



ИБРАЭ

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
Институт проблем безопасного развития атомной энергетики

Е. Ф. Селезнев

КИНЕТИКА РЕАКТОРОВ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ

НАУКА

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

Институт проблем безопасного развития атомной энергетики

Е. Ф. Селезнев

**КИНЕТИКА РЕАКТОРОВ
НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ**

Под редакцией академика РАН

А. А. Саркисова

Москва Наука 2013

УДК 621.039
ББК 31.4
С29

Рецензенты:

профессор, доктор физико-математических наук *М. Н. Николаев*,
доктор технических наук *А. Н. Шмелев*,
доктор технических наук *В. Л. Высоцкий*

Кинетика реакторов на быстрых нейтронах / Е. Ф. Селезнев ; под ред. акад. РАН А. А. Саркисова; Ин-т проблем безопасного развития атомной энергетики РАН. — М. : Наука, 2013. — 239 с. — ISBN 978-5-02-038479-8 (в пер.).

В монографии описаны алгоритмы и результаты решения нестационарных задач теории ядерных реакторов применительно к реакторам на быстрых нейтронах, в частности прямой и обратной задач кинетики реактора, включая как непосредственное решение задачи пространственной кинетики, так и различных приближений вплоть до точечной кинетики, с демонстрацией проблем последней. Дается оценка использования приближенных решений, связанных с понятием реактивности. Также представлены соответствующие экспериментальные данные. Проанализированы алгоритмы решения задачи нуклидной кинетики, расчета остаточного тепловыделения и активности отработавших тепловыделяющих сборок.

Для научных работников, инженеров и проектантов, специализирующихся в области моделирования нестационарных процессов в ядерных реакторах на быстрых нейтронах.

Fast Breeder Reactor Kinetics / E. F. Seleznev; ed. by acad. RAS A. A. Sarkisov; Nuclear Safety Institute (IBRAE) RAS. — Moscow : Nauka, 2013. — 239 p. — ISBN 978-5-02-038479-8 (bound).

The monographers describes the algorithms and the results of solving nonstationary problems of nuclear reactor theory, as applied to the fast breeder reactors, in particular the direct and inverse problems of reactor kinetics, including both the direct solution of the spatial kinetics, and various approximations, up to the point kinetics, with demonstration problems of the latter. Assesses the use of approximate solutions related to the concept of reactivity. Also presented and the corresponding experimental data. This paper analyzes the algorithms for solving the problem of the kinetics of nuclide, the calculation of decay heat and activity of spent fuel assemblies.

For scientists, engineers and designers who specialize in the modeling of transient processes in nuclear fast breeder reactors.

ISBN 978-5-02-038479-8

© Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, 2013
© Селезнев Е. Ф., 2013
© ООО «Академ-Принт»
© Редакционно-издательское оформление. Издательство «Наука», 2013

Содержание

Сокращения.....	6
Введение	7
Глава 1. Конструкция реакторов на быстрых нейтронах	10
1.1. Конструкция активной зоны	10
1.2. Теплоноситель	12
1.3. Конструкция реакторов типа БН.....	13
1.4. Описание конструкции реакторной установки СВБР-100.....	15
1.5. Описание конструкции БРЕСТ ОД-300.....	18
Глава 2. Физические основы кинетики реактора	24
2.1. Деление ядер	24
2.2. Запаздывающие нейтроны.....	29
2.3. Спектры мгновенных и запаздывающих нейтронов	39
2.4. Фотонейтроны	43
2.5. Нейтроны от (α, n) -источника	44
2.6. Нейтроны спонтанного деления	44
2.7. Расчет макросечений.....	46
2.7.1. Подготовка констант для подгрупповых расчетов	49
2.8. Учет размеров и расположения (гетерогенности)	50
Глава 3. Уравнения кинетики.....	54
Глава 4. «Некритичность» критического реактора.....	68
4.1. Учет «некритичности» при определении реактивности	68
4.2. О сравнении коэффициента воспроизводства	74
4.3. Учет «некритичности» в задачах с внешним источником	77
Глава 5. Эффекты реактивности.....	82
5.1. Внешняя реактивность.....	83
5.2. Температурный эффект реактивности	83
5.2.1. Доплер-эффект как составляющая температурного эффекта реактивности	85
5.2.2. Плотностный эффект реактивности	88
5.2.3. Пустотный эффект реактивности	88
5.2.4. Температурное расширение активной зоны.....	91
5.3. Мощностный эффект реактивности.....	108

5.4. Барометрический эффект реактивности	110
5.5. Гидродинамический эффект реактивности.....	111
5.6. Изменение реактивности из-за выгорания топлива.....	111
5.7. Эффекты реактивности при оценке аварийных процессов	113
5.8. Реактивность системы контроля	114
5.9. Некоторые результаты расчетов использования JOKER-технологии для оценки дифференциальной эффективности	115
Глава 6. Решение уравнений кинетики	117
6.1. Определение форм-функции	117
6.2. Определение амплитудной функции	118
6.3. Решение уравнений кинетики с использованием преобразований Лапласа.....	122
6.4. Реализация решения пространственной кинетики	129
6.4.1. Структура расчетного модуля TIMER.....	132
Глава 7. Решение обратной задачи кинетики	140
7.1. Алгоритм обработки сигнала детектора.....	140
7.2. Групповая обработка сигнала детектора.....	149
Глава 8. Обсчет экспериментов модулем TIMER.....	153
Глава 9. Расчет нуклидной кинетики	178
9.1. Уравнения выгорания в топливе.....	178
9.2. Система уравнений нуклидной кинетики	181
9.2.1. Решение системы уравнений нуклидной кинетики методом матричной экспоненты	183
9.2.2. Аналитическое решение системы уравнений нуклидной кинетики для неполной матрицы переходов.....	184
9.2.3. Решение системы уравнений нуклидной кинетики итерационным методом	188
9.3. Характеристики продуктов деления	195
9.4. Решение уравнений выгорания поглотителя в стержнях СУЗ.....	197
Глава 10. Расчет остаточного тепловыделения.....	199
Глава 11. Расчет активности отработавших ТВС.....	206
11.1. Определение источника нейтронов	207
11.1.1. Определение источника нейтронов за счет спонтанного деления	208

11.1.2. Определение источника нейтронов за счет (α, n) -реакции.....	208
Послесловие	212
Приложение 1. Нормированный на 2 выход продуктов деления ^{235}U и доля предшественников запаздывающих нейтронов.....	215
Приложение 2. Параметры реактивности, определяемые в БР типа БН.....	219
Приложение 3. Программа РК для решения системы уравнений точечной кинетики	223
Приложение 4. Изменение концентраций актиноидов, продуктов деления и погрешностей их определения на первых двух интервалах в тестовой задаче	229
Литература.....	232

Сокращения

а. з.	— активная зона
АЗ	— аварийная защита
БЗВ	— боковая зона воспроизводства
БН	— реактор на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем
БР	— реактор на быстрых нейтронах
БРЕСТ	— быстрый реактор со свинцовым теплоносителем
ВК	— верхний концевик
ВРХ	— внутриреакторное хранилище отработавших ТВС
ВТЗВ	— верхняя торцевая зона воспроизводства
ГП	— газовая полость
ГЦН	— главный циркуляционный насос
ДАЗ	— дополнительная аварийная защита
ИК	— ионизационная камера
КВ	— коэффициент воспроизводства
КС	— компенсирующий стержень
МКК	— микрокампания
МКР	— мощностной коэффициент реактивности
МКУ	— минимально контролируемый уровень мощности
МНК	— метод наименьших квадратов
МОХ	— топливо на основе двуокиси плутония
МЭР	— мощностной эффект реактивности
НК	— нижний концевик
НПЭР	— натриевый пустотный эффект реактивности
НТЗВ	— нижняя торцевая зона воспроизводства
ОРУК	— обращенное решение уравнения кинетики
ОТВС	— отработавшая ТВС
ПГ	— парогенератор
ПТО	— промежуточный теплообменник (между теплоносителями первого и второго контуров в реакторах типа БН)
ПЭР	— пустотный эффект реактивности
РКС	— рабочий компенсирующий стержень
РО	— рабочие органы
РС	— регулирующий стержень
РУ	— реакторная установка
СВБР	— быстрый реактор со свинцово-висмутовым теплоносителем
СУЗ	— система управления и защиты на АЭС
ТА	— топливный архив
ТВС	— тепловыделяющая сборка
ТКР	— температурный коэффициент реактивности
ТР	— реактор на тепловых нейтронах
ТЭР	— температурный эффект реактивности
ЦНД (CND)	— ценность нейтронов деления

Введение

*Все временно и постоянства нет.
Восход, закат, приливы и отливы,
Что от бывшего слизывают след
В движении своем неторопливом...*

При проектировании реакторов, в том числе и на быстрых нейтронах (быстрых реакторов — БР), не ограничиваются рассмотрением стационарных задач. Необходимо обосновать устойчивую работу реактора в любых режимах работы начиная с пуска, перехода с мощности на мощность и до остановки. При таком обосновании необходимо учесть и аномальные ситуации, например, связанные с отказом оборудования, в том числе по общей причине [1], т. е. беспричинно, или, иначе говоря, анализируются режимы нормальной эксплуатации, режимы с нарушением нормальной эксплуатации и аварийные режимы.

Область знаний, с помощью которой происходит обоснование безопасного поведения реактора во временных процессах, называется динамикой реактора, а ее составляющая, связанная с нестационарными нейтронно-физическими процессами, именуется кинетикой реактора. Динамика реактора включает в себя решение совокупности задач: кинетику, теплогидравлику, термомеханику реактора его составляющих и систем, а также систему управления технологий процесса.

Для обоснования безопасной работы реактора используется как натурное (в частности, на критических стендах), так и расчетное моделирование поведения реактора в различных ситуациях. Даже при натурном моделировании все процессы на критическом стенде должны быть осознаны, т. е. просчитаны, особенно в связи с использованием таких процессов для обоснования точности расчетных программ. До последнего времени расчетные программы по кинетике реактора строились на предположении «неизменности формы поля нейтронов» во времени, что позволяло при изменении характеристик моделировать лишь один, но самый важный интегральный параметр реактора — мощность. Оценка мощности переводилась на оценку

локальных параметров (плотности тепловыделения, температуры и плотности материалов), как раз через использование указанного предположения. Такое приближение в моделировании поведения реактора называется точечной кинетикой.

В модели точечной кинетики решения нестационарной задачи поведения реактора во времени оперируют асимптотическими решениями условно-критической задачи, благодаря которым было введено понятие реактивности реактора как меры отклонения последнего от критичности. Это понятие оказалось очень удобным в кинетике реактора и даже проникло в нормативные документы [1]. Причем при вводе понятия реактивности были определены и другие эффективные параметры, такие как эффективная доля запаздывающих нейтронов, время генерации мгновенных нейтронов, эффективная плотность запаздывающих нейтронов. Однако при изменении формы поля или спектра нейтронов все эффективные параметры изменяются и могут вносить значительную погрешность в решение при использовании модели «точечной кинетики». Особенно проблемно использование этой модели в аварийных ситуациях, когда сама форма активной зоны (а. з.) может изменяться.

Кроме изменения формы поля нейтронов в нестационарном процессе возможно и изменение параметров среды, которое может приводить к изменению эффективных параметров уравнения точечной кинетики. Теоретическое исследование решения задачи нестационарного процесса изменения поля нейтронов в реакторе с изменяющимися во времени параметрами среды наиболее полно представлено в [2] для реакторов с газофазным горючим.

Специфика БР связана с возможностью организации цепной реакции деления в области быстрых нейтронов, где сечения взаимодействия нейтронов со средой в сотни раз меньше, чем в области тепловых нейтронов. Соотношение сечений таково, что обеспечивает возможность получения большего, чем в реакторе на тепловых нейтронах (тепловом реакторе — ТР), количества избыточных нейтронов ($\nu-1$); здесь из количества нейтронов ν , образующихся в процессе деления одного ядра, вычтен один нейтрон, необходимый для поддержания цепной реакции. Основная «плата» избыточными нейтронами вносится как раз за обоснование безопасности работы БР.

В БР в отличие от ТР много внимания уделяют учету энергетической зависимости плотности потока нейтронов. Но учету пространственной зависимости поведения поля нейтронов во времени до последнего времени отводилось мало внимания. Это связано с тем, что плотность энерговыведения в промышленных БР существенно превышает ее значение в ТР и, следовательно, при одинаковой мощности а. з. БР имеет существенно меньшие раз-

меры по сравнению с ТР, и представление реактора в точечном приближении для быстрого реактора более оправданно, чем для теплового. Но из-за малости размеров в БР велика утечка нейтронов (до 10%), и ее изменение, связанное с изменением пространственной формы поля нейтронов, более существенно отражается на поведении БР, чем ТР.

В связи с важностью учета изменения формы поля нейтронов в БР в последнее время возникла необходимость в моделировании пространственных эффектов и в нестационарных процессах, тем более что развитие компьютерной техники позволяет это делать.

Кинетика реактора занимается исследованием поведения реактора во времени без так называемых обратных связей, т. е. без учета изменений во времени параметров уравнения переноса нейтронов от характеристик среды, в основном таких, как температура, плотность и пр. Таким образом, в учет принимаются лишь непосредственные нейтронно-физические процессы, чтобы как можно глубже понять их. Именно кинетике реактора на быстрых нейтронах с учетом пространственных эффектов посвящена настоящая книга.

Автор выражает искреннюю признательность профессорам М. Н. Николаеву, А. Н. Шмелеву и В. Л. Высоцкому отрецензировавшим рукопись данной книги и сделавшим много полезных замечаний, учтенных при окончательной редакции.

Глава 1. Конструкция реакторов на быстрых нейтронах

Схема быстрого реактора [3] приведена на рис. 1.1.

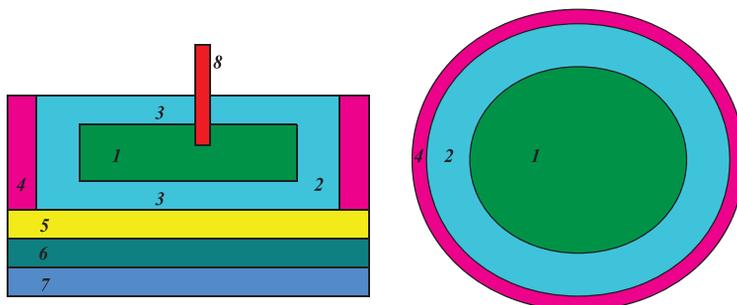


Рис. 1.1. Схема конструкции быстрого реактора: 1 — активная зона (а. з.); 2 — боковая зона воспроизводства; 3 — торцевые зоны воспроизводства; 4 — внутриреакторное хранилище; 5 — газовая полость; 6 — напорный коллектор; 7 — напорная камера; 8 — стержень СУЗ

1.1. Конструкция активной зоны

Активная зона БР характеризуется небольшим уплощением, т. е. отношением диаметра а. з. к ее высоте. Из теории реактора [3] известно оптимальное отношение $D/H=1,081$, но это оптимум, связанный с минимизацией утечки нейтронов из а. з., лишь с точки зрения нейтронной физики. Для оптимизации съема тепла требуется увеличение уплощения, и в реальных энергетических реакторах оно достигает нескольких единиц (2, 3, ...).

Активная зона набирается из шестигранных тепловыделяющих сборок (ТВС), внутреннее пространство которых полностью или частично заполнено тепловыделяющими элементами (ТВЭлами), образующими регулярную решетку треугольного типа. ТВС для БР может иметь чехол, что приводит к наличию зазора между ними при размещении их в активной зоне реактора, но может быть и бесчехловой. Наличие чехла у ТВС обеспечивает автономность их существования в реакторе, возможность постановки их в любую ячейку а. з. и извлечения из нее. Бесчехловая ТВС обеспечивает меньшую долю в а. з. конструкционных материалов из-за отсутствия чех-

ла и меньшую долю теплоносителя из-за отсутствия зазора между ТВС. Как правило, а. з. с такими ТВС перегружаются полностью. Они могут иметь конструктивно оформленную полость в центральной части для возможности размещения каналов для стержней системы управления и защиты (СУЗ).

ТВэлы в ТВС отделяются друг от друга навитой по спирали дистанционирующей проволокой. Для этой цели может использоваться и дистанционирующая решетка. ТВэл представляет собой цилиндрическую тонкостенную трубу, плотно закрытую с торцов. Стенка трубы служит оболочкой ТВэла. Центральная часть ТВэла заполняется топливом в виде таблеток или виброуплотненного материала. В центральной по высоте части ТВэла топливо имеет высокое обогащение по делящемуся материалу, именно это топливо и составляет в будущем непосредственно активную зону. Снизу и сверху высокообогащенного топлива может располагаться небогащенное или обедненное по отношению к делящемуся материалу топливо, составляющее нижнюю и верхнюю зоны воспроизводства (НТЗВ и ВТЗВ). Выше и/или ниже топлива в ТВэле могут располагаться газовые полости (ГП), схематично выделенные на рис. 1.1 в общую полость. Газовые полости предназначены для сбора газообразных продуктов деления.

ТВС закрепляются хвостовиками в напорном коллекторе, в который подается теплоноситель из нижележащей напорной камеры.

ТВС с ТВэлами, полностью заполненными обедненным топливом, называются ТВС зоны воспроизводства и могут размещаться за внешней границей ТВС с обогащенным топливом, т. е. непосредственно за а. з. и составлять боковую зону воспроизводства (БЗВ) реактора. Такие ТВС могут размещаться и непосредственно в а. з. между ТВС с обогащенным топливом, и тогда говорят о гетерогенной а. з. За внешней границей боковой зоны воспроизводства может располагаться и внутриреакторное хранилище (ВРХ) — место для размещения отработавших ТВС (ОТВС), имеющих значительное остаточное тепловыделение и требующих снятия этого тепла, что осуществляется небольшим потоком теплоносителя через них. Снятие тепла с ОТВС способствует и повышению экономичности реактора. Важно отметить, что поле нейтронов в ТВС ВРХ при работе реактора существует, хоть и значительно (на порядок) меньшее, чем в а. з., и оно связано с полем нейтронов в реакторе.

Шаг размещения чехловых ТВС в активной зоне определяют исходя из возможности замены ТВС при перегрузке, и обычно шаг ТВС превышает размер под ключ ТВС на 2—5,5 мм. Зазоры между ТВС выбираются с учетом допусков на изготовление ТВС и межцентрового расстояния посадочных гнезд в напорном коллекторе, а также возможных деформаций чехлов ТВС в процессе эксплуатации: изгиба, увеличения поперечных (радиальных)

размеров в результате термических нагрузок, радиационного распухания и ползучести конструкционных материалов.

Наличие зазоров между ТВС, гидродинамические и вибрационные воздействия на ТВС в процессе эксплуатации реактора служат причиной необходимости крепления ТВС, чтобы избежать перемещений их в радиальных направлениях.

В энергетических БР используют три основных принципа крепления ТВС в а. з. в радиальном направлении:

- Свободно стоящая а. з., в которой ТВС стоят независимо в гнездах напорного коллектора или группируются в модули (реактор PFR) [4].
- а. з. с естественным ограничением радиальных перемещений ТВС. В этом варианте ТВС заключают в «корзину», состоящую из напорного коллектора (НК) и силового каркаса. ТВС дистанцируются с помощью выступов на головках и чехловых трубах (платиков). Дистанцирование ТВС в средней части по высоте сборки предусматривают для ограничения прогибов ТВС. Номинальные зазоры между дистанцирующими выступами соседних ТВС составляют 0,5—0,7 мм (реакторы «Phenix», «Superphenix», БН-350, БН-600, БН-800, «Монжу») [4].
- Активная зона с силовым обжатием наружного ряда ТВС с помощью гидродомкратов или рычажных устройств. В этом варианте на силовом каркасе, окружающем а. з., закрепляют бандажи с упорами из стали с меньшим коэффициентом линейного расширения, чем у материала доталей ТВС, что обеспечивает обжатие ТВС при работе реактора на мощности (реактор SNR-300) [4].

Практически во всех БР формирование периферийных рядов ТВС обеспечивается отражателем нейтронов и силовой конструкцией. Например, в реакторах БН-600 основу отражателя нейтронов составляют обечайки, на внутренней поверхности которых имеется пояс накладок, внутренний профиль которых повторяет профиль наружного ряда ТВС.

1.2. Теплоноситель

Холодный теплоноситель нагнетается циркуляционными насосами первого контура (главными циркуляционными насосами — ГЦН) в напорную камеру и, следуя через напорный коллектор, поступает в а. з., где проходит, снимая тепло, снизу вверх через ТВС а. з. или ТВС БЗВ и, уже горячим, выходит в верхнюю камеру смешения (верхний коллектор), из которой самотеком поступает в промежуточный теплообменник (ПТО) для передачи тепла теплоносителю второго контура.

Реакторная установка (РУ) может и не иметь ГЦН, тогда в реакторе создается режим естественной циркуляции теплоносителя.

В качестве теплоносителя в БР применяются жидкие металлы, такие как натрий, или тяжелые жидкие металлы, такие как свинец или свинец-висмут, а также газ (гелий) или водяной пар. Для каждого типа теплоносителя конструкция реактора индивидуальна. Ниже остановимся на конструкциях БР с жидкометаллическими теплоносителями, вошедших в Федеральную целевую программу «Ядерные энерготехнологии нового поколения на период 2010—2015 годов и на перспективу до 2020 года» [5].

1.3. Конструкция реакторов типа БН

Все известные на сегодня БР с натриевым теплоносителем, именуемые БН (быстрые натриевые), имеют схожую конструкцию, а именно их активные зоны размещаются в баке (корпусе) реактора, представляющем собой металлический сосуд с эллиптическим днищем, выход из которого в верхней его части герметически закрыт крышкой (рис. 1.2).

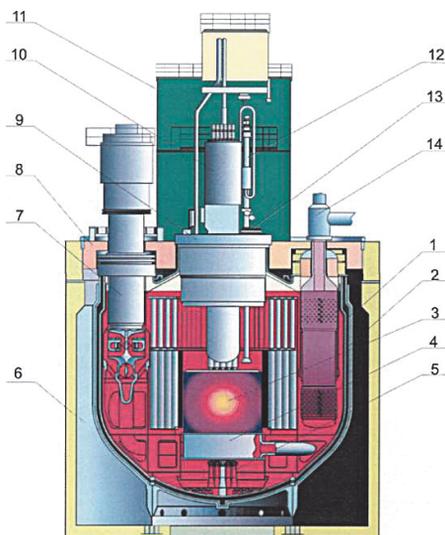


Рис. 1.2. Реакторная установка БН-800: 1 — корпус; 2 — страховочный корпус; 3 — активная зона; 4 — напорная камера; 5 — локализирующее устройство; 6 — шахта; 7 — главный циркуляционный насос; 8 — верхняя неподвижная защита; 9 — большая поворотная пробка; 10 — центральная поворотная пробка; 11 — защитный колпак; 12 — механизм перегрузки; 13 — малая поворотная пробка; 14 — промежуточный теплообменник

Корпус реактора может опираться через катки на пол соответствующего зала (иметь опору в нижней своей части) (реакторы БН-600, БН-800, Россия), или закрепляться на бетонное основание верхней своей частью непосредственно у крышки реактора, как бы повисая на несущей опоре (реакторы «Phenix», «Superphenix», Франция). При нижней опоре корпус, тем не менее, не воспринимает на себя нагрузок от внутрикорпусного оборудования, так как последнее передает их на фундамент через опорный пояс, на котором они установлены.

ТВС нижней частью (хвостовиком) закрепляется в напорной камере (напорном коллекторе), уплощенном цилиндрическом сосуде, куда поступает холодный теплоноситель и через него распределяется по ТВС. Сам напорный коллектор конструктивно опирается на указанный опорный пояс, расположенный в нижней части корпуса реактора. Непосредственно на корпус действуют только силы тяжести поворотной пробки, центральной поворотной колонны с механизмами СУЗ, механизмами перегрузки и, конечно, сила тяжести теплоносителя и избыточное давление инертного газа над зеркалом теплоносителя.

На крышке реактора размещают все двигатели и приводные механизмы для стержней СУЗ. Органы регулирования (стержни СУЗ) входят в а. з. сверху вниз, через направляющие, так называемые штанги стержней СУЗ, через которые происходит передача вращательного движения, преобразуемого в поступательное движение стержня.

Стержень СУЗ движется в а. з. непосредственно в неподвижном чехле (гильзе), представляющем собой трубу с внешней шестигранной поверхностью и внутренней цилиндрической. Сам стержень состоит из цилиндрического чехла, внутри которого расположены цилиндрические поглощающие элементы, содержащие поглощающий материал (пэлы), обычно с естественным или обогащенным по изотопу ^{10}B карбидом бора. Пэлы для равномерного съема с них тепла конструктивно дистанцируются.

Для безопасности бак реактора как бы вставляется в страховочный кожух. Между кожухом и баком может продуваться газ для охлаждения последнего и контроля его герметичности.

Корпус реактора выполняет еще и функцию расширительного бака для компенсации увеличения объема теплоносителя при разогреве его до рабочих температур. Охлаждение стенок корпуса реактора, как правило, осуществляется через циркуляцию «холодного» теплоносителя по замкнутому контуру: часть теплоносителя из напорной камеры через дроссельные устройства направляется в нижнюю часть опорного пояса, протекает в кольцевом зазоре между стенками корпуса, напорного пояса и наружного теплового экрана, поднимаясь до уровня переливной кромки экрана, откуда в конце концов поступает на вход насосов.

Для демонстрации а. з. реактора типа БН на рис. 1.3 представлена схема размещения ТВС в реакторе БН-600.

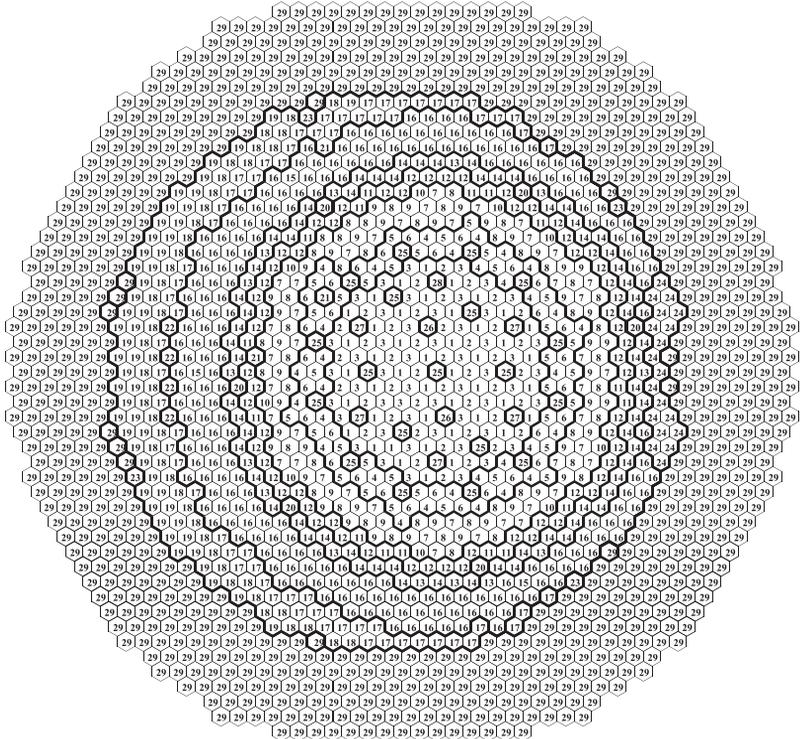


Рис. 1.3. Картограмма размещения ТВС а. з. РУ БН-600 в модели комплекса ГЕФЕСТ [6] (номера с 1 по 14), ТВС боковой зоны воспроизводства (с 15 по 16), ТВС внутриреакторного хранилища (с 17 по 23), пакетов имитаторов в области элеватора выгрузки (24), стержней СУЗ: типа КС (25), АР (26), АЗ (27) и АЗП (28), а также внешней конструкции корзины а. з. реактора (29)

1.4. Описание конструкции реакторной установки СВБР-100

Активная зона РУ СВБР-100, рассчитанной на свинцово-висмутовый теплоноситель, набирается из 61 унифицированной тепловыделяющей сборки [7]. Активная зона снабжена радиальным отражателем, за которым расположены защитные экраны. Взаимное расположение ТВС в активной зоне обеспечивает сохранение там регулярной решетки твэлов. Каждая ТВС

содержит 198 твэлов, образующих треугольную решетку с шагом 13,6 мм, и шестигранную кессонную трубу толщиной 1 мм, расположенную в центре ТВС вместо 19 центральных твэлов. Схема расположения ТВС и принятая в расчете нумерация СУЗ, а также размещение внутризонных датчиков нейтронного потока показано на рис. 1.4.

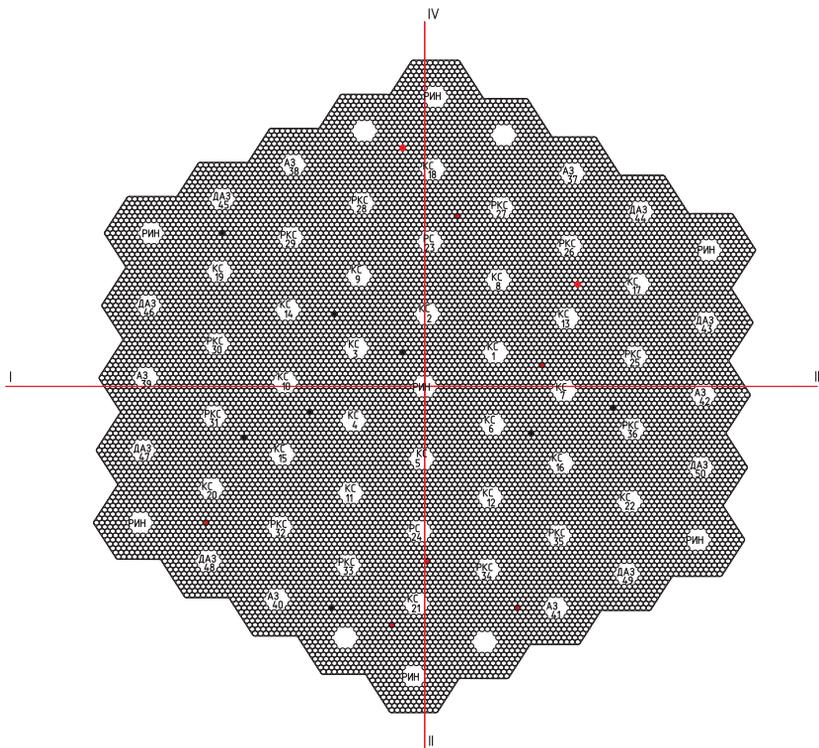


Рис. 1.4. Структурная схема размещения ТВС, положение датчиков нейтронного потока, нумерация СУЗ

Твэл представляет собой топливный сердечник, набранный из топливных таблеток диаметром 10,9 мм с отверстием в центре диаметром 1,9 мм, который размещен в четырехреберной стальной оболочке. Материал топливных таблеток — диоксид урана UO_2 плотностью 10,6 г/см³. В нижней части твэла, непосредственно сразу за топливными таблетками, размещен стальной отражатель толщиной 300 мм, за которым — компенсационный объем для накопления газообразных продуктов деления общей длиной 640 мм. В верхней части твэла также располагается стальной отражатель толщиной 100 мм. Сверху указанные элементы конструкции твэла поджаты стальной пружиной.

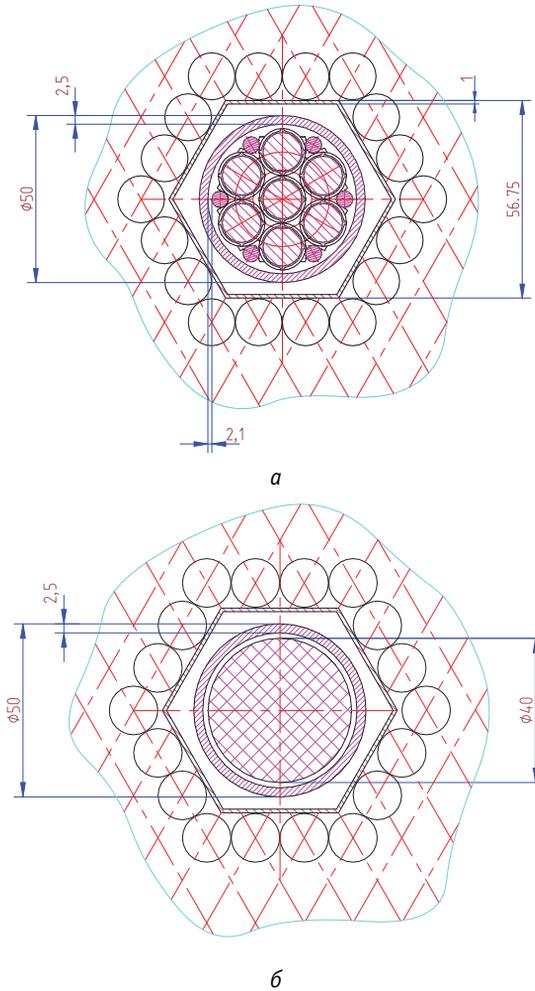


Рис. 1.5. Поперечное сечение стержней КС, РКС, РС (а) и АЗ, ДАЗ (б)

Система стержней управления и защиты состоит из 50 стержней регулирования, которые размещены в чехловых трубах в центре тепловыделяющих сборок. В зависимости от назначения стержни подразделяются на пять типов: регулирующие стержни (РС) — 2 шт., рабочие компенсирующие стержни (РКС) — 12 шт., компенсирующие стержни (КС) — 22 шт., стержни аварийной защиты (АЗ) — 6 шт., стержни дополнительной аварийной защиты (ДАЗ) — 8 шт. КС предназначены для компенсации запаса реактивности на выгорание, РКС и РС — непосредственно для регулирования уровня мощности. Стержни АЗ и ДАЗ выполняют функцию аварийной защиты. Каналы

стержней ДАЗ снабжены плавкими замками, которые высвобождают стержни при повышении температуры окружающей среды до уровня порядка 700°C, что приводит к падению стержней в активную зону под собственным весом. Поперечное сечение канала КС, РКС, РС показано на рис. 1.5а, поперечного сечения канала АЗ, ДАЗ — на рис. 1.5б. В качестве поглотителя в стержнях СУЗ используется горячепрессованный карбид бора плотностью 2,12 г/см³: в КС, РКС и РС с обогащением 50 масс. проц. по изотопу ¹⁰B, в стержнях АЗ и ДАЗ — с обогащением 80 масс. проц.

Для выполнения задач пуска реактора в активной зоне РУ СВБР-100 (табл. 1.1) предусмотрено наличие реакторных источников нейтронов (7 шт.). Они размещены в центрах ТВС (в кессонных трубах) в центральной ТВС и в шести ТВС на периферии (см. рис. 1.4).

Таблица 1.1. Основные характеристики БР СВБР-100

Параметр	Значение
Номинальная тепловая мощность, МВт	280
Размеры активной зоны, см	Эквивалентный диаметр — 164,3, высота — 90 см
Длительность кампании, эф. ч	50 000
Температура теплоносителя, °C:	
на входе в а. з.	345
на выходе из а. з.	495
Количество твэлов в а. з.	12 062
Количество внутризонных датчиков нейтронного потока в а. з.	16

1.5. Описание конструкции БРЕСТ ОД-300

Быстрый реактор со свинцовым теплоносителем (БРЕСТ) предназначен для работы со свинцовым теплоносителем [8]. Конструкция активной зоны (рис. 1.6), ее геометрия и состав должны обеспечивать полное воспроизводство плутония в активной зоне, компенсирующее снижение реактивности при выгорании топлива и накоплении продуктов деления, в результате чего гарантируется работа реактора по кампании при малом, соизмеримом с $\beta_{эфф}$ запасе реактивности, исключая неконтролируемый разгон реактора на мгновенных нейтронах (см. главу 3) вследствие аварийных отказов оборудования и ошибок персонала.

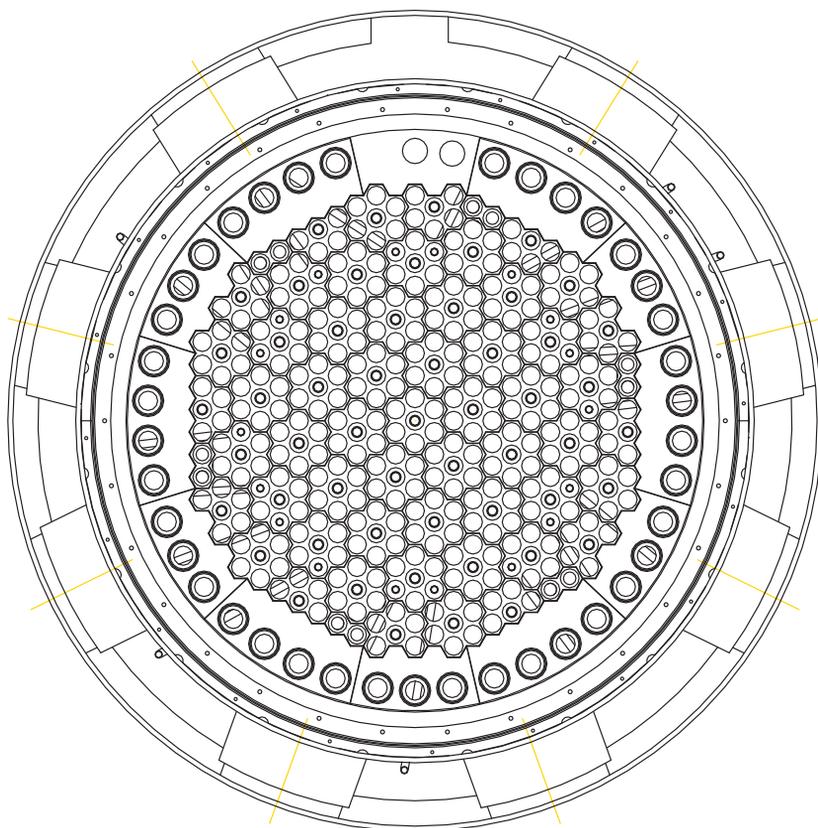


Рис. 1.6. Конструкция активной зоны РУ БРЕСТ ОД-300

Основные технические характеристики, которым должна соответствовать РУ при работе на номинальной мощности, приведены в табл. 1.2.

Таблица 1.2. Некоторые характеристики РУ БРЕСТ ОД-300

Характеристика	Значение
Номинальная тепловая мощность, МВт	Примерно 700 *
Максимальная плотность потока нейтронов в активной зоне, $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$	Не менее $3 \cdot 10^{15}$
Количество ТВС в а. з.	192 *
Число рабочих органов (РО) СУЗ (ориентировочно):	31

Табл. 1.2 (продолжение)

Характеристика	Значение
АЗ	7
АР	4
КР	20
Высота топливной части твэла, мм	1100 *
Максимальная глубина выгорания топлива, % тяжелых атомов	До 10 *
Максимальная линейная плотность теплового потока на твэлах штатных ТВС, Вт/см	До 360
Максимальная повреждаемость оболочки твэла, смещений на атом	До 150 *
Длительность работы между перегрузками топлива в режиме частичных перегрузок, эф. сут	До 300

* Предварительные данные.

Предполагается, что требования к составу активной зоны и ее характеристикам должны соответствовать данным, приведенным в табл. 1.3.

Таблица 1.3. Требования к активной зоне и топливному циклу РУ БРЕСТ ОД-300

Характеристика	Значение
Линейный размер между параллельными гранями ТВС, мм	175
Длина ТВС, мм, не более	4300
Диаметр твэла, мм, не менее	9,0
Длина твэла, мм, не более	2600
Максимальная температура оболочки твэла, °С	650 *
Максимальный флюенс быстрых нейтронов на оболочке твэла, см ⁻² , не более	~ 3,5·10 ²³ *

Табл. 1.3. (продолжение)

Характеристика	Значение
Тип топлива первой загрузки	Смешанное уранплутониевое нитридное топливо (Pu+U)N на основе низкофонового плутония
Топливо активной зоны последующих загрузок	Смешанное уранплутониевое нитридное топливо (Pu+U+MA)N на основе плутония и минорных актиноидов, выделенных из отработавшего ядерного топлива тепловых реакторов
Эффективная плотность топлива, кг/м ³ , не менее	12,2

* Предварительные данные.

При работе реактора на мощности температура свинцового теплоносителя на входе в активную зону составляет 420°C, усредненная температура на выходе из зоны и бокового отражателя — 540°C, подогрев теплоносителя — 120°C, а его максимальная скорость — 2 м/с. В случае нитридного топлива его максимальная температура не должна превышать 1700°C, а в случае MOX-топлива — 2300°C. Период нарастания нейтронного потока — не менее 30 с.

В расчетах при определении допустимых значений линейной мощности твэла, мощности ТВС и реактора в целом основными ограничивающими факторами, определяющими целостность твэлов, являются допустимые температура поверхности оболочки твэла и температура свинцового теплоносителя на входе в парогенератор (ПГ). На основании экспериментальных данных и экспертных оценок в качестве температурных пределов повреждения твэлов с учетом факторов перегрева оболочки были приняты:

- 650°C — эксплуатационный предел по температуре оболочек твэла;
- 800°C — предел безопасной эксплуатации по температуре оболочек твэла;
- 580°C — эксплуатационный предел по температуре свинца на входе в ПГ;
- 620°C — предел безопасной эксплуатации по температуре свинца на входе в ПГ;
- 480°C — предел температуры свинца на входе в ГЦН (в случае превышения — отключение насоса);
- 350°C — минимальная температура свинца на выходе из ПГ.

Для расчетного моделирования активной зоны РУ БРЕСТ-ОД-300 может быть использована ее модель, представленная на рис. 1.7. На рис. 1.8 приведена

потвзльная расчетная модель ТВС этого реактора с центральной стальной шестигранной трубой и размещенной в ней круглой трубой замковой тяги. Крайний ряд ячеек моделирует наружный чехол ТВС и пространство между соседними ТВС, заполненное теплоносителем. При таком моделировании ячейки крайнего ряда являются общими для двух соседних ТВС и могут иметь отличающиеся от других ячеек размеры. Технология такого моделирования была реализована в программе МЕТЕЛЬ [5]. ТВС с органами регулирования, имеющими большую центральную трубу для размещения в ней сборок пэлов, моделируется подобным же способом.

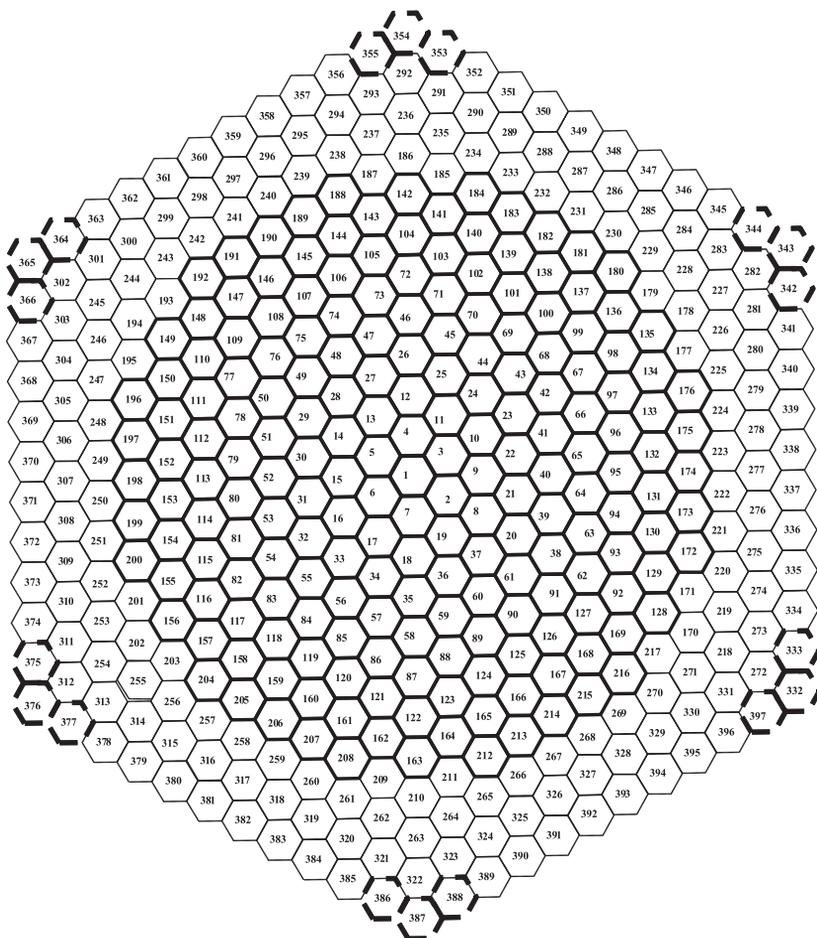


Рис. 1.7. Возможная расчетная модель РУ БРЕСТ ОД-300:
 жирный контур — ТВС; сплошной тонкий контур — ячейки выемного отражателя;
 пунктирный контур — ячейки стальных конструкций

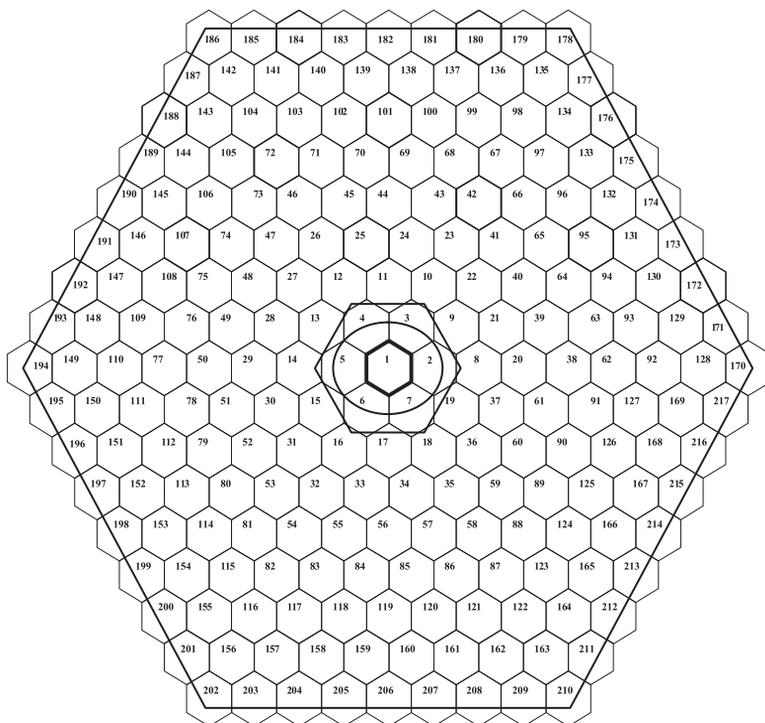


Рис. 1.8. Потвзльная расчетная модель ТВС РУ БРЕСТ ОД-300 с центральной стальной шестигранной трубой

Таким образом, в федеральной целевой программе [5] предусмотрена разработка реакторов нового поколения с разными жидкометаллическими теплоносителями, с чехловыми и бесчехловыми ТВС, с размещением каналов для стержней СУЗ отдельно и в каждой ТВС. Обоснование безопасности для каждого из проектов должно основываться на анализе нестационарных режимов реакторов, в том числе с пространственной кинетикой, обеспечивающей новые знания по каждому проекту.

Глава 2. Физические основы кинетики реактора

2.1. Деление ядер

Самый важный ядерный процесс, происходящий в ядерном реакторе, — деление ядер [3]. В результате деления i -го нуклида появляются ν^i новых нейтронов. На рис. 2.1 представлена зависимость ν^i от энергии налетающего нейтрона для некоторых нуклидов из 26-групповой библиотеки БНАБ-93 [9], используемой для расчетов реакторов на быстрых нейтронах и имеющей большую историю своего развития [10; 11].

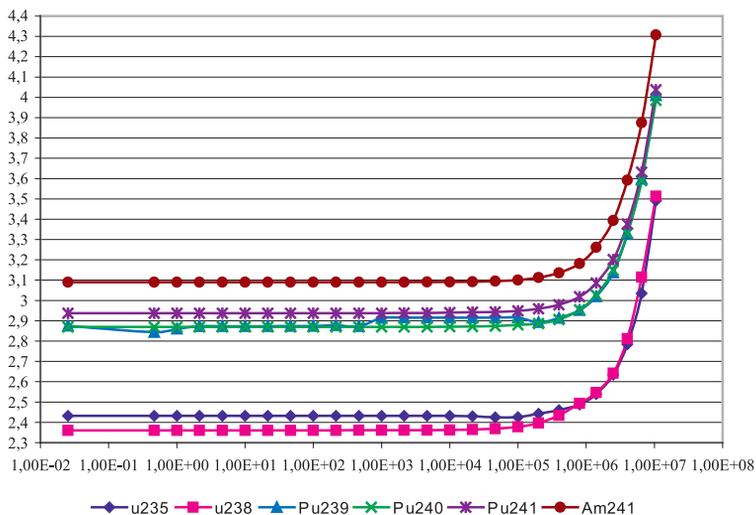


Рис. 2.1. Число нейтронов деления от энергии налетающего нейтрона

Отметим, что ν^i , уменьшаясь с падением энергии нейтронов, в резонансной области в библиотеке БНАБ-93 почти не учитывает резонансную структуру [9]. Это обстоятельство связано с использованием этой библиотеки для расчетов БР, где доля тепловых нейтронов в спектре реактора ничтожно мала. При переходе от 26-групповой библиотеки сечений к 299-групповой резонансная структура числа нейтронов деления становится заметной для ^{239}Pu (рис. 2.2).

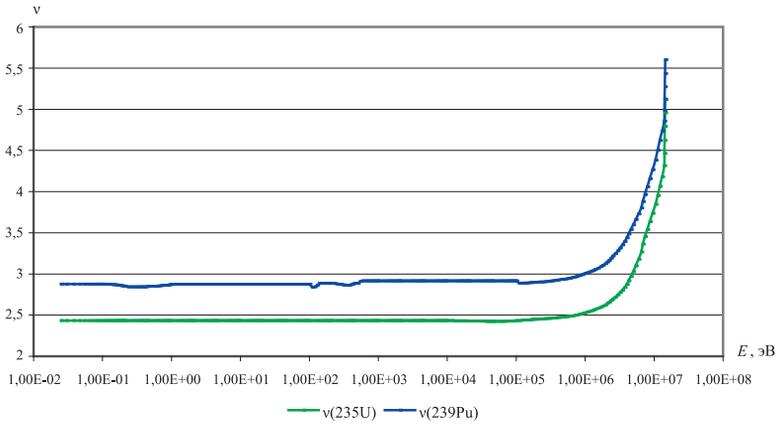


Рис. 2.2. Число нейтронов деления от энергии делящего нейтрона для ^{235}U и ^{239}Pu

В библиотеке РОСФОНД резонансная зависимость ν^i приводится для ^{239}Pu [12; 13] (см. рис. 2.3 из данных библиотек ENDF/B-VII, JEFF-3.1, JENDL-3.3 и FRENAUT-73 [14—17]); она обусловлена двумя факторами: во-первых, зависимостью этой величины от каналов деления, вклады которых в разных резонансах различны, во-вторых, зависимостью от наличия процесса (n, γ) -деления, происходящего после испускания одного или двух фотонов, уносящих не слишком большую энергию. В библиотеке РОСФОНД из существующих оценок ν^i для ^{239}Pu взята оценка библиотеки JEFF-3.1 [13].

Для оценки эффективности делящегося нуклида в реакторе важна величина среднего числа нейтронов делящегося нуклида на одно поглощение в нем

$$\eta^i = \nu^i \frac{\sigma_f^i}{\sigma_f^i + \sigma_c^i} = \nu^i \frac{1}{1 + \alpha^i},$$

где σ_f^i — микросечение деления i -го нуклида; σ_c^i — микросечение захвата i -го нуклида; $\alpha^i = \sigma_c^i / \sigma_f^i$.

Примерное изменение зависимости соотношения вероятности захвата и деления α^i для некоторых делящихся нуклидов в зависимости от энергии нейтронов представлено на рис. 2.4.

Для демонстрации «сглаживаемости» групповых параметров та же величина α^i приведена на рис. 2.5 для основных делящихся нуклидов ^{235}U и ^{239}Pu для мультигруппового (299 групп) приближения.

