегиба ядерной концентрации, а за перегибом среднеквадратичное отклонение снова начинает расти (рисунок 2.2).

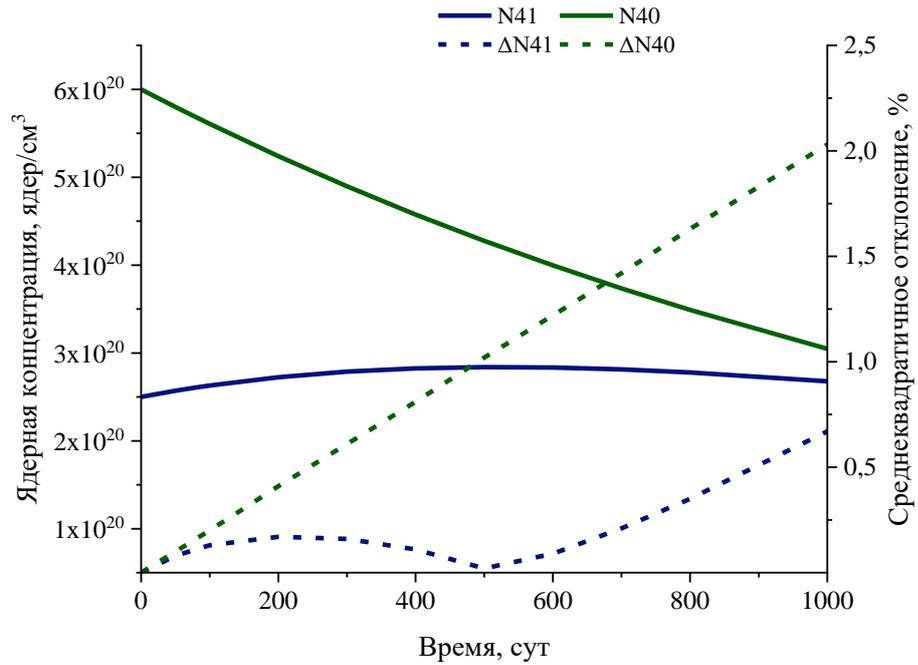


Рисунок 2.2 – Ядерные концентрации  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$  и их погрешности

В таблице 2.6 приведены сравнительные расчеты погрешностей ядерных концентраций  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$ , обусловленные среднеквадратичным отклонением в сечении реакции захвата  $^{240}\text{Pu}$  ( $\Delta\sigma_c^{40}$ ). От данного сечения зависят оба изотопа, причем коэффициент чувствительности для  $^{241}\text{Pu}$  имеет сложную зависимость, поэтому из-за громоздкости формулы она здесь не представлена.

И здесь наблюдается полное согласие между результатами, полученными с использованием обоих методов.

Таблица 2.6 – Сравнение результатов аналитического метода и метода вариации исходных данных

Дни	Аналитический подход		Расчет по VisualBurnOut	
	$\Delta N_{40}, \%$	$\Delta N_{41}, \%$	$\Delta N_{40}, \%$	$\Delta N_{41}, \%$
50	0,03	0,07	0,03	0,07
80	0,05	0,11	0,05	0,11
100	0,07	0,13	0,07	0,13
200	0,13	0,23	0,13	0,23
300	0,20	0,30	0,20	0,30
400	0,25	0,34	0,26	0,35
500	0,33	0,37	0,33	0,38
600	0,38	0,38	0,39	0,40
700	0,45	0,40	0,46	0,42
800	0,51	0,41	0,52	0,43
900	0,57	0,41	0,59	0,43
1000	0,62	0,42	0,65	0,43

Исследовалась зависимость погрешности ядерных концентраций от числа шагов по выгоранию. При этом, кроме среднеквадратичного отклонения плотности потока нейтронов, на каждом следующем шаге учитывались уже рассчитанные среднеквадратичные отклонения ядерных концентраций на предыдущем шаге. Результаты расчетов приводятся в таблице 2.7.

Таблица 2.7 – Влияние размера шага в расчетах выгорания на результаты расчетов в методе вариации исходных данных

Число точек	5	5	4	4	1	1
Дни	$N_{40}$	$N_{41}$	$N_{40}$	$N_{41}$	$N_{40}$	$N_{41}$
0	0	0	0	0	0	0
20	0,00041	0,00034				
25			0,00051	0,00041		
40	0,00082	0,00066				
50			0,0010	0,00079		
60	0,0012	0,0010				
75			0,0015	0,0012		
80	0,0016	0,0012				
100	0,0020	0,0015	0,0020	0,0015	0,0020	0,0013

Из таблицы видно, что среднеквадратичные отклонения ядерных концентраций выходят на асимптотику. Оказалось, что если среднеквадратичное отклонение концентрации  $^{240}\text{Pu}$  даже за один шаг по времени дает правильный

результат, то для  $^{241}\text{Pu}$  правильный результат получается, только если брать несколько промежуточных временных интервалов.

## 2.8 Выводы к главе 2

На основании проведенных расчетов можно сделать вывод, что метод вариации исходных данных, реализованный в программе VisualBurnOut, может быть использован для оценки среднеквадратичных отклонений ядерных концентраций в задаче выгорания топлива в зависимости от среднеквадратичных отклонений плотности потока нейтронов и скоростей реакций. Среднеквадратичные отклонения ядерных концентраций могут вести себя сложным образом – их поведение зависит от накопления и выгорания соответствующих нуклидов. Для получения более точных результатов необходимо разбивать полный временной интервал на несколько более мелких шагов по времени, учитывая на каждом шаге среднеквадратичные отклонения уже полученных ядерных концентраций. Среднеквадратичные отклонения при этом выходят на асимптотику.

## Глава 3 Оценка погрешностей ядерных концентраций актинидов с использованием программного комплекса VisualBurnOut для ячейки реактора PWR

### 3.1 Тестовая модель ячейки PWR

#### 3.1.1 Описание модели

Расчеты выполнены для модели ячейки реактора PWR, используемой в качестве международного бенчмарка [107] (рисунок 3.1).

Материал оболочки – циркалой, имеющий плотность  $5,8736 \text{ г/см}^3$ . Теплоноситель – вода плотностью  $0,7245 \text{ г/см}^3$ . Граничные условия отражения ставятся на всех внешних границах ячейки, таким образом моделируется бесконечная решетка из одинаковых ячеек. Температура топлива, оболочки и теплоносителя равна 900, 620 и 575 К соответственно.

Топливом является  $\text{UO}_2$  обогащением по  $^{235}\text{U}$  4,3% или MOX обогащением 4,11% по делящемуся плутонию  $^{239}\text{Pu}+^{241}\text{Pu}$ .

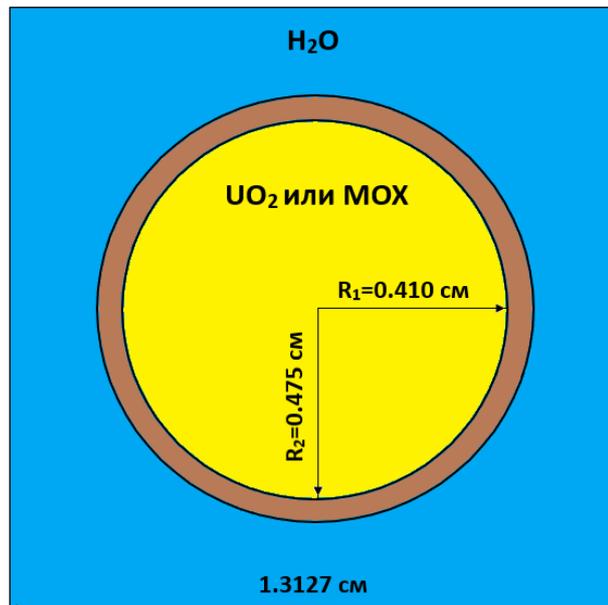


Рисунок 3.1 – Геометрия ячейки PWR

Изотопный состав плутония в свежем МОХ-топливе: 0,05, 93,6, 6,0, 0,3 и 0,05% для  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  и  $^{242}\text{Pu}$  соответственно. Состав свежего топлива, оболочки и замедлителя приведен в таблице 3.1.

Таблица 3.1 – Структура ячейки PWR

Нуклид	Ядерные концентрации, $10^{24}$ ядер/см <sup>3</sup>			
	Топливо, $T = 900$ К		Оболочка (циркалой), $T = 620$ К, внешний радиус – 0,475 см, толщина – 0,065 см	Теплоноситель/замедлитель ( $\text{H}_2\text{O}$ ), $T = 575$ К, 600 ppm бора
	$\text{PuO}_2 + \text{UO}_2$ (МОХ)	$\text{UO}_2$		
$^{234}\text{U}$	2,7043E-7	8,1248E-6		
$^{236}\text{U}$		8,0558E-6		
$^{235}\text{U}$	5,6570E-5	1,0113E-3		
$^{238}\text{U}$	2,2286E-2	2,2206E-2		
$^{238}\text{Pu}$	4,5941E-7			
$^{239}\text{Pu}$	8,5640E-4			
$^{240}\text{Pu}$	5,4669E-5			
$^{241}\text{Pu}$	2,7221E-6			
$^{242}\text{Pu}$	4,5180E-7			
$^{16}\text{O}$	4,6515E-2	4,6467E-2		
Zr			3,8657E-2	
Fe			1,3345E-4	
Cr			6,8254E-5	
H				4,8414E-2
O				2,4213E-2
$^{10}\text{B}$				4,7896E-6
$^{11}\text{B}$				1,9424E-5

Расчеты изотопной кинетики проводились по программе VisualBurnOut с использованием одноступенчатых сечений реакций и плотности потока нейтронов, рассчитанных по программе MCNP с библиотекой JENDL-3.2. В расчетах учитывались 340 нуклидов, было прослежено 1000 нейтронных циклов с пакетом нейтронов, равным 10000. Было проведено три цикла расчета до глубин выгорания 16, 32 и 48 МВт·сут/кг с 30-ти дневной выдержкой между циклами.

При сохранении линейной мощности 185 Вт/см проводился пересчет плотности потока нейтронов и нейтронных сечений с шагом 30 суток (1,15 МВт·сут/кг). На каждом шаге выгорания рассчитывались скорости реакций и плотность потока нейтронов, которые затем передавались в

программу выгорания, рассчитывался шаг выгорания, затем рассчитывались новые скорости реакций и потоки, выполнялся следующий шаг выгорания и т.д. На каждом шаге учитывались погрешности ядерных концентраций, рассчитанные на предыдущем шаге.

### 3.1.2 Верификация модели

В данном разделе сравниваются результаты расчета выгорания, полученные по программе VisualBurnOut (далее VBO), с результатами из международного бенчмарка [107].

В таблице 3.2 и на рисунке 3.2 приведены результаты расчета коэффициента размножения бесконечной решетки  $K_{\infty}$  в сравнении с результатами, полученными различными авторами из международного бенчмарка [107]. Видно, что значения  $K_{\infty}$ , полученные с помощью программы VisualBurnOut, расположены между минимальным и максимальным значением для всех циклов выгорания.

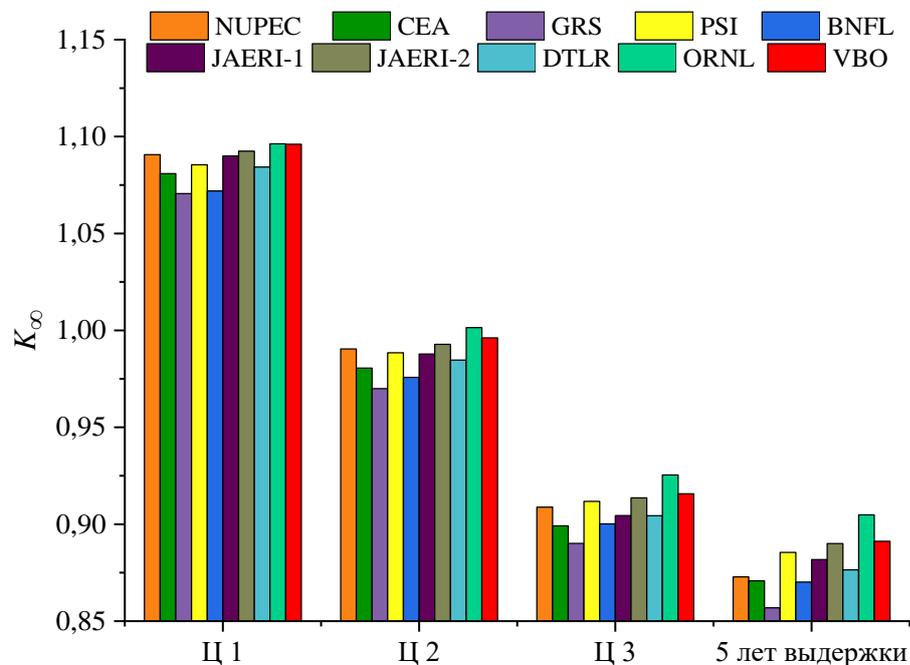


Рисунок 3.2 – Результаты расчета коэффициента размножения бесконечной решетки  $K_{\infty}$

Таблица 3.2 – Результаты расчета коэффициента размножения бесконечной решетки  $K_{\infty}$

Участник	$K_{\infty}$				Относительное отклонение в $K_{\infty}$ , %			
	Ц 1	Ц 2	Ц 3	5 лет выдержки	Ц 1	Ц 2	Ц 3	5 лет выдержки
NUPEC	1,09068	0,99041	0,90879	0,87288	0,55	0,47	0,26	-0,68
CEA	1,08089	0,98056	0,89916	0,87082	- 0,35	- 0,53	- 0,80	-0,91
GRS	1,07057	0,96996	0,89012	0,85692	- 1,31	- 1,60	- 1,80	-2,49
PSI	1,08547	0,98849	0,91182	0,88549	0,07	0,28	0,59	0,76
BNFL	1,07194	0,9758	0,9002	0,87016	- 1,18	- 1,01	- 0,69	-0,99
JAERI (MVP)	1,09004	0,98782	0,9045	0,88175	0,49	0,21	- 0,22	0,33
JAERI (SWAT)	1,09248	0,99281	0,91364	0,89002	0,71	0,71	0,79	1,27
DTLR	1,0843	0,9847	0,9044	0,8765	- 0,04	- 0,11	- 0,23	-0,26
ORNL	1,09625	1,00144	0,92544	0,90484	1,06	1,59	2,09	2,96
VBO	1,09605	0,99615	0,9157	0,89117	1,04	1,05	1,02	1,41
Среднее значение	1,08474	0,98578	0,90645	0,87882				
СКО*	0,00892	0,00939	0,01008	0,01376				
СКО, %	0,82	0,95	1,11	1,57				
Ср.зн.+СКО	1,09365	0,99517	0,91653	0,89258				
Ср.зн.-СКО	1,07582	0,97638	0,89637	0,86506				
Минимум	1,07057	0,96996	0,89012	0,85692				
Максимум	1,09625	1,00144	0,92544	0,90484				

\*среднеквадратичное отклонение

В таблице 3.3 и на рисунке 3.3 представлены результаты изменения реактивности за время трех циклов выгорания и после 5 лет выдержки.

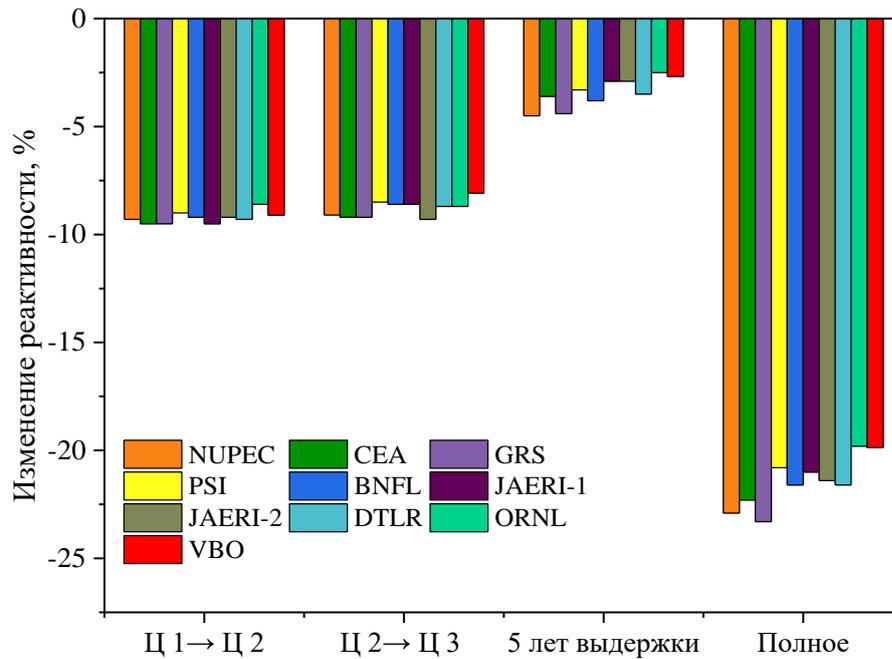


Рисунок 3.3 – Результаты расчета изменения реактивности

Таблица 3.3 – Результаты расчета изменения реактивности

Участник	Изменение реактивности, %				Относительное отклонение в изменении реактивности, %			
	Ц 1 → Ц 2	Ц 2 → Ц 3	5 лет выдержки	Полное	Ц 1 → Ц 2	Ц 2 → Ц 3	5 лет выдержки	Полное
NUPEC	-9,3	-9,1	-4,5	-22,9	0,3	2,0	30,0	5,8
CEA	-9,5	-9,2	-3,6	-22,3	2,3	3,8	4,0	3,2
GRS	-9,5	-9,2	-4,4	-23,3	4,7	4,0	25,0	7,7
PSI	-9,0	-8,5	-3,3	-20,8	-2,4	-4,4	-6,3	-3,8
BNFL	-9,2	-8,6	-3,8	-21,6	-0,7	-3,2	10,2	0,0
JAERI (MVP)	-9,5	-8,6	-2,9	-21,0	2,6	-3,2	-18,1	-3,1
JAERI (SWAT)	-9,2	-9,3	-2,9	-21,4	-0,7	4,8	-16,6	-1,0
DTLR	-9,3	-8,7	-3,5	-21,6	0,8	-1,9	1,1	-0,3
ORNL	-8,6	-8,7	-2,5	-19,8	-6,7	-1,9	-29,3	-8,4
VBO	-9,1	-8,1	-2,7	-19,9	-2,2	-9,0	-22,9	-7,9
Среднее значение	-9,3	-8,9	-3,5	-21,6				
СКО*	0,3	0,3	0,7	1,1				
СКО, %	-3,3	-3,6	-19,8	-5,0				
Ср.зн.+СКО	-9,0	-8,6	-2,8	-20,6				
Ср.зн.-СКО	-9,6	-9,2	-4,2	-22,7				
Минимум	-9,7	-9,3	-4,5	-23,3				
Максимум	-8,6	-8,5	-2,5	-19,8				

\*среднеквадратичное отклонение

Результаты расчета выгорания с помощью программного комплекса VisualBurnOut хорошо согласуются с другими работами.

