

Казахский национальный университет имени аль-Фараби

УДК 539.1:621.039.5

На правах рукописи

САЙРАНБАЕВ ДАРХАН СЕРГАЗИЕВИЧ

**Исследование нейтронно-физических характеристик активной зоны
исследовательского реактора ВВР-К с боковым бериллиевым отражателем**

6D060500 – Ядерная физика

Диссертация на соискание степени
доктора философии PhD

Научные консультанты:
кандидат физ.-мат. наук,
Кенжин Е.А.

доктор технических наук,
Tsuchiya K.

Республика Казахстан
Алматы, 2022

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|--|------------|
| ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ | 3 |
| ВВЕДЕНИЕ..... | 4 |
| 1 ОБЗОР ПРОГРАММНЫХ СРЕДСТВ ДЛЯ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ РАСЧЁТОВ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ РЕАКТОРОВ | 8 |
| 1.1 Постановка проблемы..... | 8 |
| 1.2 Программные средства для нейтронно-физических расчетов характеристик ядерных реакторов | 22 |
| 1.3 Выводы по главе..... | 25 |
| 2 ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ МЕТОДЫ И ПОДХОДЫ | 27 |
| 2.1 Метод Монте-Карло и программное средство MCNP | 27 |
| 2.1.1 Основные принципы метода Монте-Карло..... | 27 |
| 2.1.2 Описание методики расчетов в MCNP | 31 |
| 2.2 Общие уравнения выгорания и функциональные возможности вычислительной системы. | 38 |
| 2.2.1 Практическая стратегия решения..... | 43 |
| 2.3 Точность метода Монте-Карло..... | 46 |
| 2.4 Экспериментальная методика определения плотности потока нейтронов... .. | 48 |
| 2.5 Методика градуировки рабочих органов системы управления и защиты | 52 |
| 2.6 Модель активной зоны реактора ВВР-К..... | 58 |
| 2.7 Верификация и валидация расчетной модели..... | 60 |
| 2.7.1 Валидация расчетной модели реактора ВВР-К..... | 61 |
| 2.8 Выводы по главе..... | 64 |
| 3 РАСЧЕТНЫЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ..... | 66 |
| 3.1 Кинетические параметры активной зоны..... | 66 |
| 3.2 Температурные эффекты реактивности..... | 68 |
| 3.3 Влияние «отравления» бериллия на реактивность активной зоны | 74 |
| 3.4 Определение эффективности стержней рабочих органов системы управления и защиты реактора..... | 77 |
| 3.5 Определение плотности потока нейтронов для различных конфигураций активной зоны реактора..... | 79 |
| 3.6 Определение тепловыделения элементов активной зоны | 82 |
| 3.7 Влияние выгорания топлива на запас реактивности активной зоны..... | 84 |
| 3.8 Влияние выгорание бора-10 в стержнях компенсации реактивности на их эффективность | 93 |
| 3.9 Выводы по главе..... | 101 |
| ЗАКЛЮЧЕНИЕ | 103 |
| СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ | 105 |

ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

UO₂ – диоксид урана
U₃Si₂ – силицид урана
U₉Mo – уран-молибденовый сплав
UAl₄ – Al – уран-алюминиевый сплав в алюминиевой матрице
k_{eff} – эффективный коэффициент размножения
β_{eff} – эффективная доля запаздывающих нейтронов
ИР – исследовательский реактор
РО – рабочий орган
КО – компенсирующий орган
АР – орган автоматического регулирования
АЗ – орган аварийной защита
ВВР-К – водо-водяной реактор казахстанский
МКУ – минимально контролируемый уровень мощности
НОУ – низкообогащенный уран
РО КО – рабочий орган компенсации реактивности
РО АЗ – рабочий орган аварийной защиты
РО АР – рабочий орган автоматического регулирования
ТВС – тепловыделяющая сборка
СУЗ - система управления и защиты
ТВЭЛ – тепловыделяющий элемент
МАГАТЭ – Международное агентство по атомной энергии

ВВЕДЕНИЕ

Общая характеристика работы. Диссертационная работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию нейтронно-физических характеристик исследовательского реактора ВВР-К с боковым бериллиевым отражателем. Показано изменение нейтронно-физических характеристик реактора ВВР-К при постепенной замене водяного отражателя нейтронов на бериллиевый.

Актуальность темы. Несомненно, роль исследовательских реакторов в современном мире велика, они широко применяются в науке и технике. Например, испытания конструкционных материалов и топлива для ядерных и термоядерных реакторов, производство медицинских и промышленных радиоизотопов, нейтронно-трансмутационное легирование кремния, радиационное окрашивание полудрагоценных камней, нейтронно-активационный анализ, ядерная медицина, обучение и подготовка кадров. Однако, исследовательский реактор является ядерной установкой с потенциальной ядерной и радиационной опасностью, поэтому перед научным сообществом стоит важная задача, не только по широкому применению, но и в первую очередь, по обеспечению его безопасной эксплуатации.

Согласно конкретным требованиям «Кодекса поведения по безопасности исследовательских реакторов» МАГАТЭ, организация, эксплуатирующая исследовательский реактор, должна обеспечить его безопасность на всех стадиях жизненного цикла. Постепенная замена водяного отражателя нейтронов на бериллиевый относится к этапу модернизация активной зоны. Такая модернизация приведет к уменьшению утечки нейтронов с боковой поверхности активной зоны и улучшению ее критических характеристик, что несомненно будет влиять на нейтронно-физические характеристики реактора. Кроме того, загрузка бериллия в активную зону реактора является ядерно-опасной операцией, что требует прогнозирования изменения нейтронно-физических характеристик реактора для обеспечения его безопасности. Современное развитие расчетных методик и программ позволяет проводить достаточно подробные и точные расчеты, что делает их одним из основных научных методов исследования. Особенно, можно отметить численные методы моделирования, основанные на методе Монте-Карло, которые позволяют проводить прецизионные расчеты.

Актуальностью настоящей работы является получение новых расчетных и экспериментальных данных об изменении нейтронно-физических характеристик активной зоны реактора ВВР-К с низкообогащенным топливом при постепенной замене водяного отражателя нейтронов на бериллиевый, которые необходимы для анализа и обоснования безопасной эксплуатации реактора.

Целью работы является определение влияния постепенной достройки бокового бериллиевого отражателя на нейтронно-физические характеристики активной зоны исследовательского реактора ВВР-К.

Задачи исследования. Для достижения поставленной цели были поставлены следующие задачи:

– разработать и верифицировать расчетную модель реактора ВВР-К;
– исследовать динамику изменения основных характеристик реактора ВВР-К таких как кинетические параметры активной зоны, эффективность рабочих органов системы управления и защиты, реактивность, температурные коэффициенты реактивности и плотность потока нейтронов при постепенной замене водяного отражателя нейтронов на бериллиевый;

– исследовать влияние выгорания урана в топливе и накопление ядер-отравителей в бериллиевом отражателе на плотность потока нейтронов в облучательных каналах реактора ВВР-К;

– провести экспериментальные исследования основных нейтронно-физических характеристик реактора ВВР-К и сопоставить полученные результаты с расчетными данными.

Объектом исследования является активная зона исследовательского реактора ВВР-К с низкообогащенным топливом и боковым бериллиевым отражателем.

Предметом исследования являются нейтронно-физические характеристики активной зоны реактора ВВР-К с низкообогащенным топливом и боковым бериллиевым отражателем.

Методы исследования. Нейтронно-физические характеристики исследовались с помощью следующих методов: численный метод Монте-Карло – для математического моделирования исследовательского реактора ВВР-К и определения его нейтронно-физических характеристик; метод активационных фольг – для экспериментального измерения плотности потока нейтронов в облучательных каналах реактора ВВР-К; вычисление реактивности реактора с использованием точечной модели. Экспериментальное моделирование активной зоны реактора ВВР-К на критическом стенде.

Новизна исследования.

1. Получена расчетно-экспериментальная зависимость влияния бериллиевого отражателя нейтронов на нейтронно-физические характеристики активной зоны реактора ВВР-К с низкообогащенным топливом.

2. Получены расчетные данные о накоплении ядер-отравителей в бериллиевом отражателе и их влиянии на нейтронно-физические характеристики активной зоны реактора ВВР-К.

3. Разработана расчетная модель реактора ВВР-К с гетерогенным описанием элементов активной зоны и боковым бериллиевым отражателем нейтронов, достоверность которой была подтверждена результатами бенчмарк-экспериментов и реальных экспериментальных работ на реакторе ВВР-К.

Теоретическая и практическая значимость исследования.

Теоретическая значимость исследования заключается в установлении зависимости изменения нейтронно-физических характеристик легководного реактора при постепенной замене водяного отражателя нейтронов на бериллиевый.

Практическая значимость исследования состоит в следующем:

1. Расчетные данные по выгоранию топлива в ТВС и запасу реактивности активной зоны использовались для выбора оптимального алгоритма перегрузок ТВС с целью создания необходимого рабочего запаса реактивности.

2. Энергетическое распределение нейтронов в облучательных каналах реактора ВВР-К для каждой конфигурации активной зоны использовалось для планирования научных и прикладных работ на реакторе ВВР-К.

3. Полученные нейтронно-физические характеристики активной зоны использовались для обоснования эксплуатационных пределов и условий реактора ВВР-К при его анализе безопасности.

4. Результаты были применены для обоснования безопасности эксплуатации реактора ВВР-К. Акт о внедрении результатов диссертации № 34-02/11 от 27.01.2022.

Основные положения, выносимые на защиту.

1. Полный боковой бериллиевый отражатель нейтронов в реакторе ВВР-К улучшает критические характеристики и снижает утечку нейтронов с боковой поверхности активной зоны, в частности, уменьшается критическая масса урана-235 с 6258 г до 4335 г и повышается плотность потока тепловых нейтронов в периферийных облучательных каналах почти в два раза.

2. За 952 эффективных суток максимально наработанная атомная концентрация ядер-отравителей гелий-3 и литий-6 в бериллиевом отражателе реактора ВВР-К составила $9,14 \cdot 10^{16}$ яд/см³ и $2,15 \cdot 10^{18}$ яд/см³, соответственно, что привело к снижению запаса реактивности на 0,4 % $\Delta k/k$.

3. Максимальное среднеквадратичное отклонение нейтронно-физических характеристик реактора ВВР-К с полным боковым бериллиевым отражателем нейтронов, полученное на основе решения методом Монте-Карло уравнения переноса нейтронов, от экспериментальных данных составляет 11%.

Личный вклад автора. Автор принимал непосредственное участие в разработке детальной компьютерной модели активной зоны реактора ВВР-К в среде MCNP6, позволяющей, от кампании к кампании, определять: (а) нуклидный состав топливной композиции (выгорание урана, наработка плутония, образование продуктов деления) для каждой ТВС активной зоны ИР ВВР-К, (б) эффективности рабочих органов СУЗ, (в) плотность потока нейтронов в требуемых для исследователей энергетических интервалах, (г) энерговыделение в каждой ТВС. Автор непосредственно участвовал в экспериментальных работах на реакторе ВВР-К и занимался обработкой полученных данных. Им обобщена полученная информация и выполнен системный анализ результатов исследования.

Достоверность и обоснованность полученных результатов подтверждаются, прежде всего, текущей практикой эксплуатации ИР ВВР-К с использованием полученных соискателем результатов и публикациями в изданиях, рекомендованных Комитетом по обеспечению качества в сфере образования и науки Министерства образования и науки Республики Казахстан и индексируемых международными базами данных SCOPUS и Web of Science, а

также в трудах международных научных конференций ближнего и дальнего зарубежья. Также достоверность полученных в диссертации результатов обеспечивается тем, что исследования проводились с использованием широко признанных теоретических и экспериментальных методов и методик, а также с применением современного оборудования, прошедшего метрологическую аттестацию. Используемая в диссертации математическая модель реактора ВВР-К была подтверждена по многочисленным экспериментам и многолетним безаварийным опытом эксплуатации реактора ВВР-К. Полученные результаты не противоречат общепринятым понятиям и принципам.

Апробация работы. Результаты исследований, приведенные в данной работе, докладывались и обсуждались на:

– Международной конференции студентов и молодых ученых «ФАРАБИ ЭЛЕМИ» (9-12 апреля 2018, Алматы, Казахстан).

– 14-й Международной научно-практической конференции по атомной энергетике "Безопасность, эффективность, ресурс", (1-6 октября 2018, Севастополь, Россия).

– II Международном научном форуме «Ядерная наука и технологии» (24-27 Июня 2019, Алматы, Казахстан).

– IX международной научно-практической конференции «Актуальные проблемы урановой промышленности» (7-9 Ноября, 2019 года, Алматы, Казахстан).

Публикации Основные результаты работы представлены в 10 научных публикациях (6 статей, 4 тезисов), в том числе 3 в журналах, индексируемых Scopus и Web of Science с ненулевым импакт-фактором, и 3 в изданиях, рекомендуемых КОКСОН МОН РК.

Связь темы диссертации с планами научных работ. Диссертационное исследование выполнено в рамках научно-технической программы «Развитие атомной энергетики в Республике Казахстан» по теме 01.04 «Конверсия активной зоны реактора ВВР-К на топливо пониженного обогащения» (2015-2017) и научно-технической программы МОН РК №BR05236400 «Прикладные научно-технические исследования в области радиационного материаловедения, аналитической химии и обеспечения ядерной безопасности на базе исследовательского реактора ВВР-К» по теме № 2.1 «Исследование экспериментальных возможностей и условий обеспечения ядерной безопасности исследовательского реактора ВВР-К с низкообогащенным топливом и бериллиевым отражателем» (2018-2020).

Объем и структура диссертации. Диссертация написана на 113 страницах машинописного текста и состоит из введения, 3 разделов, заключения и списка использованных источников, содержит 44 рисунка и 23 таблицы. Список использованных источников включает 87 наименований.

1 ОБЗОР ПРОГРАММНЫХ СРЕДСТВ ДЛЯ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ РАСЧЁТОВ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ РЕАКТОРОВ

1.1 Постановка проблемы

На нынешнем уровне развития ядерная энергетика занимает первое место, как самый устойчивый и эффективный источник энергии. Благодаря минимальным выбросам газов в атмосферу, ядерная энергетика давно вошла в список безуглеродных типов энергетике. Как известно, при расщеплении атома на частицы сопровождается колоссальным выбросом энергии. Нынешнее количество атомных станций при работе на максимальной мощности вполне способные обеспечить человечество необходимыми минимумом энергии для нормального существования. Активное развитие ядерной энергетике способствует модернизации и усовершенствованию радиационных и ядерных технологий, включая и смежные научно-технологические области. Практически все развитые страны заинтересованы в активном инвестировании в разработку технологий ядерной энергетике. По сравнению с другими энергетическими областями, получение энергии при активном взаимодействии с атомами не имеет такого масштабного влияния на окружающую среду. Поэтому нынешние государства заинтересованы в развитии ядерной энергетике, как более стабильный и безопасный способ получения энергии при использовании минимального количества ресурсов. Также активное развитие отраслей в ядерной энергетике существенно ускоряет все экономические процессы страны. Чем выше уровень развития технологий в области ядерной энергетике, тем стабильнее и устойчивее будет экономическая ситуация в стране [1]. Однако этот способ получения энергии всегда сопровождается достаточно большими рисками. Первая значимая отрицательная сторона отрасли – это вероятность радиационной или ядерной аварии. Как известно, после проведения процесса расщепления атома остаются достаточно опасные радиационные отходы, неправильная утилизация которых может привести к опасному радиационному загрязнению окружающей среды. Чтобы максимально сильно уменьшить вероятность аварии или других чрезвычайных ситуаций на территории объекта, необходимо строгое соблюдение правил работы в ядерной энергетике, международных стандартов безопасности и активном использование апробированных моделей ядерных реакторов. В настоящее время уже активно развивается четвертое поколение ядерных реакторов, где активно применяются протоколы внутренней безопасности (пассивные модели безопасности). Такие современные технологии существенно увеличивают безопасность установки и запуску ядерного реактора в работу. Однако остается открытым вопрос о правильной подготовке радиационных отходов к безопасному захоронению. В настоящее время проводится множество экспериментов и теоретических учений, которые позволят в скором будущем не только существенно упростить процесс хранения отходов, но и снизить их количество в разы [2-4].

Ядерные и радиационные технологии развиваются на базе исследовательских реакторов, которые является мощными источниками

нейтронов. Применение нейтронов в ядерной энергетике – это новый и еще недостаточно изученный способ получения энергии. Однако характерные особенности природного поведения нейтронов позволяет безопасно их использовать в ядерной энергетике. Как можно догадаться из названия, нейтроны – это нейтральные частицы, не имеющие электрического заряда, они тесно взаимодействуют только с ядрами атома, при этом полностью игнорируя негативно заряженные электроны, имеют определенное магнитное поле. После использования нейтронов освобождается внушительное количество тепловой энергии. Это можно сравнить с получением энергии из кристаллов после коллективного их возбуждения. Если наблюдается уменьшение получаемой энергии с нейтрона, то это говорит нам о постепенном увеличении дебройлевской длины, которая существенно начинает превосходить физические размеры атомов. В этом случае дебройлевская длина будет соразмерной с масштабами больших молекул или некоторых наноструктур. Но нельзя говорить о том, что на этом заканчивается использование нейтронов, как источника получения энергии. За счет того, что они обладают волновыми свойствами, нейтроны даже после снижения уровня излучаемой энергии продолжают находиться в стабильном состоянии [5].

Исследовательские и материаловедческие реакторы широко используются для изучения радиационного поведения материалов, представляющих интерес в ядерной технике, для производства радиоизотопов для медицины, промышленности и сельского хозяйства, а также в качестве инструмента фундаментальных исследований и обучения.

Принимая во внимание вышесказанное, перед человечеством стоят два самые важные задачи в ядерной энергетике – максимизация безопасности и грамотное, эффективное использование ядерных реакторов. В соответствии с [6], безопасность ядерного реактора – это состояние свойств и характеристик реактора, при котором, с определенной вероятностью, обеспечивается невозможность аварии. Характеристики ядерного реактора могут изменяться при проведении облучательных и экспериментальных работ, но существенные изменения происходят при переводе (конверсии) ядерных реакторов на низкообогащенное топливо. При конверсии реактора может измениться топливная композиция, конструкция твэла и ТВС, компоновка активной зоны, что влияет на характеристики реактора. Такие изменения требуют проведения цикла расчетных исследований для обоснования безопасности эксплуатации ядерного реактора после конверсии.

Для увеличения потока нейтронов на единицу мощности и/или минимизирования капитальных затрат и затрат на топливный цикл, большинство исследовательских реакторов были спроектированы для использования урана с высоким обогащением (в диапазоне от 36% до 95% по урану-235). Ядерное топливо с таким высоким обогащением урана создает потенциальный риск распространения ядерных материалов для создания ядерного оружия, что представляет серьезную угрозу глобальной безопасности.

Для существенного снижения производства опасного плутония, многочисленные научные проекты рассматривают способы и возможности снижения использования обогащенного урана-235, который в современных реалиях является основным ресурсом для осуществления ядерного синтеза для получения энергии. Так в 1978 году появилась международная программа RERTR. Основная цель программы RERTR - предоставить технические средства, позволяющие сделать сокращение обогащения возможным без значительных финансовых или программных затрат для всех исследовательских и материаловедческих реакторов, за исключением, возможно, небольшого числа реакторов с высокими рабочими характеристиками и специального назначения.

В соответствии с основной целью программы RERTR сокращение обогащения урана должно достигаться за счет соблюдения следующих практических критериев:

- испытательные/экспериментальные возможности реакторов не должны существенно ухудшаться,
- срок службы активной зоны не должен существенно сокращаться,
- не требуется значительных модификаций реактора, и
- не должно подниматься никаких серьезных новых вопросов безопасности или лицензирования.

Ключевой технической основой программы является увеличение урановой загрузки каждого тепловыделяющего элемента при одновременном снижении обогащения урана, так что потеря реактивности из-за большего содержания ^{238}U компенсируется для обеспечения адекватного срока службы активной зоны. Требуемая загрузка урана может быть достигнута с помощью любой комбинации двух возможных подходов:

- объемная доля топливного сердечника может быть увеличена выше текущих значений;
- плотность урана в топливной массе может быть увеличена до пределов, которые в настоящее время используются в исследовательских и материаловедческих реакторах.

Первый подход обычно требует изменения конструкции топливного элемента. Повышенная объемная доля топлива может быть компенсирована уменьшением объемной доли оболочки, теплоносителя или того и другого. Однако достижимое снижение объемной доли оболочки может быть ограничено либо минимальной толщиной оболочки, необходимой для удержания газообразных продуктов деления, либо минимальной поверхностью оболочки, необходимой для предотвращения начала пузырькового кипения при заданной мощности реактора. Достижимое снижение объемной доли теплоносителя может быть ограничено необходимостью предотвращения объемного кипения теплоносителя на выходе, необходимостью избежать чрезмерного падения давления в активной зоне или необходимостью адекватного регулирования потока нейтронов в активной зоне. Эти ограничения могут затруднить значительное увеличение объемной доли топлива в некоторых высокопроизводительных реакторах, которые были спроектированы очень

близко к их теплогидравлическому пределу. Однако в большинстве работающих исследовательских и материаловедческих реакторах, особенно в реакторах малой мощности, объемная доля топлива может быть значительно увеличена по сравнению с текущими значениями.

Второй же подход универсален и не требует пересмотра конструкции твэлов. Из-за этого он считается основным техническим подходом программы RERTR. Это требует разработки новых технологий изготовления топлива, обеспечивающих более высокие плотности урана в топливной массе, чем те, которые достигаются с помощью современных технологий. На разработку новых технологий изготовления потребуется несколько лет. Однако этот подход может быть немедленно применен во всех тех исследовательских и материаловедческих реакторах, в которых плотность урана в топливе меньше, чем позволяет современная квалифицированная технология [6].

Перед конверсией Пакистанского исследовательского реактора (PARR-2) на низкообогащенное топливо были выполнены нейтронно-физические расчеты. Нейтронная модель активной зоны была проверена для топлива с обогащением до 90,2% ($UAl_4 - Al$). Для конверсии активной зоны топливо из UO_2 было выбрано в качестве подходящего варианта топлива из-за более высокой плотности урана. Покрытие изменено с алюминия на сплав циркония. Обогащение урана 12,6% оптимизировано на основе проектного критерия превышения реактивности 4 мкМ в миниатюрном реакторе-источнике нейтронов (MNSR). В таблице 1 показаны характеристики активной зоны PARR-2 с ВОУ и НОУ. Расчеты решетки для генерации поперечного сечения были выполнены с использованием программы WIMS, в то время как моделирование ядра было выполнено с использованием трехмерной опции CITATION. Проведено сравнение расчетных нейтронно-физических параметров топлива с ВОУ и НОУ. Сравнение показало, что для получения такого же потока тепловых нейтронов на внутренних участках облучения мощность реактора должна быть увеличена с 30 до 33 кВт для топлива с НОУ. Расчеты коэффициентов реактивности показали, что значения доплеровского и пустотного коэффициентов топлива с НОУ выше, а коэффициент замедления топлива с ВОУ выше. Сделан вывод, что с точки зрения нейтронной физики НОУ топливо UO_2 с обогащением 12,6% с оболочкой из сплава циркония подходит для замены существующего ВОУ топлива при условии, что размеры твэла и общее количество твэлов остаются такими же, как у ВОУ топлива [7].

Таблица 1 – Конструктивные параметры PARR-2

| Параметры | ВОУ | НОУ |
|--------------------------|------------|-------------------|
| Топливо | UAl_4-Al | UO_2 |
| Обогащение U^{235} (%) | 90,2 | 12,6 |
| Материал оболочки | Алюминий | Циркониевый сплав |
| Теплоноситель | H_2O | H_2O |
| Замедлитель | H_2O | H_2O |

Продолжение таблицы 1

| Параметры | ВОУ | НОУ |
|---|-------|------|
| Диаметр стержней топлива (мм) | 5,5 | 5,5 |
| Диаметр сердечника (мм) | 4,3 | 4,3 |
| Толщина оболочки (мм) | 0,6 | 0,6 |
| Высота активной зоны (мм) | 230 | 230 |
| Общее число топливных стержней | 344 | 344 |
| Содержание U^{235} в активной зоне, (г) | 994,8 | 1353 |
| Размеры (мм) | | |
| Внутренний | 6 | 6 |
| Внешний | 7,5 | 7,5 |

Нигерийский исследовательский реактор (NIRR-1) – это установка с миниатюрным реактором-источником нейтронов (MNSR) оснащена 10 облучательными каналами, в основном для нейтронно-активационного анализа и ограниченного производства радиоизотопов, активная зона которого показана на рисунке 1. Технико-экономическое обоснование показало, что конверсия реактора возможна с ВОУ (90,2%) в топливо с НОУ (12,5%). Сравнение характеристик активной зоны данного реактора с ВОУ и НОУ показаны в таблице 2. Прецизионное программное средство MCNP использовалось для расчета 640 группового распределения нейтронного потока, а данные сечения реакций детектора были извлечены из библиотеки ENDF. На основе данных были вычислены отношения Cd для Au, Co, Th и U, которые использовались для оценки отношения тепловых нейтронов к надтепловым, а также не идеальности спектра надтепловых нейтронов. Для проверки расчетов измеренные экспериментальные данные для действующей активной зоны ВОУ сравнивались с расчетами. Полученные результаты показали на увеличение распределения нейтронных спектров во внутреннем и внешнем облучательных каналах новой компоновки активной зоны с НОУ топливом без значительного влияния на область применения реактора [8].

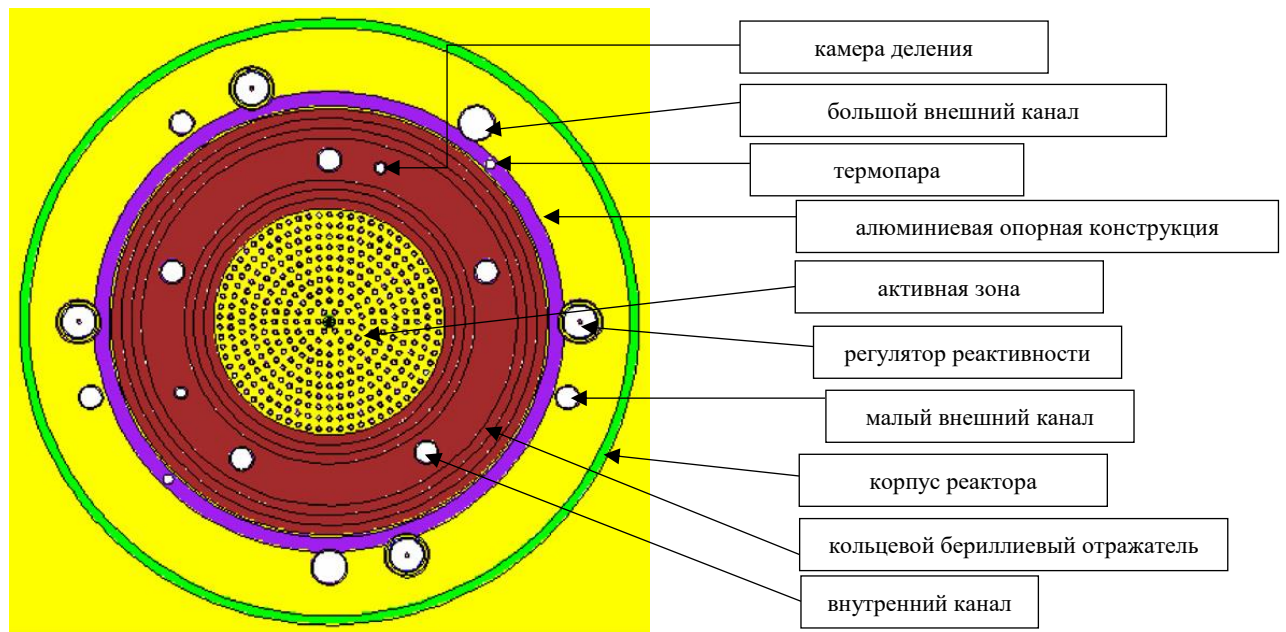


Рисунок 1 – Геометрическая схема активной зоны NIRR-1 из MCNP

Таблица 2 – Сравнение характеристик активной зоны NIRR-1 с ВОУ и НОУ

| Топливо | ВОУ | НОУ |
|--|------------|-------------------|
| Диаметр и высота активной зоны, мм | 230 | 230 |
| Материал решетки плиты | Алюминий | Циркониевый сплав |
| Число топливных стержней | 347 | 348 |
| Диаметр топливного стержня с оболочкой, мм | 5.5 | 5.5 |
| Длина топлива, мм | 230 | 230 |
| Материал оболочки топлива | Алюминий | Циркониевый сплав |
| Топливо | U-Al сплав | UO ₂ |
| Обогащение ²³⁵ U, % | 90% | 12.5% |
| Общая масса ²³⁵ U, кг | 0.999 | 1.392 |
| Диаметр стержня регулирования, мм | 3.9 мм | 4.5 мм |

Исследования по конверсии активной зоны иранского MNSR с ВОУ на НОУ топливо включали в себя рассмотрение трех топливных композиций: UO_2 (с различными оболочками), U_3Si_2 и U_9Mo , характеристики которых указаны в таблице 3. Результаты нейтронно-физических характеристик активной зоны реактора с тремя рассмотренными топливными композициями сравнивались с имеющимися нейтронно-физическими характеристиками активной зоны MNSR с ВОУ топливом. В соответствии с пределами и ограничениями реактивности и эффектов реактивности, указанных в отчете по анализу безопасности MNSR, все рассмотренные варианты топливных композиций с НОУ топливом удовлетворяют условиям безопасности и, таким образом, подходят для конверсии активной зоны на НОУ топливо. По сравнению с ВОУ, распределение аксиального нейтронного потока топлива НОУ – UO_2 во внутренних каналах облучения в тепловых, надтепловых и быстрых группах показывает хорошее соответствие с максимальным расхождением 7% (рис. 2). Хотя из-за пониженного обогащения топлива средний поток нейтронов в радиальных направлениях в облучательных каналах уменьшается примерно на 7%, но это не оказывает значительного влияния на экспериментальные возможности реактора [9].

Таблица 3 – Сравнение топливных композиций для активной зоны Иранского MNSR

| Тип топлива | UAl_4 | UO_2 | UO_2 | U_3Si_2 | U_9Mo |
|--|---------|----------|----------|-----------|----------|
| Обогащение, % | 90,20 | 11,84 | 11,41 | 16,66 | 17,21 |
| Масса топливного стержня, г | 11,5433 | 35,4046 | 33,7770 | 35,4047 | 25,0504 |
| Масса урана в топливном стержне, г | 3,0729 | 31,2295 | 29,7939 | 20,0403 | 22,7959 |
| Масса ^{235}U в топливном стержне, г | 2,7717 | 3,6975 | 3,3994 | 3,3387 | 3,9231 |
| Масса ^{235}U в топливном стержне, г | 950,699 | 1268,271 | 1166,024 | 1145,183 | 1345,650 |

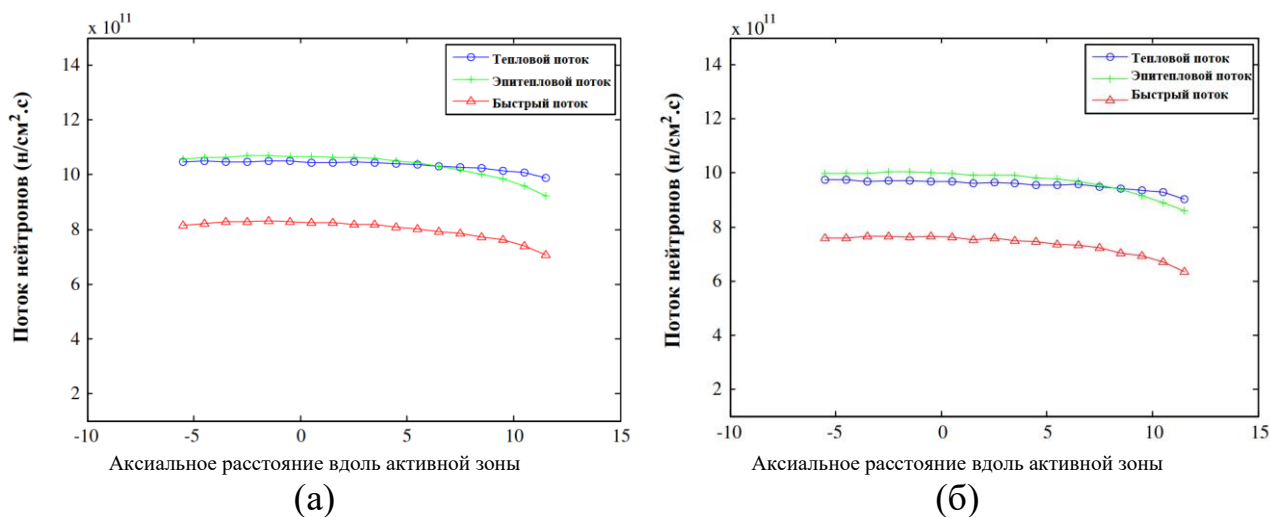


Рисунок 2 – Распределение аксиального нейтронного потока во внутренних каналах облучения ВОУ (а) и НОУ – UO₂ (б).

При конверсии исследовательского реактора Ганы (GHARR-1) на НОУ топливо были проведены нейтронно-физические расчеты основных характеристик реактора, которые являются ключевыми факторами для безопасной и надежной эксплуатации реактора. Сравнение характеристик ВОУ и НОУ топлива для GHARR-1 даны в таблице 4. Схема реактора показана на рисунке 3. С помощью прецизионного программного средства MCNP были рассчитаны следующие нейтронно-физические характеристики активной зоны реактора: эффективный коэффициент размножения нейтронов, избыточная реактивность активной зоны, эффективность регулирующих стержней, распределение нейтронного потока во внутреннем и внешнем экспериментальном канале и доля запаздывающих нейтронов. Расчетная избыточная реактивность активной зоны с НОУ топливом составила $4,03 \pm 0,05 \% \Delta k/k$. Остальные характеристики реактора изменяются незначительно. Распределение потока тепловых нейтронов во внутреннем и внешнем каналах облучения показано на рисунке 4. Исследования показали, что обеспечивается безопасная эксплуатация реактора с НОУ топливом. Следует отметить, что результаты расчетов показали хорошее согласие с экспериментальными данными [10].

Таблица 4 – Сравнение характеристик ВОУ и НОУ ТВС

| Параметр | ВОУ | НОУ |
|--|-------|-----------------|
| Топливо | U-Al | UO ₂ |
| Обогащение ²³⁵ U, % | 90,20 | 12,6 |
| Плотность топливного сердечника, г/см ³ | 3,456 | 10,60 |
| Плотность урана в сердечнике, г/см ³ | 0,955 | 9,342 |

Продолжение таблицы 2

| Параметр | ВОУ | НОУ |
|-----------------------------------|-------|-------|
| Массовая доля урана | 0,273 | 0,881 |
| Диаметр топливного сердечника, мм | 4,3 | 4,3 |

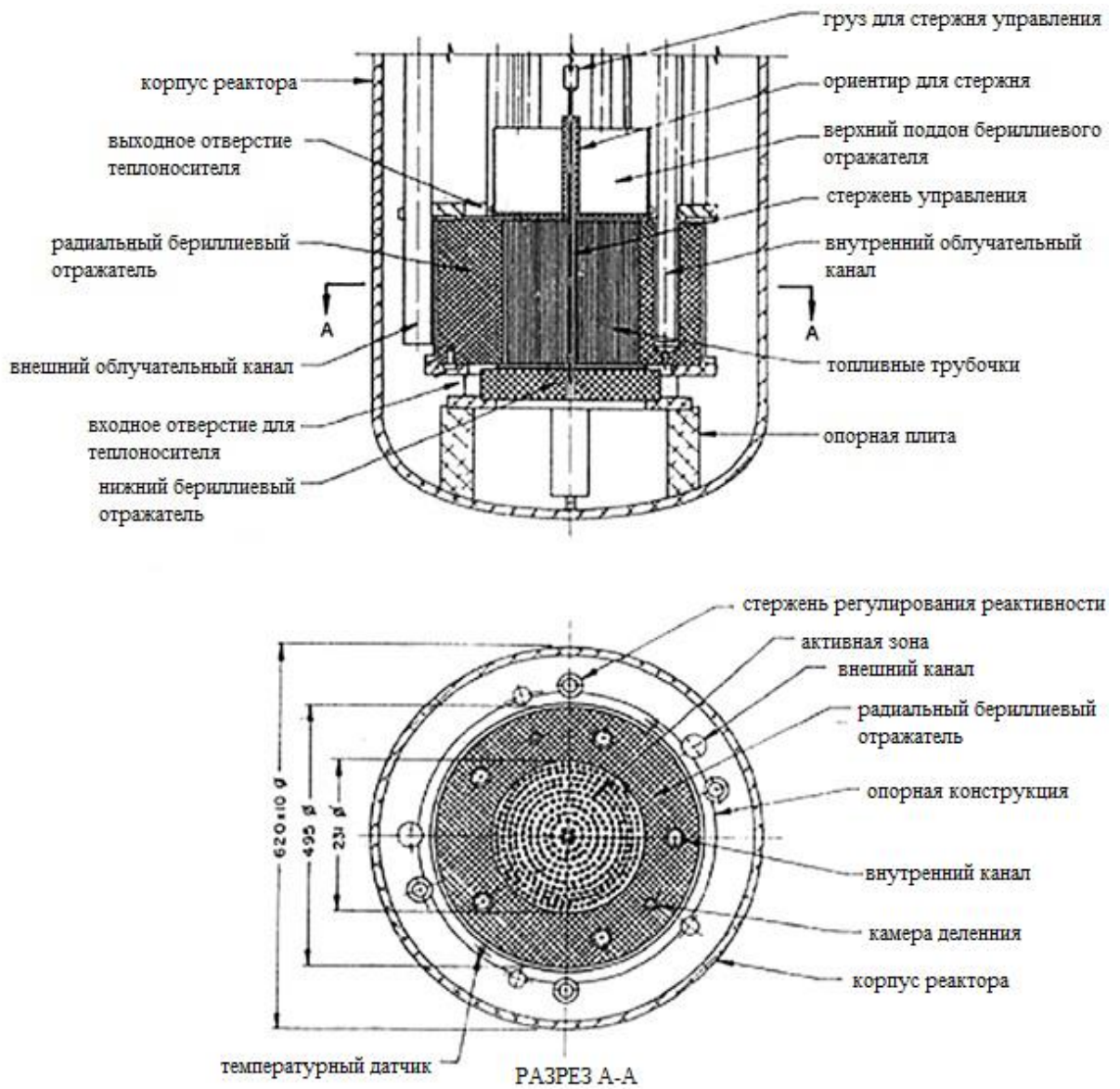


Рисунок – 3 Схема реактора GHARR-1

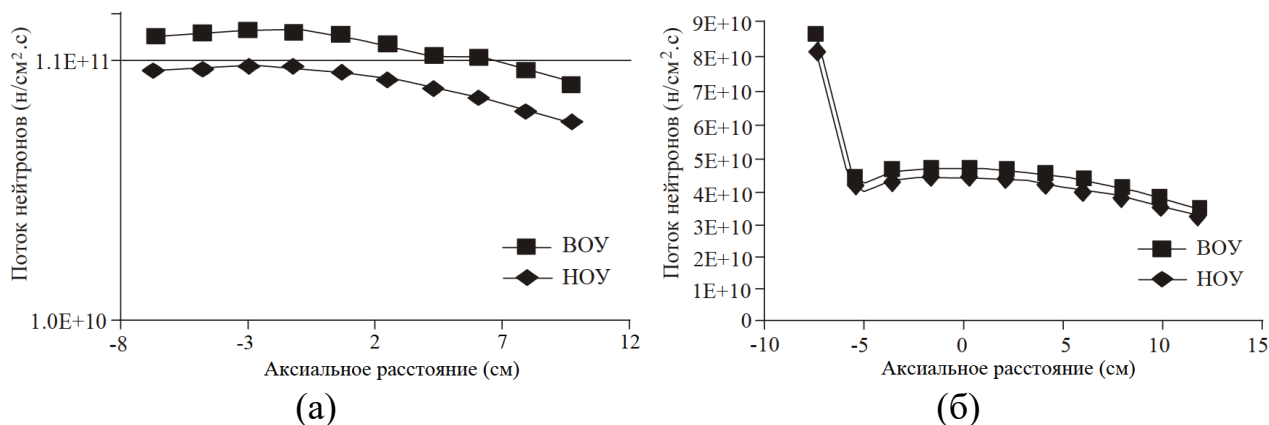


Рисунок – 4 Распределение аксиального потока тепловых нейтронов во внутреннем (а) и внешнем (б) каналах облучения активной зоны ВОУ и НОУ

Исследовательский реактор ВВР-СМ (Республика Узбекистан) начал конверсию в августе 1998 года с ТВС ИРТ-3М, содержащего 90% обогащенного урана, на ТВС ИРТ-3М, содержащего 36% обогащенного урана. Плотность урана в топливном сердечнике UO_2-Al обогащенного на 36% топлива составляет $2,5 \text{ г/см}^3$. В 1987-1989 годах были успешно завершены испытания на выгорание трех тепловыделяющих сборок с обогащением 36% до выгорания около 50%.

Расчеты равновесного топливного цикла для активной зоны с ВОУ (90%) ТВС ИРТ-3М и длительностью цикла 21 суток дали выгорание разряда ^{235}U около 43% в 6-трубном ТВС. Это согласуется с опытом эксплуатации реактора. Рассчитанная избыточная реактивность в конце равновесного цикла оказалась выше ожидаемой. Приблизительные концентрации 3He и 6Li в бериллиевых отражательных блоках, которые были включены в расчеты, имели отрицательную величину 1,5% $\Delta K/K$. Включение более подробной истории бериллиевых блоков, как ожидается, увеличит эффект отравления, поскольку блоки фактически находились вне активной зоны в течение нескольких длительных периодов.

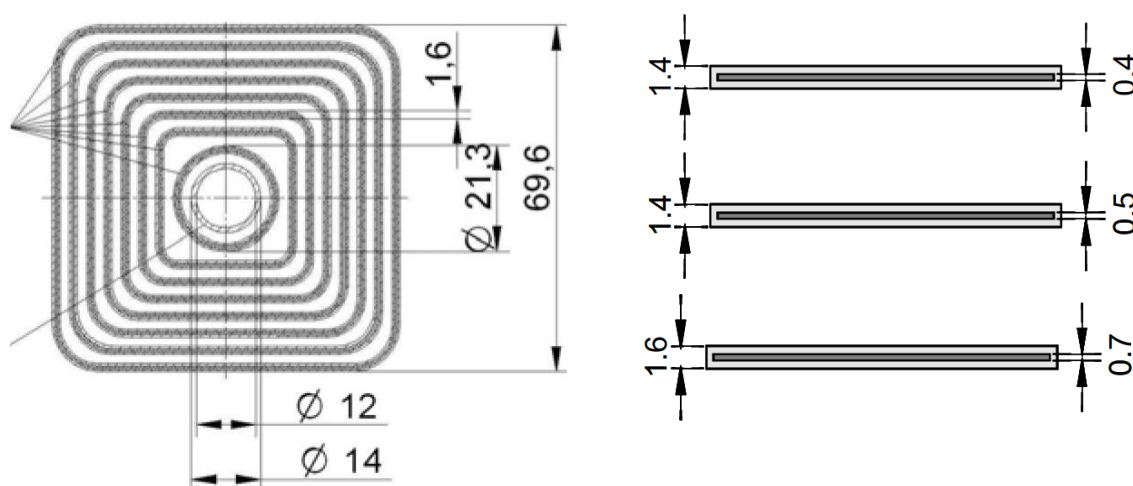
Расчеты равновесного выгорания активной зоны с ТВС с ВОУ (36%) ИРТ-3М прогнозируют продолжительность цикла 24 дня, то есть увеличение на 3 дня по сравнению с ВОУ (90%) активной зоны. Пиковые потоки тепловых нейтронов в двух ключевых положениях эксперимента были рассчитаны ниже примерно на 5%. Было подсчитано, что веса стержней управления примерно на 0,3% $\Delta K/K$ ниже в активной зоне с ВОУ (36%), чем с ВОУ (90%). Аварийные запасы реактивности удовлетворительны.