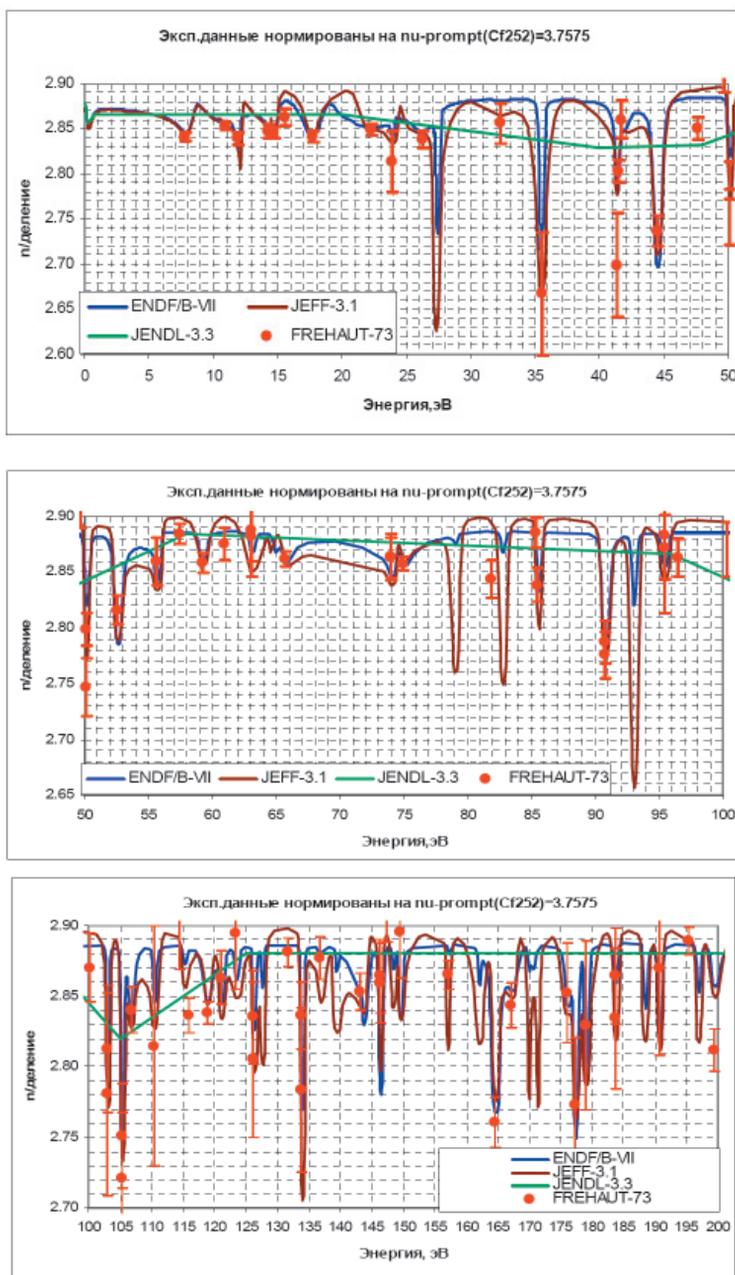


Рис. 2.3. Поведение $\nu^{239}\text{Pu}$ в области разрешенных резонансов

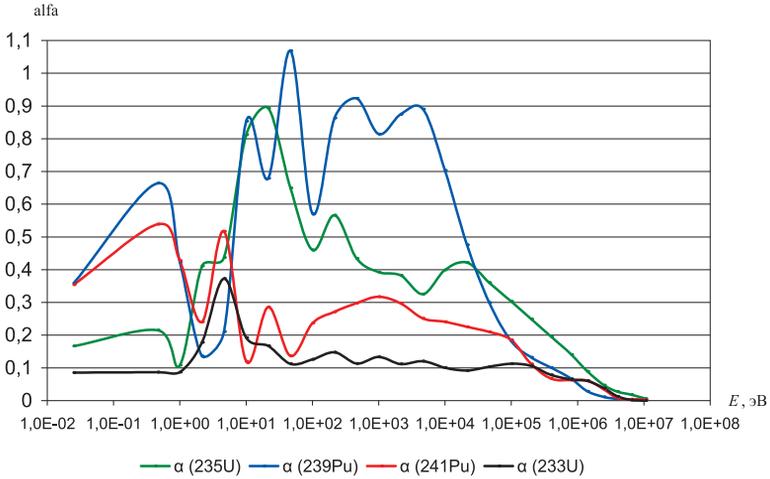


Рис. 2.4. Изменение зависимости соотношения вероятности захвата и деления α^i от энергии нейтронов для некоторых делящихся нуклидов по данным многогрупповой (28 групп) библиотеки БНАБ-93

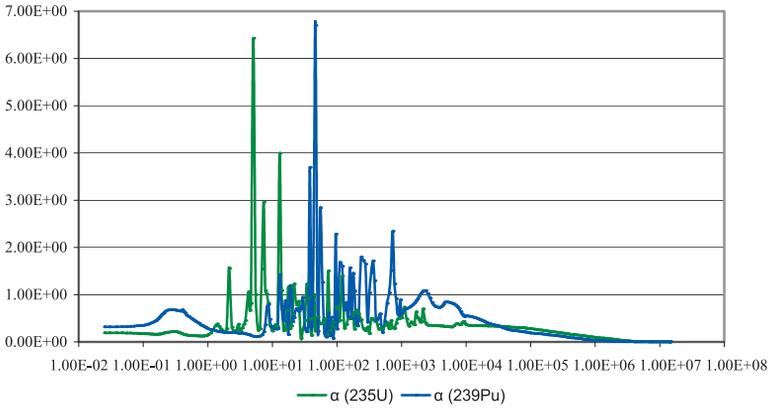


Рис. 2.5. Изменение зависимости соотношения вероятности захвата и деления α^i от энергии нейтронов для ^{235}U и ^{239}Pu по данным мультигрупповой (299 групп) библиотеки БНАБ-93

На рис. 2.6 представлена зависимость среднего числа нейтронов для некоторых делящихся нуклидов на одно поглощение в них из 26-групповой

версии библиотеки БНАБ-93, а на рис. 2.7 та же зависимость построена на базе мультигрупповой версии библиотеки БНАБ-93.

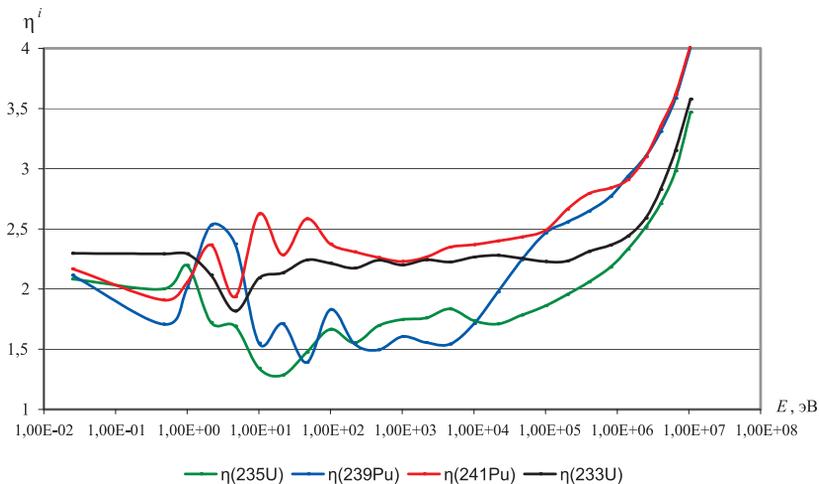


Рис. 2.6. Зависимость среднего числа нейтронов на одно поглощение в делящемся нуклиде η^i от энергии нейтронов для основных делящихся нуклидов по данным многогрупповой (28 групп) библиотеки БНАБ-93

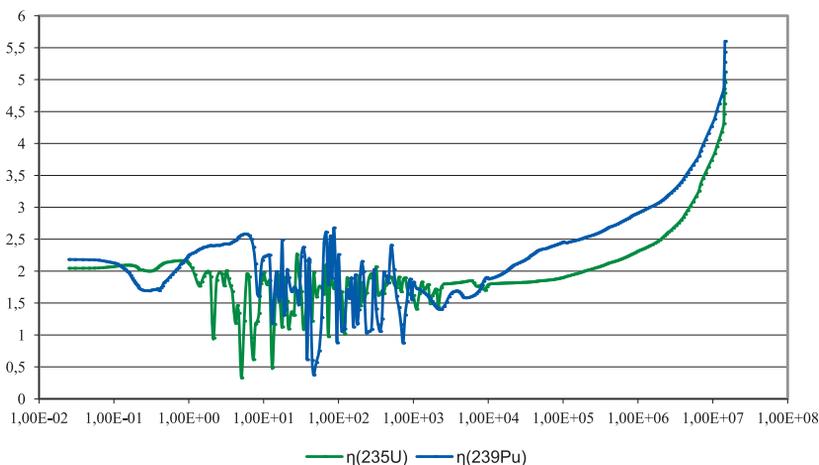


Рис. 2.7. Зависимость среднего числа нейтронов на одно поглощение в делящемся нуклиде η^i от энергии нейтронов для ^{235}U и ^{239}Pu по данным мультигрупповой (299 групп) библиотеки БНАБ-93

2.2. Запаздывающие нейтроны

В среднем при делении i -го нуклида ν_p^i нейтронов появляются практически мгновенно со спектром деления данного нуклида $\chi_p^i(E)$. Поэтому эти нейтроны называются мгновенными (prompt) нейтронами деления. Время их появления соответствует времени деления — менее 10^{-8} с. Остальные ν_d^i нейтронов после деления этого нуклида появляются несколько позже, в результате распада некоторых продуктов деления, и называются запаздывающими (delay). При делении некоторые продукты деления сильно перегружены избыточными нейтронами в смысле устойчивости ядер этих нуклидов [3] и соответственно сильно возбуждены. Переход из возбужденного в устойчивое состояние таких ядер осуществляется, как правило, путем последовательных актов бета-распада. В результате каждого такого распада нейтрон переходит в протон, так что число нуклонов в ядре сохраняется. Но некоторые продукты деления могут перейти в устойчивое состояние путем излучения избыточного запаздывающего нейтрона. Продукты деления, способные излучать такие нейтроны, называются предшественниками запаздывающих нейтронов. На рис. 2.8 представлены нормированный на 2 изотопный состав продуктов деления ^{235}U и доля предшественников запаздывающих нейтронов среди них [13]. Нормировка на 2 связана с тем, что при делении в среднем образуются два осколка. Легкие ядра появляются в результате тройного деления, т. е. достаточно редкого события, когда после деления ядра появляются три осколка.

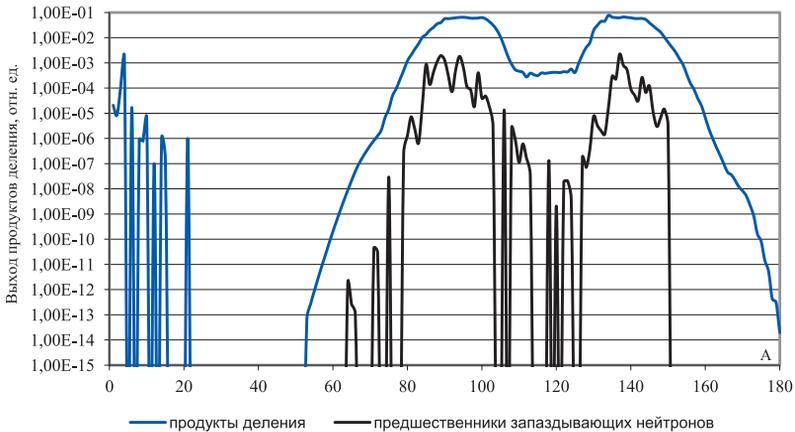


Рис. 2.8. Нормированный на 2 выход продуктов деления и предшественников запаздывающих нейтронов при делении ^{235}U нейтронами в быстром реакторе

Из рис. 2.8 видно, что лишь небольшая часть продуктов деления — это предшественники запаздывающих нейтронов, причем предшественники запаздывающих нейтронов имеют атомное число не более 150. Время запаздывания связано с распадом нуклидов предшественников таких нейтронов и определяется периодом их полураспада $T^i = \ln 2 / \lambda^i$. Здесь λ^i — постоянная распада j -й группы предшественников i -го нуклида. Периоды полураспада предшественников запаздывающих нейтронов существенно превышают время появления мгновенных нейтронов и составляют величины от долей секунды до десятков секунд для разных предшественников. При решении уравнений переноса нейтронов (см. раздел 3) предшественники запаздывающих нейтронов (их число стремится к 200) принято объединять в несколько групп, каждой из которых приписывают суммарный выход нейтронов и некоторое среднее значение для периода полураспада. Число таких групп подбирается из стремления максимально точно описать существующие в экспериментах временные зависимости испускания запаздывающих нейтронов при делении рассматриваемого в эксперименте ядра.

До недавнего времени в практике расчетов использовались шесть групп запаздывающих нейтронов, каждой из которых приписывается определенная константа спада (как период полураспада). Сегодня в мире широко распространены две основных версии данных. Первая получена Кипиным [19] на основе оценки интегральных данных — кривых спада нейтронной активности образцов, облученных нейтронным импульсом, аппроксимировавшим кривую спада нейтронной активности несколькими экспонентами. Вторая, альтернативная версия на основе оценки относительных долей и постоянных распада групп запаздывающих нейтронов выполнена Брэди и Ингландом на основе аппроксимации просуммированных вкладов 271 предшественника запаздывающих нейтронов [9].

Так, в версиях библиотек оцененных данных приняты:

- в JENDL-3 — данные Кипина (несколько отличающиеся для деления тепловыми и быстрыми ($E > 2 \text{ МэВ}$) нейтронами;
- в ENDF/B-VI — данные Брэди и Ингланда [9].

В системе констант БНАБ-93 [9] для основных нуклидов присутствуют оба варианта, а для прочих нуклидов приняты данные Брэди и Ингланда.

Интенсивность испускания запаздывающих нейтронов, принадлежащих энергетической группе g , через время t после импульса делений рассматриваемого изотопа представляется в виде

$$S_d(t) = F \nu_d \sum_{j=1} a_j \lambda_d^{j,g} \exp(-\lambda_j t), \quad (2.1)$$

где F — число делений в импульсе; ν_d — число запаздывающих нейтронов деления; a_j — доля этих нейтронов, принадлежащая j -й группе запаздывающих нейтронов; $\chi_d^{j,g}$ — энергетический спектр запаздывающих нейтронов j -й группы; λ_j — постоянная распада для j -й группы предшественников.

Что касается периодов полураспада предшественников запаздывающих нейтронов j -й группы i -го нуклида T_j^i в шестигрупповом приближении и при соответствующих постоянных распада λ_j^i , индивидуальных для каждого делящегося нуклида, то для смеси нуклидов в этой модели представления запаздывающих нейтронов встает вопрос о качественном учете распада предшественников всех ядер. Точное решение связано с отслеживанием всех групп распада всех делящихся нуклидов, что ведет к увеличению групп запаздывающих нейтронов введением до произведения числа групп каждого делящегося нуклида на их число. Приближенное решение связано с усреднением периодов полураспада предшественников запаздывающих нейтронов; физический смысл этого усреднения — определение среднего периода полураспада данной группы предшественников для всех делящихся нуклидов:

$$T_j = \frac{\int dr \sum_i T_j^i y_i(r) a_j^i \sum_g \nu_d^g \sigma_f^g(r) \phi^g(r)}{\int dr \sum_i y_i(r) a_j^i \sum_g \nu_d^g \sigma_f^g(r) \phi^g(r)}, \quad (2.2)$$

где a_j^i — относительный выход запаздывающих нейтронов; $y_i(r)$ — концентрация i -го нуклида в окрестности точки r ; $\phi^g(r)$ — плотность потока нейтронов в точке r реактора энергетической группы g .

Оценка погрешности такого усреднения, как правило, авторами не приводится [18].

Так как эффективные периоды полураспада для групп предшественников запаздывающих нейтронов в шестигрупповом представлении являются различными для разных делящихся ядер, то с недавнего времени было предложено 8-групповое описание запаздывающих нейтронов — такое, при котором от делящегося нейтрона зависят только выходы каждой из восьми групп предшественников при строгой фиксации периодов полураспада в каждой группе [13].

Рекомендованные значения для числа запаздывающих нейтронов в системе БНАБ-93 [9] представлены в табл. 2.1.

Таблица 2.1. Рекомендованные значения ν_d^i в системе БНАБ-93 [9]

Нуклид	ν_d^T	ν_d^{14}	Нуклид	ν_d^T	ν_d^{14}
$^{227}_{90}\text{Th}$	0,78±20%	0,47±25%	$^{239}_{92}\text{Pu}$	0,65±4%	0,42±5%
$^{229}_{90}\text{Th}$	1,63±20%	0,98±25%	$^{240}_{92}\text{Pu}$	0,90±8%	0,60±8%
$^{222}_{90}\text{Th}$	5,30±5%	2,90±5%	$^{241}_{92}\text{Pu}$	1,50±10%	0,80±7%
$^{231}_{91}\text{Pa}$	1,09±10%	0,65±20%	$^{242}_{92}\text{Pu}$	2,10±20%	1,20±20%
$^{232}_{92}\text{U}$	0,51±15%	0,30±20%	$^{241}_{92}\text{Am}$	0,45±10%	0,27±20%
$^{233}_{92}\text{U}$	0,70±6%	0,42±7%	$^{242m}_{92}\text{Am}$	0,65±15%	0,39±20%
$^{234}_{92}\text{U}$	1,05±10%	0,62±12%	$^{243}_{92}\text{Am}$	0,95±20%	0,57±25%
$^{235}_{92}\text{U}$	1,66±3%	0,93±3%	$^{242}_{96}\text{Cm}$	0,21±20%	0,13±25%
$^{236}_{92}\text{U}$	2,20±10%	1,30±15%	$^{244}_{96}\text{Cm}$	0,44±20%	0,26±25%
$^{237}_{92}\text{U}$	3,20±10%	1,90±25%	$^{245}_{96}\text{Cm}$	0,63±15%	0,38±20%
$^{238}_{92}\text{U}$	4,50±4%	2,70±4%	$^{249}_{98}\text{Cf}$	0,28±15%	0,17±20%
$^{237}_{92}\text{Np}$	1,08±10%	0,65±20%	$^{251}_{98}\text{Cf}$	0,59±20%	0,35±25%
$^{238}_{92}\text{Np}$	1,47±20%	0,88±25%	$^{254}_{99}\text{Es}$	0,57±20%	0,34±25%
$^{238}_{92}\text{Pu}$	0,47±10%	0,28±20%	$^{255}_{100}\text{Fm}$	0,26±20%	0,16±25%

Примечание. ν_d^T — число запаздывающих нейтронов при делении тепловыми нейтронами, ν_d^{14} — число запаздывающих нейтронов при делении быстрыми нейтронами с энергией 14 МэВ.

В табл. 2.2 представлены данные по запаздывающим нейтронам в разных системах констант для некоторых нуклидов.

**Таблица 2.2. Данные по запаздывающим нейтронам ENDF/B-VII и БНАБ-93
(для v_d^i в энергетических интервалах — линейная зависимость)**

Нуклид	ENDF/B-VII			БНАБ-93		
	Постоянная распада $\lambda_j, \text{с}^{-1}$	Энергия, эВ	v_d^i	Постоянная распада $\lambda_j, \text{с}^{-1}$	Энергия, эВ	v_d^i
²³⁵ U	1,2491E-02	1,0000E-05	1,5850E-02	1,270E-02	1,0000E-05	1,660E-02
	3,1824E-02	2,5300E-02	1,5850E-02	3,170E-02	5,0000E+06	1,660E-02
	1,0938E-01	5,0000E+04	1,6700E-02	1,150E-01	7,0000E+06	9,300E-03
	3,1699E-01	4,0000E+06	1,6700E-02	3,110E-01	2,0000E+07	9,300E-03
	1,3540E+00	7,0000E+06	9,0000E-03	1,400E+00		
	8,6364E+00	2,0000E+07	9,0000E-03	3,870E+00		
²³⁸ U	1,2494E-02	1,0000E-05	4,4000E-02	1,320E-02	1,0000E-05	4,500E-02
	3,0255E-02	4,0000E+06	4,4000E-02	3,210E-02	5,0000E+06	4,500E-02
	1,1594E-01	9,0000E+06	2,6000E-02	1,390E-01	7,0000E+06	2,700E-02
	3,4148E-01	3,0000E+07	2,6000E-02	3,580E-01	2,0000E+07	2,700E-02
	1,3186E+00			1,410E+00		
	9,9790E+00			4,020E+00		
²³⁹ Pu	1,2481E-02	1,0000E-05	6,4500E-03	1,290E-02	1,0000E-05	6,500E-03
	2,9947E-02	4,0000E+06	6,4500E-03	3,110E-02	5,0000E+06	6,500E-03
	1,0716E-01	7,0000E+06	4,3000E-03	1,340E-01	7,0000E+06	4,200E-03
	3,1762E-01	2,0000E+07	4,3000E-03	3,310E-01	2,0000E+07	4,200E-03
	1,3524E+00			1,260E+00		
	1,0691E+01			3,210E+00		
²⁴⁰ Pu	1,3329E-02	1,0000E-05	9,0000E-03	1,290E-02	1,0000E-05	9,000E-03
	3,0510E-02	4,0000E+06	9,0000E-03	3,130E-02	5,0000E+06	9,000E-03
	1,1516E-01	7,0000E+06	6,1500E-03	1,350E-01	7,0000E+06	6,000E-03
	2,9740E-01	2,0000E+07	6,1500E-03	3,330E-01	2,0000E+07	6,000E-03
	8,4766E-01			1,360E+00		
	2,8796E+00			4,040E+00		
²⁴¹ Pu	1,3599E-02	1,0000E-05	1,6200E-02	1,280E-02	1,0000E-05	1,500E-02
	2,9966E-02	4,0000E+06	1,6200E-02	2,990E-02	5,0000E+06	1,500E-02
	1,1673E-01	7,0000E+06	8,4000E-03	1,240E-01	7,0000E+06	8,000E-03
	3,0691E-01	2,0000E+07	8,4000E-03	3,520E-01	2,0000E+07	8,000E-03
	8,7010E-01			1,610E+00		
	3,0028E+00			3,470E+00		
²⁴¹ Am	1,3338E-02	1,0000E-05	4,2700E-03	1,330E-02	1,0000E-05	4,500E-03
	3,0798E-02	4,0000E+06	4,2700E-03	3,080E-02	5,0000E+06	4,500E-03
	1,1305E-01	7,0000E+06	2,4180E-03	1,130E-01	7,0000E+06	2,700E-03
	2,8677E-01	3,0000E+07	2,4180E-03	2,868E-01	2,0000E+07	2,700E-03
	8,6536E-01			8,654E-01		
	2,6430E+00			2,643E+00		

Величина v_d^i считается зависящей от энергии налетающих нейтронов. Зависимость выражается линейно постоянной функцией от энергии. Например, в системе БНАБ-93 для всех нуклидов:

$$\text{при } E > 7 \text{ МэВ } v_d^i = v_d^{\text{fst}};$$

$$\text{при } E < 5 \text{ МэВ } v_d^i = v_d^{\text{th}};$$

$$\text{при } 5 \text{ МэВ} > E > 7 \text{ МэВ } v_d^i(E_n) = v_d^{\text{th}} + (E_n - 5)(v_d^{\text{fst}} - v_d^{\text{th}}) / 2,$$

где E — энергия нейтрона, МэВ.

В литературе предлагается отличать несколько долей запаздывающих нейтронов. Одна из них β_j^i — доля J -й группы запаздывающих нейтронов при делении i -го нуклида — неизменна во времени в каждой конкретной точке реактора и характеризует процедуру деления данного нуклида. Усредненная с весовыми функциями по объему реактора величина $\beta_{j,\text{ef}}^i$ может изменяться во времени в зависимости от изменения весовой функции при усреднении. Как правило, такими функциями служат плотность потока и ценность нейтронов.

Некоторые исследователи выделяют физическую долю запаздывающих нейтронов β_0 — отношение интегральной по реактору скорости генерации предшественников запаздывающих нейтронов деления к интегральной скорости генерации нейтронов деления в реакторе [18]:

$$\beta_0 = \frac{\int dE d r v_d \Sigma_f \varphi(E, r, t)}{\int dE d r v_f \Sigma_f \varphi(E, r, t)}, \quad (2.3)$$

где $v_f = v_p + v_d$.

Для осмысления нестационарных процессов имеет смысл определить другую величину — $\beta_{mr,j}^i(r, t)$, долю запаздывающих нейтронов i -й группы i -го нуклида по отношению ко всем нейтронам этого нуклида, появляющимся в точке r в момент времени t . Такую величину будем называть мгновенной (моментальной) долей запаздывающих нейтронов, соответствующей моменту времени t .

$$\beta_{mr,j}^i(r, t) = \frac{\lambda_j^i c_j^i(r, t)}{\frac{1}{k_s} \int dE v_p \Sigma_f \varphi(E, r, t) + \sum_j \lambda_j^i c_j^i(r, t)}, \quad (2.4)$$

где $c_j^i(r, t)$ — концентрация предшественников j -й группы i -го нуклида; знаменатель определяет скорости образования нейтронов в точке r от конкретного i -го нуклида в данный момент времени, а числитель — скорость образования запаздывающих нейтронов от этого же нуклида; k_s — коэффициент, учитывающий долю нейтронов деления среди всех нейтронов реактора (см. раздел 3).

При интегрировании по пространству реактора получим интегральную оценку

$$\beta_{m,j}^i(t) = \frac{\int dr \lambda_j^i c_j^i(r, t)}{\frac{1}{k_s} \int dr dE v_p^i \Sigma_f^i \varphi(E, r, t) + \int dr \sum \lambda_j^i c_j^i(r, t)} \quad (2.5)$$

и далее, с учетом всех нуклидов,

$$\beta_{m,j}(t) = \frac{\int dr \sum_i \lambda_j^i c_j^i(r, t)}{\frac{1}{k_s} \int dr dE \sum_i v_p^i \Sigma_f^i \varphi(E, r, t) + \int dr \sum_i \sum_j \lambda_j^i c_j^i(r, t)}, \quad (2.6)$$

$$\text{и тогда } \beta_m(t) = \sum_j \beta_{m,j}(t).$$

Таким образом, в нестационарных процессах при неизменности β_j^i значение $\beta_{mj}^i(t)$ может изменяться на интервале $(0, 1)$. В стационарном состоянии $\beta_{mj}^i(t)$ равняется β_j^i .

В табл. 2.3—2.5 представлены некоторые характеристики запаздывающих нейтронов для реакторов на быстрых нейтронах.

Таблица 2.3. Относительный выход запаздывающих нейтронов a_j^i БНАБ-93

Группа	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{240}Pu	^{241}Pu	^{241}Am
1	0,0380	0,0130	0,0380	0,0280	0,0100	0,0355
2	0,2130	0,1370	0,2800	0,2730	0,2290	0,2540
3	0,1880	0,1620	0,2160	0,1920	0,1730	0,1563
4	0,4070	0,3880	0,3280	0,3500	0,3900	0,3364
5	0,1280	0,2250	0,1030	0,1280	0,1820	0,1724
6	0,0260	0,0750	0,0350	0,0290	0,0160	0,0454

Таблица 2.4. Относительный выход запаздывающих нейтронов a_j^i ENDFBVII

Группа	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{240}Pu	^{241}Pu	^{241}Am
1	0,03197	0,01034	0,03308	0,03197	0,01805	0,03553
2	0,16637	0,11481	0,26806	0,25290	0,22430	0,25399
3	0,16131	0,12780	0,18710	0,15082	0,14261	0,15632
4	0,45965	0,45183	0,39074	0,33006	0,34925	0,33638
5	0,13350	0,23350	0,10395	0,17954	0,19758	0,17239
6	0,04720	0,06168	0,01704	0,05471	0,06821	0,04539

**Таблица 2.5. Относительный выход запаздывающих нейтронов a_j^i
БНАБ-93 — 8 групп**

Группа	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{240}Pu	^{241}Pu	^{241}Am
1	0,0328	0,0084	0,0319	0,0220	0,0158	0,0340
2	0,1539	0,1040	0,2270	0,2069	0,1751	0,2380
3	0,0913	0,0375	0,0826	0,0795	0,0553	0,0612
4	0,1969	0,1370	0,1820	0,1610	0,1701	0,1820
5	0,3308	0,2940	0,2941	0,3139	0,2801	0,3049
6	0,0902	0,1980	0,0816	0,1050	0,1661	0,1060
7	0,0812	0,1280	0,0722	0,0793	0,1130	0,0384
8	0,0229	0,0931	0,0185	0,0325	0,0245	0,0356

Для каждой реакторной установки эффективные характеристики запаздывающих нейтронов имеют свои особенности. В табл. 2.6—2.10 представлены некоторые их интегральные характеристики для исходного состояния быстрой критической сборки БФС-105-2 [20]. Эта сборка представляла собой цилиндрическую активную зону высотой около 40 см и вдвое большим диаметром с МОХ-топливом, окруженную толстым слоем зоны воспроизводства из обедненного урана. В этой сборке стержни СУЗ содержали в себе состав, аналогичный ТВС активной зоны, но над ним имелась зона с поглотителем. Таким образом, при движении стержня не только поглотитель входил в активную зону, но и топливный состав стержня покидал активную зону и опускался в область нижней зоны воспроизводства. Это обстоятельство заставляло моделировать перемещение поглотителя, топлива и концентраций предшественников запаздывающих нейтронов.

Таблица 2.6. Интегральные характеристики запаздывающих нейтронов БФС-105-2 из расчета по комплексу ГЕФЕСТ[6]

	БНАБ-93	ENDF/B-VII	8 групп	λ_j (8 групп), с^{-1}
L, с	3,4236305E-07	3,4233686E-07	3,4235988E-07	
befj(1)	9,2345438E-05	7,6219877E-05	7,1453364E-05	0,0125
befj(2)	7,7466059E-04	6,7729921E-04	6,2768915E-04	0,0283
befj(3)	7,2623896E-04	5,7771244E-04	2,2609539E-04	0,0425
befj(4)	1,4713489E-03	1,6471940E-03	6,3800501E-04	0,1330
befj(5)	7,0246910E-04	6,8850605E-04	1,2227131E-03	0,2925
befj(6)	2,3359825E-04	1,6920369E-04	6,2678577E-04	0,6665
befj(7)			4,3946630E-04	1,6348
befj(8)			2,6501393E-04	3,5546
beff	4,0006612E-03	3,8361353E-03	4,1172220E-03	

Таблица 2.7. Эффективные характеристики запаздывающих нейтронов $\beta_{j,ef}^i$ БФС-105-2 по группам и по нуклидам для БНАБ-93

	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{240}Pu	^{241}Pu	^{241}Am	Σ
1	5,179E-06	3,011E-05	5,629E-05	7,197E-07	1,797E-08	1,919E-08	9,2345438E-05
2	2,938E-05	3,194E-04	4,182E-04	7,048E-06	4,134E-07	1,384E-07	7,7466059E-04
3	2,585E-05	3,750E-04	3,201E-04	4,951E-06	3,119E-07	8,451E-08	7,2623896E-04
4	5,714E-05	9,134E-04	4,908E-04	9,136E-06	7,119E-07	1,837E-07	1,4713489E-03
5	1,786E-05	5,271E-04	1,538E-04	3,333E-06	3,314E-07	9,390E-08	7,0246910E-04
6	3,636E-06	1,766E-04	5,251E-05	7,568E-07	2,920E-08	2,485E-08	2,3359825E-04
Σ	1,390E-04	2,342E-03	1,492E-03	2,594E-05	1,816E-06	5,445E-07	4,0006612E-03

Таблица 2.8. Эффективные характеристики запаздывающих нейтронов $\beta_{j,ef}^i$ БФС-105-2 по группам и по нуклидам для ENDF/B-VII

	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{240}Pu	^{241}Pu	^{241}Am	Σ
1	4,336E-06	1,386E-04	4,864E-05	8,221E-07	3,502E-08	1,820E-08	7,6219877E-05
2	2,284E-05	2,500E-04	3,974E-04	6,531E-06	4,372E-07	1,312E-07	6,7729921E-04
3	2,207E-05	2,762E-04	2,752E-04	3,890E-06	2,776E-07	8,011E-08	5,7771244E-04
4	6,421E-05	9,932E-04	5,803E-04	8,618E-06	6,884E-07	1,741E-07	1,6471940E-03
5	1,853E-05	5,108E-04	1,540E-04	4,677E-06	3,885E-07	8,900E-08	6,8850605E-04
6	6,569E-06	1,357E-04	2,537E-05	1,428E-06	1,344E-07	2,355E-08	1,6920369E-04
Σ	1,386E-04	2,188E-03	1,481E-03	2,597E-05	1,961E-06	5,161E-07	3,8361353E-03

Таблица 2.9. Эффективные характеристики запаздывающих нейтронов $\beta_{j,ef}^i$ БФС-105-2 по группам и по нуклидам для 8 групп

	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{240}Pu	^{241}Pu	^{241}Am	Σ
1	4,214E-06	2,009E-05	4,654E-05	5,584E-07	2,988E-08	1,730E-08	7,1453364E-05
2	2,127E-05	2,597E-04	3,409E-04	5,400E-06	3,409E-07	1,245E-07	6,2768915E-04
3	1,193E-05	9,061E-05	1,214E-04	2,032E-06	1,054E-07	3,137E-08	2,2609539E-04
4	2,647E-05	3,366E-04	2,704E-04	4,159E-06	3,276E-07	9,426E-08	6,3800501E-04
5	4,501E-05	7,287E-04	4,401E-04	8,167E-06	5,435E-07	1,591E-07	1,2227131E-03
6	1,221E-05	4,895E-04	1,220E-04	2,729E-06	3,219E-07	5,523E-08	6,2678577E-04
7	1,106E-05	3,178E-04	1,083E-04	2,068E-06	2,198E-07	2,008E-08	4,3946630E-04
8	3,155E-06	2,330E-04	2,792E-05	8,527E-07	4,794E-08	1,873E-08	2,6501393E-04
Σ	1,353E-04	2,476E-03	1,478E-03	2,597E-05	1,937E-06	5,206E-07	4,1172220E-03

Таблица 2.10. Интегральная доля запаздывающих нейтронов в сборке β_0

Библиотека	β_0
БНАБ-93 (6 групп)	5,3407205E-03
ENDF/B-VII	5,1042982E-03
БНАБ-93 (8 групп)	5,5252323E-03

Из таблиц следует, что для сборки БФС-105-2 с МОХ-топливом:

- Основной вклад в запаздывающие нейтроны дает ^{238}U (около 60%) и ^{239}Pu (около 35%), остальные нуклиды дают суммарный вклад на уровне 5% (^{235}U — до 3%).
- При учете всех запаздывающих нейтронов (без взвешивания по ценности нейтронов деления — ЦНД) вклад ^{238}U возрастает за счет деления в экране. В нестационарном процессе при перераспределении поля нейтронов и изменении доли нейтронов в экране данный факт послужит предпосылкой изменения $\beta_{j,\text{ef}}^i$, что может быть проблемой при использовании параметров точечной кинетики. В пространственном расчете этой проблемы нет.
- Доля группы запаздывающих нейтронов a_j любого нуклида и аналогичная величина, полученная как отношение $\beta_{j,\text{ef}}^i / \beta_{\text{ef}}^i$, вполне естественно, отличаются друг от друга, так как последняя является эффективной величиной. Напомним, что $\beta_{\text{ef}}^i = \sum \beta_{j,\text{ef}}^i$. Указанное обстоятельство ставит вопрос, какую из долей группы запаздывающих нейтронов использовать при обработке сигнала, когда используются параметры точечной кинетики.

2.3. Спектры мгновенных и запаздывающих нейтронов

Запаздывающие нейтроны, появляющиеся от распада их предшественников, т. е. зависящие от нуклида и номера группы, характеризуются энергетическими спектрами. Спектр запаздывающих нейтронов $\chi_d^i(E)$ несколько мягче спектра мгновенных нейтронов того же нуклида, т. е. спектр имеет меньшую среднюю энергию ($\leq 0,5$ МэВ) по сравнению со средней энергией спектра мгновенных нейтронов (около 2 МэВ).

Спектры нейтронов деления до недавнего времени рассчитывались в программах подготовки нейтронных сечений в предположении, что эти спектры описываются формулой Уатта [9]

$$\chi(E) = \frac{2\exp(-ab/4)}{a\sqrt{\pi ab}} \exp(-E/a) \text{sh}\sqrt{bE}. \quad (2.7)$$

Анализ показывает, что эта формула позволяет описать имеющиеся экспериментальные данные с точностью до их погрешностей и во всяком случае с точностью, вполне достаточной для реакторно-физических расчетов. Бо-

лее того, параметры a и b для разных делящихся нуклидов и для разных энергий нейтронов, вызывающих деления, поддаются очень простой систематизации (если энергия выражена в МэВ):

$$a = 1,03;$$
$$b = 0,858\bar{v} - 0,436.$$

Средние энергии спектров деления ^{252}Cf , ^{235}U , ^{233}U , ^{239}Pu , используемые в системе БНАБ-93 [8]:

$$\bar{E} = a(3/2 + ab/4);$$

$$\bar{E}_{\text{Cf}} = 2,13 \pm 0,01 \text{ МэВ};$$

$$\bar{E}_{\text{U}5} = 1,97 \pm 0,02 \text{ МэВ};$$

$$\bar{E}_{\text{U}3} = 2,01 \pm 0,03 \text{ МэВ};$$

$$\bar{E}_{\text{Pu}9} = 2,07 \pm 0,03 \text{ МэВ}.$$

Спектр нейтронов деления для проведения реакторных расчетов оценивается в системе БНАБ-93 в виде

$$\bar{E} = 1,43 + 0,227\bar{v}.$$

Погрешность определения средней энергии спектра нейтронов деления в области до нескольких МэВ в данном случае составляет примерно 2% для ^{235}U и примерно 3% для ^{239}Pu .

На основании новых экспериментальных данных от формулы Уатта предложено отказаться и представлять в библиотеках констант спектры нейтронов деления в матричной форме ($\chi_i^{g \rightarrow g'}$) [13].

В табл. 2.11 для демонстрации представлены энергетические спектры запаздывающих нейтронов ^{235}U при 8-групповом представлении и для 26-группового энергетического представления.

Для наглядности на рис. 2.9 представлены спектры запаздывающих нейтронов в сравнении со спектром мгновенных нейтронов и спектр нейтронов теплового реактора.

Таблица 2.11. Энергетические спектры восьми групп запаздывающих нейтронов нуклида ^{235}U

Энергетическая группа	Группа запаздывающих нейтронов							
	1	2	3	4	5	6	7	8
1	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
2	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0007	0,0003	0,0006
3	0,0000	0,0000	0,0000	0,0002	0,0015	0,0049	0,0123	0,0087
4	0,0002	0,0127	0,0042	0,0160	0,0391	0,0425	0,0576	0,0657
5	0,0139	0,2693	0,0355	0,1087	0,1499	0,1201	0,1241	0,1772
6	0,1143	0,4392	0,2289	0,3516	0,3316	0,2777	0,3173	0,2861
7	0,3248	0,2227	0,2921	0,2733	0,2547	0,2773	0,2093	0,2503
8	0,2768	0,0266	0,2183	0,1448	0,1308	0,1599	0,1265	0,1188
9	0,1504	0,0260	0,1190	0,0587	0,0538	0,0734	0,0705	0,0609
10	0,0695	0,0024	0,0543	0,0272	0,0231	0,0273	0,0246	0,0218
11	0,0458	0,0006	0,0260	0,0128	0,0107	0,0124	0,0537	0,0087
12	0,0023	0,0002	0,0116	0,0035	0,0025	0,0020	0,0020	0,0007
13	0,0011	0,0001	0,0054	0,0016	0,0012	0,0009	0,0009	0,0003
14	0,0005	0,0000	0,0025	0,0008	0,0005	0,0004	0,0004	0,0001
15	0,0002	0,0000	0,0012	0,0004	0,0003	0,0002	0,0002	0,0001
16	0,0001	0,0000	0,0005	0,0002	0,0001	0,0001	0,0001	0,0000
17	0,0001	0,0000	0,0003	0,0001	0,0001	0,0000	0,0000	0,0000
18	0,0000	0,0000	0,0001	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
19	0,0000	0,0000	0,0001	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
20	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000

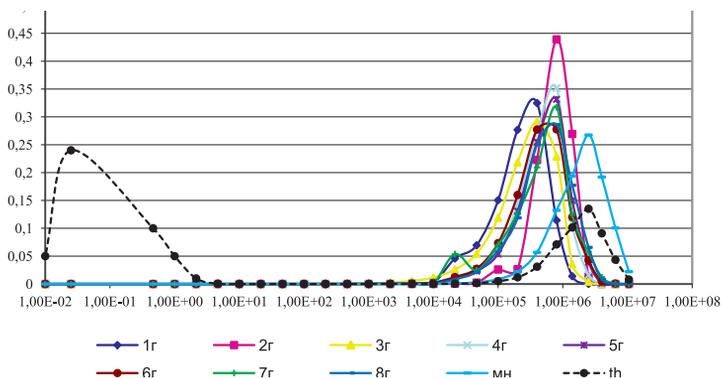


Рис. 2.9. Спектры восьми групп запаздывающих нейтронов ^{235}U , спектр мгновенных нейтронов и спектр нейтронов теплового реактора

На рис. 2.10 представлены зависимости сечений захвата и деления ^{238}U для иллюстрации (в сопоставлении с рис. 2.9) разной возможности деления этого нуклида мгновенными и запаздывающими нейтронами.

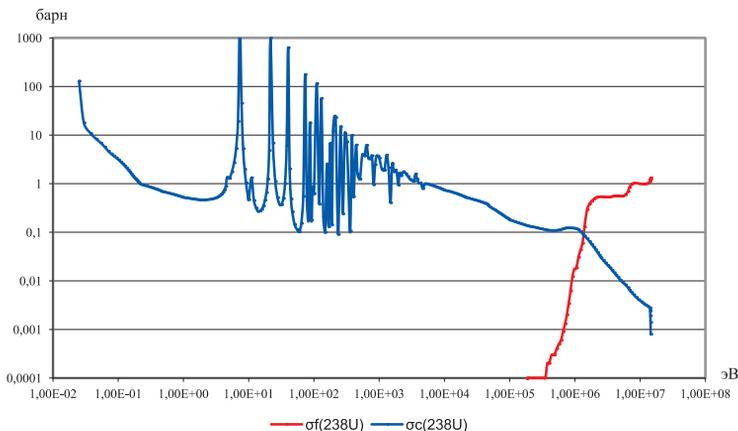


Рис. 2.10. Зависимость сечений захвата и деления ^{238}U от энергии

При оценке спектра запаздывающих нейтронов считается, что для типичных реакторов влияние формы спектра запаздывающих нейтронов на эффективную долю запаздывающих нейтронов весьма невелико из-за слабой зависимости от энергии ценности нейтронов, что имеет место в области энергий запаздывающих нейтронов (от примерно 10 кэВ до 1 МэВ). Однако по сравнению со спектром мгновенных нейтронов спектр запаздывающих нейтронов существенно мягче и может влиять не на долю таких нейтронов,

а на реактивность. Особенно это существенно для реакторов типа БН, где у натрия есть резонанс сечения захвата в области 300 кэВ, тем более для оценки ситуаций с потерей теплоносителя.

Для реактора на тепловых нейтронах различие в спектре мгновенных и запаздывающих нейтронов не важны, так как основные процессы захвата нейтронов с делением и без него происходят в тепловой области, до которой все нейтроны независимо от происхождения добираются через значительное количество столкновений с ядрами среды.

2.4. Фотонейтроны

Делящиеся ядра — не единственный источник запаздывающих нейтронов. Другим источником служат фотонейтроны [21; 22], которые возникают при взаимодействии гамма-квантов продуктов деления с соответствующими материалами. К последним следует отнести дейтерий и бериллий (табл. 2.12).

Таблица 2.12. Групповые константы запаздывающих фотонейтронов для реакции (γ, n) на D и Be, обусловленной гамма-квантами деления ^{235}U

Номер группы j	D			Be		
	Период полураспада	λ_j, c^{-1}	$\beta_j, 10^{-5}$	Период полураспада	λ_j, c^{-1}	$\beta_j, 10^{-5}$
1	12,8 сут	$6,27 \cdot 10^{-7}$	0,05	12,8 сут	$6,27 \cdot 10^{-7}$	0,057
2	53 ч	$3,63 \cdot 10^{-6}$	0,103	77,7 ч	$2,48 \cdot 10^{-6}$	0,038
3	4,4 ч	$4,38 \cdot 10^{-5}$	0,323	12,1 ч	$1,59 \cdot 10^{-5}$	0,26
4	1,65 ч	$1,17 \cdot 10^{-4}$	2,34	3,11 ч	$6,19 \cdot 10^{-5}$	3,2
5	27 мин	$4,28 \cdot 10^{-4}$	2,07	43,2 мин	$2,67 \cdot 10^{-4}$	0,36
6	7,7 мин	$1,50 \cdot 10^{-3}$	3,36	15,5 мин	$7,45 \cdot 10^{-4}$	3,68
7	2,4 мин	$4,81 \cdot 10^{-3}$	7,00	3,2 мин	$3,60 \cdot 10^{-3}$	1,85
8	41 с	$1,69 \cdot 10^{-2}$	20,40	1,3 мин	$8,89 \cdot 10^{-3}$	3,66
9	2,5 с	$2,77 \cdot 10^{-1}$	65,10	31 с	$2,26 \cdot 10^{-2}$	2,67
Полный выход			100,75			15,175

Порог (γ, n) реакции для D равен 2,226(3) МэВ, для ^9Be — 1,666(2) МэВ [21].

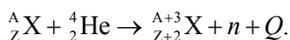
В качестве β_j используется отношение выхода фотонейтронов на деление к полному числу нейтронов ν , испускаемых при делении ^{235}U .

Для цели отслеживания поля нейтронов в реакторе после его останова в реакторе используются и специальные источники [4], например, Sb-Be. В этом источнике в процессе работы реактора на мощности под воздействием поля нейтронов из содержащегося в естественной смеси сурьмы изотопа $^{123}_{51}\text{Sb}$ образуется изотоп $^{124}_{51}\text{Sb}$ с периодом полураспада (бета-распад) 60,2 сут. Примерно 48% бета-распадов приводит к возбужденному состоянию $^{124}_{52}\text{Te}$, излучающему при распаде гамма-кванты с энергией 1,692 МэВ, что обеспечивает получение нейтронов с энергией около 25 кэВ.

Данных по фотонейтронам бериллия и дейтерия в библиотеке РОСФОНД [13] нет.

2.5. Нейтроны от (α, n) -источника

Нейтроны от (α, n) -реакции не относятся к запаздывающим, но образуются в реакторе, где процесс образования нейтрона осуществляется по следующей схеме:



Значение Q может быть как больше нуля (экзотермическая реакция), так и меньше (эндотермическая реакция) [21].

Нейтроны (α, n) -источников, таких как Ra-Be, Po-Be и Pu-Be, используются лишь как источники на модельных экспериментах в критических ($k_{\text{ef}} = 1$, см. раздел 3), подкритических ($k_{\text{ef}} < 1$, см. раздел 3) сборках или реакторов и характеризуются непрерывным спектром нейтронов. В быстром реакторе нейтроны от (α, n) -реакций из-за обилия альфа-частиц имеют место, например, на ядрах $^{10}_5\text{B}$, $^{11}_5\text{B}$, $^{17}_8\text{O}$, $^{26}_{12}\text{Mg}$ и других нуклидах из числа продуктов деления, но с невысоким удельным выходом нейтронов, особенно на фоне спонтанного деления, и, как правило, не отслеживаются в расчетах.

2.6. Нейтроны спонтанного деления

Кроме деления тяжелых ядер в результате их возбуждения существует ненулевая вероятность их деления из основного состояния. Такой процесс называется спонтанным делением. С ростом массового числа ядра величина порога деления уменьшается и, следовательно, увеличивается вероят-

ность спонтанного деления. Период полураспада по каналу спонтанного деления $T_{1/2 \text{ сп.д}}$ различен для нуклидов, используемых в качестве топлива и нарабатываемых в процессе работы ядерного реактора. При этом он значительно выше периода полураспада тех же нуклидов по каналу альфа-распада $T_{1/2 \alpha}$, что отражено в табл. 2.13.

Таблица 2.13. Источники нейтронов спонтанного деления

Ядро	$T_{1/2 \alpha}$	$T_{1/2 \text{ сп.д}}$	Доля альфа-частиц на распад, %	Доля выхода других частиц на распад, %	Доля спонтанного деления на распад, %	Число нейтронов на деление
^{232}U	68,9 лет	$7,655 \cdot 10^{22}$ лет	~100	—	$9,0 \cdot 10^{-20}$	
^{233}U	$1,592 \cdot 10^5$ лет	$2,653 \cdot 10^{15}$ лет	~100	—	$6,0 \cdot 10^{-9}$	
^{234}U	$2,455 \cdot 10^5$ лет	$1,534 \cdot 10^{16}$ лет	~100	—	$1,6 \cdot 10^{-9}$	
^{235}U	$7,038 \cdot 10^8$ лет	$3,569 \cdot 10^{16}$ лет	~100	—	$7,0 \cdot 10^{-9}$	
^{236}U	$2,342 \cdot 10^7$ лет	$2,481 \cdot 10^{16}$ лет	~100	—	$9,4 \cdot 10^{-8}$	
^{237}U	6,75 дня	—	—	β — 100,0	—	
^{238}U	$4,468 \cdot 10^9$ лет	$8,124 \cdot 10^{15}$ лет	~100	—	$5,5 \cdot 10^{-5}$	2,73
^{237}Np	$2,144 \cdot 10^6$ лет	$1,072 \cdot 10^{18}$ лет	~100	—	$2,0 \cdot 10^{-10}$	
^{236}Pu	2,858 лет	$1,504 \cdot 10^9$ лет	~100	—	$1,9 \cdot 10^{-7}$	1,9
^{238}Pu	87,74 лет	$4,618 \cdot 10^{10}$ лет	~100	—	$1,9 \cdot 10^{-7}$	2,0
^{239}Pu	$2,411 \cdot 10^4$ лет	$8,037 \cdot 10^{15}$ лет	~100	—	$3,0 \cdot 10^{-10}$	2,0
^{240}Pu	6564 лет	$1,151 \cdot 10^{11}$ лет	~100	—	$5,7 \cdot 10^{-6}$	2,1
^{241}Pu	14,355 лет	$7,145 \cdot 10^{16}$ лет	$2,5 \cdot 10^{-3}$	β — 99,9975	$2,0 \cdot 10^{-14}$	
^{242}Pu	$3,750 \cdot 10^5$ лет	$6,769 \cdot 10^{10}$ лет	~100	—	$5,5 \cdot 10^{-4}$	2,3
^{241}Am	432,6 лет	$1,081 \cdot 10^{14}$ лет	~100	—	$4,0 \cdot 10^{-10}$	
$^{242\text{m}}\text{Am}$	141 лет	$3,000 \cdot 10^{12}$ лет	0,45	β — 99,55	$4,7 \cdot 10^{-9}$	
^{242}Am	16,02 ч	—	—	β — 82,7, ϵ -захват — 17,3	—	
^{243}Am	7370 лет	$1,992 \cdot 10^{14}$ лет	~100	—	$3,7 \cdot 10^{-9}$	
^{240}Cm	27 дней	$1,897 \cdot 10^7$ лет	99,50	ϵ -захват — 0,5	$3,9 \cdot 10^{-6}$	2,1
^{241}Cm	32,8 дня	—	1,0	ϵ -захват — 99,0	—	
^{242}Cm	162,8 дня	$7,149 \cdot 10^6$ лет	99,9999	—	$6,2 \cdot 10^{-6}$	2,3
^{243}Cm	29,1 года	$5,491 \cdot 10^{11}$ лет	99,71	ϵ -захват — 0,29	$5,3 \cdot 10^{-9}$	2,3
^{244}Cm	18,1 лет	$1,293 \cdot 10^7$ лет	99,99	—	$1,4 \cdot 10^{-4}$	2,6
^{245}Cm	8500 лет	$1,391 \cdot 10^{13}$ лет	99,99	—	$6,1 \cdot 10^{-7}$	2,6
^{246}Cm	4760 лет	$1,587 \cdot 10^7$ лет	99,97	—	0,03	2,6
^{247}Cm	$1,56 \cdot 10^7$ лет	—	100	—	—	
^{248}Cm	$3,48 \cdot 10^5$ лет	$4,148 \cdot 10^6$ лет	91,61	—	8,39	
^{249}Cm	64,15 мин	—	—	β — 100,0	—	
^{250}Cm	$8,3 \cdot 10^3$ лет	$1,122 \cdot 10^3$ лет	18,0	β — 8,0	74,00	

Табл. 2.13. (продолжение)

Ядро	$T_{1/2 \alpha}$	$T_{1/2 \text{ сп.д}}$	Доля альфа-частиц на распад, %	Доля выхода других частиц на распад, %	Доля спонтанного деления на распад, %	Число нейтронов на деление
²⁴⁹ Bk	320 дней	1,865·10 ⁹ лет	1,4·10 ⁻³	β — ≈100,0	4,7·10 ⁻⁸	
²⁵⁰ Bk	3,212 ч			β — 100,0		
²⁴⁶ Cf	35,7 ч	1,638·10 ³ лет	~100		2,5·10 ⁻⁴	
²⁴⁸ Cf	333,5 дня	3,150·10 ⁴ лет	~100		2,9·10 ⁻³	
²⁴⁹ Cf	350,6 лет	7,012·10 ⁴ лет	~100		5,0·10 ⁻⁷	
²⁵⁰ Cf	13,08 лет	1,725·10 ⁴ лет	99,92		0,08	
²⁵¹ Cf	898 лет		100			
²⁵² Cf	2,645 лет	85,6 лет	96,91		3,09	3,884
²⁵³ Cf	17,81 дня		0,31	β — 99,69		
²⁵⁴ Cf	60,5 дня	60,688 дня	0,31		99,69	

Процессы спонтанного деления не играют никакой роли в работающем ядерном реакторе, но имеют большое значение при пуске реактора, поскольку являются источниками нейтронов.