### **3.2 Оценка константной погрешности**

#### **3.2.1 Погрешности в ядерных концентрациях актинидов, обусловленные погрешностью в плотности потока нейтронов**

В данном разделе исследуется влияние состава свежего топлива и спектра нейтронов на погрешности в ядерных концентрациях актинидов, которые обусловлены погрешностью в плотности потока нейтронов, равной 3%. В реальности эта погрешность существенно ниже и может изменяться от выгорания. Таким образом, эта погрешность может считаться некоторой модельной погрешностью. Реальная (экспериментальная) погрешность может быть определена, например, в результате проведения экспериментов по определению плотности потока нейтронов в реальных бенчмарках. Для изучения влияния состава свежего топлива проведена оценка погрешности расчетных значений ядерных концентраций актинидов при выгорании  $UO_2$ - и MOX-топлива в ячейке PWR. С целью недопущения влияния начального состава топлива для исследования влияния быстрого спектра была выбрана та же ячейка реактора PWR с MOX-топливом (далее по тексту MOX\_fast), только уже с жестким спектром. Для ужесточения спектра были изменены геометрия и концентрация водорода в замедлителе.

На рисунке 3.4 представлен график зависимости коэффициента размножения бесконечной решетки и плотности потока нейтронов от времени.

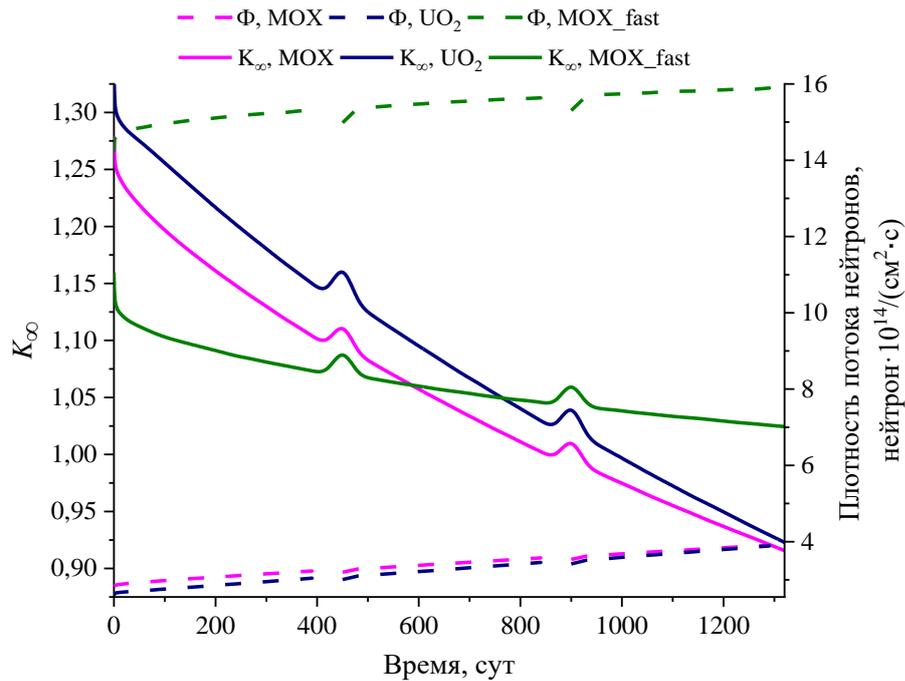


Рисунок 3.4 – Зависимость коэффициента размножения бесконечной решетки и плотности потока нейтронов от времени

На рисунке 3.5 показаны среднеквадратичные отклонения концентраций для некоторых изотопов урана в зависимости от выгорания до 48 МВт·сут/кг. Среднеквадратичное отклонение концентрации  $^{236}\text{U}$  уменьшается с выгоранием для MOX-топлива, тогда как для  $\text{UO}_2$ -топлива сначала увеличивается, а затем уменьшается. Среднеквадратичные отклонения концентраций как для  $^{234}\text{U}$ , так и для  $^{235}\text{U}$  возрастают с выгоранием, поскольку их концентрации уменьшаются по сравнению с начальными значениями. Причем среднеквадратичное отклонение концентрации  $^{235}\text{U}$  увеличивается быстрее, чем у  $^{234}\text{U}$ , потому что исходная концентрация  $^{235}\text{U}$  больше, чем у  $^{234}\text{U}$ . По этой же причине для  $\text{UO}_2$ -топлива погрешности концентраций  $^{234}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$  растут быстрее, чем у MOX-топлива. При 48 МВт·сут/кг среднеквадратичное отклонение концентрации  $^{235}\text{U}$  составляет 0,64 и 0,49% для  $\text{UO}_2$ - и MOX-топлива соответственно. Погрешность по  $^{234}\text{U}$  составляет 0,32 и 0,20% для  $\text{UO}_2$ - и MOX-топлива соответственно при 48 МВт·сут/кг. Изменение спектра нейтронов для MOX-топлива не влияет на характер зависимости среднеквадратичных отклонений ядерных концентраций

изотопов урана от глубины выгорания. При 48 МВт·сут/кг среднеквадратичные отклонения концентраций для  $^{234}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{236}\text{U}$  составляют 0,10, 0,55 и 0,40% соответственно.

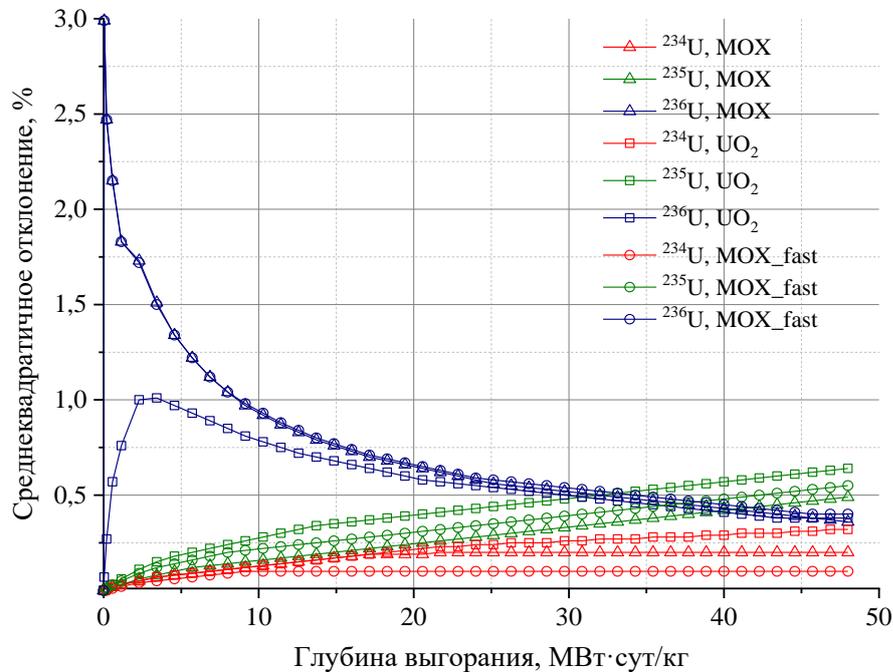


Рисунок 3.5 – Среднеквадратичные отклонения концентраций изотопов урана

На рисунке 3.6 представлены среднеквадратичные отклонения изотопного состава плутония для UO<sub>2</sub>- и MOX-топлива.

Для UO<sub>2</sub>-топлива среднеквадратичные отклонения концентраций изотопов плутония велики при малых выгораниях, когда их концентрации малы, а затем быстро уменьшаются и приближаются к асимптотическому значению для больших выгораний. При глубине выгорания 48 МВт·сут/кг все изотопы  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  и  $^{242}\text{Pu}$  имеют среднеквадратичные отклонения в диапазоне от 0,10% до 0,50%.

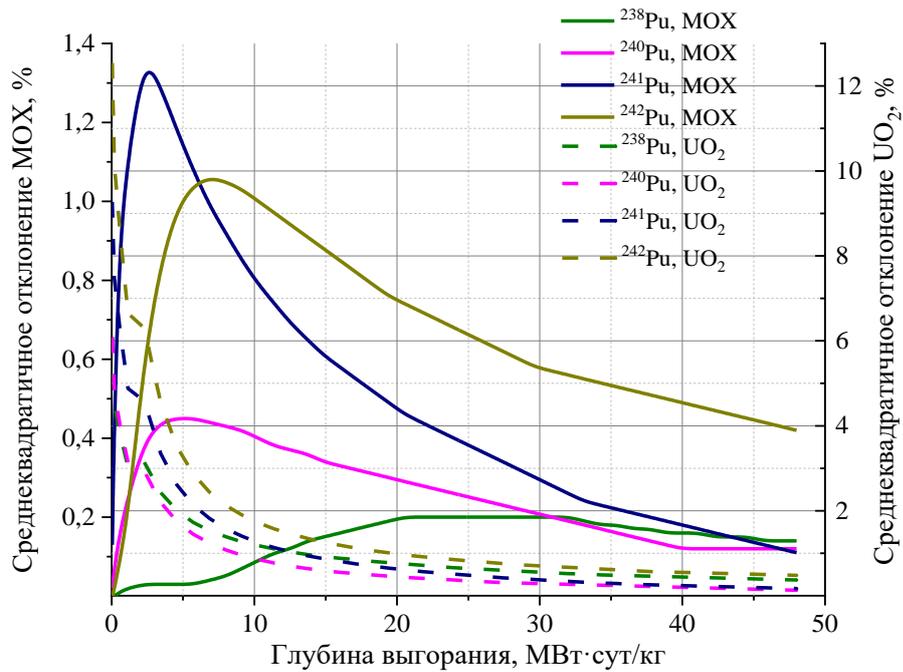


Рисунок 3.6 – Среднеквадратичные отклонения концентраций изотопов плутония для UO<sub>2</sub>- и MOX-топлива

Для MOX-топлива среднеквадратичные отклонения концентраций для <sup>238</sup>Pu, <sup>240</sup>Pu и <sup>242</sup>Pu сначала увеличиваются с выгоранием, а затем уменьшаются. <sup>239</sup>Pu ведет себя по-разному в зависимости от вида топлива: в MOX-топливе (рисунок 3.7) он выгорает, тогда как в UO<sub>2</sub>-топливе (рисунок 3.8) он накапливается, соответственно и зависимость среднеквадратичных отклонений концентрации от времени различная. Для UO<sub>2</sub>-топлива среднеквадратичное отклонение концентрации <sup>239</sup>Pu резко убывает с ~3%, достигая в районе 30 МВт·сут/кг асимптотического значения ~0,1%, а затем медленно начинает возрастать. Для MOX-топлива среднеквадратичное отклонение концентрации <sup>239</sup>Pu сначала возрастает до 0,33% в районе 25 МВт·сут/кг, а затем происходит медленный спад до значения 0,28%. При глубине выгорания 48 МВт·сут/кг все изотопы <sup>238</sup>Pu, <sup>239</sup>Pu, <sup>240</sup>Pu и <sup>241</sup>Pu имеют среднеквадратичные отклонения концентраций в диапазоне от 0,10 до 0,30%, тогда как для <sup>242</sup>Pu погрешность составляет 0,42%.

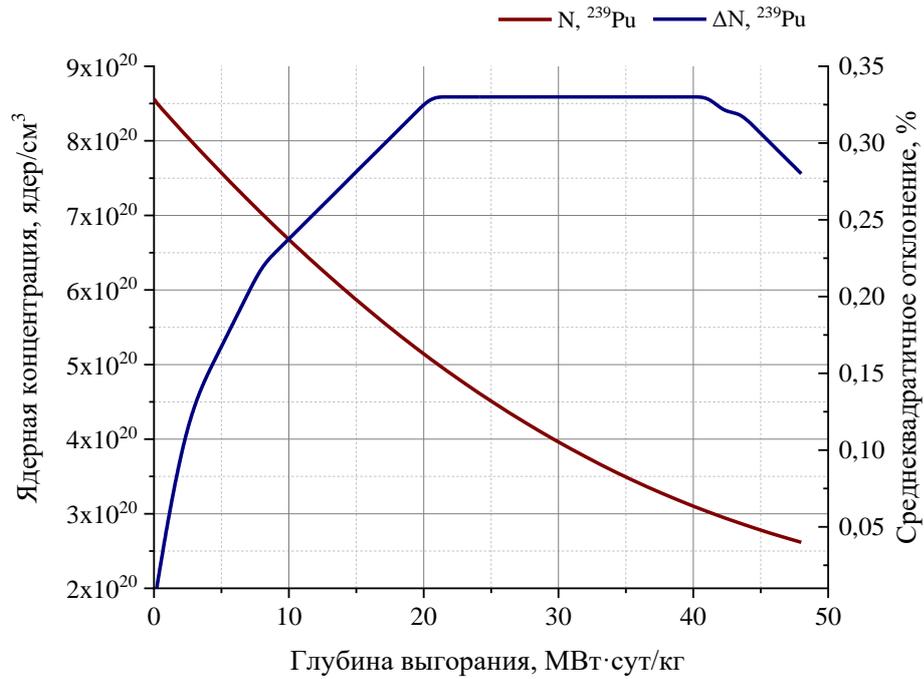


Рисунок 3.7 – Зависимость ядерной концентрации  $^{239}\text{Pu}$  и среднеквадратичного отклонения концентрации  $^{239}\text{Pu}$  для MOX-топлива от глубины выгорания

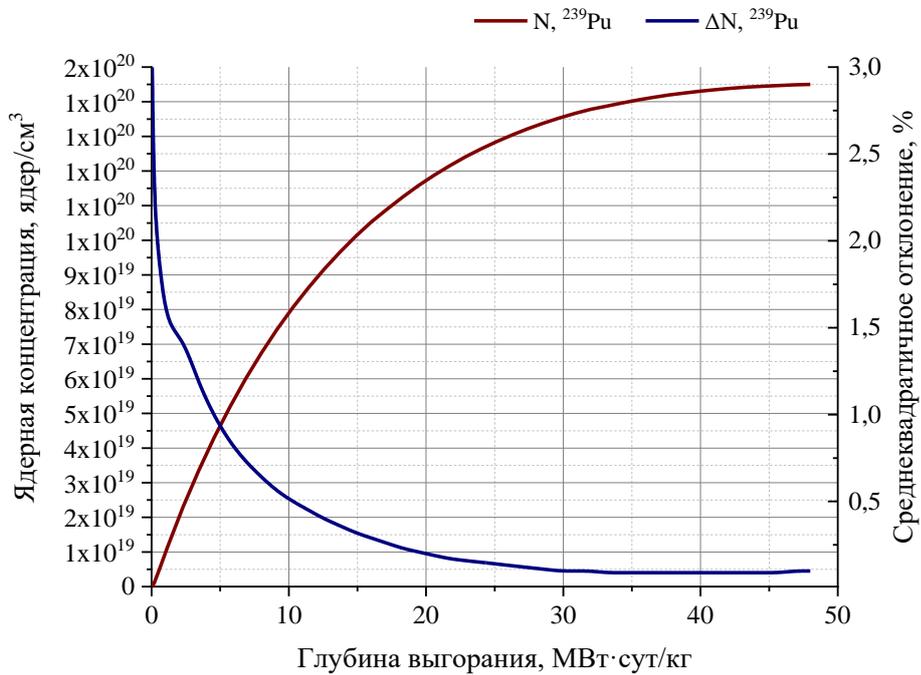


Рисунок 3.8 – Зависимость ядерной концентрации  $^{239}\text{Pu}$  и среднеквадратичного отклонения концентрации  $^{239}\text{Pu}$  для UO<sub>2</sub>-топлива от глубины выгорания

В таблице 3.4 представлены среднеквадратичные отклонения в ядерных концентрациях для трех глубин выгорания. Погрешность для  $^{238}\text{U}$  очень мала (0,01%) и постоянна при выгорании, поскольку его концентрация существенно не изменяется по сравнению с исходной концентрацией. Для минорных актинидов погрешности, в основном, составляют менее 5%, как и ожидалось, эти погрешности для некоторых нуклидов значительно выше, чем для урана и плутония. Для наиболее важных актинидов погрешности находятся в диапазоне от 1 до 3%. Практически все значимые изотопы кюрия имеют погрешности в ядерных концентрациях в диапазоне 0,50-1,00%.

Как видно из таблицы 3.4, наблюдается тенденция превышения среднеквадратичных отклонений ядерных концентраций актинидов для  $\text{UO}_2$ -топлива по сравнению с MOX-топливом. Исключение составляют концентрации  $^{233}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Am}$ . Из этих данных видно, что рассмотренное изменение типа топлива приводит к изменению погрешностей ядерных концентраций актинидов.

В большинстве случаев с увеличением выгорания разница между погрешностями в ядерных концентрациях для  $\text{UO}_2$ - и MOX-топлива уменьшается.

Ужесточение спектра нейтронов не влияет на зависимость среднеквадратичных отклонений ядерных концентраций от глубины выгорания. Разница заключается лишь в численном значении погрешности на конец кампании, причем в ту или иную сторону. Для большинства актинидов наблюдается тенденция к уменьшению погрешностей при переходе от теплового к быстрому нейтронному спектру. Для изотопов урана, нептуния и плутония наблюдается обратный эффект, за исключением  $^{232}\text{U}$ ,  $^{234}\text{U}$ ,  $^{236}\text{Pu}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{242}\text{Pu}$ .