При использовании топлива НОУ (19,75%) UO_2-Al в геометрии ТВС ИРТ-4М плотность урана около $3,8 \text{ г/см}^3$ необходима для соответствия длине 21-дневного цикла активной зоны ВОУ (90%), а плотность урана около $3,9 \text{ г/см}^3$ необходима для соответствия ожидаемой длительности 24-дневного цикла равновесной активной зоны ВОУ (36%). Характеристики ТВС с ВОУ и НОУ

даны в таблице 5, а также их поперечное сечение показаны на рисунке 5. Пиковые тепловые потоки в ключевых позициях эксперимента с топливом НОУ 3,8 и 3,9 г/см³ будут снижены на 7-8% по отношению к топливу ВОУ (90%) и примерно на 2% по отношению к топливу ВОУ (36%). С помощью кода MCNP4A было рассчитано, что стержни регулирования в активной зоне с НОУ почти идентичны таковым для активной зоны с ВОУ (36%).

Таблица 5 – Главные характеристики ТВС ИРТ-3М, ИРТ-4М

| Топливная сборка | ИРТ-3М | ИРТ-3М | ИРТ-4М |
|--|--------|--------|--------|
| Обогащение ²³⁵ U, % | 90 | 36 | 19,75 |
| Толщина оболочки твэла, мм | 0,5 | 0,45 | 0,45 |
| Толщина сердечника, мм | 0,4 | 0,5 | 0,7 |
| Водяной зазор между твэлами, мм | 2,05 | 2,05 | 1,85 |
| Длина сердечника в твэле, мм | 580 | 580 | 580 |
| Загрузка ²³⁵ U в ТВС, г | 265 | 309 | 351,8 |
| Поверхность теплопередачи, м ² | 1,37 | 1,37 | 1,37 |
| Удельная поверхности теплопередачи, м ² | 0,462 | 0,462 | 0,462 |



(а)

(б)

Рисунок 5 – Поперечное сечение ТВС ИРТ-3М и ИРТ-4М (а): 1 — твэлы; 2 — труба-вытеснитель и сечения твэлов для разных ТВС (б): 3 – топливная трубка с ВОУ (90 %) в ТВС ИРТ-3М, 4 – топливная трубка с ВОУ (36 %) в ТВС ИРТ-3М, 5 – топливная трубка с НОУ (19,7 %) в ТВС ИРТ-4М

24-дневная продолжительность цикла ВОУ (36%) ТВС может быть сопоставлена с плотностью НОУ около 3,9 г/см³. Увеличение плотности урана на 0,1 г/см³ добавляет около 10 г ²³⁵U в каждую тепловыделяющую сборку. Пиковые тепловые потоки в позициях 26 и 54 с топливом НОУ 3,8 г/см³ будут снижены примерно на 7-8% по отношению к топливу ВОУ (90%) и примерно на

2% по отношению к топливу ВОУ (36%). Пиковые профили теплового потока в положении облучения 54 показаны на рисунке 6.

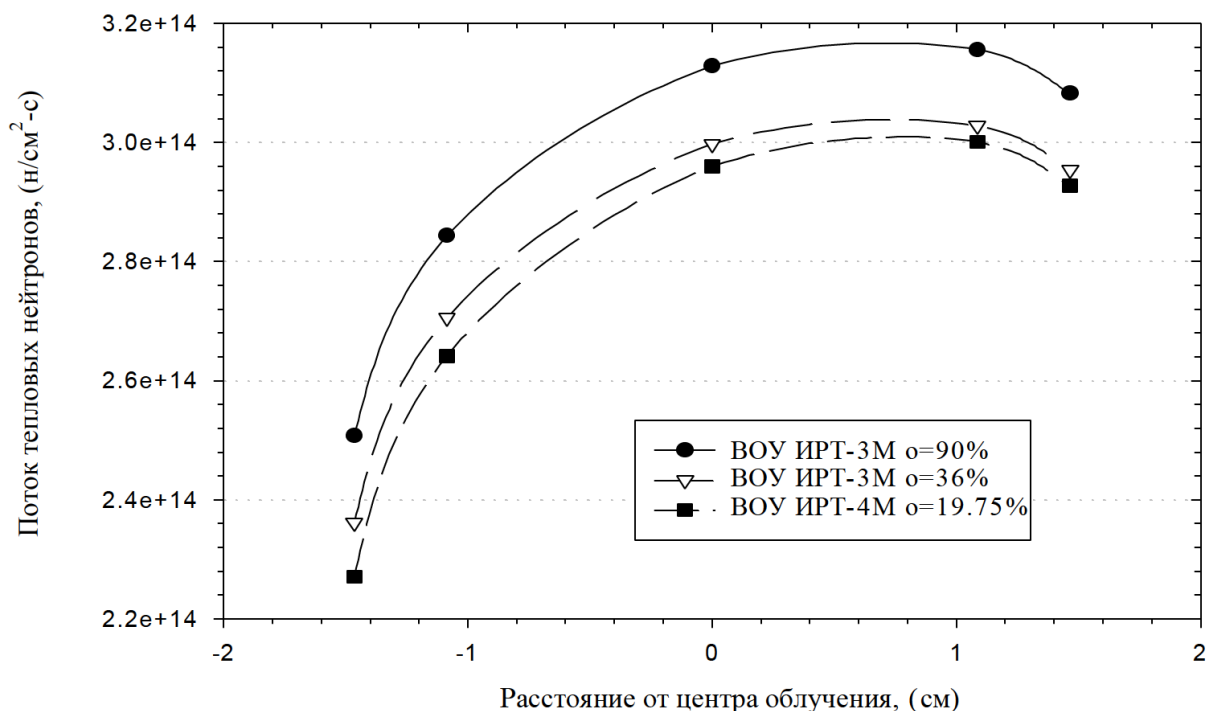


Рисунок 6 – Сравнение потоков тепловых нейтронов с разными ТВС в облучательном канале 54 реактора ВВР-СМ

Все стержни управления содержат поглотитель В₄С в оболочке из нержавеющей стали. Количество мест сетки, доступных для загрузки тепловыделяющих сборок, составляет 52. В настоящее время используются две конфигурации активной зоны с 24 или 28 тепловыделяющими сборками. Результаты расчета реактивности нескольких конфигураций управляющих стержней в зависимости от топлива, используемого в свежей активной зоне реактора ВВР-СМ приведены в таблице 6 [11].

Таблица 6 – Эффективность стержней управления реактора ВВР-СМ

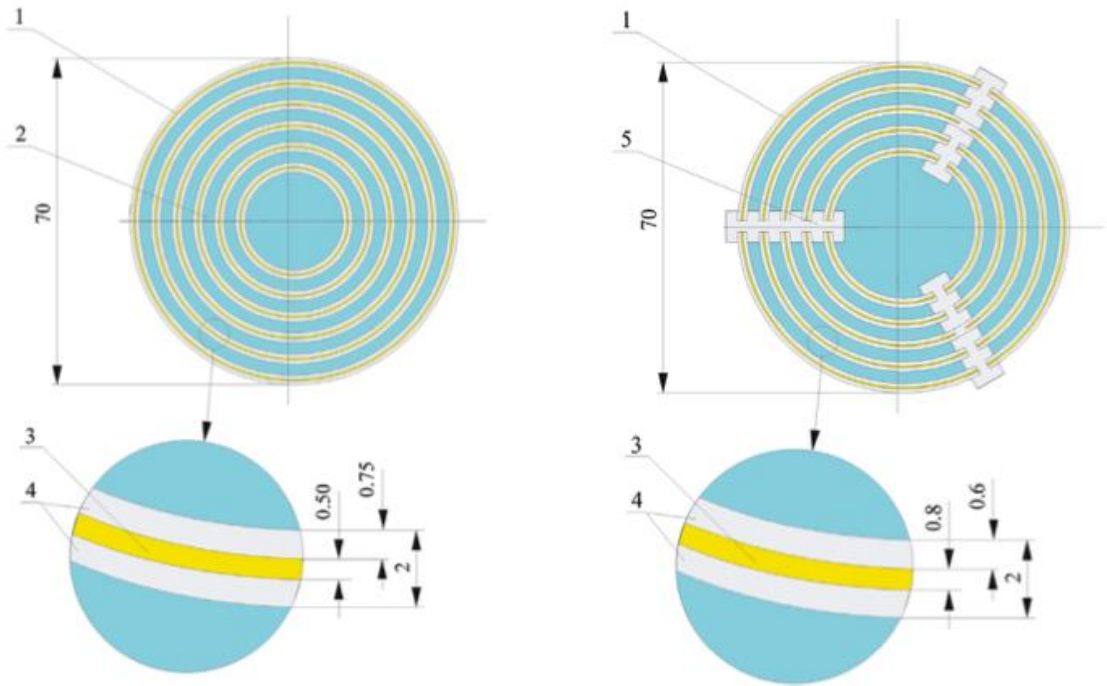
| Загружены управляющие стержни | Вес загруженных стержней (% ΔК/К) | | |
|-------------------------------|-----------------------------------|-------------|--------------|
| | ВОУ (90%) | ВОУ (36%) | НОУ (19.75%) |
| КО-1 и КО-2 | 5,81 ± 0,04 | 5,47 ± 0,04 | 5,45 ± 0,04 |
| КО-3 и КО-4 | 4,86 ± 0,05 | 4,58 ± 0,04 | 4,56 ± 0,04 |
| Все три аварийные стержни | 4,04 ± 0,05 | 3,70 ± 0,04 | 3,81 ± 0,04 |

Реактор «Maria», расположенный в Польше — это многоцелевой исследовательский реактор с легководным теплоносителем и отражателем из воды и бериллия. Начальное штатное топливо реактора состояло из диоксида урана, диспергированного в алюминиевой матрице с обогащением 80% по урану-235. В 1999 году обогащение топлива было уменьшено до 36% по урану-235. Для конверсии реактора была выбрана уран-силицидная топливная композиция (U_3Si_2) с обогащением по урану-235 19.7%. Штатная конструкция ТВС и новая конструкция ТВС с обогащением 19.7% по урану-235 показана на рисунке 7. Основные характеристики ТВС приведены в таблице 7.

Таблица 7 – Характеристики ТВС реактора Maria

| Параметр | БОУ | НОУ |
|------------------------------------|------------------------------|---|
| Длина топливной части, мм | 1000 | 1000 |
| Топливная композиция | UO ₂ в Al матрице | U ₃ Si ₂ в Al матрице |
| Масса U-235 в ТВС, г | 430 | 485 |
| Обогащение по U-235, % | 36 | 19.7 |
| Плотность урана, г/см ³ | 2.79 | 4.79 |
| Толщина оболочки, мм | 0.75 | 0.6 |
| Толщина топливного сердечника, мм | 0.5 | 0.8 |

Для практических целей нейтронно-физические характеристики реактора «Мария» были рассчитаны с использованием детерминированных кодов. Спектральные расчеты проводились с использованием двух версий кода WIMS: WIMSD-5 и WIMS-ANL. Для глобальных расчетов сердечника использовался 3D-транспортный код TRITAC и 3D-код диффузионного выгорания REBUS. Оба кода основаны на прямоугольной разностной сетке. Расчеты выгорания были выполнены в варианте макроскопического сечения и микроскопического сечения. Большой цикл расчетных исследований проведен с помощью программного средства MCNP. Оценена точность стандартных методов и кодов. Установлена точность расчетов основных характеристик активной зоны. Применение бериллия в качестве материала отражателя нейтронов требует особого внимания из-за его отравления He-3 и Li-6, что приводит к изменению нейтронно-физических характеристик активной зоны реактора. На рисунке 8, в качестве примера, показана динамика изменения мощности экспериментальной ТВС с низкообогащенным топливом, определенная как экспериментальным, так и расчетным путем. Расчетное сопровождение работ по конверсии реактора Maria позволило обосновать безопасность перевода реактора на НОУ топливо на каждом этапе работ [12].



Обогащение 36% по урану-235

- 1 – ТВЭЛ
- 2 - водяной зазор
- 3 – топливный сердечник
- 4 – оболочка ТВЭЛА

Обогащение 19.7% по урану-235

- 1 – ТВЭЛ
- 2 - водяной зазор
- 3 – топливный сердечник
- 4 – оболочка ТВЭЛА
- 5 - дистанционатор

Рисунок 7 – Конструкция ТВС реактора Maria

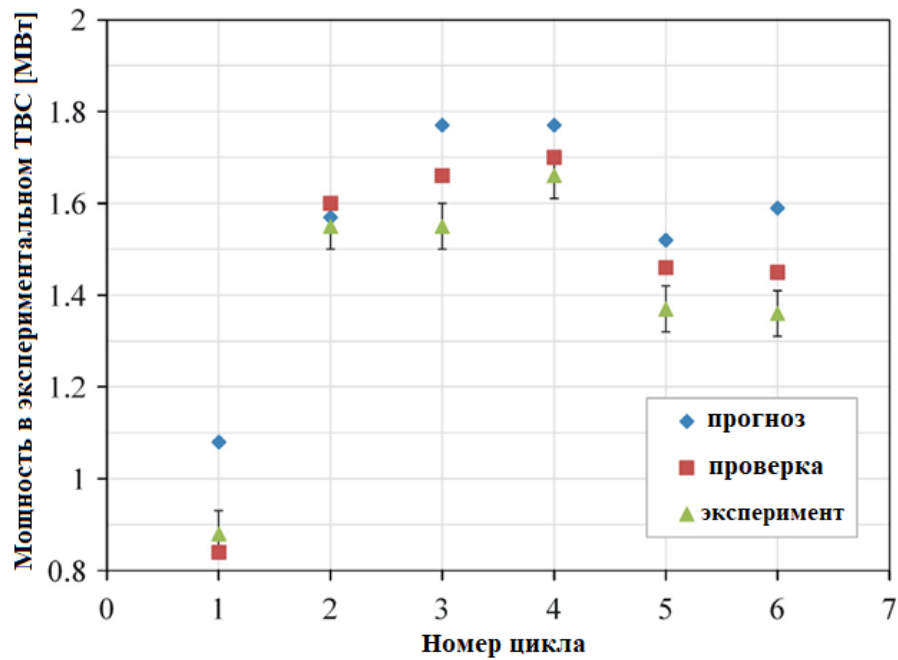


Рисунок 8 – Оценка мощности экспериментальной ТВС в процессе реакторного испытания

Таким образом, работы, связанные с расчетным сопровождением облучательных и экспериментальных работ в исследовательских реакторах, являются востребованными и актуальными. Значительные изменения нейтронно-физических характеристик ядерных реакторов происходят при их конверсии на НОУ топливо, поэтому такие работы должны сопровождаться расчетами с помощью сертифицированных программных средств.

1.2 Программные средства для нейтронно-физических расчетов характеристик ядерных реакторов

Ядерный реактор – это сложнейшая многоуровневая система, способная удерживать в контролируемых пределах сумасшедшее количество энергии. Он выполняет несколько важнейших функций по получению, обработке и хранению энергии для дальнейшего ее распределения. С существенным повышением потребностей возникла необходимость усовершенствования активных зон, это касается облучательных механизмов. Новые технологии должны существенно увеличивать потенциальные возможности в хранении энергии, значительно увеличивать стойкость к перегрузкам. Однако подобные вопросы могут решаться только высококвалифицированными специалистами с большим опытом работы в ядерной энергетике. Для решения таких проблем разработаны программные средства, позволяющие прогнозировать изменения характеристик любых ядерных реакторов.

Основная задача существующих программ в анализе и решении нейтронно-физических задач заключается в грамотном использовании прогнозируемых моделей. Это значительно увеличивает безопасность проведения работ и лучшему планированию работы для повышений эффективности. Поэтому проведение расчетов нейтронно-физическими путями позволяет получить действительное значение состояния радиационно-опасных и ядерно-опасных систем, что в нынешних условиях значительного увеличения спроса на потребление энергии имеет огромное значение.

Программные средства, основываясь на нейтронно-физических показателях, могут быть разделены на такие категории:

1. инженерные программные средства (ресурсы, которые используются для точного расчета распределения нейтронов в активной зоне, и позволяет установить взаимозависимость физических показателей ядерного реактора и используемого топлива для осуществления реакции);

2. программы, которые достаточно сильно имитируют активные области ядерных реакторов (эта категория программ основывается на целостном уравнении переноса нейтронов для получения стабильно работающего реактора);

3. прецизионные программы в большинстве случаев работают при активном методе Монте-Карло (иными словами, устойчивая база состоит из точных данных работы ядерного реактора) [13].

Спектральные (инженерные) программные средства часто используются для создания библиотек констант, в которых присутствует подробная информация о макроскопических сечениях нейтронных элементов присутствующих активных областей внутри ядерного реактора. При этом все эти процессы целиком зависят от физических характеристик реактора.

Поэтому важно использовать имитационные программы, как способ быстрого получения точных расчетов нейтронно-физических характеристик исходного состояния реактора, основываясь на имеющиеся данные мелкогрупповых констант, которые заранее были подготовлены в библиотеке.

Прецизионные программы используются в тех случаях, когда необходимо разобраться с особенными, нестандартными задачами, которые связаны с физикой деятельности реактора. Некоторые прецизионные программы также используются для получения информации о стабильности и точности функционирования инженерных программных средств. Такая процедура осуществляется с помощью сравнительного анализа ядерного реактора, в котором используются нейтронные ресурсы. Получаемые значения позволяют увидеть уровень стабильности работы реактора.

К сожалению, в настоящее время инженерные программные средства достаточно ограничены в точности из-за достаточного разнообразия геометрических форм и моделей ИР, ЭУ. Поэтому прецизионные программные ресурсы, которые функционируют на методе Монте-Карло, имеют такую распространенность при выведении расчетов работы реактора. Это связано с тем, что для получения данных прецизионным программами важнейшим ограничивающим ресурсом есть константы в файловых библиотеках об истинности всех ядерных данных. Также прецизионные программные средства отличаются значительными показателями быстродействия, по сравнению с инженерными ПС, что способно удовлетворить все необходимые практические критерии при частом использовании компьютерных многоуровневых систем [14].

Этот практический потенциал использования прецизионных программных средств в активном содействии с современными компьютерными технологиями в быстром определении активных зон, экспериментальных механизмов облучения, дополнительных структур обогащения ТВС. Подобные разработки достаточно эффективны в решении многочисленных проблем безопасности работы реакторов и вычислительных средств, программ, при постепенном увеличении интенсивности работы всей структуры в целом [14].

Наиболее часто используемые ПС являются:

SCALE – модульная система стандартизированного компьютерного анализа для лицензирования – была разработана Окриджской Национальной лабораторией США по заказу комиссии ядерного регулирования США (US NRC) для проведения анализа критичности, радиационной безопасности, теплопереноса и выгорания. Начиная с первого выпуска в 1980 г., пакет программ SCALE постоянно используется в США и других странах для

моделирования систем обращения со свежим и отработавшим топливом, а также хранилищ ядерного топлива.

ПС SCALE – это многофункциональный программный комплекс, выполняющий различные типы расчетов путем вызова так называемых расчетных последовательностей. Расчеты критичности выполняются вызовом расчетной последовательности CSAS26 (Criticality Safety Analysis Sequences). Эта расчетная последовательность вызывает функциональные модули BONAMI, NITAWL и KENO-VI. Основным модулем по расчету критичности является модуль KENO-VI, для которого модули BONAMI и NITAWL готовят многогрупповую библиотеку сечений для материалов, определенных в расчете. Традиционно в различных версиях пакета доступны следующие библиотеки нейтронных сечений: 27-групповая библиотека 27GROUPNDF4, 44-групповая библиотека 44GROUPNDF5 и 238-групповая библиотека 238GROUPNDF5.

С момента выхода первой версии SCALE прошло уже 30 лет. За этот период времени выпущены новые версии включительно до 6.0 (февраль 2009 г.). SCALE включает в себя 89 вычислительных модулей, в том числе 3 инженерных и 3 кода Монте-Карло. Система SCALE имеет текущую библиотеку ядерных данных, инструменты для обработки непрерывной энергии, многогрупповых нейтронных расчетов, связанных многогрупповых гамма-нейтронных расчетов, а также расчетов активации и распада [15].

ПС SERPENT разработано в Техническом исследовательском центре Финляндии (VTT) в 2004 году (до октября 2008 г. был под рабочим названием PSG – Probabilistic Scattering Game) [15-17]. SERPENT представляет собой непрерывный энергетический Монте-Карло код для расчета выгорания реакторов. Расчетный код SERPENT предназначен для исследования топливного цикла, связанного с подробным расчетом выгорания топлива в сборке, расчета физики реакторов, которая традиционно обрабатывается с помощью детерминированных кодов транспортной решетки и образовательных целей, демонстрации явлений физики реакторов [17].

ПС SERPENT работает с трехмерной геометрией, которая позволяет описать практически любое 2D или 3D топливо и конфигурацию активной зоны реактора. SERPENT использует CSG модель геометрии (по аналогии с MCNP и KENO-VI), которая состоит из материала ячеек и определяется произвольным типом поверхности. Код также имеет дополнительные геометрии, которые можно использовать для проектирования топлива [17, 18].

Радиоактивный распад и выход деления используются в расчетах из стандартного формата библиотеки данных ENDF. Библиотеки распадов могут содержать данные о 4000 нуклидах, которые доступны для расчета. Общее количество различных нуклидов, образующихся в результате деления, преобразования и реакций распада, составляет порядка 1500 [18].

Программные средства, относящиеся к семейству MCU позволяют быстро и четко решать уравнения разной сложности процесса переноса нейтронов, электронов, фотонов и позитивно заряженных частиц с предельной точностью, что ограничивается только имеющимися ядерными данными [19 – 22].

Программные средства MCU также часто используются для установления точных нейтронно-физических критериев реакторов различных типов, хранилищ топлива и других размножающих систем. Если рассматривать этот процесс в математическом пространстве, то все будет напоминать условное уравнение, где имеются предельные условия, которые четко описывают поток частиц [13, 14].

Важно понимать, что любой процесс моделирования потока частиц всегда будет происходить в трехмерной геометрической системе [21]. Моделирование возможно только при соблюдении точной геометрической модели, материального состава системы и целостного плотного взаимодействия частиц с веществом, физические характеристики которого присутствуют в библиотеках констант [21].

Код MCNP (Monte Carlo N-Particle) разработан в Лос-Аламосской национальной лаборатории (Los Alamos National Laboratory) в США на языках программирования ANSI C и FORTRAN (90 и 95) [23, 24]. Последняя версия MCNP 5.1.60 выпущена 15 сентября 2010 года. Код относится к кроссплатформенному пакету и может быть использован на различных операционных системах. Используется для решения задач в области физики ядерных реакторов, радиационной защиты, радиационной медицины.

MCNP – это хорошо адаптивная, универсальная программа, работа которой основывается на методе Монте-Карло. Результат зависит не только от процесса перемещения нейтронов, электронов и фотонов в общей геометрической системе, но и достаточно сильно зависит от времени, периодичности проведения этих процессов. В разных случаях, код может быть использован в разных форматах переноса: исключительно нейтроны, исключительно фотоны, где образуются тесные устоявшиеся пары взаимодействий – фотон-электрон, нейтрон-фотон-электрон, электрон-фотон [23, 24]. В этом случае спектр нейтронных энергий будет колебаться от 10 МэВ до 20 МэВ, в то время, когда спектр энергий электронов и фотонов будет в состоянии существовать в широком диапазоне от 1 КэВ до 1000 МэВ [23, 24]. В таких условиях проводится процесс вычисления коэффициентов размножения нейтронов для разделяющихся систем по умолчанию.

MCNP моделирует истории частиц для получения решения задачи переноса, не решая при этом уравнение переноса как таковое. Можно показать, что уравнение, описывающее распределение вероятности плотности частиц для элементов фазового пространства совпадает с интегральным уравнением переноса. Метод Монте-Карло также достаточно простой в использовании теоретических вычислений статистического процесса, часто используется для решения сложнейших задач, которые невозможно решить с помощью компьютерных технологий, или методов детерминистического характера [23, 24]. В практическом переносе Монте-Карло приводит к реалистичным результатам вычислений.

1.3 Выводы по главе

Исследовательские реакторы играют ключевую роль в развитии ядерных и радиационных технологий. Основными задачами, стоящими перед эксплуатирующей реактор организацией, являются безопасная и эффективная эксплуатация. Безопасность реактора должна обеспечиваться на каждом этапе работ. Поэтому на каждом ядерном реакторе проводится расчетное сопровождение облучательных и экспериментальных работ, которые приводят, в частности, к изменению нейтронно-физических характеристик реактора. Значительные изменения нейтронно-физических характеристик ядерных реакторов происходят при их конверсии на НОУ топливо, поэтому такие работы сопровождаются расчетами с помощью сертифицированных программных средств.

В сфере решения нейтронно-физических задач достаточно важным будет процесс достижения оптимального и безопасного планирования работы реактора. Для получения таких результатов лучше всего использовать программные средства, что основываются на получении действительных значений деятельности ИР. Программы в состоянии прогнозировать дальнейшее поведение реактора при нейтронно-физическом условиях работы, включая возможность прогнозирования состояния радиационно-опасных и ядерно-опасных систем. Программные средства в области нейтронно-физических вычислений могут разделяться на несколько подгрупп в зависимости от сферы применения:

- инженерные программные средства;
- имитационные ПС;
- петиционные ПС, основанные на работе по методу Монте-Карло.

Таким образом, исследования нейтронно-физических характеристик исследовательских реакторов являются архиважными и востребованными, и вносят свой вклад в повышении уровня безопасности ядерных установок.

2 ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ МЕТОДЫ И ПОДХОДЫ

2.1 Метод Монте-Карло и программное средство MCNP

В настоящей диссертации используется метод Монте-Карло для определения нейтронно-физических характеристик активной зоны реактора ВВР-К с боковым бериллиевым отражателем нейтронов, в частности, определяются распределения нейтронных потоков в разных облучательных позициях и фактических скоростей реакций на бериллии.

Этот метод позволяет обойти проблему эффектов спектрального и пространственно-резонансного самоэкранирования, поскольку отслеживаются отдельные частицы и используются данные сечения с непрерывной энергией. Более того, метод Монте-Карло стоит воспринимать, как целостный и стабильно работающий метод получения расчетов в трехмерной геометрической системе, что намного лучше в плане изучения реакторов, чем примитивные диффузионные средства. Чтобы применить метод Монте-Карло для расчета выгорания реактора, делается ряд дополнительных предположений. По сути, основные уравнения упрощаются, как обычно, за счет пространственной дискретизации состава нуклидов, потока нейтронов и однопрупповых сечений, а также за счет использования усредненных данных для заранее заданных временных шагов.

Как известно, первое упоминание метода Монте-Карло было в начале 1940-х годов, тогда Дж. Фон Нейман, Э. Ферми, Н. Метрополис, С. Улам и другие ученые впервые рассмотрели применение методов статистической выборки для решения задач диффузии нейтронов. Первое моделирование методом Монте-Карло было выполнено на компьютере ENIAC в 1945/46 гг. [29].

Особенность метода Монте-Карло в том, что для получения точных расчетов достаточно провести «теоретический эксперимент». Он заключается в подробном отслеживании направлений передвижения большого количества элементарных частиц, для выведения средних показателей частиц. Иными словами, это обнаружение среднестатистических данных поведения частиц, и использование этих данных для проведения дальнейших расчетов. Активная популяризация метода Монте-Карло произошла в 70-е годы прошлого столетия. Это было связано с существенным расширением сферы применения в области информатики и компьютерной техники. Основными принципами рассматриваемого метода есть процесс уменьшения дисперсии, использование особенностей MCNP. Ключевое внимание всегда уделялось библиотекам с данными микроскопических сечений, которые и влияли на точность получения расчетных данных любой процедуры моделирования, который основывается на практике переноса частиц [30].

2.1.1 Основные принципы метода Монте-Карло

Рассмотрим метод Монте-Карло немного подробнее. Это фундаментальный, один из самых распространенных математических методов, который используется для решения задач, что основываются на процессе

перемещения частиц в объеме вещества. в современном мире, метод Монте-Карло неоднократно используется в информатике, физике, в разработке новых технологий. Естественно, такое широкое применение метода не может ограничиваться на одних задачах по переносу частиц. В общем контексте, метод Монте-Карло часто используется для осуществления процессов интегрирования и оптимизации полученных данных в целом [31]. В фундаментальном понимании, метод Монте-Карло реализуется с помощью наблюдательного процесса перемещения частицы от источника до конца. То есть, получаем действительные практические результаты активности частиц, вместо приближенной информации, как при использовании альтернативных методов. Для правильного выбора нужных процессов и событий неоднократно используются случайные или псевдослучайные числа. Последние значения используются в том случае, когда нужно получить конкретный результат. Опираясь на центральную предельную теорему и теорему больших чисел, нам удастся из среднего поведения моделируемых частиц получить средний показатель поведения частиц физической модели. Точность полученных результатов будет увеличиваться прямо пропорционально количеству отслеживаемых частиц [30, p. 96].

При подробном изучении метода Монте-Карло, можно заметить, что решения уравнения переноса частиц полностью эквивалентны существующему уравнению Больцмана, так как при случайном выборе получаем аналогичную оценку интегралов. Как известно, определенные, не связанные между собой физические события и тесное взаимодействие частиц в геометрической системе моделирования некоррелированы. Это позволяет нам проводить процесс моделирования последовательно. Это является основополагающей фундаментальной основой метода Монте-Карло. [30, p. 97].

Активное использование энергетических объединений, угловой и пространственной сетки из-за явного отслеживания частиц в методе Монте-Карло не требуется. В результате коды Монте-Карло могут использовать точечные (непрерывные энергии) данные поперечного сечения взаимодействия, что устраняет необходимость в многогрупповом усреднении и автоматически гарантирует правильную обработку резонансов поперечного сечения. Более того, поскольку события выбираются непосредственно из физических законов первого принципа, полностью отсутствует необходимость проведения аппроксимации углового распределения частиц, которые ранее были рассеяны полиномами Лежандра. Этот процесс аналогичен с тем, который проводится с кодами при использовании диффузионного метода.

При работе с расчетами реакторов, метод Монте-Карло достаточно часто используется для точного определения областей, которые в полной мере заполнены энергетическим топливом, теплоносителей, конструктивных ресурсов и так далее. Создаваемые коды на методе Монте-Карло намного эффективнее и полезнее, чем детерминированные коды для разных структурных систем. В первую очередь, такая эффективность объясняется тем, что при использовании метода Монте-Карло коэффициент утечки нейтронов намного

выше, чем аналогичный показатель, получаемый исходя из детерминированных кодов. Также существенно расширено количество вариаций нейтронно-физических характеристик и особенностей в граничных условиях, которые уже слабо обрабатываются детерминированными кодами [30, р. 98].

Начиная с 1980-х годов стали доступны во всем мире компьютерные коды, в основе которых реализован метод Монте-Карло для переноса нейтронов. Широкое применение таких кодов ограничивалось техническими характеристиками компьютеров. После увеличения производительности компьютеров они стали широко применяться для научных приложений в университетах и других организациях. Примерно даже пять лет назад было бы невозможно выполнить полномасштабное моделирование ядерного реактора, однако, наличие, в настоящее время, суперкомпьютеров позволяет проводить большое количество итераций.

Монте-Карло N-частица (MCNP) – это универсальный транспортный код Монте-Карло, первоначально разработанный группой Монте-Карло (Группа X-6) в Отделе прикладной теоретической физики в Национальной лаборатории Лос-Аламоса [25]. В 1963 году в LANL был выпущен первый код MCS, основанный на методе Монте-Карло. Последующие улучшенные и обобщенные коды включали MCN (1965), MCNG (1973, добавлен перенос фотонов) и MCNP (1977, улучшенный перенос связанных нейтронов и фотонов). В 1983 году код впервые стал доступен MCNP3 на международном уровне [32]. Код раньше ограничивался энергиями частиц до 20 МэВ, что достаточно для задач, связанных с нейтронно-индуцированным делением в критических конфигурациях. Однако недавно код был расширен до энергий до 5 ГэВ для нейтронов и протонов путем объединения MCNP с ранее независимыми кодами физики высоких энергий [33]. Новый код, разработанный независимо от MCNP, теперь называется MCNPX, самый последний выпуск, которого — это версия MCNP6.2 датируемая от мая 2013 г. Следует отметить, что физические процессы, имеющие отношение к данной диссертации, могут быть адекватно рассмотрены с помощью стандартного кода MCNP [30, р. 99].

Методы уменьшения дисперсии

Наиболее оптимальным подходом к Монте-Карло можно считать в точечном, грамотном моделировании каждого трека частицы, события и действия, что существуют в природе, и основаны на фактической длине сечений всех зависимых процессов, свободного пробега и так далее. во многих случаях подобный вариант реализации метода Монте-Карло стоит считать аналоговым. И в большинстве случаев его применения он вряд ли будет эффективным; есть вариант разработки достаточного количества разных стратегий – от примитивного до уникального – что весьма хорошо оптимизирует существующие процессы метода Монте-Карло. Последний вариант достаточно грамотный и неоднократно использовался для получения лучших и точных результатов для заранее установленного количества частиц, которые необходимо отслеживать. На практике было установлено, что процесс

уменьшения дисперсии обязательный, если целью будет получение четкого ответа при минимальной затрате времени на изучаемую проблему [32].

Процесс уменьшения дисперсии позволяет перенаправить максимальное количество компьютерного времени на те частицы в фазовом пространстве, что по максимуму смогут повлиять на получение соответствующих результатов. То есть, уменьшение дисперсии способствуют увеличению КПД работы компьютера при одновременном уменьшении времени, что гарантирует получения действительных результатов в кратчайшие сроки [30, p. 100].

Основная суть для многих методов уменьшения дисперсии заключается в соответствующем присвоении каждой отдельной частице весовой коэффициент W , что в источнике может быть равен единице, или не равен единице. После присвоения соответствующего коэффициента значение W начинает меняться на протяжении всего существования частицы [30, p. 100].

Неявный захват и принудительное столкновение.

Очень неподходящим событием можно считать процесс потери частицы, за которой ведется наблюдение. При этом, чем важнее частица для получения результатов, тем весомее будет ее потеря (поглощение в процессе захвата). Важной считается та частица, которая осуществляет движения в значимой области геометрии, независимо от расстояния от источника. В этой ситуации стоит также осознавать количество энергии и времени, которые были использованы компьютерной программой для того, чтобы сделать процесс транспортировки частицу в необходимую конечную точку. Чтобы не допустить потерю частиц в кодах стандартного типа с использованием метода Монте-Карло реализуется положение смещения сохранения или неявного захвата. В такой ситуации вес частицы будет снижаться в соответствии с вероятностью ее захвата при столкновении, а значит, что радиационный захват полностью исключается из возможного списка допустимых процессов. Иными словами, чем весомее будет частица, тем больше вероятность того, что она окажется в состоянии неявного захвата. Однако, существующие взаимосвязи между частицами указывают на то, что все частицы всегда не исчезают от захвата. В этом случае принудительное столкновение первородных элементов указывает на то, что частица всегда активизируется в области повышенного интереса, если потенциальный результат будет положительно сказываться на статистических подсчетах. При принудительном столкновении все элементарные частицы регулируются определенным образом в каждом случае [30, p. 101].

Важно понимать, что все описанные способы грамотного использования метода Монте-Карло устанавливаются по умолчанию. При этом, вариации уменьшения дисперсии для получения нужных результатов остаются фундаментальными даже при условиях модернизации и усовершенствования методов и функций. Исходя из того, что это воспринимается, как общее условие для функционирования большинства кодов для перемещения частиц методом Монте-Карло, состав вещества будет иметь постоянное и стабильное состояние во времени. Однако, это позволит получить только приблизительные данные. Из-за происходящих трансмутационных процессов, которые могут произойти даже

в момент переноса элементарных частиц в распределяющем материале, данные не могут считаться точными, поэтому моделирование методом Монте-Карло осуществляет «снимок» конфигурации [30, с.100].

Общая структура входных данных MCNP, доктрина подсчетов для получения итогов и некоторые индивидуальности расчетов критичности коротко изложены ниже [30, с.101].

Общая структура входного файла MCNP

Каждый входной файл MCNP подразделяется на три больших раздела:

- карты ячейки;
- карты поверхности;
- карты данных.

Первый раздел позволяет идентифицировать все ячейки, установить их объемы, правильно комбинировать поверхности, которые заранее указаны в разделе карт поверхностей, позволяет четко установить состав и плотность материалов, которыми заполняются ячейки. С этими компонентами входной колоды физическая и геометрическая стороны задачи можно считать решенными.

В последнем разделе карты данных подробно описываются материалы, что используются в поставленной задаче, устанавливается и запоминается источник частиц и результаты, что обязаны получиться после осуществления процесса моделирования. Отдельным пунктом выделяются детали, что используются для запуска моделирования, правильный подбор режима деятельности [30, с.102].

2.1.2 Описание методики расчетов в MCNP

По причине характера метода Монте-Карло MCNP не решает определенных уравнений и, как следствие, не возвращает аналитических результатов. На практике перед запуском моделирования задачи аналитик должен решить, какие типы информации он желает извлечь. Результаты генерируются путем сбора соответствующих данных по траекториям отдельных частиц и включают длину треков в ячейках, направления частиц и так далее [30, с.103]. Любое количество указанной формы может быть подсчитано $C \int_V \int_E \int_t R(E) \varphi(\vec{r}, E, t) dt dE dV$

Всего существует семь типов подсчетов для нейтронов, описание которых указано в таблице 8.

Таблица 8 – Типы подсчетов, используемые в MCNP6

| Код | Описание подсчета | Единица F_n |
|---------------------------|--|-------------------------|
| $F_1: \langle pl \rangle$ | Ток, интегрированный по поверхности | частицы |
| $F_2: \langle pl \rangle$ | Поток, усредненный по поверхности | частицы/см ² |
| $F_4: \langle pl \rangle$ | Поток, усредненный по ячейке | частицы/см ² |
| $F_5: \langle pl \rangle$ | Поток в точечном или кольцевом детекторе | частицы/см ² |

Продолжение таблицы 8

| Код | Описание подсчета | Единица F_n |
|---------------------------|--|---------------|
| $F_6: \langle pl \rangle$ | Энерговыделение в среднем по ячейке | МэВ/г |
| $F_7: N$ | Энерговыделение деления в среднем по ячейке | МэВ/г |
| $F_8: \langle pl \rangle$ | Распределение энергии импульсов, создаваемых в детекторе | импульс |

Но только некоторые из них имеют отношение к нейтронным расчетам, которые будут выполнены здесь: это оценка длины потока в ячейке (F_4), поток на точечном детекторе (F_5), оценка длины энерговыделения и энерговыделения деления в ячейке (F_6 и F_7 соответственно).

Важно отметить в качестве примера: оценка длины трека нейтронного потока в ячейке дается выражается следующим образом:

$$F_4 = \frac{1}{V} \int_V \int_E \int_t \varphi(\vec{r}, E, t) dt dE dV = \frac{1}{V} \left(\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n W_i L_i \right), \quad (1)$$

φ – это общий поток нейтронов, который гарантирует возможность установления длины трека. Длиной трека называют расстояние, которые проходит нейтронная частица за единицу времени и объема. Стоит заметить, что все подсчеты не являются константами и легко меняются согласно указанию оператора или изменяются та называемыми суммирующими множителями подсчетов аддитивных и/или мультипликативных функций отклика, взятых из доступных библиотек сечений реакций MCNP. В случае подсчета-типа F4 эти множители могут быть использованы для нахождения скорости реакции для случайных нуклидов и процессов. В купе с полным нейтронным потоком от стандартного подсчета F4 для нормализации всех значений подсчета могут быть определены усредненные по диапазону сечения для случайных нуклидов и процессов. Эти сечения являются фундаментом для расчетов выгорания материалов, которые выполняются в последующих главах

$$F_4^* = \frac{1}{V} \int_V \int_E \int_t \sigma(T, E) \varphi(\vec{r}, E, t) dt dE dV. \quad (2)$$

С точки зрения эксперимента и расчета методом Монте-Карло, когда объем ячейки приближается к нулю, отрезки длины пути в ячейке и число частиц, пересекающих поверхность ячейки, также приближаются к нулю, и, следовательно, счет потока становится неопределенным. Однако существует способ вычисления потока в точке с помощью детерминированной оценки последнего полета подсчета F_5 . Этот подсчет вызывается такой картой, как: $F75: P X Y Z R$

Здесь 75 – это номер счета, последняя цифра 5 обозначает тип счета F_5 , а P указывает, что счет идет на фотоны. Значения X , Y и Z определяют координаты точечного детектора, а R обозначает радиус сферической зоны отчуждения, окружающей точку детектора. Необходимость создания зоны отчуждения очевидна из слагаемого $1/r^2$ в подсчитанном вкладе потока, а именно,

$$\delta\Phi = \frac{W}{4\pi r^2} e^{-\mu(E)r}, \quad (3)$$

где r - расстояние между местом взаимодействия частиц и точечным детектором. Если r приближается к нулю, вклад подсчета приближается к бесконечности. Такие большие вклады делают счет F_5 гораздо менее стабильным, чем счет потока ячейки (F_4) или поверхности (F_2). Эта нестабильность минимизируется путем установления сферического “объема исключения” радиуса R , центрированного на точечном детекторе. Для взаимодействий, происходящих в пределах этой зоны отчуждения, аномально большой вклад подсчета избегается путем подсчета флюенса, равномерно усредненного по сферической поверхности исключения. Радиус исключения R может быть задан как положительное число (сантиметры, и это предпочтительный метод), так и отрицательное число (средние свободные пути). Как правило, R должен составлять от 0,2 до 0,5 среднего свободного пробега (усредненного по энергетическому спектру сферы). Для точечного детектора внутри области пустоты никакие взаимодействия не могут происходить вблизи детектора, и R должно быть установлено равным нулю.

Количество энергии, выделяемой при делении, известное как Q-значение для каждого типа образования частиц, за исключением бета-излучения, было рассчитано на основе результатов MCNP6 с использованием методологии, изложенной в Справочных источниках [47]. Подсчеты F_6 и F_7 в MCNP6 использовались для оценки скорости радиационного нагрева от нейтронов, продуктов деления, бета-излучения, мгновенного гамма-излучения и гамма-излучения захвата. В частности, подсчет $F_{6:n}$ обеспечивает значения скорости радиационного нагрева от нейтронов и продуктов деления. Подсчет $F_{6:p}$ показывает скорости радиационного нагрева от мгновенного и улавливаемого гамма-излучения, а подсчет F_7 обеспечивает скорость нагрева от продуктов деления, нейтронов и мгновенного гамма-излучения. В подсчете F_7 также предполагается, что все тепло, выделяемое продуктами деления, нейтронами и мгновенным гамма-излучением, выделяется локально. Эти подсчеты показывают скорости радиационного нагрева за счет вкладов различных частиц и выводятся из следующих уравнений:

$$q_{F_{6:n}} = q_{fp} + q_n, \quad (4)$$

$$q_{F_{6:p}} = q_{\gamma p} + q_{\gamma c} + q_{\gamma d}, \quad (5)$$

$$q_{F7:n} = (q_{fp} + q_n + q_{\gamma p}), \quad (6)$$

где $q_{F6:n}$ – значения нагрева посчитанный с помощью подсчета F6:n (МэВ/г-нейтрон), $q_{F6:p}$ – значения нагрева посчитанный с помощью подсчета F6:p (МэВ/г-нейтрон), $q_{F7:n}$ – значения нагрева посчитанный с помощью подсчета F7 (МэВ/г-нейтрон), q_{fp} – энерговыделение за счет продуктов деления (МэВ/г-нейтрон), $q_{\gamma p}$ – энерговыделение за счет мгновенного гамма-излучения (МэВ/г-нейтрон), $q_{\gamma c}$ – энерговыделение за счет радиационного захвата (МэВ/г-нейтрон), $q_{\gamma d}$ – энерговыделение за счет запаздывающего гамма-излучения (МэВ/г-нейтрон), q_n – энерговыделение за счет нейтронов.