2.7. Расчет макросечений

Константное обеспечение — одно из основных требований качественного расчета. Для быстрых реакторов в нашей стране используется система констант БНАБ [9]. Сегодня это версия БНАБ-93, пришедшая на смену более ранним версиям БНАБ-64 [10] и БНАБ-78 [11]. Указанная система констант основана на версиях библиотек оцененных данных, таких как американская ENDF/B [14] и европейские JEF [15] и JEFF [16], японская JERY [17], российские ФОНД [12] и РОСФОНД [13].

Система констант БНАБ-93 содержит все константы, необходимые для расчетов нейтронных полей в 28/26-групповом и в 299-групповом приближении. Система содержит:

- сечения упругого и неупругого рассеяния, сечения захвата и деления, число вторичных нейтронов деления и множественность вторичных нейтронов при неупругих процессах;
- матрицы вероятностей межгрупповых переходов при неупругом и упругом рассеянии и их угловые моменты;
- факторы резонансной самоэкранировки сечений в зависимости от сечения разбавления, для полного сечения, сечения упругого рассеяния, сечения захвата и сечения деления;
- температурные приращения факторов самоэкранировки;

- подгрупповые параметры резонансной структуры сечений;
- выходы 6 групп запаздывающих нейтронов, их постоянные распада и 28-групповые энергетические спектры и выходы 8 групп запаздывающих нейтронов в 299-групповом представлении с постоянными распада и спектрами, не зависящими от делящегося ядра;
- матрицы сечений межгрупповых переходов в области термализации и их первых угловых моментов;
- энерговыделения в реакциях упругого и неупругого рассеяния, захвата и деления с выделением вклада энергии, уносимой гамма-излучением;
- матрицы образования фотонов в нейтронных реакциях в 15-групповом и 127-групповом представлении гамма-спектров, вероятности и угловые моменты межгрупповых переходов при комптоновском рассеянии, угловые распределения когерентного рассеяния фотонов в 127-групповом приближении;
- данные для расчета радиационных повреждений (числа смещений на атом, образование водорода и гелия);
- независимые и кумулятивные выходы продуктов деления;
- 28-групповые и 299-групповые сечения нейтронных реакций на изотопах.

Система констант БНАБ-93 содержит следующие таблицы характеристик радиационного распада радионуклидов:

- постоянные распада, коэффициенты ветвления и энерговыделение;
- выходы дискретных гамма-линий;
- выходы моноэнергетических электронов, испускаемых при распаде;
- выходы и средние энергии групп бета-электронов и позитронов с переходом на дискретные уровни ядра-продукта;
- выходы альфа-частиц распада.

Основной программой подготовки групповых констант служит программа CONSYST [23]. Главная задача подготовки констант БНАБ-93 к расчету состоит в учете эффекта резонансной самоэкранировки сечений. Эта задача решается как раз с помощью программы CONSYST. Учет самоэкранировки нейтронных сечений осуществляется в ней с использованием содержащихся в системе констант факторов резонансной самоэкранировки, позволяющих учитывать эффект самоэкранировки сечений в гомогенной пространственной среде в приближении узких резонансов. В программе CONSYST итерационно рассчитываются сечения разбавления σ_0^i каждого нуклида, входящего в состав среды, другими нуклидами, производится интерполяция затабулированных факторов самоэкранировки по сечению разбавления и по температуре среды, и табличные сечения упругого рассеяния σ_e , захвата σ_c и деления σ_f умножаются на найденные факторы самоэкрани-

ровки. Полученные «блокированные» микросечения используются затем для расчета парциальных макроскопических сечений среды:

$$\Sigma_e = \sum_i y_i \sigma_e^i f_e^i (\sigma_0^i, T),$$

$$\Sigma_c = \sum_i y_i \sigma_c^i f_c^i (\sigma_0^i, T),$$

$$\Sigma_f = \sum_i y_i \sigma_f^i f_f^i (\sigma_0^i, T),$$

$$\Sigma_{in} = \sum_i y_i \sigma_{in}^i.$$

Учет самоэкранировки сечения неупругого рассеяния в БНАБ-93 не предусмотрен.

Сумма парциальных сечений дает полное сечение, усредненное по резонансной структуре плотности потока нейтронов $\Sigma_{t,0} = \Sigma_e + \Sigma_c + \Sigma_f + \Sigma_{in}$. Сечение разбавления i -го нуклида определяется соотношением

$$\sigma_0^i = \left\{ \Sigma_{t,0} - y_i \left[\sigma_e^i f_e^i (\sigma_0^i, T) + \sigma_c^i f_c^i (\sigma_0^i, T) + \sigma_f^i f_f^i (\sigma_0^i, T) + \sigma_{in}^i \right] \right\} / y_i,$$

откуда видна необходимость его итерационного определения.

Что касается полного сечения, то его можно получить или как сумму блокированных парциальных сечений, или путем использования факторов самоэкранировки $f_i(\sigma_0^i, T)$ по резонансной структуре тока нейтронов:

$$\Sigma_{t,1} = \sum_i y_i \sigma_t^i f_t^i (\sigma_0^i, T),$$

где σ_t^i определяется в итерационной процедуре аналогично той, что применяется для определения σ_0^i .

Выбор варианта вычисления полного сечения определяется пользователем в зависимости от специфики решаемой задачи. В задачах на прохождение нейтронов через защиту требуется усреднение полного сечения по току нейтронов. В задачах ядерной безопасности, как правило, целесообразно использовать полное сечение, усредненное по потоку.

Гетерогенные резонансные эффекты в программе CONSYST могут быть учтены лишь в приближении теоремы эквивалентности (приближение Вигнера с поправками Данкова, Белла и т. п.) [24].

Кроме расчета микро- и макроконстант с учетом резонансной самоэкранировки программа CONSYST имеет и целый ряд других функций, например рассчитывает усредненный по размножающей среде спектр нейтронов деления.

2.7.1. Подготовка констант для подгрупповых расчетов

В подгрупповом приближении каждая энергетическая группа, в которой проявляется резонансная структура сечений рассматриваемого нуклида, разбивается на несколько подгрупп, каждая из которых объединяет нейтроны с достаточно близкими полными сечениями. Подгрупповое приближение состоит в том, что нейтронам каждой подгруппы приписываются одинаковые полные и парциальные сечения. Каждая подгруппа характеризуется «долей» a_i , т. е. вероятностью того, что нейтрон, попавший в группу (из внешнего источника, из источника деления или в результате замедления из других групп или даже из рассеяния в той же самой группе), попадает в данную подгруппу (т. е. его взаимодействие с ядрами рассматриваемого нуклида может быть охарактеризовано средними сечениями, приписанными данной подгруппе). Предположение, что вероятность попасть в ту или иную подгруппу не зависит от того, каким образом нейтрон попал в рассматриваемую энергетическую группу, оправдано в случае, если резонансы узки по сравнению с потерей энергии при рассеянии. Приближение узкого резонанса является основным ограничением метода подгрупп.

Существует несколько методов определения подгрупповых параметров [9]. От каждого из них требуется, чтобы подгрупповое описание резонансной структуры с приемлемой точностью воспроизводило факторы резонансной самоэкранировки при всех значимых значениях сечения разбавления:

$$f_t(\sigma_1) \cong \frac{\sum_k \frac{a_k}{\sigma_{t,k} + \sigma_1}}{\sum_k \frac{a_k}{(\sigma_{t,k} + \sigma_1)^2} \sum_k a_k \sigma_{t,k}}$$

$$f_r(\sigma_0) \cong \frac{\sum_k \frac{a_k \sigma_{r,k}}{\sigma_{t,k} + \sigma_0}}{\sum_k \frac{a_k}{(\sigma_{t,k} + \sigma_0)^2} \sum_k a_k \sigma_{r,k}}$$

где $r = e, c$ и f — индексы реакции.

Проблему составляет описание температурной зависимости факторов самоэкранировки при не зависящих от температуры долях a_k (что необходимо для формулировки граничных условий на границе раздела сред, содержащих резонансный нуклид при разных температурах).

При использовании метода подгрупп в расчете сред, содержащих несколько резонансных изотопов, существует ограничение на общее число энергетических групп. Так, если среда содержит два резонансных изотопа, сечения которых в некоторой группе описываются двумя и тремя подгруппами, то для описания структуры сечений такой смеси эту группу потребуется разбить на $2 \cdot 3 = 6$ частей, сечения в каждой из которых определяются соответствующей комбинацией подгрупповых сечений. При большем количестве резонансных изотопов число частей возрастет пропорционально их числу. Даже если не все группы требуют описания структуры сечений и резонансная структура одного нуклида не всегда налагается на структуру другого, число макроподгрупп, требующихся для описания резонансной структуры среды, чрезвычайно быстро возрастает с увеличением числа содержащихся в ней резонансных нуклидов, что ограничивает использование обсуждаемого метода.

2.8. Учет размеров и расположения (гетерогенности)

За время работы реактора в нем могут размещать тепловыделяющие сборки (ТВС) с твэлами, содержащими столбцы топлива разной высоты, что приносит определенные трудности в моделирование реактора. Кроме того, размеры топливных столбцов меняются при изменении температуры среды в активной зоне. Если учесть, что при переводе реактора с минимально контролируемого уровня мощности на полную мощность рост температуры теплоносителя на входе в а. з. составляет $130\text{—}140^\circ\text{C}$, то понятен уровень изменения длин при коэффициенте линейного расширения стали $1,8 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$. Таким образом, даже в условиях нормальной эксплуатации реактора перемещения различных ТВС друг относительно друга находятся на уровне 1%. Длины топливных частей разных ТВС могут отличаться на величину до 10%, и не всегда можно совместить границы топлива в ТВС с границами ячеек расчетной модели реактора. Поэтому длины топлива в модели ТВС могут отличаться от реальных длин на величину до 5%. Влияния этих погрешностей на результаты расчета ранее, как правило, не оценивалось. Кроме того, в аварийных ситуациях перемещение топлива в разных ТВС друг относи-

тельно друга приведет к росту отклонений размеров ТВС и ячеек модели реактора, тем самым увеличивая модельную погрешность.

Для ее снижения была предложена новая JOKER-технология моделирования активной зоны реактора [25], названная по имени расчетной программы, где эта технология была реализована. В ее рамках предлагается вместо одной расчетной модели активной зоны иметь две — математическую и физическую. Физическая модель должна состоять из расчетных ячеек как физических объектов, например частей объема ТВС. Физическая модель может иметь изменяющиеся границы, учитывающие формоизменения моделируемого физического объекта, например его температурное удлинение или перемещение в пространстве, связанное с аварийной ситуацией, и т. п. Таким образом, физической моделью для комплекса программ будем считать модель реактора, зоны которой отличаются друг от друга физическими характеристиками: нуклидным составом, температурами нуклидов, размерами и числом твэлов, толщиной оболочек твэлов и др.

Математическая модель должна иметь неизменные расчетные ячейки в процессе всего расчета. В какой-то момент, например начальный, физическая и математические модели могут совпадать (сейчас они совпадают всегда). Математическая модель предназначена для решения математических уравнений, например уравнений переноса нейтронов. И так как расчетные ячейки этой модели будут неизменны, то из результатов расчета исключается изменение математической составляющей модельной погрешности, связанной с изменением расчетной сетки и т. п. Физическая модель должна обеспечить качественный учет всех физических процессов в реакторе путем изменения коэффициентов математических уравнений, например нейтронных констант. В общем случае число расчетных ячеек в моделях не обязательно должно совпадать. Если математическая модель охватывает физическую модель, то недостающие области математической модели предполагаются заполненными отражателем. Если наоборот, то поле нейтронов в зонах физической модели выходящих за границы математической модели определяется аппроксимацией. Таким образом, ТВС, имеющие разное по высоте заполнение топливом, в физической модели такими и останутся.

Нейтронные константы готовятся для зон физической модели реактора. На базе констант физической модели специальной программой формируются константы его математической модели. На потоках нейтронов, полученных из решения уравнения переноса в математической модели, определяются средние потоки нейтронов в зонах физической модели. Знание констант и потоков нейтронов в зонах физической модели позволяет решать задачи выгорания, поиска полей энерговыделения и полей температур, а также

многих других параметров для физической модели реактора. Расчет температур можно проводить для физической модели реактора.

В комплексе программ ГЕФЕСТ [6] указанная выше технология учета истинных размеров реализована в модулях SCALEA и SCALER, соответственно для ТВС и стержней СУЗ, и учитывает несоответствие аксиальных размеров зон ТВС и положения стержней СУЗ математической модели реактора БН-600 в комплексе ГЕФЕСТ.

После проведения физрасчета по комплексу ГЕФЕСТ можно запустить модули SCALEA и SCALER для пересчета констант в расчетных ячейках математической модели реактора и повторить физрасчет. Результат последнего следует считать более правильным, так как он учитывает несоответствие размеров физической и математической моделей реактора.

В модуле SCALEA просматриваются все ТВС. При попадании различных топливных составов ТВС в математическую ячейку модели реактора константы для такой ячейки получаются усреднением констант с весом долей объемов топливных составов в ячейке и плотности потока нейтронов в указанных составах.

В модуле SCALER просматриваются все стержни СУЗ. Простейшим способом подготовки констант ячейки является суммирование констант зон с весом их объемов:

$$\Sigma_{ij} = \frac{\sum_{m=1}^n \Sigma_m V_m}{\sum_{m=1}^n V_m}, \quad (2.8)$$

что реализовано в большинстве программ. Предположим, что известно распределение плотности потока нейтронов по зонам стержня в ячейке ij . Пусть значение потока нейтронов в зоне m есть φ_m . Тогда можно учесть наше знание и усложнить (2.8) до следующего вида

$$\Sigma_{ij} = \frac{\sum_{m=1}^n \Sigma_m V_m \varphi_m}{\sum_{m=1}^n V_m \varphi_m}, \quad (2.9)$$

что реализовано в модуле SCALER.

После того как модули SCALEA и SCALER (или хотя бы один из них) отработали, снова проводится физический расчет, который можно считать окончательным решением нейтронно-физической задачи в комплексе ГЕФЕСТ.

Глава 3. Уравнения кинетики

Запишем нестационарное уравнение переноса нейтронов для определенности в диффузионном приближении [24]:

$$\begin{aligned} \frac{1}{v_g} \frac{\partial \varphi^g(r, t)}{\partial t} = & +D^g \Delta \varphi^g(r, t) - \Sigma_d^g \varphi^g(r, t) + \sum_{l=1}^{g-1} \Sigma_s^{l \rightarrow g} \varphi^l(r, t) + \\ & + \chi_p^g \left(1 - \sum_{j=1}^{JD} \beta_j \right) \sum_{l=1}^G v \Sigma_f^l \varphi^l(r, t) + \sum_{j=1}^{JD} \sum_{n=1}^N \chi_{d,j}^{g,n} \lambda_j^n C_j^n(r, t) + Q^g(r, t), \end{aligned} \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial C_j^n(r, t)}{\partial t} = -\lambda_j^n C_j^n(r, t) + a_j^n \sum_{l=1}^G v_d \Sigma_f^l \varphi^l(r, t),$$

где $\varphi^g(r, t)$ — плотность потока нейтронов; v_g — скорость нейтронов g -й группы запаздывающих нейтронов; $D^g(r, t)$ — коэффициент диффузии; $\Sigma^g(r, t)$ — сечение увода; $\Sigma_s^{l \rightarrow g}$ — сечение перевода нейтронов из l -й группы в g -ю группу; χ_p^g — спектр мгновенных нейтронов деления; $\chi_{d,j}^{g,n}$ — спектр запаздывающих нейтронов; λ_j^n — постоянная распада j -й группы запаздывающих нейтронов нуклида n ; Σ_f — сечение деления; $Q^g(r, t)$ — интенсивность внешнего источника; G — число групп нейтронов; JD — число групп запаздывающих нейтронов; N — число делящихся нуклидов.

Уравнение (3.1) должно быть дополнено граничными и начальными условиями, например такими, как логарифмическое граничное условие

$$\frac{\partial \varphi(r, t)}{\partial r} \Big|_{r_g} = -\frac{\gamma \varphi(r, t)}{D^g(r, t)} \Big|_{r_g}$$

и начальное условие

$$\varphi(r, 0) \Big|_{i_0} = \varphi_0(r),$$

которое является решением либо стационарной задачи с источником (т. е. неоднородной задачи), либо условно-критической задачи при нулевом

внешнем источнике с получением соответствующего собственного числа k_{ef0} .

Для анализа кинетики реактора большинство исследователей прибегает к приближению точечной кинетики в его различных формах. Ниже для демонстрации представим весь путь получения некоторых таких форм.

Стационарное уравнение переноса нейтронов для случая условно-критической задачи будет иметь вид

$$\begin{aligned}
 & D^g \Delta \varphi^g(r) + \Sigma_a^g \varphi^g(r) - \sum_{l=1}^{g-1} \Sigma_s^{l \rightarrow g} \varphi^l(r) = \\
 & = \frac{1}{k_{ef}} \left[\chi_p^g \left(1 - \sum_{j=1}^{JD} \beta_j \right) \sum_{l=1}^G \nu \Sigma_f^l \varphi^l(r) + \sum_{j=1}^{JD} \sum_{n=1}^N \chi_{d,j}^{g,n} a_j^n \sum_{l=1}^G \nu_d^n \Sigma_f^l \varphi^l(r) \right], \quad (3.2)
 \end{aligned}$$

где k_{ef} — эффективный коэффициент размножения.

Из теории реактора [24; 26] следует, что без внешних источников нейтронов поле нейтронов однозначно может быть представлено только в точно критическом реакторе, когда $k_{ef} = 1$. Наибольшее распространение в практике реакторных расчетов [26; 27] получило именно это условно-критическое представление нейтронного поля в некритических реакторах через введение числового параметра k_{ef} (3.2), которое подразумевает, что в этом случае фактическое среднее число испускаемых в акте деления нейтронов ν заменяется некоторым фиктивным $\nu_{fict} = \nu / k_{ef}$ так, чтобы некритический реактор оказался критическим: соблюдался бы баланс числа рожденных и поглощенных (в том числе вылетевших из реактора) нейтронов. В этом случае функция распределения потока нейтронов должна удовлетворять условно-критическому уравнению (3.2), которое можно записать в операторной форме:

$$\hat{L} \varphi^g(r) = \lambda \hat{F} \varphi^g(r), \quad (3.3)$$

где \hat{L} и \hat{F} — операторы увода и производства нейтронов соответственно; его наибольшее (ведущее) собственное число λ определяется по формуле $\lambda \equiv 1 / k_{ef}$, а соответствующее ему всюду неотрицательное в области определения решение $\varphi^g(r)$ в этом случае будет служить ведущей собственной функцией уравнения (3.3).

Такое представление нейтронного поля называют λ -представлением [26]. Его частный случай — поле критического реактора, когда $k_{ef} = 1$ и $\lambda = 1$, при этом уравнение (3.2) переходит в критическое. Это представление

удобно для теоретического анализа и численных расчетов реакторов, но имеет весьма условную связь с действительностью, когда $k_{\text{эф}}$ сколь угодно значительно отличается от единицы. Так как физически воздействовать на величину ν не представляется возможным, любое рассчитанное по уравнению (3.2) стационарное нейтронное распределение (при $k_{\text{эф}} \neq 1$) не может наблюдаться экспериментально, оно не существует практически. Согласно (3.3) $k_{\text{эф}}$ можно трактовать как отношение эффективного среднего числа рождающихся в реакторе в единицу времени нейтронов к эффективному среднему числу нейтронов, исчезающих из реактора за то же время. Принято считать установку подкритичной, если $k_{\text{эф}} < 1$, и надкритичной, если $k_{\text{эф}} > 1$ [24].

Соответствующее стационарное уравнение для сопряженной функции имеет вид

$$D^g \Delta \varphi^{+g}(r) + \sum_a^g \phi^{+g}(r) - \sum_{l=g}^G \Sigma_s^{g \rightarrow l} \varphi^{+l}(r) = \frac{1}{k_{\text{эф}}} \left[\left(1 - \sum_{j=1}^{JD} \beta_j \right) \nu \sum_f^g \sum_{l=1}^G \chi_p^l \varphi^{+l}(r) + \sum_{j=1}^{JD} \sum_{n=1}^N \nu_d^n \sum_f^g a_j^n \sum_{l=1}^G \chi_{d,j}^{l,n} \varphi^{+l}(r) \right]. \quad (3.4)$$

Учитывая в (3.1) явный вид источника, получим:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\nu_g} \frac{\partial \varphi^g(r, t)}{\partial t} = & -D^g \Delta \varphi^g(r, t) - \Sigma_a^g \varphi^g(r, t) + \sum_{l=1}^{g-1} \Sigma_s^{l \rightarrow g} \varphi^l(r, t) + \\ & + \chi_p^g \left(1 - \sum_{j=1}^{JD} \beta_j \right) \sum_{l=1}^G \nu \Sigma_f^l \varphi^l(r, t) + \sum_{j=1}^{JD} \sum_{n=1}^N \chi_{d,j}^{g,n} a_j^n \sum_{l=1}^G \nu_d^n \Sigma_f^l \varphi^l(r, t) - \\ & - \sum_{j=1}^{JD} \sum_{n=1}^N \chi_{d,j}^{g,n} a_j^n \sum_{l=1}^G \nu_d^n \Sigma_f^l \varphi^l(r, t) + \sum_{j=1}^{JD} \sum_{n=1}^N \chi_{d,j}^{g,n} \lambda_j^n C_j^n(r, t) + Q^g(r, t). \end{aligned} \quad (3.5)$$

Следуя работе [24], умножив (3.5) на $\varphi^{+g}(r)$ и (3.4) на $\varphi^g(r)$, проинтегрировав, получаем

$$\begin{aligned}
 \left\langle \Phi^{+g} \frac{1}{\nu_g} \frac{\partial \Phi^g(r, t)}{\partial t} \right\rangle &= -\left\langle \Phi^{+g} D^g \Delta \Phi^g(r, t) \right\rangle - \left\langle \Phi^{+g} \Sigma_a^g \Phi^g(r, t) \right\rangle + \\
 &+ \left\langle \Phi^{+g} \sum_{l=1}^{g-1} \Sigma_s^{l \rightarrow g} \Phi^g(r, t) \right\rangle + \left\langle \Phi^{+g} \chi_p^g \left(1 - \sum_{j=1}^{JD} \beta_j \right) \sum_{l=1}^G \nu \Sigma_f^l \Phi^l(r, t) \right\rangle + \\
 &+ \left\langle \sum_{j=1}^{JD} \sum_{n=1}^N \Phi^{+g} \chi_{d,j}^{g,n} a_j^n \sum_{l=1}^G \nu_d^n \Sigma_f^l \Phi^l(r) \right\rangle - \left\langle \sum_{j=1}^{JD} \sum_{n=1}^N \Phi^{+g} \chi_{d,j}^{g,n} a_j^n \sum_{l=1}^G \nu_d^n \Sigma_f^l \Phi^l(r) \right\rangle + \quad (3.6) \\
 &+ \left\langle \sum_{j=1}^{JD} \sum_{n=1}^N \Phi^{+g} \chi_{d,j}^{g,n} \lambda_j^n C_j^n(r, t) \right\rangle + \left\langle \Phi^{+g} Q^g(r, t) \right\rangle,
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \left\langle \Phi^g D^g \Delta \Phi^{+g}(r) \right\rangle + \left\langle \Phi^g \Sigma_a^g \Phi^{+g}(r) \right\rangle - \left\langle \Phi^g \sum_{l=g}^G \Sigma_s^{g \rightarrow l} \Phi^{+l}(r) \right\rangle &= \\
 = \frac{1}{k_{\text{ef}}} \left\langle \left[\left(1 - \sum_{j=1}^{JD} \beta_j \right) \Phi^g \nu \Sigma_f^g \sum_{l=1}^G \chi_p^l \Phi^{+l}(r) + \Phi^g \sum_{j=1}^{JD} \sum_{n=1}^N \nu_d^n \Sigma_f^g a_j^n \sum_{l=1}^G \chi_{d,j}^{l,n} \Phi^{+l}(r) \right] \right\rangle, \quad (3.7)
 \end{aligned}$$

где знак $\langle \rangle$ обозначает интегрирование по всему рассматриваемому пространству.

Вычитая одно из другого, имеем

$$\begin{aligned}
 \left\langle \Phi^{+g} \frac{1}{\nu_g} \frac{\partial \Phi^g(r, t)}{\partial t} \right\rangle &= \left(1 - \frac{1}{k_{\text{ef}}} \right) \left\langle \Phi^{+g} \chi_p^g \left(1 - \sum_{j=1}^{JD} \beta_j \right) \sum_{l=1}^G \nu \Sigma_f^l \Phi^l(r, t) \right\rangle + \\
 &+ \left\langle \sum_{j=1}^{JD} \sum_{n=1}^N \Phi^{+g} \chi_{d,j}^{g,n} a_j^n \sum_{l=1}^G \nu_d^n \Sigma_f^l \Phi^l(r, t) \right\rangle - \left\langle \sum_{j=1}^{JD} \sum_{n=1}^N \Phi^{+g} \chi_{d,j}^{g,n} a_j^n \sum_{l=1}^G \nu_d^n \Sigma_f^l \Phi^l(r, t) \right\rangle + \quad (3.8) \\
 &+ \left\langle \sum_{j=1}^{JD} \sum_{n=1}^N \Phi^{+g} \chi_{d,j}^{g,n} \lambda_j^n C_j^n(r, t) \right\rangle + \left\langle \Phi^{+g} Q^g(r, t) \right\rangle.
 \end{aligned}$$

Воспользуемся предположением разделения временной и пространственно-энергетической зависимости плотности потока нейтронов:

$$\Phi^g(r, t) = \Psi^g(r) T(t), \quad (3.9)$$

где $\Psi^g(r)$ — форм-функция; $T(t)$ — амплитудная функция, и определим:

- ценность нейтронов деления

$$\begin{aligned} \text{CND} = & \left\langle \phi^{+g} \chi_p^g \left(1 - \sum_{j=1}^{JD} \beta_j \right) \sum_{l=1}^G v \Sigma_f^l \psi^l(r) \right\rangle + \\ & + \left\langle \sum_{j=1}^{JD} \sum_{n=1}^N \phi^{+g} \chi_{d,j}^{g,n} a_j^n \sum_{l=1}^G v_d^n \Sigma_f^l \psi^l(r) \right\rangle; \end{aligned} \quad (3.10)$$

- время генерации мгновенных нейтронов

$$\Lambda = \left\langle \phi^{+g} \frac{1}{v_g} \psi^g(r) \right\rangle / \text{CND}; \quad (3.11)$$

- эффективную долю запаздывающих нейтронов

$$\beta_{j,\text{ef}} = \frac{\left\langle \sum_{n=1}^N \phi^{+g} \chi_{d,j}^{g,n} a_j^n \sum_{l=1}^G v_d^n \Sigma_f^l \psi^l(r) \right\rangle}{\text{CND}}; \quad (3.12)$$

- эффективность внешних источников нейтронов

$$Q_{\text{ef}}(r, t) = \frac{\left\langle \phi^{+g} Q^g(r, t) \right\rangle}{\text{CND}}. \quad (3.13)$$

Вместо времени генерации мгновенных нейтронов (как среднего времени от генерации нейтрона одного поколения до генерации нейтрона следующего поколения) чаще вводят понятие времени жизни мгновенных нейтронов l (как времени от генерации нейтрона до его исчезновения из-за утечки из реактора или поглощения), которые соотносятся между собой через k_{ef} : $l = k_{\text{ef}} \Lambda$.

После этого перепишем систему уравнений (3.1) с учетом равенства (3.6) в виде

$$\begin{aligned} \Lambda \frac{\partial T(t)}{\partial t} = & \left(1 - \frac{1}{K_{\text{ef}}} \right) T(t) - \beta_{\text{ef}} T(t) + \\ & + \frac{\left\langle \sum_{j=1}^{JD} \sum_{n=1}^N \phi^{+g} \chi_{d,j}^{g,n} \lambda_j^n C_j^n(r, t) \right\rangle}{\text{CND}} + Q_{\text{ef}}(r, t), \end{aligned} \quad (3.14)$$

$$\begin{aligned} & \left\langle \phi^{+g}(r) \chi_{d,j}^{g,n} \frac{\partial C_j^n(r,t)}{\partial t} \right\rangle = \\ & = - \left\langle \phi^{+g}(r) \chi_{d,j}^{g,n} \lambda_j^n C_j^n(r,t) \right\rangle + \left\langle \phi^{+g}(r) \chi_{d,j}^{g,n} a_j^n \sum_{l=1}^G v_d^n \Sigma_f^l \Psi^l(r) T(t) \right\rangle. \end{aligned}$$

Разделив и умножив последнее равенство на CND , получим

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \langle \phi^{+g}(r) \chi_{d,j}^{g,n} C_j^n(r,t) \rangle}{CND \partial t} = \\ & = -\lambda_j^n \frac{\langle \phi^{+g}(r) \chi_{d,j}^{g,n} C_j^n(r,t) \rangle}{CND} + \frac{\langle \phi^{+g}(r) \chi_{d,j}^{g,n} a_j^n \sum_{l=1}^G v_d^n \Sigma_f^l \Psi^l(r) \rangle}{CND} T(t) \end{aligned}$$

или

$$\frac{\partial \langle \phi^{+g}(r) \chi_{d,j}^{g,n} C_j^n(r,t) \rangle}{CND \partial t} = -\lambda_j^n \frac{\langle \phi^{+g}(r) \chi_{d,j}^{g,n} C_j^n(r,t) \rangle}{CND} + \beta_{j,ef}^n T(t), \quad (3.15)$$

и если запишем

$$\tilde{C}_j^n(t) = \frac{\langle \phi^{+g}(r) \chi_{d,j}^{g,n} C_j^n(r,t) \rangle}{CND}, \quad (3.16)$$

то можем перейти к решению уравнений точечной кинетики в классическом виде:

$$\Lambda \frac{\partial T(t)}{\partial t} = (\rho - \beta_{ef}) T(t) + \sum_{j=1}^{JD} \sum_{n=1}^N \lambda_j^n \tilde{C}_j^n(t) + Q_{ef}(r,t), \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial \tilde{C}_j^n(t)}{\partial t} = -\lambda_j^n \tilde{C}_j^n(t) + \beta_{j,ef}^n T(t),$$

где $\tilde{C}_j^n(t)$ — интегральная концентрация предшественников запаздывающих нейтронов; $\rho = 1 - \frac{1}{k_{ef}}$ — реактивность.

Следуя работе [24], отметим, что определенная таким образом величина реактивности используется при рассмотрении элементарной (точной) кинетики реакторов при условии, что форм-функция имеет ту же пространственно-энергетическую зависимость, что и собственная функция плотности потока нейтронов условно-критической задачи с указанным собственным числом $k_{\text{эф}}$. В общем случае поведение собственной функции и форм-функции различается, и определенная таким образом реактивность несет на себе недостатки этого различия. Поэтому связь ρ со статическим коэффициентом $k_{\text{эф}}$ представляется в достаточной степени условной и позволяет прибегать к разным трактовкам реактивности, например [2; 24] ρ может быть использована для определения динамического коэффициента размножения k_d :

$$\rho = 1 - \frac{1}{k_d},$$

где k_d , строго говоря, нельзя сопоставлять с собственным числом условно-критической задачи. Но приближенно предполагается $k_d \approx k_{\text{эф}}$ в качестве простейшей интерпретации ρ . По мере обсуждения этой проблемы будем касаться данного определения и далее.

Реактивность, определенную в (3.17), можно трактовать как меру отклонения установки от критичности. Так, при $\rho = 0$ установка считается критичной, и в ней возможно существование стационарного поля нейтронов, при $\rho < 0$ — подкритичной, и в ней существование поля нейтронов в стационарном состоянии возможно лишь при наличии внешнего источника, а при $\rho > 0$ — надкритичной, в которой уровень поля нейтронов или мощности постоянно нарастает. Если $\rho > \beta_{\text{эф}}$, то согласно (3.17) амплитуда поля нейтронов или мощности будет расти независимо от наличия запаздывающих нейтронов по закону $T(t) = T(0)e^{(\rho - \beta_{\text{эф}})t/\Lambda}$, т. е. $\beta_m(t)$ из (2.6) будет стремиться к нулю, и в этом случае говорят о критичности на мгновенных нейтронах. Для реакторов на быстрых нейтронах время генерации нейтронов Λ находится на уровне 10^{-7} с, поэтому нарастание мощности будет слишком быстрым, таким, что никакая техническая система не сможет регулировать процесс изменения мощности. В связи с этим для регулирования реактора разрешены уровни надкритичности, заведомо меньшие $\beta_{\text{эф}}$, т. е. $\rho \ll \beta_{\text{эф}}$.

Автор придерживается определения ρ как параметра уравнения точечной кинетики, который при подстановке в таковое обеспечивает изменение амплитудной функции (часто нормируемой на мощность реактора, но может быть нормированной на амплитуду измеряемого детектором сигнала и т. д.),

согласное с показаниями детектора. В этом случае понятие «реактивность» из умозрительного, т. е. введенного в виртуальных построениях, превращается во вполне физическое — меру скорости изменения мощности (сигнала). При непосредственном решении системы уравнений (3.1) понятия реактивности не возникает, и уровни над- или подкритичности определяются именно скоростью изменения мощности (сигнала) и ее знаком, т. е. левой частью первого равенства системы.

Реактивность принято измерять величиной $\Delta k / k$, или в процентах от нее, или в долларах либо центах (сотых долях доллара) при нормировке реактивности на величину β_{ef} .

Если же представить систему (3.17) в виде

$$\Lambda \frac{\partial T(t)}{\partial t} = \rho T(t) - \beta_{ef} T(t) + \sum_{j=1}^{JD} \frac{\sum_{n=1}^N \lambda_j^n \langle \varphi^{+g}(r) \chi_{d,j}^{g,n} C_j^n(r, t) \rangle}{\text{CND}} + Q_{ef}(r, t), \quad (3.18)$$

$$\frac{\partial C_j^n(r, t)}{\partial t} = -\lambda_j^n C_j^n(r, t) + a_j^n \sum_{l=1}^G v_d^n \Sigma_f^l \Psi^l(r) T(t) \quad (3.19)$$

и на каждом временном шаге решать прямое и сопряженное условно-критические уравнения, т. е. получать $\Psi^g(r)$ и $\varphi^{+g}(r)$ для определения реактивности ρ и рассчитывать CND , то можно из (3.19) получить $C_j^n(r, t)$ и использовать его при решении уравнения (3.18), сохраняя зависимость концентраций предшественников запаздывающих нейтронов от пространства. Представим это в конечных разностях в рамках неявной схемы решения:

$$\frac{\Lambda}{\tau} (T_{i+1} - T_i) = (\rho - \beta_{ef}) T_{i+1} + \sum_{j=1}^{JD} \frac{\sum_{n=1}^N \lambda_j^n \langle \varphi_{i+1}^{+g}(r) \chi_{d,j}^{g,n} C_{j,i+1}^n(r) \rangle}{\text{CND}_{i+1}} + Q_{ef,i+1}(r), \quad (3.20)$$

$$C_{j,i+1}^n(r) - C_{j,i}^n(r) = -\tau \lambda_j^n C_{j,i+1}^n(r) + \tau a_j^n \sum_{l=1}^G v_d^n \Sigma_f^l \Psi_{i+1}^l(r) T_{i+1}, \quad (3.21)$$

где τ — шаг по времени.

Из (3.21) получаем

$$C_{j,i+1}^n(r) = \frac{1}{1 + \tau \lambda_j^n} C_{j,i}^n(r) + \frac{\tau}{1 + \tau \lambda_j^n} a_j^n \sum_{l=1}^G v_d^n \Sigma_f^l \Psi_{i+1}^l(r) T_{i+1}, \quad (3.21)$$

подставив (3.22) в (3.20), получаем

$$\begin{aligned} \frac{\Lambda}{\tau} (T_{i+1} - T_i) &= (\rho - \beta_{\text{ef}}) T_{i+1} + \sum_{j=1}^{JD} \frac{\sum_{n=1}^N \frac{\lambda_j^n}{1 + \tau \lambda_j^n} \langle \varphi_{i+1}^{+g}(r) \chi_{d,j}^{g,n} C_{j,i}^n(r) \rangle}{\text{CND}_{i+1}} + \\ &+ \sum_{j=1}^{JD} \frac{\sum_{n=1}^N \frac{\tau \lambda_j^n}{1 + \tau \lambda_j^n} \langle \varphi_{i+1}^{+g}(r) \chi_{d,j}^{g,n} a_j^n \sum_{l=1}^G v_d^n \Sigma_f^l \Psi_{i+1}^l(r) \rangle}{\text{CND}_{i+1}} T_{i+1} + Q_{\text{ef},i+1}(r). \end{aligned} \quad (3.23)$$

Отсюда имеем

$$\begin{aligned} T_{i+1} &= \frac{T_i + \frac{\tau}{\Lambda} \sum_{j=1}^{JD} \frac{\sum_{n=1}^N \frac{\lambda_j^n}{1 + \tau \lambda_j^n} \langle \varphi_{i+1}^{+g}(r) \chi_{d,j}^{g,n} C_{j,i}^n(r) \rangle}{\text{CND}_{i+1}} + \frac{\tau}{\Lambda} Q_{\text{ef},i+1}(r)}{1 - \frac{\tau(\rho - \beta_{\text{ef}})}{\Lambda} - \frac{\tau}{\Lambda} \sum_{j=1}^{JD} \frac{\sum_{n=1}^N \frac{\tau \lambda_j^n}{1 + \tau \lambda_j^n} \langle \varphi_{i+1}^{+g}(r) \chi_{d,j}^{g,n} a_j^n \sum_{l=1}^G v_d^n \Sigma_f^l \Psi_{i+1}^l(r) \rangle}{\text{CND}_{i+1}}}. \end{aligned} \quad (3.24)$$

И если определим

$$\beta_{j,i,\text{ef}}^n = \frac{\langle \varphi_i^{+g} \chi_{d,j}^{g,n} a_j^n \sum_{l=1}^G v_d^n \Sigma_f^l \Psi_i^l(r) \rangle}{\text{CND}_i}, \quad (3.25)$$

то

$$\begin{aligned} T_{i+1} &= \frac{T_i + \frac{\tau}{\Lambda} \sum_{j=1}^{JD} \sum_{n=1}^N \frac{\lambda_j^n}{1 + \tau \lambda_j^n} \frac{\langle \varphi_{i+1}^{+g}(r) \chi_{d,j}^{g,n} C_{j,i}^n(r) \rangle}{\text{CND}_{i+1}} + \frac{\tau}{\Lambda} Q_{\text{ef},i+1}(r)}{1 - \frac{\tau(\rho - \beta_{\text{ef}})}{\Lambda} - \frac{\tau}{\Lambda} \sum_{j=1}^{JD} \sum_{n=1}^N \frac{\tau \lambda_j^n}{1 + \tau \lambda_j^n} \beta_{j,i+1,\text{ef}}^n}. \end{aligned} \quad (3.26)$$

Для случая восьми групп предшественников запаздывающих нейтронов, когда нет зависимости постоянного распада от делящегося нуклида, получаем

$$T_{i+1} = \frac{T_i + \frac{\tau}{\Lambda} \sum_{j=1}^{JD} \frac{\lambda_j}{1 + \tau\lambda_j} \sum_{n=1}^N \frac{\langle \Phi_{i+1}^{+g}(r) \chi_{d,j}^{g,n} C_{j,i}^n(r) \rangle}{\text{CND}_{i+1}} + \frac{\tau}{\Lambda} Q_{\text{ef},i+1}(r)}{1 - \frac{\tau(\rho - \beta_{\text{ef}})}{\Lambda} - \frac{\tau}{\Lambda} \sum_{j=1}^{JD} \frac{\tau\lambda_j}{1 + \tau\lambda_j} \beta_{j,i+1,\text{ef}}} \quad (3.27)$$

и

$$C_{j,i+1}^n(r) = \frac{1}{1 + \tau\lambda_j} C_{j,i}^n(r) + \frac{\tau}{1 + \tau\lambda_j} a_j^n \sum_{l=1}^G v_d^n \Sigma_f^l \Psi_{i+1}^l(r) T_{i+1}. \quad (3.28)$$

Тогда в конечных разностях можно представить и решение обратной задачи (определение реактивности по известному изменению мощности):

$$T_{i+1} \frac{\rho}{\beta_{\text{ef}}} = T_{i+1} - \sum_{j=1}^{JD} \frac{\lambda_j}{(1 + \tau\lambda_j) \beta_{\text{ef}}} \sum_{n=1}^N \frac{\langle \Phi_{i+1}^{+g}(r) \chi_{d,j}^{g,n} C_{j,i}^n(r) \rangle}{\text{CND}_{i+1}} - T_{i+1} \sum_{j=1}^{JD} \frac{\tau\lambda_j}{(1 + \tau\lambda_j) \beta_{\text{ef}}} \beta_{j,i+1,\text{ef}} - \frac{1}{\beta_{\text{ef}}} Q_{\text{ef},i+1}(r) + (T_{i+1} - T_i) \frac{\Lambda}{\tau\beta_{\text{ef}}}. \quad (3.29)$$

Если рассмотрим условно-критическую задачу (3.2) и аналогичную ей задачу для сопряженной функции (3.4), но с возмущенными сечениями

$$D^{*g} \Delta \Phi^{+g}(r) + \Sigma_a^{*g} \Phi^{+g}(r) - \sum_{l=g}^G \Sigma_s^{*g \rightarrow l} \Phi^{+l}(r) = \frac{1}{K_{\text{ef}}^*} \left[\left(1 - \sum_{j=1}^{JD} \beta_j \right) v \Sigma_f^{*g} \sum_{l=1}^G \chi_p^l \Phi^{+l}(r) + \sum_{j=1}^{JD} \sum_{n=1}^N v_d^n \Sigma_f^{*g} a_j^n \sum_{l=1}^G \chi_{d,j}^{l,n} \Phi^{+l}(r) \right], \quad (3.30)$$

то после взаимного перемножения первого на сопряженную функцию, а второго на прямую функцию получим

$$\begin{aligned} & \varphi^{+g} D^g \Delta \varphi^g(r) + \varphi^{+g} \Sigma_a^g \varphi^g(r) - \sum_{l=1}^{g-1} \Sigma_s^{l \rightarrow g} \varphi^{+g} \varphi^l(r) = \\ & = \frac{1}{K_{\text{ef}}} \left[\varphi^{+g} \chi_p^g \left(1 - \sum_{j=1}^{JD} \beta_j \right) \sum_{l=1}^G v \Sigma_f^l \varphi^l(r) + \sum_{j=1}^{JD} \sum_{n=1}^N \varphi^{+g} \chi_{d,j}^{g,n} a_j^n \sum_{l=1}^G v_d \Sigma_f^l \varphi^l(r) \right], \end{aligned} \quad (3.31)$$

$$\begin{aligned} & \varphi^g D^* \Delta \varphi^{+g}(r) + \varphi^g \Sigma_a^{*g} \varphi^{+g}(r) - \sum_{l=g}^G \Sigma_s^{*g \rightarrow l} \varphi^g \varphi^{+l}(r) = \\ & = \frac{1}{k_{\text{ef}}^*} \left[\left(1 - \sum_{j=1}^{JD} \beta_j \right) v \Sigma_f^{*g} \varphi^g \sum_{l=1}^G \chi_p^l \varphi^{+l}(r) + \sum_{j=1}^{JD} \sum_{n=1}^N v_d \Sigma_f^{*g} \varphi^g a_j^n \sum_{l=1}^G \chi_{d,j}^{l,n} \varphi^{+l}(r) \right] \end{aligned} \quad (3.32)$$

После вычитания второго из первого имеем

$$\begin{aligned} & \left\langle \varphi^g D^* \Delta \varphi^{+g}(r) - \varphi^{+g} D^g \Delta \varphi^g(r) \right\rangle + \left\langle \varphi^g \Sigma_a^{*g} \varphi^{+g}(r) - \varphi^{+g} \Sigma_a^g \varphi^g(r) \right\rangle - \\ & - \left\langle \sum_{l=g}^G \Sigma_s^{*g \rightarrow l} \varphi^g \varphi^{+l}(r) + \sum_{l=1}^{g-1} \Sigma_s^{l \rightarrow g} \varphi^{+g} \varphi^l(r) \right\rangle = \\ & = \left(\frac{1}{k_{\text{ef}}^*} - \frac{1}{k_{\text{ef}}} \right) \left\{ \left[\left(1 - \sum_{j=1}^{JD} \beta_j \right) v \Sigma_f^{*g} \varphi^g \sum_{l=1}^G \chi_p^l \varphi^{+l}(r) + \sum_{j=1}^{JD} \sum_{n=1}^N v_d \Sigma_f^{*g} \varphi^g a_j^n \sum_{l=1}^G \chi_{d,j}^{l,n} \varphi^{+l}(r) \right] \times \right. \\ & \times \left. \left[\varphi^{+g} \chi_p^g \left(1 - \sum_{j=1}^{JD} \beta_j \right) \sum_{l=1}^G v \Sigma_f^l \varphi^l(r) + \sum_{j=1}^{JD} \sum_{n=1}^N \varphi^{+g} \chi_{d,j}^{g,n} a_j^n \sum_{l=1}^G v_d \Sigma_f^l \varphi^l(r) \right] \right\} \end{aligned} \quad (3.33)$$

или

$$\begin{aligned} & \left\langle \varphi^g \delta D^g \Delta \varphi^{+g}(r) \right\rangle + \left\langle \varphi^g \delta \Sigma_a^g \varphi^g(r) \right\rangle - \left\langle \sum_{l=g}^G \delta \Sigma_s^{*g \rightarrow l} \varphi^g \varphi^{+l}(r) \right\rangle = \\ & = \left(\frac{1}{k_{\text{ef}}^*} - \frac{1}{k_{\text{ef}}} \right) \left\{ \left(1 - \sum_{j=1}^{JD} \beta_j \right) v \delta \Sigma_f^g \varphi^g \sum_{l=1}^G \chi_p^l \varphi^{+l}(r) + \sum_{j=1}^{JD} \sum_{n=1}^N v_d \delta \Sigma_f^g \varphi^g a_j^n \sum_{l=1}^G \chi_{d,j}^{l,n} \varphi^{+l}(r) \right\}. \end{aligned} \quad (3.34)$$

Отсюда

$$\rho = \left(\frac{1}{K_{\text{ef}}^*} - \frac{1}{K_{\text{ef}}} \right) = \frac{\langle \varphi^g \delta D^g \Delta \varphi^{+g}(r) \rangle + \langle \varphi^g \delta \Sigma_a^g \varphi^{+g}(r) \rangle - \left\langle \sum_{l=g}^G \delta \Sigma_s^{g \rightarrow l} \varphi^g \varphi^{+l}(r) \right\rangle}{\left\langle \left(1 - \sum_{j=1}^{JD} \beta_j \right) v \delta \Sigma_f^g \varphi^g \sum_{l=1}^G \chi_p^l \varphi^{+l}(r) + \sum_{j=1}^{JD} \sum_{n=1}^N v_d^n \delta \Sigma_f^g \varphi^g \alpha_j^n \sum_{l=1}^G \chi_{d,j}^{l,n} \varphi^{+l}(r) \right\rangle}. \quad (3.35)$$

Здесь подразумевается, что невозмущенное собственное число есть некое k_{cr} , не всегда равное 1,0, и для представления (3.9) и временного характера задачи получим

$$\frac{1}{v} \left[\frac{\partial \Psi}{\partial t} + \frac{1}{T(t)} \frac{\partial T(t)}{\partial t} \Psi \right] + D^g \Delta \Psi^g(r, t) + \Sigma_a^g \Psi^g(r, t) - \sum_{l=1}^{g-1} \Sigma_s^{l \rightarrow g} \Psi^l(r, t) = \chi_p^g \left(1 - \sum_{j=1}^{JD} \beta_j \right) \sum_{l=1}^G v \Sigma_f^l \Psi^l(r, t) + \frac{Q_d^g(r, t)}{T(t)}, \quad (3.36)$$

где член $Q_d^g(r, t)$ определяет скорость распада предшественников запаздывающих нейтронов в момент времени t , а именно

$$Q_d^g(r, t) = \int_{-\infty}^t \sum_{j=1}^{JD} \sum_{n=1}^N \chi_{d,j}^{g,n} \alpha_j^n T(t') \sum_{l=1}^G v_d^n \Sigma_f^l \Psi^l(r, t'). \quad (3.37)$$

Далее получим

$$\frac{1}{v} \frac{\Psi(r, t_i) - \Psi(r, t_{i-1})}{\Delta t} + \frac{1}{v} \frac{1}{T(t)} \frac{\partial T(t_i)}{\partial t} \Psi + D^g \Delta \Psi^g(r, t_i) + \Sigma_a^g \Psi^g(r, t_i) - \sum_{l=1}^{g-1} \Sigma_s^{l \rightarrow g} \Psi^l(r, t_i) = \chi_p^g \left(1 - \sum_{j=1}^{JD} \beta_j \right) \sum_{l=1}^G v \Sigma_f^l \Psi^l(r, t_i) + \frac{Q_d^g(r, t)}{T(t)}. \quad (3.38)$$

Если нестационарную задачу решать пошагово, по завершении каждого временного отрезка определять k_{ef} этого состояния из условно-критической задачи, то получим схему решения, именуемую адиабатическим приближением.

Главный недостаток адиабатического приближения заключается в том, что не учитывается «медлительность» (запаздывание) предшественников запаздывающих нейтронов при расчете изменения форм-функции $\Psi^g(r, t)$.

Если же источник запаздывающих нейтронов рассчитывать из равенства (3.36) и использовать в уравнении для форм-функции в предположении, что член $(\partial \psi^g(r, t) / \partial t) / \nu$ равен нулю, то получим так называемое квазистатическое приближение [24]. Величину $(\partial T(t) / \partial t) / T(t)$ можно взять из решения уравнения кинетики для амплитудной функции для последнего из серии временных интервалов. В этом приближении можно получить форм-функции с хорошей точностью даже для больших пространственно-распределенных возмущений свойств системы [24].