Таблица 3.4 – Сравнение среднеквадратичных отклонений ядерных концентраций для двух видов топлива и трех спектров

Нуклид	Среднеквадратичные отклонения в ядерных концентрациях, %								
	PWR, MOX (МВт·сут/кг)			PWR, UO <sub>2</sub> (МВт·сут/кг)			PWR, MOX_fast (МВт·сут/кг)		
	16	32	48	16	32	48	16	32	48
<sup>232</sup> U	0,73	0,52	0,38	0,84	0,59	0,45	0,64	0,41	0,27
<sup>233</sup> U	0,60	0,29	0,15	0,57	0,27	0,13	0,58	0,30	0,16
<sup>234</sup> U	0,18	0,20	0,20	0,18	0,27	0,32	0,10	0,10	0,10
<sup>235</sup> U	0,21	0,35	0,49	0,36	0,50	0,64	0,27	0,41	0,55
<sup>236</sup> U	0,73	0,50	0,36	0,66	0,48	0,38	0,74	0,52	0,40
<sup>237</sup> U	2,87	2,85	2,84	2,98	2,90	2,86	2,85	2,85	2,85
<sup>238</sup> U	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
<sup>236</sup> Np	0,76	0,37	0,19	0,78	0,39	0,21	0,77	0,41	0,26
<sup>237</sup> Np	0,50	0,31	0,20	0,59	0,36	0,22	0,50	0,31	0,22
<sup>238</sup> Np	3,13	3,03	2,98	3,18	3,04	2,98	3,12	3,03	3,01
<sup>239</sup> Np	2,99	2,99	2,99	2,99	2,99	2,99	2,99	2,99	2,99
<sup>236</sup> Pu	0,75	0,63	0,60	1,30	0,86	0,67	0,74	0,59	0,54
<sup>238</sup> Pu	0,16	0,20	0,14	0,88	0,52	0,37	0,22	0,26	0,19
<sup>239</sup> Pu	0,29	0,33	0,28	0,29	0,10	0,10	0,04	0,04	0,04
<sup>240</sup> Pu	0,33	0,19	0,12	0,55	0,27	0,13	0,41	0,31	0,28
<sup>241</sup> Pu	0,58	0,26	0,11	0,81	0,34	0,17	0,57	0,35	0,23
<sup>242</sup> Pu	0,85	0,56	0,42	1,19	0,67	0,48	0,69	0,53	0,39
<sup>241</sup> Am	0,29	0,37	0,50	0,40	0,42	0,54	0,24	0,24	0,24
<sup>242m</sup> Am	0,55	0,20	0,22	0,62	0,25	0,28	0,59	0,29	0,18
<sup>242</sup> Am	2,88	2,84	2,82	2,86	2,79	2,76	2,92	2,91	2,92
<sup>243</sup> Am	1,00	0,64	0,46	1,43	0,78	0,52	0,82	0,58	0,44
<sup>244</sup> Am	3,63	3,32	3,18	4,05	3,44	3,24	3,46	3,26	3,16
<sup>242</sup> Cm	1,15	0,91	0,81	1,30	0,95	0,83	1,11	0,90	0,82
<sup>243</sup> Cm	1,29	0,76	0,50	1,58	0,86	0,56	1,21	0,74	0,54
<sup>244</sup> Cm	1,20	0,82	0,63	1,68	0,98	0,71	1,03	0,71	0,57
<sup>245</sup> Cm	1,34	0,85	0,58	1,89	1,01	0,66	1,14	0,71	0,54
<sup>246</sup> Cm	1,63	1,11	0,87	2,20	1,29	0,96	1,43	0,94	0,75
<sup>247</sup> Cm	1,81	1,19	0,91	2,45	1,40	1,03	1,61	1,00	0,77
<sup>248</sup> Cm	2,03	1,34	1,05	2,71	1,57	1,17	1,82	1,12	0,88
<sup>249</sup> Cm	4,71	3,98	3,68	5,44	4,22	3,80	4,46	3,74	3,50
<sup>250</sup> Cm	3,85	2,68	2,19	4,83	3,08	2,42	3,51	2,31	1,83
<sup>249</sup> Bk	2,26	1,43	1,08	2,97	1,65	1,18	2,08	1,29	1,02
<sup>250</sup> Bk	4,99	4,16	3,84	5,74	4,40	3,96	4,77	3,98	3,71
<sup>249</sup> Cf	1,09	0,56	0,50	1,57	0,68	0,56	1,00	0,47	0,36
<sup>250</sup> Cf	2,37	1,43	1,05	3,08	1,64	1,13	2,18	1,27	0,95
<sup>251</sup> Cf	2,50	1,43	1,00	3,21	1,64	1,08	2,30	1,24	0,87
<sup>252</sup> Cf	2,81	1,74	1,36	3,51	1,95	1,44	2,58	1,50	1,13

### 3.2.2 Влияние количества расчетных точек выгорания на погрешности ядерных концентраций

В расчетах выгорания методом Монте-Карло погрешности во входных параметрах модели переносятся на ядерные концентрации нуклидов посредством экспоненциальной функции. В этих условиях существует вероятность того, что погрешности в ядерных концентрациях зависят от количества расчетных точек выгорания.

Чтобы проверить эти условия, рассмотрим следующую задачу, называемую симметричной моделью случайного блуждания. Например, рассмотрим запуск  $n$  раз случайных блужданий от «0» в одном измерении. При одном случайном блуждании точка может сместиться на расстояние  $+\delta$  с вероятностью 50%, и она также может сместиться на расстояние  $-\delta$  с вероятностью 50%. Эта задача называется моделью случайного блуждания; и, поскольку  $+\delta$  и  $-\delta$  равны, задача, в частности, называется симметричной моделью случайного блуждания. Диапазон существования точки составляет от  $-n\delta$  до  $+n\delta$  после  $n$  случайных блужданий. Среднее значение  $\mu(n)$  и дисперсию  $\sigma^2(n)$  можно записать следующим образом:

$$\mu(n) = 0 \quad (3.1)$$

$$\sigma^2(n) = n\delta^2 \quad (3.2)$$

Мы будем считать, что число случайных блужданий изменялось от  $n$  до  $kn$  и что расстояние изменялось от  $\delta$  до  $\frac{\delta}{k}$ . После  $kn$  случайных блужданий диапазон существования точки не изменяется (от  $-n\delta$  до  $+n\delta$ ), и среднее значение также не изменяется:  $\mu(kn) = 0$ . Дисперсия может быть записана следующим образом:

$$\sigma^2(kn) = kn \left( \frac{\delta}{k} \right)^2 = \frac{1}{k} n\delta^2 \quad (3.3)$$

Из уравнения (3.3), если число расчетных точек выгорания умножить на  $k$ , то отклонение в ядерной концентрации нужно будет разделить на  $\sqrt{k}$ . Данная симметричная модель случайных блужданий может быть применена к ядерной концентрации в расчетах выгорания. Чтобы проверить этот эффект, мы провели расчеты выгорания, используя различное число шагов по выгоранию (176, 88, 44, 22 и 11).

Среднеквадратичные отклонения в ядерных концентрациях актинидов представлены в таблице 3.5. Из таблицы видно, что погрешности ядерных концентраций в рассматриваемом диапазоне исследования влияния количества шагов убывают по закону  $2^{1/2}$ . Это справедливо для относительно небольшого количества шагов. При увеличении числа шагов среднеквадратичные отклонения ядерных концентраций выходят на асимптотику.

Можно утверждать, что симметричная модель случайного блуждания является подходящей моделью, что также согласуется с работой [50]. Отклонение в ядерной концентрации должно быть поделено на  $\sqrt{2}$ , когда количество расчетных точек выгорания удваивается.

В реальных расчетах выгорания стоимость расчетов в большей степени зависит от затрат, связанных с общим количеством нейтронных историй методом Монте-Карло при подготовке одногрупповых сечений на каждом шаге выгорания. Поэтому нельзя бесконечно увеличивать количество расчетных точек выгорания, а следует разумно ограничить расчетное время. Полученные результаты оценок погрешности от числа шагов позволяют утверждать, что желательно иметь меньшее число расчетных точек выгорания для случаев, когда не требуется получение высокоточных результатов в оценке погрешностей, и большее число расчетных точек выгорания для случаев, например, PIE (Post-Irradiation Experiments), которые требуют высокоточных результатов в ядерных концентрациях нуклидов. В обоих случаях мы получаем оценку погрешности сверху.

Таблица 3.5 – Среднеквадратичные отклонения ядерных концентраций в зависимости от количества расчетных точек выгорания при 3%-ой погрешности плотности потока

Нуклид	Количество расчетных точек выгорания				
	176	88	44	22	11
Среднеквадратичные отклонения ядерных концентраций, %					
<sup>232</sup> U	0,30	0,32	0,38	0,52	0,82
<sup>233</sup> U	0,12	0,13	0,15	0,20	0,35
<sup>234</sup> U	0,16	0,17	0,20	0,30	0,35
<sup>235</sup> U	0,39	0,41	0,49	0,66	1,05
<sup>236</sup> U	0,29	0,30	0,36	0,49	0,79
<sup>237</sup> U	2,25	2,37	2,84	4,12	5,55
<sup>238</sup> U	0,01	0,01	0,01	0,01	0,02
<sup>236</sup> Np	0,15	0,16	0,19	0,29	0,33
<sup>237</sup> Np	0,16	0,17	0,20	0,30	0,32
<sup>238</sup> Np	2,37	2,48	2,98	4,35	5,71
<sup>239</sup> Np	2,37	2,49	2,99	4,08	6,15
<sup>236</sup> Pu	0,48	0,50	0,60	0,89	1,06
<sup>238</sup> Pu	0,11	0,12	0,14	0,23	0,26
<sup>239</sup> Pu	0,22	0,23	0,28	0,44	0,52
<sup>240</sup> Pu	0,10	0,10	0,12	0,16	0,27
<sup>241</sup> Pu	0,09	0,09	0,11	0,15	0,26
<sup>242</sup> Pu	0,33	0,35	0,42	0,57	0,87
<sup>241</sup> Am	0,40	0,42	0,50	0,77	0,95
<sup>242m</sup> Am	0,17	0,18	0,22	0,35	0,41
<sup>242</sup> Am	2,24	2,35	2,82	3,76	5,68
<sup>243</sup> Am	0,37	0,38	0,46	0,69	0,90
<sup>244</sup> Am	2,52	2,65	3,18	4,61	6,31
<sup>242</sup> Cm	0,64	0,68	0,81	1,19	1,58
<sup>243</sup> Cm	0,40	0,42	0,50	0,70	1,01
<sup>244</sup> Cm	0,50	0,53	0,63	0,85	1,28
<sup>245</sup> Cm	0,46	0,48	0,58	0,84	1,13
<sup>246</sup> Cm	0,69	0,73	0,87	1,25	1,71
<sup>247</sup> Cm	0,72	0,76	0,91	1,22	1,90
<sup>248</sup> Cm	0,83	0,88	1,05	1,41	2,22
<sup>249</sup> Cm	2,92	3,07	3,68	5,29	7,22
<sup>250</sup> Cm	1,74	1,83	2,19	3,22	4,19
<sup>249</sup> Bk	0,86	0,90	1,08	1,26	2,30
<sup>250</sup> Bk	3,05	3,20	3,84	5,32	7,78
<sup>249</sup> Cf	0,40	0,42	0,50	0,69	1,03
<sup>250</sup> Cf	0,83	0,88	1,05	1,45	2,15
<sup>251</sup> Cf	0,79	0,83	1,00	1,47	1,92
<sup>252</sup> Cf	1,08	1,13	1,36	1,89	2,79

### 3.2.3 Определение вкладов в погрешность ядерных концентраций актинидов за счет неопределенностей в сечениях

С помощью программного комплекса NJOY (модуль ERRORR) были получены одnogрупповые относительные погрешности сечений реакций, обусловленные неопределенностями констант из библиотеки JEFF-3.3 [106] для всех актинидов, начиная с урана, с учетом ковариационных матриц для реального спектра. Ковариационные матрицы погрешностей получены для реакций  $(n, \gamma)$ ,  $(n, f)$ ,  $(n, 2n)$ ,  $(n, 3n)$ .

В работах [49-51] было показано, что, когда спектр плотности потока нейтронов получается решением уравнения переноса нейтронов методом Монте-Карло, влияние статистических отклонений в плотности потока и скоростях реакций на изотопный состав топлива незначительно (даже при очень большой глубине выгорания) по сравнению с влиянием неопределенностей в сечениях. Поэтому мы пренебрегаем статистическими погрешностями.

В таблице 3.6 представлено сравнение погрешностей для некоторых актинидов с данными работ [27,29,37,96] для той же ячейки PWR, в которых использовались разные методы оценки константной компоненты погрешностей концентраций. В работе [37] использовали два кода для расчета выгорания – TRITON и ORIGEN из программного комплекса SCALE. Существуют различия между расчетами: глубина выгорания, ковариационные матрицы сечений. Результаты настоящей работы и работы [37] в большинстве случаев согласуются с точностью до 2 раз, за исключением  $^{239}\text{Np}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{237}\text{U}$ ,  $^{243}\text{Am}$  и  $^{244}\text{Cm}$  в MOX-топливе и  $^{234}\text{U}$ ,  $^{237}\text{U}$  для  $\text{UO}_2$ -топлива. Для  $^{235}\text{U}$ , поскольку этот изотоп присутствует в начале цикла, разница в погрешностях в конце цикла должна происходить либо из-за ковариаций ядерных данных (выбор библиотеки оцененных ядерных данных), различий в выгорании, либо из-за различий методов оценки константной компоненты погрешностей концентраций.

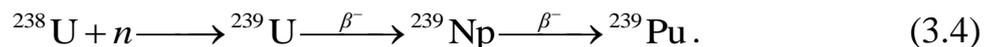
Также по результатам расчетов можно сделать вывод о том, что значимые различия в получаемых результатах могут быть не только между различными библиотеками, но и между разными версиями одной библиотеки (настоящая работа – JEFF-3.3, работа [96] – JEFF-3.1.1), что объясняется накоплением новых экспериментальных данных и уточнением имеющихся оцененных ядерных данных. Поэтому, выбирая библиотеку оцененных ядерных данных для расчета изотопного состава топлива, следует отдавать предпочтение тем, в которых содержатся данные с наименьшими значениями оцененных погрешностей. Это позволит создать расчетные модели, которые будут более точными, поскольку влияние неопределенностей ядерных данных на результаты расчетов будет сведено к минимуму.

Таблица 3.6 – Оценки среднеквадратичных отклонений концентраций для некоторых актинидов в UO<sub>2</sub>- и MOX-топливе, полученные в различных работах

Нуклид	Среднеквадратичные отклонения ядерных концентраций, %						
	Настоящая работа (48 МВт·сут/кг)		Работа [37] (48 МВт·сут/кг)		Работа [29] (UO <sub>2</sub> , 50 МВт·сут/кг)	Работа [27] (UO <sub>2</sub> , 100 МВт·сут/кг)	Работа [96] (UO <sub>2</sub> , 60 МВт·сут/кг)
	UO <sub>2</sub>	MOX	UO <sub>2</sub>	MOX			
<sup>234</sup> U	1,52	1,24	0,2	1,6	1,5	-	3,1
<sup>235</sup> U	0,53	0,29	0,62	1,37	3,2	1,3	0,6
<sup>236</sup> U	0,89	0,48	1,05	1,04	2,7	-	0,4
<sup>237</sup> U	0,83	0,45	2,07	1,93	3,1	-	-
<sup>238</sup> U	0,01	0,01	0,01	0,09	0,07	0,1	0,1
<sup>237</sup> Np	0,98	0,44	1,61	0,79	5,2	5,7	0,8
<sup>239</sup> Np	2,19	2,82	3,88	24,98	1,5	-	-
<sup>238</sup> Pu	1,36	1,02	1,75	1,31	6,7	5,6	0,9
<sup>239</sup> Pu	0,75	1,08	1,07	1,38	2,5	1,8	1,3
<sup>240</sup> Pu	2,14	1,62	2,49	2,36	3,2	6,0	1,9
<sup>241</sup> Pu	2,08	1,75	2,07	1,93	2,4	2,7	1,5
<sup>242</sup> Pu	3,22	2,84	3,90	2,59	4,7	3,8	1,4
<sup>241</sup> Am	2,16	2,25	2,06	1,84	2,1	5,9	1,8
<sup>242m</sup> Am	2,09	1,89	2,12	1,21	2,3	6,3	-
<sup>243</sup> Am	3,87	3,16	3,89	24,98	6,4	9,2	1,9
<sup>242</sup> Cm	2,55	2,01	2,12	1,21	3,3	3,1	-
<sup>244</sup> Cm	2,98	2,57	4,34	17,64	9,1	11,9	2,1

В таблице 3.6 видно, что среднеквадратичные отклонения ядерных концентраций некоторых основных актинидов из-за погрешностей сечений не превышают 3%. Наибольшие различия наблюдаются для среднеквадратичных отклонений в ядерных концентрациях делящихся нуклидов. Важным фактором, влияющим на разницу, является различный первоначальный изотопный состав топлива. Анализ поведения погрешностей при выгорании показывает, что, как правило, среднеквадратичные отклонения концентраций, обусловленные погрешностями в сечениях, увеличиваются с выгоранием.

Далее проведен анализ коэффициентов чувствительности для обнаружения сечений, которые вносят наибольший вклад в среднеквадратичные отклонения ядерных концентраций (таблица 3.7-3.8). Например, среднеквадратичное отклонение концентрации  $^{235}\text{U}$  в основном формируется погрешностями в скоростях реакций деления и радиационного захвата  $^{235}\text{U}$ . Для  $^{239}\text{Pu}$  скорость реакции радиационного захвата  $^{238}\text{U}$  и скорость реакции радиационного захвата и деления  $^{239}\text{Pu}$  имеют наибольший вклад. Для  $^{239}\text{Pu}$  наибольший вклад обусловлен погрешностью в скорости реакции радиационного захвата  $^{238}\text{U}$ , потому что  $^{239}\text{Pu}$  получается из  $^{238}\text{U}$  следующей цепочкой радиоактивных превращений:



Аналогично, для  $^{241}\text{Pu}$  наибольший вклад обусловлен погрешностью в скорости реакции радиационного захвата  $^{240}\text{Pu}$ .