Нужно обратить внимание, что значения получаемые в MCNP нормированы к исходной частице в единицах МэВ/(г-нейтрон), поэтому эти значения должны быть умножены на соответствующие члены, чтобы получить значения Q в единицах МэВ/деления.

Стоит понимать, что в такой ситуации для пользователя мощность источника частиц известна. Эти значения пользователь в состоянии использовать для быстрого масштабирования информационных подсчетов, которые можно использовать для получения окончательных результатов. Сначала проводится процесс установления коэффициента нормализации для одного подсчета. Получив информацию, ее можно использовать и для всех остальных подсчетов, которые были предусмотрены единым прогоном MCNP. Нужно отметить то, что, даже если единица нейтронного потока [н/см²с] может указывать об обратном, и, как правило, невозможно относить к определенной площади или поверхности, которые пересекаются частицами, обозначенными φ , если это не мононаправленный нейтронный пучок [30].

Используя дополнительные карты материалов во входном файле MCNP для каждого интересующего нуклида, соответствующие данные сечения реакции $\sigma(T, E)$ загружаются при инициализации, и усредненные по спектру одногрупповые сечения могут быть вычислены в ходе моделирования. Обратите внимание, что материал не обязательно должен присутствовать в соответствующей ячейке MCNP, для которой рассчитываются данные поперечного сечения. В этих условиях определяются так называемые сечения бесконечного разрежения. Сечения бесконечного разбавления эквивалентны наивысшим значениям сечений для заданного спектра нейтронов, поскольку отсутствует эффект резонансной самозащиты. Как указано, микроскопические сечения, как правило, зависят от температуры, главным образом из-за доплеровского расширения резонансов поглощения. Эта зависимость не является явной в дальнейшем, поскольку в этой работе рассматриваются только стационарные ситуации при постоянных температурах.

Вычисления критичности являются главной спецификой MCNP и требуют некоторого обсуждения, так как само моделирование способом Монте-Карло поставлено по-другому. К примеру, в обычном моделировании фиксированный источник частиц определяется для задачи до запуска MCNP, и каждый подсчет

нормализован на нейтрон, вышедший из данного источника. В свою очередь, в расчетах критичности, когда не указан определенный источник, во время симуляции для динамического источника используются положения самих событий деления. В этой ситуации источник будет регулярно меняться в зависимости от цикла, так как расчет критичности предоставляет информацию по поколениям. Начиная с первоначального источника, заданный пользователем или используемый из более раннего запуска MCNP, нормализованное распределение плотности нейтронов идеально приближается к равновесному распределению на начальном этапе симуляции.

Коэффициент размножения нейтронов - одно из важнейших свойств реактора или другой системы, изготовленной из делящегося материала. В MCNP наиболее распространенным способом расчета коэффициента размножения является использование карты KCODE. Важно отметить, что все стандартные подсчеты MCNP могут быть сделаны во время расчета критичности.

Подпрограмма KCODE выполняет итерационные вычисления для вычисления эффективного коэффициента размножения нейтронов, k_{eff} , и требует наличия карты KCODE в модели. Пользователь указывает количество нейтронных историй для отслеживания. Затем пользователь дает начальное предположение для k_{eff} со значением единицы, предполагающим критичность в установившемся состоянии. Затем пользователь указывает количество итераций для выполнения, а также количество итераций, которые следует отбросить, прежде чем итерации сойдутся. Не отбрасываемые итерации называются активными циклами. Во время каждой итерации подпрограмма KCODE отслеживает частицы и, основываясь на их взаимодействиях, вычисляет k_{eff} . Это повторяется для указанного пользователем количества итераций k_{eff} . Результатом расчета является среднее значение k_{eff} от каждой итерации вместе со стандартным отклонением.

Как и многие другие коды Монте-Карло, MCNP использует систему генерации нейтронов, чтобы создать все нужные условия для реализации расчета критичности. Генерацией нейтронов можно называть количественное значение нейтронов, которые были созданы в источнике (рождение) и до их фактического прекращения (смерти). Известно, что при попадании в нулевую зону важности, частица прекращает свое существование. Прямые реакции, которые реализовываются внутри области важности называются внутренними (n,xn). В среднем временной период прямой реакции составляет 10-22 секунды, в то время, когда составное ядро после поглощения нейтральных частиц распадается в течение 10-16 секунд. Все полученные положения событий деления, что произошли за определенный цикл дальше используются для целостного настраивания источника нейтронов для реализации совершенно нового поколения [30].

В результате расчета критичности получается эффективный коэффициент размножения k_{eff} системы, который определяется следующим образом:

$$k_{eff} = \frac{\text{Число нейтронов } N\text{-м поколении}}{\text{Число нейтронов } (N - 1)\text{м поколении}}. \quad (7)$$

Эффективные коэффициенты размножения критической, подкритической и надкритической конфигураций равны единице, меньше единицы и больше единицы соответственно. Путем введения бесконечного коэффициента размножения k_{∞} для эквивалентной системы с бесконечным размером и, следовательно, без утечки нейтронов, можно также выразить k -значения через эффективные макроскопические поперечные сечения системы.

$$k_{\infty} = \frac{\text{Production}}{\text{Absorption}} = \frac{\bar{\nu}\langle\Sigma_a\rangle}{\langle\Sigma_a\rangle} \quad \text{и} \quad k_{eff} = \frac{\text{Production}}{\text{Absorption} + \text{Leakage}} = P_{nl}k_{\infty}, \quad (8)$$

где k_{∞} и k_{eff} как основополагающие величины кажутся простыми, то есть эффективные макроскопические сечения всей системы и вероятность отсутствия утечки P_{nl} , конечно, неизвестны; и их определение было бы равнозначно решению базовых уравнений переноса. Опять же, теория диффузии может быть использована для вывода формул для k_{∞} и k_{eff} , которые действительны при определенных условиях и для указанных простых геометрий. В большинстве случаев k_{eff} можно записать в интегральной форме [30]:

$$k_{eff} = \int_V \int_0^{\infty} \int_E \int_{\Omega} v \sum_{fis} \varphi d\Omega dE dt dV \times \\ \times \left[\int_V \int_0^{\infty} \int_E \int_{\Omega} \Sigma_{abs} \varphi + (\nabla \cdot \vec{J}) d\Omega dE dt dV \right]^{-1} \quad (9)$$

Для оценки k_{eff} в MCNP используются три различных способа: оценка столкновений, оценка поглощения и оценка длины пути. Как следует из их названий, эти расчетчики подсчитывают разные характеристики, когда нейтрон входит в ячейку, содержащую делящиеся материалы. MCNP производит окончательную комбинированную оценку для k_{eff} и доверительных интервалов на основе этих отдельных оценок с использованием оценки максимального правдоподобия. Обычно отдельные оценки имеют положительную корреляцию. Из-за контраста приемлемых способов уменьшения дисперсии, которые могут по-разному смещать значения столкновения, поглощения и длины пробега, комбинация оценок k_{eff} является нетривиальной процедурой.

Главной теоретической проблемой расчета k_{eff} любой ядерной системы – является контроль численности нейтронов. В частности, в надкритической системе экспоненциальный рост нейтронной популяции должен быть предотвращен от цикла к циклу путем выбора адекватного набора нейтронов для следующего поколения без искажения численности нейтронов, то есть без смещения реального k_{eff} системы. Среди разработчиков и пользователей кодов Монте-Карло продолжают споры о том, какие математические методы лучше всего подходят для управления популяцией нейтронов в этих случаях [30].

Поскольку результаты MCNP нормированы на один исходный нейтрон, результат должен быть правильно масштабирован, чтобы получить абсолютное сравнение с измеренными величинами (поток, скорость реакции, плотность деления). Результаты подсчета F_4 могут быть масштабированы до желаемого уровня источника нейтронов деления (мощности) или общей силы нейтронного импульса. Коэффициент масштабирования может быть введен на карте FM (множитель счета) или применен позже при обработке данных.

Рождаемость нейтронов в делящейся системе может быть рассчитана из выделяемой энергии в единицу времени, то есть система, производящая мощность P , нуждается в делениях в секунду, где w_f обозначает эффективную энергию, высвобождаемую за одно событие деления. Хотя величина w_f будет несколько варьироваться в зависимости от типа реактора и детального состава активной зоны, обычно она составляет порядка 198 МэВ для стационарного состояния. Эта скорость деления производит P/w_f нейтронов в секунду, где ν обозначает среднее число нейтронов, высвобождаемых за деление. (Значение ν указано в выходном файле MCNP в поле, содержащем окончательный результат k_{eff} , и представляет собой значение, усредненное по делящимся изотопам и энергиям нейтронов). Поэтому для нормализации показателя F_4 по установившейся тепловой мощности критической системы следует использовать следующий масштабный коэффициент в единицах нейтронов деления в единицу времени:

$$S = \frac{P[W]\bar{\nu}_{\text{нейтрон деление}}}{\left(1.6022 \cdot 10^{-13} \frac{J}{\text{МэВ}}\right) w_f \left[\frac{\text{МэВ}}{\text{деление}}\right]} \quad (10)$$

Верхний масштабный коэффициент подходит только для критических, т. е. стационарных систем уровня мощности ($k=1$). Подсчеты KCODE для докритических и сверхкритических систем не включают никаких эффектов умножения, поскольку деление рассматривается как поглощение. Поэтому необходимо умножить уравнение (15) на $\frac{1}{k_{eff}}$ в правой части для подкритических и надкритических систем соответственно. Важно отметить, что масштабный коэффициент для подкритических и надкритических систем справедлив только при использовании распределения источников нейтронов, идентичного по пространству и энергии распределению источников, полученному из решения задачи на собственные значения с $k_{eff} \neq 1$.

Чтобы сделать вывод, когда кто-то хочет масштабировать вычисленный F_4 счетный "поток", Φ_{F_4} , нужно использовать следующее уравнение:

$$\Phi \left[\frac{\text{neutron}}{\text{cm}^2 \text{s}} \right] = \frac{P[W]\bar{\nu}_{\text{neutron fission}}}{\left(1.6022 \cdot 10^{-13} \frac{J}{\text{MeV}}\right) w_f \left[\frac{\text{MeV}}{\text{fission}}\right] k_{eff}} \frac{1}{k_{eff}} \Phi_{F_4} \left[\frac{1}{\text{cm}^2} \right], \quad (11)$$

где Φ обозначает фактический полный поток нейтронов в системе.

2.2 Общие уравнения выгорания и функциональные возможности вычислительной системы.

Энергия, выделяющаяся в реакции ядерного деления, распределяется между различными продуктами реакции. Большая часть энергии деления возникает как кинетическая энергия осколков деления и осаждается, по существу, в точке деления. Около 97 % извлекаемой энергии деления осаждается непосредственно в делящемся материале [36]. При расчете распределения плотности мощности будем считать, что плотность мощности пропорциональна плотности деления. Другими словами, это означает, что мы предполагаем, что вся извлекаемая энергия деления откладывается в точке деления. Мы также предположим, что нет никаких эффектов обратной связи по температуре и что в системе есть только один делящийся изотоп.

Плотность мощности, определяемая как энергия, депонированная в делящемся материале на единицу объема в единицу времени, может быть записана в виде:

$$p(\vec{r}) = \int_0^{\infty} w_f(E, \vec{r}) \Sigma_f(E, \vec{r}) \varphi(E, \vec{r}) dE, \quad (12)$$

где Σ_f и φ обозначают макроскопическое поперечное сечение деления и нейтронный спектр соответственно. Спектр нейтронов $\varphi(E, \vec{r})$ нормализуется таким образом, что

$$\int_0^{\infty} \varphi(E, \vec{r}) dE = \Phi(\vec{r}), \quad (13)$$

где $\Phi(\vec{r})$ – суммарный поток нейтронов в $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$. То же самое справедливо и для F_4 подсчета:

$$\int_0^{\infty} \varphi_{F_4}(E, r) dE = \Phi_{F_4}(r). \quad (14)$$

Уравнение (13) представляет плотность тепловой мощности в позиции \vec{r} в системе деления. Следовательно, полная мощность, генерируемая системой деления, является просто интегралом плотности мощности по общему объему, где $\Sigma_f \neq 0$:

$$P = \int_{V, \Sigma_f \neq 0} d^3\vec{r} \int_0^{\infty} w_f(E, \vec{r}) \Sigma_f(E, \vec{r}) \varphi(E, \vec{r}) dE. \quad (15)$$

Предполагая, что w_f и плотность делящегося материала не зависят существенно от энергии и положения в делящейся системе, уравнение (13) можно записать в виде:

$$p(\vec{r}) = w_f N \int_0^{\infty} \sigma_f(E, \vec{r}) \varphi(E, \vec{r}) dE, \quad (16)$$

где N обозначает атомную плотность делящегося материала, а σ_f обозначает микроскопическое полное сечение деления. В MCNP поток ячейки F_4 , $\Phi_{F_4}(\vec{r})$, усредняется по объему ячейки выборки. Следовательно, когда мы рассчитываем плотность деления в определенной ячейке ΔV_i (i проходит по всем пространственным ячейкам реактора), мы можем опустить пространственную зависимость из интеграла в уравнении (15) и получить:

$$p(\vec{r}) = w_f N \int_0^\infty \sigma_f(E) \varphi(E) dE, \quad \vec{r} \in \Delta V_i. \quad (17)$$

Интеграл может быть довольно легко вычислен с помощью карты множитель подсчета (FM) [37], которая используется для вычисления для ΔV_i любой величины вида:

$$F_r = C \int_{E_{min}}^{E_{max}} \sigma_R(E) \varphi_{F_4}(E) dE, \quad (18)$$

где константа C - любая произвольная скалярная величина, которую можно использовать для нормировки, $\sigma_R(E)$ - микроскопическое сечение реакции R , взятое из библиотек сечений MCNP, а E_{min} и E_{max} обозначают минимальную и максимальную энергию нейтронов в системе (обычно 0 и 20 МэВ соответственно). F_R - это количество для реакции R , которое рассчитывается MCNP, и его значение можно найти в выходном файле.

В качестве множителя можно использовать любой номер ENDF или специальные реакции, если они присутствуют в библиотеках сечений реакций MCNP. Если запись C отрицательная (только для типа 4), C заменяется на $|C|$ умноженное на атомную плотность ячейки, в которой производится подсчет.

Таким образом, для расчета плотности мощности мы используем подсчет F_4 с множителем подсчета -6, который представляет собой микроскопическое полное сечение деления, и нормализуем результат до желаемого уровня источника нейтронов деления (мощности) или общей мощности нейтронного импульса. Используя уравнения (17), (18) и коэффициент масштабирования S , получаем:

$$p(\vec{r}) = \frac{P\vec{v}M}{w_f} w_f C \int_{E_{min}}^{E_{max}} \sigma_R(E) \varphi_{F_4}(E) dE, \quad \vec{r} \in \Delta V_i. \quad (19)$$

Интересно, что плотность мощности не зависит от w_f . Наконец, мы можем записать плотность мощности как:

$$p(\vec{r}) = P\vec{v}NM F_f, \quad \vec{r} \in \Delta V_i. \quad (20)$$

Обратите внимание, что $p(\vec{r})$ является функцией \vec{r} , поскольку она постоянна внутри каждого ΔV_i . Если мы хотим получить «гладкое» распределение $p(\vec{r})$, все ΔV_i должны быть малы.

Важно отметить, что σ_f в уравнении (19) на самом деле представляет собой макроскопическое полное сечение деления, нормированное на один атом материала образца. Следовательно, в случае если отобранный материал содержит делящиеся и неделящиеся компоненты (например, UO_2 , UCO , $UZrH$, $UO_2 + PuO_2$ и так далее) интеграл в уравнении (19) можно просто умножить на атомную плотность отобранного материала, то есть смесь несколько нуклидов, а не только атомная плотность делящегося материала. Если отобранный материал содержит несколько делящихся изотопов, микроскопическое полное сечение деления σ_f рассчитывается как средневзвешенное значение по всем делящимся изотопам с учетом их атомной доли. То же верно и для \vec{v} .

В совокупности изменение зависимости от времени произвольного ядерного материала, подвергнутого воздействию потока нейтронов, выражается следующей системой дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} N_i(\vec{r}, t) = & - \left[\int_0^\infty dE \sigma_a^i(E) \phi(E, \vec{r}, t) + \lambda_i \right] N_i(\vec{r}, t) + \\ & + \sum_{j \neq i} \left[\int_0^\infty dE f_{j \rightarrow i}(E) \sigma_a^j(E) \phi(E, \vec{r}, t) + l_{j \rightarrow i} \lambda_j \right] N_j(\vec{r}, t). \end{aligned} \quad (21)$$

В этих уравнениях используются так называемые уравнения выгорания для ядерные концентрации нуклидов N_i , $\sigma_a^i(E)$ – полное сечение поглощения нейтронов, а λ_i – постоянная распада данного нуклида. Доля поглощения нейтронов в нуклиде j , которая приводит к образованию нуклида i , описывается вероятностью перехода $f_{j \rightarrow i}$ и включает, в частности, радиационный захват (n, γ), вынужденное деление (n, f), прямые реакции (n, xn) и др. Заметим, что для данного j , $\sum_i f_{j \rightarrow i}$ не обязательно нормируется к единице, поскольку число нуклидов обычно не сохраняется в процессе поглощения, в частности, если j является делящимся изотопом и создаются продукты деления. Доля радиоактивного распада нуклида j , приводящая к образованию нуклида i , описывается $l_{j \rightarrow i}$ и включает в себя α -, β - и β^+ -распады, а также снятие возбуждения метастабильных состояний [30, p. 80].

Уравнения, показанные в (1), не различают типы нуклидов, хотя для похожего ядерного топлива можно определить несколько общих категорий: это актиниды ($Z > 90$), продукты деления (обычно: $35 < Z < 65$), а также конструкционные материалы, матричные материалы и несколько продуктов активации с низким атомным номером (Z). На рисунке 9 показан разрез диаграммы нуклидов с теми актинидами, которые наиболее важны для нейтронных расчетов [30, p.82].

Кроме того, в дополнение к доступности обширной базы данных микроскопических сечений для всех соответствующих ядер, следует знать распределение нейтронного потока в системе, чтобы решить вышеуказанный набор уравнений выгорания. Для наиболее общего описания ϕ вводится угловой поток нейтронов $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ для учета анизотропных явлений [30, p.83]

$$\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = v(E)n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \text{ с } v(E) = \sqrt{2E/m_n}. \quad (22)$$

Статистическая взаимосвязь между нуклидным составом и нейтронным потоком характеризуется уравнением переноса Больцмана, описывающее динамику нейтронной популяции для случайной геометрии и состава материалов в более полной математической форме [30, p.85].

| | | | | | | | | | | |
|-----------------------------------|----------------------------------|--|--|----------------------------------|-----------------------------------|---|---------------------|-------------------------|-----------------------------------|-------------------|
| | | | | | | См-243 29.1 л | См-244 18.10 л | См-245 8500 л | | |
| | | | | | | Am-240 50.8 ч | Am-241 432.2 л | Am-242 141 л 16 ч | Am-243 7370 л | Am-244 10.1ч |
| | | | | Pu-237 45.2 сут | Pu-238 87.74 л | Pu-239 2.411 10 ⁴ л | Pu-240 6563 л | Pu-241 14.35 л | Pu-242 3.750 10 ⁵ л | Pu-243 4.956 ч |
| | | | | Np-236 1.54 10 ⁵ л | Np-237 2.140 10 ⁶ л | Np-238 2.117 сут | Np-239 2.355 сут | Np-240 65 мин | | |
| U-232 68.9 л | U-233 1.592 10 ⁵ л | U-234 0.0055 2.455 10 ⁵ л | U-235 0.7200 7.038 10 ⁸ л | U-236 2.342 10 ⁷ л | U-237 6.75 сут | U-238 99.2745 4.468 10 ⁹ л | U-239 23.5 мин | | | |
| Pa-231 3.276 10 ⁴ л | Pa-232 1.31 сут | Pa-233 27.0 сут | Pa-234 6.70 ч | | | | | | | |

Рисунок 9 – Часть диаграммы нуклидов, показывающая актиниды, релевантные для расчетов выгорания на основе уранового топлива. Упрощенные данные и цветовые обозначения, указывающие период полураспада и основные виды распада, взятые из карты нуклидов Карлсруэ [25].

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{v(E)} \frac{d\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)}{dt} = & -\vec{\Omega} \cdot \nabla \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) - \Sigma_t(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) + \\
 & + \chi(E) \int_{E'} dE' \int_{\vec{\Omega}'} d\vec{\Omega}' v \Sigma_f(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t) \phi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t) + \\
 & + \int_{E'} dE' \int_{\vec{\Omega}'} d\vec{\Omega}' \Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, t) \phi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t). \quad (23)
 \end{aligned}$$

Здесь полное взаимодействие, деление и сечения двойного дифференциального рассеяния определяют макроскопические сечения Σ_t , Σ_f и Σ_s соответственно. Во всех случаях, если в материале присутствует более одного нуклида в положении \vec{r} и в момент времени t , индивидуальные вклады суммируются для получения соответствующих общих значений.

$$\Sigma(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = \sum_i N_i(\vec{r}, t) \sigma_i(E, \vec{\Omega}) \quad (24)$$

В уравнении Больцмана скорость накопления нейтронов уменьшается за счет утечки $\vec{\Omega} \cdot \nabla \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$, а также за счет процессов поглощения или рассеяния, которые масштабируются с полным макроскопическим поперечным сечением $\Sigma_t(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$. Положительные вклады происходят за счет процессов деления, которые количественно оцениваются общей скоростью деления и взвешиваются с учетом спектра нейтронов деления $\chi(E)$, а также за счет событий рассеяния нейтронов, ведущих от $(E', \vec{\Omega}')$ к $(E, \vec{\Omega})$.

Связь уравнений (21) и (23) демонстрирует внутреннюю сложность решения уравнений выгорания в их наиболее общей форме, поскольку поток нейтронов сам является функцией изотопного состава и распределения материала в конфигурации. Следовательно, облучение топлива приводит к указанной зависимости ϕ от времени и потребует одновременного решения уравнений выгорания и Больцмана.

Однако, даже если уравнение Больцмана используется для нестационарного состава материалов, его решение невозможно для всех практических целей из-за сложной структуры микроскопических поперечных сечений, которая проиллюстрирована для основных изотопов урана на рисунке 10. Их структура выражается в столь же сложной структуре локального нейтронного потока в системе. Наиболее важно то, что вблизи резонанса поглощения в E_R поток нейтронов ϕ коллапсирует, потому что популяция нейтронов, достигающая E_R в единицу времени, является конечной для определенной мощности источника в системе. В результате этого эффекта локальные скорости реакции, в которых могли превосходить один или несколько ярко выраженных резонансов одного нуклида, могут быть сокращены на порядки, если концентрацией самого нуклида нельзя пренебречь. Поэтому определение произведений типа $\sigma(E) \cdot \phi(E)$ является наиболее сложной задачей.

На самом деле аналитические выражения для распределения нейтронного потока не могут быть найдены даже для равномерно сложных конфигураций ядерных материалов. Поэтому большая часть литературы по теории и физике реакторов посвящена подходящим методам аппроксимации, которые дают полезные результаты для распределений нейтронных потоков и усредненных сечений.

Для слабопоглощающих сред и вдали от границ системы или границ раздела между разнородными материалами результаты, основанные на теории диффузии, подходят для большинства приложений [26-27].

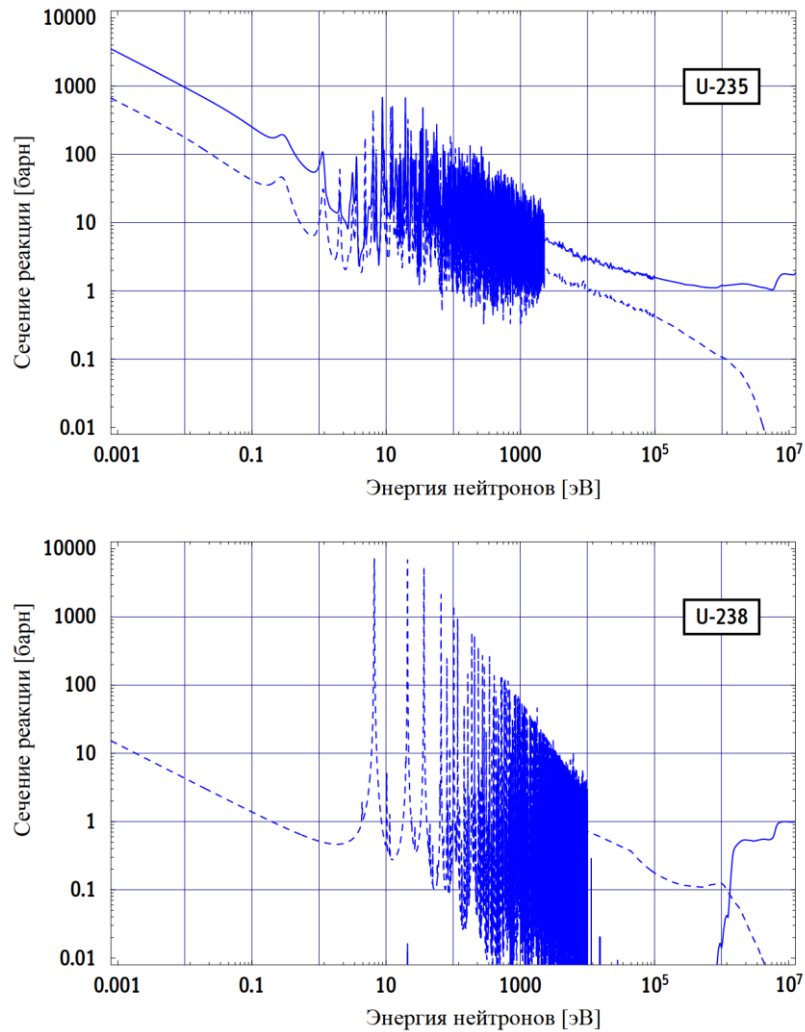


Рисунок 10 – Сечения реакций деления (—) и радиационного захвата (- -) U-235 и U-238

2.2.1 Практическая стратегия решения

Общие уравнения выгорания (21) можно записать в более сжатой, но равнозначной форме, если ввести полный нейтронный поток $\phi_{tot}(\vec{r}, t)$ и усредненные по спектру одnogрупповые сечения $\sigma(\vec{r}, t)$, которые также называются просто эффективными сечениями.

$$\phi_{tot}(\vec{r}, t) = \int_0^\infty dE \phi(E, \vec{r}, t) \text{ и } \sigma(\vec{r}, t) = \frac{\int_0^\infty dE \sigma(E) \phi(E, \vec{r}, t)}{\int_0^\infty dE \phi(E, \vec{r}, t)} \quad (25)$$

Эффективные сечения, которые больше не отражают внутренние физические характеристики ядер, формально приобретают пространственную и временную зависимости. Точно так же вероятности переходов $f_{j \rightarrow i}$ теперь являются функциями пространства и времени, потому что их значения меняются, так как относительная важность различных процессов, индуцированных

нейтронами, изменяется при изменении состава нуклидов и спектра нейтронов во время облучения топлива. Заметим, что $f_{j \rightarrow i}$ из (21) и (26) не равнозначны [30].

Объединение (21) и (25) дает следующее выражение:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} N_i(\vec{r}, t) = & -[\sigma_a^i(\vec{r}, t)\phi_{tot}(\vec{r}, t) + \lambda_i] N_i(\vec{r}, t) + \\ & + \sum_{j \neq i} [f_{j \rightarrow i}(\vec{r}, t) \sigma_a^j(\vec{r}, t)\phi_{tot}(\vec{r}, t) + l_{j \rightarrow i}\lambda_j] N_j(\vec{r}, t) \end{aligned} \quad (26)$$

Пространственная зависимость уравнений выгорания может быть упразднена из уравнений выгорания путем пространственной дискретизации уравнений, то есть путем определения достаточно малых зон или ячеек, в которых игнорируются вариации всех соответствующих физических свойств [30]. Для каждой ячейки:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} N_i(\vec{r}, t) = & -[\sigma_a^i(\vec{r}, t)\phi_{tot}(\vec{r}, t) + \lambda_i] N_i(t) + \\ & + \sum_{j \neq i} [f_{j \rightarrow i}(t) \sigma_a^j(t)\phi_{tot}(t) + l_{j \rightarrow i}\lambda_j] N_j(t). \end{aligned} \quad (27)$$

Расчеты, основанные на дискретных зонах выгорания, определенных в (27), называются расчетами выгорания ячеек или точечного истощения. В простейшем случае для описания всей проблемы может быть достаточно одной ячейки, наиболее распространенной из которых является топливный стержень бесконечной длины в бесконечной решетке - модель, которую можно использовать для аппроксимации среднего выгорания и состава топлива легководного реактора [28]. В этом случае адекватная пространственная дискретизация уравнений выгорания может быть важной частью проблемы [30].

Как упоминалось ранее, нахождение усредненных по спектру одногрупповых сечений $\sigma(t)$, которые показаны в (7), все еще является очень сложной задачей из-за эффектов спектрального и пространственного резонансного самоэкранирования, которое может происходить в одной зоне выгорания или ряде зон. Эти сечения определены методом Монте-Карло с помощью MCNP. Для решения уравнений выгорания средний поток нейтронов и одногрупповые сечения обычно предполагаются постоянными в течение заранее определенного интервала времени. Это окончательное приближение сводит (7) к набору дифференциальных уравнений первого порядка с постоянными коэффициентами, которые можно собрать в матрицу перехода A :

$$a_{ij} = \begin{cases} -\sigma_a^i \phi_{tot} - \lambda_i & \text{для } i = j \\ f_{j \rightarrow i} \sigma_a^i \phi_{tot} + l_{j \rightarrow i} \lambda_j & \text{для } i \neq j \end{cases} \quad (28)$$

Для каждой ячейки и шага выгорания:

$$\frac{d}{dt} \vec{N}(t) = A|_{t=t_i} \cdot \vec{N}(t) \quad (29)$$

В MCNP подпрограмма выгорания CINDER 90 используется для моделирования производства изотопов продуктов деления и актинидов в топливе. Эта подпрограмма способна отслеживать до 3400 изотопов. Нейтронные взаимодействия этих изотопов отслеживаются с помощью сечений, основанных на энергетическом спектре из 63 групп, рассчитанном для реакторной системы. CINDER 90 также может отслеживать распад изотопов. Использование CINDER 90 требует от пользователя указать карту записи в модели и заполнить связанные ключевые слова: TIME, POWER, PFRAC, MAT, MATVOL, BORT и OMIT [34 p. 49].

Чтобы использовать карту записи, пользователь должен указать несколько рабочих параметров реакторной системы. Пользователь должен указать длину каждого временного шага, который будет моделироваться в днях, используя ключевое слово TIME. Затем пользователь должен использовать ключевое слово POWER, чтобы указать полную рабочую мощность системы в мегаваттах (МВт). Для каждого временного шага пользователь должен указать долю полной мощности, на которой работает реактор, с помощью ключевого слова PFRAC. Пользователь должен указать горючие материалы для сжигания с помощью карты MAT. В этом случае каждый топливный элемент в модели имеет свой собственный топливный материал, который, как предполагается, находится внутри каждой пластины данного элемента. Если конфигурация активной зоны имеет, например, 15 тепловыделяющих элементов, то топливный материал для каждого элемента, моделируемого в активной зоне, должен быть включен в карту сжигания. Затем, используя ключевое слово MATVOL, необходимо указать объем каждого материала, чтобы MCNP мог рассчитать количество присутствующего материала. Параметры записи должны быть указаны с ключевым словом BORT. Эти параметры включают множитель Q-значения, установленный на единицу, выходной формат для концентраций изотопов и возможность вывода концентрации изотопов после каждого временного шага или в самом конце. В опции выгорания включена возможность определять, какие продукты деления отслеживаются [34, p. 55].

Пользователь может выбрать один из трех уровней продуктов деления для отслеживания. Уровень 1 позволяет отслеживать 12 продуктов деления. Уровень 2 позволяет отслеживать 87 продуктов деления, включая все продукты деления уровня 1 и другие важные продукты деления. Третий ярус отслеживает 220 изотопов, включая все изотопы уровней 1 и 2. Для отслеживания большего количества продуктов деления требуется больше вычислительного времени, поэтому для достижения баланса между временем выполнения и точностью концентрации изотопов для этой задачи был выбран уровень 2 [34, p. 59].

У этого метода расчета выгорания топлива есть свои недостатки. Существуют сотни продуктов деления, и многие из них сами подвергаются взаимодействиям и радиоактивному распаду. В то время как CINDER 90 может отслеживать 3400 изотопов, моделирование может предсказывать образование изотопов, для которых не существует данных сечения. В таких случаях MCNP

потребуется физических моделей для влияния изотопов [34]. При отсутствии как данных поперечного сечения, так и моделей, изотопы должны быть исключены, чтобы MCNP выполнил выгорание. Вдобавок, даже если для этого моделирования была выбрана третья, наиболее полная группа продуктов деления, все еще есть несколько продуктов деления помимо этих. Изотопный состав приближается к примерно 100 изотопам. На самом деле в топливе могут быть тысячи изотопов. Если MCNP предсказывает, что моделирование может моделировать изотоп, для которого MCNP не имеет поперечных сечений, моделирование завершится неудачно. Это требует использования ключевого слова OMIT, которое указывает MCNP игнорировать указанные изотопы. Чтобы использовать ключевое слово OMIT, пользователь должен указать, сколько изотопов следует исключить, что это за изотопы и из какого материала должно происходить пропуск [34, p. 65].

Рассчитанные изотопные концентрации MCNP усредняются по всему объему однозначно идентифицированного материала. В случаях, когда все топливные материалы в топливном элементе идентифицируются одним и тем же номером материала, изотопный состав равномерно распределяется по областям, занятым топливным материалом. В действительности изотопный состав внутри топливного элемента изменяется в пространстве.

Другое приближение заключается в том, что MCNP не использует непрерывный энергетический спектр нейтронов для расчета скоростей взаимодействия и концентраций; Расчет выгорания основан на 63 энергетических группах. Информация о взаимодействиях конкретных энергий по своей природе теряется, и некоторые группы могут иметь немного завышенные или заниженные значения потока и концентрации [34, p. 73].

2.3 Точность метода Монте-Карло

Отслеживая и моделируя большое количество отдельных частиц и событий, метод Монте-Карло позволяет определить произвольные физические величины. Значения, полученные в этих симуляциях, являются статистическими величинами, и их точность зависит, в частности, от качества статистики, которое, в свою очередь, сильно определяется общим количеством смоделированных частиц [30, p. 77].

В более общем плане метода Монте-Карло между понятиями, как точность и прецизионность результатов есть существенные различия. Далее будет учитываться только прецизионность, связанная с остаточной статистической ошибкой. К тому же, все еще может существовать расхождение между результатом, полученным при моделировании, и прямым наблюдением или измерением, то есть физическим миром. Эта систематическая ошибка или систематическое смещение могут быть связаны с ошибками в библиотеках сечений, составах материалов, физическом описании геометрии (модели) и так далее [30 p. 79].

Пусть $f(x)$ функция плотности вероятности случайной величины x , имеющей достаточно сильную центральную тенденцию. В этом случае полезно

характеризовать эту переменную (наблюдаемую) с помощью множества характеристических чисел, моментов распределения, некоторые из которых представлены ниже. Истинное среднее или ожидаемое значение случайной величины x с функцией плотности вероятности $f(x)$ определяется выражением:

$$E(x) = \int x f(x) dx. \quad (30)$$

В общем, функция плотности вероятности $f(x)$ априори неизвестна. Тем не менее, оценочное среднее значение $\langle x \rangle$ может быть вычислено из конечного набора данных (x_1, \dots, x_N) , полученных при моделировании Монте-Карло. Как указано ниже, в силу строгого закона больших чисел выборочное среднее $\langle x \rangle$ стремится к $E(x)$, когда N приближается к бесконечности [30, p. 105]:

$$\langle x \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad \text{и} \quad \langle x \rangle \approx E(x) \quad \text{для больших } N. \quad (31)$$

Второй момент случайной величины x известен как дисперсия, которая характеризует ширину разброса x вокруг ожидаемого значения $E(x)$. Интеграл в (19), определяющий дисперсию, можно переписать, чтобы получить выражение, которое часто более удобно в практических ситуациях [30, p. 107]:

$$Var(x) = \sigma^2 = \int (x - E(x))^2 f(x) dx = E(x^2) - (E(x))^2. \quad (32)$$

Как указано, квадратный корень из дисперсии определяется как стандартное отклонение σ , что дополнительно обсуждается ниже. Опять же, дисперсия σ^2 обычно будет неизвестным свойством выбранной переменной, и, по аналогии со средним выборочным, определяется оценочное значение S^2 дисперсии $Var(x)$:

$$S^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \langle x \rangle)^2 = \frac{N}{N-1} (\langle x_i^2 \rangle - \langle x^2 \rangle) \approx \langle x_i^2 \rangle - \langle x^2 \rangle. \quad (33)$$

Обратите внимание, что S^2 практически не зависит от общего числа N отслеживаемых частиц. По аналогии с уравнением (19), $\langle x^2 \rangle$ определяется как $\langle x^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i^2$

В задачах случайного блуждания, выполняемых с помощью метода Монте-Карло, пользователя обычно интересует не дисперсия отдельных событий вокруг среднего значения, а скорее неопределенность $S_{\langle x \rangle}$ выборочного среднего, которая связана с S , как определено в следующем выражении [44]:

$$S_{\langle x \rangle} = \frac{S}{\sqrt{N}} \quad \text{или} \quad S_{\langle x \rangle} \sim \frac{S}{\sqrt{T_{sim}}}. \quad (34)$$

Тот факт, что точность результата увеличивается только с увеличением \sqrt{N} , является недостатком метода Монте-Карло. В частности, делая правдоподобное предположение о том, что общее количество смоделированных частиц прямо пропорционально продолжительности T_{sim} данного моделирования, требуется, например, четырехкратное увеличение компьютерного времени для уменьшения неопределенности результата Монте-Карло на величину фактор два. Это обстоятельство подчеркивает важность использования методов уменьшения дисперсии в качестве основного метода для улучшения статистики моделирования Монте-Карло [30, p. 109].

В конечном итоге центральная предельная теорема может быть использована для определения доверительных интервалов для результатов Монте-Карло. В теореме утверждается, что для больших N распределение выборочного среднего $\langle x \rangle$ случайной величины x с функцией плотности вероятности $f(x)$ характеризуется нормальным или гауссовым распределением. Кроме того, должны существовать моменты распределения. В этих случаях доверительные интервалы для истинного среднего $E(x)$ можно указать [45].

$$\begin{aligned} 68\% \text{ доверительный интервал:} & \quad \langle x \rangle - S_{\langle x \rangle} < E(x) < \langle x \rangle + S_{\langle x \rangle} \\ 95\% \text{ доверительный интервал:} & \quad \langle x \rangle - 2 S_{\langle x \rangle} < E(x) < \langle x \rangle + 2 S_{\langle x \rangle} \end{aligned} \quad (35)$$

По умолчанию, помимо выборочного среднего $\langle x \rangle$, MCNP печатает относительную ошибку R , которая определяется как отношение оцененного стандартного отклонения $S_{\langle x \rangle}$ и оценочного среднего для всех результатов, запрошенных пользователем

$$R = \frac{S_{\langle x \rangle}}{\langle x \rangle}. \quad (36)$$

MCNP также выполняет серию статистических проверок итоговых данных, которые суммируются в выходном файле и которые должны быть просмотрены пользователем, чтобы убедиться, что моделирование является статистически стабильным.

2.4 Экспериментальная методика определения плотности потока нейтронов

Проблема измерения плотности потока нейтронов появляется при решении многих прикладных проблем, например, при оценке радиационных дефектов в конструкционных материалах и полупроводниковых элементах. Знание абсолютного значения плотности потока тепловых нейтронов в экспериментальных каналах ВВР-К необходимо при проведении ряда работ при облучении кремния, радиографии, изготовлении медицинских препаратов и так далее.

Спектр тепловых нейтронов в ядерном реакторе в первом приближении описывается максвелловским распределением, характеризуемым полной

плотностью потока нейтронов и эффективной температурой. Согласно закону Максвелла, дифференциальная плотность потока тепловых нейтронов (спектр) в бесконечной непоглощающей среде описывается следующим выражением:

$$\varphi_M = \frac{\varphi_T}{kT} \cdot \frac{E}{kT} \cdot \exp\left(-\frac{E}{kT}\right), \quad (37)$$

где $\varphi_T = \int_0^{-\infty} \varphi_M(E)dE$ – полная плотность потока нейтронов, k – постоянная Больцмана, T – температура нейтронного газа, E – энергия нейтронов.

Выражение (25) позволяет определить среднюю энергию тепловых нейтронов

$$\bar{E} = \frac{3}{2} \cdot kT. \quad (38)$$

Представление спектра в виде (25) верно для замедляющих сред, в которых отсутствует поглощение (утечка) нейтронов. В важном частном случае слабого поглощения, то есть при условии, что

$$\Sigma_a(kT_0) \ll \xi \Sigma_s, \quad (39)$$

где $\Sigma_a(kT_0), \Sigma_s$ – микроскопические сечения поглощения и рассеяния соответственно, ξ – средняя логарифмическая потеря энергии, спектр нейтронов удобно представить в виде двух компонент:

$$\varphi(E) = \varphi_T(E) + \varphi_H(E). \quad (40)$$

Одна из этих компонент относится к области тепловых энергий и описывается максвелловским распределением, другая, при энергиях, значительно превышающих kT_0 ($T_0=293,6$ К; $kT_0=0,0253$ эВ), пропорциональна $1/E$. Спектр нейтронов в этом случае можно представить следующим образом:

$$\varphi(E) = \frac{E}{(kT)^2} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) + \frac{\Delta(E/kT)}{E}. \quad (41)$$

Приближенное представление спектра в виде выражения (41) справедливо либо для многих систем. Однако в реальных реакторных системах вследствие преимущественного поглощения нейтронов с меньшей энергией и эффекта, связанного с утечкой нейтронов из-за конечных размеров системы, спектр нейтронов весьма приближенно соответствует максвелловскому распределению, а “эффективная температура” этого распределения может заметно отличаться от температуры среды.

Помимо этих эффектов, процесс установления энергетического равновесия тепловых нейтронов со средой зависит от кристаллической структуры замедлителя и геометрии решетки.

Учесть все эти факторы при расчете спектра нейтронов в реакторе довольно сложно. Вместе с тем знание спектра нейтронов необходимо для точного расчета, например, количества топлива в проектируемом реакторе – чем точнее известен спектр нейтронов, тем правильнее можно рассчитать оптимальную форму и размеры активной зоны и тем эффективнее возможно использование горючего. Поэтому при проектировании и эксплуатации реакторов большое значение придается экспериментальным методам проверки расчетных параметров нейтронного поля, но для выбора правильной экспериментальной методики необходимо спрогнозировать ожидаемые значения расчетным методом.

Для измерения параметров нейтронных полей в реакторных системах наиболее универсальными являются активационные методы, которые реализуются с помощью активационных детекторов. Они открывают возможность осуществления экспериментов по измерению параметров нейтронного поля практически в любой точке реакторов и критических сборок с достаточно высокой точностью. Эти методы используют связь между наведенной активностью детекторов и плотностью потока (или флюенсом) нейтронов.

Для определения плотности потока тепловых нейтронов обычно используется метод кадмиевой разности, который является одним из наиболее точных методов. В этом методе для определения плотности потока тепловых нейтронов разделяют число актов взаимодействия тепловых нейтронов с ядрами образца с известным числом ядер и число актов взаимодействия, обусловленного надтепловыми нейтронами. Для этого проводят облучение образца, помещенного в экран из кадмия толщиной 0,5 - 1,5 мм, и образца без кадмиевого экрана. Сечение поглощения кадмия велико при малых энергиях, а при энергии 0,5 эВ начинает резко падать. Поэтому можно считать, что кадмий поглощает все тепловые нейтроны и пропускает надтепловые, следовательно в присутствии кадмия активация образца происходит только за счет надтепловых нейтронов. Неточность этого предположения учитывается поправкой F_{cd} .