Если к тому же учесть член $\partial \psi^g(r, t) / \partial t$, представляя его в виде

$$\frac{\partial \psi^g(r, t)}{\partial t} \approx \frac{\psi^g(r, t) - \psi^g(r, t - \Delta t)}{\Delta t} \quad (3.39)$$

и решая затем уравнение для форм-функции (3.38) получим схему решения, именуемую улучшенным квазистатическим приближением, почти соответствующую полному численному решению нестационарной задачи. При больших временных интервалах для определения форм-функции по сравнению с интервалами для определения амплитудной функции такая схема может оказаться достаточно точной и существенно более быстрой.

Концентрации продуктов деления — предшественников (эмиттеров) запаздывающих нейтронов $c_j(r, t)$ определяются их распадом и образованием в актах деления. Поэтому для них можно записать уравнение

$$\frac{dc_j(r, t)}{dt} = -\lambda_j c_j(r, t) + \beta_j \int dE \int d\Omega \nu \Sigma_f(r, E) \varphi(r, E, \Omega, t), \quad (3.40)$$

где $j = 1, 2, \dots, 8$; λ_j — постоянные распада предшественников запаздывающих нейтронов, свои в каждой временной группе, не зависящие от потока нейтронов, а образование предшественников, наоборот, определяется настоящим и прошлым состоянием потока нейтронов. В этом смысле для каждого предшественника может быть записано решение предыдущего уравнения в общей форме, суммирующей всю предысторию:

$$c_j(r, t) = \beta_j \int_{-\infty}^t dt' \exp[-\lambda_j(t-t')] \int dE \int d\Omega \nu \Sigma_f(r, E) \varphi(r, E, \Omega, t). \quad (3.41)$$

При решении задачи с источником часто оперируют также неким k_{ef} , будем называть его в дальнейшем k_s , так как оно не является собственным числом условно-критической задачи и является долей нейтронов деления в суммарном источнике нейтронов в реакторе:

$$k_s = \frac{\langle v \Sigma_f(r) \varphi^g(r, t) \rangle}{\langle v \Sigma_f(r) \varphi^g(r, t) \rangle + S}, \quad (3.42)$$

где S — мощность внешнего источника, н/с; а интегрирование проводится по всему пространству изменения переменных.

По этому параметру проводится оценка стартовой мощности критических сборок или реакторов при известной мощности внешнего источника и с его помощью можно делать оценку мощности реактора при выводе его на критичность.

С учетом представления неоднородной задачи с источником для стационарного случая в виде

$$\hat{L} \varphi^g(r) = \hat{F} \varphi^g(r) + S \quad (3.43)$$

получаем

$$k_s = \frac{\hat{F} \varphi^g(r)}{\hat{F} \varphi^g(r) + S} = \frac{\hat{F} \varphi^g(r)}{\hat{L} \varphi^g(r)}, \quad (3.44)$$

что напоминает определение k_{ef} из условно-критической задачи (3.3).

Глава 4. «Некритичность» критического реактора

В случае обсчета реальных реакторов или критических сборок результаты решения условно-критической задачи требуют коррекции, так как эффективный коэффициент размножения нейтронов при этом всегда отличен от единицы.

Ниже приведены расчетные формулы определения некоторых функционалов реактора при отклонении его фактического критического состояния от расчетного, полученного при решении условно-критической задачи.

4.1. Учет «некритичности» при определении реактивности

Для расчетного определения параметров ядерного реактора необходимо получить решение одной из форм уравнения переноса нейтронов [24]. Таковой, например, является условно-критическая форма (3.2). Частным случаем решения системы (3.1) является поле критического реактора, когда $k_{\text{ef}} = 1$. В разделе 3 уже отмечалось, что рассчитанное из (3.2) нейтронное распределение при $k_{\text{ef}} \neq 1$ нельзя наблюдать экспериментально, так как оно не может существовать практически [26]. Однако представление (3.2) весьма удобно при теоретическом анализе и численных расчетах реакторов.

Например, при оценке величины вносимого возмущения в реактор, т. е. реактивности, предлагается пользоваться формулами теории возмущения для k_{ef} [28]. А именно, если уравнение для ценности в критическом реакторе ($k_{\text{ef}} = 1$) имеет вид

$$L^+ \varphi^+ = 1 \cdot F^+ \varphi^+, \quad (4.1)$$

где L^+ , F^+ — операторы сопряженного уравнения к условно-критическому уравнению переноса нейтронов;

а уравнение для плотности потока нейтронов в возмущенном (perturbation) реакторе —

$$L_p \varphi_p = \frac{1}{k_p} F_p \varphi_p, \quad (4.2)$$

где L_p, F_p — операторы возмущенного условно-критического уравнения переноса нейтронов,

то, представляя

$$\frac{1}{k_p} = 1 + \left(\frac{1}{k_p} - 1 \right) = 1 + \delta \frac{1}{k_p}, \quad L_p = L + \delta L, \quad F_p = F + \delta F$$

и производя операции перекрестного умножения, интегрирования и вычитания, учитывая сопряженность операторов, получим изменение реактивности при возмущении

$$\delta \frac{1}{k_p} = \frac{1}{k_p} - 1 = \frac{\langle \varphi^+ \delta L \varphi \rangle - \langle \varphi^+ \delta F \varphi \rangle}{\langle \varphi^+ F \varphi \rangle} = \Delta \rho_p, \quad (4.3)$$

Аналогичную процедуру можно осуществить для возмущенного состояния (a). Тогда, следуя той же теории возмущений, получим оценку изменения реактивности реактора при переходе его из состояния (a) в состояние (p):

$$\Delta \rho_{ap} = \delta \frac{1}{k_{ap}} = \frac{1}{k_p} - \frac{1}{k_a} = \frac{\langle \varphi^+ \delta L \varphi \rangle - \frac{1}{k_a} \langle \varphi^+ \delta F \varphi \rangle}{\langle \varphi^+ F \varphi \rangle}. \quad (4.4)$$

Этим выражением пользуются в расчетах реакторов [24].

Однако условно-критическая форма уравнения переноса нейтронов корректна, только если критическое состояние реактора соответствует $k_{cr} = 1$. При сравнении расчетных и экспериментальных характеристик реактора экспериментальное критическое состояние реактора, соответствующее расчетному k_{cr} , всегда не соответствует $k_{cr} = 1$ его расчетной модели (см. ниже рис. 4.1). Это отражает погрешность моделирования реального объекта, погрешность используемых расчетных алгоритмов решения отмеченных уравнений и т. п. В таком случае описание реактора системой (4.1) следует признать некорректным.

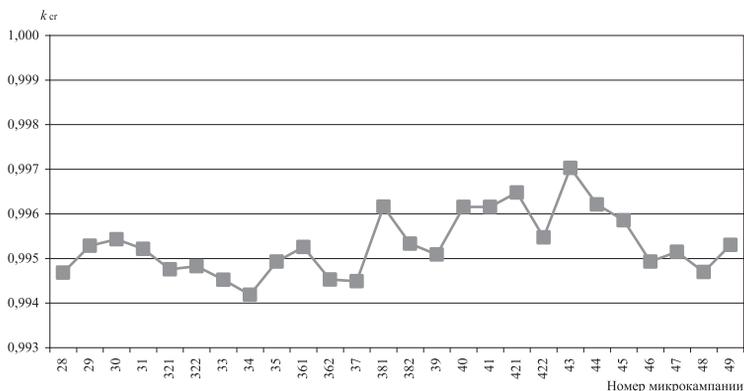


Рис. 4.1. Значения k_{cr} , полученные эксплуатационной программой ГЕФЕСТ на конец микрокампаний в РУ БН-600

Поэтому, зная значение k_{ef} , соответствующее критическому состоянию (k_{cr}), поправим систему (4.1) так, чтобы критическое состояние реактора соответствовало критическому расчетному состоянию. Для этого, например, умножим правые части уравнений в системе (4.1) на единицу (k_{cr} / k_{cr}), т. е. перейдем от системы (4.1) к системе

$$L\varphi = \frac{1}{\tilde{k}_{ef}} \tilde{F}\varphi,$$

$$L^+\varphi^+ = \frac{1}{\tilde{k}_{ef}} \tilde{F}^+\varphi^+, \quad (4.5)$$

где $\tilde{F} = F / k_{cr}$, $\tilde{F}^+ = F^+ / k_{cr}$ и $\tilde{k}_{ef} = k_{ef} / k_{cr}$.

Так что если, как и выше, при оценке величины вносимого возмущения в нашу модель реактора, т. е. реактивности, воспользоваться формулами теории возмущения, то имеем для критического состояния ($\tilde{k}_{ef} = 1$)

$$L^+\varphi^+ = 1 \cdot \tilde{F}^+\varphi^+. \quad (4.6)$$

Плотность потока нейтронов в возмущенном реакторе (p)

$$L_p\varphi_p = \frac{1}{\tilde{k}_p} \tilde{F}_p\varphi_p. \quad (4.7)$$

Представляя $\frac{1}{\tilde{k}_p} = 1 + \left(\frac{1}{\tilde{k}_p} - 1 \right) = 1 + \delta \frac{1}{\tilde{k}_p}$, $L_p = L + \delta L$, $\tilde{F}_p = \tilde{F} + \delta \tilde{F}$ и производя операции перекрестного умножения, интегрирования и вычитания, получим изменение реактивности при возмущении

$$\delta \frac{1}{\tilde{k}_p} = \frac{1}{\tilde{k}_p} - 1 = \frac{\langle \varphi^+ \delta L \varphi \rangle - \langle \varphi^+ \delta \tilde{F} \varphi \rangle}{\langle \varphi^+ \tilde{F} \varphi \rangle} = \Delta \rho_p. \quad (4.8)$$

Аналогичную процедуру, как и выше, можно осуществить для возмущенного состояния (a). Тогда, следуя все той же теории возмущений, получим оцен-

ку изменения реактивности реактора при переходе его из состояния (a) в состояние (p):

$$\Delta \rho_{ap} = \frac{1}{\tilde{k}_{ap}} = \left(\frac{1}{\tilde{k}_p} - \frac{1}{\tilde{k}_a} \right) = \frac{\langle \varphi^+ \delta L \varphi \rangle - \frac{1}{\tilde{k}_a} \langle \varphi^+ \delta \tilde{F} \varphi \rangle}{\frac{1}{\tilde{k}_{cr}} \langle \varphi^+ \tilde{F} \varphi \rangle}, \quad (4.9)$$

или, переходя к непоправленным операторам, для которых и проводятся все расчеты, получаем

$$\Delta \rho_{ap} = \left(\frac{1}{k_p} - \frac{1}{k_a} \right) k_{cr} = \frac{\langle \varphi^+ \delta L \varphi \rangle - \frac{1}{k_a} \langle \varphi^+ \delta \tilde{F} \varphi \rangle}{\frac{1}{k_{cr}} \langle \varphi^+ \tilde{F} \varphi \rangle}, \quad (4.10)$$

что несколько отличается от (4.4).

Величина в знаменателе равенства (4.4) — это ценность нейтронов деления. Из (4.10) следует, что ЦНД при сравнении расчетов с экспериментом должна быть скорректирована на критичность. Исходя из физического смысла ЦНД как скорости генерации ценности нейтронов за счет деления, последнюю следует изменить. То есть для получения корректных результатов расчетная скорость процессов деления должна быть скорректирована на k_{cr} . Эту процедуру делают все расчетчики при переходе к решению нестационарной задачи, так как иначе не удастся поддержать в ней стационарное состояние. В данной работе предлагается скорректировать не

только нестационарную задачу, но и стационарную, что вполне естественно. Продемонстрируем это на выводе уравнений точечной кинетики.

Для вывода уравнений одноточечной кинетики реактора воспользуемся предложением о разделении временной и пространственно-энергетической зависимости (3.9) потока нейтронов и перепишем системы уравнений (3.1) и (3.4) для некритического реактора с эффективным коэффициентом размножения k в следующем виде:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + L\varphi = \left(\chi - \sum_j \beta_j \chi_j \right) \int dE' \varphi v_j \Sigma_j + \sum_j \lambda_j \chi_j(E) C_j, \quad (4.11)$$

$$\frac{\partial C_j}{\partial t} = \beta_j \int dE' \varphi v_j \Sigma_j - \lambda_j C_j,$$

$$L^+ \varphi^+ = \frac{v_f \Sigma_f}{k} \int dE' \varphi^+ \chi = v_f \Sigma_f \int dE' \varphi^+ \chi - v_f \Sigma_f \frac{k-1}{k} \int dE' \varphi^+ \chi.$$

Система уравнений (4.11) используется для вывода уравнений точечной кинетики в предположении критичности уравнений при $k = 1$. В нашем случае (а в реальных расчетах всегда) эти уравнения необходимо скорректировать на «некритичность» получаемого обсчета критического состояния. Используем определенное выше k_{cr} . Тогда система уравнений (4.11) переходит в следующую:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + L\varphi = \left(\chi - \sum_j \beta_j \chi_j \right) \frac{\int dE' \varphi v_j \Sigma_j}{k_{cr}} + \sum_j \lambda_j \chi_j(E) C_j, \quad (4.12)$$

$$\frac{\partial C_j}{\partial t} = \beta_j \frac{\int dE' \varphi v_j \Sigma_j}{k_{cr}} - \lambda_j C_j,$$

$$L^+ \varphi^+ = \frac{v_f \Sigma_f}{k_{cr} \tilde{k}} \int dE' \varphi^+ \chi = \frac{v_f \Sigma_f}{k_{cr}} \int dE' \varphi^+ \chi - \frac{v_f \Sigma_f}{k_{cr}} \frac{\tilde{k}-1}{\tilde{k}} \int dE' \varphi^+ \chi.$$

Умножим первое из уравнений системы на φ^+ , второе — на $\varphi^+ \chi_j(E)$ и третье — на $\varphi(r, E)$. После этого проинтегрируем по (r, E) и вычтем третье из первого. Разделим полученное на

$$\int drdE\Phi^+\chi(E)\int dE'\Phi v\Sigma_f \frac{1}{k_{cr}} = \text{CND}$$

и введем обозначения:

- время жизни мгновенных нейтронов

$$\tilde{l} = \frac{\int drdE \frac{\hat{O}(r, E)\hat{O}^+(r, E)}{V}}{\frac{1}{k_{cr}} \int drdE \hat{O}^+\chi(E)\int dE'\hat{O}v\Sigma_f}, \quad (4.13)$$

- эффективная доля запаздывающих нейтронов j -й группы

$$\beta_{\text{ef},j} = \beta_j \frac{\frac{1}{k_{cr}} \int drdE \hat{O}^+\chi_j(E)\int dE'\hat{O}v\Sigma_j}{\frac{1}{k_{cr}} \int drdE \hat{O}^+\chi(E)\int dE'\hat{O}v\Sigma_j}. \quad (4.14)$$

И если $\beta_{\text{ef}} = \sum_j \beta_{\text{ef},j}$ — суммарная эффективная доля запаздывающих нейтронов, а также

$$\tilde{C}_j(t) = \frac{\int drdE \hat{O}^+(r, E)\chi_j(E)C_j(r, t)}{\frac{1}{k_{cr}} \int drdE \hat{O}^+\chi(E)\int dE'\hat{O}v\Sigma_j}, \quad (4.15)$$

то уравнения точечной кинетики реактора примут вид

$$\tilde{l} \frac{dN}{dt} = (\tilde{\rho} - \beta_{\text{ef}})N(t) + \sum_j \lambda_j \tilde{C}_j(t), \quad (4.16)$$

$$\frac{d\tilde{C}_j}{dt} = N(t)\beta_{\text{ef},j} - \lambda_j \tilde{C}_j(t).$$

Отсюда следует — см. (3.10)—(3.12), — что совместно с коррекцией ЦНД будет скорректирован посредством умножения на k_{cr} по сравнению с классическим определением такой функционал реактора, как время жизни мгновенных нейтронов \tilde{l} . Но эффективная доля запаздывающих нейтро-

нов β_{ef} изменена не будет. При этом уравнения для точечной кинетики с корректированными и некорректированными функционалами будут отличаться друг от друга. При обработке эксперимента методом обращенного решения уравнения кинетики (ОРУК) определяется отношение ρ_{exp}/β_{ef} , где ρ_{exp} — измеряемое значение реактивности. Из (4.16) следует, что это отношение необходимо сравнивать с расчетным значением $k_{cr}\rho/\beta_{ef}$ или с ρ_{cr}/β_{ef} , где ρ_{cr} — расчетное значение реактивности, скорректированное на отклонение от критичности расчета критического состояния реактора (4.10).

Корректировку расчетных функционалов реактора на его критичность можно трактовать как учет известной информации о расчетной погрешности в получаемых функционалах. Отмеченную корректировку расчетных значений реактивности и т. п. следует проводить и при сравнении результатов, полученных по различным программам при обсчете одного и того же теста, т. е. при верификации программ. В этом случае все результаты, корректируясь на полученные в разных программах k_{ef} , — критические, как бы приводятся к единому критическому состоянию [28—32].

4.2. О сравнении коэффициента воспроизводства

Давно замечено, что коэффициент воспроизводства (КВ) при $k_{ef} < 1$ получается завышенным по отношению к КВ, полученному при $k_{ef} = 1$, а при $k_{ef} > 1$ — заниженным. Напрашивается вывод, что отношение скоростей процессов, один из которых деление, для получения устойчивого результата следует корректировать на полученное собственное число k_{ef} условно-критической задачи уравнения переноса нейтронов. Представим условно-критическую форму уравнений переноса нейтронов в виде [26]

$$L'\varphi + \sum_c^d \varphi + \sum_f^d \varphi = \frac{1}{k_{ef}} \chi(E) \int dE' \varphi \nu \Sigma_f^d, \quad (4.17)$$

где символ d соответствует делящемуся материалу, и воспользуемся представлением (4.17) для анализа расчетного значения КВ.

В (4.17) для соблюдения баланса нейтронов предлагается заменять среднее число нейтронов ν , образующихся в процессе деления, на ν/k_{ef} [24; 31]. Однако способов влияния на величину ν для подгонки ее к критическому значению ν/k_{ef} у расчетчиков практически нет, так как эта величина

— физическая константа, слабо изменяющаяся при изменении состава среды или ее геометрии. Поэтому для получения критичности модели реактора расчетчик будет изменять макросечения или, что точнее, будет стремиться изменить отношение скоростей процессов. Так что в критическом состоянии уравнение (4.17) примет вид

$$\tilde{L}'\varphi + \tilde{\Sigma}_c^d \varphi + \tilde{\Sigma}_f^d \varphi = \frac{1}{k_{\text{ef}}} \chi(E) \int dE' \varphi \nu \tilde{\Sigma}_f^d, \quad (4.18)$$

где тильдой обозначены измененные до критического состояния коэффициенты уравнения (4.17).

И если переход от (4.17) к (4.18) осуществлялся пропорциональным изменением скоростей реакций, например концентрацией делящегося или поглощающего материала, то коэффициент пропорциональности определим из интегрального соотношения, переходя от (4.18) к интегральным соотношениям:

$$\langle \tilde{L}'\varphi \rangle = (\tilde{\nu} - 1) \langle \tilde{\Sigma}_f^d \varphi \rangle - \langle \tilde{\Sigma}_c^d \varphi \rangle, \quad (4.19)$$

$$\text{где } \tilde{\nu} = \langle \nu_f \Sigma_f \varphi \rangle / \langle \Sigma_f \varphi \rangle,$$

и с учетом коэффициента пропорциональности изменения операторов A получаем

$$\langle \tilde{L}'\varphi \rangle = A \left[(\tilde{\nu} - 1) \langle \Sigma_f^d \varphi \rangle - \langle \Sigma_c^d \varphi \rangle \right]. \quad (4.20)$$

Под A понимаем коэффициент, определяющий, во сколько раз необходимо изменить скорости реакций деления и захвата делящегося нуклида для достижения критичности в модели реактора. Тогда, следуя определению коэффициента воспроизводства из (4.19) [28]

$$KB = \frac{\langle \Sigma_c^b \varphi \rangle}{\langle \Sigma_c^d \varphi \rangle + \langle \Sigma_f^d \varphi \rangle}, \quad (4.21)$$

далее учтем при этом переход к критическому состоянию, так как KB, как и любой другой функционал, имеет смысл только для критического состояния, и, следуя (4.18)—(4.20), имеем

$$KB_{cr} = \frac{\langle \Sigma_c^b \varphi \rangle}{A [\langle \Sigma_c^d \varphi \rangle + \langle \Sigma_f^d \varphi \rangle]} \quad (4.22)$$

Используя (4.20), имеем

$$A = \frac{\langle L' \varphi \rangle}{(\bar{\nu} - 1) \langle \Sigma_f^d \varphi \rangle - \langle \Sigma_c^d \varphi \rangle} \quad (4.23)$$

Выражая числитель правой части из (4.17), получим окончательно

$$A = \frac{(\bar{\nu} / k_{ef} - 1) \langle \Sigma_f^d \varphi \rangle - \langle \Sigma_c^d \varphi \rangle}{(\bar{\nu} - 1) \langle \Sigma_f^d \varphi \rangle - \langle \Sigma_c^d \varphi \rangle} \quad (4.24)$$

или

$$A = \frac{(\bar{\nu} / k_{ef} - 1) - \bar{\alpha}}{(\bar{\nu} - 1) - \bar{\alpha}}, \quad (4.25)$$

где $\bar{\alpha} = \langle \Sigma_c^d \varphi \rangle / \langle \Sigma_f^d \varphi \rangle$ — среднее α по объему реактора и по всем делящимся нуклидам, учитываемым при расчетах КВ.

Таким образом, окончательно имеем для определения КВ критического реактора на основе имеющегося «некритического» расчета следующее выражение:

$$KB_{cr} = \frac{\langle \Sigma_c^b \varphi \rangle}{\frac{\bar{\nu} / k_{ef} - 1 - \bar{\alpha}}{\bar{\nu} - 1 - \bar{\alpha}} (\langle \Sigma_f^d \varphi \rangle + \langle \Sigma_c^d \varphi \rangle)} = \frac{\bar{\nu} - 1 - \bar{\alpha}}{\bar{\nu} / k_{ef} - 1 - \bar{\alpha}} KB \quad (4.26)$$

Так что, если на основе решения уравнения (4.17) можно кроме k_{ef} получить $\bar{\nu}$ и $\bar{\alpha}$, то, пользуясь (4.26), возможно оценить КВ критического реактора. Например, если в бесконечной среде гомогенно распределены делящийся материал с неделяющимся, но воспроизводящим, так, что все исходные скорости реакций равны единице, т. е. и $\bar{\alpha} = 1$, $\bar{\nu} = 2,4$ и, кроме того, $\langle L\omega \rangle = 1$, то:

- из (4.17) получим $k_{ef} = 0,8$;
- из (4.18) получим $KB = 0,5$;
- из (4.26) получим $KB_{cr} = 0,2$.

Приведа это некритическое состояние в критическое изменением отношения концентраций делящегося материала к воспроизводящему второе, получим $k_{ef} = 1,0$ и $KB = 0,2$, что демонстрирует достоверность оценки (4.26).

Конечно, реально из-за нелинейных эффектов вносимые расчетчиком изменения среды приведут к более сложным изменениям KB , но равенство (4.26) можно трактовать как имеющее смысл при небольших отклонениях от критичности, когда можно воспользоваться теорией возмущений, допускающей изменение собственного числа при неизменности собственных функций.

Здесь показано использование понятия «некритичности» критического реактора в проектных оценках на примере такого функционала реактора, как KB . Аналогичный подход, очевидно, может быть использован и для оценки других функционалов.

4.3. Учет «некритичности» в задачах с внешним источником

При решении нестационарного уравнения переноса нейтронов с источником все пользуются коррекцией на «некритичность» стационарного состояния [28; 32]. Например, это реализовано в модуле HEXTO комплекса ГЕФЕСТ [5]:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + L\varphi = \left(\chi - \sum_j \beta_j \chi_j \right) \frac{\int dE' \varphi v_f \Sigma_f}{k_s} + \sum_j \lambda_j \chi_j(E) C_j + Q, \quad (4.27)$$

$$\frac{\partial C_j}{\partial t} = \beta_j \frac{\int dE' \varphi v_f \Sigma_f}{k_s} - \lambda_j C_j,$$

где k_s — коэффициент коррекции источника нейтронов деления в реакторе с источником по аналогии с коэффициентом критичности критического реактора k_{cr} , соответствует определению (3.42).

Дополним эту систему уравнением для ценности нейтронов

$$\hat{L}^+ \bar{\varphi}^+ = \frac{1}{k_{ef}} \hat{F}^+ \bar{\varphi}^+, \quad (4.28)$$

где символ «+» обозначает сопряженную функцию или сопряженный оператор.

Умножая систему (4.27) на φ^+ , а (4.28) — на $\varphi(r, E, t)$, интегрируя уравнения по всем переменным и вычтя из первого уравнения системы (4.27) уравнение (4.28) для стационарного состояния, получим

$$\frac{1 - \bar{k}}{\bar{k}} = \frac{\langle \varphi^+ Q \rangle}{\langle \varphi^+ \bar{F} \varphi \rangle}, \quad (4.29)$$

где $\bar{k} = k_{\text{ef}} / k_s$, $\bar{F} = F / k_s$ — оператор источника нейтронов деления, нормированный на известную мощность подкритического реактора.

Из (4.29) следует

$$K_s = K_{\text{ef}} \left(1 + \frac{\langle \varphi^+ Q \rangle}{\langle \varphi^+ \bar{F} \varphi \rangle} \right), \quad (4.30)$$

и для критического состояния уравнения (4.29) получаем

$$K_s = K_{\text{cr}} \left(1 + \frac{\langle \varphi^+ Q \rangle}{\langle \varphi^+ \bar{F} \varphi \rangle} \right), \text{ или } K_s = K_{\text{cr}} / \left(1 - \frac{\langle \varphi^+ Q \rangle}{\langle \varphi^+ \bar{F} \varphi \rangle} \right). \quad (4.31)$$

Равенства в (4.31) отличаются нормировкой оператора источника нейтронов деления на k_s или k_{cr} . Из этих равенств следует, что при отсутствии внешнего источника $k_s = k_{\text{cr}}$, а при его наличии $k_s > k_{\text{cr}}$. Величина отклонения k_s от k_{cr} зависит и от мощности подкритического реактора, если функцию $\varphi(t)$ нормировать на эту мощность, что всегда и делается.

Таким образом, нестационарные уравнения переноса нейтронов для критического и подкритического реакторов отличаются не только наличием внешнего источника, но и разной нормировкой источника нейтронов деления. Это обстоятельство отражается на определении времени жизни мгновенных нейтронов и доле предшественников запаздывающих нейтронов.

Интерпретируя выражение (4.29) как реактивность, при переходе из одного подкритического стационарного состояния, характеризуемого k_{ef1} условно-критической задачи, в другое, характеризуемое k_{ef2} , получим изменение реактивности системы

$$\Delta\rho = k_s \left(\frac{1}{k_{\text{ef1}}} - \frac{1}{k_{\text{ef2}}} \right) = \frac{\langle \varphi_1^+ Q \rangle}{\langle \varphi_1^+ \bar{F}_1 \varphi_1 \rangle} - \frac{\langle \varphi_2^+ Q \rangle}{\langle \varphi_2^+ \bar{F}_2 \varphi_2 \rangle}. \quad (4.32)$$

Из (4.32) следует, что эффективность стержней СУЗ в реакторе с внешним источником напрямую зависит от интенсивности этого источника.

При моделировании показаний реактиметра, проводя известные преобразования уравнений (4.27) и (4.28), перейдем к решению обращенного уравнения кинетики для определения расчетной реактивности реактора с внешним источником

$$\begin{aligned} \rho &= 1 - \frac{k_s}{k_{\text{ef}}} = \\ &= \beta_{\text{ef}} - \frac{\left\langle \varphi^+ \sum_j \lambda_j \chi_j(E) C_j \int_{-\infty}^t d\tau \exp[-\lambda_j(t-\tau)] \hat{F} \varphi / k_s \right\rangle}{\langle \varphi^+ \chi \hat{F} \varphi \rangle / k_s} + \\ &+ \frac{\left\langle \varphi^+ \frac{1}{V} \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right\rangle}{\langle \varphi^+ \chi \hat{F} \varphi \rangle / k_s} - \frac{\langle \varphi^+ Q \rangle}{\langle \varphi^+ \chi \hat{F} \varphi \rangle / k_s}, \end{aligned} \quad (4.33)$$

где выражение в знаменателе правой части есть ценность нейтронов деления.

Из (4.33) следует, что при $k_{\text{ef}} = k_{\text{cr}}$ расчетная реактивность будет отлична от нуля и составит

$$\rho_0 = 1 - \frac{k_s}{k_{\text{cr}}}. \quad (4.34)$$

Эта реактивность, характеризующая расчетную реактивность внешнего источника в подкритическом состоянии реактора, должна быть изъята из реактивности, получаемой из (4.33) при оценке эффектов реактивности при возмущении исходного стационарного состояния реактора с внешним источником. Определением (4.34) вводится понятие эффективности внешнего источника по отношению к ценности нейтронов деления. Таким образом, расчетная реактивность, эквивалентная измеряемой реактивности в подкритическом состоянии реактора с внешним источником [28; 33], может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} \rho &= 1 - \frac{k_s}{k_{cr}} - \rho_0 = \\ &= \beta_{ef} - \frac{\left\langle \Phi^+ \sum_j \lambda_j \chi_j(E) C_j \int_{-\infty}^t d\tau \exp[-\lambda_j(t-\tau)] \hat{F} \Phi / k_s \right\rangle}{\left\langle \Phi^+ \chi \hat{F} \Phi \right\rangle / k_s} + \\ &+ \frac{\left\langle \Phi^+ \frac{1}{V} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right\rangle}{\left\langle \Phi^+ \chi \hat{F} \Phi \right\rangle / k_s} - \frac{\left\langle \Phi^+ Q \right\rangle}{\left\langle \Phi^+ \chi \hat{F} \Phi \right\rangle / k_s} - \rho_0. \end{aligned} \quad (4.35)$$

В приближении точечной кинетики, которое обычно используется при обработке экспериментов, обращенное решение уравнения кинетики в случае пренебрежения третьим слагаемым в (4.35) из-за малого времени жизни мгновенных нейтронов принимает вид

$$\rho = \beta_{ef} - \frac{\beta_{ef} \sum_j a_j \lambda_j \int_{-\infty}^t d\tau \exp[-\lambda_j(t-\tau)] N(\tau) + \tilde{Q}}{N(t)} - \rho_0, \quad (4.36)$$

где a_j — относительный выход запаздывающих нейтронов $\sum_{j=1}^6 a_j = 1$.

Отсюда имеем оценку начальной эффективности внешнего источника

$$\tilde{Q} = \rho_0 N(t_0), \quad (4.37)$$

где t_0 — время начала нестационарного процесса.

В (4.36) изменение $N(t)$ в течение расчетного шага представляется экспоненциальной зависимостью.

При обработке эксперимента для учета пространственных эффектов в (4.36) вместо $N(t)$ используют показания детектора $N_d(t)$ в точке r_d ; еще точнее выражение $N_d(t) \varepsilon(r_d, t)$, где $\varepsilon(r_d, t)$ — нормирующая функция, именуемая эффективностью детектора в точке r_d геометрического пространства реактора. Точное значение $\varepsilon(r_d, t)$ может быть получено лишь из расчета (4.33) (см. [33]).

$$\varepsilon(r, t) = \sum_{j=1}^{ngdl} \varepsilon_j(r, t); \quad \varepsilon_j(r, t) = - \frac{\left\langle \hat{F} \Phi \beta_{ef,j} \Phi^+ \right\rangle}{\left\langle \Sigma_d(r_0, E) \Phi(r_0, E, t) \right\rangle}, \quad (4.38)$$

где $ngdl$ — число групп запаздывающих нейтронов.

С учетом (4.38) из (4.33) будем иметь

$$\rho = \beta_{\text{ef}} - \frac{\left\langle \sum_j \lambda_j \chi_j(E) C_j \int_{-\infty}^t d\tau \exp[-\lambda_j(t-\tau)] N_d(\tau) \varepsilon_j(r_d, \tau) / k_s \right\rangle}{N_d(t) \varepsilon(r_d, t) / k_s} - \frac{\langle \Phi^+ Q \rangle}{N_d(\tau) \varepsilon(r_d, \tau) / k_s}, \quad (4.39)$$

или в предположении о неизменности эффективности детектора до эксперимента $\varepsilon(r_d, 0)$ получаем следующее равенство:

$$\rho = \beta_{\text{ef}} - \frac{\varepsilon(r_d, 0) \left\langle \sum_j \lambda_j \chi_j(E) C_j \int_{-\infty}^0 d\tau \exp[-\lambda_j(t-\tau)] N_d(\tau) / k_s \right\rangle}{N_d(t) \varepsilon(r_d, t) / k_s} - \frac{\left\langle \sum_j \lambda_j \chi_j(E) C_j \int_0^t d\tau \exp[-\lambda_j(t-\tau)] N_d(\tau) \varepsilon_j(r_d, \tau) / k_s \right\rangle}{N_d(t) \varepsilon(r_d, t) / k_s} - \frac{\langle \Phi^+ Q \rangle}{N_d(\tau) \varepsilon(r_d, \tau) / k_s}. \quad (4.40)$$

Часто при измерениях используется алгоритм с априорным положением о ступенчатом изменении эффективности детекторов от $\varepsilon_1(r_d, t)$ перед движением стержня СУЗ до $\varepsilon_2(r, t)$ после начала движения. Данное априорное положение вносит погрешность в получаемый результат. Экспериментально возможно получение оценки $\omega = \varepsilon_1(r, t) / \varepsilon_2(r, t)$ [38]. Если для предстоящего эксперимента можно получить зависимость $\varepsilon(r, t)$ из расчета с последующим использованием ее при обработке эксперимента, то возможно уменьшение погрешности экспериментального определения эффективности стержня СУЗ.

В модуле HEXIQ комплекса ГЕФЕСТ [32] реализована возможность получения не только результатов нестационарного процесса с оценкой его эффективности, но и значений $\varepsilon(r, t)$ и ω для разных точек реактора.

Глава 5. Эффекты реактивности

Так как на сегодня реактивность введена в нормативную документацию [1] как параметр оценки безопасности реактора, вместо оценки безопасности всех процессов на реакторе по измеряемым параметрам, остановимся подробнее на ее составляющих. Тем более что определение некоторых составляющих реактивности представляет собой довольно сложную задачу. В качестве примера в приложении 2 представлены параметры реактивности, определяемые в БР типа БН на основании требований эксплуатирующей организации для реактора БН-600 [34; 35]. Экспериментальное и расчетное обоснование баланса реактивности в а. з. БН-600 представлено в [36; 37].

При работе реактора неизбежны изменения технологических параметров, таких как температура, расходы теплоносителя, уровень мощности, положение стержней СУЗ в а. з., состав топлива и т. п., ведущих к изменению характеристик среды а. з., что служит причиной изменения реактивности реактора [38; 39]. Для анализа поведения реактора в любых режимах работы от нормальной эксплуатации до аварийных необходимо уметь оценивать изменения реактивности как интегрального параметра, характеризующего возможное поведение реактора при изменении его технологических параметров. Сами технологические параметры тесно связаны друг с другом, вариация одного из них приводит к изменениям других. Например, при снижении расхода теплоносителя начинает расти температура в реакторе, и суммарный эффект реактивности в этом случае определится двумя эффектами. Эффекты реактивности, возникающие при изменении того или иного технологического параметра, характеризуются коэффициентами реактивности, которые определяются как приращение реактивности, отнесенное к изменению технологического параметра. Фактически это производные от поведения реактивности по изменению конкретного параметра. Коэффициент реактивности для данного параметра обычно слабо зависит от других параметров реактора.

Исследование эффектов реактивности с получением соответствующих коэффициентов реактивности проводятся, как правило, на минимально-контролируемом уровне мощности энергетического реактора (на уровне 0,1% номинальной мощности).

Обычно реактивность в реакторе в случае использования моделей от точечной кинетики до улучшенного квазистатического приближения представляется суммой многих компонентов, например, как в [39]:

$$\rho(t) = \rho_p(t) + \rho_D(t) + \rho_a(t) + \rho_{Na}(t) + \rho_{re}(t) + \rho_{cr}(t) + \rho_{fu}(t) + \rho_{cl}(t) + \dots \quad (5.1)$$

где $\rho_p(t)$ — внешняя реактивность (для расчетов вводимая пользователем); $\rho_D(t)$ — реактивность по эффекту Доплера; $\rho_a(t)$ — реактивность от растяжения топлива и оболочки; $\rho_{Na}(t)$ — реактивность от плотности теплоносителя или пустот; $\rho_{re}(t)$ — реактивность от радиального расширения активной зоны; $\rho_{cr}(t)$ — реактивность от перемещения стержней СУЗ; $\rho_{fu}(t)$ — реактивность от перемещения топлива; $\rho_{cl}(t)$ — реактивность от перемещения оболочки.

Возможные модели обратной связи по реактивности для этих компонентов представлены в следующих разделах. Описание каждой из обратных связей можно найти и в [40].

5.1. Внешняя реактивность

В расчетных программах пользователю обычно предоставляется возможность введения так называемой внешней реактивности, причем для нее не обязательно предполагается какая-либо причина. В нормативных документах такое действие подходит под определение аварии по общей причине [1]. Данная реактивность определяется пользователем, например, как внешне вводимый параметр или как-то иначе, как внешняя по отношению к воздействию на реактор реактивность. Она предполагается для моделирования значения любого специфического эффекта реактивности, не определяемого моделями обратной связи. Для примера может быть смоделировано движение топливной сборки при перегрузке и т. п.

5.2. Температурный эффект реактивности

Под температурным эффектом реактивности (ТЭР) понимают изменения реактивности реактора при однородном изменении температуры реактора. ТЭР характеризуется температурным коэффициентом реактивности (ТКР) — отношением приращения реактивности к приращению температуры [33—35]. При этом предполагается, что реактор имеет одинаковую температуру и одинаковое приращение температуры по всему объему. Обычно ТКР зависит от температуры.

На практике, например на РУ БН-600, измерения ТКР осуществляются на МКУ при уровне мощности 0,5% номинального уровня, при разогреве теплоносителя 260—360°C за счет работы ГЦН. В этом случае все компонен-

ты а. з. (теплоноситель, конструкционные материалы и топливо) имеют одну и ту же температуру.

Температурный эффект реактивности обусловлен тем, что от изменения температуры изменяются геометрические размеры реактора, плотность его материалов и эффективные микроскопические сечения взаимодействия вследствие изменения средней энергии нейтронов и резонансной блокировки сечений из-за Доплер-эффекта (см. подраздел 5.2.1).

Следуя работе [33], качественно проанализируем некоторые составляющие температурного эффекта реактивности. Так, в реакторе, состоящем из гомогенной смеси материалов, рост температуры приводит к увеличению геометрических размеров реактора, т. е. к уменьшению плотности ядер. Если пренебречь изменениями микроскопических сечений взаимодействия нейтронов с ядрами, то в этом случае рост температуры приведет к появлению отрицательного эффекта реактивности. Это связано с ростом размеров реактора, т. е. с увеличением поверхности реактора и, следовательно, утечки нейтронов, а количество источников нейтронов в реакторе остается неизменным. Таким образом, чем больше размеры такого реактора, тем меньше его ТКР.

Все известные энергетические реакторы представляют собой сугубо гетерогенные системы — твэлы в стальной оболочке находятся в теплоносителе. Поэтому плотность теплоносителя, топлива и конструкционных материалов из-за различия температурных коэффициентов объемного расширения при росте температуры будет меняться по-разному. Так что ТКР зависит не только от состава реактора, но и от его конструкции (табл. 5.1).

Таблица 5.1. Составляющие температурного эффекта реактивности

Составляющая	«Энрико Ферми»	БН-600
Мощность (эл.), МВт		600
Объем зоны, л	400	1000
Топливо	Pu	UO ₂
Расширение топлива, $10^{-6} \Delta k / k \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$:		
аксиальное	-5,8	-4,6 *
радиальное	-0,4	-9,0 *
Расширение элементов конструкций, $10^{-6} \Delta k / k \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$	-14,1	
Расширение натрия, $10^{-6} \Delta k / k \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$:		
в а. з.	-4,4	-0,4
в экранях	-6,9	
Доплер-эффект, $10^{-6} \Delta k / k \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$	-2,5	-9,3
Суммарный ТКР, $10^{-6} \Delta k / k \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$	-34,1	-23,3

* С учетом расширения конструкций.

В большом реакторе на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем и топливом в виде смеси (диоксида урана и плутония) выделяют основные составляющие ТКР. При увеличении объема появляется отрицательная составляющая реактивности из-за роста утечки нейтронов из реактора, которая по абсолютному значению тем меньше, чем больше размер реактора. Уменьшение плотности натрия и частичное уменьшение его объема за счет увеличения размеров твэлов приводят к появлению положительной составляющей ТКР из-за уменьшения захвата и замедления нейтронов в натрии. Эта составляющая оказывается сравнительно небольшой, а для реакторов малого объема она имеет отрицательный знак.

ТКР для реакторов на быстрых нейтронах в целом отрицателен и слабо зависит от температуры и глубины выгорания топлива.

При изменениях температуры в конструкциях реакторов возможны и перемещения стержней регулирования относительно а. з., если линейные температурные коэффициенты расширения подвесок (штанг) стержней и конструкционных элементов активной зоны отличаются. Эти эффекты могут быть заметными по сравнению с ТКР.

5.2.1. Доплер-эффект, как составляющая температурного эффекта реактивности

Значительная отрицательная составляющая в ТЭР появляется из-за Доплер-эффекта. Этот эффект связан с уширением резонанса в сечении взаимодействия нейтронов со средой. При доплеровском уширении резонанса с увеличением температуры площадь под резонансом $\sigma(E)$ остается практически неизменной, но изменяются числа процессов, представляющие собой произведение плотности потока нейтронов на сечение $\varphi(E)\sigma(E)$, так как уменьшение потока в резонансе менее существенно. Таким образом, эффект Доплера ведет к росту скоростей процессов.

Несмотря на то что для делящихся ядер (^{235}U , ^{239}Pu , и ^{241}Pu) уширение резонансов приводит к большему росту сечений деления по сравнению с ростом сечений захвата в них, что приводит к появлению положительной составляющей ТЭР, из-за наличия в топливе быстрых реакторов большого количества четных ядер (зачастую называемых сырьевыми — ^{238}U , ^{240}Pu и т. п.), на которых в основном идут процессы захвата нейтронов, суммарная величина доплеровского эффекта по всем нуклидам существенно отрицательна.

Важно отметить, что при идеальном смешивании делящихся и сырьевых ядер из-за деления происходит быстрое изменение температуры как делящихся, так и сырьевых ядер. Скорость передачи тепловой энергии от делящихся нуклидов к сырьевым зависит от микрозернистой структуры топли-

ва и при размерах зерен, порядка длины замедления продуктов деления, что составляет примерно 10 мкм, время запаздывания передачи тепловой энергии соответствует времени преодоления осколком деления указанного расстояния. При указанных размерах передачу энергии можно считать мгновенной (около 10^{-8} с), особенно по сравнению с рассматриваемыми нестационарными процессами (от 10^{-5} с и более).

Доплеровская составляющая ТЭР тем больше, чем мягче спектр нейтронов, т. е. чем больше резонансов наблюдаются в спектре нейтронов конкретного реактора. В быстром реакторе с металлическим топливом к жесткому спектру нейтронов добавляются и низкие температуры топлива, сильно минимизирующие доплеровский эффект реактивности.

Доплеровскую составляющую ТЭР (или эффект Доплера) можно определять из прямых расчетов k_{ef} реактора при изменении температуры от одной величины до другой или воспользоваться теорией возмущений [33]:

$$\rho_D = \frac{-\int \sum_g \varphi_g^+(r) \delta \Sigma_a^g(r) \varphi_g(r) dV + \int \sum_g \varphi_g^+(r) \chi^g \sum_{g'} \delta(v \Sigma_f^{g'}(r)) \varphi_{g'}(r) dV}{\int \sum_g \varphi_g^+(r) \chi^g \sum_{g'} v \Sigma_f^{g'}(r) \varphi_{g'}(r) dV}, \quad (5.2)$$

где $\delta \Sigma_a$ и $\delta(v \Sigma_f)$ — изменение сечений захвата и деления при изменении температуры.

Интегрирование проводится по всему объему реактора. Для делящихся материалов члены с множителями $\delta \Sigma_a$ и $\delta(v \Sigma_f)$ в значительной мере компенсируют друг друга.

Для оценки Доплер-эффекта используется понятие доплеровского коэффициента, определяемого как dk_{ef} / dT , который сам зависит от температуры. Его абсолютное значение падает с ростом температуры, при этом знак везде остается отрицательным. Из опыта известно, что в быстрых реакторах с оксидным топливом с высокой степенью точности выполняется равенство

$$\frac{dk_{ef}}{dT} = \frac{K_D}{T}, \quad (5.3)$$

где K_D — некоторая константа, называемая доплеровской постоянной и определяемая соотношением

$$K_D = T \frac{dk_{ef}}{dT}, \quad (5.4)$$

где T — температура топлива, К.

При однородном изменении температуры топлива от T_1 до T_2 доплеровский коэффициент реактивности можно вычислить из (5.3):

$$\rho = \int_{T_1}^{T_2} \frac{dk_{\text{ef}}}{dT} dT = \int_{T_1}^{T_2} \frac{K_D}{T} dT = K_D \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right). \quad (5.5)$$

Детальные исследования показывают, что использование при оценке эффекта Доплера эффективной температуры топлива в твэле, которая равна либо чуть меньше средней по твэлу, приводит к получению правильных результатов. Кроме того, средняя температура в твэлах изменяется по пространству реактора. Практика расчетов [33; 38] показала, что при переходе в быстром реакторе с оксидным топливом от усредненной температуры \bar{T}_1 к усредненной температуре \bar{T}_2 точное значение реактивности превышает рассчитанное для условий однородных температур:

$$\rho [T_1(r) \rightarrow T_2(r)] \approx 1,1 K_D \ln \frac{\bar{T}_2}{\bar{T}_1}. \quad (5.6)$$

Расчеты показывают, что для быстрого реактора с жестким спектром (с металлическим топливом) зависимость dk_{ef} / dT близка к $1/T^{3/2}$ [33] в отличие от зависимости (5.4).

Изменение Доплер-эффекта в течение топливного цикла. В процессе работы быстрого реактора доплеровский коэффициент реактивности изменяется со временем. Характер этого изменения индивидуален для каждой конструкции быстрого реактора, так как за изменением доплеровского коэффициента реактивности стоят два противоположных процесса. Выгорание сырьевых ядер ведет к уменьшению доплеровского эффекта из-за снижения $\delta\Sigma_c$, но происходит и накопление делящихся ядер. Кроме того, изменение положения стержней СУЗ в реакторе и накопление продуктов деления в нем ведут к изменению формы поля нейтронов и функции ценности в оценке эффекта, и чем больше размер реактора, тем больше эта составляющая по абсолютному значению.

Изменение Доплер-эффекта при удалении теплоносителя. При удалении теплоносителя из быстрого реактора с жидкометаллическим теплоносителем, особенно с натрием, спектр нейтронов становится более жестким, и величина Доплеровского коэффициента реактивности уменьшается. Чем жестче исходный спектр нейтронов без удаления теплоносителя, тем меньше изменения этого коэффициента реактивности.

5.2.2. Плотностный эффект реактивности

Плотностный коэффициент реактивности рассчитывается исходя из изменения плотности теплоносителя соответственно изменению его температуры. Например, коэффициент объемного расширения натрия (в $\text{кг}/\text{м}^3$) принимается в соответствии с зависимостью

$$y_{\text{Na}} = 951,4 - 0,2392T, \quad (5.7)$$

где T — температура теплоносителя, $^{\circ}\text{C}$.

Для реакторов БН различают натриевый плотностный коэффициент по температуре натрия на входе в активную зону $\alpha_{\text{Na}}(T_{\text{BX}})$, $^{\circ}\text{C}^{-1}$, и натриевый плотностный коэффициент по подогреву натрия в активной зоне $\alpha_{\text{Na}}(\Delta T_{\text{а.з.}})$, $^{\circ}\text{C}^{-1}$.

Величина плотностного коэффициента реактивности определяется прямыми расчетами с вариацией плотности теплоносителя или, как в [38], через предварительно рассчитанную функцию ценности пустот теплоносителя в ячейке (i, j) .

$$\delta\rho_{\text{Na}} = \sum_i \sum_j (\rho_c)_{ij} \alpha_{ij}, \quad (5.8)$$

где $(\rho_c)_{ij}$ — ценность пустот теплоносителя в j -й аксиальной ячейке i -го канала; α_{ij} — доля средней пористости теплоносителя в j -й ячейке.

Доля средней пористости теплоносителя рассчитывается на любой основе: изменения плотности теплоносителя от начальных условий стационарного состояния или комбинации плотности теплоносителя и изменения плотности пор, индуцированных кипением, в отличие от стационарного состояния.

Время реакции реактора на изменения плотности теплоносителя мгновенно.

5.2.3. Пустотный эффект реактивности

Пустотный эффект реактивности (ПЭР) также является важной характеристикой физической безопасности быстрого реактора, особенно БН — из-за низкой температуры кипения натрия; в таком случае этот эффект называется натриевым пустотным эффектом реактивности (НПЭР). Обычно рассчитываются две характеристики — НПЭР при удалении натрия из всего реактора и НПЭР а. з. при его удалении из активной зоны. При необходи-

мости (например для анализа аварий) проводятся расчеты НПЭР для любой заданной области реактора.

Также может определяться максимально возможное значение НПЭР α_{Na} как отношение изменения реактивности к вызвавшему его изменению плотности теплоносителя при опустошении зоны положительности данного эффекта в активной зоне. Последняя величина определяется расчетом после формирования загрузки активной зоны на следующую микрокампанию (МКК).

Алгоритм данного расчета, представленный в [29], основан на двукратной оценке изменения реактивности при освобождении расчетной ячейки от теплоносителя. Первоначально в заполненном натрием реакторе просматривается влияние опустошения теплоносителя поочередно в каждой расчетной ячейке активной зоны и верхней зоне воспроизводства при наличии теплоносителя во всех других ячейках. Определив таким образом потенциальную область положительности пустотного натриевого эффекта реактивности, проводят вторичный расчет, в котором вся область положительности опустошается от натрия, и, пробегая по ячейкам этой области и поочередно заполняя их натрием, еще раз определяют вклад каждой из них в реактивность. В таком расчете при отрицательном вкладе в реактивность ячейка извлекается из области положительности. Тем самым определяются и значение НПЭР, и область положительности этого эффекта, которая может иметь сложную структуру (рис. 5.1).

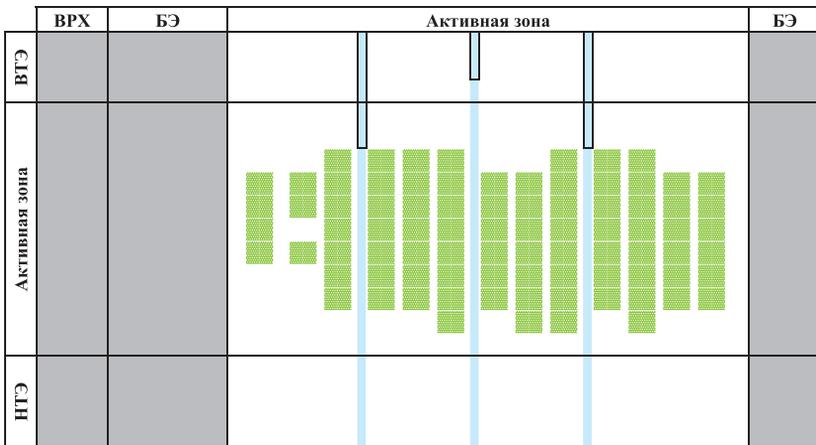


Рис. 5.1. Область положительности НПЭР в расчетных ячейках по центральной оси модели реактора БН-600 перед остановом на перегрузку

Оценки ПЭР (максимально возможного значения) для одной из активных зон БН-600 для начала кампании показали величины 0,20—0,25% $\Delta k/k$ при

оценке максимальной погрешности расчетного определения ПЭР (максимально возможного значения) в 0,25% $\Delta k / k$.