В случае  $^{234}\text{U}$  его влияние очень ограничено, и им можно пренебречь по сравнению с другими изотопами урана. Для  $^{236}\text{U}$  заметный эффект наблюдается для четырех нуклидов:  $^{236}\text{U}$ ,  $^{237}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  и  $^{238}\text{Pu}$ . Эти нуклиды связаны следующими реакциями:



и погрешности сечений  $^{236}\text{U}$  напрямую влияют на эти три нуклида.

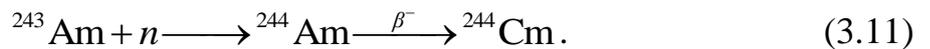
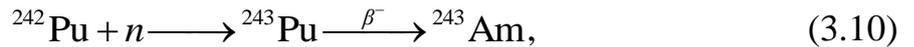
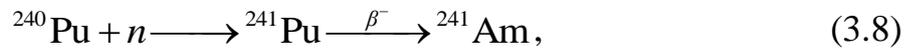
Таблица 3.7 – Вклады погрешностей сечений в среднеквадратичные отклонения концентраций актинидов для UO<sub>2</sub>-топлива

Нуклид	Реакция	<sup>234</sup> U	<sup>235</sup> U	<sup>236</sup> U	<sup>237</sup> U	<sup>237</sup> Np	<sup>239</sup> Np	<sup>238</sup> Pu	<sup>239</sup> Pu	<sup>240</sup> Pu	<sup>241</sup> Pu	<sup>242</sup> Pu	<sup>241</sup> Am	<sup>242m</sup> Am	<sup>243</sup> Am	<sup>242</sup> Cm	<sup>244</sup> Cm
<sup>234</sup> U	(n, γ)	1,51	0,14	0,09		0,08											
<sup>235</sup> U	(n, f)		0,46	0,26	0,15	0,22											
	(n, γ)		0,21	0,73	0,32	0,12		0,10									
<sup>236</sup> U	(n, γ)			0,42	0,73	0,88		0,35									
<sup>237</sup> U	(n, γ)				0,19	0,07		0,06									
<sup>238</sup> U	(n, γ)						2,19		0,58	0,49	0,12	0,08	0,08	0,05			
<sup>237</sup> Np	(n, γ)	0,08	0,07			0,33		1,21	0,12								
<sup>238</sup> Pu	(n, f)	0,12	0,05					0,21	0,08	0,08							
	(n, γ)	0,08						0,38	0,10								
<sup>239</sup> Pu	(n, f)								0,35	0,15	0,10	0,13	0,10				
	(n, γ)								0,28	1,88	0,64	0,30	0,32	0,06	0,40	0,08	0,29
<sup>240</sup> Pu	(n, γ)									0,88	1,81	0,99	1,31	0,10	0,20	0,56	0,12
<sup>241</sup> Pu	(n, f)										0,75	0,32	0,20	0,10	0,12	0,48	0,09
	(n, γ)										0,24	3,01	0,22	0,05	1,14	0,08	0,42
<sup>242</sup> Pu	(n, γ)											0,35			3,61		0,87
<sup>241</sup> Am	(n, γ)							0,19					1,66	1,96	0,12	2,43	0,06
<sup>242m</sup> Am	(n, f)													0,66	0,08		0,05
	(n, γ)													0,23	0,12		0,06
<sup>243</sup> Am	(n, γ)														0,65		2,76
<sup>242</sup> Cm	(n, γ)							0,14								0,22	
<sup>243</sup> Cm	(n, f)																
	(n, γ)																
<sup>244</sup> Cm	(n, γ)																0,46
Σ		1,52	0,53	0,89	0,83	0,98	2,19	1,36	0,75	2,14	2,08	3,22	2,16	2,09	3,87	2,55	2,98

Таблица 3.8 – Вклады погрешностей сечений в среднеквадратичные отклонения концентраций актинидов для МОХ-топлива

Нуклид	Реакция	<sup>234</sup> U	<sup>235</sup> U	<sup>236</sup> U	<sup>237</sup> U	<sup>237</sup> Np	<sup>239</sup> Np	<sup>238</sup> Pu	<sup>239</sup> Pu	<sup>240</sup> Pu	<sup>241</sup> Pu	<sup>242</sup> Pu	<sup>241</sup> Am	<sup>242m</sup> Am	<sup>243</sup> Am	<sup>242</sup> Cm	<sup>244</sup> Cm
<sup>234</sup> U	(n, γ)	1,24	0,10	0,06		0,06											
<sup>235</sup> U	(n, f)		0,23	0,14	0,13	0,11											
	(n, γ)		0,13	0,41	0,14	0,08		0,05									
<sup>236</sup> U	(n, γ)			0,19	0,40	0,39		0,21									
<sup>237</sup> U	(n, γ)				0,10	0,06		0,04									
<sup>238</sup> U	(n, γ)						2,82		0,88	0,33	0,12		0,09				
<sup>237</sup> Np	(n, γ)	0,04	0,06			0,13		0,95	0,17								
<sup>238</sup> Pu	(n, f)	0,08	0,05					0,13	0,08	0,10							
	(n, γ)	0,04						0,23	0,10								
<sup>239</sup> Pu	(n, f)								0,46	0,16	0,10	0,11	0,13				
	(n, γ)								0,36	1,42	0,51	0,19	0,31		0,31	0,09	0,31
<sup>240</sup> Pu	(n, γ)									0,69	1,54	0,55	1,43	0,14	0,11	0,41	0,16
<sup>241</sup> Pu	(n, f)										0,61	0,23	0,22	0,15	0,09	0,29	0,12
	(n, γ)										0,18	2,76	0,26		0,79	0,08	0,29
<sup>242</sup> Pu	(n, γ)											0,24			3,02		0,74
<sup>241</sup> Am	(n, γ)							0,10					1,67	1,76	0,08	1,94	0,07
<sup>242m</sup> Am	(n, f)													0,61			0,05
	(n, γ)													0,24	0,07		0,06
<sup>243</sup> Am	(n, γ)														0,29		2,38
<sup>242</sup> Cm	(n, γ)							0,08								0,15	
<sup>243</sup> Cm	(n, f)																
	(n, γ)																
<sup>244</sup> Cm	(n, γ)																0,43
Σ		1,24	0,29	0,48	0,45	0,44	2,82	1,02	1,08	1,62	1,75	2,84	2,25	1,89	3,16	2,01	2,57

Погрешности сечений  $^{239}\text{Pu}$  влияют на несколько нуклидов, в основном  $^{239-242}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{243}\text{Am}$  и  $^{244}\text{Cm}$  в основном за счет реакции  $(n, \gamma)$ . Эти нуклиды связаны следующими реакциями:



Следующие нуклиды  $^{236}\text{U}$ ,  $^{237}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  и  $^{238}\text{Pu}$  подвержены влиянию погрешности сечения  $^{235}\text{U}$  из-за последовательного захвата нейтронов и цепочки бета-распада. Эти нуклиды связаны следующими реакциями:



### 3.3 Выводы к главе 3

Проведена оценка погрешностей в ядерных концентрациях актинидов, обусловленных погрешностью в задании плотности потока нейтронов при выгорании  $\text{UO}_2$ - и  $\text{MOX}$ -топлива в ячейке PWR для теплового и быстрого спектров нейтронов. Выполнены сравнения погрешностей ядерных концентраций актинидов, полученных на тепловом и быстром спектрах при выгорании  $\text{UO}_2$ - и  $\text{MOX}$ -топлива. Эти сравнения показали, что эффекты распространения погрешностей входных данных (в данном случае плотности потока нейтронов) в расчетах выгорания методом Монте-Карло для топливной ячейки PWR сложным образом зависят от спектра нейтронов и начального состава свежего топлива.

Значительные изменения в составе топлива PWR при замене  $\text{UO}_2$  на  $\text{MOX}$ -топливо вызывают изменения в погрешностях расчетных ядерных

концентраций актинидов: погрешности уменьшаются практически для всех актинидов.

При анализе этих результатов необходимо учитывать сложные взаимодействия между различными погрешностями в концентрациях нуклидов. Таким образом, возможно, что погрешности в наборе концентраций нуклидов компенсируют друг друга, что дает меньшую погрешность для предсказания концентрации другого нуклида, накопление которого зависит от них.

Выполнена проверка влияния количества расчетных точек выгорания на погрешности ядерных концентраций актинидов. Обнаружено, что среднеквадратичное отклонение в ядерных концентрациях актинидов в рассматриваемом диапазоне исследования влияния количества шагов убывает по закону  $2^{1/2}$ . При увеличении числа шагов среднеквадратичные отклонения ядерных концентраций выходят на асимптотику.

Проведены расчеты коэффициентов чувствительности ядерных концентраций к различным сечениям. Получены одnogрупповые относительные погрешности сечений реакций, обусловленные неопределенностями констант из библиотеки JEFF-3.3 для всех актинидов, начиная с урана, с учетом ковариационных матриц для реального спектра при выгорании  $UO_2$ - и MOX-топлива в ячейки PWR.

Для модели ячейки PWR нет серьезных краткосрочных потребностей с точки зрения уменьшения неопределенностей ядерных данных (микроскопических сечений), так как погрешности в ядерных концентрациях наиболее значимых актинидов не превышают 5%.

## **Глава 4 Оценка погрешностей ядерных концентраций актинидов с использованием программного комплекса VisualBurnOut для модели ТВС реакторов ВВЭР-СКД и ВВЭР-1200**

### **4.1 Оценка константной погрешности для модели ТВС реактора ВВЭР-СКД**

Проведен расчет эффективного коэффициента размножения бесконечной решетки ТВС с граничными условиями вакуума с торцов. Положение пэла СУЗ в верхней точке, при которой поглотитель начинается сразу над ВТЗВ. Выгорание рассчитывается при постоянной мощности 4,6 МВт.

В начале выгорания выбраны короткие временные шаги: 1, 5, 15 дней, а затем каждый последующий шаг равен 30 дням. Ранние временные шаги выгорания короче последних, потому что производство короткоживущих продуктов деления не может быть точно смоделировано, когда временные шаги больше, чем их соответствующие периоды полураспада. По мере увеличения глубины выгорания концентрации этих короткоживущих изотопов достигают равновесия, и впоследствии для точного предсказания концентраций других изотопов достаточно больших временных шагов.

На рисунке 4.1 представлен график зависимости эффективного коэффициента размножения от времени.

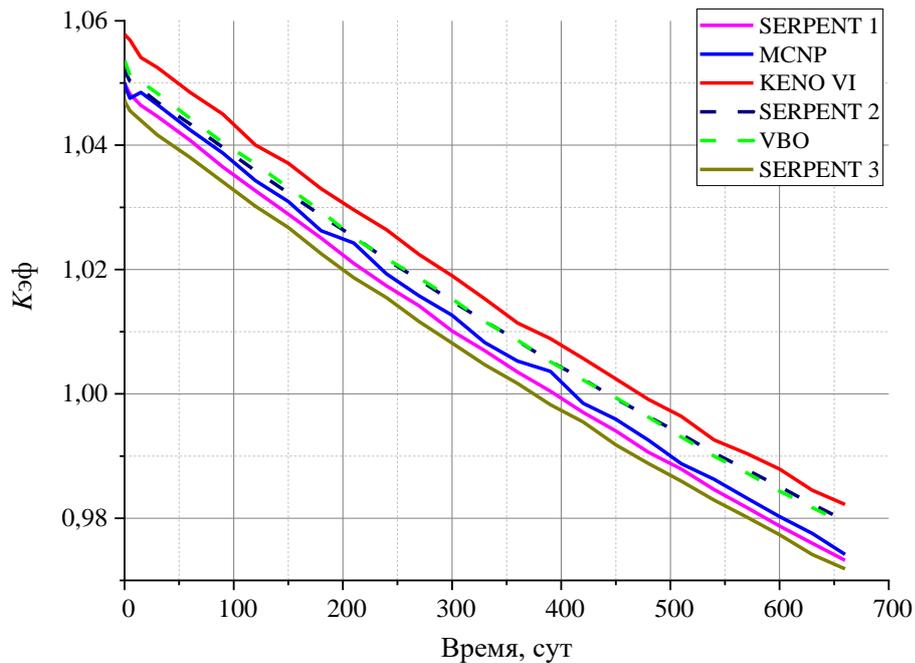


Рисунок 4.1 – Зависимость эффективного коэффициента размножения от времени

Из рисунка 4.1 видно, что результаты расчетов выгорания по программе VisualBurnOut (VBO) хорошо согласуются с результатами, полученными по другим программам.

Среднеквадратичные отклонения одногрупповых сечений рассчитывались модулем ERRORR программного комплекса NJOY с использованием файлов 32 и 33 библиотеки оцененных ядерных данных JEFF-3.3 для всех актинидов, начиная с урана, с учетом ковариационных матриц для реального спектра топливных зон и зон воспроизводства. Одногрупповые относительные погрешности сечений реакций для нуклидов  $^{236,237}\text{U}$ ,  $^{238}\text{Np}$ ,  $^{237,242,244}\text{Pu}$ ,  $^{241,242,242\text{m}}\text{Am}$  были получены из библиотеки JENDL-5 ввиду отсутствия файла 33 в библиотеке JEFF-3.3. Ковариационные матрицы погрешностей получены для реакций  $(n, \gamma)$ ,  $(n, f)$ ,  $(n, 2n)$ ,  $(n, 3n)$ .

В таблице 4.1 приводятся полученные значения среднеквадратичных отклонений ядерных концентраций актинидов для топливных зон и зон воспроизводства на конец кампании.

Таблица 4.1 – Среднеквадратичные отклонения ядерных концентраций актинидов для топливных зон и зон воспроизводства на конец кампании

Нуклид	Зона							
	НТЗВ	Топл.1	Топл.2	Топл.3	Топл.4	Топл.5	Топл.6	ВТЗВ
<sup>232</sup> U	0,43	1,47	1,50	1,52	1,53	1,51	1,48	0,31
<sup>233</sup> U	0,84	4,91	4,95	5,00	5,02	4,96	4,90	0,81
<sup>234</sup> U	1,80	1,51	1,23	1,52	1,53	1,26	0,90	1,35
<sup>235</sup> U	0,24	0,27	0,28	0,31	0,31	0,28	0,22	0,13
<sup>236</sup> U	1,65	1,44	1,41	1,50	1,51	1,41	1,30	1,50
<sup>237</sup> U	7,84	6,58	6,54	6,56	6,56	6,54	6,54	6,93
<sup>238</sup> U	0,02	0,04	0,06	0,08	0,08	0,06	0,03	0,01
<sup>235</sup> Np	7,72	7,29	7,26	7,36	7,37	7,28	7,16	7,71
<sup>236</sup> Np	3,23	2,90	2,90	2,94	2,95	2,90	2,86	3,02
<sup>237</sup> Np	1,80	1,53	1,53	1,68	1,69	1,55	1,35	1,46
<sup>238</sup> Np	19,88	19,92	19,92	19,87	19,86	19,92	19,99	19,97
<sup>239</sup> Np	8,90	8,89	8,89	8,89	8,89	8,89	8,90	8,90
<sup>236</sup> Pu	8,16	5,63	5,57	5,74	5,76	5,59	5,51	8,39
<sup>237</sup> Pu	2,05	10,45	10,54	10,36	10,34	10,54	10,64	1,23
<sup>238</sup> Pu	4,18	1,38	1,41	1,73	1,75	1,44	1,01	4,33
<sup>239</sup> Pu	1,75	0,54	0,63	0,73	0,74	0,64	0,46	1,71
<sup>240</sup> Pu	2,33	0,64	0,60	0,71	0,72	0,62	0,45	1,87
<sup>241</sup> Pu	4,56	2,35	2,32	2,64	2,65	2,36	1,82	4,58
<sup>242</sup> Pu	10,56	1,50	1,36	1,67	1,69	1,39	0,99	10,62
<sup>243</sup> Pu	37,64	36,63	36,65	36,63	36,63	36,65	36,68	37,91
<sup>244</sup> Pu	11,11	7,66	7,65	7,67	7,67	7,65	7,65	11,63
<sup>241</sup> Am	3,19	2,16	2,10	2,50	2,55	2,15	1,56	2,32
<sup>242</sup> Am	11,98	9,19	9,18	9,27	9,29	9,19	9,05	11,85
<sup>242m</sup> Am	34,79	35,13	35,14	35,06	35,04	35,12	35,25	35,08
<sup>243</sup> Am	12,35	8,03	7,94	8,06	8,08	7,93	7,83	12,30
<sup>244</sup> Am	35,20	34,43	34,47	34,40	34,40	34,46	34,55	35,54
<sup>242</sup> Cm	12,63	11,01	11,03	11,02	11,02	11,03	11,01	13,03
<sup>243</sup> Cm	7,17	5,65	5,62	5,66	5,66	5,62	5,57	7,28
<sup>244</sup> Cm	11,74	8,45	8,48	8,45	8,45	8,48	8,48	12,21
<sup>245</sup> Cm	7,19	5,22	5,25	5,26	5,26	5,25	5,22	7,44
<sup>246</sup> Cm	6,60	5,23	5,24	5,20	5,20	5,24	5,28	6,86
<sup>247</sup> Cm	6,46	5,28	5,29	5,28	5,28	5,29	5,28	6,60
<sup>248</sup> Cm	7,37	6,30	6,29	6,24	6,23	6,29	6,34	7,59
<sup>249</sup> Cm	15,30	14,83	14,84	14,80	14,80	14,84	14,88	15,45
<sup>250</sup> Cm	10,25	8,90	8,81	8,73	8,72	8,80	8,88	10,39
<sup>249</sup> Bk	7,83	6,64	6,60	6,58	6,58	6,60	6,61	7,81
<sup>250</sup> Bk	34,40	34,59	34,64	34,55	34,53	34,63	34,73	34,72
<sup>249</sup> Cf	3,67	2,78	2,78	2,77	2,77	2,78	2,77	3,65
<sup>250</sup> Cf	18,79	14,59	14,31	14,23	14,22	14,30	14,42	17,79
<sup>251</sup> Cf	21,33	18,64	18,62	18,51	18,50	18,61	18,64	21,42
<sup>252</sup> Cf	9,89	8,46	8,51	8,39	8,36	8,50	8,54	10,21
<sup>253</sup> Cf	7,65	6,52	6,56	6,46	6,45	6,55	6,56	7,88
<sup>254</sup> Cf	25,03	24,33	24,43	24,22	24,21	24,41	24,52	25,60
<sup>253</sup> Es	5,37	4,40	4,42	4,36	4,33	4,41	4,40	5,45
<sup>254</sup> Es	20,40	19,70	19,84	19,75	19,72	19,84	19,76	20,93

Как видно из таблицы, для топливных зон среднеквадратичные отклонения ядерных концентраций актинидов практически совпадают, тогда как для зон воспроизводства разница больше. Это можно объяснить тем, что в топливных зонах практически одинаковый спектр нейтронов и одинаковый начальный изотопный состав топлива, поэтому значения погрешностей ядерных концентраций практически совпадают. Аналогично и зоны воспроизводства имеют схожий спектр нейтронов и одинаковый начальный изотопный состав топлива. Однако здесь разница в погрешностях ядерных концентраций выражена в большей степени. Разница между топливной зоной и зоной воспроизводства еще больше. В первую очередь это связано с различием изотопного состава свежего топлива. Для зон воспроизводства среднеквадратичные отклонения ядерных концентраций актинидов в основном выше, за исключением некоторых нуклидов  $^{232,233,235,238}\text{U}$ ,  $^{238}\text{Np}$ ,  $^{237}\text{Pu}$ ,  $^{242\text{m}}\text{Am}$  и  $^{250}\text{Bk}$ . Для основных изотопов урана и плутония погрешности накапливаются по мере выгорания топлива, тогда как для большинства минорных актинидов уменьшаются.