При измерении плотности потока тепловых нейтронов образцом, сечение активации которого в зависимости от энергии изменяется по закону $1/v$ (например, золото), используют значение сечения активации при скорости нейтронов $v_0=2200$ м/с. В этом случае получают так называемую эффективную плотность потока тепловых нейтронов:

$$\varphi_T^{\text{эфф}} = \frac{(A - A_{cd} F_{cd}) e^{\lambda t_2}}{n_0 \sigma_0 q(T) (1 - e^{-\lambda t_1})}, \quad (42)$$

где A – активность образца, облученного без кадмиевого экрана; A_{cd} - активность образца, облученного в кадмиевом экране, F_{cd} – коэффициент, учитывающий поглощение и рассеяние надтепловых нейтронов в кадмиевом экране; σ_0 – микроскопическое сечение реакции (активации), соответствующее скорости нейтронов $v_0 = 2200$ м/с, см; n_0 – количество ядер вещества активационного

детектора; λ – постоянная распада радиоактивных атомов, c^{-1} ; $q(T)$ – коэффициент, характеризующий отклонение сечения активации от закона в тепловой области; t_1 – время облучения образца в реакторе, с; t_2 – время выдержки образца после облучения, с.

Скорость реакции (активации) детектора R связана с величиной счета во время измерения образом:

$$R = \frac{\lambda \bar{N} e^{\lambda t_3}}{n_0(1-e^{-\lambda t_1})(1-e^{-\lambda t_3})\varepsilon\eta W Q_m}, \quad (43)$$

где \bar{N} – среднее значение счета, импульсы; t_3 – время измерения образца, с, ε – эффективность регистрации детектора, импульсы/ γ -квант; η – число выходов γ -квантов на распад, W – мощность реактора в период облучения, кВт, Q_m – коэффициент экранирования детектора.

Если при расчетах плотности потока тепловых нейтронов использовать величину кадмиевого отношения r_{cd} , то есть отношение активности A образца, облученного без кадмиевого экрана (в алюминиевом контейнере), к активности A_{cd} образца, полученной при облучении в кадмиевом экране (величина R пропорциональна A)

$$r_{cd} = \frac{A}{A_{cd}} = \frac{A_T + A_H}{\frac{A}{F_{cd}}} \quad \text{или} \quad r_{cd} = \frac{R}{R_{cd}}, \quad (44)$$

то выражение (30) может быть представлено в виде:

$$\varphi_T^{\text{эфф}} = \frac{R}{\sigma_0 q(T)} \cdot \left(1 - \frac{F_{cd}}{r_{cd}}\right), \quad (45)$$

где R – скорость реакции активации в образце без кадмиевого экрана.

Экспериментальные исследования плотности потока нейтронов в реакторе ВВР-К проведены активационным методом. Для этого применялись аттестованные активационные детекторы из золота (Au^{197}) и индия (In^{115}), на которых протекают ядерные реакции $^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au$ и $^{115}In(n,n')^{115m}In$, соответственно. Энергетическая зависимость плотности потока нейтронов получена с применением экранов из кадмия и пороговых детекторов. Толщина кадмиевого экрана составляла 0,5 мм. Измерение радиоактивности активационных детекторов проводилось с помощью коаксиального широкодиапазонного (от 3 кэВ до 3 МэВ) германиевого полупроводникового детектора Canberra GX 2518, обладающего высоким разрешением (см. рис. 11).

Плотность потока нейтронов вычислялась по следующей формуле:

$$\Phi = \frac{S}{\varepsilon \cdot \varphi \cdot t_{\text{изм}}} \cdot \frac{1}{\eta} \cdot \frac{10^{24}}{\sigma} \cdot \frac{t_{\text{изм}} \cdot \lambda}{(1-e^{-\lambda \cdot t_{\text{обл}}}) \cdot (1-e^{-\lambda \cdot t_{\text{изм}}}) \cdot e^{-\lambda \cdot t_{\text{охл}}}} \cdot \frac{W_{\text{ном}}}{W_{\text{обл}}}. \quad (46)$$

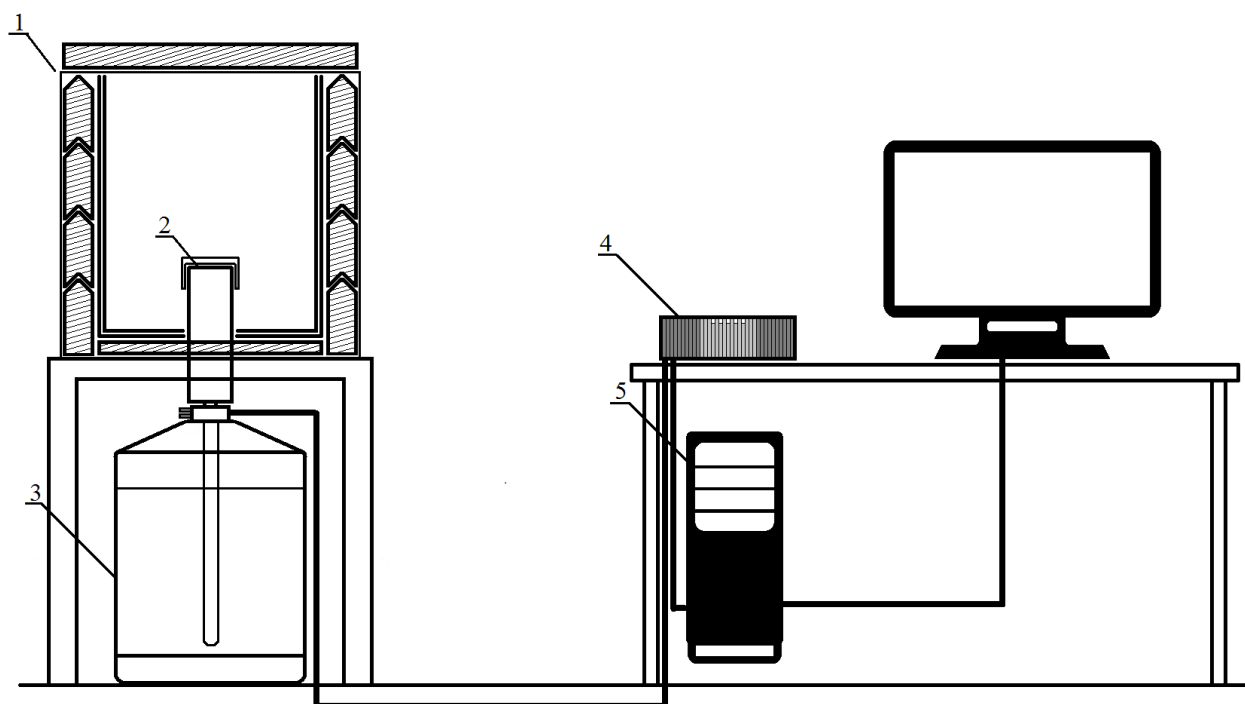


Рисунок 11 – Схема измерения активности детекторов на гамма-спектрометре.
 1. свинцовая защита. 2. германиевый полупроводниковый детектор. 3. сосуд Дьюара с жидким азотом. 4. многоканальный анализатор. 5. компьютер.

Перед началом работ, гамма-спектрометр должен быть откалиброван. Для этого использовался набор ОСГИ, состоящий из четырех элементов (см. таблицу 9).

Таблица 9 – Набор ОСГИ для калибровки гамма-спектрометра

| # | Название | Активность, кБк | Период полураспада, лет | E_{γ} , кэВ (вероятность гамма перехода, %) |
|---|--------------|-----------------|-------------------------|---|
| 1 | Цезий-137 | 115 | 30,018 лет | 661,7 (85,1%) |
| 2 | Кобальт-60 | 124 | 5,271 лет | 1173,2 (99,9%) 1332,5 (100%) |
| 3 | Барий-133 | 120 | 10,54 лет | 81,0 (32,9%) 276,4 (7,2%) 302,9 (18,3%) 356,0 (62,0%) 383,85 (8,9%) |
| 4 | Америций-241 | 115 | 432,6 лет | 26,3 (2,4%) 59,5 (35,8%) |

2.5 Методика градуировки рабочих органов системы управления и защиты

Рабочие органы системы управления и защиты (РО СУЗ) реактора относятся к системам важным для безопасной эксплуатации ядерного реактора. С помощью поглощающих нейтроны стержней происходит управление цепной реакцией деления урана. Для безопасной эксплуатации ядерного реактора необходимо не только наличие самих стержней, но и знание их физических характеристик (эффективность стержня). На основе этих характеристик определяются рабочий запас активной зоны, подкритичность активной зоны, скорость ввода положительной/отрицательной реактивности и эффективность шага перемещения стержня. Определение эффективности стержней проводится их градуировкой.

Согласно нормативно-техническим документам, эффективность реактивности стержней необходимо определять количественно в случаях первой критичности реактора или первой критичности после существенных изменений в активной зоне реактора (материалы и/или геометрия).

Характеристика реактивности любого поглощающего стержня также может быть определена из теоретических соображений. Но определение реактивности стержня расчетным путем - довольно сложная задача, которую можно решить с разумными усилиями только с помощью различных приближений. В любом случае рассчитанные значения реактивности необходимо подтвердить экспериментально.

Для иллюстрации рассмотрим устройство, показанное на рис. 12. Поглотитель нейтронов движется вертикально параллельно оси z цилиндрической активной зоны теплового реактора. Учитывая, что исходная точка находится в средней плоскости активной зоны реактора, осевая составляющая плотности потока нейтронов может быть записана как:

$$\Phi_z = \Phi_{z,max} \cdot \sin\left(\frac{\pi \cdot z}{H}\right). \quad (47)$$

Параметр H представляет высоту активной зоны. При перемещении поглотителя нейтронов в активную зону количество свободных нейтронов уменьшается, то есть снижается реактивность. Уменьшение реактивности, вызванное расположением дифференциального среза стержня dz в положении z , чем больше,

- тем больше макроскопическое сечение поглощения Σ_a ,
- тем больше плотность потока нейтронов Φ_z в позиции z
- тем длиннее срез dz .

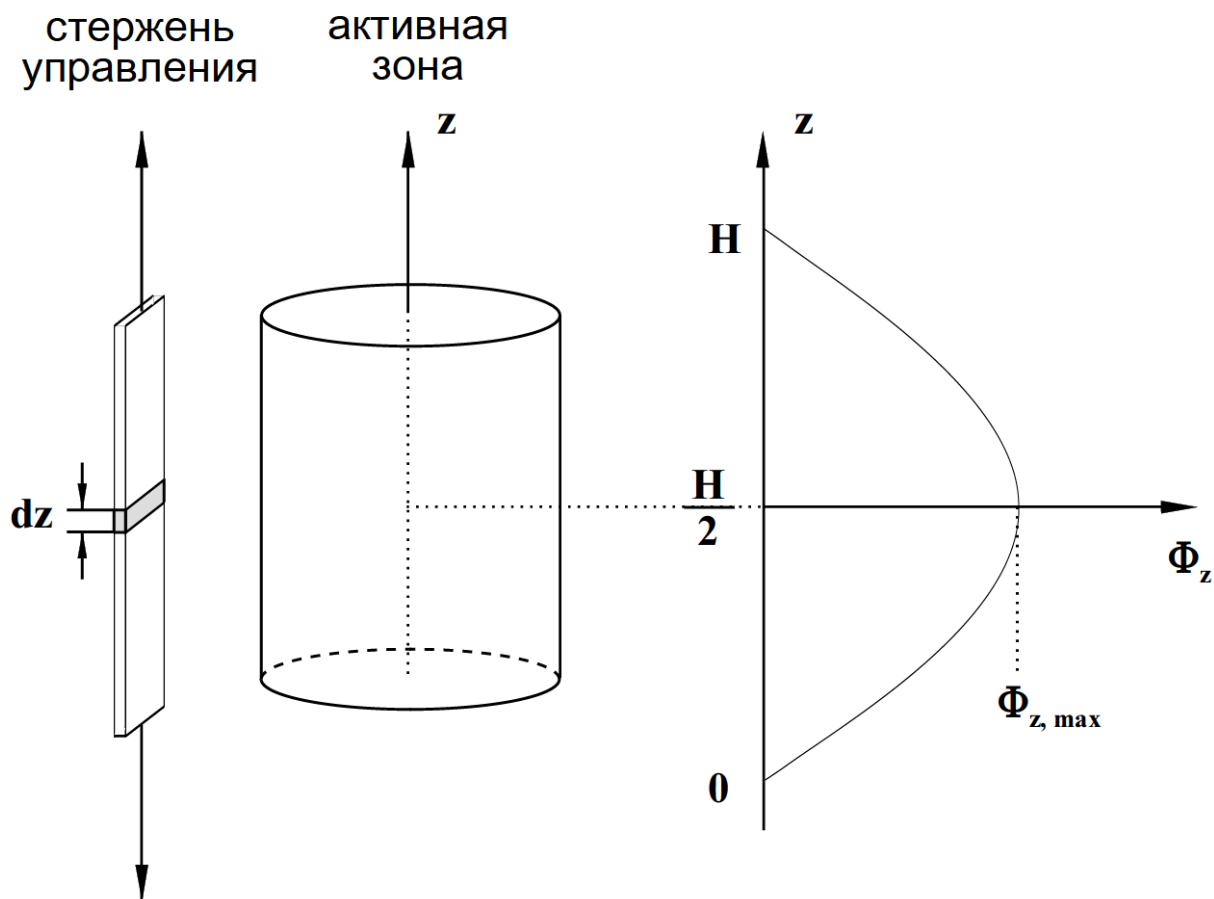


Рисунок 12 – Цилиндрическая активная зона реактора со стержнем управления и осевым распределением плотности потока нейтронов Φ_z

Кроме того, необходимо учитывать влияние потери свободных нейтронов по поверхности реактора (утечка). Те нейтроны, которые возникают в центре активной зоны реактора, имеют максимальную вероятность остаться в активной зоне и вызвать реакции деления. С другой стороны, вероятность утечки нейтронов имеет максимум в области низкой плотности нейтронов вблизи поверхности активной зоны. Следовательно, различные нейтроны вносят неодинаковый вклад в нейтронный баланс и, следовательно, оказывают неодинаковое влияние на реактивность. Таким образом, эта функция влияния, также называемая функцией сопряженного потока, изменяется в пространстве примерно так же, как плотность потока нейтронов, т.е. обе функции пропорциональны друг другу, а величина потерь реактивности определяется двумя эффектами

- поглощение ($\sim \Sigma_a \cdot \Phi_z \cdot dz$)
- пространственно-зависимый сопряженный поток ($\sim \Phi_z$)

Согласно теории вероятностей полная вероятность – это произведение конкретных вкладов. Следовательно, общий эффект можно записать как:

$$d\rho \sim \Sigma_a \cdot \Phi_z^2 \cdot dz. \quad (48)$$

Вводя константу пропорциональности C , уравнение для дифференциальной характеристики стержня управления приводит к

$$\frac{d\rho}{dz} = C \cdot \Sigma_a \cdot \Phi_z^2. \quad (49)$$

Стержень управления, перемещаемый в активную зону реактора на конечную длину $\Delta z = z_2 - z_1$, изменяет реактивность на

$$\Delta\rho = \int_{z_1}^{z_2} d\rho = \int_{z_1}^{z_2} \Phi_z^2 C \cdot \Sigma_a dz. \quad (50)$$

Интегрирование по всей длине стержня до положения z дает интегральную характеристику управляющего стержня $\rho(z)$:

$$\rho(z) = \int_0^z \Phi_z^2 C \cdot \Sigma_a dz. \quad (51)$$

Применение распределения потока нейтронов, показанного на рис. 11, к уравнению (51) дает:

$$\rho(z) = C \cdot \Sigma_a \cdot \Phi_{z,max}^2 \cdot \frac{H}{\pi} \cdot \left[\frac{\pi \cdot z}{2 \cdot H} - \frac{1}{4} \sin\left(\frac{2\pi z}{H}\right) \right], \quad (52)$$

а интегрирование до полной длины $0 \dots H$ дает интегральное значение реактивности всего стержня:

$$\rho(z) = C \cdot \Sigma_a \cdot \Phi_{z,max}^2 \cdot \frac{H}{2}. \quad (53)$$

После нормирования реактивности на максимальное значение ρ интегральная характеристика регулирующего стержня приобретает вид, показанный на рисунке 13.

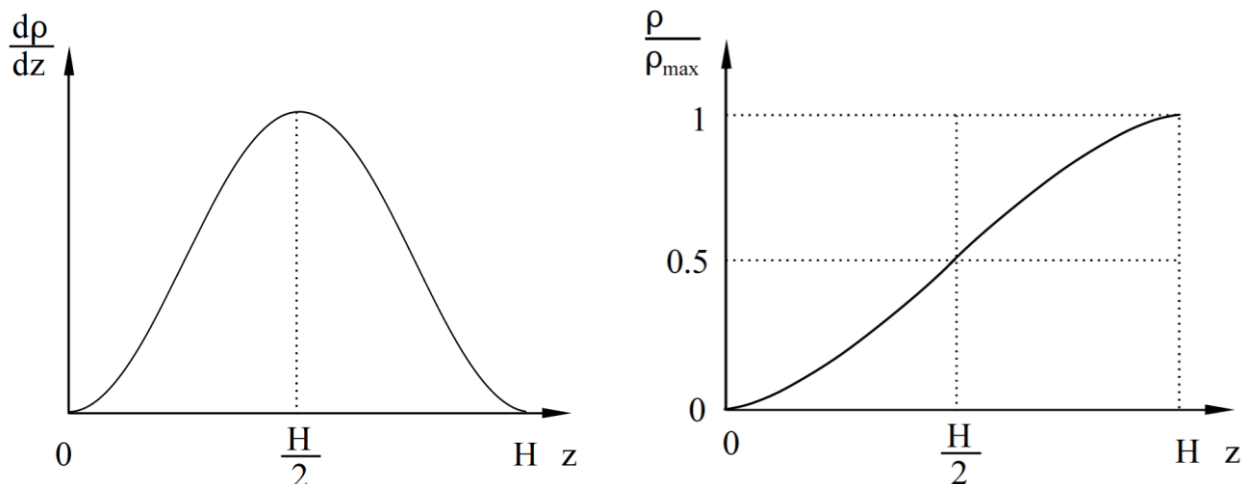


Рисунок 13 – Характеристики стержня управления, дифференциальные (слева) и интегральные (справа, нормированные)

Стержни управления выполнены из материалов с большим макроскопическим поперечным сечением поглощения Σ_a нейтронов. Для практического применения в ядерных реакторах необходимо учитывать также механические и химические свойства этих материалов. Кроме того, чувствительность по отношению к радиационному воздействию и экономические аспекты решают вопрос о применимости того или иного материала. Наиболее распространенными материалами для стержней управления тепловых реакторов являются бор и кадмий. Градуировка управляющего стержня заключается в экспериментальном определении функции $\rho(z)$, в последующем, в вычислении функции $\rho(z)$.

Реактивность всегда определяется по временной зависимости мощности реактора, которая вытекает из скоростей выхода быстрых и запаздывающих нейтронов. Зависимость мощности реактора от времени после внезапного (положительного) изменения реактивности показана на рисунке 14

Скорость образования быстрых нейтронов немедленно влияет на изменение реактивности (быстрый скачок). Напротив, скорость образования запаздывающих нейтронов изначально остается постоянной. Поскольку только благодаря быстрым нейтронам реактор является докритическим, система остается в квазистационарном состоянии до тех пор, пока скорость производства запаздывающих нейтронов не начнет увеличиваться. Это примерно через 100 мс после изменения реактивности.

Затем скорость выхода запаздывающих нейтронов заметно начинает увеличиваться, и примерно через 100 с устанавливается равновесное состояние производства быстрых и запаздывающих нейтронов. Изменение мощности реактора затем определяется так называемым стабильным периодом реактора T_s . Отрицательные скачки реактивности дают аналогичные ответы системы, но уменьшают мощность.

Градуировка стержней управления может быть выполнена несколькими методами, каждый из которых использует различные специфические эффекты:

А) Метод сброса стержня. До и после сброса управляющего стержня необходимо регистрировать временное поведение мощности реактора. Результирующее изменение реактивности из-за падения стержня можно определить по величине так называемого быстрого скачка, который указывает на уменьшение мощности.

Б) Периодическая модуляция мощность. Периодические изменения положения стержней управления вызывают периодические изменения мощности. Соответствующее изменение реактивности можно определить по амплитудам этих силовых колебаний.

В) Метод обратной кинематики. Этот метод основан на математическом моделировании зависящих от времени процессов в реакторе. В модели реактивность непрерывно регулируется таким образом, что фактическая мощность реактора соответствует расчетной мощности реактора в каждый отдельный момент. Этот метод используется так называемыми измерителями реактивности, которые постоянно отображают реактивность (рисунок 14).

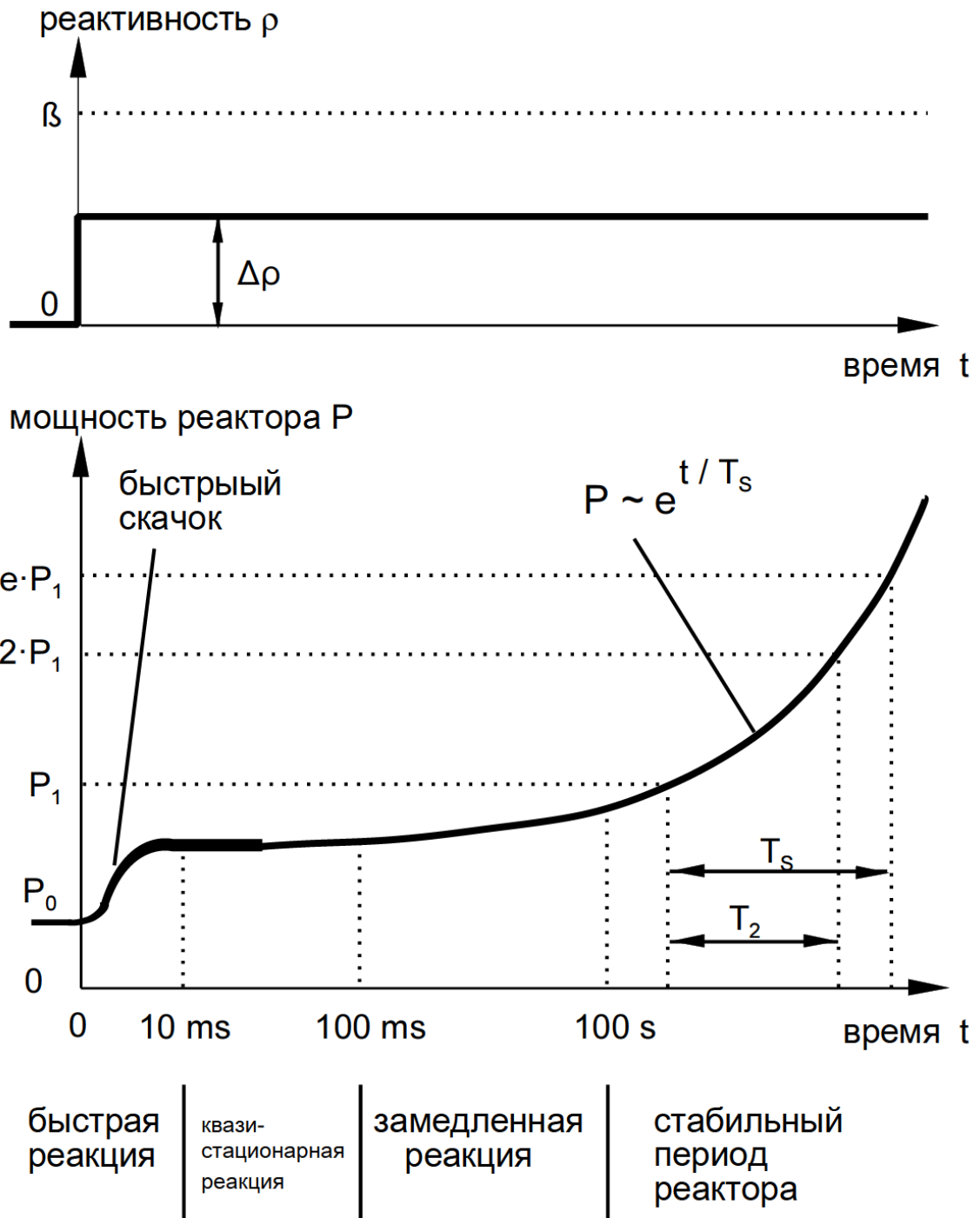


Рисунок 14 – Временное поведение мощности реактора после положительного скачка реактивности ($0 < \rho \ll \beta$ в момент времени $t = 0$) [46]

В нашем случае, градуировку РО СУЗ реактора ВВР-К проводили двумя методами: методом «сброса стержня» и методом «компенсации». Градуировка РО СУЗ производилась на холодном разотравленном реакторе, при постоянной температуре теплоносителя 1-контура с одним работающим ГЦН и одним работающим ЦН, при поднятых стержнях АЗ, на минимально контролируемом

уровне мощности – 6 кВт (0,1 % от $N_{\text{ном.}}$), позволяющим работать в режиме автоматического регулирования.

Для применения метода «компенсации» при градуировке РО СУЗ необходимо определить эффективность рабочего участка стержня АР. Эффективность рабочего участка АР определялась методом «сброса» стержня. Суть метода «сброса» заключается в измерении физической эффективности участка стержня при его быстром введении (сбросе) в активную зону. Вносимая при сбросе реактивность измеряется аппаратурой контроля реактивности (АКР). Все операции выполняются при одинаковой мощности реактора. Выбирается линейный участок стержня АР (H_1 и H_2). Выводится реактор на мощность 6 кВт (0,1% от $N_{\text{ном.}}$). Стержни компенсирующих органов СУЗ устанавливаются в положение равного погружения и переводится реактор в режим автоматического регулирования. По истечении времени стационарной работы (10-15 мин) управление реактором переводится в режим ручного регулирования, стержень АР устанавливается в положение H_1 . Далее производится сброс стержня АР. Затем, стержень АР устанавливается в положение H_2 . Производится сброс стержня АР. По разнице показаний АКР определяется физическая эффективность участка АР.

Следующим этапом работ по градуировке РО СУЗ является проведение градуировку компенсирующих стержней (КО). Их градуировку производится методом «компенсации».

Метод основан на компенсации стержнем КО реактивности, вносимой предварительно выбранным участком стержня АР в режиме авторегулирования. Все операции проводить на уровне мощности до 0,1 %.

Порядок работ следующие: стержни КО №1 и КО №2 (условно, выбор стержней определяется произвольно) устанавливаются в положение 0 мм и 700 мм, соответственно. Стержень КО №1 погружается на величину $H_{2,1}$ из расчета, чтобы РО АР отработал вверх до величины $H_{\text{АР}2}$ калиброванного участка.

Извлекается стержень КО №2 на величину $H_{1,1}$ из расчета, чтобы РО АР возвратился в исходное (перед началом снятия кривых) положение $H_{\text{АР}1}$. Далее повторяются вышеописанные процедуры полного погружения или извлечения стержня.

2.6 Модель активной зоны реактора ВВР-К

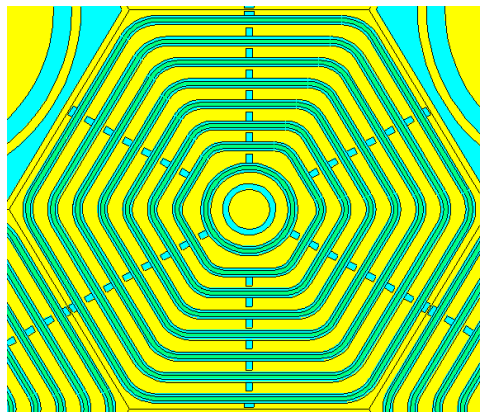
В транспортном коде MCNP была создана модель активной зоны реактора ВВР-К, которая максимально точно описывает все элементы активной зоны. В расчетах рассматривалась компактная конфигурация активной зоны реактора ВВР-К с низкообогащенным топливом и бериллиевым отражателем.

Активная зона исследовательского реактора ВВР-К состоит из топлива с НОУ (19,7% ^{235}U), экспериментальных облучательных каналов, а также бокового бериллиевого отражателя [48-51].

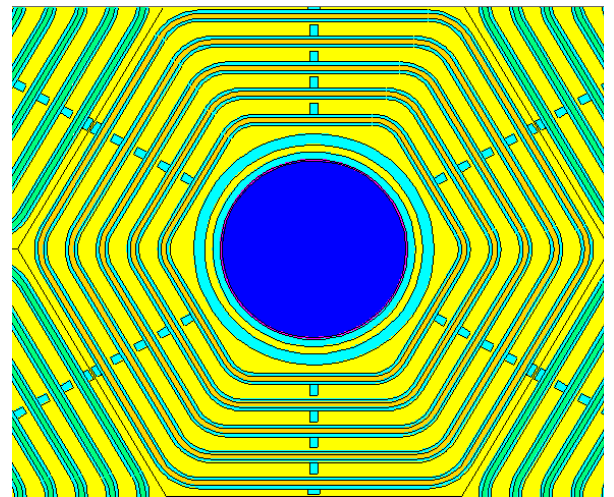
Бериллиевый отражатель нейтронов представляет собой шестигранные блоки, изготовленные из металлического бериллия. В качестве топлива в реакторе ВВР-К используются восьмитрубные и пятитрубные

тепловыделяющие сборки типа ВВР-КН [48] (ТВС-1 и ТВС-2), созданные на основе металлокерамической композиции UO_2-Al , обогащенной по урану-235 до 19,7%; с плотностью урана 2,8 г/см³. Твэл имеет трехслойную структуру: топливный сердечник толщиной 0,7 мм снабжен внутренней и внешней оболочками из алюминиевого сплава САВ-1, каждая толщиной 0,45 мм. Межтвэльный зазор для прохода теплоносителя составляет 2 мм. Суммарные массы урана-235 в ТВС-1 и ТВС-2 в среднем составляют ~250 и ~200 г соответственно. Длина активной части твэлов 610 мм. Конструкционно, ТВС-1 состоит из семи коаксиальных трубчатых топливных элементов (твэлов) гексагонального сечения, и одного (внутреннего), имеющего кольцевое сечение, а также внутренней конструкционной трубки из алюминиевого сплава САВ-1, головки и хвостовика. ТВС-2 состоит из пяти коаксиальных твэлов. Вместо трех внутренних твэлов в ней размещаются каналы с рабочими органами системы управления и защиты реактора (РО СУЗ). В активной зоне установлены 10 ТВС-2. Внутри них размещаются 6 РО КО для компенсации избыточной реактивности (1КО – 6КО), 3 РО АЗ для аварийной защиты и РО АР для автоматического регулирования мощности. Поглощающим материалом РО КО и АЗ служит карбид бора, а РО АР – нержавеющая сталь.

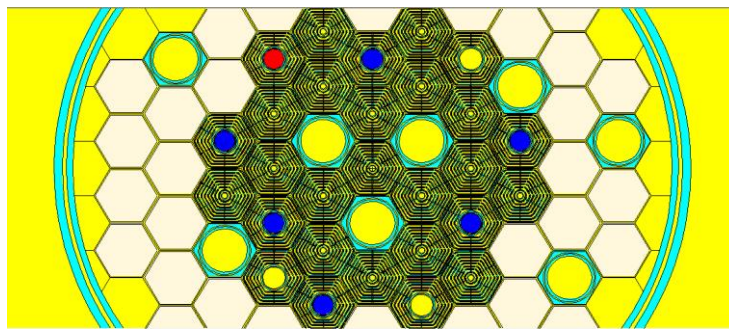
Исходный расчетный файл, созданный в среде MCNP, воспроизводит в деталях вышеописанную геометрию и материалы всех компонентов активной зоны. Ядерный состав топлива задается индивидуально для каждой ТВС, сначала – на основе заводских паспортов ТВС, а потом - с использованием файлов MCNP6, генерируемых в результате решения задачи на выгорание. Выгорание топлива оценивалось для каждой ТВС с учетом фактического времени работы реактора на мощности. Цикл за циклом прослеживалась история каждой ТВС и каждого блока бериллия. Для каждого цикла рассчитывались выгорание урана в каждой ТВС и наработка продуктов деления (около 300 нуклидов), а также активность каждой ТВС. Чтобы оценить отравление бериллия, для каждого блока определялся выход лития-6, трития и гелия-3 путем расчета соответствующих скоростей реакций на бериллии с учетом времени нахождения блока в активной зоне. На рисунке 15 приведены расчетные модели ТВС-1, ТВС-2 и активной зоны с полным бериллиевым отражателем.



(a) TBC-1



(б) TBC-2



(в)

Рисунок 15 – Расчетные модели (а)ТВС-1, (б) ТВС-2 и (в) рабочей конфигурации активной зоны реактора ВВР-К с бериллиевым отражателем

2.7 Верификация и валидация расчетной модели

После создания расчетной модели в MCNP необходимо было провести ее валидацию для проверки правильности получаемых результатов. Верификация и валидация разработанной расчетной модели проведена в сравнении с широко известными критическими экспериментами и экспериментами на реакторе ВВР-К. Верификация методов достигается путем сравнения независимых методов, включая методы Монте-Карло и детерминистские методы с непрерывной энергией с использованием кодов VIM [52] и MCNP6. Каждая из этих кодовых систем опирается на независимо обрабатываемые библиотеки данных. Для проверки используется взаимное сравнение этих результатов. Дальнейшая проверка достигается путем сравнения и построения точечных библиотек поперечных сечений VIM и MCNP. По возможности, эталонные модели берутся как из Справочника ICSBER5 [53], так и из Спецификаций эталонных тестов CSEWG [54].

Анализ соотношений критичности и скорости реакции используется для проверки и тестирования данных.

В частности, моделировалась сфера из высокообогащенного урана GODIVA. GODIVA была почти сферической, без отражателя, высокообогащенной сборкой металлического урана, которая работала в Лос-

Аламосе с 1951 по 1957 год. Хотя идеальная сферическая геометрия не была достигнута, на основе информации, предоставленной Петерсоном [55]. Мгновенная критическая масса при этой номинальной плотности была оценена в 53,9 кг. Фракции изотопного состава топлива GODIVA составляли 0,9371 ^{235}U , 0,0529 ^{238}U и 0,01 ^{234}U .

Расчеты времени жизни мгновенных нейтронов в GODIVA сравнивались с экспериментальными данными, приведёнными в работе [56]. Было достигнуто согласие в пределах 5,4%.

Таблица 10 – Сравнение значений эффективного коэффициента размножения нейтронов и времени жизни мгновенных нейтронов, рассчитанных на MCNP6 и VIM

| | Эксперимент | MCNP6 | VIM |
|------------------|---------------------|-----------------------|---------------------|
| $k_{\text{эфф}}$ | $1,000 \pm 0,001$ | $1,00000 \pm 0,00026$ | $0,9974 \pm 0,0002$ |
| τ , с | $6,6 \cdot 10^{-9}$ | 6,2581E-09 | - |

Показательные результаты для GODIVA представлены в таблицах 10 (значения критичности) и 11 (соотношения скоростей реакций). Результаты, показанные в таблице 10, показывает ожидаемое отличное согласие между VIM и MCNP. Различия между описаниями тестов ICSBER и CSEWG для этих двух сборок крайне незначительны, что отражается в согласованности вычисленных значений. Сравнение измеренных и рассчитанных соотношений скоростей реакций приведено в таблице 11. Согласование между детерминированным и непрерывным методами Монте-Карло снова очень хорошее [57].

Таблица 11 – Сравнение скоростей реакций, рассчитанных с помощью MCNP6 и VIM

| Отношение скоростей реакций | Эксперимент | MCNP6 | | VIM | |
|--|---------------------|---------------------|--------|---------------------|--------|
| | | Расчет | Р/Э | Расчет | Р/Э |
| $\sigma_f(^{238}\text{U})/\sigma_f(^{235}\text{U})$ | $0,1647 \pm 0,0018$ | $0,1607 \pm 0,0006$ | 0,9754 | $0,1614 \pm 0,0005$ | 0,9799 |
| $\sigma_f(^{233}\text{U})/\sigma_f(^{235}\text{U})$ | $1,59 \pm 0,03$ | $1,5693 \pm 0,0003$ | 0,9870 | $1,5920 \pm 0,0003$ | 1,0013 |
| $\sigma_f(^{237}\text{Ne})/\sigma_f(^{235}\text{U})$ | $0,837 \pm 0,013$ | $0,8428 \pm 0,0004$ | 1,0069 | $0,8247 \pm 0,0010$ | 0,9842 |
| $\sigma_f(^{239}\text{Pu})/\sigma_f(^{235}\text{U})$ | $1,402 \pm 0,025$ | $1,3877 \pm 0,0003$ | 0,9898 | $1,3858 \pm 0,0005$ | 0,9884 |

2.7.1 Валидация расчетной модели реактора ВВР-К

Для оценки обоснованности использования MCNP6 при моделировании активной зоны реактора ВВР-К были рассмотрены результаты двух экспериментов: по измерению плотности потока нейтронов и удельной активности радиоизотопа.

В первом эксперименте измерялась плотность потока нейтронов активационным методом с помощью флюенс мониторов в ячейках 6-6 и 2-6 активной зоне реактора, в центральном и периферийном облучательных каналах

соответственно, расположение которых показаны математической модели MCNP6, на рисунке 16. Внутренний диаметр облучательного канала составляет 54 мм. Для проведения данного эксперимента в центре каждого канала были установлены штатные облучательные пеналы из алюминия, внутри которых размещены флюенс мониторы. Флюенс-мониторы представляли собой проволоки из железа и кобальта, которые находились в герметичном алюминиевом корпусе. На железе протекала следующая ядерная реакция $^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$, по которой регистрировались быстрые нейтроны с энергией выше 1 МэВ. На кобальте протекала следующая ядерная реакция $^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$, по которой регистрировались тепловые нейтроны с энергией ниже 0,683 эВ. Облучение проводилось при мощности реактора 6 МВт.

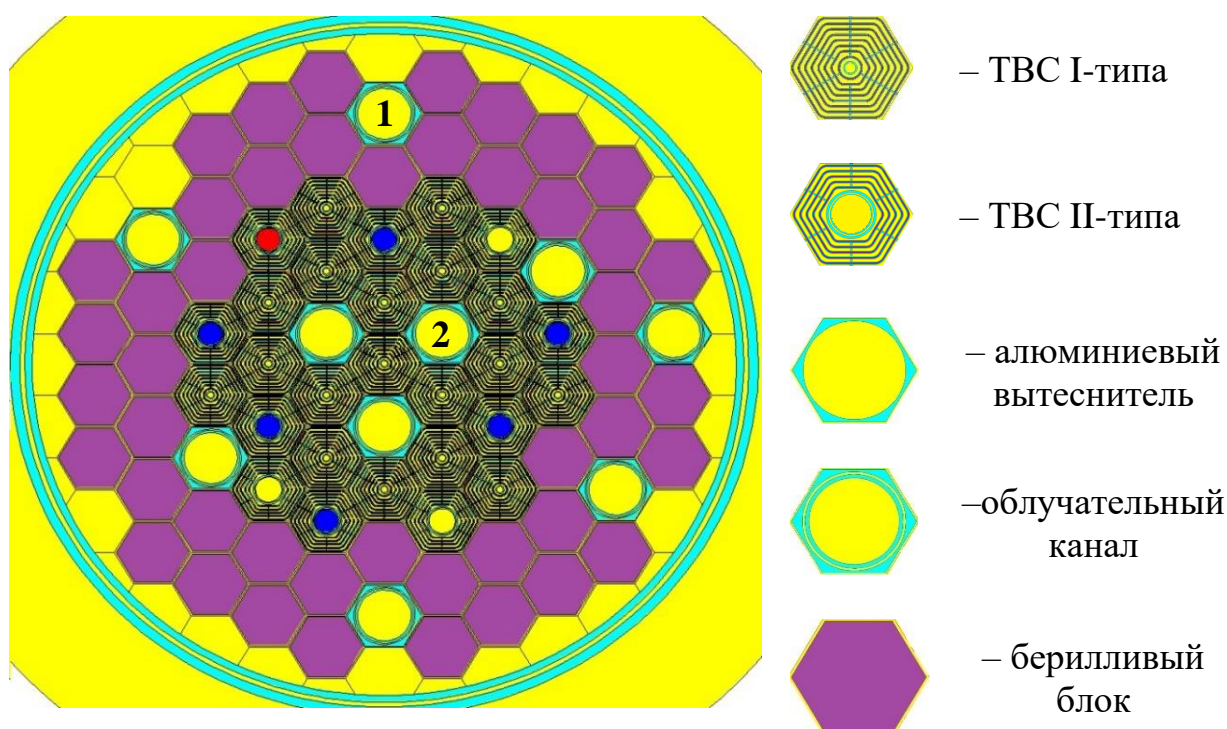


Рисунок 16 – Математическая модель активной зоны ВВР-К.
(1) – ячейка 2-6, (2) – ячейка 6-6

Результаты расчетов и измерений в различных положениях и энергиях показаны в таблице 12.

Таблица 12 – Плотность потока нейтронов в облучательных каналах, $n/(cm^2 \cdot s)$

| Канал | Эксперимент | Расчет | Р/Э |
|-------|---------------------------------|---------------------------------|------|
| | $E_n < 0,683 \text{ эВ}$ | | |
| 6-6 | $(1,71 \pm 0,18) \cdot 10^{14}$ | $(1,67 \pm 0,03) \cdot 10^{14}$ | 1,02 |
| 2-6 | $(8,53 \pm 0,41) \cdot 10^{13}$ | $(8,69 \pm 0,17) \cdot 10^{13}$ | 1,02 |
| | $E_n > 1,0 \text{ МэВ}$ | | |
| 6-6 | $(4,11 \pm 0,17) \cdot 10^{13}$ | $(4,11 \pm 0,08) \cdot 10^{13}$ | 1,00 |

Продолжение таблицы 12

| Канал | Эксперимент | Расчет | Р/Э |
|-------|---------------------------------|---------------------------------|------|
| | $E_n > 1,0$ МэВ | | |
| 2-6 | $(5,68 \pm 0,33) \cdot 10^{12}$ | $(5,13 \pm 0,10) \cdot 10^{12}$ | 1,11 |

Анализ таблицы 12 показал, что расчетные данные хорошо согласуются с экспериментальными, за исключением одного значения соответствующего плотности потока быстрых нейтронов в периферии активной зоны за бериллиевым блоком, где разница составляет 11%.

Второй сравнительный эксперимент заключался в следующем: в периферийном канале активной зоны реактора ВВР-К был облучен хлорид лютеция, в котором масса лютеция составляла 0,2 мг. Мишень находилась в запаянной кварцевой ампуле, имеющей внешний диаметр 8 мм (толщина стенки 0,5 мм), высоту 35 мм и воздушную среду внутри. Кварцевая ампула в свою очередь была помещена в герметичной алюминиевой капсуле, имеющей внешний диаметр 26 мм, высоту 80 мм и воздух внутри. Алюминиевая капсула была установлена в штатном пенале, охлаждаемом водой первого контура в периферийном облучательном канале активной зоны реактора. После облучения, капсула с лютецием была разрезана в горячих камерах и далее была передана в радиохимический корпус для проведения дальнейших исследований.

Облученный хлорид лютеция промывали 2 мл 0,01 М раствора соляной кислоты после разборки ампулы для облучения. Аликвоту 2 мкл отбирали во флакон на 20 мл и разводили в 10 мл воды. Из раствора отбирали аликвоту 2 мкл, которую капали на ватман, а затем обклеивали липкой лентой с двух сторон для анализа на гамма-спектрометре. Для этого использовался германиевый гамма-спектрометр компании ORTEC (EGPC 30-185-R, 2009, США). Измерение площади пика проводилось в течение 10 мин. После сбора данных об активности отобранных образцов была рассчитана активность лютеция-177 во флаконе на 10 мл, а затем рассчитана активность в 2 мл. После этого полученное значение активности делили на массу лютеция, содержащегося в образце, и получили удельную активность лютеция (см. таблицу 12). Погрешность измерения активности лютеция-177 составила не более 10% [58].