Другой способ оценки НПЭР дает теория возмущений, которая позволяет провести расчет отдельных его компонентов. Этот расчет сложнее первого, но из-за возможности анализа уровня влияния отдельных составляющих эффекта он может быть более информативным [38].

Спектральная составляющая НПЭР за счет увеличения жесткости спектра имеет положительный знак:

$$\rho = \frac{1}{\text{CND}} \int \sum_g \sum_{g' > g} (\varphi_{g'}^+ - \varphi_g^+) \delta \Sigma_{g \rightarrow g'} \varphi_g dV, \quad (5.9)$$

где CND — ценность нейтронов деления.

Анализ данного выражения показывает, что из-за максимума потока и ценности в центре а. з. его значение будет максимально там же и спадать по мере приближения к границам а. з.

Составляющая утечки НПЭР имеет отрицательный знак, так как при удалении натрия утечка нейтронов возрастает, что приводит к отрицательной реактивности:

$$\rho = \frac{1}{\text{CND}} \int \sum_g \nabla \varphi_g^+ \delta D_g \nabla \varphi_g dV. \quad (5.10)$$

Так как утечка из центральных областей минимальна, то вместе со спектральной составляющей получаем сложную зависимость НПЭР от места в объеме реактора.

Составляющая от изменения захватов в натрии при уменьшении его концентрации вплоть до нуля дает положительный вклад в НПЭР

$$\rho = -\frac{1}{\text{CND}} \int \sum_g \varphi_g^+ \delta \Sigma_{cg, \text{Na}} \varphi_g dV. \quad (5.11)$$

Составляющая от изменения самоэкранирования также приводит к небольшому положительному эффекту реактивности из-за исключения рассеяния в натрии:

$$\rho = \frac{1}{\text{CND}} \int \sum_g \varphi_g^+ \left[\chi_g \sum_{g'} \delta (v \Sigma_f^{g'}) \varphi_{g'} - \delta \Sigma_a^g \varphi_g \right] dV. \quad (5.12)$$

5.2.4. Температурное расширение активной зоны

Температурные изменения в реакторе приводят к температурному расширению материалов, при котором изменяется как плотность вещества, так и геометрия реактора. Деформации могут возникать также за счет градиентов температуры, ведущих к изгибу твэлов и других конструкций под действием термоупругих напряжений. Изгибу при нагревании способствует и аксиальное сжатие, когда твэлу что-то мешает расширяться в этом направлении.

Рост мощности, выделяемой в топливе, ведет к повышению температуры материалов до значения, которое зависит от теплоемкости и способности твэлов передавать тепло теплоносителю. Из-за конструкции активной зоны БР ее температурное расширение подразделяют на радиальное и аксиальное, что связано с расширением твэлов и ТВС в соответствующих направлениях.

Радиальное расширение приводит к изменению доли теплоносителя в ТВС и межчеловом пространстве, а затем и к вытеснению теплоносителя из активной зоны и соответствующих частей зоны воспроизводства. Радиальное расширение оболочек сборок приводит к общему движению топлива и материала экрана в радиальном направлении от центра к периферии реактора.

Аксиальное расширение может вызвать удлинение активной зоны и соответствующих зон воспроизводства, а в некоторых случаях к выталкиванию части теплоносителя из переходного гидравлического промежутка у верхней границы активной зоны.

При росте температуры теплоносителя верхняя часть верхней зоны воспроизводства помимо увеличения собственного тепловыделения нагревается дополнительно за счет притока тепла от теплоносителя. Затем теплоноситель, покидая верхнюю часть верхней зоны воспроизводства с другой, более высокой температурой, нагревает и расширяет конструкции, ответственные за ориентацию активной зоны и экрана.

Радиальное расширение топлива может привести к выталкиванию подслоя натрия, а также к изменению скорости отвода тепла в результате изменений теплопроводящих свойств зазора между топливом и оболочкой. Изменение движения теплоносителя имеет место только при радиальном расширении оболочки твэлов.

Отклонение от нормального геометрического рассредоточения топлива по объему а. з. возможно при изгибе топлива внутри твэлов, при изгибе твэлов внутри ТВС и при изгибе самих ТВС. Изгиб ТВС может проявляться в пределах полной доли просветов между ними. Изгиб твэлов и топливных сердечников в них может происходить только в локально доступных пределах.

Эффекты реактивности от расширения определяются через теорию возмущений или путем прямых расчетов. Расчет составляющих от равномерного расширения а. з. может проводиться и на основании коэффициентов чувствительности, полученных прямыми расчетами k_{ef} при вариации геометрических размеров и концентраций нуклидов.

Температурное аксиальное расширение активной зоны. При аксиальном (продольном) расширении твэлов аксиальные размеры а. з. увеличиваются. В некоторых случаях такое расширение может привести к перемещению топлива от периферии к центру а. з.

При расчете эффекта реактивности от аксиального расширения материалов активной зоны учитывается различие в расширении стали и топлива. Из опыта эксплуатации реакторов типа БН принимается, что топливо сцепляется с оболочкой уже к концу первого цикла облучения (первой микрокампании). С учетом этого в конце стационарного цикла расширение топливного столба во всех ТВС рассматривается в состоянии сцепления с оболочками твэлов, т. е. по температуре стали оболочки. В начале цикла в «свежих» (вновь загруженных) ТВС происходит независимое температурное расширение топлива и стали оболочек, а в остальных — расширение в сцепленном с оболочкой состоянии.

На рис. 5.2 в качестве иллюстрации расчета по комплексу JOKER [25] одного из состояний реактора БН-600 приведена зависимость внешнего радиуса топливных таблеток от номера высотной ячейки в твэле центральной ТВС в начале ее третьей микрокампании. Ячейки с номерами от 1 до 4 соответствуют нижней торцевой зоне производства, с номерами от 5 до 15 — активной зоне и от 16 до 18 — верхней торцевой зоне производства. В исходном состоянии этот радиус равен 3,05 мм.

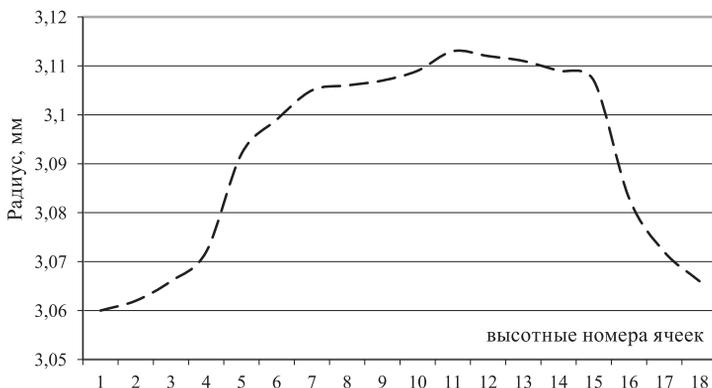


Рис. 5.2. Изменение внешнего радиуса топливной таблетки по высоте твэла

В областях торцевых и боковых зон воспроизводства рассматривается независимое расширение топливного столба и стали оболочек.

Расширение стали чехловых труб может определяться по их средней температуре.

При оценке изменения реактивности от аксиального расширения отличают вклад от расширения: топлива активной зоны, стали активной зоны, топлива и стали НТЗВ и ВТЗВ, топлива и стали БЗВ.

Примерная модель расчета реактивности от аксиального расширения. В интегральных комплексах программ расчет термомеханики проводится в соответствующих модулях. Ниже приведен лишь один из возможных упрощенных алгоритмов расчета реактивности от аксиального расширения активной зоны, взятый из [45]. Простая модель обратной связи по тепловому растяжению основана на предположении, что до начала инцидента поведение потрескавшегося и перестроенного облученного топлива является причиной снижения напряжения в газовом зазоре между топливом и оболочкой. В таком случае газовый зазор закрывается, но остаются малые силы контакта между топливом и оболочкой. При инциденте, если оболочка растягивается быстрее, чем топливо, зазор топливо-оболочка открывается, и топливо может расширяться свободно в аксиальном направлении. Если топливо расширяется быстрее, чем оболочка, топливо сцепляется с оболочкой, и аксиальное растяжение определяется через баланс аксиальных сил между ними. Скольжение между топливом и оболочкой в этом случае игнорируется.

Для каждой аксиальной зоны j в а. з. доли растягиваемого топлива и оболочки определяются так:

$$\varepsilon_f(j, t) = \alpha_f [T_f(j, t) - T_f(j, 0)], \quad (5.13)$$

$$\varepsilon_c(j, t) = \alpha_c [T_c(j, t) - T_c(j, 0)], \quad (5.14)$$

где α_f — коэффициент теплового расширения топлива; α_c — коэффициент теплового расширения оболочки; $T_f(j, t)$ — средняя температура топлива для j -й аксиальной зоны; $T_c(j, t)$ — температура средней точки оболочки.

Если $\varepsilon_c(j)$ больше, чем $\varepsilon_f(j)$, растяжение топлива для j -й зоны

$$\delta_f(j, t) = \varepsilon_f(j, t) D_z(j), \quad (5.15)$$

а растяжение оболочки

$$\delta_c(j, t) = \varepsilon_c(j, t)D_z(j), \quad (5.16)$$

где D_z — номинальный аксиальный размер зоны.

Если $\varepsilon_f(j) \geq \varepsilon_c(j)$, то простой баланс между аксиальными силами топлива и оболочки дает

$$\delta_f(j, t) = \frac{\varepsilon_f(j, t)Y_f A_f + \varepsilon_c(j, t)Y_c A_c}{Y_f A_f + Y_c A_c} D_z(j), \quad (5.17)$$

$$\delta_c(j, t) = \delta_f(j, t), \quad (5.18)$$

где Y_f — модуль Юнга для топлива; Y_c — модуль Юнга для оболочки; A_f — номинальное поперечное сечение топлива; A_c — номинальное поперечное сечение оболочки.

Расчет реактивности основан на оценочной таблице топлива и оболочки, обычно используемой в программах. Первая аксиальная ячейка $z_0(j)$ не растягивается, и высотное положение границ аксиальных ячеек используется в расчетах:

$$z_0(1) = 0, \quad (5.19)$$

$$z_0(j+1) = z_0(j) + D_z(j). \quad (5.20)$$

Запишем, что $z_0 = 0$ на дне нижнего торцевого экрана.

Новый размер растянутой аксиальной ячейки для топлива и оболочки $z_{nf}(j)$, и $z_{nc}(j)$ рассчитывается с использованием соотношений

$$z_{nf}(1) = 0, \quad (5.21)$$

$$z_c(1) = 0, \quad (5.22)$$

$$z_{nf}(j+1) = z_{nf}(j) + f_f(j)D_z(j), \quad (5.23)$$

$$z_{nc}(j+1) = z_{nc}(j) + f_c(j)D_z(j), \quad (5.24)$$

где

$$f_f(j) = 1 + \frac{\delta_f(j, t)}{D_z(j)}; \quad (5.25)$$

$$f_c(j) = 1 + \frac{\delta_c(j, t)}{D_z(j)}. \quad (5.26)$$

Алгоритм определения реактивности непосредственно из изменения размеров реализован в [39], где используется «цена» топлива в единицах массы $R_f(j)$ и «цена» оболочки в единицах массы $R_c(j)$, определяемые на исходном размере $z_0(j)$. Если j -я зона была изменена и растянута так, что

$$z_0(j+1) \geq z_{nf}(j) \geq z_0(j), \quad (5.27)$$

$$z_0(j+2) \geq z_{nf}(j+1) \geq z_0(j+1), \quad (5.28)$$

то вклад топлива в обратную связь аксиального растяжения от j -й зоны рассчитывается так:

$$\begin{aligned} \Delta\rho_f(j) = & m_f(j)R_f(j) \frac{[z_0(j+1) - z_{nf}(j)]}{z_{nf}(j+1) - z_{nf}(j)} + \\ & + m_f(j)R_f(j+1) \frac{[z_{nf}(j+1) - z_0(j+1)]}{z_{nf}(j+1) - z_{nf}(j)} - m_f(j)R_f(j). \end{aligned} \quad (5.29)$$

Похожее выражение используется для расчета $\Delta\rho_c(j)$ — вклада оболочки в обратную связь аксиального растяжения. Если $z_{nf}(j+1)$ имеет растянутую часть $z_0(j+2)$, то сумма предназначенных зон используется вместо (5.29).

Полное изменение реактивности ρ_d имеет вид

$$\rho_d = \varepsilon_{ex} \sum_j [\Delta\rho_f(j) + \Delta\rho_c(j)], \quad (5.30)$$

где ε_{ex} — эффективный множитель аксиального растяжения.

Суммирование в (5.30) проводится только по ячейкам активной зоны. Торцевые зоны воспроизводства игнорируются при расчетах обратной связи по растяжению. Для получения более точных значений по обратной связи

по растяжению вводимая «цена» топлива для зон верхней торцевой зоны воспроизводства должна быть описана ценностью топлива активной зоны в области этой торцевой зоны воспроизводства.

Обратная связь по аксиальному растяжению рассчитывается отдельно для каждого канала. Алгоритм должен быть дополнен в программе для получения пользователем специфики типа аксиального растяжения, описанного в этой модели. В дополнение к независимой модели от газового зазора, описанной выше, рассматривают свободное растяжение топлива, контролируемое растяжение оболочки или контролирование баланса сил растяжения во все времена.

Ценность оболочки и топлива, используемая в (5.29), как и эффективный множитель аксиального растяжения в (5.30), должна быть сформирована из ранее проведенных расчетных оценок.

Температурное радиальное расширение активной зоны. Радиальное расширение а. з. при однородном расширении напорной камеры рассчитывается с учетом коэффициента линейного расширения стали α , °С⁻¹.

Изменение радиальных размеров а. з. и деформация сборок из-за изменения подогрева теплоносителя и изменения температурного состояния элементов а. з. при изменении мощности реактора определяются из расчетов напряженно-деформированного состояния а. з.

Простая модель обратной связи по реактивности от радиального растяжения [39]. Радиальный рост активной зоны в ней определяется растяжением плиты нижнего коллектора и через растяжение стенки «корзины» в верхней части активной зоны. Растяжение плиты нижнего коллектора предполагается пропорциональным росту в ТВС входной температуры от ее начального значения в исходном стационарном состоянии. Локальное растяжение в верхней области контакта платиков ТВС со структурой загрузочной «корзины» предполагается пропорциональным изменению средней температуры структуры в этой области. Для их описания в [39] используются следующие уравнения:

$$\delta\rho_{rc} = C_{rc} \left[\Delta T_{in} + \frac{XMC}{XAC} (\Delta \bar{T}_{SLP} - \Delta T_{in}) \right], \quad (5.31)$$

где $\delta\rho_{rc}$ — изменение реактивности из-за радиального растяжения, β ; C_{rc} — коэффициент, β/K ; $\Delta T_{in} = T_{in}(t) - T_{in}(t_1)$; T_{in} — температура теплоносителя на входе, К; t — время, с; t_1 — время в конце первого основного шага, с; XMC — расстояние от опоры ТВС до средней плоскости активной

зоны, м; ХАС — расстояние от опоры ТВС до выхода теплоносителя из ТВС или верхнего контакта ТВС со структурой загрузочной «корзины», м;

$$\Delta \bar{T}_{\text{SLP}} = \bar{T}_{\text{SLP}}(t) - \bar{T}_{\text{SLP}}(t_1); \quad (5.32)$$

$$\bar{T}_{\text{SLP}}(t) = \frac{\sum_{i=1}^{N_c} T_{\text{SLP}}(i, t)}{N_c}, \quad (5.33)$$

где \bar{T}_{SLP} — средняя температура структуры загрузочной «корзины» на уровне верхнего контакта ТВС с ней; $\bar{T}_{\text{SLP}}(i, t)$ — температура структуры загрузочной «корзины» на уровне верхнего контакта ТВС с ней в i -м канале; i — номер канала; N_c — число каналов в модели реактора, может отличаться от числа ТВС.

Практика использования этого алгоритма показала, что данная модель не может быть использована для обсчета сборок с кипящим теплоносителем или расплавленной активной зоной, но с ее помощью можно оценить значения для C_{rc} и ХМС/ХФС в (5.31). Так как эффект изменения реактивности пропорционален $\Delta \bar{T}_{\text{SLP}}$ или $\Delta \bar{T}_{\text{SLP}} - \Delta \bar{T}_{\text{in}}$, то изменение реактивности может быть рассчитано через использование C_{rc} и ХМС/ХАС, которые рассчитываются заранее.

Детальная модель реактивности от радиального растяжения. Основа модели обратной реактивной связи от радиального расширения а. з., описанная выше, объединяет несколько основных предположений, которые ограничивают способность модели для вычисления точной обратной связи по реактивности, особенно при растяжении в инцидентах. Эти предположения таковы:

- обратная связь по реактивности определяется исключительно через тепловое расширение опорной плиты нижнего коллектора со всеми областями, имеющими похожие коэффициенты теплового расширения;
- перемещение средней плоскости активной зоны достаточно для оценки обратной связи по реактивности от радиального растяжения активной зоны;
- все пластики нагруженных сборок находятся в контакте при инцидентах.

С этими предположениями модель не дает точного расчета для удаления сборок и не способна рассчитать изменение в условиях загрузки активной зоны во время инцидента. Этот недостаток особенно важен для нестационарного удлинения, обычно встречающегося при инцидентах.

В порядке большего приближения механистичности для расчета обратной связи по реактивности от радиального растяжения а. з. и для обеспечения более детального моделирования была разработана следующая детализированная модель. Все намеченные к преодолению ограничения связаны с записанными выше предположениями и предназначены для использования результатов детального компьютерного моделирования активной зоны.

Приближение, взятое для детальной модели по отношению к реактивности обратной связи из-за радиального расширения а. з., меняющей размеры, используется так же, как и обычное удлинение а. з., для расчета эффекта реактивности изменения эффективного радиуса а. з. Однако вместо сохранения цилиндрической формы, связанной с обычным расширением а. з., рассчитывается радиус аксиального профиля. В течение времени изменения в ее аксиальном профиле используются в совокупности с кривой ценности для учета аксиального расширения активной зоны в полной обратной связи по реактивности.

Аксиальный профиль радиуса а. з. получается из оценки поведения усредненной сборки во внешнем ряду а. з. Форма этой сборки определяется из отношения локальной плоской сетки платиков ТВС а. з. и любого ограничивающего ее кольца («корзины»). Форма также зависит от температурного градиента вдоль сборки, так как вводится дополнительный изгиб сборки. Сборка в этих условиях представляется как продолжающий ее луч. Основное уравнение, которое описывает эти отклонения, — дифференциальное уравнение кривых упругости изгиба:

$$EI \frac{d^2 y}{dx^2} = M_x, \quad (5.34)$$

где E — модуль упругости, Н/м²; I — момент инерции поперечного сечения изгиба, м⁴; M — момент изгиба, Н·м; x — расстояние вдоль луча, м; y — расстояние в направлении, перпендикулярном к лучу, м.

Это равенство определяет предмет для различных загрузок и моментов, зависящих от стационарного состояния активной зоны. Однако поскольку необходимо знание только перемещения и силы и моменты никогда не изменяются, решение не зависит от значения EI .

Реактивность перемещения топлива и оболочки. Обратная связь по реактивности перемещения топлива и оболочки рассчитывается из оценки реактивной ценности вводимых материалов и меняется с изменением аксиальной материальной массы начального стационарного состояния. Символически это можно представить так:

$$\delta k(t) = \sum_{i=1}^{N_{\text{CYAN}}} \sum_{j=1}^N \left(\frac{\Delta k}{\Delta m} \right)_{ij} [m_{ij}(t) - m_{ij}(0)], \quad (5.35)$$

где $\left(\frac{\Delta k}{\Delta m} \right)_{ij}$ — реактивная ценность в j -й аксиальной зоне i -го канала материальной массы $m_{ij}(t)$ в j -й аксиальной зоне i -го канала в момент t ; $m_{ij}(0)$ — материальная масса в стационарном состоянии.

Заранее рассчитанная кривая ценности может быть введена для топливных ячеек или ячеек теплоносителя. Начальное и нестационарное распределение аксиальной массы определяется при вычислениях из входных данных по геометрии проекта и данных плотности, моделей перемещения топлива и оболочки.

Явление изгиба наиболее вероятно при наличии радиальных градиентов температуры, хотя температурные изменения могут также воздействовать и на опорные конструкции твэлов или ТВС и тоже привести к изгибу. Градиенты температуры возможны по многим причинам. Например, из-за существования градиента нейтронного потока в топливе, неравномерности температуры теплоносителя по сечению ТВС, неравномерного нагрева разделяющихся материалов от гамма-излучения или из-за различной теплопроводности в радиальном направлении [33].

При наличии радиального градиента нейтронного потока сторона твэла, находящаяся в более высоком потоке, нагревается и расширяется сильнее, чем находившаяся в области с меньшим значением потока. В результате твэл изгибается в сторону увеличения нейтронного потока. Аналогично изгибается и ТВС, если ее чехол нагревается в условиях радиального градиента температуры, причем ТВС, изгибаясь, увлекает за собой и находящиеся в ней твэлы. Если твэлы или ТВС закреплены с обоих концов, то в результате неравномерного нагревания смещение происходит от периферии к центру реактора (при наличии просветов). Это приводит к росту средней плотности топлива и, следовательно, к появлению положительной реактивности. Если же твэлы или ТВС закреплены только с одного конца, то результатом изгиба будет движение материалов от центра к периферии реактора [38].

По сути во всех энергетических реакторах на быстрых нейтронах поперечные смещения твэлов ограничиваются благодаря использованию дистанционной проволоки, навиваемой вокруг твэлов в ТВС, дистанцирующих решеток или других специальных приспособлений. В результате изгибающие усилия, которые развиваются в топливе, передаются чехлу ТВС, достаточно прочному, чтобы предотвратить заметные смещения. Однако сами чехлы подвергаются воздействию градиента температуры со стороны теплоносителя и поэтому независимо от их прочности имеют тенденцию к изгибу.

Следует указать на важное различие в характерах изгиба для а. з., состоящей из наборов твэлов (быстрые реакторы со свинцово-висмутовым теплоносителем — СВБР), и для а. з., набранной из ТВС (реакторы БН, БРЕСТ). При изгибе твэлов изгибающие усилия следуют практически сразу за изменением мощности, а в случае изгиба ТВС изгибающие усилия в их чехлах следуют за изменением мощности с существенным запаздыванием, так что обе зоны ведут себя по-разному. Запаздывание связано с тем, что при изменении мощности градиент температуры устанавливается сначала в теплоносителе, а неравномерный нагрев чехла происходит только за счет теплопроводности спустя некоторое время, т. е. нагрев чехла отстает от нагрева твэла.

Реальная а. з. — сложная, статически неопределенная система, в которой невозможно точно определить свободное для изгиба пространство. Точный характер изгиба сильно зависит от специфики конструкции реактора.

Оценкам реактивности от изгиба посвящены работы [41; 42], в которых приведен анализ величин эффектов и оценка их неопределенности. Согласно этим источникам искривление сборок при неоднородном изменении температуры приводит к изменению радиальных размеров активной зоны. Эффект реактивности от радиальной деформации активной зоны является одной из основных составляющих полного температурно-мощностного эффекта в реакторах БН и в значительной степени определяет характер протекания в них переходных режимов.

Определение эффекта реактивности от изгиба оказывается непростой задачей, поскольку, во-первых, необходимо определить сложное изменение конфигурации активной зоны для каждого конкретного изменения температурного состояния и, во-вторых, рассчитать собственно эффект реактивности для данного изменения конфигурации.

Моделирование изгиба в практике проектирования реакторов БН. Проблемы определения эффекта реактивности от радиального расширения активной зоны связаны со значительной неоднородностью как самой температурной деформации активной зоны, так и физической эффективности перемещения материалов.

Способ определения составляющей от радиального расширения прогрессировал от его расчета по упрощенной модели конусного расширения а. з., где ТВС взаимодействуют между собой только через контакты по пластикам без учета изгибов ТВС при их наклоне, до учета сложного формоизменения каждого элемента а. з.

Упрощенный подход в описании геометрии позволяет при нейтронно-физическом расчете эффекта реактивности использовать простые модели и определять эффект либо через разность k_{ef} при изменении усредненного

по высоте радиуса активной зоны, либо с использованием теории возмущений. В случаях, когда величина данного эффекта реактивности не является определяющей, использование упрощенных подходов в части описания геометрии допустимо, поскольку при этом абсолютная величина погрешности соответствующего эффекта реактивности невелика.

Более корректным является расчет формоизменения а. з. с учетом реальной деформации сборок. Однако в этом случае рассчитать эффект реактивности значительно сложнее, поскольку прямое воспроизведение типичной картины радиальной деформации в традиционных ячеечных трехмерных моделях для нейтронно-физических программ представляет отдельную сложную задачу. В итоге для учета деформации а. з. сложной формы зачастую применяют теорию возмущений.

Общий подход к решению этой задачи был сформулирован в [43], где получены формулы теории возмущений для расчета вариаций собственного числа задачи k'_{ef} при изменении размеров отдельных зон реактора. Формулы нелинейны относительно изменений объемов зон и позволяют рассчитывать большие возмущения. Данный алгоритм был реализован в программе SYNTES [44], в нем возмущенное значение $1/k'_{\text{ef}}$ представляется в виде суммы

$$\frac{1}{k'_{\text{ef}}} = \frac{1}{k_{\text{ef}}} + \delta \frac{1}{k_{\text{ef}}}, \quad (5.36)$$

$$\delta \frac{1}{k_{\text{ef}}} = \frac{\sum_{i=1}^n (h_i - \gamma_{i+1}) \delta R_i}{\text{CND}}, \quad (5.37)$$

где $(h_i - \gamma_{i+1})$ — величины, характеризующие эффективность перемещения i -й границы реактора; δR_i — величина перемещения; n — число перемещений; CND — ценность нейтронов деления.

И при изменении только радиального размера ячейки в цилиндрической геометрии можно получить оценку возмущения как

$$\delta \frac{1}{k_{\text{ef},R}} = -\alpha_{r,R} \left(\Delta \rho_R^\Sigma - 2y_R^\Sigma \Delta \rho_R^{\text{Na}} + 2\Delta \rho_{I_z,R}^\Sigma \right), \quad (5.38)$$

где $\alpha_{r,R} = \Delta L_{r,R} / L_{r,R}$ — относительное изменение радиального размера в зоне R ; $\Delta \rho_R^\Sigma$ — суммарное по всем элементам, кроме натрия, изменение

реактивности в зоне R ; $\Delta\rho_{L,R}^{\Sigma}$ — суммарное изменение реактивности в зоне R вследствие изменения утечки.

Для случая трехмерной геометрии соответствующая формула становится более громоздкой и включает оценку составляющих от утечки на границах ячейки со всеми ее соседями. Кроме того, трудно обосновать применимость описываемого подхода во вполне вероятном случае перемещения материалов в пределах ячейки без изменения ее конфигурации. Поэтому в расчетной практике нашел применение другой способ использования теории возмущений — когда температурное смещение сборок рассматривают как перемещение их материалов относительно неподвижных полей эффективностей соответствующих нуклидов, как правило, ограничиваясь лишь использованием эффективности натрия и макросвойств (т. е. всей совокупности материалов ячейки).

При таком подходе каждую элементарную ячейку активной зоны можно представить в виде ячейки некоторого бассейна с натрием, в которой часть натрия вытеснена материалами сборки. В случае перемещения сборки в плане переходят к новой конфигурации материалов, когда натрий частично вытеснен в другом месте натриевого бассейна. В предположении неизменного поля ценности эффект от перемещения материалов сборки в элементарной расчетной ячейке представляется как разность эффективностей замены чистого натрия материалами ячейки в смещенном и в исходном положениях:

$$E = (E_{\text{яч}} - E_{\text{Na}}) - (E'_{\text{яч}} - E'_{\text{Na}}), \quad (5.39)$$

где E_n — эффект перемещения; $E_{\text{яч}}$ и $E'_{\text{яч}}$ — эффективность всех материалов расчетной элементарной ячейки после и до смещения; E_{Na} и E'_{Na} — эффективность ячейки в случае заполнения ее натрием после и до смещения.

Эффективность такой замены в элементарной ячейке составляет

$$E_{\text{яч}} - E_{\text{Na}} = \sum_i \bar{y}_i K_i + \bar{y}_{\text{Na}} K_{\text{Na}} - y_{\text{Na}} K_{\text{Na}}, \quad (5.40)$$

где \bar{y}_i — концентрация i -го элемента гомогенного состава ячейки за исключением натрия; \bar{y}_{Na} — концентрация натрия в составе ячейки с гомогенизированными материалами сборки; y_{Na} — концентрация чистого натрия; K_{Na} и K_i — интегральная по ячейке эффективность ядра натрия и других элементов состава ячейки.

Эту формулу можно привести к более удобному виду:

$$E_{\text{яч}} - E_{\text{Na}} = \sum_i \bar{y}_i K_i - \bar{y}_{\text{Na}} K_{\text{Na}} \frac{1 - \varepsilon_{\text{Na}}}{\varepsilon_{\text{Na}}}, \quad (5.41)$$

где ε_{Na} — объемная доля натрия в данной ячейке.

Соответственно искомым эффект от перемещения элементарной расчетной ячейки

$$E_n = \sum_i \bar{y}_i K_i + \bar{y}_{\text{Na}} K_{\text{Na}} \frac{1 - \varepsilon_{\text{Na}}}{\varepsilon_{\text{Na}}}, \quad (5.42)$$

где ΔK_{Na} и ΔK_i — изменение эффективности натрия и других элементов ячейки вследствие перемещения, т. е. разность эффективностей в двух местах (в положениях до и после смещения).

Однако для общего случая в окрестностях любой ячейки как в исходном, так и в новом ее положении после перемещения происходят изменения формы поля ценности материала, в то время как в предложенном алгоритме предполагается именно сохранение полей ценностей материалов при рассматриваемых перемещениях ТВС.

Температурные деформации сборок практически можно представить как сочетание двух рассмотренных выше типов перемещения ячеек:

- условно равномерное изменение размеров значительных групп ячеек со сборками;
- значительное перемещение отдельных сборок относительно группы ячеек, сохраняющих положение относительно друг друга.

Предлагается комбинировать оба подхода и определять эффект реактивности от деформации сборок через две составляющие.

Первая составляющая, от изменения поперечных размеров ячейки, вычисляется по формулам подобия с некоторым упрощением — вместо сложной совокупности различающихся в зависимости от направления деформаций ячейки рассматривается изменение всех поперечных размеров ячейки с одинаковым усредненным коэффициентом. Для случая трехмерной гексагональной геометрии применяются приведенные выше формулы для цилиндрической геометрии, поскольку вместо изменения размера по радиусу используется изменение условного размера шестиугольной ячейки «под ключ»:

$$\delta \frac{1}{k_{\text{ef,hex}}} = -\alpha_{\text{hex},R} \left(\Delta \rho_R^{\Sigma} - 2y_R^{\Sigma} \Delta \rho_R^{\text{Na}} + 2\Delta \rho_{I_2,R}^{\Sigma} \right) \quad (5.43)$$

Вторая составляющая, от перемещения материалов внутри ячейки, определяется по формуле (5.41), но вместо абсолютного смещения оси сборки относительно ее первоначального положения используют смещение относительно центра ячейки, определяемого как центр условного шестиугольника (в общем случае — неправильной формы), образуемого измененными положениями осей шестиборок, соседствующих с рассматриваемой. При этом реализуется перемещение материалов сборки относительно поля ценности, формируемого окружением рассматриваемой сборки, и принимается, что используемое поле ценности после деформации рассматриваемой области активной зоны практически не изменяется. Допустимость такой предпосылки проанализирована в [41], где проводилось прямое сравнение «ценности» материалов ячеек до и после однородного расширения всей активной зоны на 1%. Вывод состоит в том, что при равномерном расширении ценность материалов каждой ячейки после ее перемещения в новое место практически не меняется, т. е. радиальное распределение ценности материалов просто «растягивается» и «сжимается» относительно исходного пропорционально радиусу при сохранении соотношения «ценности» материалов в соседствующих ячейках.

Такой комбинированный алгоритм хорошо зарекомендовал себя на практике при проектной оценке реактивности реакторов БН [42], которая показала, что величина эффекта реактивности от радиальной деформации активной зоны и его пространственное распределение сильно зависят от степени неравномерности изменения температуры. Основной причиной погрешности при определении эффекта реактивности от радиальной деформации активной зоны в составе температурно-мощностного эффекта является упрощенное описание этой деформации, особенно в том, что касается изгибовборок.

На примере небольшого исследовательского реактора показано, что этот эффект реактивности в основном определяется изменением размера поперечного сечения отдельных ячеек и областей активной зоны, а изменение формы ячеек при этом имеет второстепенное значение.

Эффект реактивности от радиальной деформации активной зоны является одной из основных составляющих полного температурно-мощностного эффекта реакторов БН и в значительной степени определяет характер протекания переходных режимов реакторов.

Искривлениеборок активной зоны при неоднородном изменении температуры, характерном для большинства переходных режимов, приводит к изменению ее радиальных размеров. Определение соответствующего эффекта реактивности в этом случае оказывается непростой задачей, поскольку, во-первых, необходимо определить сложное изменение конфигурации активной зоны для каждого конкретного изменения ее температурного со-

стояния и, во-вторых, рассчитать собственно эффект реактивности для данного изменения конфигурации.

Принимаемые упрощения при решении упомянутой задачи, а также возможные неточности при расчетах могут вносить значительную неопределенность в получаемый эффект реактивности. Эта неопределенность приводит к соответствующей неопределенности в характеристиках переходных процессов.

Погрешность при расчете эффекта реактивности от радиального расширения может оказаться причиной наибольшей неопределенности в описании аварийных процессов, как в связи с ее возможным большим вкладом в полную реактивность, так и в связи с сильной зависимостью результата от корректности учета температурного расширения включая изгибы ТВС. Основной причиной погрешности при определении эффекта реактивности от радиальной деформации активной зоны в составе температурно-мощностного эффекта может быть упрощенное описание этой деформации, особенно в отношении изгибов сборок. Анализ данного эффекта реактивности для гибридной активной зоны реактора БН-600, показывает, что даже для такой относительно большой активной зоны его величина по влиянию на переходные процессы может оказаться весьма значимой, уступая только эффекту Доплера.

Реактивность обратной связи по растяжению штанг стержней СУЗ. Дополнительно к эффектам реактивности, связанным с изменением размеров а. з., учитывается эффект перемещения стержней СУЗ относительно а. з. из-за совокупности температурных деформаций самой а. з., стержней и штанг приводов СУЗ, элементов конструкции корпуса реактора. Большая часть этого эффекта (за исключением а. з.) очень инерционна вследствие больших постоянных времени (десятки минут) разогрева. При переходе от состояния перегрузки к состоянию работы на номинальной мощности этот эффект реактивности может достигать долей $\beta_{\text{эф}}$. Так, в случае использования нижней опоры корпуса реактора и при его разогреве крышка реактора с размещенным на ней оборудованием (приводами СУЗ и пр.) будет подниматься на новый уровень, что приведет к извлечению стержней из а. з. В свою очередь, удлинение при разогреве штанг стержней СУЗ приведет к погружению стержней в а. з. и т. д.

Для относительно быстрых (десятки секунд) процессов величина эффекта практически полностью определяется одной составляющей — увеличением высоты активной зоны при ее разогреве с ростом мощности и соответствующим углублением стержней в а. з. Из-за разного исходного положения стержней СУЗ в начале и конце МКК (в центре а. з. и на ее границе) величина данного эффекта может сильно изменяться, становясь к концу МКК меньше в пять-шесть раз.

Если указанные причины обеспечивают небольшие отличия в величине реактивности, то общее изменение реактивности после завершения движения стержня составляет заметную величину в несколько процентов. Причем эта величина определена по изменению мощности критической сборки (т. е. интегрального изменения), а при оценке такого изменения по локальному изменению поля энерговыделения, например по сигналу детектора, расположенного в какой-то точке, следует ожидать более значимого изменения мощности (см. ниже).

Для модели обратной связи перемещения стержней СУЗ предполагается, что их перемещение происходит из-за выходящего из а. з. теплоносителя. Тепловое расширение для перемещения происходит из-за подъема температуры выхода теплоносителя из а. з., что ведет к дальнейшему погружению стержней СУЗ в а. з., обеспечивая отрицательную составляющую реактивности. С другой стороны, если перемещаемые стержни СУЗ опираются на крышку корпуса реактора и а. з. опирается на стенки корпуса реактора, то подогрев стенки корпуса реактора приведет к другому уровню а. з. или к подъему опоры перемещаемых стержней СУЗ, ведущему к положительной составляющей реактивности. Обе причины — и растяжения штанг стержней СУЗ, и расширение стенки корпуса реактора — анализируются в [39].

Простое однозонное моделирование применяется для расчета температуры приводов (штанг) стержней СУЗ. Для этого используется следующее уравнение:

$$M_{cr} C_{cr} \frac{dT_{cr}}{dt} = h_{cr} A_{cr} (T_{ui} - T_{cr}), \quad (5.44)$$

где M_{cr} — масса штанг стержней СУЗ, кг; C_{cr} — теплоемкость штанг стержней СУЗ, Дж/(кг·К); T_{cr} — температура штанг стержней СУЗ, К; T_{ui} — температура теплоносителя над областями внутренней структуры, К; h_{cr} — коэффициент теплопереноса между теплоносителем и штангами стержней СУЗ, Вт/(м²·К); A_{cr} — область переноса тепла, м²; t — время, с.

Массы штанг стержней СУЗ и их теплоемкость, коэффициенты теплопередачи штанг и их поверхности вводятся как входные параметры. Температура теплоносителя над областями внутренней структуры рассчитывается так:

$$\frac{dT_{ui}}{dt} = w_c \frac{T_{mm} - T_{ui}}{\rho_u V_{ui}}, \quad (5.45)$$

где w_c — скорость выходного потока из а. з.; T_{mm} — среднесмешанная выходная температура теплоносителя; ρ_u — плотность твердых материа-

лов газовой подушки; V_{ui} — объем теплоносителя над областями внутренней структуры.

Вначале, в стационарном состоянии, величины T_{ui} и T_{cr} равны среднесмешанной выходной температуре теплоносителя. При нестационарном процессе равенство (5.45) аппроксимируется:

$$T_{ui}(t + \Delta t) = \frac{T_{ui}(t) + xT_{mm}(t + \Delta t)}{1 + x}, \quad (5.46)$$

где

$$x = \frac{w_c(t + \Delta t)\Delta t}{\rho_u V_{ui}}. \quad (5.47)$$

При этом вычисляются только каналы с положительным вкладом в скорость потока теплоносителя w_c и T_{mm} . Равенство (5.44) аппроксимируется:

$$M_{cr} C_{cr} \frac{T_{cr}(t + \Delta t) + T_{cr}(t)}{\Delta t} = h_{cr} A_{cr} [T_{ui}(t + \Delta t) - T_{cr}(t + \Delta t)] \quad (5.48)$$

$$\text{или } T_{cr}(t + \Delta t) = \frac{T_{cr}(t) + dT_{ui}(t + \Delta t)}{1 + d}, \quad (5.49)$$

$$\text{где } d = \frac{h_{cr} A_{cr} \Delta t}{M_{cr} C_{cr}}. \quad (5.50)$$

Аксиальное растяжение штанг стержней СУЗ Δz_{cr} рассчитывается так:

$$\Delta z_{cr}(t) = L_{cr} \alpha_{cr} [T_{cr}(t) - T_{cr}(0)], \quad (5.51)$$

где L_{cr} — длина штанг стержней СУЗ, омываемая выходящим теплоносителем; α_{cr} — коэффициент теплового расширения штанг.

Растяжение стенки корпуса реактора рассчитывается на основе температуры, получаемой в системе теплогидравлики первого контура с анализом потока теплоносителя по корпусу реактора. Растяжение стенки корпуса реактора Δz_v рассчитывается по формуле

$$\Delta z_v = \sum_k \left[\bar{T}_k(t) - \bar{T}_k(0) \right] L_k \alpha_k, \quad (5.52)$$

где \bar{T}_k — средняя температура стенки k -го сжимаемого объема или жидкого элемента корпуса реактора; L_k — длина соответствующей стенки корпуса реактора для k -го сжимаемого объема или элемента; α_k — коэффициент теплового расширения стенки корпуса реактора.

Чистое перемещение Δz_n определяется по формуле

$$\Delta z_n = \Delta z_{cr} - \Delta z_v, \quad (5.53)$$

и обратная связь по реактивности ρ_{cr} рассчитывается как

$$\rho_{cr}(t) = a_{cr} \Delta z_n + b \Delta z_n, \quad (5.54)$$

где a_{cr} и b_{cr} — коэффициенты реактивности.

5.3. Мощностный эффект реактивности

Мощностный эффект реактивности (МЭР), изменение реактивности реактора при выводе его на номинальный уровень мощности, характеризуют мощностным коэффициентом реактивности (МКР), определяющим как отношение приращения реактивности к приращению мощности реактора, которую выражают в процентах номинальной мощности, т. е.

$$\text{МКР} = \frac{d\rho}{dN}, \% \Delta k / k_{ef} / \% N_{\text{НОМ}}, \quad (5.55)$$

и тогда МЭР равен $\int_0^{N_{\text{НОМ}}} (d\rho / dN) dN$.

На практике удобнее определять полный мощностный коэффициент реактивности на номинальном (разрешенном) уровне мощности α_w как отношение изменения реактивности к вызванному им изменению мощности реактора, $\beta_{ef} / \text{МВт}$ (т).

Значение α_w определяется расчетом после формирования загрузки активной зоны на следующую МКК. Измерения α_w проводятся в начале МКК на уровне мощности 95—100% $N_{\text{НОМ}}$ с периодичностью, определяемой требованиями «Условий действия лицензии» и «Обоснований безопасности на внедрение новых составных частей активной зоны и новых типов топлива».

МКР во всех известных энергетических реакторах отрицателен, т. е. рост мощности реактора приводит к потере его реактивности. МЭР зависит от тех же параметров, что и ТЭР. Но при увеличении мощности в реакторе создается сугубо неравномерное распределение температур. Самые высокие температуры устанавливаются в центральных областях твэлов и достигают в топливе из двуокиси урана или плутония 2500°C. В то же время температура теплоносителя и конструкционных материалов оказывается существенно ниже. Например, в реакторе БН температура оболочек твэлов достигает чуть более 700°C, а натрия на выходе из активной зоны — 550°C. В связи с таким неоднородным распределением температур возникают различные специфические эффекты, например, изгибы твэлов и ТВС.

МКР зависит от мощности реактора и от таких технологических параметров, как расход теплоносителя, глубина выгорания топлива, положение компенсирующих стержней СУЗ, входная температура теплоносителя и т. п.

Обычно для определенности считают, что МКР — это изменение реактивности, нормированное на единицу мощности при постоянной температуре теплоносителя на входе в а. з.. Аналогично определяют МЭР как изменение реактивности при подъеме мощности при постоянной температуре теплоносителя на входе в а. з.

Если в температурном эффекте реактивности составляющая, связанная с радиальным расширением а. з. (равномерным), определяется величиной изменения утечки нейтронов и зависит в основном от размеров а. з., то величина этой составляющей радиального расширения в мощностном эффекте реактивности зависит от конструкции а. з. и сборок активной зоны (расположения а. з. по высоте, способа дистанцированияборок, организации охлаждения). Их изгиб при изменении подогрева натрия в активной зоне может приводить к существенно различающимся величинам эффекта реактивности вплоть до различия в знаке эффекта (см. ниже данные по EBR-II [41]). Величина мощностного эффекта и вклад в него от температурной радиальной деформации активной зоны представлены в табл. 5.2 на примере некоторых реакторов БН.

В табл. 5.3 для иллюстрации представлены экспериментальные и расчетные, в том числе и проектные, значения температурного и мощностного коэффициентов реактивности для некоторых микрокампаний одного из проектов активной зоны РУ БН-600.

Таблица 5.2. Мощностный эффект и его составляющая от радиальной температурной деформации, $\% \Delta k / k$

Характеристика	ЕВР-II	БОР-60	БН-600	БН-800
Полный мощностной эффект	-0,26	-0,58	-0,8	-0,76
Составляющая от радиальной деформации	+(0,02—0,07)	-(0—0,18)	-0,09	-0,08

Таблица 5.3. Значения температурного и мощностного коэффициентов реактивности в начале некоторых МКК РУ БН-600

Номер МКК	ТКР, цент/°С			МКР, цент/МВТ (т)		
	Эксперимент	Расчет	(Расчет – эксперимент)/расчет, %	Эксперимент	Расчет	(Расчет – эксперимент)/расчет, %
Проект		-0,34			-0,073	
29	-0,49	-0,45	-8,5	-0,073	-0,079	7,6
32	-0,46	-0,46	—	-0,065	-0,063	-3,2
33	-0,50	-0,46	-8,7	-0,073	-0,074	1,4

5.4. Барометрический эффект реактивности

Барометрический эффект реактивности — это изменение реактивности из-за изменения давления в теплоносителе реактора [33]. Он характеризуется барометрическим коэффициентом реактивности (БКР), равным отношению приращения реактивности к приращению давления теплоносителя.

В реакторах БН реактивность, возникающая при изменении плотности натрия, очень мала, и ею можно пренебречь, так как избыточное давление в газовой полости такого реактора невелико и изменяется в пределах 0—0,05 МПа. Тем не менее изменение давления в газовой полости реактора приводит к заметному БКР, который может быть частично объяснен наличием газовых пузырьков в натрии и малыми смещениями конструкций реактора. Наблюдаемые значения БКР в реакторах с урановым топливом положительны и составляют $1 \cdot 10^{-4} \Delta k / k_{\text{эф}}$ на 0,1 МПа.

5.5. Гидродинамический эффект реактивности

Гидродинамический эффект реактивности (ГДЭР) связан с изменением скорости движения теплоносителя и заметен именно в реакторах на быстрых нейтронах [33]. В них регулировка скорости теплоносителя осуществляется путем изменения скорости вращения главных циркуляционных насосов первого контура. ТВС в реакторе жестко не закреплены. Поэтому увеличение числа оборотов насосов или их включение приводит к появлению сил, стремящихся отделить одну ТВС от другой. Таким образом, а. з. как бы разваливается, что и дает потерю реактивности. С ростом скорости теплоносителя увеличивается давление внутри ТВС. Если в натрии есть пузырьки газа, то их объем уменьшается, и в реакторе с урановым топливом появляется положительный эффект реактивности. В реакторах с плутониевым топливом уменьшение объема газовых пузырьков создает отрицательный эффект реактивности. Таким образом, эффект реактивности от изменения частоты вращения циркуляционных насосов является суммой гидродинамического и барометрического эффектов реактивности. Измерения гидродинамического эффекта реактивности на реакторе БН-600 с урановым топливом показали величину $4,5 \cdot 10^{-2}$ долл. при увеличении частоты вращения ГЦН от 250 до 900 мин⁻¹.

5.6. Изменение реактивности из-за выгорания топлива

Изменение реактивности реактора, работающего в стационарном состоянии, связано с выгоранием делящихся нуклидов (см. раздел 9) и образованием продуктов деления, что приводит к потере реактивности. Кроме того, образуются новые делящиеся нуклиды, что ведет к увеличению реактивности. С этими двумя основными процессами связано желание спроектировать такой быстрый реактор, в котором скорости этих процессов уравновесили бы друг друга ($K_{BA} \approx 1$) и потеря реактивности при выгорании топлива отсутствовала. Но на урановом топливе получить такой эффект не удастся. Следствием изменения нуклидного состава топлива в любом реакторе (см. раздел 9), тем более в реакторе с КВА, меньшим единицы, является потеря им реактивности, причем темп потери реактивности меняется со временем (рис. 5.3), стабилизируясь к десяти суткам работы реактора на мощности.

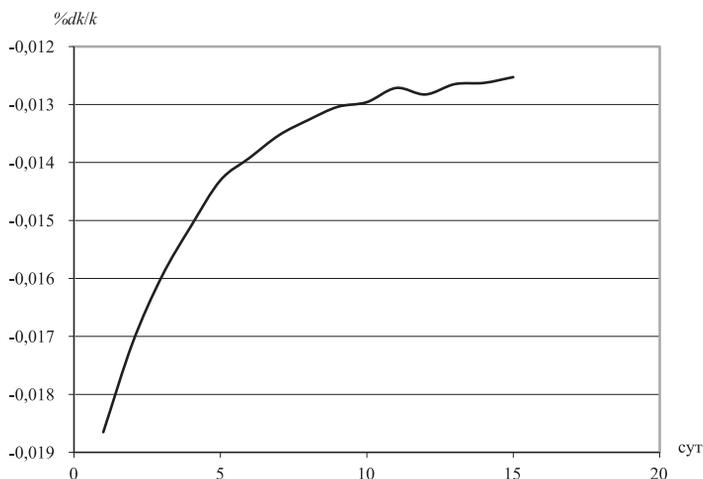
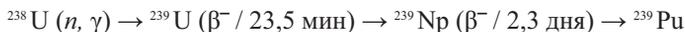


Рис. 5.3. Темп потери реактивности в быстром реакторе в начале его работы

Изменение скорости падения реактивности в реакторах с уранплутониевым топливным циклом связано с так называемым «нептуниевым» эффектом. Этот эффект в быстром реакторе связан с тем, что ядра ^{239}Pu образуются при захвате нейтрона ядрами ^{238}U не сразу, а в цепочке бета-распадов:



Таким образом, происходит «задержка» образования ядер плутония. Поэтому при быстром выводе (за часы) реактора на мощность потеря реактивности за счет выгорания примерно в первые трое суток работы несколько выше, чем при последующей работе реактора на том же уровне мощности (рис. 5.4). «Потерянная» реактивность будет компенсирована после останова реактора. Или, наоборот, если резко сбросить мощность, то реактивность возрастает, так как находившийся в равновесной концентрации ^{239}Np превращается в ^{239}Pu , который и создает положительный эффект реактивности. Реактивность, обусловленная нептуниевым эффектом, мала и для типичного БН составляет величину около 0,1 долл. Реактивность реактора после сброса мощности увеличивается по мере распада нептуния:

$$\rho(t) \approx 0,1\beta_{\text{ef}} \left[1 - \exp(-\lambda_{\text{Np}} t) \right], \quad (5.56)$$

где λ_{Np} — постоянная бета-распада ^{239}Np .

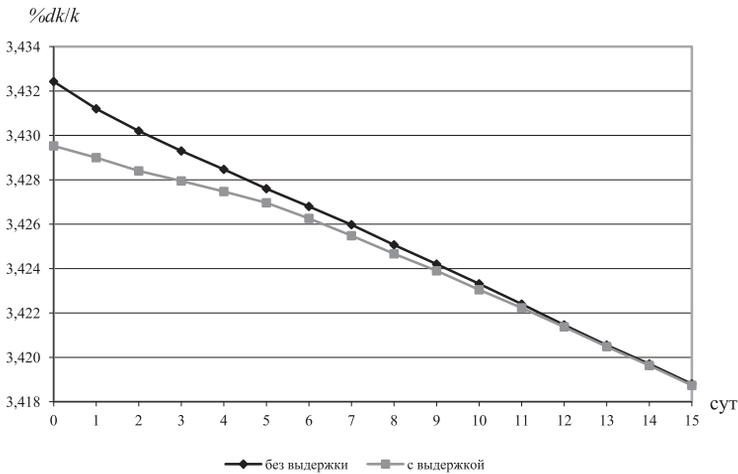


Рис. 5.4. Изменение запаса реактивности на старте микрокампании без выдержки топлива (реактор работает на постоянном уровне мощности) и с выдержкой (после каждых суток работы реактор останавливается на 30 сут).

Нептуниевый эффект принимают во внимание при оценке потери реактивности из-за выгорания топлива (при оценке темпа потери реактивности). После того как реактор выведен на мощность, потерю реактивности в единицу времени можно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial \rho(t)}{\partial t} = -A - B \exp(-\lambda_{\text{Np}} t), \quad (5.57)$$

где A — потеря реактивности вследствие выгорания топлива в стационарном режиме; B — увеличение реактивности в результате образования ^{239}Pu из ядер ^{239}Np .