#### **4.2 Оценка константной погрешности модели ТВС реактора ВВЭР-1200**

Расчеты выгорания проводились при постоянной плотностной мощности, равной 36 кВт/кг топлива, что соответствует среднему показателю работы ВВЭР-1200. Предельное время кампании принималось равным 1230 эфф. сут.

На рисунке 4.2 представлен график зависимости эффективного коэффициента размножения от времени.

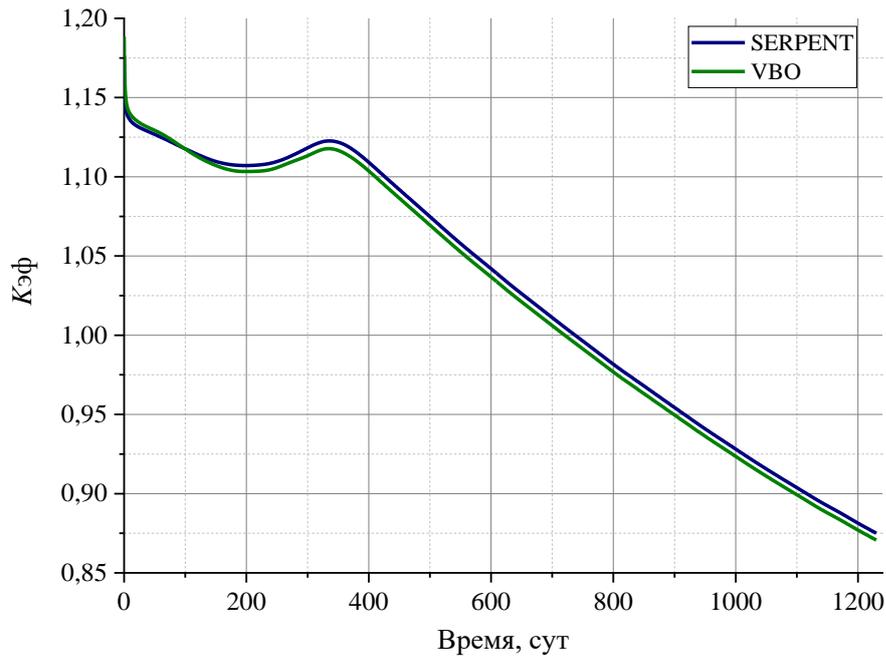


Рисунок 4.2 – Зависимость эффективного коэффициента размножения от времени

Из рисунка видно, что результаты расчетов выгорания по программе VisualBurnOut (VBO) хорошо согласуются с результатами, полученными по программе SERPENT.

Среднеквадратичные отклонения одногрупповых сечений для модели ТВС реактора ВВЭР-1200 были получены так же, как и для модели ТВС реактора ВВЭР-СКД.

В таблице 4.2 приводятся полученные значения среднеквадратичных отклонений ядерных концентраций актинидов для топливной зоны с  $UO_2$  и  $UO_2+Gd_2O_3$  топливом на конец кампании. Видно, что для данных топливных зон среднеквадратичные отклонения ядерных концентраций актинидов практически совпадают. Это можно объяснить тем, что в данных топливных зонах практически совпадает спектр нейтронов, а начальный изотопный состав топлива отличается только обогащением топлива и присутствием Gd в твэлах, что не оказывает особого влияния на погрешности в ядерных концентрациях актинидов.

Таблица 4.2 – Среднеквадратичные отклонения ядерных концентраций актинидов для топливных зон на конец кампании

Нуклид	Твэл/УО <sub>2</sub>	Твэг/УО <sub>2</sub> +Gd <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
<sup>232</sup> U	1,06	1,03
<sup>233</sup> U	1,22	1,21
<sup>234</sup> U	3,42	3,46
<sup>235</sup> U	0,54	0,48
<sup>236</sup> U	1,55	1,51
<sup>237</sup> U	26,70	25,50
<sup>238</sup> U	0,01	0,01
<sup>235</sup> Np	8,74	8,81
<sup>236</sup> Np	6,13	6,05
<sup>237</sup> Np	4,65	4,52
<sup>238</sup> Np	20,05	20,03
<sup>239</sup> Np	8,90	8,90
<sup>236</sup> Pu	7,01	7,36
<sup>237</sup> Pu	15,38	14,66
<sup>238</sup> Pu	4,46	4,39
<sup>239</sup> Pu	2,70	2,69
<sup>240</sup> Pu	4,44	4,38
<sup>241</sup> Pu	6,69	6,64
<sup>242</sup> Pu	8,34	8,51
<sup>243</sup> Pu	37,01	37,05
<sup>244</sup> Pu	8,37	8,66
<sup>241</sup> Am	10,74	10,59
<sup>242</sup> Am	25,81	25,60
<sup>242m</sup> Am	33,07	33,08
<sup>243</sup> Am	10,99	11,11
<sup>244</sup> Am	40,43	40,49
<sup>242</sup> Cm	9,92	10,05
<sup>243</sup> Cm	5,77	5,85
<sup>244</sup> Cm	10,38	10,74
<sup>245</sup> Cm	7,21	7,34
<sup>246</sup> Cm	4,93	5,15
<sup>247</sup> Cm	5,10	5,28
<sup>248</sup> Cm	5,64	5,88
<sup>249</sup> Cm	14,55	14,65
<sup>250</sup> Cm	8,27	8,58
<sup>249</sup> Bk	16,04	15,89
<sup>250</sup> Bk	28,67	28,78
<sup>249</sup> Cf	7,28	7,29
<sup>250</sup> Cf	27,21	27,10
<sup>251</sup> Cf	27,84	27,89
<sup>252</sup> Cf	9,49	9,87
<sup>253</sup> Cf	7,46	7,75
<sup>254</sup> Cf	22,17	22,60
<sup>253</sup> Es	5,60	5,77
<sup>254</sup> Es	19,81	20,13

### 4.3 Оценка погрешностей однокрупных сечений

За целевую точность ядерных концентраций основных актинидов в конце кампании реакторной установки было принято значение 5%. Хотя это значение и является довольно условным, оно соответствует стандартным требованиям к проектированию реакторов на ранних стадиях разработки, как это описано в работах [28,110]. В качестве основных актинидов были выбраны следующие изотопы:  $^{234}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{242\text{m}}\text{Am}$ ,  $^{243}\text{Am}$ ,  $^{242}\text{Cm}$ ,  $^{243}\text{Cm}$ ,  $^{244}\text{Cm}$  и  $^{245}\text{Cm}$ .

Коэффициенты чувствительности, используемые в формуле (2.382.382.38), были определены с помощью программного комплекса VisualBurnOut, а константы  $\lambda_i$ , характеризующие стоимость экспериментов, приняты за 1. В таблицах 4.3-4.5 представлены вклады погрешностей сечений в среднеквадратичные отклонения концентраций основных актинидов для топливной зоны (Топл.3) и НТЗВ модели ТВС реактора ВВЭР-СКД, а также для топливной зоны с  $\text{UO}_2$  топливом модели ТВС реактора ВВЭР-1200. Реакции радиационного захвата на  $^{240-242}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Am}$  играют наиболее важную роль.

Погрешности в однокрупных сечениях, необходимые для достижения заданной целевой точности в 5% для ядерных концентраций основных актинидов на конец кампании, были определены в процессе минимизации (2.42), реализованном в программном коде SNOPT.

В таблице 4.6 представлены результаты для топливной зоны (Топл.3) и НТЗВ модели ТВС реактора ВВЭР-СКД, а также для топливной зоны с  $\text{UO}_2$  топливом, соответствующей модели ТВС реактора ВВЭР-1200.

Таблица 4.3 – Вклады погрешностей сечений в среднеквадратичные отклонения концентраций основных актинидов для топливной зоны модели ТВС реактора ВВЭР-СКД

Нуклид	Реакция	<sup>234</sup> U	<sup>235</sup> U	<sup>236</sup> U	<sup>237</sup> Np	<sup>238</sup> Pu	<sup>239</sup> Pu	<sup>240</sup> Pu	<sup>241</sup> Pu	<sup>242</sup> Pu	<sup>241</sup> Am	<sup>242m</sup> Am	<sup>242</sup> Am	<sup>243</sup> Am	<sup>242</sup> Cm	<sup>243</sup> Cm	<sup>244</sup> Cm	<sup>245</sup> Cm
<sup>234</sup> U	(n, f)	0,73																
	(n, γ)	1,25																
<sup>235</sup> U	(n, f)	0,03	0,30	0,26	0,03													
	(n, γ)		0,09	1,47	0,19	0,01												
<sup>236</sup> U	(n, γ)			0,09	0,21	0,01												
<sup>238</sup> U	(n, γ)				0,05		0,48	0,10	0,03									
	(n, 2n)	0,01			1,63	0,10												
<sup>237</sup> Np	(n, γ)	0,03			0,28	0,10												
<sup>238</sup> Pu	(n, f)	0,27				0,91												
	(n, γ)	0,13				0,43												
<sup>239</sup> Pu	(n, f)						0,53	0,10	0,04		0,02							
	(n, γ)						0,15	0,64	0,29	0,03	0,05	0,01	0,22	0,02	0,03			
<sup>240</sup> Pu	(n, f)							0,16	0,06	0,01	0,01							
	(n, γ)					0,02		0,23	1,55	0,22	0,34	0,16	2,09	0,14	0,28	0,05	0,05	0,04
<sup>241</sup> Pu	(n, f)					0,03			2,07	0,34	0,53	0,26	0,24	0,21	0,45	0,08	0,07	0,03
	(n, γ)					0,01			0,44	1,51	0,11	0,05	1,40	1,30	0,10	0,02	0,60	0,37
<sup>242</sup> Pu	(n, f)									0,29				0,20				
	(n, γ)									0,48				7,86			5,09	2,56
<sup>241</sup> Am	(n, f)					0,04					0,37	0,30		0,01	0,48	0,09		
	(n, γ)	0,34			0,01	1,40				0,17	2,39	8,79	34,86	0,28	10,98	3,66	0,16	
<sup>242m</sup> Am	(n, f)											2,90		0,03			0,01	
<sup>243</sup> Am	(n, f)													0,15			0,08	0,05
	(n, γ)													1,27		0,01	5,07	2,67
<sup>242</sup> Cm	(n, f)					0,04								0,52	0,11			
	(n, γ)					0,04								0,44	4,18	0,03		

Продолжение таблицы 4.3

Нуклид	Реакция	<sup>234</sup> U	<sup>235</sup> U	<sup>236</sup> U	<sup>237</sup> Np	<sup>238</sup> Pu	<sup>239</sup> Pu	<sup>240</sup> Pu	<sup>241</sup> Pu	<sup>242</sup> Pu	<sup>241</sup> Am	<sup>242m</sup> Am	<sup>242</sup> Am	<sup>243</sup> Am	<sup>242</sup> Cm	<sup>243</sup> Cm	<sup>244</sup> Cm	<sup>245</sup> Cm
<sup>243</sup> Cm	(n, f)															0,88		
	(n, γ)															0,67	2,18	
<sup>244</sup> Cm	(n, f)																1,37	1,54
	(n, γ)																3,53	2,69
<sup>245</sup> Cm	(n, f)																	1,57
	(n, γ)																	1,34
Σ		1,52	0,31	1,49	1,68	1,73	0,73	0,71	2,64	1,67	2,50	9,27	34,95	8,08	11,03	5,67	8,44	5,26

Таблица 4.4 – Вклады погрешностей сечений в среднеквадратичные отклонения концентраций основных актинидов для НТЗВ модели ТВС реактора ВВЭР-СКД

Нуклид	Реакция	<sup>234</sup> U	<sup>235</sup> U	<sup>236</sup> U	<sup>237</sup> Np	<sup>238</sup> Pu	<sup>239</sup> Pu	<sup>240</sup> Pu	<sup>241</sup> Pu	<sup>242</sup> Pu	<sup>241</sup> Am	<sup>242m</sup> Am	<sup>242</sup> Am	<sup>243</sup> Am	<sup>242</sup> Cm	<sup>243</sup> Cm	<sup>244</sup> Cm	<sup>245</sup> Cm
<sup>234</sup> U	(n, f)	0,86																
	(n, γ)	1,47																
<sup>235</sup> U	(n, f)	0,03	0,23	0,29	0,03													
	(n, γ)		0,07	1,62	0,21	0,03												
<sup>236</sup> U	(n, γ)			0,10	0,22	0,03												
<sup>238</sup> U	(n, γ)				0,05		1,15	0,32	0,05									
	(n, 2n)	0,02			1,75	0,24												
<sup>237</sup> Np	(n, γ)	0,03			0,30	0,25												
<sup>238</sup> Pu	(n, f)	0,31				2,21												
	(n, γ)	0,16				1,04												
<sup>239</sup> Pu	(n, f)						1,26	0,35	0,06		0,02							
	(n, γ)						0,35	2,09	0,50	0,16	0,06	0,01	0,20	0,03	0,03			
<sup>240</sup> Pu	(n, f)							0,54	0,11	0,04	0,01							
	(n, γ)					0,06		0,75	2,67	1,37	0,44	0,21	2,02	0,22	0,32	0,07	0,06	0,06
<sup>241</sup> Pu	(n, f)					0,08			3,56	2,10	0,67	0,33	0,23	0,32	0,51	0,10	0,09	0,08
	(n, γ)					0,02			0,77	9,44	0,14	0,07	1,33	2,00	0,11	0,02	0,84	0,72
<sup>242</sup> Pu	(n, f)									1,79				0,31				



Продолжение таблицы 4.5

Нуклид	Реакция	<sup>234</sup> U	<sup>235</sup> U	<sup>236</sup> U	<sup>237</sup> Np	<sup>238</sup> Pu	<sup>239</sup> Pu	<sup>240</sup> Pu	<sup>241</sup> Pu	<sup>242</sup> Pu	<sup>241</sup> Am	<sup>242m</sup> Am	<sup>242</sup> Am	<sup>243</sup> Am	<sup>242</sup> Cm	<sup>243</sup> Cm	<sup>244</sup> Cm	<sup>245</sup> Cm
<sup>237</sup> Np	(n, γ)	0,06			0,77	0,26												
<sup>238</sup> Pu	(n, f)	0,60				2,34												
	(n, γ)	0,30				1,10												
<sup>239</sup> Pu	(n, f)						1,96	0,65	0,09		0,07							
	(n, γ)						0,54	3,99	0,73	0,13	0,20	0,04	0,16	0,02	0,03			
<sup>240</sup> Pu	(n, f)							1,02	0,16	0,03	0,03							
	(n, γ)					0,06		1,41	3,93	1,09	1,48	0,57	1,15	0,19	0,25	0,05	0,06	0,05
<sup>241</sup> Pu	(n, f)					0,08			5,25	1,68	2,26	0,92	0,13	0,28	0,41	0,08	0,08	0,04
	(n, γ)					0,02			1,13	7,54	0,47	0,19	0,76	1,77	0,09	0,02	0,74	0,51
<sup>242</sup> Pu	(n, f)									1,43				0,27				
	(n, γ)									2,40				10,68			6,27	3,51
<sup>241</sup> Am	(n, f)					0,10					1,58	1,07		0,01	0,43	0,10		
	(n, γ)	0,77			0,04	3,61				0,87	10,27	31,38	25,79	0,38	9,89	3,73	0,19	
<sup>242m</sup> Am	(n, f)											10,36		0,03			0,01	
<sup>243</sup> Am	(n, f)													0,21			0,10	0,07
	(n, γ)													1,73		0,01	6,24	3,65
<sup>242</sup> Cm	(n, f)					0,11									0,47	0,11		
	(n, γ)					0,10									0,39	4,27	0,03	
<sup>243</sup> Cm	(n, f)															0,90		
	(n, γ)															0,68	2,68	
<sup>244</sup> Cm	(n, f)																1,69	2,11
	(n, γ)																4,35	3,68
<sup>245</sup> Cm	(n, f)																	2,15
	(n, γ)																	1,84
Σ		3,42	0,54	1,55	4,65	4,46	2,70	4,44	6,70	8,33	10,75	33,08	25,83	10,98	9,93	5,78	10,38	7,21

Таблица 4.6 – Требования к уменьшению погрешностей одnogрупповых сечений для соответствия целевой точности ТВС реакторов ВВЭР-СКД и ВВЭР-1200

Нуклид	Реакция	Погрешности одnogрупповых сечений, %				
		ВВЭР-СКД			ВВЭР-1200	
		Имеющиеся	Требуемые		Имеющиеся	Требуемые
Топл.3	НТЗВ					
$^{234}\text{U}$	$(n, \gamma)$	31,0	-	-	32,0	23,5
$^{238}\text{U}$	$(n, 2n)$	16,0	-	-	28,0	8,9
$^{238}\text{Pu}$	$(n, f)$	35,5	-	16,9	35,5	15,3
$^{240}\text{Pu}$	$(n, \gamma)$	18,1	8,7	6,1	10,9	4,2
$^{241}\text{Pu}$	$(n, f)$	20,2	14,5	3,2	8,3	2,5
	$(n, \gamma)$	37,9	15,2	3,7	18,8	7,9
$^{242}\text{Pu}$	$(n, \gamma)$	36,8	4,5	2,8	25,2	3,1
$^{241}\text{Am}$	$(n, \gamma)$	35,6	6,5	6,3	30,5	5,6
$^{243}\text{Am}$	$(n, \gamma)$	33,9	11,5	8,7	20,1	8,8
$^{242}\text{Cm}$	$(n, \gamma)$	40,5	19,2	14,3	40,5	18,8
$^{243}\text{Cm}$	$(n, \gamma)$	42,6	26,3	20,2	32,5	25,7
$^{244}\text{Cm}$	$(n, \gamma)$	45,5	17,5	11,2	42,7	14,4
$^{245}\text{Cm}$	$(n, f)$	33,2	23,2	13,5	26,5	17,2
	$(n, \gamma)$	39,7	21,4	16,2	36,4	20,3

Из таблицы видно, что во многих случаях для достижения целевой точности были получены очень строгие требования к уменьшению неопределенностей одnogрупповых сечений. Например, погрешность сечения радиационного захвата для  $^{242}\text{Pu}$  необходимо уменьшить примерно в 10 раз. Эти результаты являются предварительными, и их следует использовать с осторожностью. Они лишь отражают тенденции и общие приоритетные потребности. Фактически, эти количественные значения были получены только с учетом диагональной (дисперсионной) погрешности, что может быть недооценкой реальной погрешности. Кроме того, требования к точности и приоритеты во многом зависят от предполагаемых исходных данных о дисперсии и ковариации погрешности. Для уточнения и обновления результатов необходимы дальнейшие исследования.