Учитывая выгорание атомов мишени ^{176}Lu и продуктов при облучении, накопление радионуклида ^{177}Lu можно описать дифференциальным уравнением:

$$\frac{dN_{177\text{Lu}}}{dt} = N_0 \exp(-\sigma_1 k \varphi t) \sigma_1 k \varphi_0 - (\lambda + \sigma_2 \varphi) N_{177\text{Lu}}, \quad (54)$$

где $N_{177\text{Lu}}$ представляет собой количество образовавшихся радиоактивных ядер ^{177}Lu , N_0 – количество ядер-мишеней ^{176}Lu в начале облучения, φ – плотность потока нейтронов [$\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$], σ_1 – сечение ядерной реакции $^{176}\text{Lu} (n, \gamma) ^{177}\text{Lu}$ [см^2], σ_2 – сечение ядерной реакции $^{177}\text{Lu} (n, \gamma) ^{178}\text{Lu}$ и константа распада ^{177}Lu [с^{-1}]. В случае ^{176}Lu необходима дополнительная коррекция скорости активации в

зависимости от температуры потока тепловых нейтронов необходима из-за значительного поведения изотопа, отличное от $1/v$. Это выражается коэффициентом k ($k > 1$). Решая уравнение (54), активность A [Бк] полученного радионуклида ^{177}Lu может быть выражена как:

$$A = \frac{N_0 \lambda k \varphi}{\lambda + \varphi(\sigma_2 - \sigma_1 k)} (\exp(-\sigma_1 k \varphi t) - \exp(-(\lambda + \sigma_2 \varphi))). \quad (55)$$

Удельная активность S образовавшегося ^{177}Lu обычно принимается как активность радионуклида, связанная с массой m [мг] всех изотопов лютеция, образовавшегося на момент облучения:

$$S = \frac{A}{m}. \quad (56)$$

Данный эксперимент по наработке лютеция-177 в реакторе ВВР-К был смоделирован в MCNP с использованием разработанной расчетной модели. Полученные результаты расчетов приведены в таблице 13.

Таблица 13 – Удельная активность лютеция-177, ГБк/мг

| Время облучения | Эксперимент | Расчет MCNP | Э/Р |
|-----------------|-------------|-------------|-------|
| 6,25 дней | 364 | 345 | 1,055 |
| 10,5 дней | 442 | 465 | 0,951 |
| 17 дней | 537 | 540 | 0,994 |

Из таблицы 13 видно, что результаты расчетов имеют хорошее соответствие с экспериментальными результатами.

Исходя из результатов валидации, можно сделать вывод, что разработанная расчетная модель достаточно точно описывает все элементы реактора ВВР-К, а полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными.

2.8 Выводы по главе

Транспортный код MCNP является прецизионным расчетным кодом, позволяющим с достаточной точностью рассчитывать нейтронно-физические характеристики ядерного реактора (эффективный коэффициент размножения нейтронов, запас реактивности, эффективность РО СУЗ, плотность потока нейтронов, пространственное и энергетическое распределение нейтронов, энерговыделение материалов и т.д.). Большинство исследовательских центров, эксплуатирующие ядерные реакторы, активно используют данный транспортный код для расчетного сопровождения облучательных работ.

В среде MCNP была создана расчетная модель реактора ВВР-К, которая подробно описывает все его элементы. Созданная расчетная модель реактора ВВР-К была валидирована (верифицирована) в сравнении с многочисленными

результатами экспериментальных работ. Исходя из этого, можно сделать вывод, что полученные результаты расчетов достоверны, так как хорошо коррелируют с экспериментальными. Результаты сравнения экспериментальных данных с расчетными показали, что максимальное среднеквадратичное отклонение нейтронно-физических характеристик реактора ВВР-К с полным боковым бериллиевым отражателем нейтронов, полученное на основе решения методом Монте-Карло уравнения переноса нейтронов составляет 11%.

3 РАСЧЕТНЫЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1 Кинетические параметры активной зоны

Ключевым физическим явлением, сопровождающим процесс деления тяжелых ядер, является испускание осколками деления вторичных быстрых нейтронов, иначе называемых мгновенными нейтронами, или нейтронами деления, в течение не более 10^{-13} секунд. Запаздывающие нейтроны – это нейтроны, которые испускаются осколками деления через некоторое время (от миллисекунд до нескольких минут). Для описания временного поведения реактора важно разделение вторичных нейтронов на мгновенные и запаздывающие нейтронов. Именно благодаря наличию запаздывающих нейтронов возможен контроль процессов ядерного деления в активной зоне. Новая аппаратура СУЗ реактора ВВР-К – это комплекс АСУЗ-18Р, который состоит из многочисленных блоков контроля и отображения [59]. Вычисление реактивности осуществляется с использованием точечной модели реактора, где зависимость среднего количества нейтронов от времени $N(t)$ описывается уравнениями:

$$\frac{dN}{dt} = (\rho - \beta_{eff}) \cdot \frac{N}{\Lambda} + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i + Q, \quad (57)$$

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{N\beta_{eff,i}}{\Lambda} - \lambda_i C_i, \quad (58)$$

где N – среднее число нейтронов в реакторе; ρ – реактивность реактора; Λ – среднее время генерации нейтронов в реакторе, с; C_i – концентрация эмиттеров запаздывающих нейтронов i -й группы; λ_i – постоянная распада эмиттеров запаздывающих нейтронов i -й группы; $\beta_{eff,i}$ – доля запаздывающих нейтронов i -й группы; β_{eff} – эффективная доля запаздывающих нейтронов;

Период разгона и реактивность ρ связаны с долей запаздывающих нейтронов β_i и постоянными распада дочерних нуклидов, образованных в результате деления урана, соотношением, которое иногда называют формулой обратных часов:

$$\rho = \frac{\Lambda}{\Lambda_{k_{eff}}} + \sum_i \frac{\beta_i}{\lambda_i + T}, \quad (59)$$

где l – время жизни мгновенных нейтронов, $\beta_{i \text{ эфф}}$ – эффективная доля запаздывающих нейтронов i -й группы; λ_i – постоянная распада ядер-предшественников запаздывающих нейтронов i -й группы, сек^{-1} ; T – период реактора, сек.

Период разгона реактора T – это время увеличения мощности реактора в e раз. Период удвоения мощности $T(2)$ связан с периодом разгона T очевидным соотношением: $T(2) = T \ln 2$. Воспользовавшись формулой (59) и перейдя от T к

T(2), найдем зависимость реактивности от периода удвоения мощности реактора (рис.17).

Код MCNP6 использует стандартное разделение запаздывающих нейтронов на шесть групп, каждая из которых характеризуется усредненной постоянной радиоактивного распада λ_i ядер-предшественников, испускающих их. Расчетные значения долей запаздывающих нейтронов и постоянных радиоактивного распада λ_i ядер-предшественников приведены в таблице 14 [60].

Таблица 14 – Кинетические параметры пяти характерных загрузок активной зоны реактора ВВР-К

| Конфигурация /параметр | «0» | «1» | «2» |
|------------------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| β_1 | 0,00027±0,00003 | 0,00024±0,00003 | 0,00026±0,00003 |
| β_2 | 0,00139±0,00003 | 0,00136±0,00003 | 0,00131±0,00003 |
| β_3 | 0,00135±0,00003 | 0,00125±0,00003 | 0,00122±0,00003 |
| β_4 | 0,00287±0,00003 | 0,00289±0,00003 | 0,00283±0,00003 |
| β_5 | 0,00122±0,00003 | 0,00127±0,00003 | 0,00111±0,00003 |
| β_6 | 0,00053±0,00003 | 0,00048±0,00003 | 0,00049±0,00003 |
| $\beta_{эф}, \%$ | 0,763±0,003 | 0,749±0,003 | 0,728±0,003 |
| $\lambda_1, 1/c$ | 0,01334±0,00001 | 0,01334±0,00001 | 0,01334±0,00001 |
| $\lambda_2, 1/c$ | 0,03272±0,00001 | 0,03271±0,00001 | 0,03268±0,00001 |
| $\lambda_3, 1/c$ | 0,12081±0,00001 | 0,12076±0,00001 | 0,12069±0,00001 |
| $\lambda_4, 1/c$ | 0,30312±0,00001 | 0,30308±0,00001 | 0,30301±0,00001 |
| $\lambda_5, 1/c$ | 0,85097±0,00001 | 0,85104±0,00001 | 0,85119±0,00001 |
| $\lambda_6, 1/c$ | 2,85794±0,00001 | 2,85743±0,00001 | 2,85681±0,00001 |
| $\tau, мкс$ | 46,1±1 | 50,6±1 | 59,0±1 |

Продолжение таблицы 14

| Конфигурация /параметр | «3» | «4» | «5» |
|------------------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| β_1 | 0,00026±0,00003 | 0,00024±0,00003 | 0,00024±0,00003 |
| β_2 | 0,0013±0,00003 | 0,00127±0,00003 | 0,00133±0,00003 |
| β_3 | 0,00274±0,00003 | 0,00117±0,00003 | 0,00124±0,00003 |
| β_4 | 0,00280±0,00003 | 0,00270±0,00003 | 0,00281±0,00003 |
| β_5 | 0,00112±0,00003 | 0,00110±0,00003 | 0,00115±0,00003 |
| β_6 | 0,00074±0,00003 | 0,00047±0,00003 | 0,00047±0,00003 |
| $\beta_{эф}, \%$ | 0,713±0,003 | 0,695±0,003 | 0,724±0,003 |
| $\lambda_1, 1/c$ | 0,01249±0,00001 | 0,01249±0,00001 | 0,01334±0,00001 |
| $\lambda_2, 1/c$ | 0,03175±0,00001 | 0,03173±0,00001 | 0,03268±0,00001 |

Продолжение таблицы 14

| Конфигурация /параметр | «3» | «4» | «5» |
|------------------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| $\lambda_3, 1/c$ | 0,10943±0,00001 | 0,10942±0,00001 | 0,12069±0,00001 |
| $\lambda_4, 1/c$ | 0,31740±0,00001 | 0,31740±0,00001 | 0,30302±0,00001 |
| $\lambda_5, 1/c$ | 1,35184±0,00001 | 1,35077±0,00001 | 0,85124±0,00001 |
| $\lambda_6, 1/c$ | 8,66765±0,00001 | 8,65962±0,00001 | 2,85707±0,00001 |
| $\tau, \text{мкс}$ | 60,6±1 | 70,3±1 | 59,8±1 |

Анализ таблицы 14 показывает, что по мере возрастания количества бериллия в активной зоне эффективная доля запаздывающих нейтронов уменьшается, а время жизни мгновенных нейтронов увеличивается. Это объясняется тем, что бериллиевый отражатель служит также и источником фотонейтронов, образующихся в результате реакции (γ, n).

С использованием расчетных значений кинетических параметров для основных конфигураций активной зоны с бериллиевым отражателем построена зависимость реактивности реактора от периода удвоения мощности (см. рисунок 17). Эти данные были использованы при градуировке РО СУЗ методом асимптотического периода.

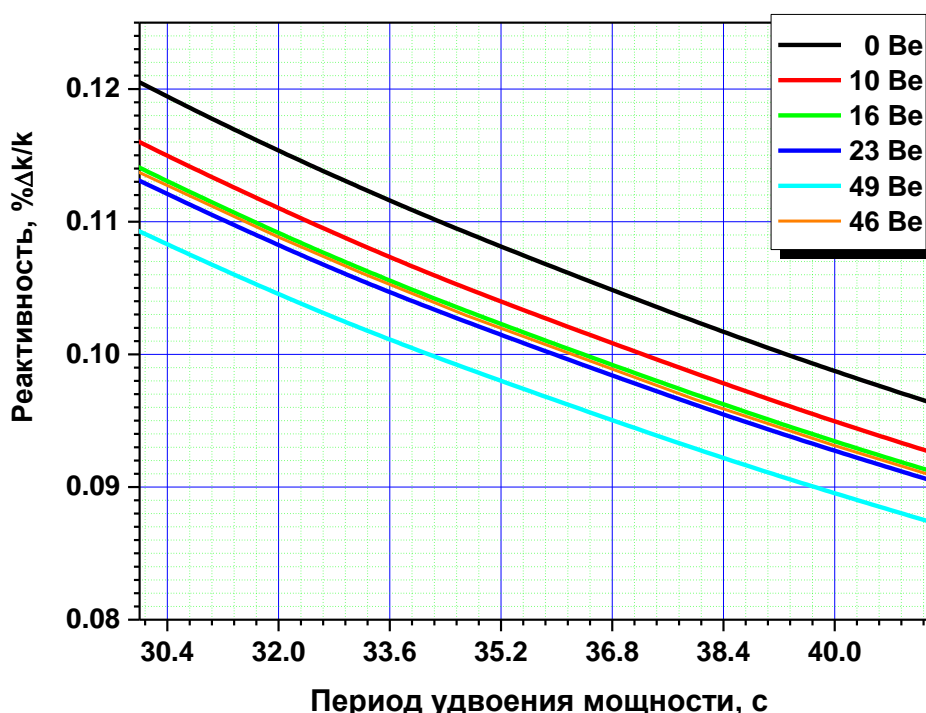


Рисунок 17 – Зависимость реактивности активной зоны от периода удвоения мощности реактора ВВР-К

3.2 Температурные эффекты реактивности

Любое изменение температуры теплоносителя приводит к изменению его плотности и, соответственно, изменению вероятности взаимодействия нейтронов с ядрами замедлителя (водорода). Это приводит к изменению реактивности активной зоны (реактивный эффект обратной связи по температуре). В частности, при повышении мощности реактора от минимального контролируемого уровня (МКУ $\approx 300-500$ Вт) до номинального значения (6 МВт) температура теплоносителя в межтвэльных зазорах повышается, приводя к снижению реактивности. Температурный коэффициент реактивности есть сумма реактивных коэффициентов по температуре теплоносителя и по температуре топлива. Его экспериментальное значение для конфигурации с водяным отражателем, измеренное во время энергетического пуска реактора после достижения стационарного отравления в интервале температур теплоносителя на входе в активную зону $30-45^{\circ}\text{C}$, составило $(-0,013 \pm 0,002)$ ($(\% \Delta k/k)/\text{K}$). Расчетное значение реактивного коэффициента обратной связи по температуре топлива: $-0,002$ ($(\% \Delta k/k)/\text{K}$). Расчетные значения температурного коэффициента реактивности для шести последовательных конфигураций активной зоны ВВР-К приведены в таблице 15.

Реактивные эффекты обратной связи по температуре теплоносителя и топлива влияют на управляемость реактора, поэтому их необходимо учитывать, как в условиях нормальной работы реактора, так и при анализе аварийных ситуаций.

Таблица 15 – Температурный коэффициент реактивности

| Конфигурация активной зоны | α_T ($\% \Delta k/k)/\text{K}$ |
|--|--|
| 17 ТВС 1-типа, 10 ТВС 2-типа | $-0,014 \pm 0,001$ |
| 17 ТВС 1-типа, 10 ТВС 2-типа, 10 Ве блоков | $-0,012 \pm 0,001$ |
| 17 ТВС 1-типа, 10 ТВС 2-типа, 16 Ве блоков | $-0,011 \pm 0,001$ |
| 17 ТВС 1-типа, 10 ТВС 2-типа, 23 Ве блоков | $-0,011 \pm 0,001$ |
| 17 ТВС 1-типа, 10 ТВС 2-типа, 49 Ве блоков | $-0,010 \pm 0,001$ |
| 18 ТВС 1-типа, 10 ТВС 2-типа, 46 Ве блоков | $-0,011 \pm 0,001$ |

На реакторе ВВР-К, температурный коэффициент реактивности определялся на минимально-контролируемом уровне мощности, при котором стабильно работает канал рабочего органа АР. Увеличение температуры теплоносителя первого контура достигалось за счет передачи тепла воде от трёх работающих ГЦН. Методика измерения заключалась в следующем:

- Включаются три насоса первого контура.
- Реактор выводится на минимально-контролируемый уровень мощности и переводится в режим автоматического поддержания уровня мощности.
- Записывается положение РО АР и температура воды в активной зоне.

- Наблюдается нагрев воды в первом контуре и записывается положение РО АР и температура воды в активной зоне через каждый градус увеличения температуры.
- По изменению положения РО АР определяется температурный коэффициент реактивности.

Конфигурация активной зоны реактора ВВР-К с низкообогащенным топливом и боковым водяным отражателем нейтронов приведена на рисунке 18. Расчетное значение температурного коэффициента реактивности составило минус 0,00962 % $\Delta k/k$ на один градус Цельсия.

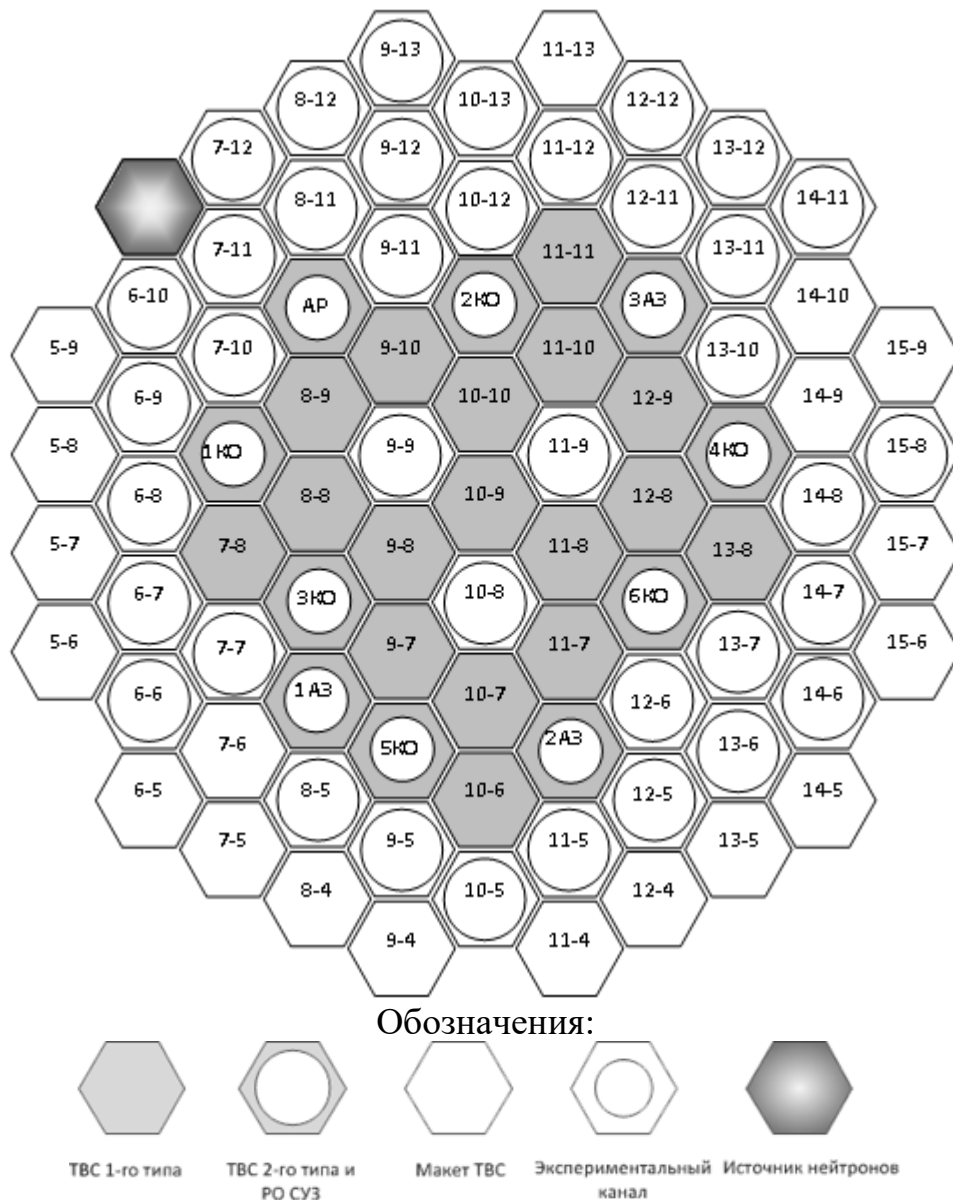


Рисунок 18 – Картограмма критического стенда со смоделированной рабочей загрузкой активной зоны реактора ВВР-К (17 ТВС 1-го типа и 10 ТВС 2-го типа)

После формирования активной зоны реактора ВВР-К на критическом стенде были определены эффективности всех РО СУЗ и построены интегральные графики зависимости эффективности поглощающего стержня от глубины погружения, значения эффективностей стержней показаны в таблице 16.

Таблица 16 – Эффективность РО СУЗ

| РО СУЗ | Эффективность РО СУЗ, % $\Delta k/k$ | РО СУЗ | Эффективность РО СУЗ, % $\Delta k/k$ |
|--------------------------|--------------------------------------|--------|--------------------------------------|
| 1КО | 1,06 | 1АЗ | 0,85 |
| 2КО | 1,99 | 2АЗ | 0,99 |
| 3КО | 2,28 | 3АЗ | 0,91 |
| 4КО | 1,10 | АР | 0,23 |
| 5КО | 1,37 | 6КО | 2,26 |
| $\Sigma(\text{КО и АР})$ | 10,29 | | |

Эксперимент был начат при температуре в баке критической сборки равной 10°C и продолжался пока температура не достигнет 40°C. По техническим причинам нагреть замедлитель выше 40°C не было возможности. Экспериментальные данные, полученные во время эксперимента приведены в таблице 17 и на рисунках 19-20. Зависимость реактивности активной зоны от температуры замедлителя показана на рисунке 21.

Таблица 17 – Изменение температуры во время эксперимента

| Положение АР, мм | Время | T ₀ , °C | T ₁ , °C | T ₂ , °C | T ₃ , °C | T _{ср.} , °C |
|------------------|-------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|-----------------------|
| 346 | 18:52 | 10,5 | 15,93 | 15,83 | 15,80 | 15,80 |
| 412 | 21:44 | 16,20 | 20,80 | 19,40 | 20,24 | 19,88 |
| 430 | 22:30 | 18,29 | 23,19 | 21,90 | 22,10 | 21,80 |
| 444 | 23:10 | 20,30 | 24,60 | 23,80 | 23,50 | 23,10 |
| 458 | 00:07 | 22,83 | 26,90 | 26,57 | 26,10 | 25,31 |
| 469 | 00:49 | 24,80 | 28,50 | 28,30 | 27,61 | 26,86 |
| 479 | 01:38 | 26,90 | 30,20 | 30,00 | 29,10 | 28,65 |
| 484 | 02:03 | 28,93 | 31,60 | 31,84 | 30,65 | 30,05 |
| 499 | 03:06 | 30,55 | 30,37 | 31,30 | 30,86 | 30,90 |
| 496 | 03:19 | 31,00 | 29,90 | 30,91 | 30,49 | 31,15 |
| 495 | 03:53 | 32,00 | 30,20 | 31,00 | 30,51 | 31,00 |
| 500 | 04:21 | 33,00 | 29,20 | 30,01 | 30,94 | 30,79 |
| 496 | 04:53 | 34,00 | 29,70 | 30,34 | 31,50 | 31,19 |
| 500 | 05:23 | 35,00 | 29,84 | 30,59 | 31,34 | 31,20 |
| 500 | 05:56 | 36,00 | 30,20 | 31,00 | 32,24 | 31,70 |

Продолжение таблицы 17

| Положение АР, мм | Время | T ₀ , °C | T ₁ , °C | T ₂ , °C | T ₃ , °C | T _{ср.} , °C |
|---------------------|-------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|-----------------------|
| 497 | 06:30 | 37,00 | 30,60 | 31,40 | 32,31 | 32,19 |
| 493 | 07:04 | 38,00 | 31,40 | 32,24 | 32,99 | 33,36 |
| 492 | 07:40 | 39,0 | 34,33 | 35,00 | 34,48 | 34,70 |
| 482 | 08:20 | 40,03 | 34,65 | 34,91 | 32,31 | 35,15 |

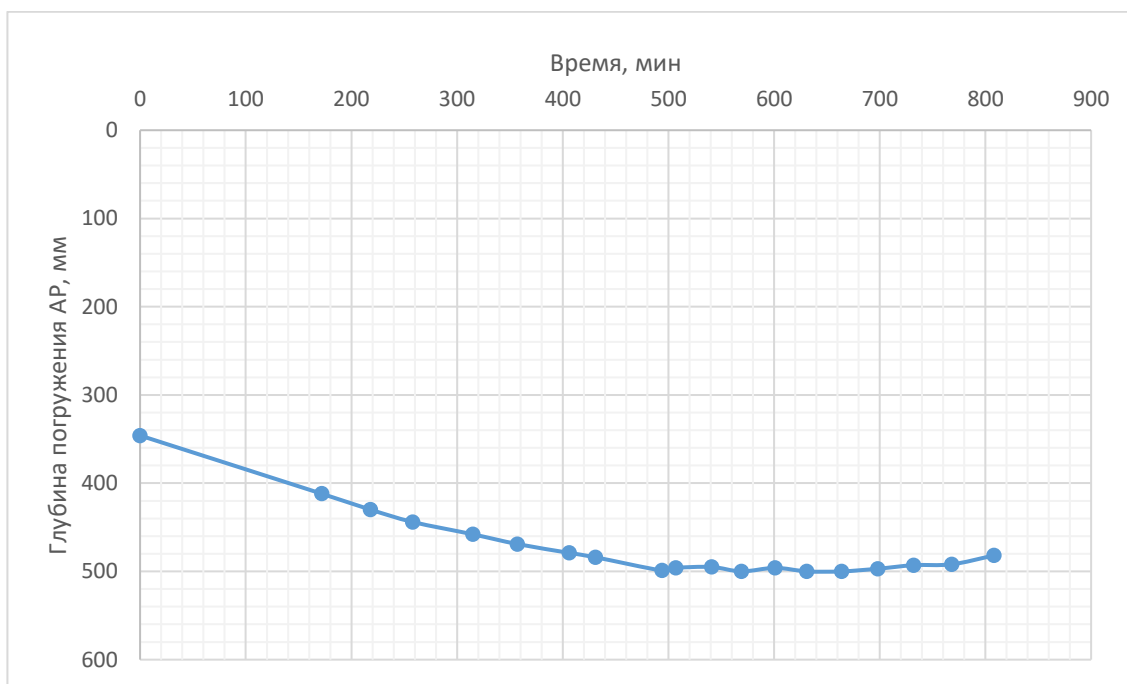


Рисунок 19 – Изменение положения стержня АР во время эксперимента

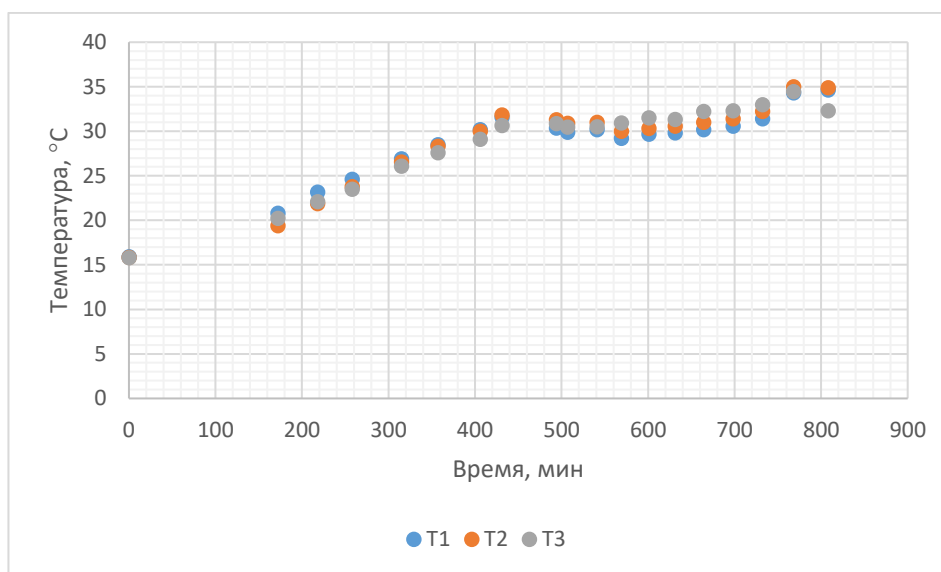


Рисунок 20 – Изменение температуры замедлителя во время эксперимента

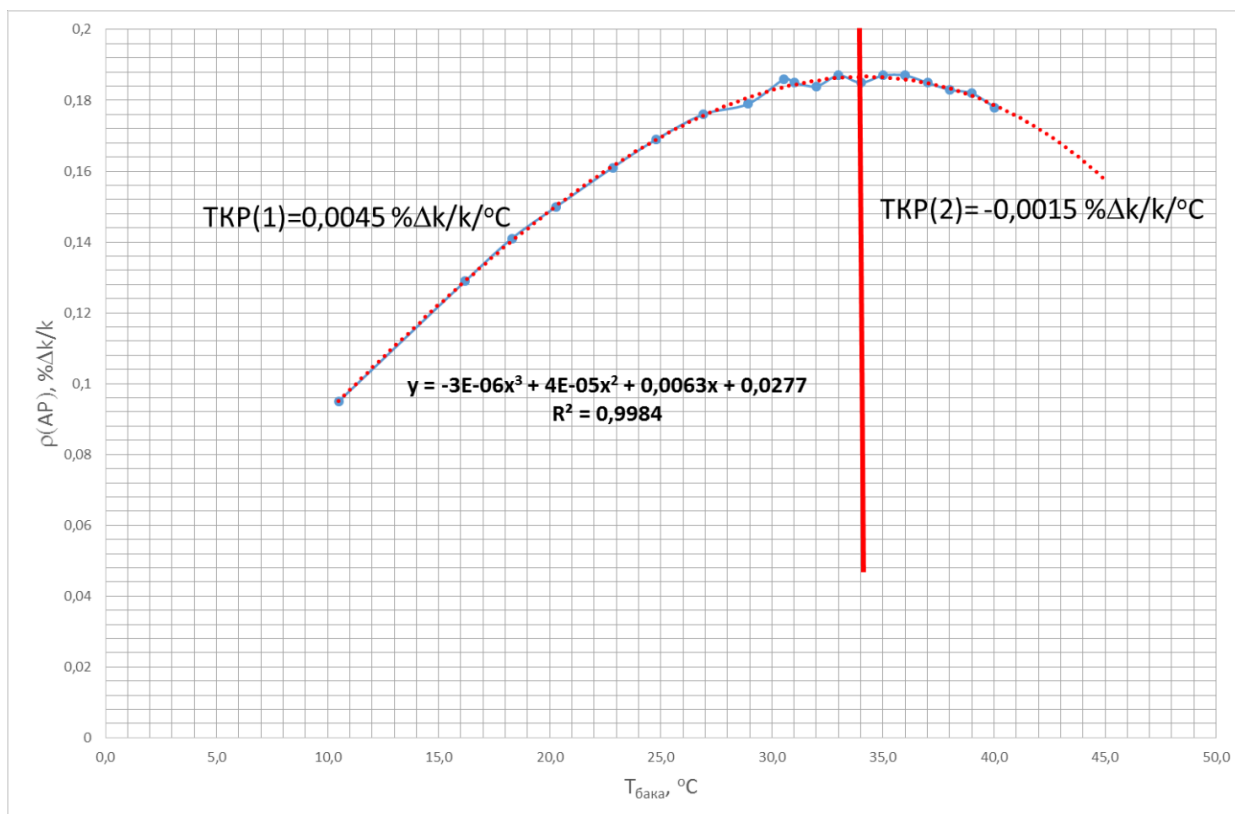


Рисунок 21 – Зависимость реактивности активной зоны от температуры замедлителя

Результаты эксперимента показали, что зависимость реактивности активной зоны от температуры замедлителя является сложной функцией и является одной из трех возможных теоретических кривых, т.е. температурный коэффициент реактивности активной зоны реактора ВВР-К с низкообогащенным топливом и водяным отражателем при низких температурах замедлителя положительный, а при температуре выше 30°C является отрицательным. В положительной области температурный коэффициент реактивности активной зоны равняется 0,0045% $\Delta k/k/^\circ C$, а в отрицательной области он равняется минус 0,0015% $\Delta k/k/^\circ C$. Экспериментальную зависимость можно аппроксимировать и описать сложной полиномиальной функцией $y = -3E-06x^3 + 4E-05x^2 + 0,0063x + 0,0277$ с достоверностью 0,9984.

Анализ штатной эксплуатации реактора ВВР-К показал, что диапазон рабочих температур реактора составляет 30-45°C и при температуре на входе в активную зону равную 46°C происходит срабатывание аварийной защиты и реактор переходит в подкритическое состояние. Основываясь на вышеописанных фактах, можно сделать вывод, то, что в рабочем диапазоне температур реактора ВВР-К температурный коэффициент реактивности отрицательный и малый по величине, а это означает, что будет обеспечена устойчивая и безопасная работа реактора. Используя аппроксимационную кривую можно спрогнозировать температурный коэффициент реактивности активной зоны в диапазоне температуры замедлителя (30÷45)°C, который будет равняться

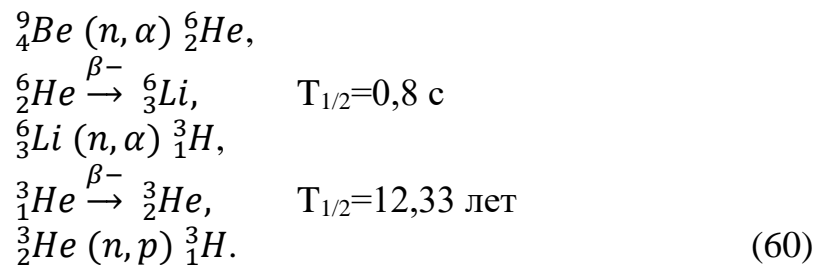
(минус) $0,0035 \Delta k/k/^\circ C$. Необходимо отметить, что экспериментальное значение температурного коэффициента реактивности получено для диапазона температур от $10^\circ C$ до $40^\circ C$ поэтому следует повторить эксперимент, чтобы охватить диапазон температур замедлителя до $45^\circ C$. Повторный эксперимент позволит уточнить экспериментальное значение температурного коэффициента реактивности во всем рабочем диапазоне температур реактора ВВР-К.

Значение температурного коэффициента реактивности, измеренное во время энергетического пуска реактора ВВР-К с низкообогащенным топливом после достижения стационарного отравления, в интервале температур теплоносителя на входе в активную зону от $38,8$ до $42,6^\circ C$ (что соответствует рабочему интервалу $30-45^\circ C$) составило минус $0,013 \text{ \%} \Delta k/k/^\circ C$ [61].

3.3 Влияние «отравления» бериллия на реактивность активной зоны

Чтобы оценить отравление бериллия, для каждого блока определялся выход лития-6, трития и гелия-3 путем расчета соответствующих скоростей реакций на бериллии с учетом времени нахождения блока в активной зоне. Численное прогнозирование отравления бериллием необходимо из-за отсутствия экспериментальных методов его определения.

Процесс отравления бериллием начинается при облучении бериллия нейтронами. Реакция (n, α) с пороговой энергией около $0,7$ МэВ приводит к множеству реакций (без учета всех реакций, не приводящих к накоплению 6Li и 3He) [62]:



Как видно из формул реакций (60), некоторое количество бериллия почти сразу превращается в 6Li . Числовые плотности бериллия, гелия, лития и трития описываются следующими уравнениями:

$$\begin{aligned}
 \frac{dN_{Be}}{dt} &= -N_{Be}\{RR\}_{Be} \\
 \frac{dN_{Li}}{dt} &= N_{Be}\{RR\}_{Be} - N_{Li}\{RR\}_{Li} \\
 \frac{dN_T}{dt} &= N_{Li}\{RR\}_{Li} - \lambda_T N_T + N_{He}\{RR\}_{He} \\
 \frac{dN_T}{dt} &= N_{Li}\{RR\}_{Li} - \lambda_T N_T + N_{He}\{RR\}_{He} \\
 \frac{dN_{He}}{dt} &= \lambda_T N_T - N_{He}\{RR\}_{He},
 \end{aligned} \tag{61}$$

где для упрощения обозначений опущена зависимость числовой плотности N от времени. Индексы: Be , Li , T и He обозначают соответственно 9Be , 6Li , 3H и 3He . Константа λ_T представляет собой постоянную распада трития, равную $1,78 \times 10^{-9} \text{ c}^{-1}$. $\{RR\}$ означает скорости изотопных реакций: (n, T) для 6Li , (n, p) для 3He и (n, α) реакция для бериллия:

$$\{RR\}_x = \int_0^{20} \varphi(E, t) \sigma_x(E) dE. \quad (62)$$

Энергетический интервал (0-20 МэВ) охватывает весь диапазон энергий нейтронов в бериллиевом блоке, а $\sigma_x(E)$ – соответствующее нейтронно-индуцированное сечение для изотопа x . Следует также отметить, что при нейтронном потоке $\varphi(E, t) = 0$ (перерыв в работе) два последних уравнения системы (61) все еще нетривиальны и описывают распад трития и накопление 3He .

Математическая программа Maple [63] была использована для решения системы уравнений (61). Значения скоростей реакций для каждого бериллиевого блока разных конфигураций активной зоны ВВР-К по полной интегральной энергетической группе были получены из расчетов MCNP. Затем расчет критичности был нормирован по установившемуся уровню мощности реактора, то есть на 6 МВт. Все полученные данные были скопированы в Microsoft Excel, для того чтобы в итоге найти образовавшиеся атомные концентрации лития, трития и гелия. Расчеты атомных концентраций бериллиевого блока, находящийся в ячейке 3-3 активной зоны с учетом реального времени работы реактора были показаны для в приложении 2. Точная история работы реактора ВВР-К на номинальной мощности, показанная на рисунке 22, а именно время с первого энергетического пуска реактора с НОУ топливом до апреля 2021 года, использовалась в анализе для прогнозирования достоверных значений отравления бериллием. Из рисунка 23 видно, что накопление 3He и 6Li в бериллиевых отражателях сильно зависит от истории их эксплуатации. Также можно заметить резкие увеличения концентраций ядер 3He , которые связаны с длительным остановом реактора.

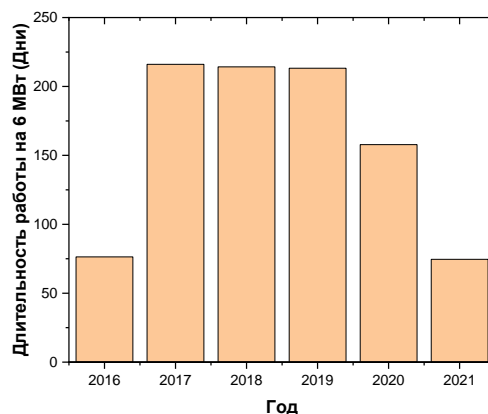


Рисунок 22 – Время работы реактора ВВР-К с 2016 по настоящее время

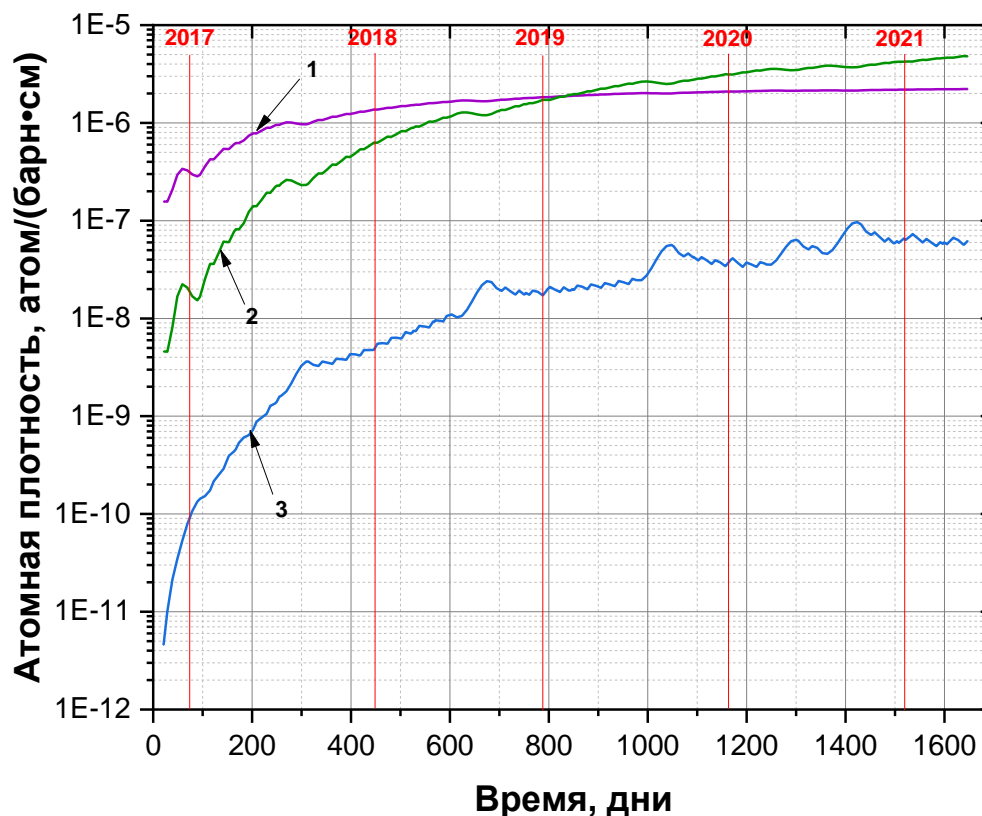


Рисунок 23 – Образование изотопов ${}^6\text{Li}$ (1), ${}^3\text{H}$ (2) и ${}^3\text{He}$ (3) в бериллиевом блоке в ячейке 3-3 с течением времени

Чтобы изучить влияние отравленных элементов на реактивность, разница реактивностей между чистой и отравленной активной зоной была рассчитана с использованием кода MCNP на основе конечной концентрации отравленных элементов. Влияние отравления на запас реактивности, вычислялось по формуле (63):

$$\Delta\rho = \rho_{\text{чистая}} - \rho_{\text{отравленная}}, \quad (63)$$

где $\rho_{\text{чистая}}$ рассчитывалась с учетом свежего бериллия. Можно сделать вывод, что потеря реактивности, вызванная паразитным поглощением в ${}^3\text{He}$ и ${}^6\text{Li}$, максимальная ядерная концентрация которых составила $9,14 \cdot 10^{16}$ яд/см³ и $2,15 \cdot 10^{18}$ яд/см³ соответственно, в реакторе ВВР-К за фактическую рабочую историю, составила $-0,4 \text{ \%}\Delta k/k$. Что составляет около 7% от среднего рабочего запаса реактивности [64, 65].

На рисунке 24 показан характеристический участок процесса накопления изотопов ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$. Для описания процесса накопления этих изотопов на рисунке выделены три характеристические области, обозначенные как I, II и III.