5.7. Эффекты реактивности при оценке аварийных процессов

При оценке поведения реактора в аварийных процессах пользуются оценками реактивностей этих процессов для расчетов поведения полей нейтронов и тепловыделения в них. Как правило, оценки эффектов реактивностей осуществляются прямыми расчетами. Трудность оценки связана с воздействием на поведение реактора, в том числе и на реактивность множества факторов, которые могут как дополнять, так и нивелировать друг друга. Особую сложность для анализа представляют процессы с локальным раз-

рушением а. з. и образованием в ней пустот [45] начиная с растрескивания оболочки твэла, контакта топлива — теплоноситель и пр. [25; 39]. Для анализа таких сложных процессов создаются комплексы программ, включающие модули, совокупность которых позволяет моделировать не только кинетику, но и динамику процесса, т. е. учет всех параметров объекта в нестационарном процессе при его развитии. В качестве примера таких комплексов для реакторов на быстрых нейтронах можно привести SAS-4A [39], SIMMER [46], JOKER [25].

Перед проектантом всегда стоит задача минимизации суммы эффектов реактивностей в аварийных процессах, чтобы минимизировать необходимость воздействия на ситуацию системы управления и защиты. В идеале, если воздействие удастся свести к нулю, такой реактор называют саморегулируемым, чего никогда не удастся достичь на практике с энергетическими реакторами.

5.8. Реактивность системы контроля

При моделировании состояния реактора в интегральных кодах вводится понятие реактивности системы контроля $\rho_{cs}(t)$. Реактивность системы контроля — это значения, получаемые через сигналы контроля реактивности; они определяются в модели контрольной системы, если таковая используется для моделирования. Система контроля участвует в моделировании в интегрированных комплексах типа SAS-4A [39] и др. Эта реактивность как результат расчетного моделирования системы контроля реактивности в интегральных кодах не всегда совпадает с выражением (5.1). На практике реактивность от системы контроля используется для оценки величины внесения необходимого возмущения для достижения поставленных оператором целей. При этом системой контроля оценивается не реактивность на базе показаний ионизационной камеры (ИК), а время (период) удвоения мощности реактора, определяемое как время (период) удвоения мощности сигнала этой ИК:

$$T_2 = \tau \ln 2 / \ln \frac{N_2}{N_1}, \quad (5.58)$$

где τ — время изменения мощности (амплитуды сигнала ИК) от N_1 до N_2 . Для стационарного режима время (период) удвоения мощности реактора стремится к бесконечности. При уменьшении времени (периода) удвоения мощности до 30 с формируется предупредительный сигнал на блокировку движения стержней СУЗ вверх. При времени (периоде) удвоения мощности,

меньшем 20 с, в диапазоне от 10^{-7} до 120% номинальной мощности $N_{\text{НОМ}}$ должна срабатывать аварийная защита реактора.

5.9. Некоторые результаты расчетов использования JOKER-технологии для оценки дифференциальной эффективности

Для оценки возможностей JOKER-технологии (с двумя моделями реакторов — математической и физической) [25] проведены расчеты по оценке дифференциальной эффективности обогащенного топлива по высоте активной части ТВС. Результаты моделирования прохода небольшой массы топлива через а. з. снизу вверх представлены на рис. 5.5, где кривая дифференциальной эффективности топлива, полученная с использованием JOKER-технологии, практически отражает поведение функции ценности по высоте реактора.

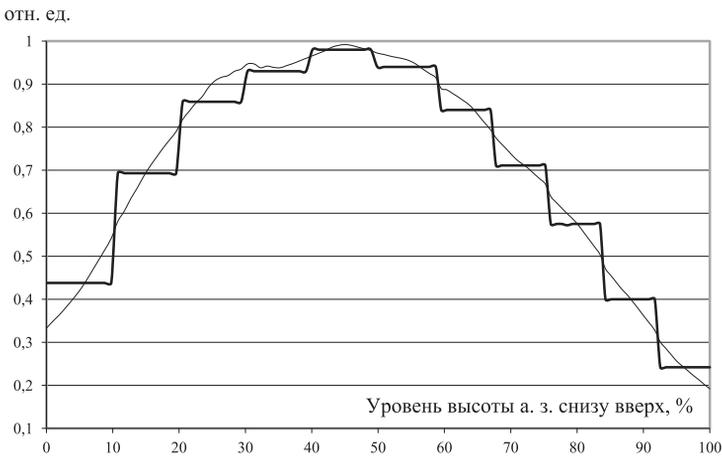


Рис. 5.5. Дифференциальная эффективность обогащенного топлива по высоте а. з. с определением констант через доли объемов и с использованием JOKER-технологии

Из представленных данных следует, что если под максимальной расчетной модельной погрешностью понимать отклонения в случае, когда граница топливного столба приходится на середину высоты расчетной ячейки, то в оценках критичности погрешность будет на уровне 0,1 цента, а в определении мощности ТВС погрешность составит 1,5%.

Использование двух моделей при расчете реактора эффективно при загрузке в реактор ТВС с разной длиной участков с обогащенным и необогащенным топливом, при моделировании формоизменения твэлов и ТВС при изменении температуры среды при нормальных условиях эксплуатации или при аварийных ситуациях вплоть до тяжелых аварий с разрушением твэлов и ТВС. На рис. 5.6 приведена дифференциальная эффективность одного из стержней БН-600, рассчитанная по разным технологиям, где под обычной технологией понимается учет долей объемов, занимаемых в расчетной ячейке разными составами стержня. Средние значения получены из точных расчетов, в которых граница поглотителя совпадала с границей расчетной ячейки.

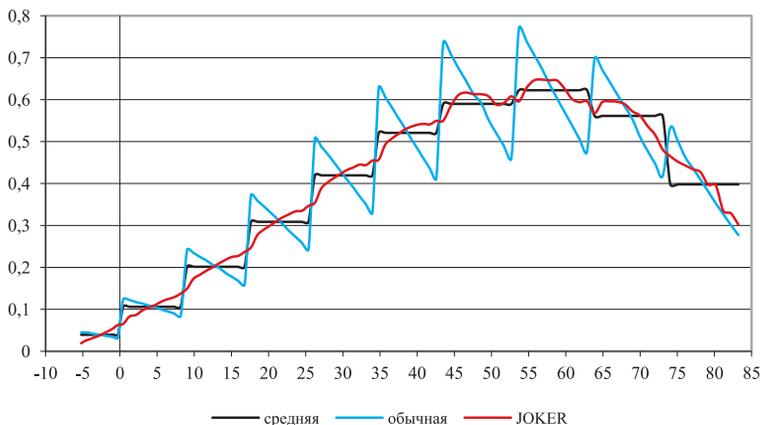


Рис. 5.6. Дифференциальная эффективность стержня в моделях реактора БН-600

Представленная выше методика реализована в модуле SCALE комплексов ГЕФЕСТ [6] и JOKER [25]. Модуль SCALE предусматривает просмотр каждой ТВС и пересчет констант для нее в используемой в комплексе модели реактора. Для достижения цели сопоставляется информация модели реактора и размеров зон ТВС, записанных в топливном архиве (ТА) модернизированного комплекса ГЕФЕСТ.

Считанные из файла нейтронно-физические константы пересчитываются посредством JOKER-технологии в модуле SCALE и записываются в тот же файл нейтронно-физических констант. На этом работа модуля SCALE заканчивается. В дальнейшем проводится еще один нейтронно-физический расчет на поправленных константах, снимающих модельную погрешность модели реактора.

Таким образом, результаты работы модуля SCALE, созданного в рамках разработанной JOKER-технологии для снижения модельной погрешности, приводят к коррекции тепловыделения в конкретных ТВС до нескольких процентов.

Глава 6. Решение уравнений кинетики

Трудности решения уравнения кинетики (3.1) обусловлены необходимостью применения малых шагов интегрирования по времени из-за малого времени жизни мгновенных нейтронов, учетом нескольких групп запаздывающих нейтронов и (главным образом) большим числом пространственных расчетных ячеек.

Точечная кинетика, не позволяя осветить пространственные эффекты изменения поля нейтронов во времени, обеспечивает достаточную точность получения интегральной мощности, что в сочетании с решением стационарного уравнения переноса нейтронов на границах временных интервалов, т. е. с получением локальных изменений поля нейтронов во времени, дает метод (квазистатистическое приближение), сочетающий быстроту решения и учет пространственных эффектов. Проиллюстрируем этот способ решения системы (3.1), переписав ее в простейшем виде:

$$\begin{aligned}\frac{dT(t)}{dt} &= \frac{\rho - \beta}{\Lambda} T(t) + \sum_j \lambda_j C_j(t), \\ \frac{dC_j(t)}{dt} &= \frac{\beta_j T(t)}{\Lambda} - \lambda_j C_j(t),\end{aligned}\tag{6.1}$$

где ρ — реактивность реактора; Λ — время генерации мгновенных нейтронов.

6.1. Определение форм-функции

Форм-функция $\psi(r, t, g)$ из (3.8) определяется из решения стационарного уравнения переноса нейтронов. Ее можно пересчитывать на каждом шаге по времени или через несколько временных шагов, распространяя, таким образом, на все эти шаги одно неизменное пространственное распределение плотности потока нейтронов. Учет обратных связей происходит на основе пересчета сечений после возмущения среды.

Возмущение может вноситься непосредственно в имеющиеся значения температур или через изменение физических параметров задачи, например, расходов теплоносителя через ТВС, температур теплоносителя на вхо-

де в реактор, концентраций нуклидов теплоносителя, конструкционных и/или делящихся материалов в реакторе. Изменения положения стержней СУЗ также являются возмущением и должны учитываться при получении форм-функции. После определения форм-функции и соответствующего ей $k_{\text{эф}}$, определив реактивность, можно переходить к расчету амплитудной функции.

6.2. Определение амплитудной функции

Амплитудная функция определяется из решения системы уравнений (6.1), которая в матричном виде представляется как

$$\hat{A}\vec{P} = \vec{P}, \quad (6.2)$$

где \hat{A} — квадратная матрица размером $(N+1) \cdot (N+1)$; $\vec{P} = (T, C_1, \dots, C_n)$; N — число групп запаздывающих нейтронов;

Для решения системы (6.2) разработано множество алгоритмов [24; 38; 47]. Приведем один из них [29], в котором используется следующая неявная схема системы (6.1):

$$\begin{aligned} \frac{T_{i+1} - T_i}{\tau} &= \frac{\rho - \beta}{\Lambda} T_{i+1} + \sum_j \lambda_j C_{j,i+1}, \\ \frac{C_{j,i+1} - C_{j,i}}{\tau} &= \frac{\beta_j T_{i+1}}{\Lambda} - \lambda_j C_{j,i+1}(t), \end{aligned} \quad (6.3)$$

где $i, i+1$ — номера шагов по времени.

Схема (6.3) определяет следующий итерационный процесс:

$$\begin{aligned} \hat{A}\vec{P}_{i+1} &= \vec{P}_i, \\ \vec{P}_{i+1} &= \hat{A}^{-1}\vec{P}_i. \end{aligned} \quad (6.4)$$

Для случая учета восьми групп запаздывающих нейтронов \hat{A} — квадратная матрица, имеющая размерность 9·9:

$1 + \frac{\tau\beta}{\Lambda} - \frac{\tau\rho}{\Lambda}$	$-\lambda_1\tau$	$-\lambda_2\tau$	$-\lambda_3\tau$	$-\lambda_4\tau$	$-\lambda_5\tau$	$-\lambda_6\tau$	$-\lambda_7\tau$	$-\lambda_8\tau$
$-\frac{\tau\beta_1}{\Lambda}$	$1 + \lambda_1\tau$	0	0	0	0	0	0	0
$-\frac{\tau\beta_2}{\Lambda}$	0	$1 + \lambda_2\tau$	0	0	0	0	0	0
$-\frac{\tau\beta_3}{\Lambda}$	0	0	$1 + \lambda_3\tau$	0	0	0	0	0
$-\frac{\tau\beta_4}{\Lambda}$	0	0	0	$1 + \lambda_4\tau$	0	0	0	0
$-\frac{\tau\beta_5}{\Lambda}$	0	0	0	0	$1 + \lambda_5\tau$	0	0	0
$-\frac{\tau\beta_6}{\Lambda}$	0	0	0	0	0	$1 + \lambda_6\tau$	0	0
$-\frac{\tau\beta_7}{\Lambda}$	0	0	0	0	0	0	$1 + \lambda_7\tau$	0
$-\frac{\tau\beta_8}{\Lambda}$	0	0	0	0	0	0	0	$1 + \lambda_8\tau$

Матрица \hat{A} является сильно разреженной, что позволяет легко построить обратную матрицу \hat{A}^{-1} из ее определения $AA^{-1} = E$, и если $A = [d_{ir}]$, то

$$A^{-1} = [d_{ir}]^{-1} = \left[\frac{A_{ir}}{\det [d_{ir}]} \right], \quad (6.5)$$

где A_{ir} — алгебраическое дополнение элемента d_{ir} .

Если $R = \prod_{j=1}^N (1 + \tau\lambda_j)$, $R_k = R / (1 + \tau\lambda_k)$, $R_{nk} = R_k / (1 + \tau\lambda_n)$ и

$D = \det [d_{ir}] = \left[1 + \frac{\tau(\beta - \rho)}{\Lambda} \right] R - \sum_{j=1}^N \frac{\beta_j \lambda_j \tau^2}{\Lambda} R_j$, то обратная матрица \hat{A}^{-1} бу-

дет иметь следующий вид:

$\frac{R}{D}$	$\tau\lambda_1 \frac{R_1}{D}$	$\tau\lambda_2 \frac{R_2}{D}$	$\tau\lambda_3 \frac{R_3}{D}$	$\tau\lambda_4 \frac{R_4}{D}$	$\tau\lambda_5 \frac{R_5}{D}$	$\tau\lambda_6 \frac{R_6}{D}$	$\tau\lambda_7 \frac{R_7}{D}$	$\tau\lambda_8 \frac{R_8}{D}$
$\tau\beta_1 \frac{R_1}{\Lambda D}$	$\frac{1}{1+\tau\lambda_1} + \frac{\tau^2\lambda_1\beta_1 R_{11}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_1\beta_2 R_{12}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_1\beta_3 R_{13}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_4\beta_1 R_{14}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_4\beta_2 R_{15}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_4\beta_3 R_{16}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_7\beta_1 R_{17}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_8\beta_1 R_{18}}{\Lambda D}$
$\tau\beta_2 \frac{R_2}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_1\beta_2 R_{21}}{\Lambda D}$	$\frac{1}{1+\tau\lambda_2} + \frac{\tau^2\lambda_2\beta_2 R_{22}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_2\beta_3 R_{23}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_4\beta_2 R_{24}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_4\beta_3 R_{25}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_4\beta_4 R_{26}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_7\beta_2 R_{27}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_8\beta_2 R_{28}}{\Lambda D}$
$\tau\beta_3 \frac{R_3}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_1\beta_3 R_{31}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_2\beta_4 R_{32}}{\Lambda D}$	$\frac{1}{1+\tau\lambda_3} + \frac{\tau^2\lambda_3\beta_3 R_{33}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_4\beta_3 R_{34}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_4\beta_4 R_{35}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_4\beta_5 R_{36}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_7\beta_3 R_{37}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_8\beta_3 R_{38}}{\Lambda D}$
$\tau\beta_4 \frac{R_4}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_1\beta_4 R_{41}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_2\beta_5 R_{42}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_3\beta_4 R_{43}}{\Lambda D}$	$\frac{1}{1+\tau\lambda_4} + \frac{\tau^2\lambda_4\beta_4 R_{44}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_4\beta_5 R_{45}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_4\beta_6 R_{46}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_7\beta_4 R_{47}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_8\beta_4 R_{48}}{\Lambda D}$
$\tau\beta_5 \frac{R_5}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_1\beta_5 R_{51}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_2\beta_6 R_{52}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_3\beta_5 R_{53}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_4\beta_5 R_{54}}{\Lambda D}$	$\frac{1}{1+\tau\lambda_5} + \frac{\tau^2\lambda_4\beta_5 R_{55}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_4\beta_6 R_{56}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_7\beta_5 R_{57}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_8\beta_5 R_{58}}{\Lambda D}$
$\tau\beta_6 \frac{R_6}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_1\beta_6 R_{61}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_2\beta_7 R_{62}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_3\beta_6 R_{63}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_4\beta_6 R_{64}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_4\beta_7 R_{65}}{\Lambda D}$	$\frac{1}{1+\tau\lambda_6} + \frac{\tau^2\lambda_4\beta_6 R_{66}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_7\beta_6 R_{67}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_8\beta_6 R_{68}}{\Lambda D}$
$\tau\beta_7 \frac{R_7}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_1\beta_7 R_{71}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_2\beta_8 R_{72}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_3\beta_7 R_{73}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_4\beta_7 R_{74}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_4\beta_8 R_{75}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_4\beta_7 R_{76}}{\Lambda D}$	$\frac{1}{1+\tau\lambda_7} + \frac{\tau^2\lambda_7\beta_7 R_{77}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_8\beta_7 R_{78}}{\Lambda D}$
$\tau\beta_8 \frac{R_8}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_1\beta_8 R_{81}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_2\beta_9 R_{82}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_3\beta_8 R_{83}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_4\beta_8 R_{84}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_4\beta_9 R_{85}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_4\beta_8 R_{86}}{\Lambda D}$	$\frac{\tau^2\lambda_7\beta_8 R_{87}}{\Lambda D}$	$\frac{1}{1+\tau\lambda_8} + \frac{\tau^2\lambda_8\beta_8 R_{88}}{\Lambda D}$

Время жизни мгновенных нейтронов в быстрых реакторах находится на уровне 10^{-7} с; так, в реакторе БН-600 оно составляет $3 \cdot 10^{-7}$ с [3]. Это определяет необходимость малых шагов по времени τ при решении системы с амплитудной функцией $\tau = 10^{-5}$ с. Если форм-функция переопределяется на интервале Δt , то $\tau \leq \Delta t$. Обычно $\Delta t = n\tau$, где n — число временных шагов между переопределением форм-функции.

При переопределении форм-функции рассчитывается и приращение реактивности $\Delta\rho$. Ясно, что это приращение проводится в какой-то промежуток времени. В программах может имитироваться линейное изменение реактивности во времени

$$\rho(t) = \rho(t_i) + \frac{\rho(t_{i+1}) - \rho(t_i)}{t_{i+1} - t_i} m\tau, \quad (6.6)$$

где m — номер шага расчета по времени ($m = 1, 2, \dots, n$).

Такое представление реактивности требует пересчета на каждом шаге τ обратной матрицы \hat{A}^{-1} , но позволяет более правильно отображать реальный процесс в программе.

В расчетах из заданного массива реактивности реактора на конец временного интервала определится массив приращений реактивности за этот интервал. Причем приращение реактивности подразумевается по линейному закону (6.6) от нуля на начало интервала до указанного приращения реактивности в конце. Пользователю необходимо это помнить при выборе числа интервалов и их приращений, например, для более точного моделирования движения стержня СУЗ со сложной кривой интегральной эффективности по высоте модели реактора.

Квазистационарный процесс может быть организован через последовательный запуск следующих модулей:

кинетика \rightarrow тепловыделение \rightarrow температура \rightarrow сечения \rightarrow поле нейтронов.

Путем использования этого процесса происходит учет обратных связей. В этом случае учитывается и изменение пространственной формы поля энерговыделения. Учет обратных связей без изменения формы поля энерговыделения возможен через задание в нестационарном процессе массива реактивностей реактора, в котором эти связи уже использованы.

Текст программы решения уравнения точечной кинетики POINTK дан в приложении 3. Этот модуль кроме определения решения на каждом временном шаге выдает и произведение AA^{-1} , которое по определению равняется единичной матрице \hat{E} , но из-за погрешности арифметических операций

и представления чисел в компьютере отличается от нее. Так что мы получаем «квазиединичную» матрицу \tilde{E} , которая показывает уровень отклонения от единичной матрицы и в некотором смысле уровень погрешности решения. Приведем в качестве примера \tilde{E} из реального расчета поведения реактора БН-600 в комплексе ГЕФЕСТ [29].

1,00	2,91E-21	4,24E-22	-1,44E-20	6,61E-19	1,90E-18	9,01E-18	-7,47E-18	1,39E-17
3,47E-18	1,00	1,69E-21	3,39E-21	1,36E-20	1,08E-19	2,17E-19	2,17E-19	-2,17E-19
0,00	-3,39E-21	1,00	0,00	-5,42E-20	0,00	0,00	8,67E-19	-3,47E-18
0,00	3,39E-21	6,78E-21	1,00	1,08E-19	4,34E-19	0,00	0,00	-1,73E-18
0,00	6,78E-21	0,00	5,42E-20	1,00	-8,67E-19	0,00	0,00	-6,94E-18
-2,78E-17	0,00	6,78E-21	0,00	0,00	1,00	-1,73E-18	-1,73E-18	-3,47E-18
0,00	0,00	3,39E-21	1,36E-20	-2,71E-20	-1,08E-19	1,00	4,34E-19	-4,34E-19
0,00	1,69E-21	0,00	1,36E-20	0,00	0,00	4,34E-19	1,00	-4,34E-19
0,00	0,00	-1,69E-21	0,00	2,71E-20	0,00	-2,17E-19	-2,17E-19	1,00

6.3. Решение уравнений кинетики с использованием преобразований Лапласа

Следуя [22; 26], укажем на наиболее общий прием решения уравнения типа (3.1) — сведение нестационарной задачи переноса нейтронов к условиям стационарной путем использование преобразований Лапласа для всех функций времени:

$$L[f(t)] = \int_0^{\infty} f(t) \exp(-st) dt = \bar{f}(s). \quad (6.7)$$

При этом функция распределения потока нейтронов $\varphi(r, E, \Omega, t)$ заменяется ее трансформантой $\bar{\varphi}(r, E, \Omega, s)$ — аналитической функцией параметра s (комплексной переменной). Так, уравнение переноса нейтронов без внешних источников нейтронов и без учета запаздывающих нейтронов ($\lambda_j = 0, \beta_j = 0$) преобразуется к виду

$$\frac{s}{\nu}(r, E, \Omega, s) - \varphi^0(r, E, \Omega) = \chi_p \widehat{Q}\bar{\varphi}(r, E, \Omega, s) - \widehat{L}\bar{\varphi}(r, E, \Omega, s), \quad (6.8)$$

где $\varphi^0(r, E, \Omega)$ — начальный поток нейтронов.

Трансформанты концентраций предшественников запаздывающих нейтронов $\bar{C}_j(r, s)$ можно найти явно из последнего равенства системы (3.1) и исключить из нее. В итоге получится одно уравнение для $\bar{\varphi}(r, E, \Omega, s)$:

$$\begin{aligned} & \frac{s}{\nu}\bar{\varphi}(r, E, \Omega, s) - \\ & - \left[(1-\beta)f_p(E) + \sum_j \frac{f_j(E)\lambda_j\beta_j}{\lambda_j + s} \right] \int dE' \nu \Sigma_f(r, E') \bar{\varphi}(r, E', s) - \\ & - \int \Sigma_s(r, E' \rightarrow E) \bar{\varphi}(r, E', s) dE' + \Sigma_t(r, E) \bar{\varphi}(r, E, s) + \\ & + \frac{\bar{\nu}}{\nu} \nabla \bar{\varphi}(r, \nu, s) = F(r, E), \end{aligned} \quad (6.9)$$

где $F(r, E)$ — начальное распределение источников нейтронов.

Если каким-то путем получено решение $\bar{\varphi}(r, E, \Omega, s)$ уравнения (6.8), то временное поведение потока нейтронов $\varphi(r, E, \Omega, t)$ может быть получено обратным преобразованием Лапласа:

$$\varphi(r, E, \Omega, t) = L^{-1}[\bar{\varphi}(r, E, \Omega, s)] = \frac{1}{2\pi i} \oint \bar{\varphi}(r, E, \Omega, s) \exp(st) ds. \quad (6.10)$$

Известно, что такой интеграл по контуру в плоскости комплексной переменной s равен сумме вычетов по особым точкам $s = s_j$. Поэтому решение уравнения переноса в общем случае принимает форму

$$\varphi(r, E, \Omega, t) = \sum_j \varphi_j(r, E, \Omega) \exp(s_j t). \quad (6.11)$$

Множество чисел s_j составляет спектр собственных значений уравнения переноса. Показано [48], что для всех представляющих практический интерес реакторов всегда существует наибольшее (по вещественной части) значение s_0 [49]. Этому числу s_0 , которое является вещественным простым собственным значением, соответствует однозначно определенная собственная функция $\varphi_0(r, E, \Omega)$, неотрицательная при всех значениях переменных и непрерывная по пространству и энергии.

Так как s_0 — наибольшее по вещественной части значение среди всех s_j , то с течением времени (в асимптотике) все высшие гармоники $\varphi_j(r, E, \Omega)$ временного разложения в ряд (6.11) затухнут, и поток нейтронов приобретет асимптотическую форму неизменного во времени «фундаментально» распределения $\varphi_0(r, E, \Omega)$, экспоненциально меняющего только свою амплитуду во времени:

$$\varphi_{ac}(r, E, \Omega, t) = \varphi_0(r, E, \Omega) \exp(s_0 t) \text{ при } t \rightarrow \infty. \quad (6.12)$$

Соответственно конкретному значению s_0 поток нейтронов будет затухать во времени ($s_0 < 0$), или расти ($s_0 > 0$), или оставаться постоянным ($s_0 = 0$).

Соответствующее квазистационарное уравнение для определения наибольшего значения s_0 (обозначим его $s_0 = -\alpha$, где α — положительное число, называемое декрементом затухания мгновенного потока нейтронов) и асимптотического потока нейтронов, который обозначим $\varphi_\alpha(r, E, \Omega)$, записывают, используя введенные операторы, в следующем виде:

$$(1 - \beta) f_p \hat{Q} \varphi_\alpha - \hat{L} \varphi_\alpha + \frac{\alpha}{v} \varphi_\alpha = 0. \quad (6.13)$$

Уравнение (6.13) позволяет вычислить асимптотический поток нейтронов в реакторе без учета запаздывающих нейтронов и декремент затухания этого «мгновенного» потока нейтронов. Определяемый уравнением (6.13) асимптотический поток нейтронов $\varphi_\alpha(r, E, \Omega)$ является реально наблюдаемым методами временного анализа потока нейтронов, регистрируемого детекторами с электроникой нужного временного разрешения.

Декремент затухания мгновенных нейтронов связан с k_{ef} установки седующим образом:

$$\alpha = [1 - (1 - \beta_{ef}) k_{ef}] / l = k_{ef} \frac{\beta_{ef} - \rho}{\beta_{ef} l}. \quad (6.14)$$

Отсюда следует, что $\alpha < 0$ при $\rho < \beta_{ef}$.

Для качественного анализа временного поведения реактора рассматривают уравнения кинетики (3.1) в приближении одной группы запаздывающих нейтронов. Такой приближенный анализ уравнений кинетики дает качественно те же результаты, что и с большим числом групп запаздывающих нейтронов, но имеет наглядное аналитическое решение. Применив к урав-

нениям точечной кинетики преобразования Лапласа [26] и исключив $c(s)$ — изображение функции $c(t)$, получают

$$P(s) = \frac{s^2 P_0 + s[\lambda(P_0 + c_0) + Q] + \lambda Q}{s \left\{ s^2 + s[\lambda - (\rho - \beta_{\text{ef}}) / \Lambda] - \lambda \rho / \Lambda \right\}} \quad (6.15)$$

где P_0 и c_0 — количества нейтронов и предшественников запаздывающих нейтронов в момент $t = 0$.

Знаменатель уравнения (6.15) представим в виде

$$s(s - \omega_1)(s - \omega_2),$$

где ω_1 и ω_2 — корни квадратичного уравнения, стоящего в знаменателе. После определения функций в пространстве оригиналов получим соотношение

$$\begin{aligned} P(t) = & \frac{P_0}{\omega_1 - \omega_2} \left[\omega_1 + \lambda \left(1 + \frac{c_0}{P_0} \right) + \frac{Q}{P_0} \right] \exp(\omega_1 t) - \\ & - \frac{P_0}{\omega_1 - \omega_2} \left[\omega_2 + \lambda \left(1 + \frac{c_0}{P_0} \right) + \frac{Q}{P_0} \right] \exp(\omega_2 t) + \\ & + \frac{\lambda Q}{\omega_1 \omega_2} \left[1 + \frac{\omega_2 \exp(\omega_1 t) - \omega_1 \exp(\omega_2 t)}{\omega_1 - \omega_2} \right]. \end{aligned} \quad (6.16)$$

Корни ω_1 и ω_2 определяют, решая уравнения

$$(\omega_1 + \omega_2) = -[\lambda - (\rho - \beta_{\text{ef}}) / \Lambda (s - \omega_2)] \text{ и } \omega_1 \omega_2 = -\lambda \rho / \Lambda :$$

$$\omega_{1,2} = -\frac{\lambda \Lambda - \rho + \beta_{\text{ef}}}{2\Lambda} \left[1 \pm \sqrt{1 + \frac{4\lambda \Lambda \rho}{(\lambda \Lambda - \rho + \beta_{\text{ef}})^2}} \right]. \quad (6.17)$$

И так как $\lambda \Lambda \ll \beta_{\text{ef}}$, то при $|\beta_{\text{ef}} - \rho| \gg \lambda \Lambda$ корни уравнения можно записать в виде

$$\omega_1 = -\frac{\lambda\Lambda - \rho + \beta_{\text{ef}}}{\Lambda} \approx -(\beta_{\text{ef}} - \rho) / \Lambda,$$

$$\omega_2 = \frac{\lambda\rho}{\lambda\Lambda + \beta_{\text{ef}} - \rho} \approx \lambda\rho / (\beta_{\text{ef}} - \rho).$$

Из представленных данных следует, что если бы запаздывающих нейтронов не было ($\beta = 0$), то решение уравнения кинетики имело бы вид

$$P(t) = P_0 \exp\left(\frac{\rho}{\Lambda} t\right) + \frac{Q\Lambda}{\rho} \left[\exp\left(\frac{\rho}{\Lambda} t\right) - 1 \right]. \quad (6.18)$$

Рассмотрим поведение критического реактора без источника нейтронов ($\rho = 0$; $Q = 0$), если в нем в момент времени $t = 0$ происходит изменение реактивности ($\rho < \beta_{\text{ef}}$). При $t < 0$ реактор был в стационарном состоянии, и из (6.1) следует, что $P_0 = c_0 \lambda \Lambda / \beta_{\text{ef}}$, поэтому при $t \geq 0$ уравнение (6.16), принимая во внимание явный вид величин ω_1 и ω_2 и учитывая, что $|\omega_1| \gg |\omega_2|$, можно записать, пренебрегая произведением $\lambda\Lambda$ по сравнению с величиной $(\beta_{\text{ef}} - \rho)$:

$$P(t) = -P_0 \frac{\rho}{\beta_{\text{ef}} - \rho} \exp\left(-\frac{\beta_{\text{ef}} - \rho}{\Lambda} t\right) + P_0 \frac{\beta_{\text{ef}}}{\beta_{\text{ef}} - \rho} \exp\left(\frac{\lambda\rho}{\beta_{\text{ef}} - \rho} t\right). \quad (6.19)$$

Это равенство может быть использовано для качественных оценок поведения возмущенного реактора во времени.

Уравнение переноса нейтронов с учетом запаздывающих нейтронов (3.1) с исключенным внешним источником после преобразований по Лапласу имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{s}{v} \bar{\varphi} - \varphi^0 = & \left[(1 - \beta) f_p + \sum_j \frac{f_j \lambda_j \beta_j}{\lambda_j + s} \right] \int dE' \int d\Omega' v \Sigma_f \bar{\varphi} + \\ & + \int dE' \int d\Omega' \Sigma_s (r, E', \Omega' \rightarrow E, \Omega) \bar{\varphi} - \Sigma_l \bar{\varphi} - \Omega \nabla \bar{\varphi}. \end{aligned} \quad (6.20)$$

Решение уравнения (6.20) можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \varphi(r, E, \Omega, t) = & \sum_j A_j \varphi_j(r, E, \Omega) \exp(s_j t) + \\ & + \sum_{j=1}^m \sum_{k=1}^{\infty} C_{jk} \varphi_{jk}(r, E, \Omega) \exp(s_{jk} t) + \int A(s) \widehat{\varphi}_s(r, E, \Omega) \exp(s_{jk} t) ds. \end{aligned} \quad (6.21)$$

Уравнение (6.20) с использованием операторных обозначений принимает вид

$$\frac{s}{v} \overline{\varphi} = \left[(1 - \beta) f_p + \sum_j \frac{f_j \lambda_j \beta_j}{\lambda_j + s} \right] \widehat{Q} \overline{\varphi} - \widehat{L} \overline{\varphi}. \quad (6.22)$$

Если записать уравнение для сопряженной к данному уравнению ценности нейтронов и произвести операцию перекрестного умножения уравнений на ценность и поток соответственно, вычсть одно из другого и поделить на ценность нейтронов, то получим форму связи собственных чисел разных видов задач на собственную функцию:

$$\rho \equiv \frac{k_{\text{ef}} - 1}{k_{\text{ef}}} = s_0 \Lambda + \sum_j \frac{\beta_j \xi_j}{1 + \lambda_j / s_0}, \quad (6.23)$$

где ξ_j — коэффициент относительной эффективности запаздывающих нейтронов j -й группы:

$$\beta_{\text{ef},j} \equiv \beta_j \xi_j = \beta_j \frac{\langle \varphi^+ f_j \widehat{Q} \varphi_0 \rangle}{\langle \varphi^+ \chi \widehat{Q} \varphi_0 \rangle}. \quad (6.24)$$

Реально в некритических системах существуют и наблюдаются нейтронные поля с функциями распределения, отличными от $\varphi_\lambda(r, E)$ (здесь индекс функции указывает, в каком представлении она получена).

Для надкритических реакторов (для $k_{\text{ef}} < 1 + \beta$) практически четко можно наблюдать асимптотическое нейтронное распределение $\varphi_0(r, E)$. Оно образуется при увеличении мощности реактора, когда завершатся переходные процессы и установится экспоненциальный рост интенсивности потока нейтронов с периодом $T_{\text{ac}} \equiv 1/\omega$, определяемым по известной формуле Нордгейма [26]:

$$\frac{k_{\text{ef}} - 1}{k_{\text{ef}}} = \frac{l\omega}{k_{\text{ef}}} + \sum_j \frac{\beta_j}{1 + \lambda_j / \omega}. \quad (6.25)$$

По существу это фундаментальное распределение для конкретного значения $s_0 = \omega > 0$, рассмотренное ранее. Нейтронное поле такого распределения $\varphi_\omega(r, E)$ описывается уравнением, которое получается из (6.9), если отбросить начальное распределение $F(r, E)$ и пренебречь членом $\omega\varphi/\nu$:

$$\begin{aligned} & \left[(1-\beta)f_p + \sum_j \frac{f_j \lambda_j \beta_j}{\lambda_j + s} \right] \int dE' \int d\Omega' \nu \Sigma_j \varphi_\omega(r, E, \Omega) + \\ & + \int dE' \int d\Omega' \Sigma_s(r, E', \Omega' \rightarrow E, \Omega) \varphi_\omega(r, E', \Omega') - \\ & - \Sigma_t \varphi_\omega(r, E, \Omega) - \Omega \nabla \varphi_\omega(r, E, \Omega) = 0. \end{aligned} \quad (6.26)$$

Причем в используемом диапазоне надкритичностей значение ω/ν почти в 10^5 раз меньше макроскопических сечений Σ_j для любых реальных реакторов.

Такое ω -представление нейтронного поля достаточно строго и реалистично, но его уравнение слишком громоздко. Если пренебречь разницей в спектре мгновенных нейтронов деления и полном спектре с вкладом запаздывающих нейтронов, то выражение в квадратных скобках уравнения (6.26) преобразуется:

$$\left[(1-\beta)f_p + \sum_j \frac{f_j \lambda_j \beta_j}{\lambda_j + s} \right] \approx \left(1 - \sum_j \frac{\beta_j \omega}{\lambda_j + \omega} \right) \chi = \frac{\chi}{k_{\text{ef}}} \equiv \lambda \chi. \quad (6.27)$$

Тогда очевидно, что ω -представление нейтронного поля становится эквивалентным λ -представлению и поток $\varphi_\omega(r, E) = \varphi_\lambda(r, E)$ — потоку, описываемому уравнением (3.2). Это оправдывает применение λ -представления, но только если речь идет о малых реактивностях.

Подкритичность реактора в отличие от надкритичности встречается в большом диапазоне значений k_{ef} (вплоть до $k_{\text{ef}} = 0$). Это вносит определенные трудности при попытке использовать для описания нейтронного поля асимптотическое распределение в таком же виде, как в случае надкритических систем (но при $s_0 < 0$).

6.4. Реализация решения пространственной кинетики

Решение задачи пространственной кинетики (3.1) реализовано, например, в модуле TIMER комплекса ГЕФЕСТ [29; 32; 50; 51], в котором это решение осуществляется в модели реактора с трехмерной гексагональной геометрией в многогрупповом диффузионном приближении без учета обратных связей, которые на самом деле могут быть учтены через переопределение сечений в других модулях комплекса. В качестве причин нестационарного процесса рассматриваются возмущения свойств среды, например перемещение органов регулирования и т. п. Константное обеспечение основано на использовании библиотеки БНАБ-93 [9] и соответствующего ей программного обеспечения. Характеристики запаздывающих нейтронов задаются автономно и могут содержать различное число групп предшественников запаздывающих нейтронов — шесть или восемь.

Модуль обеспечивает решение прямой задачи переноса нейтронов (определение поля энерговыделения в рассчитываемом объеме), а также обратной задачи — получения реактивности по результатам изменения энерговыделения в точке расположения детектора или в целом от изменения мощности реактора. Расчетная сетка предусматривает одну расчетную точку на гексагональную ячейку в плане и необходимое число расчетных точек по высоте.

Комплексы программ нейтронно-физических расчетов реактора, предназначенные для обсчета нестационарных процессов в реальной трехмерной геометрии, отличаются обработкой больших объемов информации и не могут иметь простых моделей, так как должны отображать процессы изменения всех локальных характеристик реактора. Сложность модели и значительное время на решение уравнений переноса нейтронов ограничивает выбор методов решения, что, естественно, накладывает отпечаток на точность получаемого решения. В этой ситуации возрастает роль оценки различных методов решения для достижения результата, приемлемого по скорости получения и точности.

Необходимость учета пространственных эффектов в первую очередь важна для быстропротекающих процессов, т. е. для неасимптотических процессов, в течение которых плотность потока нейтронов не успевает принять асимптотическую форму и отсутствует справедливость разделения пространственных и временных переменных для функции плотности потока нейтронов. В рамках таких процессов нет возможности пользоваться классической функцией ценности нейтронов, так как последняя интерпретирует асимптотическую мощность реактора. В связи с этим нельзя пользоваться

и понятием реактивности реактора, так как последняя определяется через ценность нейтронов и также является характеристикой асимптотического поведения реактора.

В качестве быстропротекающего процесса исследовался процесс распространения локального возмущения поля нейтронов по фазовому пространству аргументов функции плотности потока нейтронов (времени, пространству и энергии). Исследование распространения возмущения в реакторной среде показало, что если поле нейтронов возмущено внесением дополнительных нейтронов в одной точке среды, то распространение этих нейтронов, т. е. распространение возмущения поля нейтронов или поля энерговыделения, примерно напоминает изменение плотности нормального распределения с неизменным центром (точкой возмущения) и возрастающей дисперсией. Если под скоростью распространения возмущения понимать скорость «перемещения» точки перегиба плотности нормального распределения, то можно получить некую характеристику для сравнения различных моделей реакторов. Ясно, что даже расчетная величина скорости распространения возмущения зависит от места ее определения, но она обеспечивает базу для качественных оценок. В [50] показано, что наличие или отсутствие запаздывающих нейтронов лишь незначительно замедляет или ускоряет процесс. Учет многих групп нейтронов только усложняет процесс, не меняя его качественно. Расчеты в одно- и трехмерных геометриях по своим результатам не отличаются друг от друга.

Расчеты дают оценку скорости распространения возмущения в реакторах БН, ВВЭР и РБМК примерно в 100, 10 и 1 км/с соответственно, что является следствием зависимости скорости от спектра нейтронов. Для оценки сверху можно указать, что выход на асимптотику, т. е. на прекращение изменения формы поля нейтронов, наступает со скоростью, примерно на два порядка уступающей указанной скорости распространения возмущения. Так что время наступления асимптотического процесса может быть оценено для реакторов БН, ВВЭР и РБМК в 0,001, 0,01—0,1 и 1,0 с. Отметим, что в литературе отсутствует определение момента выхода на асимптотику, есть лишь понятие времени релаксации переходного режима [30]. Возможно, под временем выхода на асимптотику следует понимать момент времени, после которого любые отклонения поля нейтронов от асимптотического поля не превышают доли запаздывающих нейтронов.

К неасимптотическим процессам относятся и процессы быстрой перекомпенсации стержней СУЗ. Рассматривался процесс перекомпенсации двух стержней СУЗ, когда реактор имеет нулевую реактивность для всех позиций стержней от «а» до «в» (рис. 6.1) и для всех переходов из одного состояния в другое.

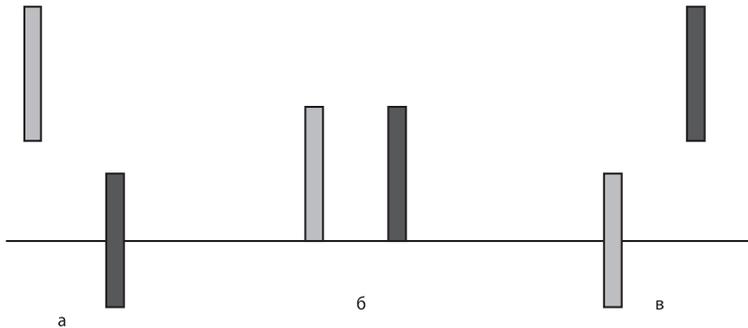


Рис. 6.1. Положения стержней СУЗ в процессе перекомпенсации

Тем не менее при моделировании процесса движения (мгновенном переводе стержней из одной позиции в другую) происходит изменение асимптотической мощности реактора. Аналогичное изменение асимптотической мощности реактора наблюдается при отслеживании мгновенного изменения в одной точке пространства энергетического спектра, при этом начальный и конечный спектры обеспечивают нулевую реактивность реактора. Из теории реакторов известно, что «в реакторе, находящемся в критическом состоянии при отсутствии независимого источника нейтронов, с течением времени устанавливается стационарное распределение нейтронов, а начальное распределение влияет лишь на «амплитуду» предельного стационарного распределения» [48]. Ясно, что в реакторе с множеством устройств влияния на реактивность существует бесконечное множество стационарных состояний. Интересно, как будет меняться мощность реактора (или «амплитуда» потока нейтронов) при переходе из одного такого состояния в другое. На основе практики расчетов подобных безреактивных переходов можно высказать ряд утверждений [50]. При переходе из одного стационарного состояния в другое наблюдается изменение мощности реактора:

- при таких переходах мощность реактора («амплитуда» потока нейтронов) падает;
- падение мощности реактора возможно при переходах из одного надкритического состояния в другое с той же надкритичностью при слабой величине последней;
- при периодических переходах из одного надкритического состояния в другое с той же надкритичностью наблюдается падение скорости подъема мощности вплоть до падения мощности в зависимости от величины надкритичности.

6.4.1. Структура расчетного модуля TIMER

Модуль состоит из головного (MAIN) модуля, вызывающего все прочие модули подпрограммы. Имеется набор подпрограмм, ответственных за формирование модели реактора, типов каналов, каналов со стержнями СУЗ, чтение макро- и микросечений из файлов внешних устройств. Эти сечения готовятся заранее в рамках стационарного комплекса [29], куда подключается модуль TIMER, при изменении свойств среды там же сечения могут быть пересчитаны, обеспечивая тем самым учет обратных связей в решении нестационарной задачи.

Следующей в работу подключается подпрограмма SNEGRTS. Она предназначена для моделирования перемещения стержней СУЗ в исходном библиотечном 26-групповом приближении.

Так как программа предназначена для моделирования режимов движения стержней, то предлагается сначала провести стационарные расчеты в исходном 26-групповом приближении для положения исследуемой группы стержней СУЗ на нижнем концевики (НК), а затем для положения на верхнем концевики (ВК). Далее подключается подпрограмма STATICB, предназначенная для решения условно-критической задачи переноса нейтронов в исходном 26-групповом диффузионном приближении. По завершении ее работы имеется массив потока нейтронов $FG(n, i, ng)$ и собственное число задачи, т. е. k_{ef} ВК. После этих двух расчетов появляется возможность оценить эффективность исследуемых стержней на основе исходных 26-групповых расчетов стационарных состояний, кроме того, эти результаты обеспечивают расчет спектрами нейтронов с исходным и конечным состоянием стержней СУЗ.

Подпрограмма STATICA предназначена для решения сопряженной стационарной задачи в 26-групповом диффузионном приближении. По завершении ее работы имеется сопряженная с потоком нейтронов функция ценности — $FGA(n, i, ng)$.

После получения потока и ценности нейтронов в головной программе рассчитываются выходы запаздывающих нейтронов на одно деление для участвующих в расчетах делящихся нуклидов, а также спектры запаздывающих нейтронов. Затем вызывается подпрограмма BETA, где определяется величина β_{ef} , ее составляющие по группам предшественников запаздывающих нейтронов, а также составляющие по делящимся нуклидам. Кроме того, в подпрограмме BETA определяется время жизни мгновенных нейтронов.

Далее головная программа последовательно подключает к работе следующие подпрограммы SOURCE, CLPSBI, SNEGRTD2, CAPPA, STATICA, STATIC,

STATQ, STATICT и RECSJK. Кратко остановимся на описании некоторых из них.

Подпрограмма SOURCE предназначена для расчета внешнего источника нейтронов в реакторе за счет спонтанного деления делящихся нуклидов. Результатом ее работы является массив значений мощности внешнего источника нейтронов в каждой расчетной ячейке реактора в нейтронах в секунду. Пользователь может задать и внешний источник нейтронов в каких-то расчетных ячейках, имитируя, например, фотонейтронный источник в реакторе БН-600 и т. п.

Подпрограмма CLPSBI предназначена для свертки многогрупповых сечений расчетных ячеек реактора в малогрупповые с использованием спектров нейтронов, полученных в последней решаемой прямой задаче (со стержнями СУЗ на ВК). Возможность использования малогруппового приближения связана с увеличением скорости получения решения. По желанию пользователя число групп нейтронов малогруппового приближения может равняться исходному числу групп многогруппового расчета.

Подпрограмма SNEGRD1 предназначена для пересчета малогрупповых сечений в каналах со стержнями СУЗ с учетом их высотного положения в модели реактора. При свертке малогрупповых сечений в расчетной ячейке модели реактора для корректности их получения используются те спектры из решенных двух задач в многогрупповом приближении для зон модели, которые получены в том случае, когда в этой зоне находился поглотитель стержня СУЗ, если последний в настоящий момент присутствует в расчетной ячейке, или другой спектр, если в ячейке в данный момент поглотителя нет. Кроме того, подпрограмма определяет массив долей высотных ячеек модели реактора, попадающих в каждую из высотных ячеек расчетной модели стержня СУЗ. Рассчитывается макросечение $\nu_a \Sigma_f^k(i, ng)$ для каждого нуклида k , точки i и энергетической группы ng .

Подпрограмма STATICA решает сопряженное уравнение переноса нейтронов в малогрупповом диффузионном приближении, определяя, таким образом, функцию ценности и собственное число k_{ef}^* задачи в стартовом состоянии. Полученное k_{ef}^* в сравнении с аналогичным значением для многогрупповой задачи k_{ef} обеспечивает демонстрацию точности малогруппового приближения по сравнению с исходным многогрупповым.

Подпрограмма STATIC предназначена для решения неоднородной задачи переноса нейтронов в малогрупповом диффузионном приближении. Если собственное число в процессе итераций превышает единицу, то подпрограмма автоматически переходит к решению прямой условно-критической задачи. В отличие от всех описанных выше подпрограмм решения уравнения переноса нейтронов в настоящей подпрограмме в расчет вводятся кон-

центрации предшественников запаздывающих нейтронов и спектры запаздывающих нейтронов. Поэтому получаемое в подпрограмме k_{ef} будет отличаться от полученного выше k_{ef}^* . Отличие целиком связано с использованием спектра запаздывающих нейтронов и благодаря сравнению k_{ef} и k_{ef}^* позволяет делать оценку эффективности другого спектра запаздывающих нейтронов в отличие от спектра мгновенных нейтронов.

При первом проходе в программе должны быть заданы нормирующие параметры k_{ef} (стартового состояния k_s (3.42) и k_{ef} критическое $k_{ef,cr}$), равные единице. После завершения работы подпрограммы STATIC она должна быть остановлена. Для повторного запуска в программе должны быть заданы в качестве k_{ef} критического именно значение $k_{ef,cr}$, полученное в подпрограмме STATIC. Параметр k_s должен быть задан с некоторым превышением $k_{ef,cr}$. Тем самым будет определена исходная мощность исследуемой модели реактора на основе полученной мощности источника внешних нейтронов и его доли в полном источнике (вместе с нейтронами деления), определяемой как $(1 - k_{ef,cr} / k_s)$. Можно задать и стартовую мощность реактора, тогда необходимый параметр k_s определится в итерационном процессе по определению начальной мощности реактора.

После задания необходимых значений $k_{ef,cr}$ и k_s программа запускается вновь и после прохода всей указанной выше цепочки подпрограмм подключает к работе подпрограмму STATQ, которая предназначена для расчета тепловыделения в каждой расчетной ячейке и мощности реактора в целом.

Если определенная мощность пользователя устраивает, расчет может быть продолжен. Если нужно стартовать с другой мощности, то необходимо остановить работу программы и переопределить параметр k_s , после чего программа запускается вновь.

В завершение подготовительного цикла решения задачи подключается подпрограмма STATICT, которая предназначена для решения нестационарной задачи в невозмущенном состоянии. В ней кроме определения нестационарных полей нейтронов рассчитываются и соответствующие концентрации предшественников запаздывающих нейтронов в расчетных ячейках модели реактора.

Далее подключается подпрограмма STATICPK, предназначенная для решения однородной задачи переноса нейтронов в малогрупповом диффузионном приближении. Программа рассчитывает плотность потока нейтронов, являющуюся форм-функцией в дальнейшем решении нестационарной задачи в квазистатическом приближении. Здесь учитывается вклад в источник запаздывающих нейтронов с их спектром.

Подпрограмма RECSJKO является вспомогательной и пересчитывает на основе определенных в STATICT концентраций предшественников запаздывающих нейтронов в расчетных ячейках модели реактора начальные концентрации предшественников запаздывающих нейтронов в зонах стержня СУЗ, которые могут быть в стержне при наличии в нем зон с делящимся материалом. При будущем движении стержня вместе с ним перемещаются и присутствующие в нем предшественники запаздывающих нейтронов, которые тем самым могут быть переведены из зоны, где они образовались, в другую, где они могут испустить нейтроны. Таким образом, в программе практически может моделироваться движение топлива по объему реактора. Кстати предшественники могут быть вместе с зонами стержня СУЗ вообще выведены из реактора.

В подключаемой далее подпрограмме STATQS нормируется форм-функция из STATICPK на значение амплитудной функции, т. е. на начальную мощность реактора.

В подпрограмме POINTCJO определяются концентрации предшественников запаздывающих нейтронов в каждой расчетной точке модели реактора на основе форм-функции и амплитудной функции стационарного состояния.

В подключаемой затем подпрограмме BETAS рассчитываются β_{ef} , ее составляющие по группам предшественников запаздывающих нейтронов, а также составляющие и по делящимся нуклидам на основе малогрупповых решений. Здесь же переопределяется время жизни мгновенных нейтронов на этих же малогрупповых решениях.

Далее в подпрограмме POINTCJ1 определяются концентрации предшественников запаздывающих нейтронов в каждой расчетной точке модели реактора на основе форм-функции и амплитудной функции стационарного состояния, но в отличие от подпрограммы POINTCJO здесь решается нестационарная задача невозмущенного состояния.

Характеристики стационарного состояния записываются в файл как начальные параметры нестационарного состояния.