В связи с жесткими требованиями, которые были достигнуты, есть основания полагать, что интегральные эксперименты и корректировка

статистических данных будут и в будущем играть важную роль в оценке качества ядерных данных.

#### 4.4 Выводы к главе 4

Для конструкции ТВС реактора ВВЭР-1200 был проведен анализ чувствительности и оценены погрешности в ядерных концентрациях актинидов на конец кампании. В результате получены предварительные данные для уменьшения неопределенностей одногрупповых сечений. На данный момент нет необходимости значительно снижать недопустимо высокие неопределенности ядерных данных. На этом этапе важно определить приоритетные направления для улучшения ядерных данных. Необходимо понять, какие именно ядерные данные (по изотопам, типам реакций и диапазонам энергий) требуют наибольшего внимания. Это позволит оценить требуемую точность и разработать стратегию для удовлетворения этих требований. Например, можно рассмотреть проведение новых дифференциальных измерений или интегральных экспериментов. Следует учитывать многообразие уже проведенных высокоточных интегральных экспериментов, доступных на национальном или, что еще лучше, на международном уровне.

Для конструкции ТВС реактора ВВЭР-СКД был проведен анализ чувствительности и оценены погрешности в ядерных концентрациях актинидов на конец кампании. Результаты анализа погрешностей показали, что предполагаемые ковариационные матрицы сечений актинидов могут привести к значительным погрешностям в значениях ядерных концентраций актинидов. Однако эти результаты не свидетельствуют о том, что текущие данные о сечениях, содержащиеся в файлах ядерных данных, недостаточны для оценки осуществимости концепции ВВЭР-СКД или для концептуальных проработок реакторной установки. Этот вывод, по-видимому, основывается на предположениях о неопределенностях сечений. Более качественные и согласованные данные о ковариации могут подтвердить этот вывод. Тем не

менее, чтобы эти данные могли повлиять на технико-экономическую оценку концепций ВВЭР-СКД и обеспечить основу для потенциальных новых измерений сечений или интегральных экспериментов, ориентированных на ядерные данные, необходимо создать полный набор ковариационных матриц в течение 2-3 лет. Кроме того, эти данные должны быть легко доступны в удобном для пользователей формате, например, по энергетическим группам. Особое внимание следует уделить ковариационным данным для резонансов некоторых основных изотопов урана и плутония.

Чтобы предложить надежную программу для новых измерений сечений, необходимо проанализировать, как существующие неопределенности сечений влияют на соответствующие параметры с учетом желаемой точности расчетных значений. Для этой цели рассмотрена целевая расчетная точность, которая может иметь значение на последующих этапах проектирования. Результаты исследования показали, что для корректировки ядерных данных требуется тщательный анализ. Это позволит определить наиболее эффективную стратегию для снижения неопределенности в ядерных данных.

Чтобы уменьшить неопределенность, следует отметить, что интегральные эксперименты и корректировка данных являются эффективным способом преодоления большинства трудностей. Эти методы позволяют обеспечивать глобальную проверку данных и позволяют разработать более точные оценки для конкретных изотопов, типов реакций и энергетических диапазонов.

Таким образом, более качественные данные о неопределенности будут играть важную роль как при оценке потенциальных потребностей в новых данных с уменьшенными неопределенностями, так и при корректировке ядерных данных, ориентированных на проектирование.

## Заключение

В рамках программного комплекса VisualBurnOut была разработана методика, предназначенная для расчета выгорания топлива и оценки константной погрешности ядерных концентраций нуклидов. Погрешности рассчитываются с помощью метода вариации исходных данных. Корректность предложенного метода была проверена на основе модельных задач и статистического подхода.

Программный комплекс верифицирован применительно к модели ячейки реактора PWR, используемой в качестве международного бенчмарка. Погрешности в ядерных концентрациях, полученные для некоторых нуклидов, были сравнены с результатами других исследований. Выявлено, что среднеквадратичные отклонения в ядерных концентрациях нуклидов, вызванные погрешностями в однокрупных нейтронных сечениях и потоке нейтронов, сложным образом зависят от времени выгорания. По мере выгорания топлива поведение среднеквадратичных отклонений не всегда монотонно и зависит для рассматриваемого нуклида от источника неопределенности, типа скорости реакции, ядер-предшественников. Материальный состав топлива играет ключевую роль в разнице между среднеквадратичными отклонениями в ядерных концентрациях нуклидов.

Данная методика позволяет выявить типы ядерных реакций, неопределенности сечений которых оказывают наибольшее влияние на погрешность в оценке ядерных концентраций нуклидов.

Получены оценки погрешностей ядерных концентраций наиболее значимых актинидов в конце кампании для моделей ТВС реакторов ВВЭР-СКД и ВВЭР-1200. Эти погрешности обусловлены неопределенностями в используемых однокрупных сечениях. Чтобы достичь целевых показателей точности при расчете ядерных концентраций основных актинидов, необходимо значительно уменьшить неопределенности в однокрупных сечениях.

Результаты оценки погрешностей помогают нам разработать рекомендации по наиболее эффективной стратегии снижения неопределенности в ядерных данных. Исследования неопределенности в этой области могут быть полезны для обмена информацией со специалистами, занимающимися оценкой ядерных данных. Это позволит им выявить области, где все еще имеются значительные недостатки, и определить, какие эксперименты необходимо провести или на каких теоретических исследованиях следует сосредоточить внимание.

Данное исследование вносит свой вклад в развитие методологии оценки различных неопределенностей, возникающих в процессе нейтронно-физических расчетов.

## Список сокращений и условных обозначений

БН	– быстрый натриевый;
БРЕСТ	– быстрый реактор естественной безопасности;
ВВЭР	– водо-водяной энергетический реактор;
ВТГР	– высокотемпературный газоохлаждаемый реактор;
ВТЗВ	– верхняя торцевая зона воспроизводства;
МА	– минорные актиниды;
НИЦ	– научно-исследовательский центр;
НТЗВ	– нижняя торцевая зона воспроизводства;
НФХ	– нейтронно-физические характеристики;
ОЯТ	– отработавшее ядерное топливо;
РАО	– радиоактивные отходы;
СУЗ	– система управления и защиты;
ТВС	– тепловыделяющая сборка;
ЭВМ	– электронная вычислительная машина;
ЯТЦ	– ядерный топливный цикл;
ABC	– Automated Burn-up Calculation Complex;
BWR	– кипящий водо-водяной реактор (англ. boiling water reactor);
ENDF	– библиотеки оцененных ядерных данных (англ. Evaluated Nuclear Data File);
МОХ	– ядерное топливо, содержащее несколько видов оксидов делящихся материалов;
PIE	– испытания по облучению топлива (англ. Post-Irradiation Experiments);
PWR	– реактор с водой под давлением (англ. pressurized water reactor);
SQP	– последовательное квадратичное программирование (англ. sequential quadratic programming);
VBO	– VisualBurnOut.

## Список литературы

1. VisualBurnOut. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2009617021. Зарегистрировано в Реестре программ для ЭВМ 23 декабря 2009 г.
2. Leppänen, J., Pusa, M., Viitanen, T., Valtavirta, V., Kaltiaisenaho, T. The Serpent Monte Carlo code: Status, development and applications in 2013 // *Annals of Nuclear Energy*, 2015, 82, pp. 142–150.
3. Petrie, L.M., & Landers, N.F. (1984). KENO Va: an improved Monte Carlo criticality program with supergrouping (NUREG/CR--0200-Vol2). United States.
4. Poston, D.I., Trellue, H.R., 2002. MONTEBURNS Version 1.0 User's Manual Version 2.0. LA-UR-99-4999, Los Alamos National Laboratory.
5. НП-061-05. Правила безопасности при хранении и транспортировании ядерного топлива на объектах использования атомной энергии. Москва, Издательство стандартов, 2005. 10 с.
6. НП-053-16. Федеральные нормы и правила в области использования атомной энергии «Правила безопасности при транспортировании радиоактивных материалов». М.: Федеральная служба по экологическому, технологическому и атомному надзору, 2016. 174 с.
7. НП-001-15. Общие положения обеспечения безопасности атомных станций. Москва, Ростехнадзор, 2015. 13 с.
8. J.F. Briesmeister, J.S. Brown, et al., “MCNP-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5, User’s Guide, Volume II”, LA-CP-03-0245, LANL, 484 p. (2003).
9. ORIGEN-S: SCALE system module to calculate fuel depletion, actinide transmutation, fission product buildup and decay, and associated radiation source term, NUREG/CR-02000, Rev.5, Vol.2, ORNL, Sept.1995.

10. Xu Z., Hejzlar P., Driscoll M.J., Kazimi M.S., 2002. An improved MCNP-ORIGEN depletion program (MCODE) and its verification for high burn-up applications. In: Proc. of the Int. Conf. PHYSOR 2002, Seoul, Korea.
11. Tippayakul, C, Ivanov, K., Misu, S., 2006. Improvements of MCOR: a Monte Carlo Depletion Code System for Fuel Assembly Reference Calculations. PHYSOR-2006, Vancouver, BC, Canada.
12. Moore, R.L., Schnitzler, B.G., Wemple, C.A., Babcock R.S., Wessol, D.E. MOCUP: MCNP-ORIGEN2 Coupled Utility Program. INEL-95/0523. (1995).
13. Oppe, J., Kuijper, J.C., 2004. OCTOPUSJTNG Reference Guide. NRG report 20748/04.54103, NRG, Petten, The Netherlands.
14. Forrest, R.A., Sublet, J-Ch., 2001. FISPACT-2001: User Manual. UKAEA FUS 450, EURATOM/UKAEA.
15. Давиденко В.Д, Цибульский В.Ф. Расчет выгорания в программе UNK:Нейтроника-1999. – Обнинск. - 2000.
16. Калугин М.А., Майоров Л.В., Модуль ORIMCU расчета изменения изотопного состава материалов ядерного реактора для программы MSU-REA. Описание применения и инструкция пользователя, Отчет РНЦ КИ, 36/17-2003.
17. Гомин Е.А., Калугин М.А., Лазаренко А.П., Майоров Л.В., Разработка модулей связи между программой ТВС-М и программой расчета радиационных характеристик ORIGEN-S, Техническая справка РНЦ КИ, 32/1-61-201, 2001.
18. Keisuke OKUMURA, Takamasa MORI, Masayuki NAKAGAWA & Kunio KANEKO (2000) Validation of a Continuous-Energy Monte Carlo Burn-up Code MVP-BURN and Its Application to Analysis of Post Irradiation Experiment, Journal of Nuclear Science and Technology, 37:2, pp. 128-138.
19. DeHart, M.D. TRITON: A Two-Dimensional Transport and Depletion Module for Characterization of Spent Nuclear Fuel. in SCALE: A Modular Code System for Performing Standardized Computer Analyses for Licensing Evaluation. ORNL/TM-2005/39, Version 6 Vol I. (2009).

20. SCALE-4.3. Modular Code System for Performing Standardized Computer Analysis for Licensing Evaluation. NUREG/CR-2000, Rev.5., CSD-2/R5, ORNL, Sept. 1995.
21. Pelowitz, D.B. ed. MCNPX 2.6.0 Manual. LA-CP-07-1473. (2008).
22. Shim, Hyung Jin & Han, Beom-Seok & Jung, Jong-Sung & Park, Ho Jin & Kim, Chang-Hyo. (2012). McCARD: Monte Carlo code for advanced reactor design and analysis. Nuclear Engineering and Technology. 44.
23. Kuijper, J.C., Oppe, J., Klein Meulekamp, R., Koning, H., 2005. Propagation of cross section uncertainties in combined Monte Carlo neutronics and burn-up calculations. In: Proc. Int. Conf. on Mathematics and Computation, M& C2005, Avignon, France.
24. Sanz, J., 2000. ACAB Activation Code for Fusion Applications: User's manual V5.0. UCRL-MA-143238, Lawrence Livermore National Laboratory.
25. Селезнев Е.Ф., Белов А.А. Решение задачи нуклидной кинетики с полной матрицей переходов нуклидов. // Известия Российской академии наук. Энергетика. – 2013. – № 3. – С. 27-40.
26. Селезнев Е.Ф., Белов А.А., Белоусов В.И., Чернова И.С. Модернизация программы расчета задачи нуклидной кинетики BPSD. // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2018. – № 4. – С. 115-127.
27. Aliberti, G. et al. Nuclear Data Sensitivity, Uncertainty and Target Accuracy Assessment for Future Nuclear Systems // Annals of Nuclear Energy, 2006, 33, 8, pp. 700-733.
28. OECD/NEA. Uncertainty and Target Accuracy Assessment for Innovative Systems Using Recent Covariance Data Evaluations. NEA/WPEC-26. ISBN 978-92-64-99053-1. – 2008. – Vol. 26. – P. 465.
29. D. Rochman, A.J. Koning, D.F. Da Cruz (2012) Propagation of  $^{235,236,238}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$  Nuclear Data Uncertainties for a Typical PWR Fuel Element, Nuclear Technology, 179:3, 323-338.

30. Wieselquist W., Zhu T., Vasiliev A., Ferroukhi H. PSI Methodologies for Nuclear Data Uncertainty Propagation with CASMO-5M and MCNPX: Results for OECD/NEA UAM Benchmark Phase I. *Science and Technology of Nuclear Installations*. Article ID 549793. – 2013. – P. 15.
31. D. Rochman, O. Leray, M. Hursin, H. Ferroukhi, A. Vasiliev, A. Aures, F. Bostelmann, W. Zwermann, O. Cabellos, C.J. Diez, J. Dyrda, N. Garcia-Herranz, E. Castro, S. van der Marck, H. Sjöstrand, A. Hernandez, M. Fleming, J.-Ch. Sublet, L. Fiorito, Nuclear Data Uncertainties for Typical LWR Fuel Assemblies and a Simple Reactor Core, *Nuclear Data Sheets*, Volume 139, 2017, Pages 1-76, ISSN 0090-3752.
32. D. Rochman, A.J. Koning (2011) How to Randomly Evaluate Nuclear Data: A New Data Adjustment Method Applied to  $^{239}\text{Pu}$ , *Nuclear Science and Engineering*, 169:1, 68-80.
33. D. Rochman, A.J. Koning, S.C. van der Marck. Uncertainties for criticality-safety benchmarks and keff distributions // *Annals of Nuclear Energy*, 36, 6, 2009, pp. 810-831.
34. D. Rochman, A.J. Koning, S.C. van der Marck, A. Hogenbirk, C.M. Sciolla. Nuclear data uncertainty propagation: Perturbation vs. Monte Carlo // *Annals of Nuclear Energy*, 38, 5, 2011, pp. 942-952.
35. Rochman D, Koning AJ, Marck SCVD, Hogenbirk A, Veen DV. Nuclear Data Uncertainty Propagation: Total Monte Carlo vs. Covariances. *JKPS* 2011; 59:1236-1241.
36. Новаков И.Г., Курындин А.В., Киркин А.М., Маковский С.В. Учет неопределенностей в исходных данных при проведении расчетов эффективного коэффициента размножения активной зоны исследовательской ядерной установки. // *ВАНТ. Серия: Ядерно-реакторные константы*. – 2020. – № 2. – С. 22-29.
37. Stover Jr.T.E. Quantification of Back-End Nuclear Fuel Cycle Metrics Uncertainties Due to Cross sections. Master's Thesis, Idaho National Laboratory. INL/EXT-07-13592. – 2007. – P. 170.