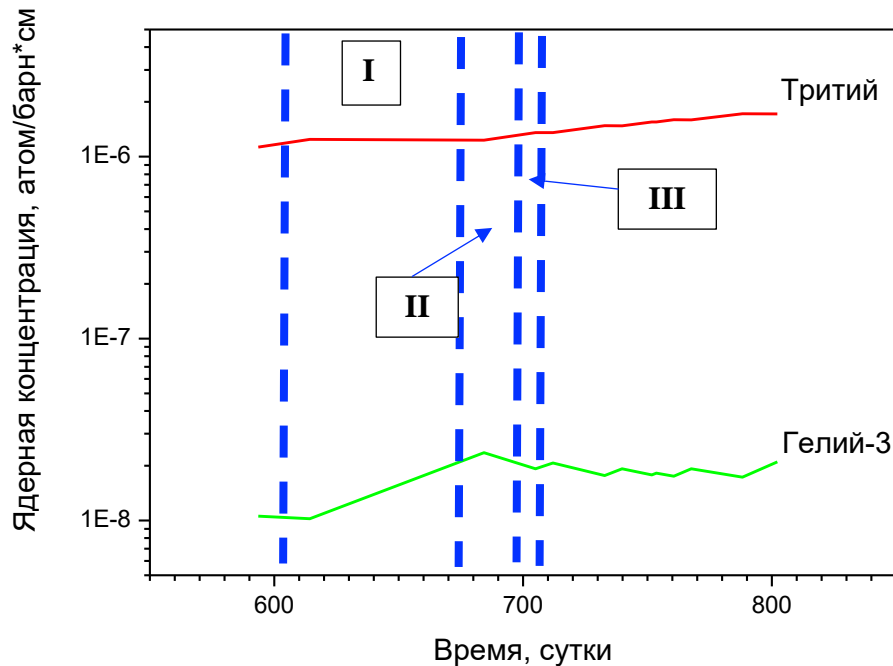


Рисунок 24 – Динамика накопления изотопов ^3H и ^3He

Область I – период проведения планово-профилактического ремонта оборудования реактора, два месяца реактор был в режиме останова. На рисунке отчетливо виден рост ядерной концентрации гелия-3, который связан с распадом трития, накопленного в бериллии, согласно ядерной реакции ($^3\text{H} \longrightarrow ^3\text{He}$ ($T_{1/2} = 12,4$ лет; $\sigma_a = 5300 \times 10^{-28} \text{ м}^2$). Ядерная концентрация гелия-3 за этот период увеличилась на 130%. Ядерная концентрация трития снижается, хотя и незначительно, это связано с относительно большим периодом полураспада трития. В абсолютном выражении ядерная концентрация трития снизилась на 1%.

Область II – один из штатных облучательных циклов реактора на мощности 6 МВт. Ядерная концентрация гелия-3 снижается на 22%, в результате ядерной реакции ($^3\text{He} + ^1_0\text{n} \rightarrow ^3_1\text{H} + ^1_0\text{n}$). Гелий-3 превращается в тритий и водород. Ядерная концентрация трития увеличивается на 10%. Пополнение трития происходит по двум ядерным реакциям ($^6\text{Li} + ^1_0\text{n} \rightarrow ^4_2\text{He} + ^3_1\text{H}$) и ($^3\text{He} + ^1_0\text{n} \rightarrow ^3_1\text{H} + ^1_0\text{n}$).

Область III – время отстоя/расхолаживания реактора после облучательного цикла. Процесс накопления трития и гелия-3 аналогичен тому, который происходит в области I, только абсолютные значения ниже из-за разной временной длительности этих процессов.

3.4 Определение эффективности стержней рабочих органов системы управления и защиты реактора

Оценено также влияние на эффективности РО СУЗ физических процессов, связанных с постепенной загрузкой блоков бериллия в активную зону.

Рассчитанные значения эффективности РО СУЗ для рассматриваемых конфигураций активной зоны приведены в таблице 18 [65]. В столбце «энергопуск» приведены экспериментальные значения эффективности РО СУЗ, полученные во время энергетического пуска реактора ВВР-К с низкообогащенным топливом.

Таблица 18 – Эффективности (% $\Delta k/k$) РО СУЗ последовательных конфигураций активной зоны со «свежим» и выгоревшим топливом

| РО СУЗ | Конфигурация активной зоны | | | | | | |
|------------------|----------------------------|-----------------|--------|-------|-------|-------|-------|
| | Расчет | Энерго- пуск | Расчет | | | | |
| | | | «0» | «1» | «2» | «3» | «4» |
| АР | 0,32 | 0,35 | 0,37 | 0,46 | 0,4 | 0,42 | 0,62 |
| 1КО | 1,07 | 1,11 | 1,11 | 1,32 | 1,39 | 1,37 | 1,57 |
| 2КО | 2,02 | 1,85 | 1,82 | 2,21 | 1,99 | 1,99 | 2,66 |
| 3КО | 2,21 | 2,42 | 1,75 | 1,73 | 2,12 | 2,03 | 1,55 |
| 4КО | 1,13 | 1,23 | 1,09 | 1,14 | 1,43 | 1,53 | 0,86 |
| 5КО | 1,37 | 1,47 | 1,29 | 1,19 | 1,50 | 1,50 | 1,60 |
| 6КО | 2,10 | 2,26 | 2,14 | 2,00 | 2,04 | 2,17 | 2,69 |
| 1АЗ | 0,90 | 0,99 | 0,88 | 0,82 | 1,23 | 1,29 | 0,86 |
| 2АЗ | 1,03 | 1,07 | 1,23 | 1,26 | 1,27 | 1,44 | 1,81 |
| 3АЗ | 0,99 | 0,97 | 1,13 | 1,17 | 1,28 | 1,42 | 0,84 |
| Сумма (КО+АР) | 10,22 | 10,69 | 9,58 | 10,04 | 10,87 | 11,01 | 11,52 |

Анализ таблицы 18 показывает, что суммарная эффективность РО СУЗ увеличивается по мере увеличения блоков бериллия в активной зоне, а значит, с точки зрения ядерной безопасности, реактор становится более безопасным [67]. В частности, эффективность РО СУЗ при полном боковом бериллиевом отражателе («5») выше на 13% по сравнению с активной зоной с водяным отражателем («0»). Также следует отметить, что результаты расчетов для конфигурации «0» хорошо согласуются с экспериментальными значениями.

Получены эффективные доли запаздывающих нейтронов, постоянные распада, эффективности РО СУЗ для основных загрузок активной зоны, которые вносятся в систему АСУЗ-18Р для корректного вычисления реактивности реактора и необходимы эксплуатирующему персоналу.

На рисунке 25 показана зависимость эффективности одного из стержней компенсации реактивности от глубины погружения в активную зону. Из рисунка отчетливо видно, что эффективность верхней и нижней части стержня минимальна.

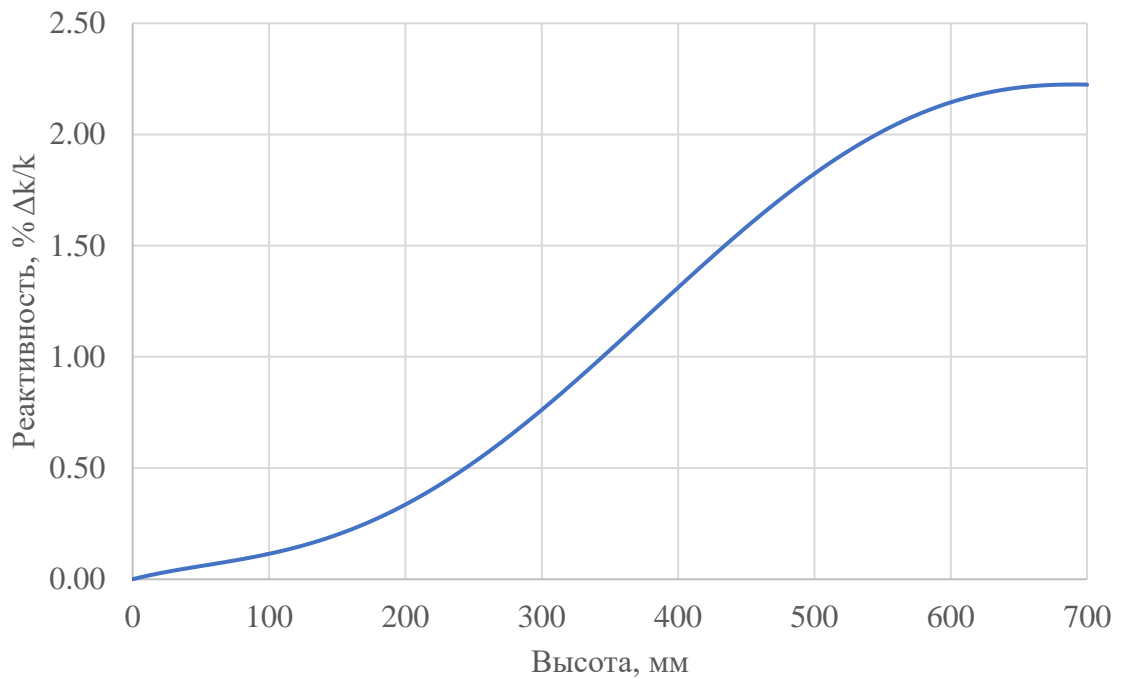


Рисунок 25 – Интегральная характеристика стержня КО-1

3.5 Определение плотности потока нейтронов для различных конфигураций активной зоны реактора

Догрузка бериллиевых блоков для создания бокового бериллиевого отражателя нейтронов приводит к всплескам нейтронов на периферии активной зоны, причем необходимо отметить, что происходит увеличение тепловых нейтронов. Нейтроны, взаимодействуя с бериллием теряют свою кинетическую энергию и термализируются. Бериллий обладает лучшими свойствами замедления нейтронов нежели легкая вода. Например, коэффициент замедления бериллия равен 125, тогда как для легкой воды он равняется 61. Изменение поля тепловых ($E < 0,625$ эВ) и быстрых нейтронов ($E > 0,1$ МэВ) вдоль диаметра активной зоны реактора ВВР-К иллюстрирует рисунки 26, 27. Из рисунков видно перераспределение нейтронного поля при изменении конфигурации активной зоны. В частности, в центре активной зоны плотность потока быстрых нейтронов уменьшается с $1,5 \cdot 10^{14}$ до $1,3 \cdot 10^{14}$ см⁻²с⁻¹, а плотность потока тепловых нейтронов незначительно увеличивается с $7,4 \cdot 10^{13}$ до $7,5 \cdot 10^{13}$ см⁻²с⁻¹. На периферии активной зоны плотность потока быстрых нейтронов увеличивается с $3,3 \cdot 10^{12}$ до $6,0 \cdot 10^{12}$ см⁻²с⁻¹, а плотность потока тепловых нейтронов увеличивается с $2,9 \cdot 10^{13}$ до $4,2 \cdot 10^{13}$ см⁻²с⁻¹. Значения плотности потока нейтронов приведены для топливной части активной зоны.

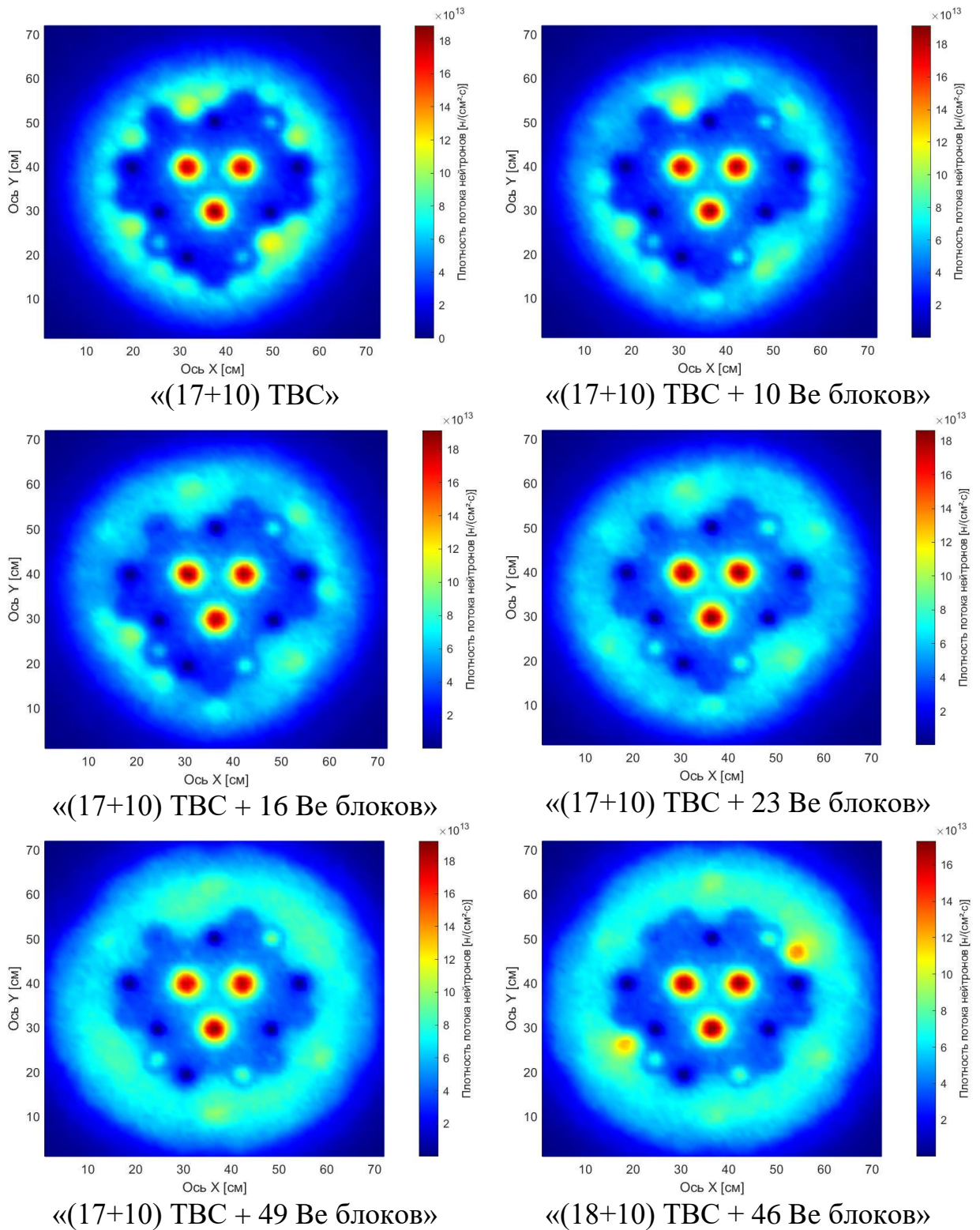


Рисунок 26. Распределение плотности потока тепловых нейтронов по центральной плоскости активной зоны для разных конфигураций

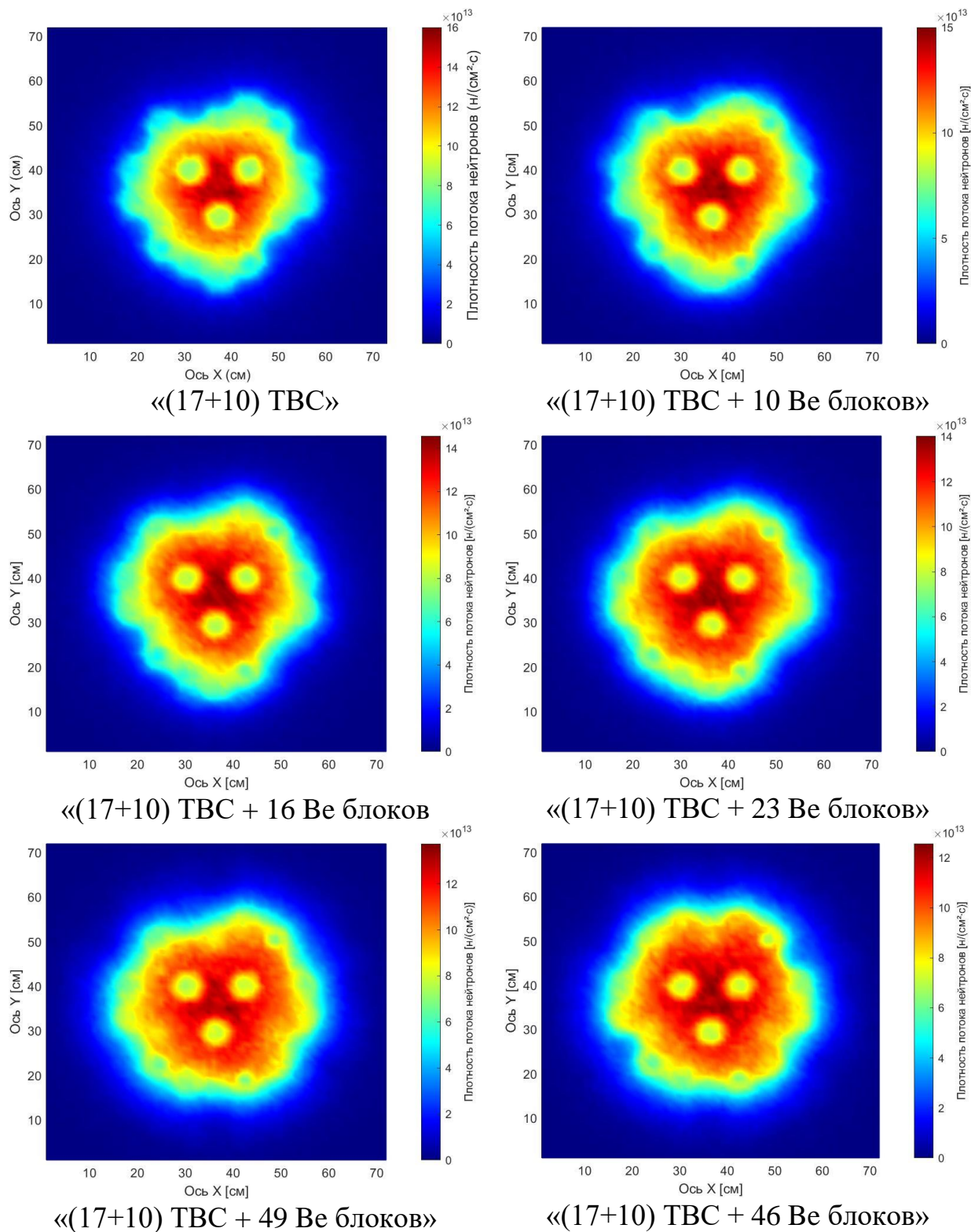


Рисунок 27. Плотность потока быстрых нейтронов по центральной плоскости активной зоны

В качестве примера, на рисунке 28 показано изменение плотности потока нейтронов в двух облучательных каналах при постепенной замене водяного отражателя нейтронов на бериллиевый. Рассмотрены центральная (6-6) и периферийная (2-6) ячейки активной зоны.

Из рисунка 28 видно, что плотность потока тепловых нейтронов в центральном облучательном канале, для конфигурации «5», уменьшилась, что связано с увеличением диаметра активной зоны и соответственно со снижением удельного энерговыделения в ТВС. Тогда как плотность потока быстрых нейтронов наоборот увеличилась. Ужесточение энергетического спектра нейтронов в центральном облучательном канале, для конфигурации «5», предположительно связано с увеличением количества урана в активной зоне, при делении которого образуются нейтроны со средней энергией 2 МэВ. На периферии активной зоны отчетливо виден процесс термализации нейтронов.

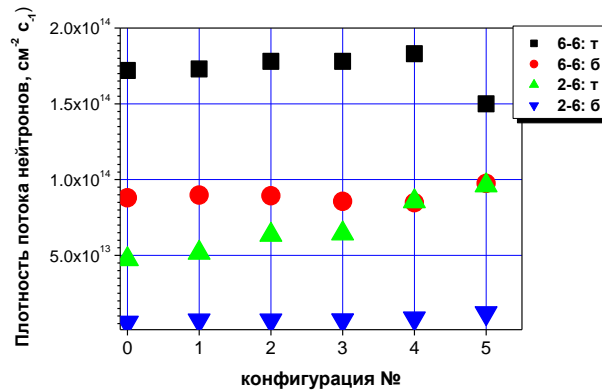


Рисунок 28 – Плотность потока тепловых и быстрых нейтронов

Более детально изменения спектров нейтронов в экспериментальных каналах активной зоны рассмотрены в работе [64]. В таблице 19 приведены коэффициенты жесткости энергетического спектра нейтронов. Коэффициент жесткости (К) определялся как отношение плотности потока быстрых нейтронов ($E_n > 0,1$ МэВ) к плотности потока тепловых нейтронов ($E_n < 0,625$ эВ).

Данные таблицы 19 показывают, что на периферии активной зоны энергетический спектр нейтронов мягче, чем в центре. Этот эффект связан с термализацией нейтронов на бериллии [65].

Таблица 19 – Коэффициенты жесткости энергетического спектра в активной зоне

| Компоновка активной зоны | | «0» | «1» | «2» | «3» | «4» | «5» |
|--------------------------|-----------|------|------|------|------|------|------|
| К | центр | 0,51 | 0,52 | 0,50 | 0,48 | 0,46 | 0,65 |
| | периферия | 0,12 | 0,14 | 0,11 | 0,11 | 0,10 | 0,12 |

3.6 Определение тепловыделения элементов активной зоны

Энерговыделение в топливе влияет на плотность потока нейтронов, а также на температуру топлива и оболочки твэлов. Изменение распределения плотности энерговыделения по диаметру активной зоны (от ячейки 5-5 до ячейки 8-7) в горизонтальной плоскости, проходящей через ее центр, для шести последовательных конфигураций иллюстрирует рисунок 29.

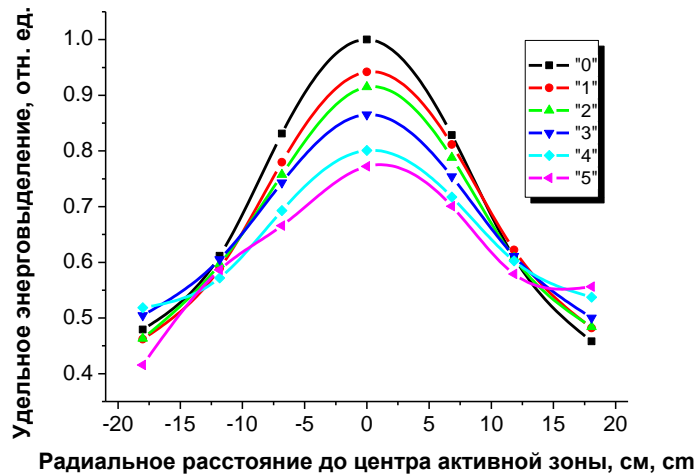


Рисунок 29 – Распределение плотности энерговыделения по диаметру активной зоны реактора ВВР-К

Из рисунка 29 видно, что в центре активной зоны энерговыделение падает на 23%, а на периферии активной зоны подрастает на 10%, это связано с выгоранием урана в ТВС и уменьшением утечки нейтронов с периферии.

В качестве примера, рассмотрено изменение удельного энерговыделения в трех ТВС, из них одна ТВС расположена в центре активной зоны (ячейка 6-5) и две на периферии (ячейки 5-3 и 9-5). ТВС, расположенные в периферийных ячейках 5-3 и 9-5, граничат с бериллиевыми блоками, начиная с конфигурации активной зоны «1». Результаты расчетов показаны на рисунке 29. Общая тенденция соответствует данным, показанным на рисунке 30. Уменьшение удельного энерговыделения в ячейке 5-3 для конфигурации «5» связано с тем, что в сопряженной ячейке был извлечен бериллиевый блок, что привело к спаду удельного энерговыделения.

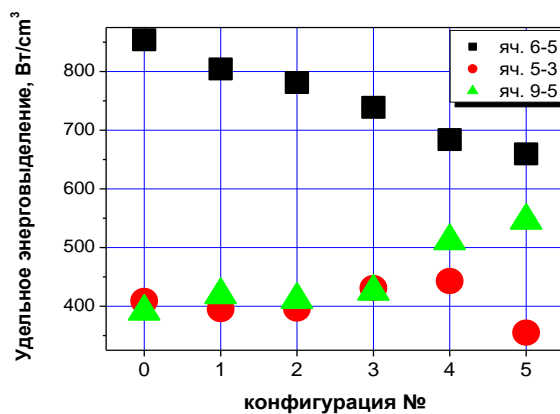


Рисунок 30 – Изменение энерговыделения в центральной ТВС и в двух периферийных ТВС

Тепловая мощность реактора создается нейтронами деления, гамма-квантами, образующимися в результате деления урана и запаздывающими гамма-квантами, рождение которых ассоциируется с продуктами ядерного деления. Экспериментально тепловая мощность определяется по разности температур воды первого контура реактора на выходе и входе в активную зону. Основной вклад в разогрев воды дает кинетическая энергия осколков деления урана (180 МэВ) и сопутствующие гамма-кванты (20 МэВ). Вполне существенен и гамма-разогрев бериллия, имеющего высокую удельную теплоемкость, который приводит к дополнительному нагреву воды в примыкающих к нему зазорах. Полученные расчетные оценки долей энерговыделения за счет нейтронов, гамма-квантов и гамма-разогрева бериллия в тепловую мощность реактора для шести последовательных конфигураций активной зоны приведены в таблице 20.

Таблица 20 – Доли вкладов нейтронов и гамма-квантов в тепловую мощность реактора

| конфигурация / частицы | «0» | «1» | «2» | «3» | «4» | «5» |
|--|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| нейтроны, осколки деления | 94,42 | 93,58 | 93,17 | 92,68 | 91,81 | 92,16 |
| γ -кванты | 5,58 | 5,60 | 5,57 | 5,56 | 5,49 | 5,54 |
| ядерная реакция на бериллии (γ разогрев) | 0 | 0,83 | 1,27 | 1,76 | 2,64 | 2,30 |

Как видно, и выгорание топлива, и загрузка блоков бериллия приводят к снижению доли нейтронов и увеличению доли гамма-квантов в тепловой мощности реактора [64].

3.7 Влияние выгорания топлива на запас реактивности активной зоны

Изменение реактивности реактора, работающего в стационарном состоянии, связано с выгоранием делящихся нуклидов, с образованием осколков деления (эти эффекты приводят к потере реактивности), а также с образованием новых делящихся нуклидов и с выгоранием сырьевых нуклидов (в нашем случае ^{238}U).

Выгорание – процесс постоянного уменьшения делящихся нуклидов в работающем реакторе, обусловленный поглощением ими нейтронов реакторного спектра.

При поглощении нейтронов делящимися нуклидом, часть поглощений заканчивается делениями.

Поглощение нейтронов свойственно всем делящимся нуклидам на любом уровне энергий нейтронов E . Например, для ядер урана-235:

$$\sigma_{a5}(E) = \sigma_{f5}(E) + \sigma_{c5}(E), \quad (66)$$

где σ_{a5} – сечение поглощения ядрами ^{235}U , σ_{f5} – сечение деления, σ_{c5} – сечение радиационного захвата; выгорание топлива всегда обусловлено нейтронами любых энергий, присутствующими в реакторном спектре.

Скорость выгорания – есть не что иное как скорость реакции поглощения ядрами ^{235}U тепловых нейтронов. Поэтому дифференциальное уравнение скорости выгорания имеет такой вид:

$$\frac{dN_5}{dt} = -\sigma_{a5} N_5(t) \Phi(t), \quad (67)$$

где Φ – усредненная плотность потока нейтронов, а знак минус в правой части уравнения - свидетельство того, что речь идёт об уменьшении концентрации ядер топлива со временем t .

Основной режим работы ядерного реактора – режим работы на постоянном уровне мощности: $N_p(t) = \text{const}$. Но величина мощности реактора $N_p(t)$ в любой момент времени t пропорциональна произведению концентрации ядер ^{235}U $N_5(t)$ и средней плотности потока нейтронов в реакторе $\Phi(t)$:

$$N_p(t) = \Delta E \sigma_{f5} N_5(t) \Phi(t) V_T = C_N N_5(t) \Phi(t), \quad (68)$$

где ΔE – энергия при делении урана-235, V_T – объем активной зоны, C_N обозначено произведение всех постоянных величин: $C_N = \sigma_{f5} \Delta E V_T$. Поэтому для реактора, работающего на постоянном уровне мощности условие $N_p(t) = \text{const}$ равносильно условию:

$$N_5(t) \Phi(t) = \text{const} = N_p / C_N. \quad (69)$$

Следовательно, для реактора, работающего на постоянном уровне мощности, дифференциальное уравнение выгорания ^{235}U с учётом выражения (69) примет вид:

$$\frac{dN_5}{dt} = -\frac{\sigma_{a5} N_p}{C_N} = \text{const}. \quad (70)$$

Получается, что при постоянной мощности реактора скорость выгорания основного топлива в реакторе (^{235}U) - постоянна. Решение уравнения (70) при начальном условии: $t = 0$, $N_5(0) = N_{50}$ (если обозначать N_{50} начальную концентрацию ядер ^{235}U в первый момент кампании) – имеет вид:

$$N_5(t) = N_{50} - \frac{\sigma_{a5}}{C_N} N_p t. \quad (71)$$

На любом постоянном уровне мощности реактора уменьшение количества основного топлива во времени идёт по линейному закону, что иллюстрирует рисунок 31. Темп уменьшения количества урана-235 в процессе кампании определяется только величиной уровня мощности реактора.

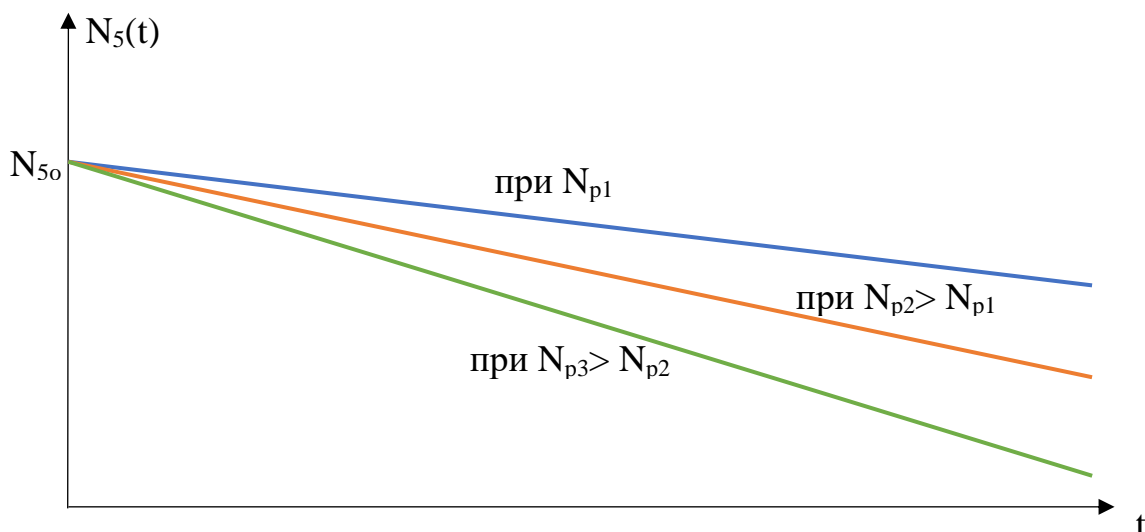


Рисунок 31 – Линейный характер уменьшения количества топлива с его выгоранием при работе реактора на разных уровнях мощности реактора

Нужно отметить, что из (68) следует, что чтобы поддерживать реактор на постоянном одинаковом уровне мощности в течение всей кампании необходимо увеличивать величину средней плотности потока нейтронов в процессе кампании по закону, обратно пропорциональному величине уменьшающейся с выгоранием концентрации ядер топлива:

$$\Phi(t) = \frac{N_5(t)}{C_N} N_p, \quad (72)$$

поскольку $N_5(t)$ в процессе кампании снижается по линейному закону.

Величиной энерговыработки реактора принято называть полное количество энергии, произведенное реактором с момента начала кампании его активной зоны. Если реактор работает на постоянном уровне мощности N_p определенное время t , то ясно, что за это время он выработает $W = N_p t$ единиц энергии. С учётом того, что величина произведения $N_p t = W$, вид решения уравнения выгорания становится более простым и общим:

$$N_5(t) = N_{50} - \frac{\sigma_{a5}}{C_N} W, \quad (73)$$

то есть теперь уменьшение концентрации топлива в процессе кампании активной зоны можно на графике отразить не семейством прямых, а одной прямой, показанный на рисунке 32.

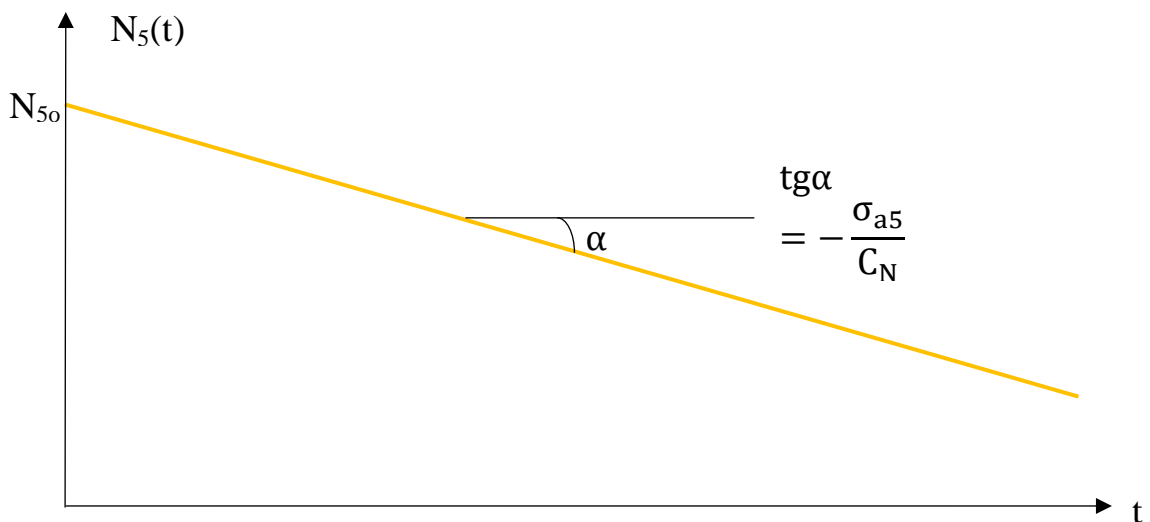


Рисунок 32 – Линейный характер уменьшения концентрации ^{235}U с энерговыработкой реактора.

Но так как величина концентрации $N_5(t)$ пропорционально связана с величиной коэффициента использования тепловых нейтронов $\theta(t)$, который даёт соразмерный вклад в величину эффективного коэффициента размножения нейтронов в реакторе $k_{eff}(t)$, который практически пропорционально связан с величиной реактивности реактора ρ . Поэтому график потерь запаса реактивности из-за выгорания топлива в зависимости от энерговыработки реактора оказывается столь же однозначным и линейным, как и график изменения самой концентрации ^{235}U , который показан на рисунке 33.

Также необходимо учитывать отрицательный эффект реактивности за счет накопления продуктов деления, которые можно отнести к двум значительным и другим. Первые – это ^{135}Xe и ^{149}Sm , которые имеют очень большие сечения поглощения тепловых нейтронов: $2,65 \times 10^6$ и $4,02 \times 10^4$ барн при энергии нейтронов 0,025 эВ соответственно. В течение короткого времени после выгорания (обычно от нескольких часов до нескольких дней) они достигают индивидуальной равновесной концентрации за счет баланса между производством и убылью из-за сильного поглощения нейтронов, и они имеют постоянный отрицательный эффект реактивности. Остальные продукты деления продолжают накапливаться с выгоранием из-за низких сечений поглощения и увеличения отрицательной реактивности.

Можно выделить четыре характерные для отравления особенности:

- 1) очень большое сечение поглощения тепловых нейтронов;
- 2) быстрое достижение равновесной концентрации (для Xe через 30-40 ч, для Sm – 8-10 сут);
- 3) увеличение отравления после остановки ЯР (йодная яма и прометиевый провал);
- 4) временное увеличение или уменьшение ρ , обусловленное изменением концентрации Xe и Sm после изменения мощности ЯР (переходные процессы).

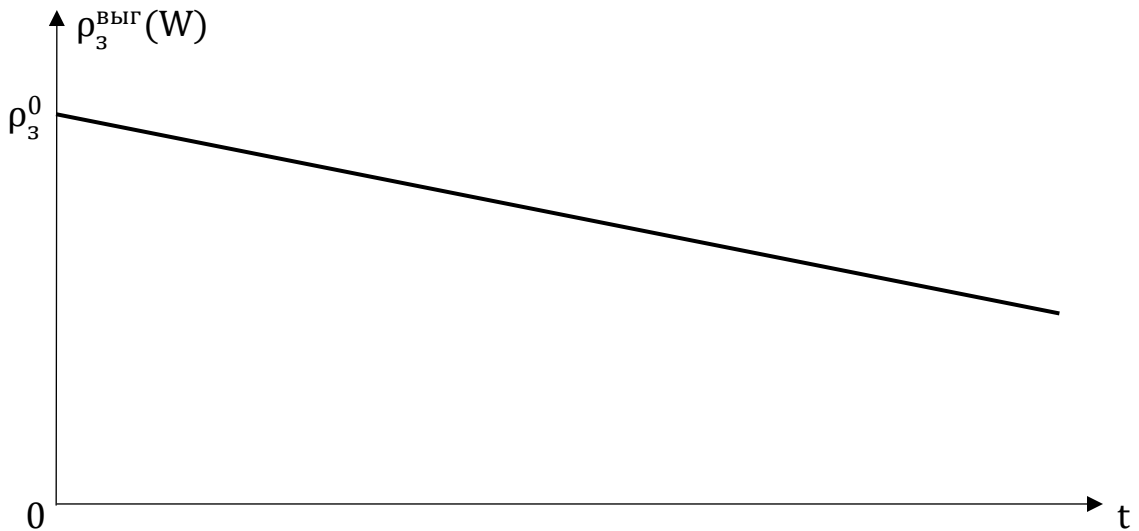


Рисунок 33 – Характер нарастания потерь реактивности в процессе кампании реактора за счёт выгорания основного топлива (^{235}U).

Уменьшение ρ , а следовательно, и $\rho_{\text{зап}}$, обусловленное поглощением нейтронов в сильных поглотителях, удобно характеризовать отравлением – отношением количества поглощений в поглотителе к количеству поглощений в топливе:

$$M = \frac{(\bar{\Phi} \Sigma_a V)_{\text{погл}}}{(\bar{\Phi} \Sigma_a V)_{\text{топ}}}, \quad (74)$$

где $\bar{\Phi}$ [нейтр/(см²·с)], Σ_a (см⁻¹), V (см³) – плотность потока нейтронов, макроскопическое сечение поглощения, объем топлива и поглотителя нейтронов соответственно.

Для поглотителей, находящихся непосредственно в месте расположения топлива, $V_{\text{топ}} = V_{\text{погл}}$, $\Phi_{\text{топ}} = \Phi_{\text{погл}}$ и, следовательно,

$$M = \frac{\Sigma_a^{\text{погл}}}{\Sigma_a^{\text{топ}}} = \frac{\sigma_a^{\text{погл}}}{\sigma_a^{\text{топ}}} \frac{N_{\text{погл}}}{N_{\text{топ}}}, \quad (75)$$

где $N_{\text{погл}}$ и $N_{\text{топ}}$ – концентрация поглотителя и топлива, ядер/см³.

Для ЯР на тепловых нейтронах потеря реактивности за счет отравления

$$\rho_{\text{отр}} \approx -\theta W, \quad (76)$$

где θ – коэффициент использования тепловых нейтронов неотравленного ЯР.

Нуклид ^{135}Xe образуется в активной зоне как продукт распада ^{135}I (удельный выход $\gamma_{\text{I}} \approx 6,4\%$) и непосредственно как осколок деления ($\gamma_{\text{Xe}} \approx 0,25\%$), схема образования которого показан на рисунке 34.

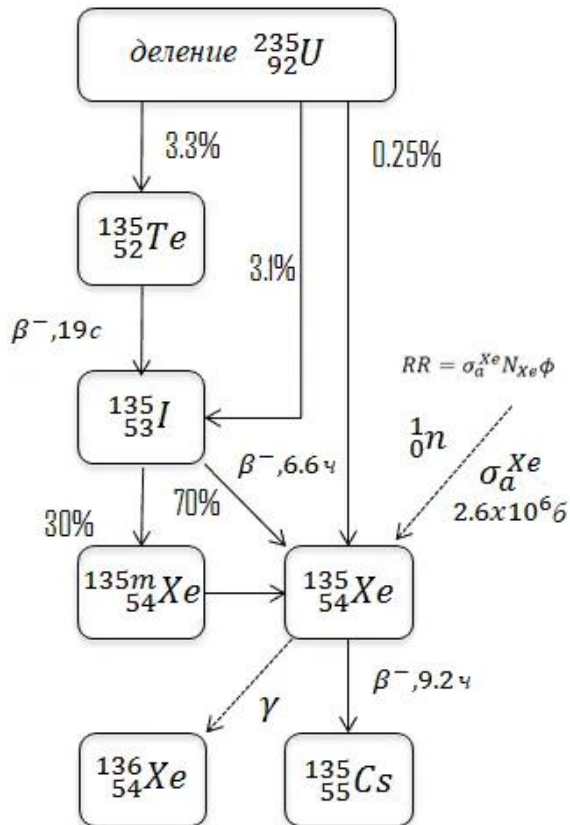


Рисунок 34 – Схема образования ксенона-135

На рисунке 35 показан характер изменений концентраций I , Xe , отравления Xe и $\rho_{зан}$, происходящих при работе реактора на стационарной мощности.

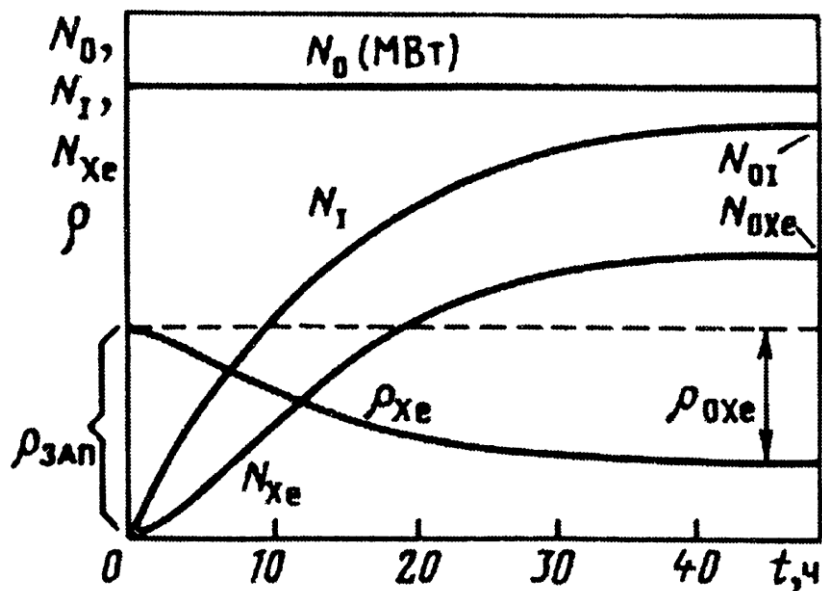


Рисунок 35 – Динамика установления стационарного отравления Xe [68, с.106]

Накопление I при работе на стационарной мощности N_0 , то есть при постоянной скорости образования I , происходит по экспоненциальному закону с периодом полураспада $T_{1/2}=6,7$ часов:

$$N_I(t) = N_{0I}(1 - e^{-\lambda_I t}). \quad (77)$$

Равновесная концентрация I прямо пропорциональна мощности реактора (плотности потока Φ_0):

$$N_{0I} = \frac{\gamma_I}{\lambda_I} \Sigma_f^{\text{топ}} \Phi_0, \quad (78)$$

где $\gamma_I=0,064$ – удельный выход I ; $\lambda_I=2,9 \times 10^{-5} \text{ c}^{-1}$ – постоянная распада I ; $\Sigma_f^{\text{топ}}$ – макроскопическое сечение деления топлива, см^{-1} . Равновесие наступает, когда скорость радиоактивного распада I становится равной скорости его рождения из распадающегося Te и деления урана-235, выход которого пропорционален мощности.

Стационарная концентрация Xe определяется равновесием между скоростью прибыли Xe из распадающегося I и непосредственно как осколка деления и скоростью убыли его вследствие поглощения нейтронов и радиоактивного распада. При работе на стационарной мощности (плотность потока Φ_0):

$$N_{0Xe} = \frac{\gamma_I - \gamma_{Xe}}{\lambda_{Xe} + \sigma_{Xe} \Phi_0} \Phi_0 \Sigma_f^{U5}, \quad (79)$$

где $\gamma_{Xe}=0,0025$ – удельный выход Xe , $\lambda_{Xe}=2,1 \times 10^{-5} \text{ c}^{-1}$ – постоянная распада Xe .

Временем установления равновесной концентрации I и Xe при практических расчетах можно считать время, когда их концентрация достигает значения, отличающегося от равновесного на 10-15 %. Это соответствует времени, равному примерно 4-5 периодам полураспада, что в данном случае составляет ~ 30 ч работы на стационарной мощности.