Следующая часть работы программы связана с решением нестационарной задачи, состоящим из двух этапов. По мере движения стержней (первый этап) последовательно подключаются подпрограммы SUZHDS, SNEGRTD2, CAPPA, STATICA2, STATICTT и RECSJK. После завершения движения стержней (второй этап) на каждом новом временном шаге вызываются только подпрограммы STATICTT и RECSJK.

Подпрограмма SUZHDS предназначена для определения высотного положения стержней в модели реактора на текущем временном шаге. Высотное положение рассчитывается на основе скоростей движения стержней, задан-

ных пользователем. По достижении всеми стержнями крайних положений (НК) завершается первый этап решения нестационарной задачи.

Подпрограмма SNEGRTD2, как и SNEGRTD1, предназначена для пересчета малогрупповых сечений в каналах со стержнями СУЗ с учетом их высотного положения в модели реактора. Но в отличие от SNEGRTD1 она еще и определяет концентрации предшественников запаздывающих нейтронов в расчетных ячейках модели реактора, связанные с движением стержней, содержащих топливо.

Подпрограмма STATICA2 аналогична программе STATICA. Различие связано с определением начального поля функции ценности. В STATICA2 в качестве такового берется решение на предыдущем шаге, а в STATICA — произвольное распределение. То же можно сказать и о подпрограмме STATIC2, определяющей форм-функцию, по сравнению с подпрограммой STATIC.

Подпрограммы STATICPK, STATQS, RECJNI, BETAS обеспечивают переопределение β_{ef} в ходе нестационарного процесса, подпрограммы POINTCJ, RECSJK также последовательно обрабатывают в ходе решения нестационарной задачи.

Подпрограмма STATICTT является основной при решении нестационарной задачи и предназначена именно для ее решения. В алгоритме решения используется неявная схема. В подпрограмме определяются на конец временного шага: поле нейтронов, концентрации предшественников запаздывающих нейтронов, поле тепловыделения в расчетных ячейках модели реактора, мощность всего реактора и особо мощность сигнала в расчетных точках, в которых пользователь предположил наличие детекторов нейтронов. Последних точек может быть несколько.

Во всех подпрограммах, предназначенных для решения уравнений, алгоритмы ускорения итерационного процесса не используются, так как практика расчетов показала, что в случае использования алгоритмов ускорения возможен выход из итерационного процесса при случайном стечении обстоятельств. Это связано с тем, что любое ускорение итерационного процесса обычно обусловлено «сдвигом спектра», т. е. с неитерационным изменением части источника в уравнениях. В качестве ускорения в алгоритмах решения нестационарной задачи можно использовать самый эффективный прием, заключающийся в старте итерационного процесса с нужного («угаданного») решения. В нестационарной задаче это решение на предыдущем шаге, так как за временной шаг, как правило, происходят небольшие изменения решения в отличие от стационарного процесса. Кроме того, все алгоритмы ускорения эффективны лишь в случаях, когда решение на итерации еще далеко от точного решения, а при приближении к последнему эффективность алгоритмов ускорения заметно падает.

Подпрограмма RECSJK аналогична подпрограмме RECSJK0, является вспомогательной и пересчитывает концентрации предшественников запаздывающих нейтронов в расчетных ячейках стержня СУЗ, которые могут быть в стержне при наличии в нем ячеек с делящимся материалом. Работа подпрограммы RECSJK0 описана выше.

Далее в программе на основании решений нестационарной задачи решается обратная нестационарная задача: на основе сформированных расчетом сигналов в местах расположения детекторов и мощности в целом производится определение реактивности в этих точках и в целом по реактору. Таким образом, пользователь имеет возможность наблюдать пространственный эффект при измерении реактивности, а также решать задачу по оптимизации размещения детекторов. При решении обратной задачи используется трехпараметрическая процедура с определением реактивности, эффективности детектора и доли внешнего источника с расчетом погрешности их определения.

Возмущения среды, не связанные с движением стержня (изменения температур, плотности материала и т. п.), могут быть учтены через переопределение сечений вне модуля решения нестационарной задачи по окончании временного шага.

На рис. 6.2 представлена схема работы модуля TIMER.

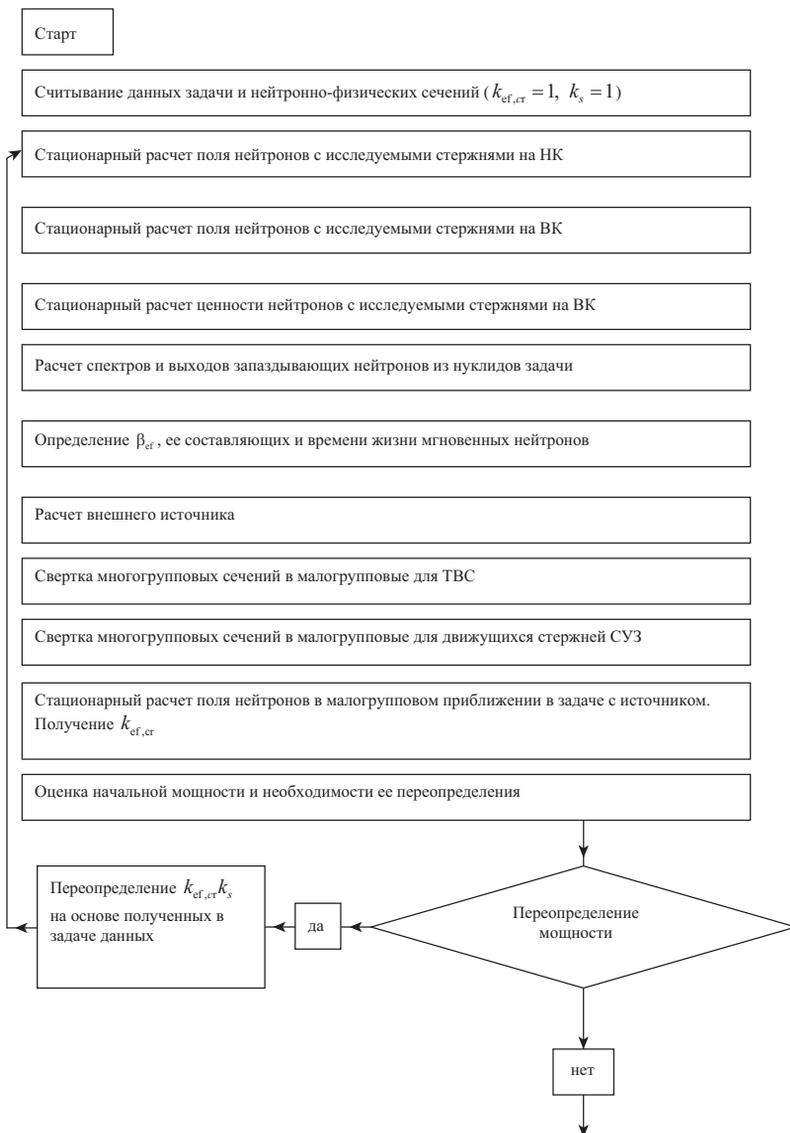




Рис. 6.2. Схема работы модуля TIMER

Глава 7. Решение обратной задачи кинетики

7.1. Алгоритм обработки сигнала детектора

Проблема решения обратной задачи кинетики связана с тем, что, формируя или обсчитывая сигнал детектора, приходится отслеживать появление мгновенных и отдельно запаздывающих нейтронов, для чего необходимо учитывать всю историю процесса [20; 52]. При этом неясен алгоритм выбора функции ценности в каждый момент процесса, так как в классических работах [24] предлагается использовать ее из критического состояния, которого нет в нестационарном случае. Попытки внести строгость в решение обсуждаемой задачи через ввод «ретрофункционалов», т. е. функционалов с усложненной временной зависимостью, когда для их определения используется часть функций из прошлого времени, а часть — из нынешнего [52], пока не нашли распространения в практике.

Обычно обсчет экспериментов проводят по уравнению (3.17), следуя работе [52], но значения a_j (относительная доля запаздывающих нейтронов j -й группы) определяются в расчете, как и обратная величина декремента затухания мгновенных нейтронов в критическом реакторе $1/\alpha_k = \Lambda/\beta_{\text{эф}}$.

Получаемый детектором сигнал $N(t)$ при экспоненциальном представлении его зависимости от времени обобщенным декрементом затухания потока нейтронов в кинетике на запаздывающих нейтронах

$\alpha(t) = 1/N(t) \partial N(t) / \partial t$ позволяет оценить член $\frac{\Lambda}{\beta_{\text{эф}} N(t)} \frac{dN(t)}{dt}$ в реакторах

на быстрых нейтронах как очень малую величину порядка 10^{-4} . Представим скорость генерации запаздывающих нейтронов j -й группы в момент времени t_i в виде

$$C_{ji} = a_j \lambda_j \int_{-\infty}^{t_i} dt' \exp[-\lambda_j (t-t')] N(t'), \quad (7.1)$$

где $N(t)$ — сигнал детектора; напомним, что в расчете

$$N(t) = \frac{\int dE' \varphi(r, E, t) \nu_j \Sigma_f}{K_s}.$$

Тогда равенство (3.17) при представлении $\rho(t_i)/\beta_{\text{ef}} \equiv R_i$ будет иметь вид

$$R_i = 1 - \frac{\sum_j C_{ij}}{N_i} - \frac{\tilde{Q}}{N_i} + \frac{N_i - N_{i-1}}{\tau N_i} \frac{1}{\alpha_k}, \quad (7.2)$$

где $i = 1, 2, 3, \dots$

Для последовательного получения величин C_{ji} в режиме реального времени используется рекуррентное соотношение, получаемое из равенства (7.1) в предположении линейного изменения мощности на отрезке времени τ , а именно $N(t) = N_{i-1} + \frac{N_i - N_{i-1}}{\tau} t$. Тогда

$$C_{ji} = C_{ji-1} e^{-\lambda_j \tau} + d_j N_{i-1} + h_j N_i, \quad (7.3)$$

$$\text{где } d_j \equiv a_j \left(\frac{1 - e^{-\lambda_j \tau}}{\lambda_j \tau} - e^{-\lambda_j \tau} \right),$$

$$h_j \equiv a_j \left(1 - \frac{1 - e^{-\lambda_j \tau}}{\lambda_j \tau} \right).$$

В предположении экспоненциального изменения мощности на отрезке времени τ , а именно $N(t) = N_{i-1} e^{-\gamma t}$, и линейного изменения функции влияния (см. определение ниже) на этом отрезке $u(t) = u_{i-1} + \frac{u_i - u_{i-1}}{\tau} t$ получаем в (7.3)

$$d_j = a_j \frac{\lambda_j}{\lambda_j - \gamma} e^{-\gamma \tau} \left[\frac{1 - e^{-(\lambda_j - \gamma)\tau}}{(\lambda_j - \gamma)\tau} - e^{-(\lambda_j - \gamma)\tau} \right],$$

$$h_j = a_j \frac{\lambda_j}{\lambda_j - \gamma} \left[1 - \frac{1 - e^{-(\lambda_j - \gamma)\tau}}{(\lambda_j - \gamma)\tau} \right].$$

Для случая без функции влияния эти коэффициенты определяются так:

$$d_j = -a_j \frac{\lambda_j}{\lambda_j - \gamma} e^{-\lambda_j \tau},$$

$$h_j = a_j \frac{\lambda_j}{\lambda_j - \gamma}.$$

$$\gamma_i = \frac{\ln N_{i-1} / N_i}{\tau}.$$

Однако экспоненциальное представление изменения мощности при флуктуирующем сигнале привносит дополнительные погрешности и требует фильтрации сигнала.

При решении равенства (3.17) используются начальные условия, точнее, предыстория зависимости $N(t)$. Это либо постоянное установившееся значение N_0 , либо изменение скорости счета по экспоненте $N_0 e^{t/T}$, соответствующей разгону реактора с установившимся периодом T или декрементом затухания $\alpha_0 \equiv 1/T$ (при достаточно большой мощности реактора для удовлетворительной точности измерений и возможности пренебречь постоянным слагаемым в $N(t)$ от внешнего источника нейтронов). Для определения α_0 и N_0 обычно используют четыре начальных значения массива чисел N_i :

$$\alpha_0 = \frac{1}{2\tau} \ln \frac{N_3 + N_4}{N_1 + N_2}, \tag{7.4}$$

$$N_0 = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 N_i e^{-i\alpha_0 \tau},$$

где N_0 — среднее, экстраполированное на нулевой временной шаг (канал) число N . Следовательно, для C_{j0} имеем

$$C_{j0} = N_0 a_j \frac{\lambda_j}{\lambda_j + \alpha_0} \tag{7.5}$$

и согласно (7.3)

$$C_{j1} = C_{j0} e^{-\lambda_j \tau} + d_j N_0 + h_j N_1 \text{ и т. д.} \tag{7.6}$$

После определения декремента затухания можно рассчитать положительную реактивность при начальном разгоне реактора [37] (6.23)

$$R_0 = \Lambda \alpha_0 + \sum_j \frac{a_j}{1 + \lambda_j / \alpha_0}, \quad (7.7)$$

где Λ — время генерации нейтронов.

Для экспериментов по оценке эффективности стержней на быстрых реакторах, например на реакторе БН-600, первое слагаемое в (7.7) обычно составляет величину около 10^{-10} , в то время как второе слагаемое находится на уровне 10^{-2} , так что первым слагаемым можно пренебречь.

Если в начальном состоянии реактор имеет постоянный установившийся уровень мощности или установившийся период разгона $T = 1 / \alpha_0$, то, предполагая неизменность формы поля нейтронов в такой ситуации, эффективность детектора (4.38) можно принять в качестве постоянной величины: $\varepsilon = \varepsilon_1 = \text{const}$. Предполагая после окончания возмущения формы поля нейтронов другую эффективность детектора $\varepsilon = \varepsilon_2 = \text{const}$, можно представить отношение $\frac{\varepsilon(t')}{\varepsilon_2}$ в виде

$$\frac{\varepsilon(t')}{\varepsilon_2} = \omega + (1 - \omega)u(t'), \quad (7.8)$$

где $\omega = \varepsilon_1 / \varepsilon_2$ — относительная эффективность детектора; $u(t')$ — нормированная функция изменения относительной эффективности детектора, изменяющаяся от 0 в начальном состоянии до 1 в конечном состоянии изменения относительной эффективности детектора во времени; назовем ее функцией влияния.

Например, предполагая, что при боковом расположении детекторов нейтронов и вертикальном перемещении органов регулирования величина эффективности детектора меняется линейно от ε_1 до ε_2 с вводимой реактивностью от момента начала движения стержня СУЗ до момента его завершения:

$$\frac{\varepsilon(t')}{\varepsilon_2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} + \left(1 - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right) \frac{R_1 - R(t')}{R_1 - R_2}, \quad (7.9)$$

получают

$$u(t') = \frac{R_1 - R(t')}{R_1 - R_2},$$

где R_1 и R_2 — эффективности стержня СУЗ в начале и конце его движения.

Введем (7.8) в (7.2):

$$\begin{aligned} \frac{\rho}{\beta_{\text{ef}}} &= 1 - \frac{\sum_j \lambda_j a_j \int_{-\infty}^t dt' e^{-\lambda_j(t-t')} N_d(t') \varepsilon(r_d, t')}{N_d(t) \varepsilon(r_d, t)} - \\ &- \frac{S_{\text{ef}}}{N_d(t) \varepsilon(r_d, t)} + \frac{\Lambda}{\beta_{\text{ef}}} \frac{1}{N_d(t)} \frac{\partial N_d(t)}{\partial t} + \frac{\Lambda}{\beta_{\text{ef}}} \frac{1}{\varepsilon_d(t)} \frac{\partial \varepsilon_d(t)}{\partial t} = \\ &= 1 - \frac{\sum_j \lambda_j a_j \int_{-\infty}^t dt' e^{-\lambda_j(t-t')} N_d(t') [\omega + (1-\omega)u(t')]}{N_d(t)} - \\ &- \frac{S_{\text{ef}}}{N_d(t) \varepsilon(r_d, t)} + \frac{\Lambda}{\beta_{\text{ef}}} \frac{1}{N_d(t)} \frac{\partial N_d(t)}{\partial t} + \frac{\Lambda}{\beta_{\text{ef}}} \frac{1}{\varepsilon_d(t)} \frac{\partial \varepsilon_d(t)}{\partial t}. \end{aligned} \quad (7.10)$$

Тогда

$$\begin{aligned} \frac{\rho}{\beta_{\text{ef}}} &= 1 - \frac{\sum_j \lambda_j a_j \int_{-\infty}^t dt' e^{-\lambda_j(t-t')} N_d(t') [\omega + (1-\omega)u(t')]}{N_d(t)} - \\ &- \frac{S_{\text{ef}} \varepsilon(r_d, t_{-\infty})}{N_d(t) \varepsilon(r_d, t) \varepsilon(r_d, t_{-\infty})} + \frac{\Lambda}{\beta_{\text{ef}}} \frac{1}{N_d(t)} \frac{\partial N_d(t)}{\partial t} + \frac{\Lambda}{\beta_{\text{ef}}} \frac{\varepsilon(r_d, t_{-\infty})}{\varepsilon_d(t) \varepsilon(r_d, t_{-\infty})} \frac{\partial \varepsilon_d(t)}{\partial t} \end{aligned} \quad (7.11)$$

и

$$\begin{aligned} \frac{\rho}{\beta_{\text{ef}}} &= 1 - \frac{\sum_j \lambda_j a_j \int_{-\infty}^t dt' e^{-\lambda_j(t-t')} N_d(t') [\omega + (1-\omega)u(t')]}{N_d(t)} - \\ &- \frac{S_{\text{ef}}}{N_d(t) \varepsilon_2(r_d) [\omega + (1-\omega)u(t)]} + \frac{\Lambda}{\beta_{\text{ef}}} \frac{1}{N_d(t)} \frac{\partial N_d(t)}{\partial t} + \\ &+ \frac{\Lambda}{\beta_{\text{ef}}} \frac{(1-\omega)}{[\omega + (1-\omega)u(t)]} \frac{\partial u(t)}{\partial t}. \end{aligned} \quad (7.12)$$

Тогда в момент i -го шага получаем

$$\begin{aligned} \frac{\rho}{\beta_{\text{ef}}} = & 1 - \frac{\sum_j \lambda_j a_j \int_{-\infty}^{t_i} dt' e^{-\lambda_j(t-t')} N_d(t') [\omega + (1-\omega)u(t')]}{N_d(t)} - \\ & - \frac{S_{\text{ef}}}{N_d(t)\varepsilon_2(r_d) [\omega + (1-\omega)u(t_i)]} + \frac{\Lambda}{\beta_{\text{ef}}} \frac{1}{N_d(t_i)} \frac{\partial N_d(t_i)}{\partial t} + \\ & + \frac{\Lambda}{\beta_{\text{ef}}} \frac{(1-\omega)}{[\omega + (1-\omega)u_i]} \frac{u_i - u_{i-1}}{\tau}. \end{aligned} \quad (7.13)$$

По завершении изменения функции влияния получаем

$$\begin{aligned} \frac{\rho}{\beta_{\text{ef}}} = & 1 - \frac{\sum_j \lambda_j a_j \int_{-\infty}^{t_i} dt' e^{-\lambda_j(t-t')} N_d(t') [\omega + (1-\omega)u(t')]}{N_d(t)} - \\ & - \frac{S_{\text{ef}}}{N_d(t)\varepsilon_2(r_d)} + \frac{\Lambda}{\beta_{\text{ef}}} \frac{1}{N_d(t_i)} \frac{\partial N_d(t_i)}{\partial t}. \end{aligned} \quad (7.14)$$

В соответствии с предложенным изменением эффективности детектора разбиваем интеграл в (7.14) на три интервала $(-\infty, t_H)$, (t_H, t_K) , (t_K, t) , где t_H — время начала возмущения реактивности, приравненное ко времени начала возмущения формы поля нейтронов; t_K — время завершения изменения формы поля нейтронов. Часто под t_K понимают время завершения изменения реактивности, т. е. время завершения движения стержня, что не всегда соответствует времени завершения изменения формы поля нейтронов.

$$\begin{aligned} \frac{\rho}{\beta_{\text{ef}}} = & 1 - \frac{\omega \sum_j \lambda_j a_j \int_{-\infty}^{t_i} dt' e^{-\lambda_j(t-t')} N_d(t')}{N_d(t)} - \\ & - \frac{(1-\omega) \sum_j \lambda_j a_j \int_{t_H}^{t_i} dt' e^{-\lambda_j(t-t')} N_d(t') u(t')}{N_d(t)} - \\ & - \frac{\sum_j \lambda_j a_j \int_{t_K}^{t_i} dt' e^{-\lambda_j(t-t')} N_d(t')}{N_d(t)} - \frac{S'_{\text{ef}}}{N_d(t)} + \frac{\Lambda}{\beta_{\text{ef}}} \frac{1}{N_d(t_i)} \frac{\partial N_d(t_i)}{\partial t}, \end{aligned} \quad (7.15)$$

где $S'_{\text{ef}} = S_{\text{ef}} / \varepsilon(r_d)$,

или

$$\begin{aligned} & \frac{\rho}{\beta_{\text{ef}}} N_d(t) + \omega \left[\sum_j \lambda_j a_j \int_{-\infty}^{t_i} dt' e^{-\lambda_j(t-t')} N_d(t') - \right. \\ & \left. - \sum_j \lambda_j a_j \int_{t_H}^{t_i} dt' e^{-\lambda_j(t-t')} N_d(t') u(t') \right] + S'_{\text{ef}} + \\ & + \sum_j \lambda_j a_j \int_{t_H}^{t_i} dt' e^{-\lambda_j(t-t')} N_d(t') u(t') + \\ & + \sum_j \lambda_j a_j \int_{t_K}^{t_i} dt' e^{-\lambda_j(t-t')} N_d(t') - \frac{\Lambda}{\beta_{\text{ef}}} \frac{\partial N_d(t_i)}{\partial t} - N_d(t) = 0. \end{aligned} \quad (7.16)$$

В результате данного рассмотрения для множества значений времени t_i , соответствующему времени конца i -го интервала (или i -му каналу) в области с постоянной реактивностью R_2 получают систему линейных условных уравнений с целью получения трех параметров R_2 , \tilde{Q}_2 и $\omega = \varepsilon_2 / \varepsilon_1$ и их погрешностей по методу наименьших квадратов:

$$R_2 A_i + \omega B_i + \tilde{Q}_2 + C_i = 0 \quad (i = k+1, \dots, k+m), \quad (7.17)$$

где $A_i = N_i$, $B_i = F_i - G_i$, $C_i = G_i + H_i - \frac{N_i - N_{i-1}}{\tau \alpha_k} - N_i$.

То есть

$$F_i = \sum a_j \lambda_j \int_{-\infty}^{t_i} N(t') \exp[-\lambda_j(t_i - t')] dt'; \quad 1 \leq i \leq k+m, \quad (7.18)$$

$$G_i = \sum a_j \lambda_j \int_{t_H}^{t_i} N(t') u(t') \exp[-\lambda_j(t_i - t')] dt'; \quad H+1 \leq i \leq k+m, \quad (7.19)$$

$$H_i = \sum a_j \lambda_j \int_{t_K}^{t_i} N(t') \exp[-\lambda_j(t_i - t')] dt' \quad k+1 \leq i \leq k+m. \quad (7.20)$$

Для получения массива величин F_i при $i < k$ используется рекуррентное соотношение (7.3) и начальные условия (7.4) и (7.5). Далее $F_{k+1} = F_k e^{-\lambda_j \tau}$ и $F_i = F_{i-1} e^{-\lambda_j \tau}$.

Массив G_i получается применением соотношения (7.3) для кусочно-линейной функции $n(t')u(t')$ со значениями $n_i u_i \equiv n(t_i)u(t_i)$ в момент вре-

мени t_i . При этом начальное значение G_i принимается равным нулю — $G_H = 0$. После окончания возмущения реактивности характер рекуррентного соотношения меняется. Для G_{K+1} имеем $G_{K+1} = G_K e^{-\lambda_j \tau}$ и вообще $G_i = G_{i-1} e^{-\lambda_j \tau}$.

Массив H_i получается применением равенства (7.3) при начальном значении $H_H = 0$.

Из системы условных уравнений (7.17) согласно [52] следуют три нормальных уравнения:

$$\begin{cases} R_2 \sum A_i^2 + \omega A_i B_i + \tilde{Q}_2 \sum A_{ii} + \sum A_i C_i = 0, \\ R_2 \sum A_i B_i + \omega B_i^2 + \tilde{Q}_2 \sum B_{ii} + \sum B_i C_i = 0, \\ R_2 \sum A_i + \omega \sum B_i + \tilde{Q}_2 m + \sum C_i = 0, \end{cases} \quad (7.21)$$

где m — число значений индекса i для использования метода наименьших квадратов.

Из них для искомых параметров получим

$$R_2 = D_R / D, \quad \omega = D_w / D, \quad \tilde{Q}_2 = D_q / D, \quad (7.22)$$

где D — определитель системы (7.21).

$$\begin{aligned} D \equiv \begin{vmatrix} [AA][AB][A1] \\ [AB][BB][B1] \\ [A1][B1][1 \cdot 1] \end{vmatrix} &= \sum A_i^2 \sum B_i^2 m + 2 \sum A_i B_i \sum B_i \sum A_i - \\ &- (\sum A_i)^2 \sum B_i^2 - (\sum B_i)^2 \sum A_i^2 - m (\sum A_i B_i)^2, \end{aligned} \quad (7.23)$$

а D_R , D_w и D_q — определители вида

$$\begin{aligned} D_R \equiv - \begin{vmatrix} [AC][AB][A1] \\ [BC][BB][B1] \\ [C1][B1][1 \cdot 1] \end{vmatrix} &= \sum A_i \sum B_i^2 \sum C_i + \sum A_i C_i (\sum B_i)^2 + \\ &+ \sum A_i B_i \sum B_i C_i m - \sum A_i C_i \sum B_i^2 m - \\ &- \sum A_i B_i \sum B_i^2 \sum C_i - \sum A_i \sum B_i C_i \sum B_i, \end{aligned} \quad (7.24)$$

$$D_w \equiv - \begin{vmatrix} [AA][AC][A1] \\ [AB][BC][B1] \\ [A1][C1][1 \cdot 1] \end{vmatrix} = \sum A_i^2 \sum B_i C_i + \sum A_i^2 \sum B_i \sum C_i +$$

$$+ m \sum A_i B_i \sum A_i C_i - \sum A_i^2 \sum B_i C_i m -$$

$$- \sum A_i C_i \sum B_i \sum A_i - \sum A_i \sum A_i B_i \sum C_i, \quad (7.25)$$

$$D_q \equiv - \begin{vmatrix} [AA][AB][AC] \\ [AB][BB][BC] \\ [A1][B1][C \cdot 1] \end{vmatrix} = \sum A_i \sum B_i^2 \sum A_i C_i + \sum A_i^2 \sum B_i \sum B_i C_i +$$

$$+ (\sum A_i B_i)^2 \sum C_i - \sum A_i^2 \sum B_i^2 \sum C_i -$$

$$- \sum A_i \sum A_i B_i \sum B_i C_i - \sum A_i B_i \sum A_i C_i \sum B_i, \quad (7.26)$$

Дисперсии (ошибки) полученных таким образом параметров R_2 , ω и \tilde{Q}_2 равны (с вероятностью 68%) [53]:

$$\sigma_R = \sigma_0 / \sqrt{P_R} = \sigma_0 / \sqrt{m}, \quad \sigma_\omega = \sigma_0 / \sqrt{P_\omega}, \quad \sigma_q = \sigma_0 / \sqrt{P_q}, \quad (7.27)$$

$$\text{где } \sigma_0^2 = \bar{s} / (m - 3); \quad (7.28)$$

m — число точек для МНК; 3 — число определяемых параметров; \bar{s} — сумма квадратов невязок ε_i :

$$\bar{s} \equiv \sum_{i=k+1}^{k+m} \varepsilon_i^2 \equiv \sum (R_2 A_i + \omega B_i + \tilde{Q}_2 + C_i)^2. \quad (7.29)$$

Для весов параметров имеем

$$P_R = D / D_{11}, \dots; \quad P_\omega = D / D_{22}, \dots; \quad P_q = D / D_{33}, \quad (7.30)$$

где D_{11} , D_{22} и D_{33} — алгебраические дополнения последовательных элементов главной диагонали определителя системы нормальных уравнений D .

В данном случае

$$D_{11} \equiv \frac{[BB][B1]}{[B1][1 \cdot 1]} = m \sum B_i^2 - (\sum B_i)^2, \quad (7.31)$$

$$D_{22} \equiv \frac{[AA][A1]}{[A1][1 \cdot 1]} = m \sum A_i^2 - (\sum A_i)^2, \quad (7.32)$$

$$D_{33} \equiv \frac{[AA][AB]}{[AB][BB]} = \sum A_i^2 \sum B_i^2 - (\sum A_i B_i)^2. \quad (7.33)$$

Указанные алгоритмы реализованы в программе и позволяют получать не только нестационарное поле нейтронов в реакторе и его производные, такие как поле энерговыделения, но и характеристики детекторов в реакторе.

7.2. Групповая обработка сигнала детектора

Введем зависимости функций влияния от группы запаздывающих нейтронов:

$$\frac{\varepsilon_j(t')}{\varepsilon_{2j}} = \omega_j + (1 - \omega_j) \mu_j(t'), \quad (7.34)$$

где $\omega_j = \varepsilon_{1j} / \varepsilon_{2j}$ — относительная эффективность детектора для j -й группы запаздывающих нейтронов.

Если считать пропорциональным произведение эффективности детектора для запаздывающих нейтронов одной из групп и показаний детектора интегралу по пространству запаздывающих нейтронов, т. е. если

$$\varepsilon_j(r_d, t) \langle \Sigma_d(r_d, E) \phi(r_d, E, t) \rangle = \left\langle \phi^+ \chi_{dj} \beta_j \sum_g \nu \Sigma_j \phi \right\rangle, \quad (7.35)$$

то знаменатель в (7.2) может быть заменен на

$$\langle \Sigma_d(r_d, E) \phi(r_d, E, t) \rangle \sum_j \varepsilon_j(r_d, t).$$

Таким образом (и согласно [33]) эффективность детектора есть отношение взвешенной по ценности скорости образования предшественников к уровню сигнала ионизационной камеры (скорости реакций в ИК). Тогда в чис-

лителе получим $\omega_{1j} = \varepsilon_{1j} / \sum_j \varepsilon_{1j}$ — относительную эффективность детектора группы j , а $\omega_1 = \sum_j \omega_{1j}$. В таком случае $\omega_{2j} = \varepsilon_{2j} / \sum_j \varepsilon_{2j} = a_j$ и

$$\frac{\rho}{\beta_{\text{ef}}} = 1 - \frac{\sum_j \omega_{1j} \lambda_j \int_{-\infty}^{t_K} dt' e^{-\lambda_j(t-t')} N_d(t')}{N_d(t)} - \frac{\sum_j (a_j - \omega_{1j}) \lambda_j \int_{t_H}^{t_K} dt' e^{-\lambda_j(t-t')} N_d(t') u(t')}{N_d(t)} \quad (7.36)$$

$$- \frac{\sum_j \lambda_j a_j \int_{t_K}^{t_i} dt' e^{-\lambda_j(t-t')} N_d(t')}{N_d(t)} - \frac{S'_{\text{ef}}}{N_d(t)} + \frac{\Lambda}{\beta_{\text{ef}}} \frac{1}{N_d(t_i)} \frac{\partial N_d(t_i)}{\partial t}.$$

Тогда для (7.3) имеем $d_j \equiv \omega_{1j} \left(\frac{1 - e^{-\lambda_j \tau}}{\lambda_j \tau} - e^{-\lambda_j \tau} \right)$, $h_j \equiv \omega_{1j} \left(1 - \frac{1 - e^{-\lambda_j \tau}}{\lambda_j \tau} \right)$.

Но можно сохранить и привычный вид уравнений, перейдя к величинам

$$\varpi_{1j} = \frac{\omega_{1j}}{a_j} = \frac{\varepsilon_{1j}}{a_j \sum_j \varepsilon_{2j}} = \frac{\varepsilon_{1j} \sum_j \beta_j}{\beta_j \sum_j \varepsilon_{2j}}, \quad (7.37)$$

$$\frac{\rho}{\beta_{\text{ef}}} = 1 - \frac{\sum_j \varpi_{1j} a_j \lambda_j \int_{-\infty}^{t_K} dt' e^{-\lambda_j(t-t')} N_d(t')}{N_d(t)} - \frac{\sum_j (1 - \varpi_{1j}) a_j \lambda_j \int_{t_H}^{t_K} dt' e^{-\lambda_j(t-t')} N_d(t') u(t')}{N_d(t)} \quad (7.38)$$

$$- \frac{\sum_j \lambda_j a_j \int_{t_K}^{t_i} dt' e^{-\lambda_j(t-t')} N_d(t')}{N_d(t)} - \frac{S'_{\text{ef}}}{N_d(t)} + \frac{\Lambda}{\beta_{\text{ef}}} \frac{1}{N_d(t_i)} \frac{\partial N_d(t_i)}{\partial t}$$

или

$$\begin{aligned}
 & \frac{\rho}{\beta_{\text{ef}}} N_d(t) + \\
 & + \sum_j \omega_j \lambda_j a_j \left[\int_{-\infty}^{t_k} dt' e^{-\lambda_j(t-t')} N_d(t') - \int_{t_H}^{t_k} dt' e^{-\lambda_j(t-t')} N_d(t') u(t') \right] + \\
 & + S'_{\text{ef}} + \sum_j \lambda_j a_j \int_{t_H}^{t_k} dt' e^{-\lambda_j(t-t')} N_d(t') u(t') + \quad (7.39) \\
 & + \sum_j \lambda_j a_j \int_{t_k}^{t_i} dt' e^{-\lambda_j(t-t')} N_d(t') - \frac{\Lambda}{\beta_{\text{ef}}} \frac{\partial N_d(t_i)}{\partial t} - N_d(t) = 0.
 \end{aligned}$$

В результате данного рассмотрения для множества значений t_i , соответствующему времени конца i -го интервала (или i -му каналу) в области с постоянной реактивностью R_2 получают систему линейных условных уравнений с целью определения трех параметров R_2 , \bar{Q}_2 и $\omega_j = \varepsilon_{2j} / \varepsilon_{1j}$ и их погрешностей по методу наименьших квадратов:

$$R_2 A_i + \sum_{j=1} \omega_j B_{ij} + \bar{Q}_2 + C_i = 0 \quad (i = k+1, \dots, k+m), \quad (7.40)$$

где $A_i = N_i$, $B_{ij} = F_{ij} - G_{ij}$, $C_i = \sum_j G_{ij} + H_i - \frac{N_i - N_{i-1}}{\tau \alpha_k} - N_i$.

Если имеет место $\omega_p = 1, 0$, то равенство (7.40) приобретает вид

$$R_2 A_i + \sum_{j \neq p} \omega_j B_{ij} + \bar{Q}_2 + C_i = 0 \quad (i = k+1, \dots, k+m), \quad (7.41)$$

где $A_i = N_i$; $B_{ij} = F_{ij} - G_{ij}$ для $j \neq p$; $C_i = \sum_j G_{ij} + H_i - \frac{N_i - N_{i-1}}{\tau \alpha_k} - N_i + F_{ip}$.

$$F_{ij} = a_j \lambda_j \int_{-\infty}^{t_k} N(t') \exp[-\lambda_j(t_i - t')] dt'; \quad 1 \leq i \leq k+m, \quad (7.42)$$

$$G_{ij} = a_j \lambda_j \int_{t_H}^{t_k} N(t') u(t') \exp[-\lambda_j(t_i - t')] dt'; \quad H+1 \leq i \leq k+m, \quad (7.43)$$

$$H_i = \sum a_j \lambda_j \int_{t_k}^{t_i} N(t') \exp[-\lambda_j(t_i - t')] dt'; \quad k+1 \leq i \leq k+m. \quad (7.44)$$

Из системы условных уравнений (7.40) согласно работе [20] следует система нормальных уравнений:

$$\begin{cases} R_2 \sum A_i^2 + \omega_1 A_i B_{i1} + \dots + \omega_n A_i B_{in} + \tilde{Q}_2 \sum A_i + \sum A_i C_i = 0, \\ R_2 \sum A_i B_{i1} + \omega_1 \sum B_{i1} B_{i1} + \dots + \omega_n \sum B_{i1} B_{in} + \tilde{Q}_2 \sum B_{i1} + \sum B_{i1} C_i = 0, \\ \dots \\ R_2 \sum A_i B_{in} + \omega_{1j} B_{i1} B_{in} + \dots + \omega_n \sum B_{in} B_{in} + \tilde{Q}_2 \sum B_{in} + \sum B_{in} C_i = 0, \\ R_2 \sum A_i + \omega_1 \sum B_{i1} + \dots + \omega_n \sum B_{in} + \tilde{Q}_2 m + \sum C_i = 0, \end{cases} \quad (7.45)$$

где m — число значений индекса i для использования метода наименьших квадратов.

Из них для искомым параметров получим решение.

В рамках данного алгоритма групповая функция влияния из (7.34) может быть определена следующим образом:

$$u(t_i) = \frac{(N_1 - N_i)(1 - \beta_{ef}) + \sum_j (G_{ij} + H_{ij})}{N_1 - N_2}, \quad (7.46)$$

где в знаменателе — разность сигнала (мощности) или, другими словами, числа нейтронов в начальный и конечный моменты движения, а в числителе — число нейтронов, несущих новую форму поля нейтронов (с новой эффективностью детектора).

Последнее предполагает, что всем предшественникам запаздывающих нейтронов, родившимся после начала движения стержня, приписывается новая форма поля нейтронов. Таким образом, за старую форму поля, отражающую прежнюю эффективность детектора, ответственны лишь запаздывающие нейтроны, появляющиеся в результате распада предшественников, родившихся еще до начала движения стержня (F_{ij}). Такое определение обеспечивает получение функции влияния, продолжающей изменение и после остановки стержня, через определение

$$u(t_i) = \frac{\sum_j F_{ij}}{N_i} \quad (7.47)$$

как отношения запаздывающих нейтронов от «доперестроенных» предшественников ко всем нейтронам, появляющимся в данный момент.

Такое определение функции влияния отражает разное ее поведение при различной скорости сброса стержня и может способствовать повышению точности экспериментальной оценки эффективности стержня.

Глава 8. Обсчет экспериментов модулем TIMER

При измерении реактивности методом сброса стержня реактор некоторое время «разгоняется» с небольшой положительной реактивностью, и затем, по достижении достаточной для измерения мощности сигнала, сбрасывается стержень или группа стержней. Схема измеряемого сигнала представлена на рис. 8.1.

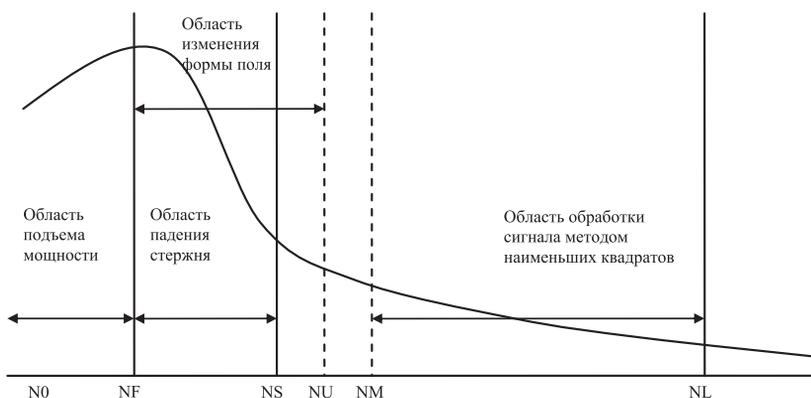


Рис. 8.1. Схема сигнала измерения и его обработки: N_0 — стартовая точка; N_F — точка начала движения стержня СУЗ вниз; N_S — точка завершения движения стержня; N_U — точка завершения изменения функции влияния; N_L — последняя точка сигнала; N_M — номер точки, начиная с которой сигнал обрабатывается методом наименьших квадратов

Обычно точки N_S , N_U и N_M сводят в одну, но, сохраняя общность, предлагается их различать [20].

Само измерение эффектов реактивности в диапазоне больших их значений осложнено рядом трудностей как для экспериментаторов, так и для расчета. Наиболее существенная из них — наличие весьма заметных пространственных эффектов, особенно сильно проявляющихся при значительно падающей мощности, т. е. при возрастающей роли внешнего источника нейтронов. Изменение эффективности детектора нейтронов обуславливается как деформацией нейтронных полей при введении стержня, так и изменением «пропускания» нейтронов системой стержней СУЗ в направлении детектора.

В этих условиях изменение эффективности детекторов оказывается весьма заметным даже при измерении эффективности отдельных стержней — до 10%.

Если равенство (7.16) представить через некоторые функции:

$$\rho(t) \equiv 1 - \frac{\sum_j \lambda_j a_j \int_{t_H}^{t_K} dt' e^{-\lambda_j(t-t')} N_d(t') u(t')}{N_d(t)} - \frac{\sum_j \lambda_j a_j \int_{t_K}^t dt' e^{-\lambda_j(t-t')} N_d(t')}{N_d(t)}, \quad (8.1)$$

$$Z(t) \equiv \frac{\sum_j \lambda_j a_j \int_{-\infty}^{t_H} dt' e^{-\lambda_j(t-t')} N_d(t') - \sum_j \lambda_j a_j \int_{t_H}^{t_K} dt' e^{-\lambda_j(t-t')} N_d(t') u(t')}{N_d(t)}, \quad (8.2)$$

$$X(t) \equiv \frac{1}{N_d(t)}, \quad (8.3)$$

то равенство (7.16) представляется в виде

$$\rho_i(t) = \frac{\rho}{\beta_{ef}} + \omega Z_i(t) + S'_{ef} X_i(t) \quad \text{для} \quad i = NM, \dots, NL. \quad (8.4)$$

Это уравнение решается методом наименьших квадратов по отношению к неизвестным $\frac{\rho}{\beta_{ef}}$, ω и S'_{ef} . Заметим, что в (8.4) S'_{ef} считается постоянной величиной, в то время как согласно форме члена с производной сигнала в (7.16) этот параметр приходится переписать так:

$$S'_{ef} = \frac{S_{ef}}{\varepsilon(r_d)} - \frac{\Lambda}{\beta_{ef}} \frac{\partial N_d(t)}{\partial t}, \quad (8.5)$$

а вычитаемое в нем зависит от времени. Оно максимально в моменты максимального изменения мощности (сигнала), что имеет место при движении стержня, а затем, после его остановки, заметно уменьшается и обычно не превышает нескольких процентов от первого слагаемого.

На рис. 8.2 и 8.3 представлена в плане и по высоте расчетная модель критической сборки БФС-105-2 [20], представляющей собой цилиндрическую активную зону высотой около 40 см и с вдвое большим диаметром с МОХ-

топливом, окруженную толстым слоем зоны воспроизводства из обедненного урана. При проведении экспериментов детекторы (№ 1, 2 и 3, далее — d1, d2 и d3) были расположены на половине высоты ТВС 1123, 1257 и 1201 соответственно. Кроме того, в расчетах отслеживалась аналогичная указанным детекторам информация еще в трех точках модели, также расположенных на половине высоты в ТВС 2, 131 и 475 (далее — точки d4, d5 и d6).

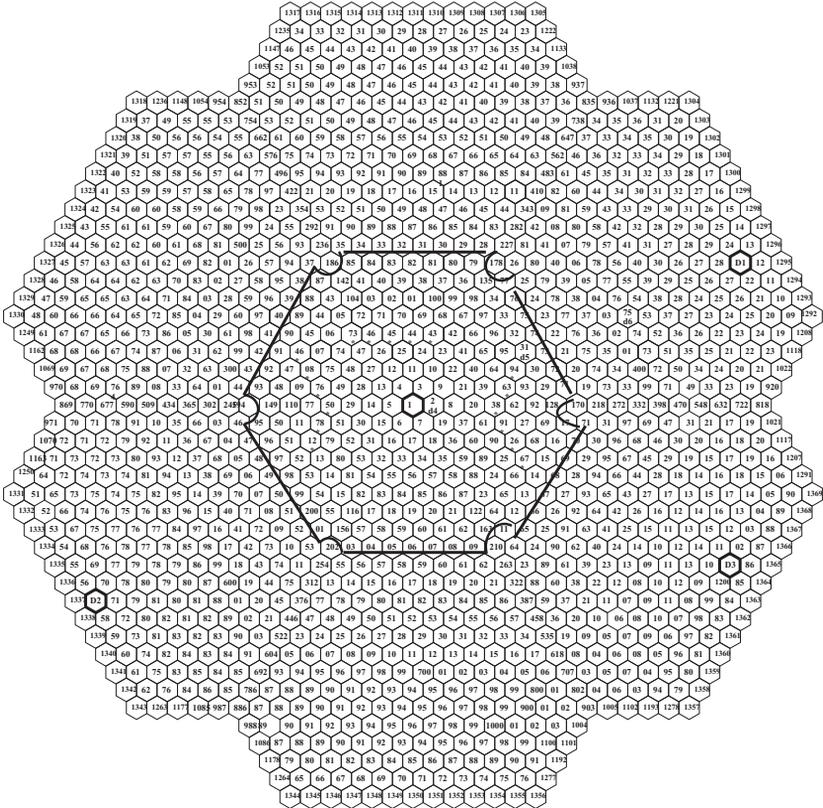


Рис. 8.2. Нумерация расчетных ячеек в плоскости БФС-105-2

В эксперименте первая группа стержней СУЗ состояла из стержней в ячейках 50, 76, 78, 108, 112 и 146, вторая группа помещалась в ячейках 38, 63, 91, 94 126 и 167, а третья — в ячейках 43, 44, 45, 46 и 73 картограммы критической сборки.

Таким образом, детектор d5 располагался в ТВС, соседствующей с каналом 94, по которому двигался один из стержней второй группы.

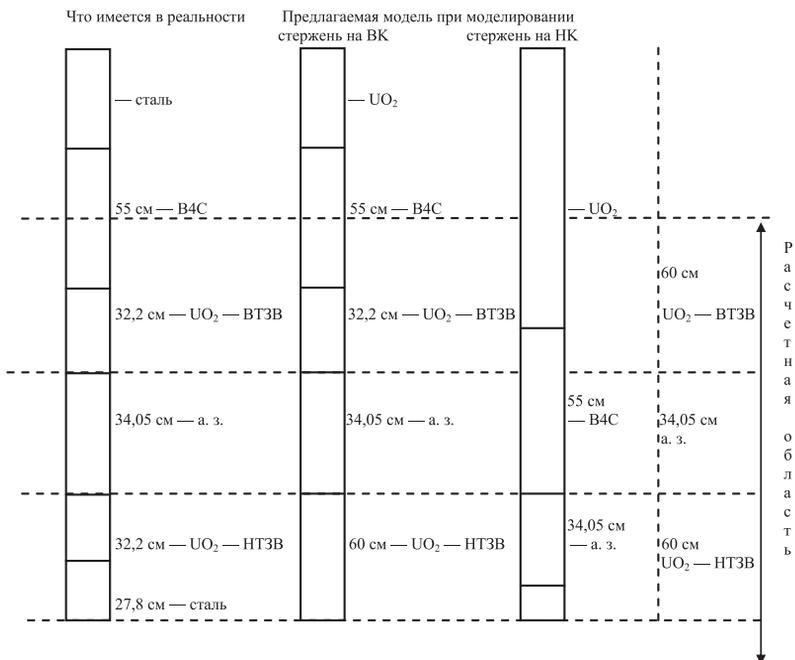


Рис. 8.3. Схема моделирования движение стержня в БФС-105-2

Расчетная модель ТВС активной зоны по высоте состояла из 51 ячейки, из которых 20 первых снизу ячеек описывали нижнюю торцевую зону воспроизводства, далее по высоте следовали 11 ячеек активной зоны и затем 20 ячеек верхней торцевой зоны воспроизводства). Размеры ячеек: 20 ячеек по 3 см (НТЗВ); 5 ячеек по 3 см, 1 ячейка длиной 4,05 см, 5 ячеек по 3 см (все — активная зона); 20 ячеек по 3 см (ВТЗВ). Размер гексагональной расчетной ячейки под ключ составлял 5,1 см.

Размеры ячеек в стержнях СУЗ указаны на рис. 8.3. Стержни СУЗ содержат состав, аналогичный ТВС а. з., но над укороченной ВТЗВ имеется зона с поглотителем. Таким образом, при движении стержня не только поглотитель входит в а. з., но и топливный состав а. з. стержня покидает активную зону и опускается в область НТЗВ. Это обстоятельство заставляет моделировать перемещение поглотителя, топлива и концентраций предшественников запаздывающих нейтронов.

На рис. 8.2 выделена центральная ТВС, границы активной зоны с ТВС, содержащими делящийся материал. За пределами активной зоны расположены ТВС с обедненным ураном.

Схема моделирования движения стержня представлена на рис. 8.3.

Некоторые результаты расчетов сборки БФС-105-2 представлены в работах [20; 51] и ниже.

На рис. 8.4 демонстрируется изменение таких параметров кинетики, как β_{ef} и Λ , по сравнению с исходными величинами при сбросе трех групп стержней. Те же параметры, но при сбросе одной группы стержней, представлены на рис. 8.5.

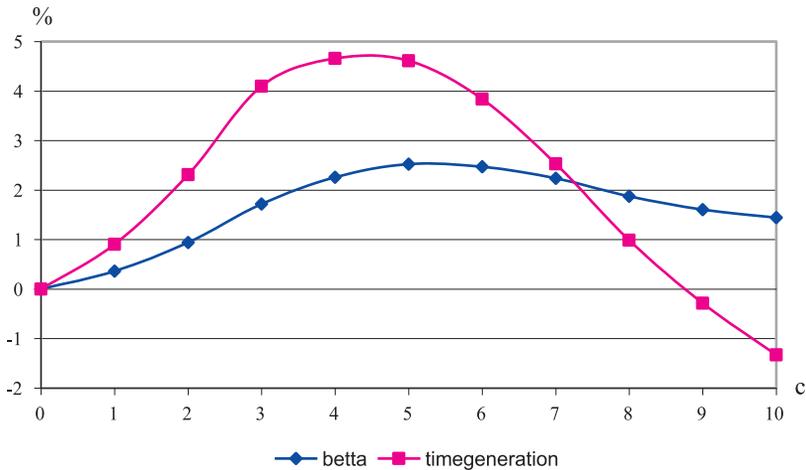


Рис. 8.4. Изменения параметров кинетики в процессе движения трех групп стержней

Из этих данных следует, что параметры точечной кинетики в общем случае изменяются во времени. В нашем случае изменение β_{ef} связано с движением стержней, содержащих части с топливом активной зоны и поглотителем, вводящимся в процессе движения в активную зону, в то время как материал активной зоны (МОХ-топливо), покидая активную зону, перемещается в нижний отражатель, содержащий обедненный уран. Этот процесс приводит к росту поля нейтронов в нижней зоне воспроизводства и, как следствие, к росту числа делений на ^{238}U , у которого выход запаздывающих нейтронов существенно превышает аналогичную величину у плутония.

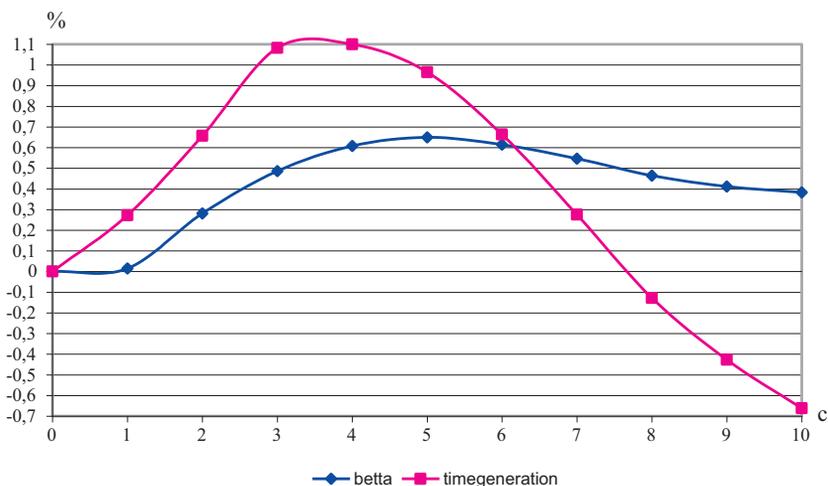


Рис. 8.5. Изменения параметров кинетики в процессе движения одной группы стержней

На рис. 8.6—8.8 показаны возможности моделирования кинетики реактора точечным приближением для мощности и пространственными функциями для концентраций предшественников запаздывающих нейтронов (pk_s) в сравнении с классическим решением уравнений точечной кинетики (pk). На всех рисунках шаги процесса до 10 соответствуют 1 с (время сброса стержней — 10 с), а шаги после 10 соответствуют 10 с каждый. Представлены отклонения параметров решения в различных приближениях модели точечной кинетики от решения уравнения переноса нейтронов в модели пространственной кинетики.