- 38.E. Alhassan, H. Sjöstrand, J. Duan, C. Gustavsson, A.J. Koning, S. Pomp, D. Rochman, M. Österlund. Combining Total Monte Carlo and Benchmarks for Nuclear Data Uncertainty Propagation on a Lead Fast Reactor's Safety Parameters // Nuclear Data Sheets, 2014, 118, pp 542-544.
- 39.T. Zhu, D. Rochman, A. Vasiliev, H. Ferroukhi, W. Wieselquist, A. Pautz. Comparison of Two Approaches for Nuclear Data Uncertainty Propagation in MCNPX for Selected Fast Spectrum Critical Benchmarks // Nuclear Data Sheets, 2014, 118, pp. 388-391.
- 40.Sjöstrand H., Alhassan E., Duan J., Gustavsson C., Koning A.J., Pomp S., Rochman D., Österlund M. Propagation of Nuclear Data Uncertainties for ELECTRA Burn-up Calculations // Nuclear Data Sheets, 2014, 118, pp. 527-530.
- 41.Sjöstrand H., Alhassan E., Duan J., Gustavsson C., Koning A.J., Pomp S., Rochman D., Osterlund M. Propagation of nuclear data uncertainties for ELECTRA burn-up calculations. Proc. 2013 International Conference on Nuclear Data for Science and Technology. March 4-8. 2013. New York. USA.
- 42.Rochman D., Koning A.J., Da Cruz D.F., van der Marck S.C. Nuclear Data Uncertainty Propagation for a Sodium Fast Reactor. // Journal of The Korean Physical Society. – 2011. – Vol. 59. – No. 4. – PP. 1191-1194.
- 43.G. Aliberti, G. Palmiotti, M. Salvatores, C.G. Stenberg (2004) Impact of Nuclear Data Uncertainties on Transmutation of Actinides in Accelerator-Driven Assemblies, Nuclear Science and Engineering, 146:1, 13-50.
- 44.N. García-Herranz, O. Cabellos, F. Álvarez-Velarde, J. Sanz, E.M. González-Romero, J. Juan. Nuclear data requirements for the ADS conceptual design EFIT: Uncertainty and sensitivity study // Annals of Nuclear Energy, 2010, 37, 11, pp. 1570-1579.
- 45.Cabellos O, Herranz OG, Ogra CJDDL, Cascos RA, H, Sanz, Ogando F, Sauvan P. Propagation of Nuclear Data Uncertainties in Transmutation Calculations Using ACAB Code. JKPS 2011; 59:1268-1271.
- 46.Ivanov, E., 2005. Error propagation in Monte-Carlo burn-up calculations. In: Proc. Int. Conf. on Mathematics and Computation, M&C2005, Avignon, France.

- 47.A. Gandini, M. Salvatores, L. Tondinelli (1977) New Developments in Generalized Perturbation Methods in the Nuclide Field, Nuclear Science and Engineering, 62:2, 339-345.
- 48.Usachev L.N., Bobkov Yu.G., Krivtsov A.S. Perturbation Theory and Analysis in Fission Products Kinetics. Proc. of the Int. Conf. Nuclear Cross-Section for Technology. Krokswill. USA. –1979. – P. 4.
- 49.Takeda T., Hirokawa N., Noda T. Estimation of Error Propagation in Monte-Carlo Burnup Calculations. Nuclear Science and Technology. – 1999. – Vol. 36. – No.9. – PP. 738-745.
- 50.Tojhoh M., Endo T., Watanabe M., Yamamoto A. Effect of error propagation of nuclide number densities on Monte Carlo burn-up calculations // Annals of Nuclear Energy, 2006, 33, 17-18, pp. 1424-1436.
- 51.Garcia-Herranz N., Cabellos O., Sanz J., Juan J., Kuijper J.C. Propagation of statistical and nuclear data uncertainties in Monte Carlo burn-up calculations // Annals of Nuclear Energy, 2008, 35, 4, pp. 714-730.
- 52.Ho Jin Park, Hyung Jin Shim, Chang Hyo Kim (2011) Uncertainty Propagation in Monte Carlo Depletion Analysis, Nuclear Science and Engineering, 167:3, 196-208.
- 53.Rafael MACIAN, Martin A. ZIMMERMANN & Rakesh CHAWLA (2007) Statistical Uncertainty Analysis Applied to Fuel Depletion Calculations, Journal of Nuclear Science and Technology, 44:6, 875-885.
- 54.D. Knott, B. H. Forssen, M. Edenius, CASMO-4, A Fuel Assembly Burn-up Program, Methodology, STUDSVIK/SOA- 95/2 (1995).
- 55.Quentin Newell, Charlotta Sanders (2015) Stochastic Uncertainty Propagation in Monte Carlo Depletion Calculations, Nuclear Science and Engineering, 179:3, 253-263.
- 56.Гроль А.В., Бояринов В.Ф., Фомиченко П.А. Методика анализа константной неопределенности с использованием нейтронных ковариационных данных для ВТГР. // Атомная энергия, 2019, т. 126, вып. 3, с. 149-156.

57. Гроль А.В., Бояринов В.Ф., Фомиченко П.А. Влияние неопределенностей технологических параметров на нейтронно-физические характеристики ВТГР и изотопный состав топлива в процессе облучения. // ВАНТ Серия: Ядерно-реакторные константы. – 2019. – № 4. – С. 42-49.
58. Kloos M. SUSA Version 4.0. User's Guide and Tutorial. GRS-P-5, Rev.1, 2015.
59. Мясников А.А., Влияние неопределенности микроконстант на сжигание трансплутониевых актиноидов в жидкосолевых реакторах. // Атомная энергия, 2019, т. 102, вып. 5, с. 270-276.
60. Митенкова Е.Ф., Новиков Н.В. Влияние библиотеки выхода продуктов деления на расчет нуклидного состава топлива в быстрых реакторах с натриевым теплоносителем. // Атомная энергия, 2011, т. 111, вып. 2, с. 77-84.
61. Митенкова Е.Ф., Новиков Н.В., Соловьева Е.В. Библиотеки с расширенным представлением выхода продуктов деления в расчетах нуклидного состава топлива в быстром спектре. // Атомная энергия, 2014, т. 117, вып. 6, с. 341-346.
62. Соловьев А.В. и другие. Решение задач изотопной кинетики с полным числом элементов выхода продуктов деления. // Атомная энергия, 2016, т. 120, вып. 3, с. 165-169.
63. D.F. Da Cruz, D. Rochman, A.J. Koning (2014) Uncertainty Analysis on Reactivity and Discharged Inventory due to  $^{235,238}\text{U}$ ,  $^{239,240,241}\text{Pu}$ , and Fission Products: Application to a Pressurized Water Reactor Fuel Assembly, Nuclear Technology, 185:2, 174-191.
64. Evans D. Kitcher, Jeremy M. Osborn, Sunil S. Chirayath, Sensitivity studies on a novel nuclear forensics methodology for source reactor-type discrimination of separated weapons grade plutonium, Nuclear Engineering and Technology, Volume 51, Issue 5, 2019, Pages 1355-1364.

65. Jeremy M. Osborn, Evans D. Kitcher, Jonathan D. Burns, Charles M. Folden III, Sunil S. Chirayath (2018) Nuclear Forensics Methodology for Reactor-Type Attribution of Chemically Separated Plutonium, *Nuclear Technology*, 201:1, 1-10.
66. Jeremy M. Osborn, Kevin J. Glennon, Evans D. Kitcher, Jonathan D. Burns, Charles M. Folden, Sunil S. Chirayath, Experimental validation of a nuclear forensics methodology for source reactor-type discrimination of chemically separated plutonium, *Nuclear Engineering and Technology*, Volume 51, Issue 2, 2019, Pages 384-393.
67. Mathew W. Swinney, Charles M. Folden III, Ronald J. Ellis, Sunil S. Chirayath (2017) Experimental and Computational Forensics Characterization of Weapons-Grade Plutonium Produced in a Fast Reactor Neutron Environment, *Nuclear Technology*, 197:1, 1-11.
68. Sunil S. Chirayath, Jeremy M. Osborn & Taylor M. Coles (2015) Trace Fission Product Ratios for Nuclear Forensics Attribution of Weapons-Grade Plutonium from Fast and Thermal Reactors. *Science & Global Security*, 23:1, 48-67.
69. Athena Sagadevan, Sunil Chirayath, Information driven safeguards approach for remote monitoring system of dry cask storage. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Volume 954, 2020.
70. Alexander Aures, Wolfgang Bernnat, Friederike Bostelmann, Jérémy Bousquet, Bernard Krzykacz-Hausmann, Andreas Pautz, Kiril Velkov, Winfried Zwermann. Reactor simulations with nuclear data uncertainties, *Nuclear Engineering and Design*, Volume 355, 2019.
71. O. Leray, D. Rochman, P. Grimm, H. Ferroukhi, A. Vasiliev, M. Hursin, G. Perret, A. Pautz. Nuclear data uncertainty propagation on spent fuel nuclide compositions // *Annals of Nuclear Energy*, 94, 2016, pp. 603-611.
72. Sunil S. Chirayath, Charles R. Schafer, Grace R. Long. A new methodology to estimate stochastic uncertainty of MCNP-predicted isotope concentrations in nuclear fuel burnup simulations // *Annals of Nuclear Energy*, 2021, 151.

- 73.I.C. Gauld, U. Mertyurek. Validation of BWR spent nuclear fuel isotopic predictions with applications to burnup credit, *Nuclear Engineering and Design*, Volume 345, 2019, Pages 110-124.
- 74.Jaerim Jang, Bamidele Ebiwonjumi, Wonkyeong Kim, Alexey Cherezov, Jinsu Park, Deokjung Lee, Verification and validation of isotope inventory prediction for back-end cycle management using two-step method, *Nuclear Engineering and Technology*, Volume 53, Issue 7, 2021, Pages 2104-2125.
- 75.Jaerim Jang, Chidong Kong, Bamidele Ebiwonjumi, Yunki Jo, Deokjung Lee. Uncertainties of PWR spent nuclear fuel isotope inventory for back-end cycle analysis with STREAM/RAST-K // *Annals of Nuclear Energy*, 2021, 158.
- 76.Bamidele Ebiwonjumi, Sooyoung Choi, Matthieu Lemaire, Deokjung Lee, Ho Cheol Shin. Validation of lattice physics code STREAM for predicting pressurized water reactor spent nuclear fuel isotopic inventory // *Annals of Nuclear Energy*, 2018, 120, pp. 431-449.
- 77.Bamidele Ebiwonjumi, Chidong Kong, Peng Zhang, Alexey Cherezov, Deokjung Lee, Uncertainty quantification of PWR spent fuel due to nuclear data and modeling parameters, *Nuclear Engineering and Technology*, Volume 53, Issue 3, 2021, Pages 715-731.
- 78.Rochman, D.A., Vasiliev, A., Dokhane, A., Ferroukhi, H., 2018. Uncertainties for Swiss LWR spent nuclear fuels due to nuclear data. *EPJ Nucl. Sci. Technol.* 4, 6.
- 79.Rochman, D., Dokhane, A., Vasiliev, A. et al. Nuclear data uncertainties for Swiss BWR spent nuclear fuel characteristics. *Eur. Phys. J. Plus* 135, 233 (2020).
- 80.D. Rochman, A. Vasiliev, H. Ferroukhi, M. Hursin. Analysis for the ARIANE GU1 sample: Nuclide inventory and decay heat // *Annals of Nuclear Energy*, 2021, 160.
- 81.Hyungju Yun, Kwangheon Park, Wooyong Choi, Ser Gi Hong. An efficient evaluation of depletion uncertainty for a GBC-32 dry storage cask with PLUS7 fuel assemblies using the Monte Carlo uncertainty sampling method // *Annals of Nuclear Energy*, 2017, 110, pp. 679-691.

82. Koning AJ, Rochman D. Modern Nuclear Data Evaluation: Straight from Nuclear Physics to Applications. JKPS 2011; 59:773-778.
83. D. Rochman, Koning AJ, Marck SCVD. Exact Nuclear Data Uncertainty Propagation for Fusion Design. JKPS 2011; 59:1386-1389.
84. D. Rochman, Arjan J. KONING & Dirceu F. DA CRUZ (2011) Uncertainties for the Kalimer Sodium Fast Reactor: Void Reactivity Coefficient,  $k_{eff}$ ,  $\beta_{eff}$ , Depletion and Radiotoxicity, Journal of Nuclear Science and Technology, 48:8, 1193-1205.
85. D. Rochman, A. Vasiliev, H. Ferroukhi, T. Zhu, S.C. van der Marck, A.J. Koning. Nuclear data uncertainty for criticality-safety: Monte Carlo vs. linear perturbation // Annals of Nuclear Energy, 2016, 92, pp. 150-160.
86. Petter Helgesson, Dimitri Rochman, Henrik Sjöstrand, Erwin Alhassan & Arjan Koning (2014) UO<sub>2</sub> versus MOX: Propagated Nuclear Data Uncertainty for  $k_{eff}$ , with Burnup, Nuclear Science and Engineering, 177:3, 321-336.
87. C.J. Díez, O. Cabellos, D. Rochman, A.J. Koning, J.S. Martínez. Monte Carlo uncertainty propagation approaches in ADS burn-up calculations // Annals of Nuclear Energy, 2013, 54, pp 27-35.
88. D. Rochman, W. Zwermann, S. C. van der Marck, A. J. Koning, H. Sjöstrand, P. Helgesson, B. Krzykacz-Hausmann (2014) Efficient Use of Monte Carlo: Uncertainty Propagation, Nuclear Science and Engineering, 177:3, 337-349.
89. Yasuhiro Minamigawa, Evans D. Kitcher, Sunil S. Chirayath (2020) A Method to Estimate Fission Product Concentration Uncertainty in a Multi-Time-Step MCNP6 Code Nuclear Fuel Burnup Calculation, Nuclear Technology, 206:1, 73-81.
90. А.А. Перегудов, О.Н. Андрианова, Г.Н. Мантуров, К.Ф. Раскач, М.Ю. Семенов, А.М. Цибуля Использование метода GRS для оценки погрешности нейтронно-физических характеристик перспективного быстрого реактора. // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2014. – №2. – С. 90-98.

- 91.D. Rochman, S.C. van der Marck, A.J. Koning, H. Sjöstrand, W. Zwermann  
Uncertainty Propagation with Fast Monte Carlo Techniques // Nuclear Data  
Sheets, 2014, 118, pp. 367-369.
- 92.B.T. Rearden, M.L. Williams, M.A. Jessee, D.E. Mueller, D.A. Wiarda (2011)  
Sensitivity and Uncertainty Analysis Capabilities and Data in SCALE, Nuclear  
Technology, 174:2, 236-288.
- 93.Zwermann W, Hausmann BK, Gallner L, Pautz A, Mattes M. Uncertainty  
Analyses with Nuclear Covariance Data in Reactor Core Calculations. JKPS  
2011; 59: 1256-1259.
- 94.Peregudov A., Andrianova O., Raskach K. et al., Application of GRS method to  
evaluation of uncertainties of calculation parameters of perspective sodium-  
cooled fast reactor, EPJ Web of Conferences 42, 07002 (2013).
- 95.M.L. Williams, G. Ilas, M.A. Jessee, B.T. Rearden, D. Wiarda, W. Zwermann,  
L. Gallner, M. Klein, B. Krzykacz-Hausmann, A. Pautz (2013) A Statistical  
Sampling Method for Uncertainty Analysis with SCALE and XSUSA, Nuclear  
Technology, 183:3, 515-526.
- 96.O. Cabellos Presentation and Discussion of the UAM/Exercise I-1b: “Pin-Cell  
Burn-Up Benchmark” with the Hybrid Method, Science and Technology of  
Nuclear Installations, vol. 2013, Article ID 790206, 12 pages, 2013.
- 97.McFarlane, R.E. et al., 2016. The NJOY nuclear Data Processing System  
Version 2016, La-UR-17-20093.
- 98.Kolesov V.V., Novichkov A.V., Voznyakevich E.E., Terekhova A.M. Statistical  
Approach to Estimated Uncertainty of Nuclear Concentration in Problems of  
Isotope Kinetics. In XIII International Youth Scientific and Practical Conference  
«FUTURE OF ATOMIC ENERGY AtomFuture 2017». KnE Engineering. –  
2017. – PP. 261-267.
- 99.Волков М.Ю., Колесов В.В., Украинцев В.Ф. Расчеты выгорания топлива с  
использованием программы MCNP. // Известия вузов. Ядерная энергетика.  
– 2004. – № 2. – С. 71-83.

100. Xu, Z. & Rhodes, J. & Smith, K. (2010). Statistical implications in Monte Carlo depletions. International Conference on the Physics of Reactors 2010, PHYSOR 2010. 1. 634-645.
101. E. Dumonteil, C.M. Diop (2011) Biases and Statistical Errors in Monte Carlo Burnup Calculations: An Unbiased Stochastic Scheme to Solve Boltzmann/Bateman Coupled Equations, Nuclear Science and Engineering, 167:2, 165-170.
102. BRUN, Emeric & Dumonteil, Eric & Malvagi, Fausto. (2011). Systematic Uncertainty Due to Statistics in Monte Carlo Burnup Codes: Application to a Simple Benchmark with TRIPOLI-4-D. Progress in Nuclear Science and Technology. 2. 879-885.
103. Courcelle, A. et al., 2004. JEF2.2 Nuclear Data Statistical Adjustment Using Post-Irradiation Experiments. Proc. Int. Conf. PHYSOR-2004, 25-29 April, Chicago, IL USA.
104. Marcian, R., et al., 2004. Assessment of CASMO-4 Prediction of the Isotopic Inventory of High Burn-up MOX fuel. Proc. Int. Conf. PHYSOR-2004, 25-29 April, Chicago, IL USA.
105. Trakas C., and Dandin, L., 2004. Benchmarking of MONTEBURNS Against Measurements on Irradiated UOX and MOX Fuels. Proc. Int. Conf. PHYSOR-2004, 25-29 April, Chicago, IL USA.
106. Plompen, A.J.M., Cabellos, O., De Saint Jean, C. et al. The joint evaluated fission and fusion nuclear data library, JEFF-3.3. Eur. Phys. J. A 56, 181 (2020).
107. Burn-up Credit Criticality Benchmark Phase IV-B: Results and Analysis of MOX Fuel Depletion Calculations. NEA/NSC/DOC (2003)4, ISBN 92-64-02124-8.
108. Усачев Л. Н., Бобков Ю. Г. Теория возмущений и планирование эксперимента в проблеме ядерных данных для реакторов. М.: Атомиздат, 1980.

109. Gill, P.E., Murray, W., Saunders, M.A., 1997. SNOPT: An SQP algorithm for large-scale constrained programming. Technical Report SOL 97-3, Systems Optimization Laboratory, Department of Operations Research, Stanford University, Stanford, CA 94305-4022.
110. Review of Integral Experiments for Minor Actinide Management. OECD 2015. NEA No. 7222.