Уменьшение ρ , а следовательно, и $\rho_{зан}$ из-за стационарного отравления при работе на постоянном уровне мощности в течение ~ 30 ч стремится к значению:

$$\rho_{0Xe} \approx -\theta W_{0Xe} = -\theta \frac{\sigma_{Xe}(\gamma_I + \gamma_{Xe})\Phi_0}{\lambda_{Xe} + \sigma_{Xe}\Phi_0} \frac{\sigma_{f5}}{\sigma_{a5} + \sigma_{a8}(1-x)/x}, \quad (80)$$

где W_{0Xe} – отравление реактора Xe ; θ – коэффициент использования тепловых нейтронов; σ_{Xe} – сечение поглощения нейтронов Xe , см^2 ; x – обогащение изотопом ^{235}U ; σ_{f5} , σ_{a5} , σ_{a8} – микроскопические сечения деления (f) и поглощения (a) изотопов урана, см^2 .

Стационарное отравление Xe , как видно из формулы (80), зависит от сечения поглощения нейтронов, обогащения топлива и плотности потока нейтронов (мощности ЯР).

Изменение мощности реактора приводит к нарушению динамического равновесия между прибылью и убылью Xe . После остановки или снижения мощности происходит временное увеличение концентрации Xe вследствие распада I и соответствующее уменьшение $\rho_{зан}$, которое называют йодной (иногда ксеноновой) ямой. После увеличения мощности наблюдается временное уменьшение концентрации Xe и соответствующее увеличение $\rho_{зан}$. На рисунке 35 графически представлены процессы, обуславливающие нестационарное отравление Xe при изменении мощности.

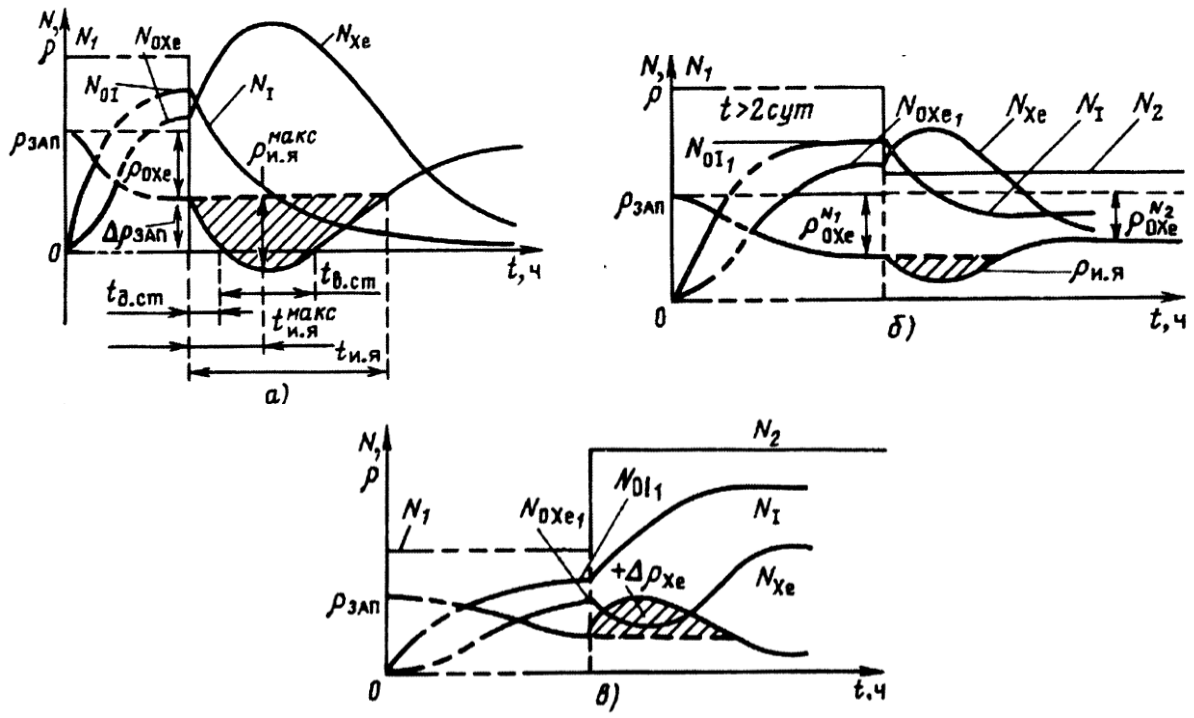


Рисунок 36 – Нестационарное отравление Xe после остановки ЯР (а), снижения (б) и увеличения (в) мощности [68, с. 121]

а) После остановки реактора (рис. 36 а) прекращаются рождение I и выгорание Xe . Накопившиеся к моменту остановки I и Xe продолжают распадаться с $T_I=6,7$ и $T_{Xe}=9,2$ ч соответственно. Но так как распад I фактически представляет собой рождение Xe , причем этот процесс происходит быстрее, чем распад Xe то концентрация Xe временно увеличивается, пока $\lambda_{Xe}N_{Xe} < \lambda_I N_I$. При $\lambda_{Xe}N_{Xe} \geq \lambda_I N_I$, то есть при $N_{Xe} \geq \frac{\lambda_I N_I}{\lambda_{Xe}} = 1,38N_I$, концентрация Xe начинает убывать: сначала медленно, так как распадающийся I хотя бы частично компенсирует распад Xe , а потом быстрее и в конце концов с периодом $T_{Xe} = 9,2$ ч. Пропорционально концентрации Xe , но с обратным знаком изменяется $\rho_{зан}$, образуя йодную яму.

б) После снижения мощности имеет место йодная яма (рис. 36 б), как и после остановки, но глубина и длительности ее при таком же диапазоне изменения мощности будут меньше. Это объясняется тем, что при снижении

мощности концентрация Xe , накапливающегося из избыточного I , уменьшается не с $T_{Xe} = 9,2$ ч, как при остановке, а быстрее - с T_{Xe}^* .

в) После перехода на большую мощность (рис. 36 в) происходит ксеноновый выбег - временное высвобождение $\rho_{зан}$ вследствие увеличения скорости выгорания Xe : концентрация его уменьшается, а ρ увеличивается. Но этот процесс со временем замедляется, так как на большей мощности увеличивается выход I , а следовательно, и Xe . Через некоторое время этот эффект начинает преобладать и отравление увеличивается в соответствии с большей равновесной концентрацией I и Xe .

Для оценки потери реактивности на выгорание топлива и стационарное отравление ксеноном реактора ВВР-К была учтена история работы реактора с двумя конфигурациями активной «0» и «5». На рисунке 37 показано изменение реактивности от времени работы реактора на номинальной мощности 6 МВт с водяным боковым отражателем, а на рисунке 38 – с полным бериллиевым отражателем.

Уменьшение запаса реактивности для рабочей конфигурации активной зоны с водяным отражателем нейтронов составляет $-3,7\% \Delta k/k$, а для активной зоны с полным боковым бериллиевым отражателем нейтронов составляет $-3,4\% \Delta k/k$. Скорость потери реактивности за счет выгорания топлива составило: для активной зоны с водяным отражателем $-0,050\% \Delta k/k$, а для активной зоны с бериллиевым отражателем $-0,046\% \Delta k/k$. Из полученных результатов, можно сделать вывод, что длительность облучательной кампании будет больше для конфигурации активной зоны с бериллиевым отражателем, по сравнению с водяным отражателем нейтронов, при равном начальном запасе реактивности. Видно, что линия реактивности со временем линейно уменьшается с некоторыми колебаниями, связанные с температурными эффектами реактивности, нестационарным отравлением ксеноном вследствие временного останова реактора и колебаниями мощности при проведении загрузочно-перегрузочных работ [69].

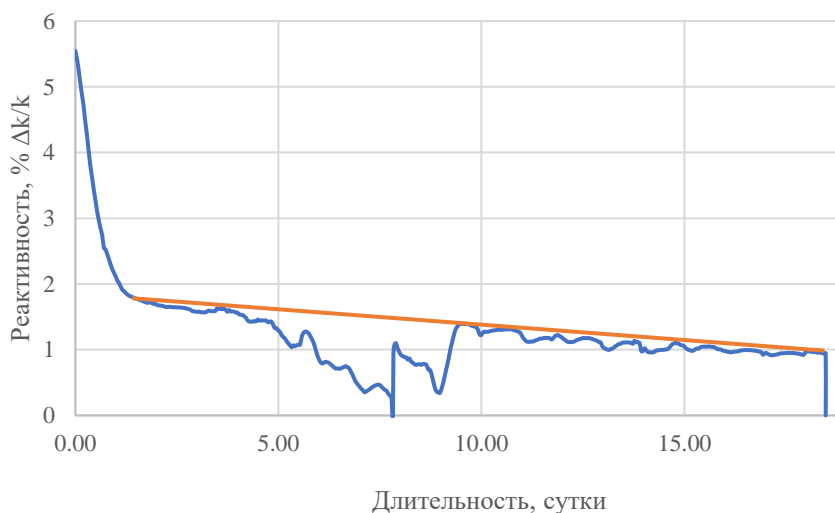


Рисунок 37 – Изменение реактивности активной зоны реактора ВВР-К с конфигурацией «0» от времени на номинальной мощности 6 МВт.

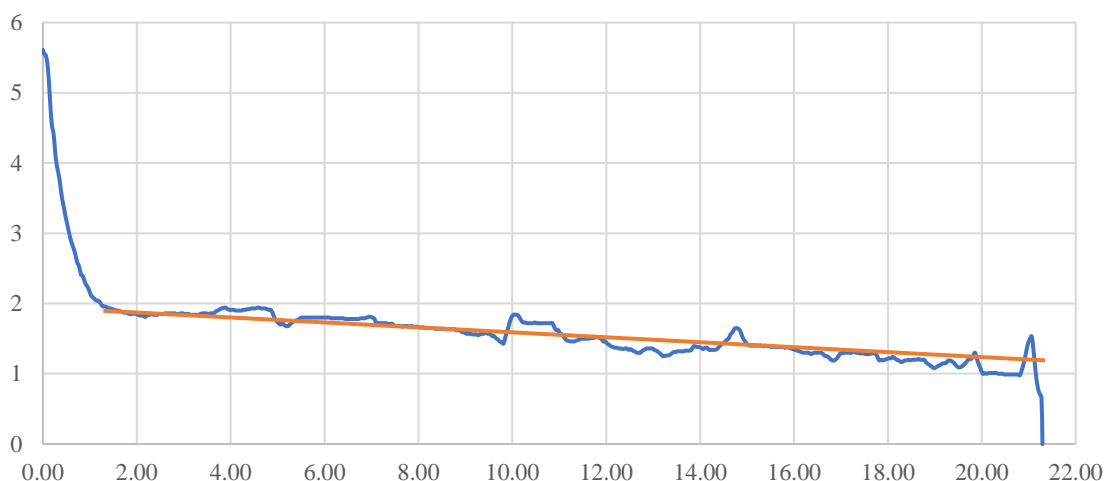


Рисунок 38 – Изменение реактивности активной зоны реактора ВВР-К с конфигурацией «5» от времени на номинальной мощности 6 МВт.

С увеличением количества бериллиевых блоков в активной зоне происходит увеличение запаса реактивности, убывание реактивности за счет выгорания урана-235, вследствие уменьшения утечки нейтронов с боковой поверхности активной зоны (см. таблицу 21).

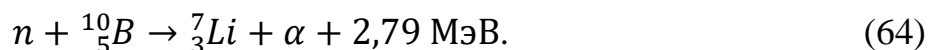
Таблица 21 – Изменение критических характеристик и выгорание U-235 для разных конфигураций активной зоны

| Конфигурации активной зоны | «0» | «1» | «2» | «3» | «4» | «5» |
|---|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Начальная масса урана 235, г | 6258 | 5677 | 5278 | 4785 | 4335 | 4802 |
| Скорость выгорания урана 235 за 1 цикл, г | ≈ 150 | | | | | |
| Запас реактивности, % $\Delta k/k$ | 6,89 | 7,75 | 8,23 | 8,53 | 8,9 | 7,55 |
| Уменьшение реактивности за счет выгорания урана-235 за 1 цикл, % $\Delta k/k$ | -1,57 | -0,65 | -0,74 | -0,79 | -0,89 | -1,12 |

3.8 Влияние выгорание бора-10 в стержнях компенсации реактивности на их эффективность

В ядерном реакторе для управления цепной ядерной реакцией деления применяются стержни с поглотителем нейтронов. Поглотителем нейтронов

могут служить разные материалы, но широкое распространение получил карбид бора [70-72]. К стержням СУЗ реактора предъявляются требования правил ядерной безопасности, механической и радиационной стойкости, так как их работа напрямую влияет на безопасную эксплуатацию реактора. Стержни СУЗ должны сохранять свою эффективность в заданных пределах и целостность (внешнюю форму) для свободного перемещения внутри канала. Например, согласно техническому регламенту, «Ядерная и радиационная безопасность» [73], стержни СУЗ относятся ко второму классу безопасности, т.е. их отказ может являться исходным событием, приводящему к проектной аварии. Главными факторами в ограничении срока службы РО СУЗ являются выгорание поглотителя и радиационное повреждение компонентов стержней, под воздействием температуры и радиационного поля [74-83]. Под выгоранием бора здесь понимается уменьшение массы бора-10 за счет ядерной реакции:



В результате ядерной реакции (64), в поглощающем стержне накапливается газ гелий, который может привести стержень к набуханию и разгерметизации, но в настоящей работе не проводится анализ радиационной стойкости стержней.

Все десять РО СУЗ (три стержня аварийной защиты - АЗ, шесть стержней компенсации избыточной реактивности - КО и один автоматический регулятор - АР) размещены внутри ТВС 2-го типа (см. рис. 39 и 40). Исполнительные механизмы РО располагаются непосредственно на каналах, что делает возможным их установку практически в любую ячейку активной зоны. Использование однотипных каналов РО СУЗ, делает их взаимозаменяемыми. При появлении аварийного сигнала (например, при отключении внешнего электроснабжения) вместе с РО АЗ в активную зону под действием силы гравитации вводятся РО КО и РО АР. Поглощающий материал всех РО КО и РО АЗ - карбид бора (B_4C), а материал РО АР – нержавеющая сталь.

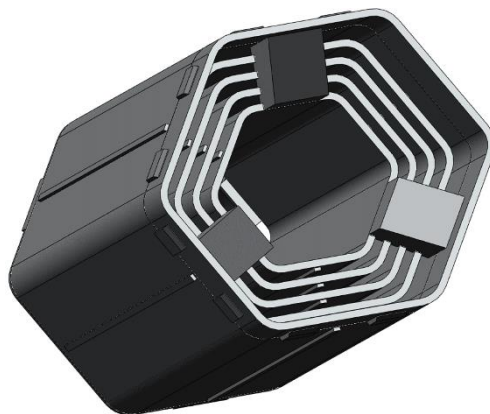


Рисунок – 39 ТВС ВВР-КН 2-го типа

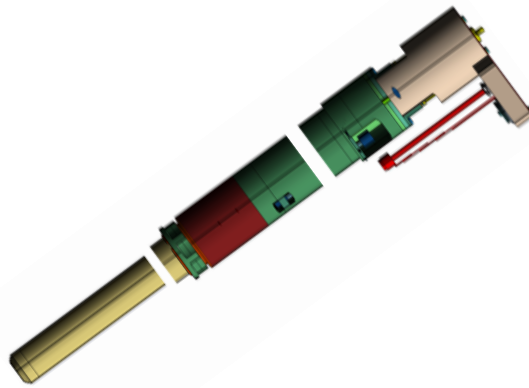


Рисунок 40 – Исполнительный механизм

В РО КО и РО АЗ используются однотипные поглощающие стержни, состоящие из блочков карбида бора, размещенных внутри алюминиевой трубы. Суммарная длина поглощающей части стержня составляет 700 мм, тогда как высота активной зоны – 610 мм. Соотношение между изотопами бора в карбиде бора естественное (~80% бор-11 и ~20% бор-10). Исходная масса бора-10 в одном стержне принималась равной 52,63 г.

Расчеты проведены с помощью компьютерного кода MCNP6 с библиотекой ядерных констант ENDF/B-VII.1 [84, 85]. В созданном пользователем файле исходных данных моделируется детальная геометрия всех компонентов активной зоны реактора ВВР-К, включая РО СУЗ, а также все присутствующие в ней материалы. Скриншот горизонтального разреза смоделированной активной зоны с боковым бериллиевым отражателем (горизонтальная плоскость) показан на рисунке 40. Код MCNP6 выдает массы и ядерные концентрации бора-10 и наработанных продуктов реакции (64), а именно лития-7 и гелия-4 в материалах, выгорание которых пользователь хочет определить за заданное им время работы реактора. Нарботка гелия в стержнях оценивалась только по ядерной реакции (64), т.е. в расчетах не учитывалась наработка гелия по ядерной реакции (65), которая протекает при взаимодействии с быстрыми нейтронами (>4 МэВ).



С целью моделирования реальных условий работы стержней КО, при расчетах они были погружены в активную зону на 400 мм, что соответствует критическому положению (стационарное состояние). По высоте происходит неравномерное выгорание бора-10. Такое неравномерное выгорание бора-10 приводит к неравномерному по высоте выходу гелия под оболочку. Для

определения этого градиента, каждый стержень был разбит на равные участки по 5 мм, в которых оценивалось выгорание бора-10 и газовыделение. В расчетах рассмотрены три временных промежутка работы реактора, 210, 630 и 2100 эффективных суток, что соответствует календарному времени работы реактора 1, 3 года и 10 лет, соответственно. [86]. Для расчетов использовалась математическая модель активной зоны, показанная на рисунке 41.

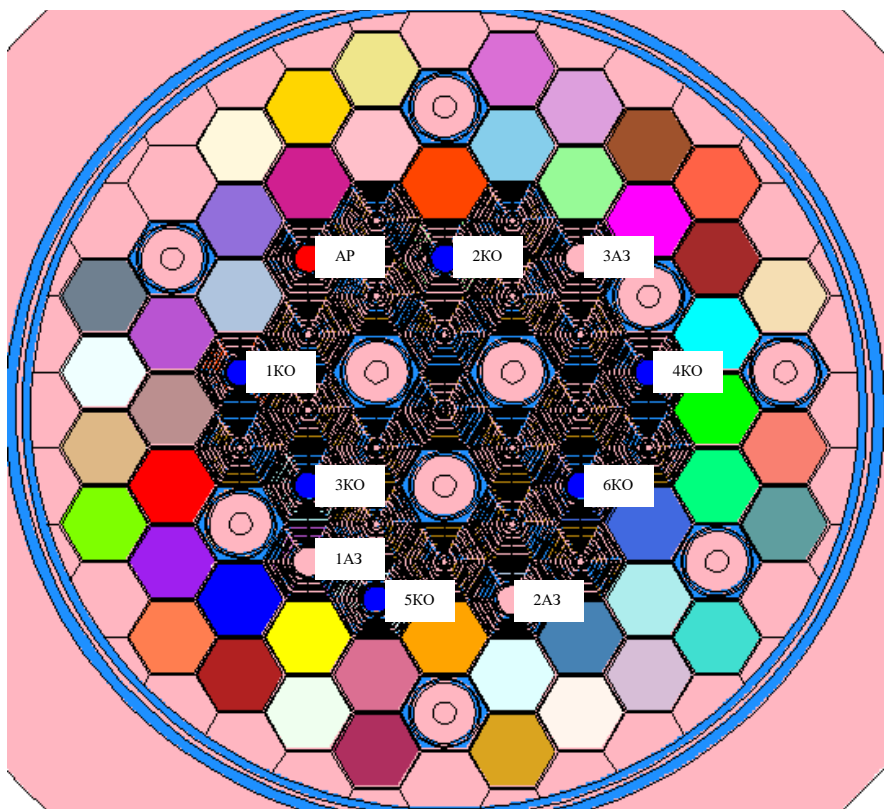


Рисунок 41 – Компьютерная модель активной зоны с бериллиевым отражателем. Горизонтальное сечение

Дефицит массы (выгорание) В-10 и количество образовавшихся нуклидов Li-7 и He-4 показаны на рисунках 42, 43 и 44 и приведены в таблице 22. В расчетах использовался консервативный подход, то есть выгорание бора-10 по радиусу стержня рассматривалось как равномерное.

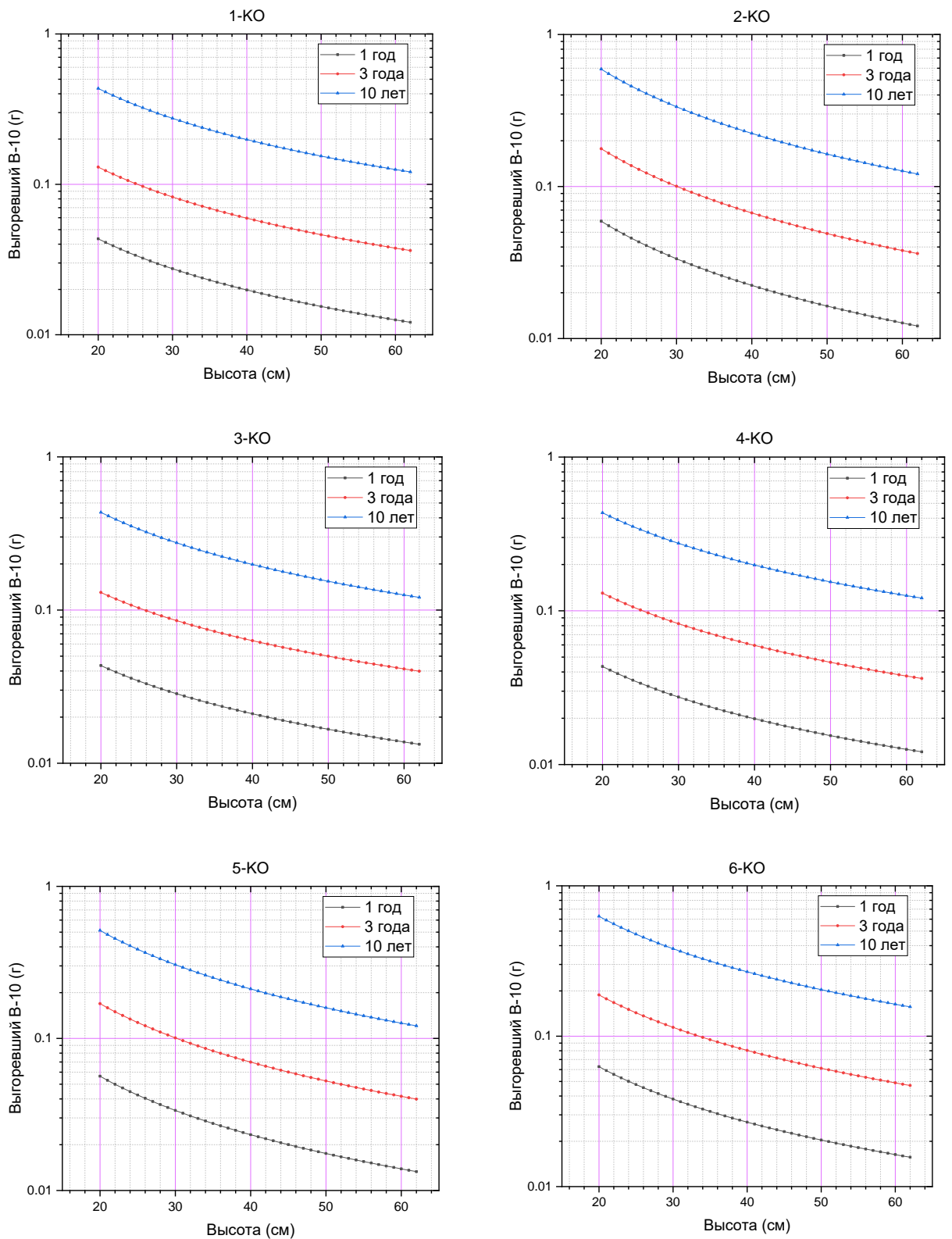


Рисунок 42 – Выгорание бора-10 по длине стержня

В реальности, стержни КО в начале цикла погружены в активную зону примерно на 400 мм, далее происходит их быстрое извлечение из-за отравления активной зоны, а затем идет постепенное извлечение из-за выгорания топлива. Поэтому полученные оценки по выгоранию бора-10 являются консервативными.

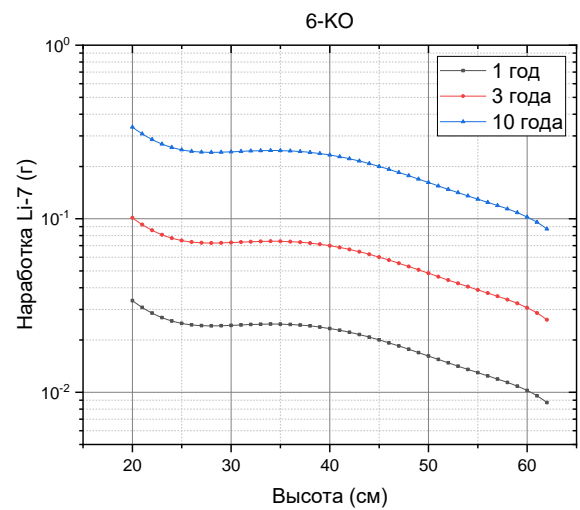
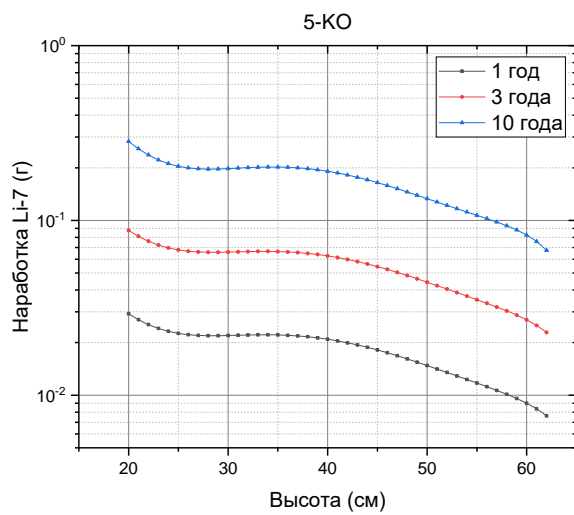
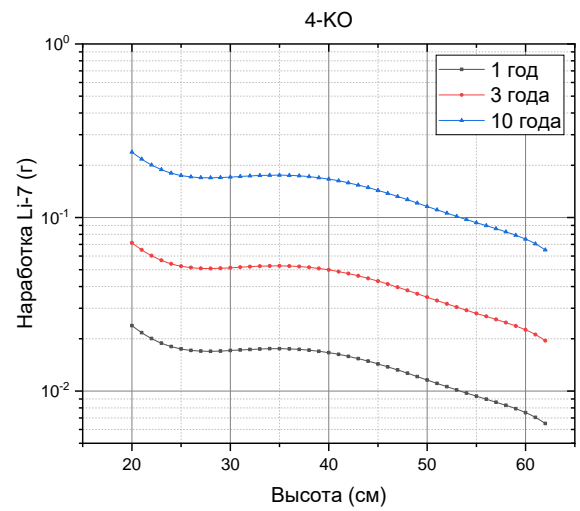
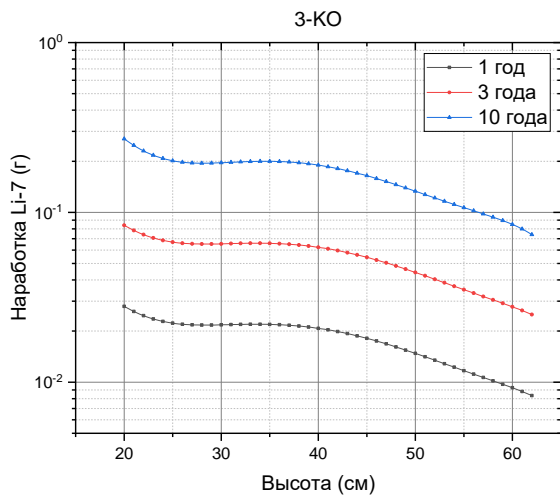
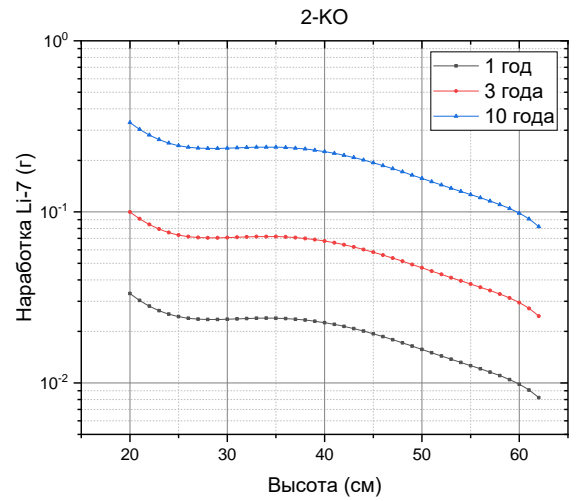
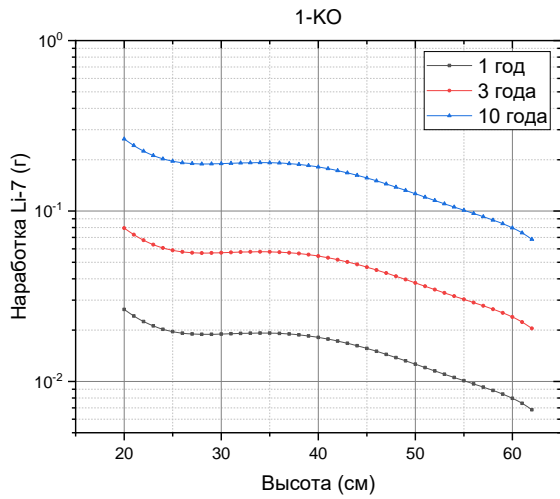


Рисунок 43– Количество наработанного лития-7 в стержнях СУЗ

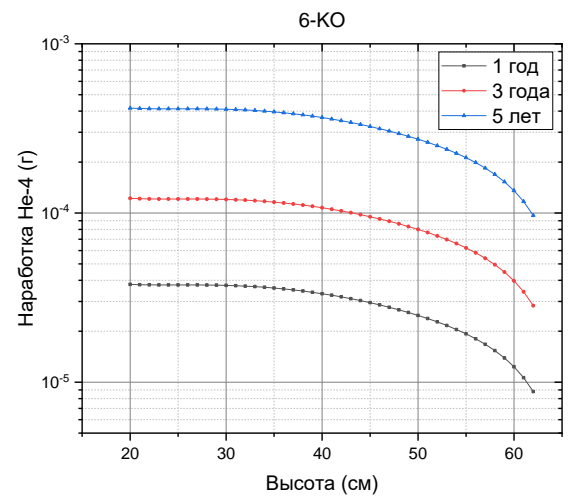
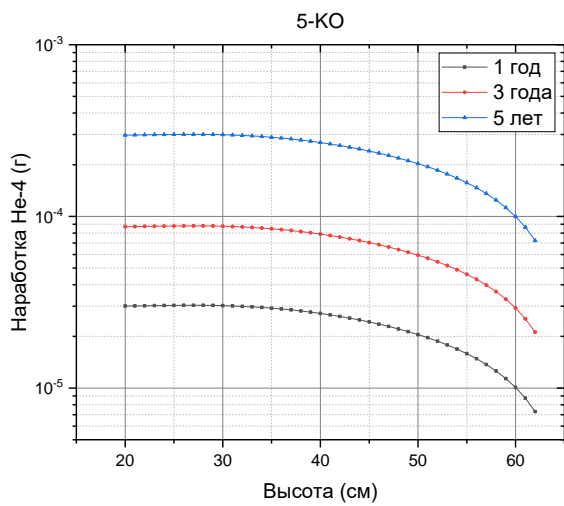
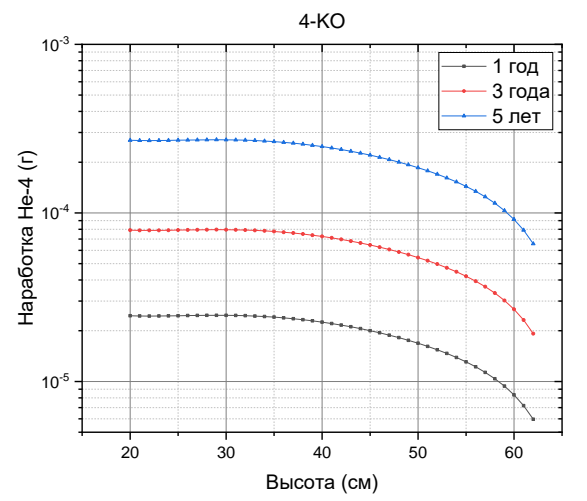
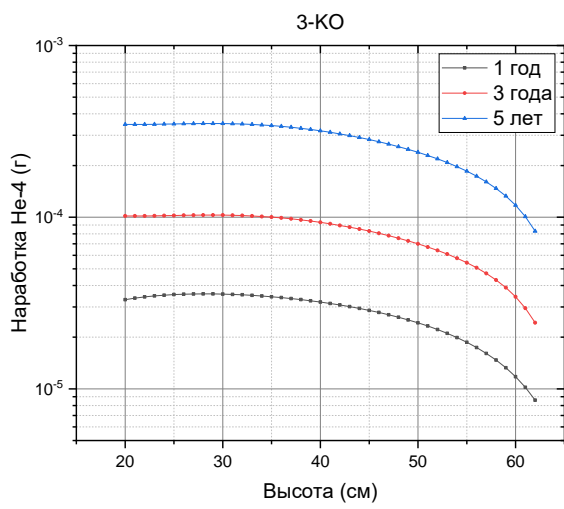
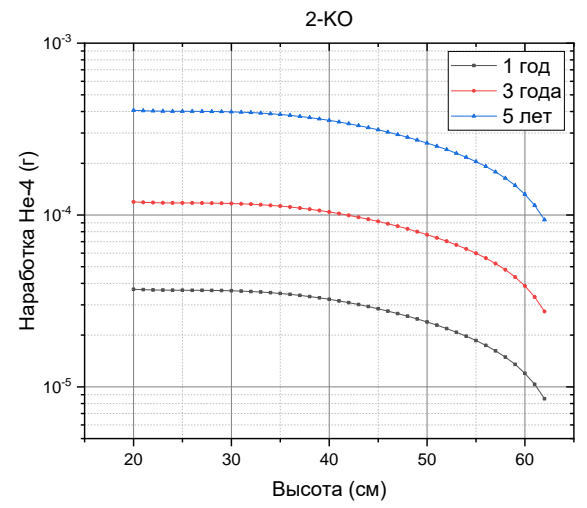
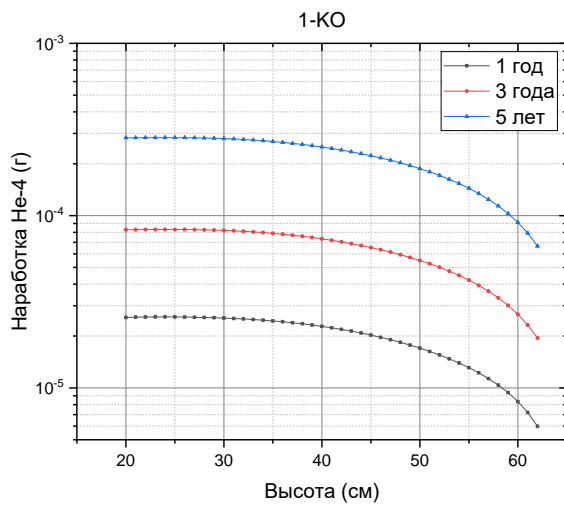


Рисунок 44 – Количество наработанного He-4 в стержнях СУЗ

Таблица 22 – Дефицит массы бора-10 и наработка Li-7 и He-4 за 1, 3, 10 лет работы реактора

| Время эксплуатации реактора | 1 год | | | | | |
|-----------------------------|--------|-------|-------|------|-------|-------|
| РО СУЗ | 1-КО | 2-КО | 3-КО | 4-КО | 5-КО | 6-КО |
| выгорание изотопа В-10, г | 0,94 | 1,11 | 0,99 | 0,94 | 1,09 | 1,1 |
| доля выгоревшего бора-10, % | 1,79 | 2,11 | 1,88 | 1,78 | 2,07 | 2,09 |
| наработка Li-7, г | 0,68 | 0,85 | 0,78 | 0,62 | 0,79 | 0,84 |
| наработка He, мг | 0,86 | 1,22 | 1,20 | 0,84 | 1,03 | 1,20 |
| Время эксплуатации реактора | 3 года | | | | | |
| выгорание изотопа В-10, г | 2,83 | 3,33 | 2,96 | 2,82 | 3,25 | 3,3 |
| доля выгоревшего бора-10, % | 5,4 | 6,3 | 5,6 | 5,4 | 6,2 | 6,3 |
| наработка Li-7, г | 2,05 | 2,55 | 2,35 | 1,87 | 2,36 | 2,45 |
| наработка He, мг | 2,78 | 3,94 | 3,50 | 2,70 | 3,00 | 3,91 |
| Время эксплуатации реактора | 10 лет | | | | | |
| выгорание изотопа В-10, г | 9,42 | 12 | 9,42 | 9,42 | 10,28 | 11,9 |
| доля выгоревшего бора-10, % | 18 | 23 | 18 | 18 | 20 | 23 |
| наработка Li-7, г | 6,85 | 8,52 | 7,14 | 6,24 | 7,19 | 8,1 |
| наработка He, мг | 9,45 | 13,40 | 11,90 | 9,27 | 10,20 | 12,90 |

Количество образованного гелия за 10 лет эксплуатации стержней СУЗ составит ~13 мг. Рассмотрено влияние выгорание бора-10 на физическую эффективность РО СУЗ. Как видно из таблицы 23, влияние выгорания бора-10 за рассмотренный период на физическую эффективность стержней компенсации реактивности не значительно.

Таблица 23 – Значения эффективностей всех стержней КО РО СУЗ с учетом выгорания бора-10 и наработки Li-7 и He-4, % Δk/k

| | КО-1 | КО-2 | КО-3 | КО-4 | КО-5 | КО-6 |
|--------------|------|------|------|------|------|------|
| «Свежий» бор | 1,07 | 1,86 | 1,22 | 0,83 | 1,14 | 1,85 |
| 1 год | 1,07 | 1,85 | 1,21 | 0,81 | 1,14 | 1,85 |
| 3 года | 1,07 | 1,85 | 1,21 | 0,83 | 1,12 | 1,84 |
| 10 лет | 1,06 | 1,81 | 1,19 | 0,81 | 1,12 | 1,81 |

В период 2015-2016 гг. проведена модернизация основных систем реактора ВВР-К, отвечающих за его безопасную эксплуатацию. В новой активной зоне реактора ВВР-К с низкообогащенным топливом увеличено количество РО СУЗ и используются однотипные каналы РО СУЗ, что делает их взаимозаменяемыми. При отключении внешнего электроснабжения, все РО СУЗ погружаются в активную зону реактора под действием силы гравитации и переводят реактор в безопасное состояние.

Полученные оценки показывают, что дефицит массы бора-10 в поглощающих стержнях КО за 10 лет эффективной работы реактора составит, в среднем, 20%, однако влияние на эффективность РО СУЗ будет незначительным. Полученные оценки по наработке гелия показали, что за 10 лет эксплуатации реактора ВВР-К в стержнях КО накопится не более 13 мг гелия [87].

3.9 Выводы по главе

Проведены расчетно-экспериментальные исследования нейтронно-физических характеристик реактора ВВР-К при постепенной замене бокового водяного отражателя нейтронов на бериллиевый. Показано, что замена водяного отражателя на бериллиевый приводит к:

- уменьшению эффективной доли запаздывающих нейтронов с 0,763% до 0,724%;
- увеличению жизни мгновенных нейтронов с 46,1 мкс до 59,8 мкс;
- незначительному уменьшению температурного коэффициента реактивности с $(-0,014 \pm 0,001)$ (% $\Delta k/k$)/К до $(-0,011 \pm 0,001)$ (% $\Delta k/k$)/К, что улучшает управляемость ядерным реактором;
- накоплению ядер-отравителей таких как ${}^6\text{Li}$, ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ в бериллиевых блоках, но скорость накопления не велика. На накопление ядер-отравителей влияет время отстоя между облучательными циклами, поэтому необходимо контролировать их накопление при формировании рабочего запаса реактивности. В частности, в период проведения планово-профилактического ремонта оборудования реактора (отстой длится два месяца), ядерная концентрация ${}^3\text{He}$ за этот период увеличивается на 130%;
- увеличению эффективности РО СУЗ, в среднем на 13%, что повышает уровень ядерной безопасности реактора;
- уменьшению утечки нейтронов с боковой поверхности активной зоны и соответственно к всплескам плотности потока нейтронов на границе бериллиевого отражателя;
- уменьшению плотности потока быстрых нейтронов в центре активной зоны с $1,45 \cdot 10^{14}$ до $1,26 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$ с $^{-1}$, при этом плотность потока тепловых нейтронов незначительно увеличивается с $7,35 \cdot 10^{13}$ до $7,53 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$ с $^{-1}$;
- увеличению плотности потока быстрых нейтронов в периферии активной зоны с $3,3 \cdot 10^{12}$ до $6,0 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$ с $^{-1}$, а плотность потока тепловых нейтронов увеличивается с $2,9 \cdot 10^{13}$ до $4,2 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$ с $^{-1}$;

– ужесточению энергетического спектра нейтронов в центре активной зоны и смягчению на периферии активной зоны;

– снижению энергонапряженности в центральной части активной зоны на 23% и повышению на 10% на периферии, тем самым повышается теплофизическая надежность активной зоны;

– снижению доли вклада нейтронного излучения с 94,4% до 92,2% в тепловую мощность реактора и повышению доли фотонного излучения до 2,3%;

– уменьшению скорости потери реактивности за счет выгорания ^{235}U с 0,050 % $\Delta k/k/\text{сутки}$ до 0,046 % $\Delta k/k/\text{сутки}$;

– уменьшению глубины отравления активной зоны с 3,7 % $\Delta k/k$ до 3,4 % $\Delta k/k$;

Исследование влияния выгорание бора-10 в стержнях компенсации реактивности на их эффективность показало:

– за 10 лет эффективной работы реактора масса бора-10 в стержнях уменьшится, в среднем, на 20%, однако такое влияние на эффективность РО СУЗ будет несущественным;

– за 10 лет эксплуатации реактора ВВР-К в стержнях КО накопится не более 13 мг гелия, что также не окажет влияния на распухание стержня и его физическую эффективность.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной диссертационной работе представлены результаты исследования нейтронно-физических характеристик исследовательского реактора ВВР-К с боковым бериллиевым отражателем.

Исследовательские реакторы играют ключевую роль в развитии ядерных и радиационных технологий. Основными задачами, стоящими перед эксплуатирующей реактор организацией, являются безопасная и эффективная эксплуатация. Безопасность реактора должна обеспечиваться на каждом этапе работ. Особенно, если работы, связаны с модернизацией активной зоны и/или систем, ответственных за безопасность. Значительные изменения нейтронно-физических характеристик ядерных реакторов происходят при их конверсии на НОУ топливо, поэтому проводится комплекс расчетных исследований с помощью сертифицированных программных средств по прогнозированию влияния изменения состава и конфигурации активной зоны на характеристики реактора. Из этого следует, что исследования проведены на актуальную и архиважную тему.

На основании проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

Разработана расчетная модель реактора ВВР-К, которая подробно описывает все его элементы. Разработанная расчетная модель реактора ВВР-К была верифицирована в сравнении с результатами экспериментальных работ. Результаты сравнения экспериментальных данных с расчетными показали, что максимальное среднеквадратичное отклонение нейтронно-физических характеристик реактора ВВР-К с полным боковым бериллиевым отражателем нейтронов, полученное на основе решения методом Монте-Карло уравнения переноса нейтронов составляет 11%.

Проведены расчетно-экспериментальные исследования нейтронно-физических характеристик реактора ВВР-К при постепенной замене бокового водяного отражателя нейтронов на бериллиевый. Показано, что замена водяного отражателя на бериллиевый приводит к:

- уменьшению эффективной доли запаздывающих нейтронов с 0,763% до 0,724%;

- увеличению жизни мгновенных нейтронов с 46,1 мкс до 59,8 мкс;

- незначительному уменьшению температурного коэффициента реактивности с $(-0,014 \pm 0,001)$ ($\% \Delta k/k$)/К до $(-0,011 \pm 0,001)$ ($\% \Delta k/k$)/К, что улучшает управляемость ядерным реактором;

- накоплению ядер-отравителей таких как ${}^6\text{Li}$, ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ в бериллиевых блоках, но скорость накопления не велика. На накопление ядер-отравителей влияет время отстоя между облучательными циклами, поэтому необходимо контролировать их накопление при формировании рабочего запаса реактивности. В частности, в период проведения планово-профилактического ремонта оборудования реактора (отстой длится два месяца), ядерная концентрация ${}^3\text{He}$ за этот период увеличивается на 130%;

– за 952 эффективных суток максимально наработанная атомная концентрация ядер-отравителей гелий-3 и литий-6 в бериллиевом отражателе реактора ВВР-К составила $9,14 \cdot 10^{16}$ яд/см³ и $2,15 \cdot 10^{18}$ яд/см³, соответственно, что привело к снижению запаса реактивности на 0,4 % $\Delta k/k$.

– увеличению эффективности РО СУЗ, в среднем на 13%, что повышает уровень ядерной безопасности реактора;

– уменьшению утечки нейтронов с боковой поверхности активной зоны и соответственно к всплескам плотности потока нейтронов на границе бериллиевого отражателя, в частности, уменьшается критическая масса урана-235 с 6258 г до 4335 г;

– уменьшению плотности потока быстрых нейтронов в центре активной зоны с $1,45 \cdot 10^{14}$ до $1,26 \cdot 10^{14}$ см⁻²с⁻¹, при этом плотность потока тепловых нейтронов незначительно увеличивается с $7,35 \cdot 10^{13}$ до $7,53 \cdot 10^{13}$ см⁻²с⁻¹;

– увеличению плотности потока быстрых нейтронов в периферии активной зоны с $3,3 \cdot 10^{12}$ до $6,0 \cdot 10^{12}$ см⁻²с⁻¹, а плотность потока тепловых нейтронов увеличивается с $2,9 \cdot 10^{13}$ до $4,2 \cdot 10^{13}$ см⁻²с⁻¹;

– ужесточению энергетического спектра нейтронов в центре активной зоны и смягчению на периферии активной зоны;

– снижению энергонапряженности в центральной части активной зоны на 23% и повышению на 10% на периферии, тем самым повышается теплофизическая надежность активной зоны;

– снижению доли вклада нейтронного излучения с 94,4% до 92,2% в тепловую мощность реактора и повышению доли фотонного излучения до 2,3%;

– уменьшению скорости потери реактивности за счет выгорания ²³⁵U с 0,050 % $\Delta k/k$ /сутки до 0,046 % $\Delta k/k$ /сутки;

– уменьшению глубины отравления активной зоны с 3,7 % $\Delta k/k$ до 3,4 % $\Delta k/k$;

Исследование влияния выгорание бора-10 в стержнях компенсации реактивности на их эффективность показало:

– За 10 лет эффективной работы реактора масса бора-10 в стержнях уменьшится, в среднем, на 20%, однако такое влияние на эффективность РО СУЗ будет несущественным;

– за 10 лет эксплуатации реактора ВВР-К в стержнях КО накопится не более 13 мг гелия, что также не окажет влияния на распухание стержня и его физическую эффективность.

Все поставленные задачи исследования были выполнены и в результате можно констатировать, что цель диссертационной работы достигнута.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Yu. Gagarinskii, V. V. Ignat'ev, N. N. Ponomarev-Stepnoi, S. A. Subbotin, and V. F. Tsibil'skii Role of nuclear power in world energy production in the 21st century // Atomic Energy. – 2005. – Vol. 99. – No.5. – PP.759-769.
2. Wallenius, J. Maximum efficiency nuclear waste transmutation. // Annals of Nuclear Energy. – 2019. – Vol.10. – PP. 74–79.
3. Mueller, A. C. Transmutation of Nuclear Waste and the future MYRRHA Demonstrator // Journal of Physics: Conference Series. – 2013. – Vol.420. – 012059.
4. Fyfe, W. F., Babuska, V., Price, N. J., Schmid, E., Tsang, C. F., Uyeda, S., Velde, B. The geology of nuclear waste disposal // Nature. –1984. –Vol.310: 5978, PP. 537–540.
5. Ежов В.Ф., Федоров В.В. Для чего нужны нейтроны // Гатчина: ПИЯФ РАН. – 2007. – С. 41.
6. Технический регламент «Ядерная и радиационная безопасность». Приказ Министра энергетики Республики Казахстан от 20 февраля 2017 года № 58. –2017. . –С. 54.
7. Mahmood T., Pervez S. Neutronic analysis for core conversion (HEU-LEU) of Pakistan research reactor-2 (PARR-2) // Ann. Nucl. Energy, -2008. - Vol. 35, № 8. - P. 1440-1446.
8. Jonah S.A., Ibrahim Y.V., Ajuji A.S., Onimisi M.Y. The impact of HEU to LEU conversion of commercial MNSR: Determination of neutron spectrum parameters in irradiation channels of NIRR-1 using MCNP code// Ann. Nucl. Energy. – 2012. . – Vol. 39, № 1. – P. 15-17.
9. Abtin F., Fegghi S.A.H., Jafarikia S. Neutronic evaluations for MNSR research reactor core conversion from HEU to LEU // Ann. Nucl. Energy.– Vol. 51. – P. 69-73.
10. Manowogbor V.C., Odoi H.C. and Abrefah R.G. Neutronic Calculations of Ghana Research Reactor-1 LEU Core // Research & Reviews: Journal of Pure and Applied Physics. – 2018. – Vol.6, №2 – P. 3-7.
11. Rakhmanov A., Deen J.R., Nelson H., Matos J.E. A neutronic feasibility study for LEU conversion of the WWR-SM research reactor in Uzbekistan // Conference: 21. International meeting on reduced enrichment for research and test reactor (RERTR) . – 1998. – P.58
12. Marcinkowska Z.E., Kulikowska T.A. Reliability of neutronics characteristics prediction for reactor MARIA core conversion to LEU fuel // Ann. Nucl. Energy, – 2013 – Vol. 59 – P. 92-99.
13. Калугин, М.А. Развитие прецизионных и инженерных методов и программ расчета ядерных реакторов с использованием алгоритмов Монте-Карло: дис. докт. тех. наук: 05.13.18 / М.А. Калугин. –2009. – С. 123
14. Ванев Ю.Е. Развитие методов расчетного сопровождения эксплуатации исследовательских реакторов с применением прецизионных программ: диссертация ... доктора технических наук: 05.13.18. –2014. –С.138

15. Bowman, S. M. SCALE: A comprehensive Modeling and Simulation Suite for Nuclear Safety Analysis and Design: ORNL/TM-2005/39 // Oak Ridge National Laboratory. –2005. – P. 53
16. J. Leppänen Serpent Monte Carlo Reactor Physics Code // In proc. 20th AER Symposium on VVER Reactor Physics and reactor safety. – 2010. – P. 456.
17. Leppanen, J. PSG2/SERPENT – A Continious Energy Monte-Carlo Reactor Physics Burnup Calculation Code // VTT Technical Research Centre of Finland release. –2012. P.88
18. Аникин, А.Ю. Использование кода PSG2/SERPENT для расчета K_{eff} уран-водо-графитовых систем / А.Ю. Аникин, Д.К. Герасимов, А.В. Курындин, А.А. Строганов // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. Обнинск, 2011. – Вып. 3. – С. 72-76.
19. Аникин, А.Ю. Верификация программного средства PSG2/SERPENT для расчета K_{eff} уран-водных систем / А.Ю. Аникин, Д.К. Герасимов, А.В. Курындин, К.Ю. Соколов, А.А. Строганов // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. Обнинск. –2012. – Вып. 3. – С. 70-73.
20. Гомин, Е.А. Программа MCU-FCP для расчета переноса нейтронов методом вероятностей первых столкновений. / Е.А. Гомин, М.И. Гуревич, А.П. Жирнов, М.А. Калугин, И.М. Рождественский, М.С. Юдкевич // Атомная энергия. – 2008. – Т. 105. – Вып. 2. – С.56-98
21. Е.А. Гомин Описание применения и инструкция для пользователей программы MCU-RFFI расчета методом Монте-Карло нейтронно-физических характеристик ядерных реакторов // ИАЭ-5837/5. –1994. – С.63..
22. Калугин, М.А. Статус MCU-FCP // ВАНТ, Сер. Физика ядерных реакторов. – Обнинск, 2006. – Вып. 1. – С. 6-32.
23. Гомин, Е.А. Программа MCU-REA и ее библиотека микроконстант DLC/MCUDAT-2.1 // ВАНТ, Сер. Физика ядерных реакторов. Обнинск.– 2001. – С.55-62.
24. F. B. Brown, J.S. Bull, J.T. Goorley, A. Sood, J.E. Sweezy MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5 // Los Alamos Report LA-UR-03-19871987. – 1987. – P.66-145.
25. MCNP4C: Monte Carlo N-particle Transport Code System – s.l.: RSICC Computer Code Collection. – 2000. – P.88-89.
26. Pfennig, G, H. Klewe-Nebenius, and W. Seelmann-Eggebert // Karlsruher Nuklidkarte. 6th Edition 1995. – 1998. – P.34-39.
27. Knief, R. A. Nuclear Engineering // Theory and Technology of Commercial Nuclear Power. – 1992. – Ch.5. – P.67-75.
28. Glasstone, S. and A. Sesonske. Nuclear Reactor Engineering. Volume 1: Reactor Design Basics. – 1994. – P.87-90.
29. Pistner, C. Entwicklung und Validierung eines Programmsystems für Zellabbrandrechnungen plutoniumhaltiger Brennstoffe // Diploma Thesis, Institute of Nuclear Physics, Darmstadt University of Technology. – 1998. – P.20-25
30. Glaser, A. Neutronics Calculations Relevant to the Conversion of Research Reactors to Low-Enriched Fuel. Ph.D. Thesis. 2005. <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>

31. Cashwell, E. D. and C. J. Everett. A Practical Manual on the Monte Carlo Method for Random Walk Problems // Pergamon Press. – 1959. – P. 76-90.
32. Liu, J. S. Monte Carlo Strategies in Scientific Computing // Springer. – 2001. – P.90-97.
33. Briesmeister, J. F., ed. MCNP — A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4C. LA-13709-M // Los Alamos National Laboratory. – 2000. – P.56-59.
34. Waters, L. MCNPX User's Manual, Version 2.4.0. LA-CP-02-408 // Los Alamos National Laboratory. – 2002. – P.76-89.
35. Pelowitz D.B., ed. MCNP6 User's Manual, Version 1.0. LA-CP-13-00634, Rev. 0 // Los Alamos National Laboratory. – 2013. – P.78-82.
36. Cullen, D. E., C. J. Clouse, R. Procassini, and R. C. Little. Static and Dynamic Criticality: Are They Different? // UCRL-TR-201506. – 2003. – P.77-79.
37. Duderstadt J.J, Hamilton L.J., Nuclear Reactor Analysis // John Wiley & Sons. – 1976. – P.76-89.
38. CSEWG. ENDF-102 Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data File ENDF-6. Cross Section Evaluation Working Group, National Nuclear Data Center, BNL-NCS-44945-01/04-REV, Brookhaven National Laboratory, 2001.
39. MacFarlane, R. E. and D. W. Muir. The NJOY Nuclear Data Processing System, Version 91. LA-12470-M // Los Alamos National Laboratory. – 1994. – Vol.4. – P.16-19.
40. ORNL. RSICC Data Library Collection, MCNPDATA. DLC-200 // Oak Ridge National Laboratory. – 2001. – P.76-99.
41. Briesmeister, J. F., ed. MCNP — A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4A. LA-12625-M // Los Alamos National Laboratory. – 1993. – P.76-89.
42. Gil, C. S. Generation of the Continuous Energy Cross Section Data for the MCNP Code. Nuclear Data Evaluation Laboratory // Korea Atomic Energy Research Institute. – 2001. – P.76-89.
43. MacFarlane, R. E., Muir D. W. The NJOY Nuclear Data Processing System, Version 91. LA-12470-M, Los Alamos National Laboratory. – 1994. – Vol.7. – P. 123-125.
44. Conlin J.L., etc. Listing of Available ACE Data Tables, Nuclear Data Team, XCP-5, Los Alamos National Laboratory. – 2013. – Vol.3. – P.76-89.
45. Taylor, J. R. An Introduction to Error Analysis: The Study of Uncertainties in Physical Measurements // Oxford University Press. – 1982. – P.24-29.
46. Bronstein, I. N. and Semendjajew K. A. Taschenbuch der Mathematik // Verlag Harry Deutsch, Frankfurt am Main. – 1989. – P.46-89.
47. Peterson and Ilas, 2012; Yesilyurt et al., 2010; Betzler et al., 2011
48. Аринкин Ф.М., Шаймерденов А.А. Чекушина Л.В. Конверсия активной зоны исследовательского реактора ВВР-К // Атомная энергия. – 2017. – Том 1 (123). – С. 15-20.

49. A.A. Shaimerdenov, D.A. Nakipov, F.M. Arinkin, Sh.Kh. Gizatulin, P.V. Chakrov, and Ye. A. Kenzhin The 50th Anniversary of the WWR-K Research Reactor // *Physics of Atomic Nuclei*. – 2018. – Vol. 81, No. 10. – P. 1408–1411.
50. A.B. Bauyrzhan, S.N. Koltchnik, M.T. Aitkulov, D.S. Dyussambayev, A.A. Shaimerdenov, B. Mukhametuly, N.T. Burtebaev. Neutron-physical parameters at the outlet of the WWR-K reactor beam tube. // *Eurasian Journal of Physics and Functional Materials*. – 2019. – Vol.3(3). – P.219-225.
51. Shaimerdenov A., Gizatulin S., Dyussambayev D., Askerbekov S., Kenzhina I. The WWR-K reactor experimental base for studies of the tritium release from materials under irradiation // *Fusion Science and Technology*. – 2020. – Vol.76(3) . – P. 304-313.
52. R. N. Blomquist VIM Continuous Energy Monte Carlo Transport Code // *Proc. Int. Conf. on Mathematics and Computations, Reactor Physics, and Environmental Analyses*. – 1995. –P. 45-57 .
53. International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments. NEA/NSC/DOC(95)03 (September 2000 Edition).
54. Cross Section Evaluation Working Group Benchmark Specifications, BNL 19302, Vol. II (ENDF-202. – 1986. –P. 35-56.
55. Peterson, R.E. Lady Godiva: an unreflected uranium-235 critical assembly. // *Los Alamos Scientific Laboratory, LA-1614*. –1953. – P. 23-45.
56. T.F. Wimett, J.D. Orndoff, Applications of GODIVA II Neutron Pulses // *UN International Conference “Atom for Peace”* . – 1957. – P. 419.
57. C. G. Stenberg and R. D. McKnight. Verification and Validation of Fast Systems with ENDF/B Data. ANS Nuclear Criticality Safety Division Embedded // *Topical Meeting "Practical Implementation of Nuclear Criticality Safety*. – 2001.
58. Sairanbayev D., Koltchnik S., Shaimerdenov A., Chakrova Y., Gurin A., Kenzhin Y. Analysis of lutetium-177 production at the WWR-K research reactor // *International Journal of Radiation Applications and Instrumentation. Part A. Applied Radiation and Isotopes*. – 2021. – V.169. – N109561.
59. A.A. Shaimerdenov, F.M. Arinkin, P.V. Chakrov, L.V. Chekushina, Sh.Kh. Gizatulin, S.N. Koltchnik. Physical and Power Start-up of WWR-K Research Reactor with LEU Fuel // *Conference: 37. International Meeting on Reduced Enrichment for Research and Test Reactors (RERTR)*. – 2016. – S1-P4.
60. Сайранбаев Д.С., Кенжин Е.А., Шаймерденов А.А., Колточник С. Н., Накипов Д. А. Динамика изменения кинетических параметров активной зоны ИР ВВР-К с низкообогащенным топливом при постепенной замене водяного отражателя на бериллиевый// *Вестник НЯЦ РК*. – 2018. – выпуск 1 (73) . – С. 114-119.
61. Сайранбаев Д.С., Шаймерденов А.А., Колточник С.Н., Романова Н.К., Гизатуллин Ш.Х., Накипов Д.А., Кенжин Е.А. Определение температурного коэффициента реактивности исследовательского реактора ВВР-К // *Сборник трудов IX международной научно-практической конференции. Актуальные проблемы урановой промышленности*. – 2019. – С.349-358.

62. Andrzejewski, K.J., Kulikowska, T.A., Marcinkowska, Z.E. Computations of fuel management in MARIA reactor with highly poisoned beryllium matrix // *Nukleonika*. – 2008. – Vol. 53 (4) . – P.173–179.

63. Bernard V Liengme Maple: A Primer // IOP ebooks. – 2019. – V.56, p.56

64. Sairanbayev, D.S., Koltochnik, S.N., Shaimerdenov, A.A. et al. Time History of Performance Parameters of WWR-K Reactor during Gradual Replacement of the Water Reflector by a Beryllium One // *Russian Physics Journal*. – 2020. – Vol. 63, No. 12. – P.2165-2177.

65. Сайранбаев Д.С., Шаймерденов А.А., Колточник С.Н., Кенжин Е.А., Цучия К. Влияние отравления бериллия на реактивность активной зоны исследовательского реактора ВВР-К // Сборник тезисов докладов 14-й Международной научно-практической конференции по атомной энергетике "Безопасность, эффективность, ресурс". – 2018. – С. 71-72.

66. Сайранбаев Д.С., Колточник С.Н., Шаймерденов А.А., Кенжин Е.А., Альмагамбетов А.Н., Цучия К. Сравнение спектра нейтронов в реакторе ВВР-К с высокообогащенным и низкообогащенным топливом // Вестник НЯЦ РК – Курчатов. – 2018 – Выпуск 4 (73). – С. 14-17.

67. Сайранбаев Д.С. Шаймерденов А.А., Колточник С.Н., Цучия К. Оценка кинетических параметров и эффективностей поглощающих стержней СУЗ реактора ВВР-К // Материалы международной научной конференции студентов и молодых ученых «ФАРАБИ-ЭЛЕМИ». – 2018. – С.57.

68. Владимиров В.И. Физика ядерных реакторов. Практические задачи по их эксплуатации// Книжный дом «ЛИБРОКОМ» . – 2008. – С.55-190.

69. L. V. Chekushina, S. N. Koltochnik, D. S. Sairanbayev, Sh. Kh. Gizatulin, A. A. Shaimerdenov, D. A. Nakipov, and E. A. Kenzhin. Experience of operating VVR-K with a beryllium reflector and low-enriched uranium fuel // *Atomic Energy*. – 2021.– Vol. 130, No. 5. – P. 314-317.

70. Рисованный В.Д., Захаров А.В., Ключков Е.П., Гусева Т.М. Бор в ядерной технике // ГНЦ НИИАР. – 2011. – С.668.

71. Keller H.W., Shallenberger J.M., Hollein D.A., Hott C., Development of hafnium and comparison with other pressurized water reactor control rod materials // *Nuclear technology*.– 1982.– Vol.5 (3).– P. 476-482.

72. C.Subramanian, A.K.Suri and T.S.R.Ch.Murthy Development of Boron-based materials for nuclear applications // *BARC NEWSLETTER*.–2010.– No.13.– P.14-22.

73. Технический регламент «Ядерная и радиационная безопасность» // Приказ Министра энергетики Республики Казахстан от 20 февраля 2017 года №58.– 2017. – С.45-47.

74. В. В. Светухин, А. С. Кадочкин, П. Ф. Салих-Заде, В. Д. Рисованный Выход гелия из облученного порошка карбида бора под оболочку поглощающего элемента // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион.– 2007.– № 4, 2007.– С. 68-74.

75. С.Р. Фридман, В.Д. Рисованный, А.В. Захаров, В.Г. Топорова Радиационная стойкость ПЭЛ ПС СУЗ реакторов ВВЭР-100 с карбидом бора.

Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение.– 2001.– Том(79), No2.– С. 84-90.

76. Баканов М.В., Желтышев В.А., Лыжин А.А., Мальцев В.В., Росляков В.Ф., Фаракин М.Р. Оценка минимально возможной эффективности стержней СУЗ реактора БН-600 // Известия высших учебных заведений. Ядерная энергетика. – 2005. – №1. – С.53-59.

77. V.I.Nosov, N.N.Ponomarev-stepnoi, K.I.Portnoi, E.G.Savel'ev Dispersion-type absorber materials for thermal reactor control rods // Journal of Nuclear Energy. Parts A/B. Reactor Science and Technology.– 1965.– Volume 19, Issue 9.– P. 720-728

78. P.Savva, M.Varvayanni, N.Catsaros Dependence of control rod worth on fuel burnup // Nuclear Engineering and Design. – 2011. – Volume 241, Issue 2. – 2011. – Pages 492-497

79. Maedeh Yari, Ahmad Lashkari, S. Farhad Masoudi, Mirshahram Hosseinipannah Three dimensional analysis of temperature effect on control rod worth in TRR // Nuclear Engineering and Technology. – 2018. – Volume 50, Issue 8. – P. 1266-1276

80. Boafu, E.K., Alhassan, E., Akaho, E.H.K., Odoi, C. Assessing the effect of fuel burnup on control rod worth for HEU and LEU cores of GHARR-1 // Research Journal of Applied Sciences, Engineering and Technology. – 2013.– Volume 5, Issue 4. – Pages 1129-1133

81. Yuki Honda, Nozomu Fujimoto, Hiroaki Sawahata, Shoji Takada, Kazuhiro Sawa Burn-Up Dependency of Control Rod Position at Zero-Power Criticality in the High-Temperature Engineering Test Reactor // ASME J of Nuclear Rad Sci. – 2017. – Vol.3(1): 011013

82. R A Khrais, G V Tikhomirov, I S Saldikov Neutronic analysis of VVER-1000 fuel assembly with different types of burnable absorbers using Monte-Carlo code Serpent // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series 1189. – 2019. – 012002

83. Amir Hosein Fadaei. Investigation of burnable poisons effects in reactor core design // Annals of Nuclear Energy. – V.38(10). – P. 2238-2246.

84. D. Pelovitz et. MCNP6TM USER'S MANUAL // A General Monte Carlo N-Particle Transport Code. LA-CP-13-00634, Version 1. – 2013., P. 10-765.

85. Brown D. A., Chadwick M. B., Capote R., Kahler A. C., Trkov A., Herman M.W. et. al. ENDF/B-VII.1 Neutron Cross Section Data Testing with Critical Assembly Benchmarks and Reactor Experiments // Nuclear Data Sheets. – 2011. – Volume 112, Issue 12. – Pages 2887-2996.

86. Сайранбаев Д.С., Колточник С.Н., Шаймерденов А.А, Кенжин Е.А., Tsuchiya K. Оценка влияния выгорания бора-10 в стержнях компенсации реактивности реактора ВВР-К на их эффективность // Тезисы. II Международный научный форум «Ядерная наука и технологии» – Алматы, 2019. – С.147.

87. Сайранбаев Д.С., Колточник С.Н., Шаймерденов А.А, Кенжин Е.А., Альмагамбетов А.Н., Цучия К. Динамика выгорания бора-10 в стержнях компенсации реактивности реактора ВВР-К // Вестник КазНУ. Серия физическая. – 2019. – Выпуск 4 (71). – С.35-44.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Таблица А.1 – Содержание продуктов деления на каждом уровне выгорания

| Уровень 1 | Уровень 2 | Уровень 3 |
|-------------------------------------|---|---|
| | | ⁶⁹ Ga ⁷¹ Ga |
| | | ⁷⁰ Ge ⁷² Ge ⁷³ Ge ⁷⁴ Ge ⁷⁶ Ge |
| | ⁷⁴ As ⁷⁵ As | ⁷⁴ As ⁷⁵ As |
| | | ⁷⁴ Se ⁷⁶ Se ⁷⁷ Se ⁷⁸ Se ⁷⁹ Se ⁸⁰ Se ⁸² Se |
| | ⁷⁹ Br ⁸¹ Br | ⁷⁹ Br ⁸¹ Br |
| | ⁷⁸ Kr ⁸⁰ Kr ⁸² Kr ⁸³ Kr ⁸⁴ Kr ⁸⁶ Kr | ⁷⁸ Kr ⁸⁰ Kr ⁸² Kr ⁸³ Kr ⁸⁴ Kr ⁸⁵ Kr ⁸⁶ Kr |
| | ⁸⁵ Rb ⁸⁷ Rb | ⁸⁵ Rb ⁸⁶ Rb ⁸⁷ Rb |
| | | ⁸⁴ Sr ⁸⁶ Sr ⁸⁷ Sr ⁸⁸ Sr ⁸⁹ Sr ⁹⁰ Sr |
| | ⁸⁸ Y ⁸⁹ Y | ⁸⁸ Y ⁸⁹ Y ⁹⁰ Y ⁹¹ Y |
| ⁹³ Zr | ⁹⁰ Zr ⁹¹ Zr ⁹² Zr ⁹³ Zr ⁹⁴ Zr ⁹⁶ Zr | ⁹⁰ Zr ⁹¹ Zr ⁹² Zr ⁹³ Zr ⁹⁴ Zr ⁹⁵ Zr ⁹⁶ Zr |
| | ⁹³ Nb | ⁹³ Nb ⁹⁴ Nb ⁹⁵ Nb ⁹⁷ Nb |
| ⁹⁵ Mo | ⁹⁵ Mo | ⁹² Mo ⁹⁴ Mo ⁹⁵ Mo ⁹⁶ Mo ⁹⁷ Mo ⁹⁸ Mo ⁹⁹ Mo ¹⁰⁰ Mo |
| ⁹⁹ Tc | ⁹⁹ Tc | ⁹⁹ Tc |
| ¹⁰¹ Ru | ¹⁰¹ Ru ¹⁰³ Ru ¹⁰⁵ Ru | ⁹⁶ Ru ⁹⁸ Ru ⁹⁹ Ru ¹⁰⁰ Ru ¹⁰¹ Ru ¹⁰² Ru ¹⁰³ Ru ¹⁰⁴ Ru ¹⁰⁵ Ru ¹⁰⁶ Ru |
| | | ¹⁰³ Rh ¹⁰⁵ Rh |
| | ¹⁰² Pd ¹⁰⁴ Pd ¹⁰⁵ Pd ¹⁰⁶ Pd ¹⁰⁸ Pd ¹¹⁰ Pd | ¹⁰² Pd ¹⁰⁴ Pd ¹⁰⁵ Pd ¹⁰⁶ Pd ¹⁰⁷ Pd ¹⁰⁸ Pd ¹¹⁰ Pd |
| | ¹⁰⁷ Ag ¹⁰⁹ Ag | ¹⁰⁷ Ag ¹⁰⁹ Ag ¹¹¹ Ag |
| | ¹⁰⁶ Cd ¹⁰⁸ Cd ¹¹⁰ Cd ¹¹¹ Cd ¹¹² Cd ¹¹³ Cd | ¹⁰⁶ Cd ¹⁰⁸ Cd ¹¹⁰ Cd ¹¹¹ Cd ¹¹² Cd ¹¹³ Cd ¹¹⁴ Cd ¹¹⁶ Cd |
| | | ¹¹³ In ¹¹⁵ In |
| | ¹²⁰ Sn | ¹¹² Sn ¹¹³ Sn ¹¹⁴ Sn ¹¹⁵ Sn ¹¹⁶ Sn ¹¹⁷ Sn ¹¹⁸ Sn ¹¹⁹ Sn ¹²⁰ Sn ¹²² Sn ¹²³ Sn ¹²⁴ Sn ¹²⁵ Sn ¹²⁶ Sn |
| | | ¹²¹ Sb ¹²³ Sb ¹²⁴ Sb ¹²⁵ Sb ¹²⁶ Sb |
| | | ¹²⁰ Te ¹²² Te ¹²³ Te ¹²⁴ Te ¹²⁵ Te ¹²⁶ Te ¹²⁸ Te ¹³⁰ Te ¹³² Te |
| | ¹²⁷ I ¹²⁹ I ¹³⁵ I | ¹²⁷ I ¹²⁹ I ¹³⁰ I ¹³¹ I ¹³² I ¹³³ I ¹³⁴ I ¹³⁵ I |
| | ¹²⁴ Xe ¹²⁶ Xe ¹²⁸ Xe ¹²⁹ Xe ¹³⁰ Xe ¹³¹ Xe ¹³² Xe ¹³⁴ Xe ¹³⁵ Xe ¹³⁶ Xe | ¹²³ Xe ¹²⁴ Xe ¹²⁶ Xe ¹²⁸ Xe ¹²⁹ Xe ¹³⁰ Xe ¹³¹ Xe ¹³² Xe ¹³³ Xe ¹³⁴ Xe ¹³⁵ Xe ¹³⁶ Xe |
| ¹³³ Cs ¹³⁷ Cs | ¹³³ Cs ¹³⁴ Cs ¹³⁵ Cs ¹³⁶ Cs ¹³⁷ Cs | ¹³³ Cs ¹³⁴ Cs ¹³⁵ Cs ¹³⁶ Cs ¹³⁷ Cs |
| ¹³⁸ Ba | ¹³⁸ Ba | ¹³⁰ Ba ¹³² Ba ¹³³ Ba ¹³⁴ Ba ¹³⁵ Ba ¹³⁶ Ba ¹³⁷ Ba ¹³⁸ Ba ¹⁴⁰ Ba |
| | | ¹³⁸ La ¹³⁹ La ¹⁴⁰ La |
| | | ¹³⁶ Ce ¹³⁸ Ce ¹³⁹ Ce ¹⁴⁰ Ce ¹⁴¹ Ce ¹⁴² Ce ¹⁴³ Ce ¹⁴⁴ Ce |
| ¹⁴¹ Pr | ¹⁴¹ Pr | ¹⁴¹ Pr ¹⁴² Pr ¹⁴³ Pr ¹⁴⁵ Pr |
| ¹⁴³ Nd ¹⁴⁵ Nd | ¹⁴³ Nd ¹⁴⁵ Nd ¹⁴⁷ Nd ¹⁴⁸ Nd ¹⁵⁰ Nd | ¹⁴² Nd ¹⁴³ Nd ¹⁴⁴ Nd ¹⁴⁵ Nd ¹⁴⁶ Nd ¹⁴⁷ Nd ¹⁴⁸ Nd ¹⁵⁰ Nd |
| | ¹⁴⁷ Pm ¹⁴⁹ Pm | ¹⁴⁷ Pm ¹⁴⁸ Pm ¹⁴⁹ Pm ¹⁵¹ Pm |
| | ¹⁴⁷ Sm ¹⁴⁹ Sm ¹⁵⁰ Sm ¹⁵¹ Sm ¹⁵² Sm | ¹⁴⁴ Sm ¹⁴⁷ Sm ¹⁴⁸ Sm ¹⁴⁹ Sm ¹⁵⁰ Sm ¹⁵¹ Sm ¹⁵² Sm ¹⁵³ Sm ¹⁵⁴ Sm |
| | ¹⁵¹ Eu ¹⁵² Eu ¹⁵³ Eu ¹⁵⁴ Eu ¹⁵⁵ Eu | ¹⁵¹ Eu ¹⁵² Eu ¹⁵³ Eu ¹⁵⁴ Eu ¹⁵⁵ Eu ¹⁵⁶ Eu ¹⁵⁷ Eu |
| | ¹⁵² Gd ¹⁵⁴ Gd ¹⁵⁵ Gd ¹⁵⁶ Gd ¹⁵⁷ Gd ¹⁵⁸ Gd ¹⁶⁰ Gd | ¹⁵² Gd ¹⁵³ Gd ¹⁵⁴ Gd ¹⁵⁵ Gd ¹⁵⁶ Gd ¹⁵⁷ Gd ¹⁵⁸ Gd ¹⁶⁰ Gd |
| | | ¹⁵⁹ Tb ¹⁶⁰ Tb |
| | | ¹⁵⁶ Dy ¹⁵⁸ Dy ¹⁶⁰ Dy ¹⁶¹ Dy ¹⁶² Dy ¹⁶³ Dy ¹⁶⁴ Dy |
| | ¹⁶⁵ Ho | ¹⁶⁵ Ho |
| | | ¹⁶² Er ¹⁶⁴ Er ¹⁶⁶ Er ¹⁶⁷ Er ¹⁶⁸ Er ¹⁷⁰ Er |
| | ¹⁶⁹ Tm | ¹⁶⁹ Tm |

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

Таблица Б.1. – Максимальные накопленные ядерные концентрации ${}^6\text{Li}$, ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ в бериллиевом блоке за 952 эффективных суток

| Время, сутки | Ядерные концентрации, атом/(барн·см) | | | 446.5 | 1.366E-06 | 6.276E-07 | 4.797E-09 | 830.1 | 1.870E-06 | 1.850E-06 | 2.080E-08 | 1239.5 | 2.128E-06 | 3.519E-06 | 3.559E-08 |
|--------------|--------------------------------------|----------------|-----------------|-------|-----------|-----------|-----------|--------|-----------|-----------|-----------|--------|-----------|-----------|-----------|
| | ${}^6\text{Li}$ | ${}^3\text{H}$ | ${}^3\text{He}$ | | | | | | | | | | | | |
| 0 | 0 | 0 | 0 | 453.5 | 1.366E-06 | 6.269E-07 | 5.514E-09 | 845.4 | 1.893E-06 | 1.949E-06 | 1.939E-08 | 1304.5 | 2.128E-06 | 3.492E-06 | 6.201E-08 |
| 20.8 | 1.566E-07 | 4.587E-09 | 4.574E-12 | 474.4 | 1.425E-06 | 7.214E-07 | 5.563E-09 | 847.0 | 1.893E-06 | 1.948E-06 | 1.987E-08 | 1325.4 | 2.142E-06 | 3.655E-06 | 5.101E-08 |
| 28.8 | 1.566E-07 | 4.582E-09 | 1.013E-11 | 481.4 | 1.425E-06 | 7.207E-07 | 6.328E-09 | 850.8 | 1.898E-06 | 1.973E-06 | 1.958E-08 | 1332.4 | 2.142E-06 | 3.651E-06 | 5.495E-08 |
| 48.7 | 2.940E-07 | 1.675E-08 | 3.481E-11 | 503.3 | 1.483E-06 | 8.241E-07 | 6.382E-09 | 857.8 | 1.898E-06 | 1.971E-06 | 2.171E-08 | 1353.3 | 2.154E-06 | 3.811E-06 | 4.670E-08 |
| 94.7 | 2.940E-07 | 1.665E-08 | 1.427E-10 | 510.3 | 1.483E-06 | 8.232E-07 | 7.262E-09 | 878.5 | 1.927E-06 | 2.107E-06 | 1.996E-08 | 1430.3 | 2.154E-06 | 3.766E-06 | 9.140E-08 |
| 115.4 | 4.243E-07 | 3.615E-08 | 1.772E-10 | 523.9 | 1.521E-06 | 8.923E-07 | 7.176E-09 | 885.5 | 1.927E-06 | 2.104E-06 | 2.223E-08 | | | | |
| 122.4 | 4.243E-07 | 3.611E-08 | 2.166E-10 | 525.8 | 1.521E-06 | 8.921E-07 | 7.441E-09 | 906.2 | 1.954E-06 | 2.242E-06 | 2.066E-08 | | | | |
| 142.2 | 5.423E-07 | 6.097E-08 | 2.900E-10 | 531.0 | 1.535E-06 | 9.188E-07 | 7.424E-09 | 913.2 | 1.954E-06 | 2.240E-06 | 2.304E-08 | | | | |
| 153.5 | 5.423E-07 | 6.087E-08 | 3.958E-10 | 538.0 | 1.535E-06 | 9.178E-07 | 8.388E-09 | 933.9 | 1.980E-06 | 2.379E-06 | 2.157E-08 | | | | |
| 167.1 | 6.205E-07 | 8.155E-08 | 4.593E-10 | 559.0 | 1.589E-06 | 1.029E-06 | 8.204E-09 | 940.9 | 1.980E-06 | 2.377E-06 | 2.421E-08 | | | | |
| 173.1 | 6.205E-07 | 8.147E-08 | 5.347E-10 | 566.0 | 1.589E-06 | 1.028E-06 | 9.298E-09 | 961.9 | 2.003E-06 | 2.518E-06 | 2.272E-08 | | | | |
| 202.0 | 7.810E-07 | 1.409E-07 | 7.268E-10 | 568.7 | 1.596E-06 | 1.043E-06 | 9.249E-09 | 968.9 | 2.003E-06 | 2.515E-06 | 2.546E-08 | | | | |
| 209.0 | 7.810E-07 | 1.407E-07 | 8.784E-10 | 570.6 | 1.596E-06 | 1.042E-06 | 9.559E-09 | 977.7 | 2.012E-06 | 2.575E-06 | 2.468E-08 | | | | |
| 230.3 | 8.910E-07 | 1.930E-07 | 1.079E-09 | 586.6 | 1.634E-06 | 1.130E-06 | 9.339E-09 | 1052.7 | 2.012E-06 | 2.546E-06 | 5.433E-08 | | | | |
| 236.9 | 8.910E-07 | 1.928E-07 | 1.276E-09 | 593.6 | 1.634E-06 | 1.129E-06 | 1.057E-08 | 1073.7 | 2.034E-06 | 2.701E-06 | 4.331E-08 | | | | |
| 250.1 | 9.556E-07 | 2.284E-07 | 1.408E-09 | 614.3 | 1.681E-06 | 1.245E-06 | 1.024E-08 | 1081.7 | 2.034E-06 | 2.698E-06 | 4.621E-08 | | | | |
| 255.0 | 9.556E-07 | 2.283E-07 | 1.580E-09 | 684.3 | 1.681E-06 | 1.232E-06 | 2.357E-08 | 1091.3 | 2.043E-06 | 2.769E-06 | 4.210E-08 | | | | |
| 259.4 | 9.769E-07 | 2.408E-07 | 1.621E-09 | 705.0 | 1.725E-06 | 1.356E-06 | 1.925E-08 | 1092.5 | 2.043E-06 | 2.768E-06 | 4.260E-08 | | | | |
| 313.4 | 9.769E-07 | 2.388E-07 | 3.621E-09 | 712.0 | 1.725E-06 | 1.355E-06 | 2.071E-08 | 1101.9 | 2.052E-06 | 2.837E-06 | 3.927E-08 | | | | |
| 334.7 | 1.070E-06 | 3.043E-07 | 3.275E-09 | 732.8 | 1.766E-06 | 1.480E-06 | 1.766E-08 | 1108.9 | 2.052E-06 | 2.834E-06 | 4.232E-08 | | | | |
| 342.3 | 1.070E-06 | 3.040E-07 | 3.630E-09 | 739.8 | 1.766E-06 | 1.479E-06 | 1.925E-08 | 1129.6 | 2.071E-06 | 2.984E-06 | 3.612E-08 | | | | |
| 363.2 | 1.156E-06 | 3.740E-07 | 3.468E-09 | 751.8 | 1.788E-06 | 1.552E-06 | 1.780E-08 | 1136.6 | 2.071E-06 | 2.981E-06 | 3.933E-08 | | | | |
| 370.2 | 1.156E-06 | 3.736E-07 | 3.872E-09 | 753.6 | 1.788E-06 | 1.552E-06 | 1.823E-08 | 1157.6 | 2.088E-06 | 3.134E-06 | 3.443E-08 | | | | |
| 391.1 | 1.233E-06 | 4.492E-07 | 3.821E-09 | 760.6 | 1.801E-06 | 1.595E-06 | 1.752E-08 | 1171.6 | 2.088E-06 | 3.127E-06 | 4.117E-08 | | | | |
| 398.1 | 1.233E-06 | 4.488E-07 | 4.304E-09 | 767.6 | 1.801E-06 | 1.593E-06 | 1.924E-08 | 1192.6 | 2.105E-06 | 3.284E-06 | 3.381E-08 | | | | |
| 419.9 | 1.304E-06 | 5.385E-07 | 4.255E-09 | 788.2 | 1.836E-06 | 1.722E-06 | 1.731E-08 | 1199.6 | 2.105E-06 | 3.280E-06 | 3.734E-08 | | | | |
| 425.9 | 1.304E-06 | 5.380E-07 | 4.750E-09 | 802.2 | 1.836E-06 | 1.718E-06 | 2.101E-08 | 1220.5 | 2.120E-06 | 3.434E-06 | 3.390E-08 | | | | |
| | | | | 823.1 | 1.870E-06 | 1.852E-06 | 1.881E-08 | 1227.5 | 2.120E-06 | 3.431E-06 | 3.759E-08 | | | | |

ПРИЛОЖЕНИЕ В

Акт внедрения

КАЗАХСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ
ЭНЕРГЕТИКА МИНИСТЕРЛІГІ
ЯДРОЛЫҚ ФИЗИКА ИНСТИТУТЫ

Шаруашылық жүргізу құқығындағы
республикалық мемлекеттік кәсіпорны



МИНИСТЕРСТВО ЭНЕРГЕТИКИ
РЕСПУБЛИКИ КАЗАХСТАН
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Республиканское государственное предприятие
на праве хозяйственного ведения

050032, Алматы қаласы, Ибрагимов көшесі, 1
Тел. (727) 386 68 01, факс: (727) 386 52 60
www.inp.kz, info@inp.kz

050032, г. Алматы, ул. Ибрагимова, 1
Тел. (727) 386 68 01, факс: (727) 386 52 60
www.inp.kz, info@inp.kz

27.01.2022 № 34-02-11/80
На _____ от _____

Казахский Национальный Университет
имени аль-Фараби
Председателю диссертационного совета
№306 от 28.06.2021 г.
по защите диссертации на присуждение
степени доктора философии (PhD)
д.ф.-м.н., проф. Давлетову А.Е.

Глубокоуважаемый Аскар Ербуланович!

Информируем Вас о том, что результаты расчетно-экспериментальных исследований, представленные в диссертационной работе Сайранбаева Дархана Сергазиевича на тему «Исследование нейтронно-физических характеристик активной зоны исследовательского реактора ВВР-К с боковым бериллиевым отражателем» были использованы для обеспечения безопасной эксплуатации исследовательского реактора ВВР-К в РГП ИЯФ. В частности, нейтронно-физические характеристики активной зоны при формировании полного бокового бериллиевого отражателя нейтронов использовались для обоснования эксплуатационных условий и пределов реактора ВВР-К; расчетные данные по выгоранию ядерного топлива и оперативному запасу реактивности использовались для выбора оптимального алгоритма перегрузок тепловыделяющих сборок с целью создания необходимого рабочего запаса реактивности; расчетно-экспериментальные данные по пространственно-энергетическому распределению нейтронов в облучательных каналах использовались для планирования научных и прикладных работ на реакторе ВВР-К; расчетные данные кинетических параметров для разных конфигураций активной зоны реактора ВВР-К использовались для правильной работы и вычисления реактивности аппаратурой контроля реактивности автоматический системы управления и защиты.

Диссертационная работа Сайранбаева Д.С. была выполнена в рамках государственных научно-технических программ «Развитие атомной энергетики в Республике Казахстан» и «Прикладные научно-технические исследования в области радиационного материаловедения, аналитической химии и обеспечения ядерной безопасности на базе исследовательского реактора ВВР-К».

Данные, приведенные в диссертационной работе Сайранбаева Д.С. апробированы и достоверны, так как исследовательский реактор ВВР-К уже как пять лет эксплуатируется с низкообогащенным урановым топливом и боковым бериллиевым отражателем нейтронов.

Заместитель генерального директора
по научной работе, ас. проф., PhD

Д.М. Джансейтов

Исп.: Сайранбаев Д.С.
Тел. (727) 3866860

004428