## Приложение А Описание модели ТВС реактора ВВЭР-СКД

Тепловыделяющая сборка (рисунок А.1) выполнена в чехловом исполнении, шестигранной формы с размером под ключ 144,6 мм (по чехлу). Каждая кассета содержит 210 цилиндрических твэлов в стандартной треугольной решетке, набранные в 9 рядов. При этом 7 твэлов, образующие 2 центральных кольца, удалены, а вместо них установлен канал под поглощающий стержень. Внутренняя поверхность канала СУЗ круглая, внешняя – выполнена сложной формы для повторения габаритов извлеченных твэлов и обеспечения равномерного гидравлического сечения по радиусу ТВС. Газовый подслои учитывается заданием эффективной плотности топлива. Основные геометрические характеристики твэльной решетки представлены в таблице А.1. Над твэлами размещаются поглощающие элементы из карбида бора, их геометрические характеристики также приведены в таблице А.1. Все размеры приведены для холодного состояния.



Таблица А.1 – Характеристики твэльной решетки ТВС ВВЭР-СКД

Параметр	Значение
Диаметр твэла, мм	8,4
Толщина оболочки, мм	0,6
Шаг твэлов, мм	9,42
Относительный шаг твэлов	1,121
Тип дистанционирования	Проволочная навивка
Диаметр проволоки, мм	1,02
Шаг навивки проволоки, мм	100
Эффективный диаметр твэла, мм	8,462
Число рядов (колец) твэлов	9
Количество твэлов	210
Дистанция от твэла до чехла, мм	8,4
Размер под ключ чехла (внутренний), мм	140,6
Размер под ключ чехла (внешний), мм	144,6
Внутренний диаметр канала СУЗ, мм	18
Внешний* диаметр канала СУЗ, мм	22
Радиус округлых выступов канала СУЗ, мм	4,2
Шаг ТВС в реакторе, мм	146,6
Диаметр центрального стержня СУЗ, мм	14,0
Толщина оболочки стержня СУЗ, мм	1,0
Диаметр верхнего поглотителя, мм	27,8
Толщина оболочки верхнего поглотителя, мм	0,6

\*наименьшее значение, измеренное в участках без выступов

Параметры твэльной решетки сохраняются по всей высоте стержней и одинаковы для газовых полостей, торцевых зон воспроизводства и топлива. Центральный стержень СУЗ представляет собой пэл с обогащенным карбидом бора, соединенный со стальной штангой-приводом того же диаметра. Концевики и газовая полость пэла СУЗ не описываются. В таблице А.2 приведены диаметры трех наборов концевиков твэлов. Они описывают металлические части твэлов вместе с опорными решетками, пружинами и остальными конструкционными элементами с торцов твэлов. Шаг во всех случаях соответствует значению из таблицы А.1.

Таблица А.2 – Диаметры концевиков твэлов

Область	Диаметр, мм
Зона 1	7,72
Зона 2	4,64
Зона 3	6,99

Аксиальная структура сборки представлена гетерогенно, при этом для периферийных областей описывается упрощенная геометрия, передающая общую геометрию и объемные доли материалов. В предлагаемой расчетной модели выделяется 21 участок по высоте, 6 из которых соответствуют топливу. Поскольку при прохождении через зону температура и плотность теплоносителя претерпевают значительные изменения, для него выделены 8 наборов значений, соответствующие разным высотам.

В таблице А.3 представлено описание аксиальной структуры сборки. Перечисление идет снизу вверх. Высота активной части (поглотителя) СУЗ составляет 90 см. На рисунке А.2 представлен продольный срез расчетной модели.

Таблица А.3 – Наименование зон аксиальной структуры ТВС

№	№ Т-Н	Описание
1	1	Хвостовики сборок в коллекторе. Описывается цилиндром из стали чехла. $D_{\text{внутр.}}=10,41$ см, $D_{\text{внешн.}}=12,0$ см
2	1	Хвостовики сборок в плите. Описывается сплошным материалом из стали чехла с отверстием. $D_{\text{внутр.}}=13,33$ см
3	1	Теплоноситель в чехле (нижний) Описывается как чехол с толщиной 3,9 мм, окруженный и заполненный теплоносителем.
4	1	Концевики твэлов (нижние) Описывается как чехол со стержнями из стали твэла диаметром зоны 1 (таблица А.2)
5	1	Газовая полость (нижняя)
6	1	НТЗВ
7	2	Топливо 1
8	3	Топливо 2
9	4	Топливо 3
10	5	Топливо 4
11	6	Топливо 5
12	7	Топливо 6
13	8	ВТЗВ
14	8	Газовая полость (верхняя).
15	8	Концевики твэлов (верхние). Описывается как чехол со стержнями из стали твэла диаметром зоны 2 (таблица А.2)
16	8	Концевики твэлов (верхние в решетке) Описывается как чехол со стержнями из стали твэла диаметром зоны 3 (таблица А.2)
17	8	Теплоноситель в чехле (верхний) Описывается как чехол с толщиной 3,9 мм, окруженный и заполненный теплоносителем
18	8	Верхние поглощающие стержни
19	8	Головка ТВС. Описывается цилиндром из стали чехла. $D_{\text{внутр.}}=11,43$ см $D_{\text{внешн.}}=13,0$ см
20	8	Блок защитных труб. Описывается сплошным материалом из стали чехла с отверстием. $D_{\text{внутр.}}=13,33$ см
21	8	Штанга СУЗ и ВКУ. Описывается стержнем из стали твэлов диаметром 30 мм.

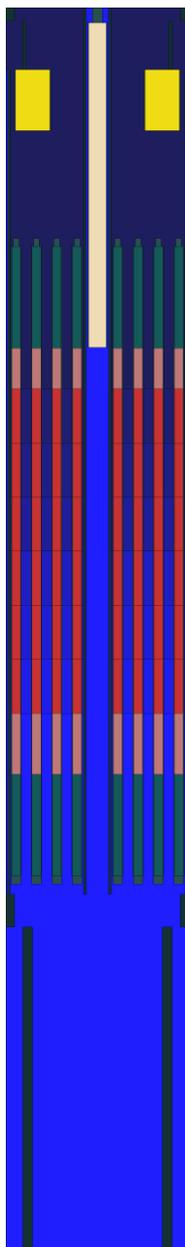


Рисунок А.2 – Продольный срез расчетной модели ТВС ВВЭР-СКД

Активная зона содержит МОХ-топливо с добавлением малой концентрации оксида гадолиния для компенсации положительного эффекта реактивности в режимах работы с высокой плотностью теплоносителя. Топливо с торцов окружено зонами воспроизводства из УОХ отвала. Изотопные концентрации основных материалов представлены в таблице А.4.

Таблица А.4 – Ядерные концентрации основных материалов

Изотоп	Ядерная концентрация, $10^{24}$ ядер/см <sup>3</sup>
Топливо	
<sup>238</sup> Pu	9,2552E-05
<sup>239</sup> Pu	2,0975E-03
<sup>240</sup> Pu	9,4883E-04
<sup>241</sup> Pu	1,9838E-04
<sup>242</sup> Pu	2,5003E-04
<sup>235</sup> U	1,6911E-05
<sup>238</sup> U	1,6895E-02
<sup>16</sup> O	4,0997E-02
<sup>154</sup> Gd	1,12138E-06
<sup>155</sup> Gd	7,61307E-06
<sup>156</sup> Gd	1,05297E-05
<sup>157</sup> Gd	8,05031E-06
<sup>158</sup> Gd	1,27776E-05
<sup>160</sup> Gd	1,12447E-05
Экраны	
<sup>235</sup> U	2,0779E-05
<sup>238</sup> U	2,0759E-02
<sup>16</sup> O	4,1559E-02
В <sub>4</sub> С	
<sup>10</sup> B	7,4819E-02
<sup>11</sup> B	1,8705E-02
<sup>12</sup> C	2,3381E-02
Сталь оболочки	
Fe	5,5201E-02
Cr	1,5058E-02
Ni	1,2113E-02
Mo	1,1060E-03
Mn	1,4469E-03
Si	7,7202E-04
V	1,8866E-04
C	2,6095E-04
S	1,8016E-05
P	3,1081E-05
Ti	3,5193E-04
N	6,8823E-05
Сталь чехла и конструкций	
Fe	7,1616E-02
Cr	1,2672E-02
Ni	2,2960E-04
Nb	1,2199E-04
Mn	5,2383E-04
Si	2,0047E-03
V	2,0256E-04
C	2,2853E-03
S	3,8410E-05
P	5,4886E-05

В данном моделировании используются холодные размеры, и не предполагается формоизменение конструкций и расширение материалов в результате нагрева. Учет температур элементов должен быть сделан при подготовке нейтронных сечений. В таблице А.5 перечислены температуры основных материалов ТВС. Для топлива выделяются 6 зон, соответствующие геометрическому описанию. Температура оболочки и чехла в настоящий момент применяется одинаковой для всех участков.

Таблица А.5 – Температуры основных узлов кассеты

Материал	Температура, К
Топливо 1	1055
Топливо 2	1239
Топливо 3	1178
Топливо 4	1190
Топливо 5	1277
Топливо 6	1130
НТЗВ	722
ВТЗВ	829
Оболочка	720
Чехол	700

В качестве теплоносителя выступает вода со сверхкритическими параметрами. Характеристики выделенных в геометрическом описании участков теплоносителя представлены в таблице А.6. В межчехловом пространстве ТВС окружены «холодным» теплоносителем (тип 1).

Таблица А.6 – Параметры выделенных зон теплоносителя

Зона	Температура, К	Плотность, г/см <sup>3</sup>
Теплоноситель 1	663	0,198
Теплоноситель 2	666	0,185
Теплоноситель 3	675	0,157
Теплоноситель 4	689	0,133
Теплоноситель 5	716	0,110
Теплоноситель 6	743	0,097
Теплоноситель 7	771	0,088
Теплоноситель 8	784	0,085

## Приложение Б Описание модели ТВС реактора ВВЭР-1200

Для ТВС-2006 шестигранной формы (рисунок Б.1) применено бесчехловое исполнение пучка твэл в стандартной треугольной решетке. В работе выбрана ТВС типа Z33Z2 с размещением 12-ти твэгов по углам шестигранника в третьем и восьмом кольцах (рисунок Б.2). В каждом твэге оксид гадолиния равномерно смешан с урановым топливом. Содержание  $Gd_2O_3$  составляет 8% с обогащением по  $^{235}U$ , равным 2,4%. Обогащение топлива по  $^{235}U$  составляет 3,3%. Основные геометрические, механические и массовые характеристики ТВС реактора ВВЭР-1200 приведены в таблице Б.1.

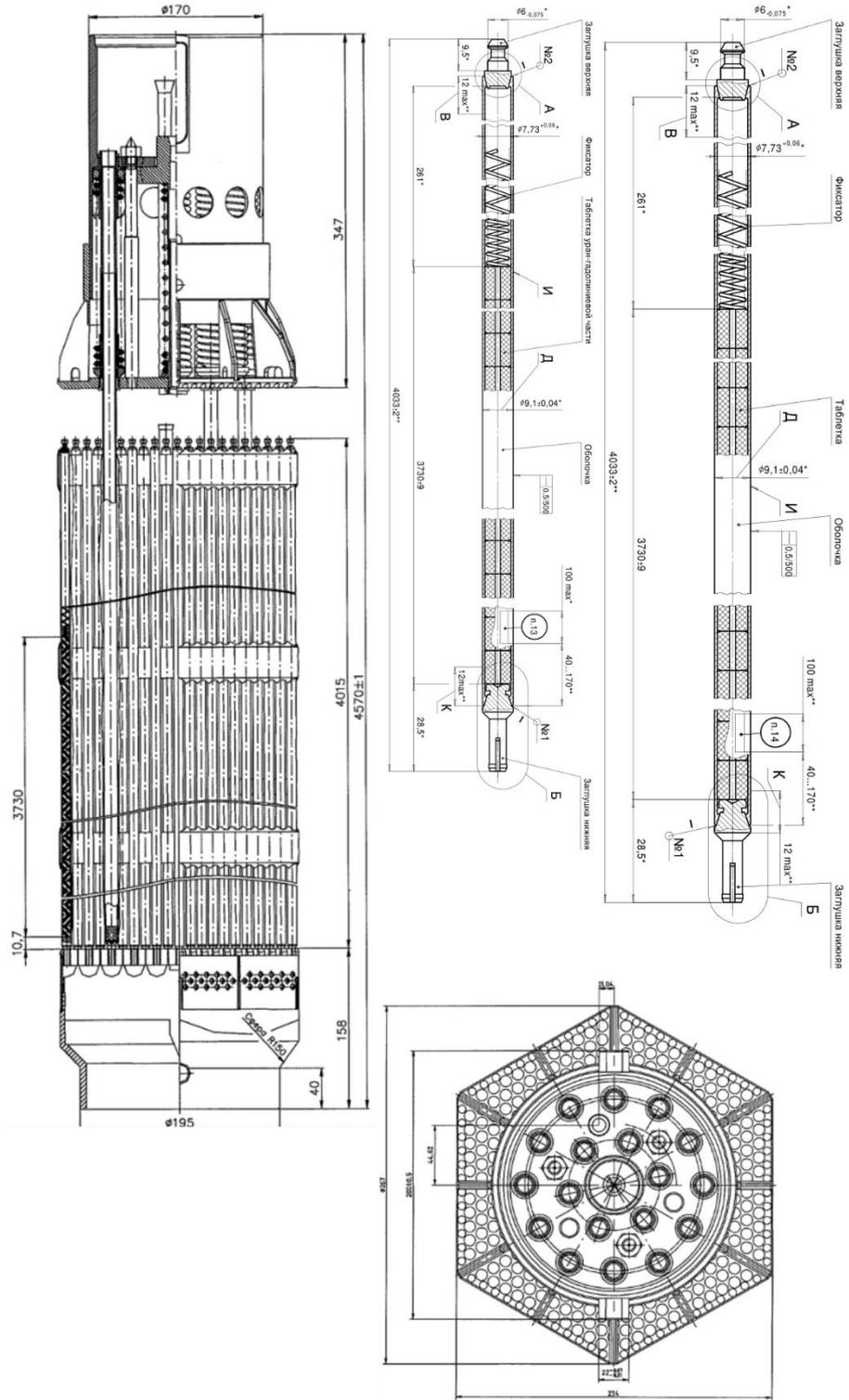
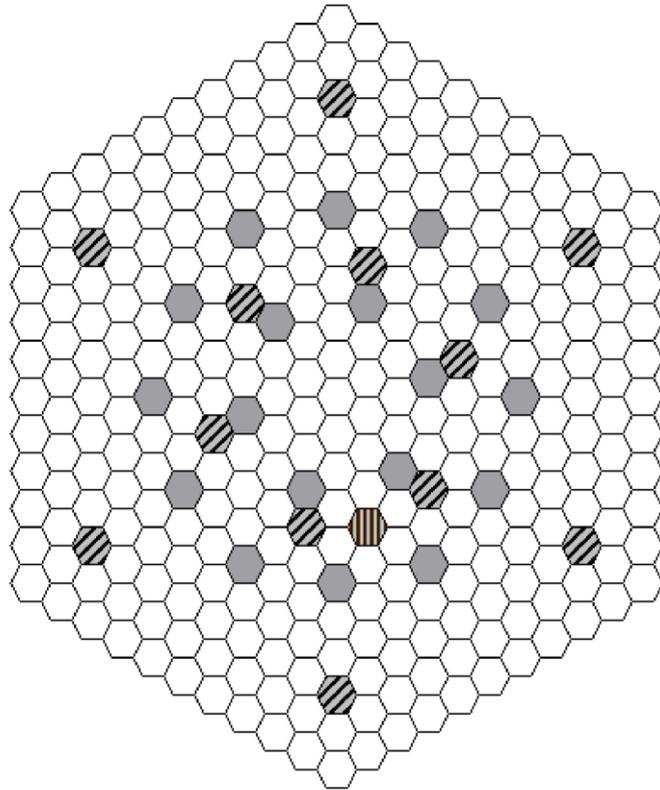


Рисунок Б.1 – Изображение ТВС



- - Тепловыделяющий элемент (Твэл 1)
- ▨ - Уран-гадолиниевый тепловыделяющий элемент (Твэг)
- - Направляющий канал
- ▤ - Измерительный канал

Рисунок Б.2 – Картограмма расположения тепловыделяющих элементов в ТВС (тип Z33Z2)

Таблица Б.1 – Характеристики ТВС реактора ВВЭР-1200

Наименование характеристики	Значение
Форма ТВС	шестигранная призма
Высота ТВС, мм	4570±1
Максимально допустимый размер под ключ свежей ТВС, мм	235,1
Масса ТВС, кг номинальная	750
Тепловыделяющие элементы (ТВЭЛы и ТВЭГи):	
- количество ТВЭЛов и ТВЭГов в ТВС, шт	312
- шаг между ТВЭЛами (ТВЭГами), мм	12,75
- высота топлива в холодном состоянии, мм	373
- наружный диаметр оболочки ТВЭЛА (ТВЭГА), мм	9,1
- внутренний диаметр оболочки ТВЭЛА (ТВЭГА), мм	7,73
- материал оболочки и заглушек ТВЭЛА (ТВЭГА)	Сплав Э-110
- масса топлива (UO <sub>2</sub> ) в ТВЭЛЕ, кг, номинальная	1,71
- масса топлива (UO <sub>2</sub> + Gd <sub>2</sub> O <sub>3</sub> ) в ТВЭГЕ, кг, номинальная для содержания Gd <sub>2</sub> O <sub>3</sub> 8%	1,69
Таблетка ТВЭЛА:	Спеченный диоксид урана
- наружный диаметр таблетки, мм	7,6
- ТВЭЛА диаметр центрального отверстия таблетки, мм	1,2
- материал топливной таблетки	UO <sub>2</sub>
- обогащение топлива по изотопу <sup>235</sup> U, вес. %	3,3
Таблетка ТВЭГА:	Спеченный диоксид урана с оксидом гадолиния
- наружный диаметр таблетки, мм	7,6
- ТВЭГА диаметр центрального отверстия таблетки, мм	1,2
- материал топливной таблетки	(UO <sub>2</sub> +Gd <sub>2</sub> O <sub>3</sub> )
- содержание оксида гадолиния в материале топливной таблетки, вес. %	8
Направляющий канал (канал СВРД):	
- наружный диаметр, мм, номинальный	12,9
- внутренний диаметр, мм, номинальный	11,0
- количество, шт	1
- материал	сплав Э-635
Дистанционирующая решетка:	
- материал	сплав Э-110
- масса, г	900
- количество (на уровне топлива), шт	12