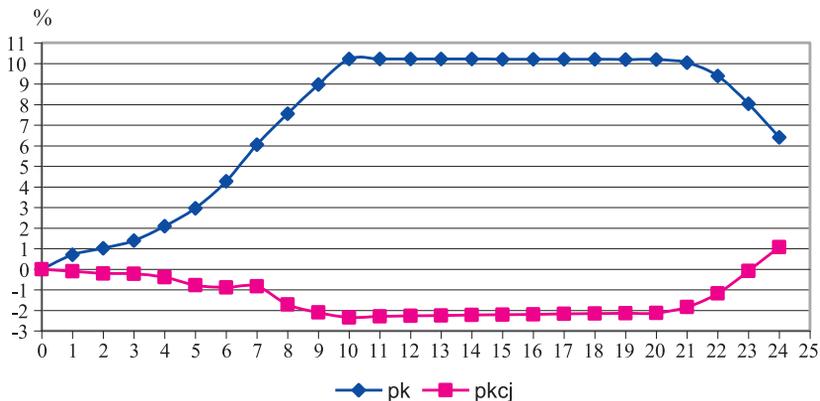


Рис. 8.6. Отклонения полной мощности

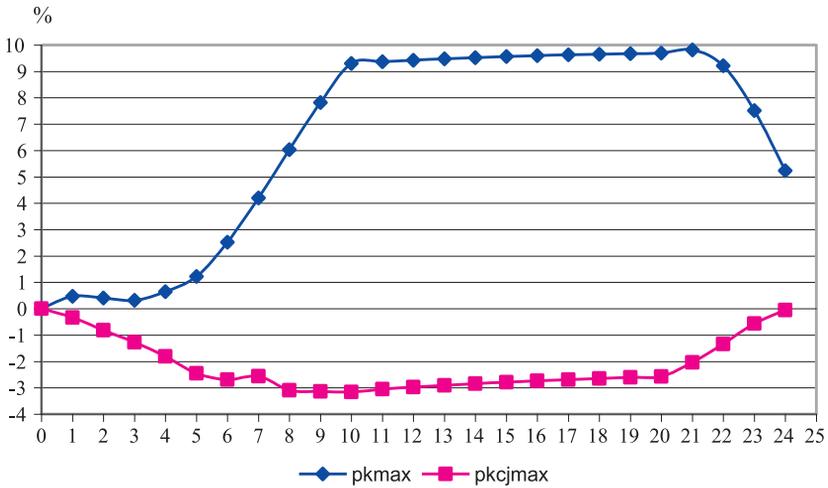


Рис. 8.7. Отклонения локальных максимумов

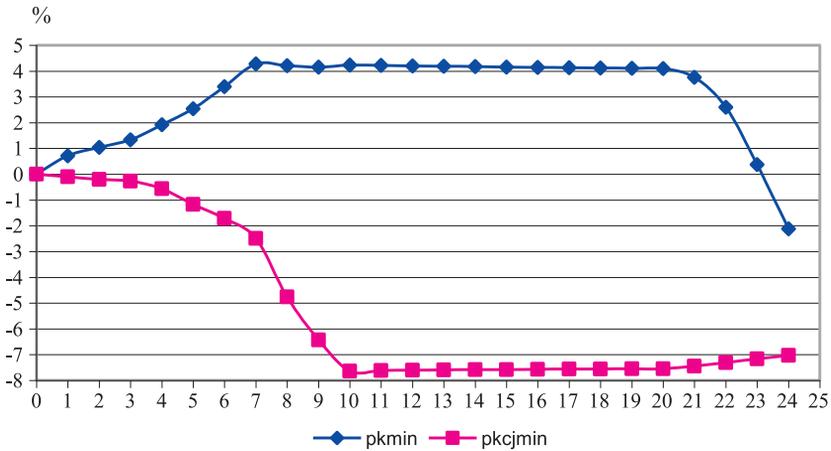


Рис. 8.8. Отклонения локальных минимумов

Из приведенных данных следует, что вариант моделирования кинетики реактора точечным приближением для мощности и пространственными функциями для концентраций предшественников запаздывающих нейтронов предпочтительнее классической формы уравнений кинетики.

В процессе движения стержней в сборке изменяются доли групп запаздывающих нейтронов $\alpha_j, \beta_{m,j}(t)/\beta_m(t)$ (рис. 8.9).

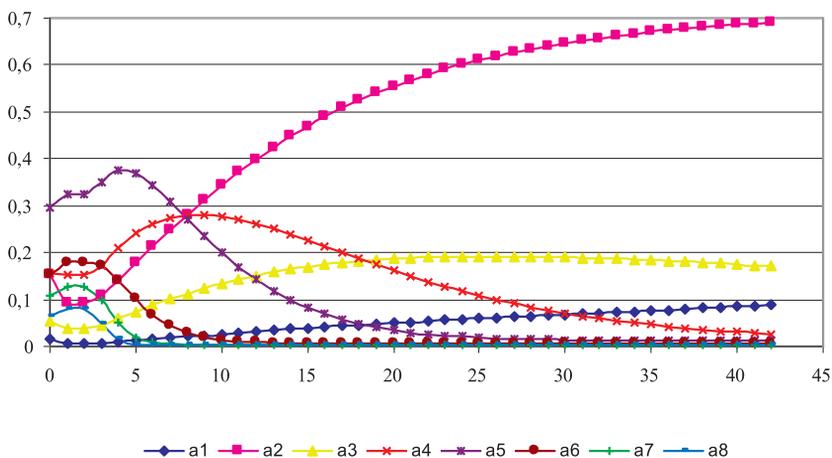


Рис. 8.9. Доли групп запаздывающих нейтронов при сбросе трех групп стержней за 5 с (движение с 3-й по 7-ю секунду)

На рис. 8.10 и 8.11 представлены функции влияния для разных детекторов от d1 до d6 (см. выше) (u1—u6) из расчета пространственной кинетики (TIMER) и функция влияния, получаемая в предположении пропорциональности внесенному возмущению (u7). Напомним, что первые три детектора соответствуют детекторам в эксперименте. Четвертый детектор находится в центре сборки (ТВС 2), пятый в ТВС 131, соседствующей с одним из движущихся стержней, в 7-м ряду от центральной ячейки. Шестой детектор стоит в ТВС 475, что в 13-м ряду от центральной ячейки. Детекторы № 4, 5, 6 и 1 (20-й ряд) находятся на одном луче. Все детекторы расположены в центральной зоне по высоте сборки.

Из этих рисунков следует, что расчетные функции влияния проходят существенно выше функции влияния, построенной в предположении ее пропорциональности изменению реактивности (см. рис. 8.10).

Если при построении функции влияния за конечную форму поля считать момент завершения эксперимента, то поведение функций несколько меняется, что видно из сопоставления представленных рисунков.

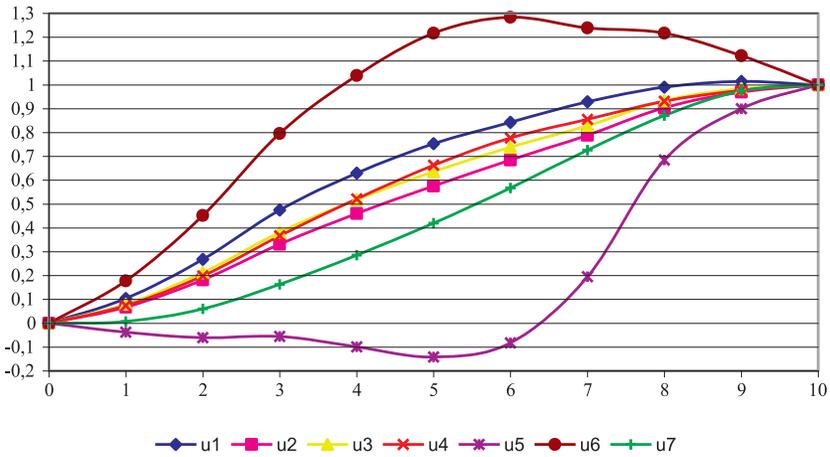


Рис. 8.10. Поведение функций влияния из расчета (3slow) нормировка на форму поля в момент останова стержней

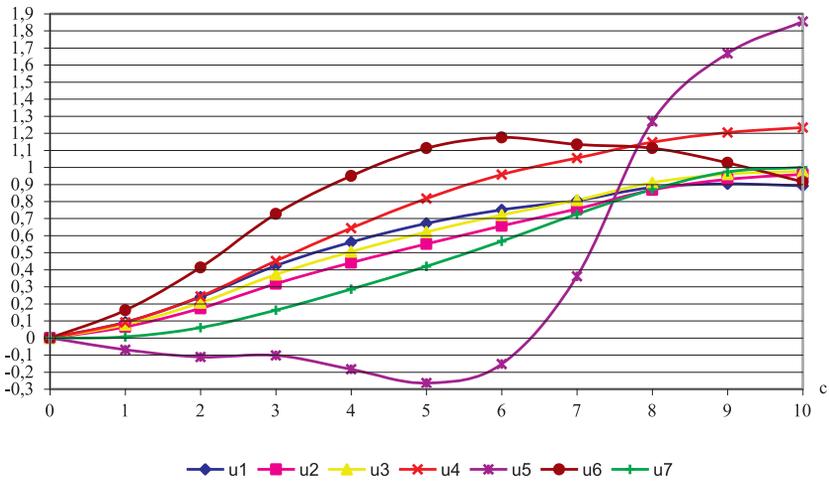


Рис. 8.11. Поведение функций влияния из расчета (3slow); нормировка на форму поля конца эксперимента

В табл. 8.1 представлены данные по воздействию функции влияния на результат обработки экспериментального сигнала. Под штатной функцией влияния понималась функция (7.9), в варианте «pf» функция влияния изменяется от 0 до 1 в момент начала движения стержня. В варианте «ps» функция влияния изменяется от 0 до 1 в момент завершения движения

стержня. В варианте «Uj из W» функция влияния изменялась пропорционально изменению мощности:

$$u(t) = \frac{W_1 - W(t)}{W_1 - W_2}, \quad (8.6)$$

где W_1, W_2 — мощность установки в момент начала и завершения движения стержня соответственно (или, иначе, интенсивность сигнала в эти моменты времени).

Также использовались две модификации этого определения из-за имеющего место при медленном перемещении стержней подъема мощности в первые моменты движения стержней.

Таблица 8.1. Эффективность групп макетов, долл.

№ сигнала	Движение групп стержней СУЗ	№ детектора	Статистика	Динамика	Точечная модель	Функции влияния					
						Штатная	nf	ns	Uj из W	Uj из W *	Uj из W **
1	1-я + 2-я группы медленно	1			-20,26	-7,00	-19,20	-13,38	-16,69		
		2			-18,86	-7,59	-18,03	-13,32	-16,60		
		3			-21,86	-8,97	-21,21	-14,63	-21,39		
2	1-я + 2-я группы быстро	1			-19,42	-12,76	-19,23	-12,93	-11,00	-13,58	-14,39
		2			-17,47	-13,90	-17,25	-13,63	-12,51	-14,26	-14,80
		3			-21,04	-17,21	-19,28	-21,08	-13,65	-14,25	-14,44
3	1-я + 2-я + 3-я группы быстро	1	-26,33	-26,30	-32,75	-24,38	-29,29	-23,38	-22,67	-23,80	-24,07
		2			-26,43	-20,40	-25,18	-18,72	-23,48	-25,18	-25,49
		3			-31,42	-25,58	-28,84	-22,67	-27,46	-28,20	-28,35
4	1-я + 2-я + 3-я группы медленно	1	-26,33	-26,30	-32,30	-16,26	-29,24	-16,13	-22,60		
		2			-27,24	-8,82	-25,34	-16,65	-23,20		
		3			-34,22	-10,79	-31,11	-22,27	-29,99		
5	1-я + 3-я группы медленно	1					-14,76				
		2					-17,97				
		3			-14,46		-20,27				

* Для варианта подъема мощности при начале сброса стержней в правой части (8.6) используется множитель

$$\max \left\{ [W_1 - W(i)], [W(i-1)] \right\} / (W_{\max} - W_2),$$

где $W(i)$ — мощность установки на шаге i ; W_{\max} — максимальная мощность в течение процесса измерения.

** Для варианта подъема мощности при начале сброса стержней в правой части (8.6) используется множитель

$$\max \{ [W_1 - W(i)], [W(i) - W(i-1)] \} (W_1 - W_2).$$

К табл. 8.1 можно дать следующий комментарий. Различные величины реактивности получены из расчетов статического (как разность собственных чисел условно-критических задач для исходного и конечного положений стержней СУЗ) и динамического (как результат решения задачи ОРУК при известном из расчета изменении мощности реактора при перемещении стержней СУЗ от исходного до конечного положений) состояний. Разница результатов связана с тем, что в статических расчетах рассматриваются асимптотические состояния, равновесные по запаздывающим нейтронам. В динамических расчетах доля нейтронов, появляющихся в данный момент времени от распада предшественников запаздывающих нейтронов среди всех нейтронов, появляющихся в данный момент времени, меняется во времени (рис. 8.12). В результате различий спектров мгновенных и запаздывающих нейтронов, а также того факта, что запаздывающие нейтроны рождаются от предшественников, образовавшихся в предыдущие моменты времени, т. е. сохраняют форму поля нейтронов, имевшего место некоторое время назад, и возникает несовпадение результатов. Таким образом, оценка реактивности из решения условно-критической задачи в течение нестационарного процесса не может полностью проявиться, а проявляется лишь реактивность, рассчитанная в нестационарной задаче. Пожалуй, эти две реактивности следует понимать так: первую — как оценку возмущения, совершенного с бесконечно малой скоростью, а вторую — как реактивность, использование которой в уравнении точечной кинетики обеспечит точное значение мощности реактора в каждый момент времени. Вторая реактивность реализуется на практике (в экспериментах, при эксплуатации РУ).

Здесь встает вопрос о величинах реактивности, присутствующих в проектах, как правило, полученных из статических расчетов.

На рис. 8.12 представлено расчетное изменение реактивности после завершения движения стержней при их сбросе за разное время («го01» — сброс за 0,1 с, «го1» — за 1 с, «го5» — за 5 с, «го10» — за 10 с, «го50» — за 50 с). Кривая «exptime» указывает примерное время завершения эксперимента, так как к этому моменту уровень измеряемого сигнала становится сопоставимым с фоном. Изменения реактивности для разных вариантов сброса близки друг к другу, отклоняясь за время проведения эксперимента примерно на 4% исходной величины. Однако есть и различия, обусловленные двумя факторами. Первый — это уровень поля нейтронов, в который вводится стержень. При быстром вводе поглотитель попадает в большой поток

нейтронов, и в таком случае доля поглощения нейтронов в нем выше, чем при медленном вводе, т. е. реактивность при быстром вводе поглотителя должна быть выше, чем при медленном вводе. Второй фактор связан с запаздывающими нейтронами. При быстром вводе стержня мощность быстро падает, и предшественников запаздывающих нейтронов, распадающихся позже, в этом случае накопится меньше, чем при медленном вводе. Проявления этих факторов можно видеть на рис. 8.12, где на момент остановки стержня внесенная реактивность тем больше, чем быстрее вводился стержень, а затем со временем реактивность становится большей для более медленного введенного стержня, когда проявляется влияние запаздывающих нейтронов. В конце процесса заметен рост реактивности, связанный с замедлением процесса падения мощности из-за проявления внешних источников нейтронов.

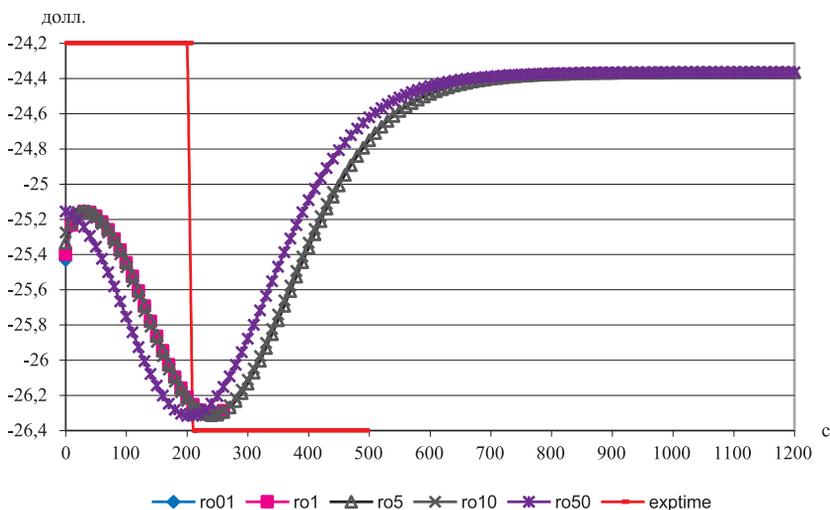


Рис. 8.12. Изменение реактивности после сброса трех групп стержней с разной скоростью

Если указанные причины обеспечивают небольшие отличия в величине реактивности, то общее изменение реактивности после завершения движения стержня составляет заметную величину — 4%. Причем эта величина определена по изменению мощности критической сборки (т. е. интегрального изменения), а при оценке такого изменения по локальному поведению поля энерговыделения, например по сигналу детектора, расположенного в определенной точке, следует ожидать более значительных изменений мощности (см. ниже).

Данное обстоятельство подтверждено экспериментально при измерении эффективности стержня AP реактора БН-600 при сбросе его с разной скоростью. Эффект связан с наличием запаздывающих нейтронов и нейтронов «внешнего источника» (спонтанного деления и пр.). Эффект имеет место для любых величин реактивности, усиливаясь для больших значений, т. е. очень важен для оценки аварийных ситуаций.

Результаты анализа экспериментальных сигналов при измерении эффективности стержней AP представлены в табл. 8.2. Из-за небольшой эффективности стержней результат обработки сигнала слабо зависит от выбора функции влияния.

Таблица 8.2. Эффективность AP-макетов, центы

№ сигнала	Сигнал	№ детектора	Реактивность разгона	Точечная модель	Функции влияния					
					Штатная	nf	ns	Uj из W	Uj из W *	Uj из W **
6	AP(220)	1	12,987	-33,26	-34,04	-33,96	-34,13	-34,04	-34,05	-34,04
		2	13,152	-33,68	-34,24	-33,87	-34,51	-34,25	-34,28	-34,25
		3	13,174	-33,71	-27,88	-26,71	-29,01	-27,89	-28,04	-27,93
7	AP(213)	1	7,078	-39,01	-40,85	-40,78	-40,17	-40,33	-40,33	-40,33
		2	7,175	-39,40	-39,93	-39,77	-40,39	-40,11	-40,11	-40,11
		3	7,001	-39,39	-39,98	-39,85	-40,21	-40,19	-40,19	-40,19

* Для варианта подъема мощности при начале сброса стержней в правой части (8.6) используется множитель

$$\max \left\{ [W_1 - W(i)], [W(i-1)] \right\} (W_{\max} - W_2),$$

где $W(i)$ — мощность установки на шаге i ; W_{\max} — максимальная мощность в течение процесса измерения.

** Для варианта подъема мощности при начале сброса стержней в правой части (8.6) используется множитель

$$\max \left\{ [W_1 - W(i)], [W(i) - W(i-1)] \right\} (W_1 - W_2).$$

Результаты обработки экспериментов по измерению эффективности стержня AP в критсборке БФС-105-2 представлены на рис. 8.13, где имя кривой dbNcdK соответствует сигналу с разгоном до начала сброса с положительной реактивностью в N центов и получением сигнала на детекторе с номе-

ром К. Из этих данных следует, что при более быстром росте мощности до начала сброса стержня (варианты db13 соответствуют разгону с положительной реактивностью в 13 центов, а db7 — с положительной реактивностью 7 центов) доля запаздывающих нейтронов в общем числе появляющихся нейтронов в данный момент времени β_m уменьшается, и их меньшая доля сохраняется в течение всего эксперимента. При этом за время сброса стержня (ввода отрицательной реактивности) доля указанных запаздывающих нейтронов в общем числе нейтронов заметно растет. Приращение этой доли почти соответствует приведенной в табл. 8.1 величине отрицательной реактивности.

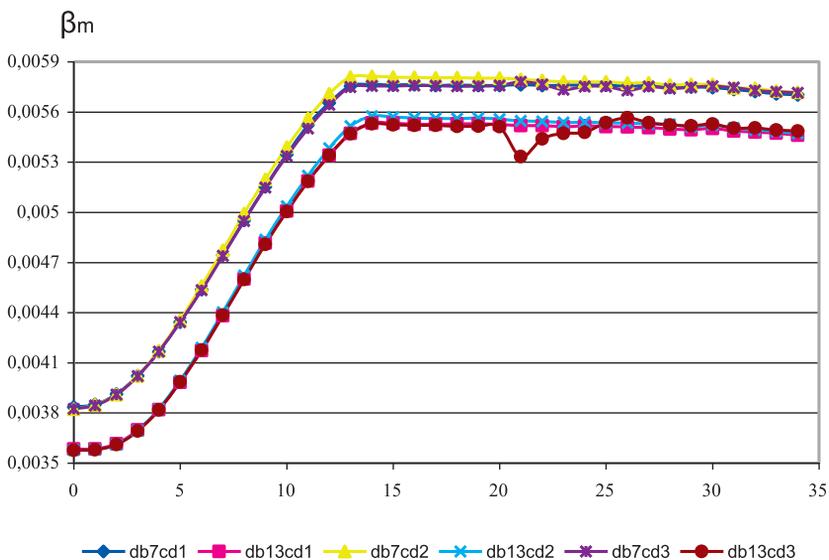


Рис. 8.13. Доля запаздывающих нейтронов в полной их генерации (0 — старт, шаги 1—13 — движение стержня AP, с 20-го шага через 10 с процесса)

Здесь можно сформулировать условие разгона реактора на мгновенных нейтронах: если при разгоне реактора доля нейтронов, появляющихся от распадов их предшественников, стремится к нулю, то такой реактор разгоняется на мгновенных нейтронах.

Таким образом, при оперировании с уравнениями точечной кинетики имеем дело с двумя предположениями. Первое — разделение пространственно-энергетических и временной переменных для плотности потока нейтронов. Второе — параметры самого уравнения получаются из решения условно-критических задач с долей запаздывающих нейтронов среди всех проду-

цируемых нейтронов, соответствующей стационарному состоянию, что нарушается в нестационарном процессе.

На рис. 8.14 представлена та же информация, но для двух скоростей падения трех групп стержней (буквы «s» и «f» обозначают сброс за 10 с и 5 с соответственно).

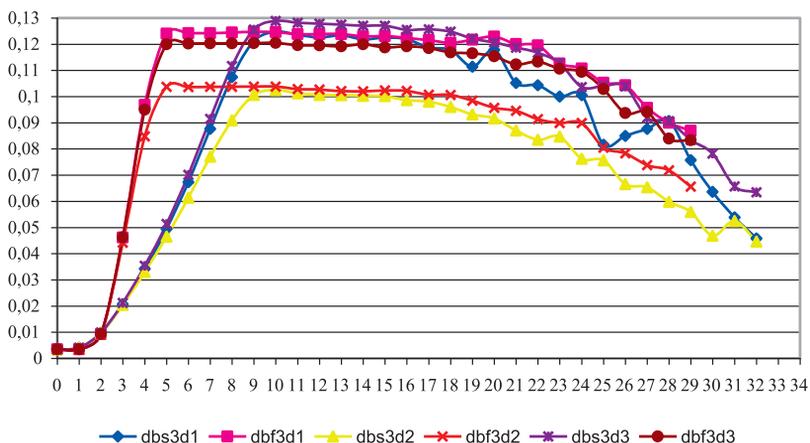


Рис. 8.14. Доля запаздывающих нейтронов в полной их генерации (0 — стартовое состояние, шаги 1—10 — движение стержня по 1 с, далее — шаг через 10 с процесса)

Здесь разные доли для разных детекторов (d2 по сравнению с d1 и d3) свидетельствуют о разном изменении формы поля нейтронов вблизи этих детекторов.

Для экспериментальной оценки внесенного в реактор возмущения используется обработка экспериментального сигнала на базе решения ОРУК, обеспечивающая минимальную погрешность экспериментального результата. Для этого решается трехпараметрическая задача, в которой три определяемых параметра (реактивность R , относительная эффективность детектора ω и величина внешнего источника Q) представляются неизменными величинами после внесения возмущения — см. (8.4).

Однако в реальности существует зависимость стабильности этих величин от взаимного расположения места возмущения и места расположения детектора. На рис. 8.15—8.17 представлено изменение относительной эффективности детектора ω при движении стержня в первые 10 с процесса и в последующее время в разных по высоте точках ТВС критической сборки

БФС-105-2 (номера в имени кривых соответствуют номерам расчетных ячеек снизу вверх ТВС с центральной ячейкой № 26). Представлены ТВС, в которых были расположены детекторы № 1, 2 и 3 соответственно в их центральных точках. Из рисунков следует, что крайние точки (как нижние, так и верхние) не отличаются сохранением относительной эффективности детектора.

Первые 10 шагов соответствуют времени 1 с, а в дальнейшем каждый шаг соответствует 10 с. Из рис. 8.15 следует, что относительная эффективность детектора в точках ТВС 1123 (где в точке 26 стоял детектор № 1), по времени изменяется по-разному. Так, в крайних точках даже после остановки стержня наблюдаются довольно значительные изменения рассматриваемой величины.

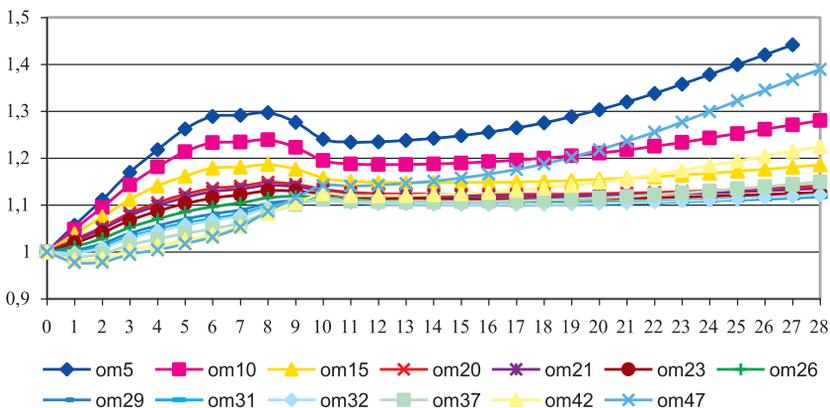


Рис. 8.15. Относительная эффективность детектора в точках ТВС 1123 из расчета (3slow)

Аналогичные изменения характерны и для изменения относительной эффективности детекторов в ТВС 1257 (в ней стоял детектор № 2) и в ТВС 1201 (детектор № 3) — см. рис. 8.16 и 8.17. Изменения относительной эффективности после остановки стержней составляют в точке № 26 для ТВС 1123 максимум 0,0109 и при завершении эксперимента 0,0024, для ТВС 1257 — максимум 0,0102 и при завершении эксперимента 0,0036, для ТВС 1201 — максимум 0,0119 и при завершении 0,0040, в точке № 29 для ТВС 1123 — максимум 0,0103 и при завершении 0,0048, для ТВС 1257 — максимум 0,0095 и при завершении 0,0075, для ТВС 1201 — максимум 0,0110 и при

завершении 0,0016. Таким образом, можно констатировать, что во всех случаях наименьшие изменения после останова стержней наблюдаются для центральных точек ТВС, что подтверждает правильность размещения детекторов по центру высоты ТВС в точке № 26.

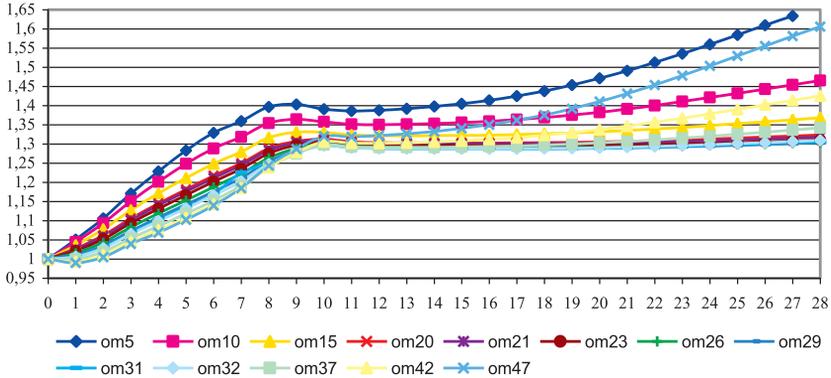


Рис. 8.16. Относительная эффективность детектора в точках ТВС 1257 из расчета (3slow)

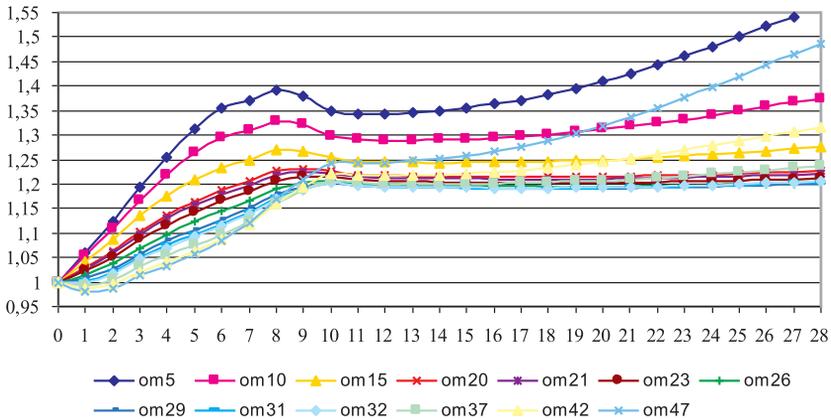


Рис. 8.17. Относительная эффективность детектора в точках ТВС 1201 из расчета (3slow)

На рис. 8.18 кривая с «го» соответствует интегральной реактивности реактора, а кривые «гоК» демонстрируют реактивность в точках расположения детекторов (d1—d6) в модели сборки БФС-105-2, представленной выше. Видно, что реактивность также может меняться после завершения возмущения (см. рис. 8.12), что связано с перераспределением плотности поля нейтронов по пространству реактора. Поэтому для снижения экспериментальной погрешности оценки реактивности необходимо обоснование места расположения детектора, обеспечивающего минимизацию погрешности. Из рис. 6.18 следует, что интегральная реактивность и реактивность в центре а. з. изменяются минимально (го4). Реактивность в местах расположения реальных детекторов (го1, го2 и го3) возрастает со временем, очевидно, из-за перераспределения форм-функции. То есть оставшееся поле нейтронов перераспределяется к центру сборки. Изменения реактивности в местах расположения детекторов в процессе измерения согласно рис. 8.18 достигают 40%.

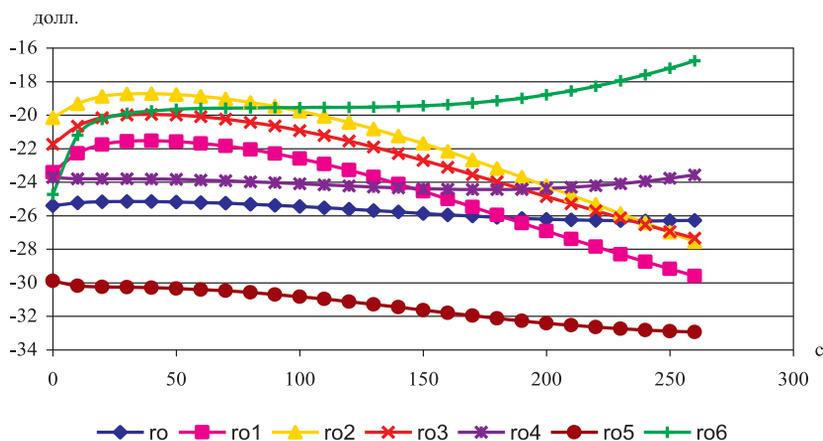


Рис. 8.18. Изменение реактивности по завершении движения (за 1 с) трех групп стержней на БФС-105-2

Данный пример иллюстрирует возможности использования программы пространственной кинетики для поиска оптимальных мест размещения детекторов (как вне реактора, так и внутри его) с точки зрения минимизации погрешности эксперимента.

На рис. 8.19 представлен период разгона реактора, т. е. время удвоения мощности — см. (5.2), для эксперимента на критической сборке БФС-2 с уплощением а. з. около 3, причем периоды получены поточечно, т. е. без фильтрации сигнала. Основная тенденция меньшего периода для детектора № 2 при подъеме стержня, расположенного рядом с ним, близко к одному

из краев сборки, хорошо отслеживается. Период по этому детектору оказывается меньше двух других и по логике обработки сигнала на РУ (два из трех) должен быть исключен из обработки, хотя в данном случае все детекторы работают нормально и отражают реальную ситуацию на установке. По логике работы системы управления самый нужный сигнал будет этой системой забракован, и минимальный период роста локального тепловыделения будет формироваться системой с запаздыванием в несколько секунд, по данным двух оставшихся детекторов.

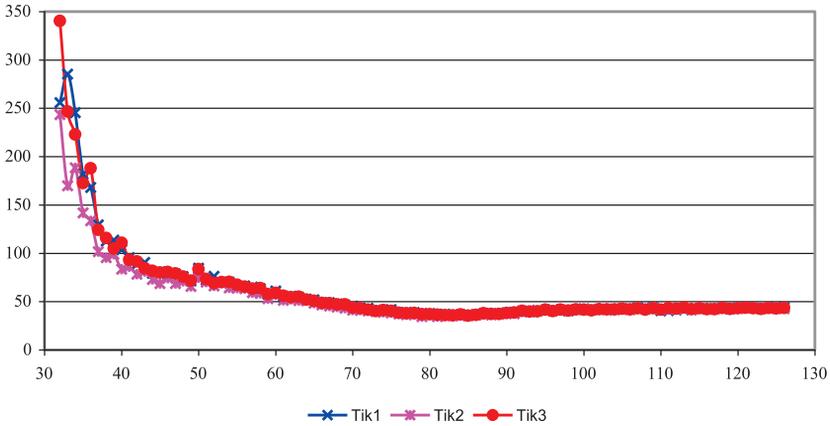


Рис. 8.19. Периоды разгона по данным трех детекторов

Оценим долю запаздывающих нейтронов среди всех в точке (r, t) как $\beta_m(r, t)$ — см. (2.3), нормированную на долю запаздывающих нейтронов в момент начала движения стержня для трех детекторов.

$$D_n(r, t) = \frac{\sum_{i,j} \lambda_j c_j^i(r, t)}{(1-\beta) \frac{1}{k_s} \int dE \sum_i v_p^i \Sigma_f^i \Phi(E, r, t) + \sum_{i,j} \lambda_j c_j^i(r, t)}, \quad (8.7)$$

или для экспериментального сигнала

$$D_n(r, t) = \frac{\sum_{i,j} \lambda_j c_j^i(r, t)}{(1-\beta) A(r, t) + \sum_{i,j} \lambda_j c_j^i(r, t)}, \quad (8.8)$$

где $A(i, t)$ — экспериментальный сигнал; i, j — индексы нуклида и группы запаздывающих нейтронов.

Эта величина, нормированная на долю запаздывающих нейтронов в момент начала движения стержня, и представлена на рис. 8.20 для трех детекторов. Видно, что для второго детектора она отличается от двух других и показывает, что в месте размещения детектора доля запаздывающих нейтронов среди всех появляющихся в момент t нейтронов меньше, чем в других двух точках. Это как-то отражается на периоде разгона — периоде удвоения мощности сигнала (5.2), — так как если эта доля будет стремиться к нулю, то период также устремиться к нулю.

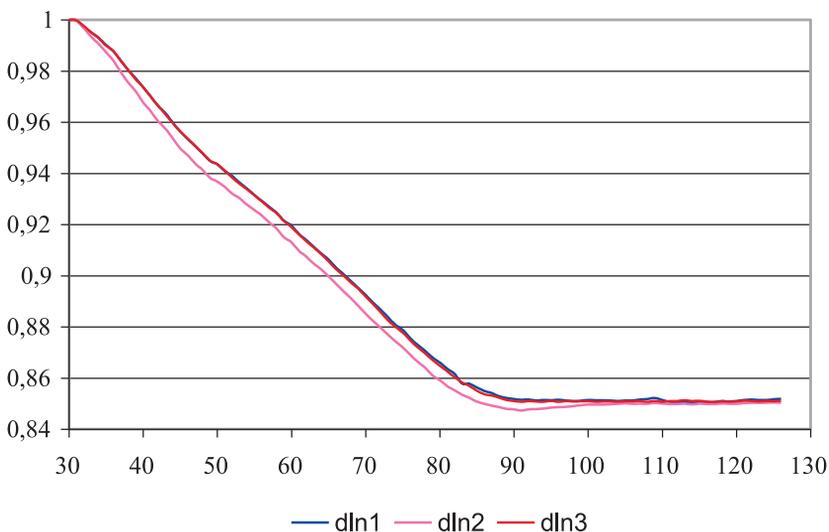
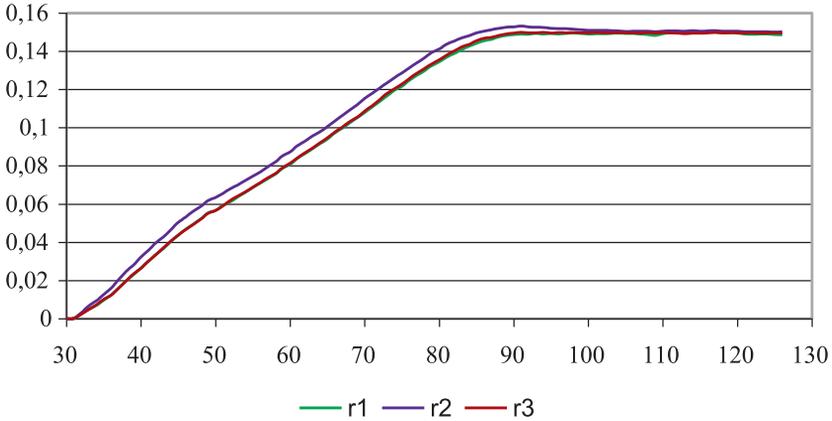


Рис. 8.20. Доли запаздывающих нейтронов среди всех нейтронов в точках расположения детекторов, нормированные на доли в стационарном режиме

На рис. 8.21 представлена оценка реактивности, сформированная на основе сигнала на каждом из детекторов. Из рисунка заметно отличие реактивности второго детектора от двух других в сторону завышения. Это значение реактивности отражает тот факт, что она есть лишь параметр уравнения кинетики для мощности тепловыделения в месте расположения детектора.

Рис. 8.21. Реактивности в долях β по показаниям трех детекторов

Предполагая систему уравнений кинетики для каждой из ионизационных камер в виде

$$\begin{aligned} \Lambda \frac{dA(r, t)}{dt} &= (\rho - \beta)A(r, t) + \sum_j \lambda_j C_j(r, t), \\ \frac{dC_j(r, t)}{dt} &= \beta_j A(r, t) - \lambda_j C_j(r, t), \end{aligned} \quad (8.9)$$

$$\text{где } C_j(r, t) = \sum_i c_{j,i}(r, t),$$

имеем решение для концентраций предшественников запаздывающих нейтронов в момент t_{n+1} по отношению к исходному моменту времени t_n с использованием неявной схемы

$$\frac{C_{j,n+1}(r) - C_{j,n}(r)}{\tau} = \beta_j A_{n+1}(r) - \lambda_j C_{j,n+1}(r), \quad (8.10)$$

или

$$C_{j,n+1}(r) = \frac{\tau \beta_j A_{n+1}(r) + C_{j,n}(r)}{1 + \lambda_j \tau}.$$

Если определить скорость выхода запаздывающих нейтронов следующим образом:

$$S_n(r) = \sum_j \lambda_j C_{j,n}(r),$$

то можно записать

$$D_n(r) = \frac{S_n(r)}{(1-\beta)A_n(r) + S_n(r)} \quad (8.11)$$

и определить реактивность в величинах β из (8.9) с учетом малости левой его части так:

$$\rho_n(r) = 1 - \frac{S_n(r)}{\beta A_n(r)} = \frac{1}{\beta} \left[1 - \frac{S_n(r)}{D_n(r)A_n(r)} \right]. \quad (8.12)$$

Если воспользоваться оценкой поведения сигнала в реакторе с небольшим значением реактивности из [38] — см. также (6.19) — для одногруппового представления запаздывающих нейтронов в виде

$$A(t) = -A_0 \frac{\rho}{\beta - \rho} \exp\left(-\frac{\beta - \rho}{\Lambda} t\right) + A_0 \frac{\beta}{\beta - \rho} \exp\left(\frac{\lambda \rho t}{\beta - \rho}\right), \quad (8.13)$$

то без мгновенной составляющей для асимптотического роста сигнала при положительной реактивности получаем

$$A(t) = A_0 \frac{\beta}{\beta - \rho} \exp\left(\frac{\lambda \rho t}{\beta - \rho}\right), \quad (8.14)$$

или, если реактивность оценена в величинах β ,

$$A(t) = A_0 \frac{1}{1 - \rho} \exp\left(\frac{\lambda \rho t}{1 - \rho}\right) \quad (8.15)$$

и, определяя T как период разгона, т. е. время удвоения амплитуды сигнала, получаем

$$2 = \frac{1}{1 - \rho} \exp\left(\frac{\lambda \rho T}{1 - \rho}\right). \quad (8.16)$$

Отсюда

$$T = \frac{\ln [2(1-\rho)]}{\lambda} \frac{1-\rho}{\rho} = \frac{\ln [2(1-\rho)]}{\lambda} \frac{S_n}{\beta A_n - S_n}, \quad (8.17)$$

и если понимать под λ среднюю скорость распада всех групп предшественников запаздывающих нейтронов и учесть то, что она не изменяется со временем, то при малых значениях реактивности первый сомножитель можно считать условно «неизменным». Рассмотрение второго сомножителя показывает, что в стационарном состоянии величина βA — скорость образования предшественников запаздывающих нейтронов — всегда равна скорости распада предшественников, т. е. скорости образования самих запаздывающих нейтронов из этих предшественников. Таким образом, для стационарного состояния период разгона всегда стремится к бесконечности.

$$T = \frac{\ln [2(1-\rho)]}{\lambda} \frac{D_n (1-\beta)}{\beta - D_n}. \quad (8.18)$$

Если же доля D_n устремится к нулю, что соответствует ситуации с разгоном на мгновенных нейтронах, то согласно числителю в (8.18) период разгона также устремится к нулю. Понимая под долей запаздывающих нейтронов среди всех нейтронов в стационарном состоянии $D_{n,0}$, фактически равное по определению значению β , получаем из (8.18)

$$T = \frac{\ln [2(1-\rho)]}{\lambda} \frac{D_n (1 - D_{n,0})}{D_{n,0} - D_n} = \frac{\ln [2(1-\rho)]}{\lambda} \frac{(1 - D_{n,0}) D_n / D_{n,0}}{1 - D_n / D_{n,0}}. \quad (8.19)$$

Наиболее чувствительным значение периода оказывается к величине знаменателя второго сомножителя, поведение вычитаемого во времени ($D_n / D_{n,0}$) которого представлено на рис. 8.20. По времени разгона для одного момента времени $D_n / D_{n,0}$ для разных камер максимально отличается на величину 0,007—0,008, что обеспечивает отклонение значения второго сомножителя в (8.19) в 1,07 раза и для периода в 50 с дает отклонение в периодах для разных камер в 3—4 с, что и наблюдается в эксперименте.

На рис. 8.22 и 8.23 представлены изменения долей запаздывающих нейтронов и реактивности по показаниям трех детекторов (№ 1, 2 и 3) при измерении реактивности методом сброса стержня на БФС-2 для вариантов: а — из

критического положения; b — из состояния предварительного «разгона» реактора неизмеряемым стержнем; c — из состояния предварительного «разгона» реактора измеряемым стержнем. Из этих данных следует, что по завершении эксперимента имеем отличия в оценке реактивности стержня более 5% при сбросе стержня из критического положения и из состояния «разгона», что можно объяснить разной долей $\beta_m(t; t)$ в сборке для вариантов процесса и спецификой зависимости сечений от энергии.

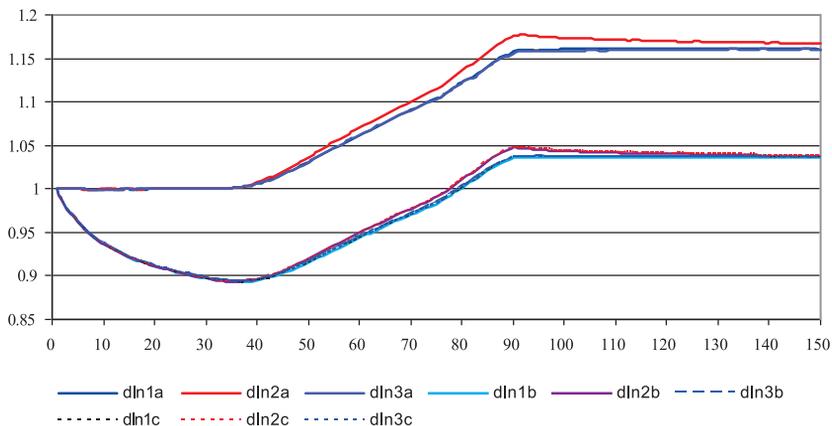


Рис. 8.22. Доли запаздывающих нейтронов $\beta_m(t; t)$ по показаниям трех детекторов

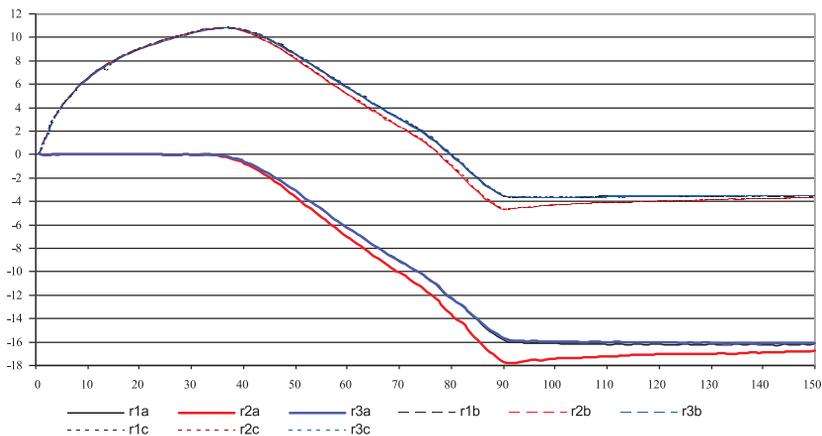


Рис. 8.23. Реактивности в центах по показаниям трех детекторов

Это означает, что при срабатывании стержня СУЗ по сигналу аварийной защиты, например из-за уменьшения периода разгона меньше 20 с, т. е. при фактическом росте мощности, реализуемая в реакторе эффективность стержня будет меньше его эффективности, оцененной из стационарных расчетов и экспериментов. Так как этот результат объясняется разной долей запаздывающих нейтронов в стартовом и конечном состояниях движения стержня, можно говорить о демонстрации нарушения для реактивности свойства коммутативности, т. е. о том, что перевод стержня из состояния «а» в состояние «b» обеспечит реактивность отличную по амплитуде от реактивности при переводе этого же стержня из состояния «b» в состояние «а».

Таким образом, обсчет экспериментов показал, что в нестационарных процессах не только изменяется доля запаздывающих нейтронов в реакторе, но и это изменение влияет на интегральный спектр нейтронов деления в реакторе, следствием чего является следующее:

- изменяются эффективные параметры кинетики реактора, такие как эффективная доля запаздывающих нейтронов и время жизни мгновенных нейтронов;
- асимптотика нестационарных процессов в быстром реакторе определяется асимптотикой процессов на запаздывающих нейтронах и составляет сотни секунд;
- в нестационарном процессе изменяется эффективность детектора в верхних и нижних точках модели реактора при измерении эффективности стержня СУЗ, что приводит к большей погрешности такого измерения при размещении детекторов в крайних высотных точках, т. е. максимальная погрешность определения эффективности стержней будет иметь место при размещении детекторов над или под активной зоной реактора;
- при использовании штатных способов измерения эффективности стержней СУЗ (методом сброса стержня) эффективность стержня, измеренного при предварительном разгоне реактора с положительной реактивностью, созданной другим стержнем, меньше измеряемой эффективности того же стержня при начале измерения без предварительного введения положительной реактивности; это связано с разными конечными (асимптотическими) состояниями реактора в таких измерениях;
- последнее обстоятельство указывает на несоблюдение свойства коммутативности по отношению к реактивности, т. е. переход из одного состояния в другое, характеризуемый какой-то реактивностью, при обратном процессе может быть охарактеризован другим ее значением, что свидетельствует о необходимости переходить в расчетах к решению уравнений пространственной кинетики, рассчитывать непосредственно измеряемые параметры и со временем отказаться от понятия реактивности.

Глава 9. Расчет нуклидной кинетики

9.1. Уравнения выгорания в топливе

Для определения топливного состава в расчетных ячейках модели реактора используются цепочки превращений топливного цикла. Предварительно для расчета должны быть подготовлены все необходимые данные. Так, в расчетных ячейках с объемом V определяются: потоки нейтронов, микросечения процессов захвата и деления для всех нуклидов, скорости распада нуклидов и спонтанного деления:

- скорость процесса деления для нуклида i

$$\lambda_{fi} = \frac{1}{V} \int \int \sigma_{fi}(E, \vec{r}) \varphi(E, \vec{r}) dE dV; \quad (9.1)$$

- скорости процессов захвата

$$\lambda_{ci} = \frac{1}{V} \int \int \sigma_{ci}(E, \vec{r}) \varphi(E, \vec{r}) dE dV; \quad (9.2)$$

где $\sigma_{fi}(E, \vec{r})$, $\sigma_{ci}(E, \vec{r})$ — сечения соответствующих нейтронных реакций; $\varphi(E, \vec{r})$ — плотность потока нейтронов;

аналогично представляются скорости реакций $(n, 2n)$ — λ_{n2ni} , $(n, 3n)$ — λ_{n3ni} , (n, α) — $\lambda_{\alpha i}$ и т. д.;

- скорость перехода нуклида i в нуклид j в процессе распада с периодом полураспада $T_{1/2}^i$ и вероятности канала данного распада $\varepsilon_{i \rightarrow j}$

$$\lambda^{i \rightarrow j} = \varepsilon_{i \rightarrow j} \ln 2 / T_{1/2}^i; \quad (9.3)$$

аналогично представляется скорость спонтанного деления.

Данные о микросечениях нуклидов, скоростях распадов и вероятностях процессов можно взять в библиотеке данных [13].

На каждом временном интервале Δt все указанные параметры уравнения выгорания предполагаются неизменными. На следующем интервале они переопределяются. Размер временного интервала определяется пользова-

телем из физических соображений, в основном для минимизации погрешностей определения концентраций нуклидов.

Рассматриваемые в реакторных задачах цепочки превращений нуклидов могут быть различны и зависят от того, какая решается задача. Задачи можно классифицировать так:

- определение изменений топливного состава в расчетной ячейке модели реактора при работе реактора на мощности и его останове для определения изменений в физике реактора;
- расчет изменений состава поглотителя при работе реактора;
- расчет накопления продуктов деления для последующего определения остаточного тепловыделения в этой среде и определения ее активности.

В качестве примера на рис. 9.1 представлена цепочка переходов уран-плутониевого топлива.

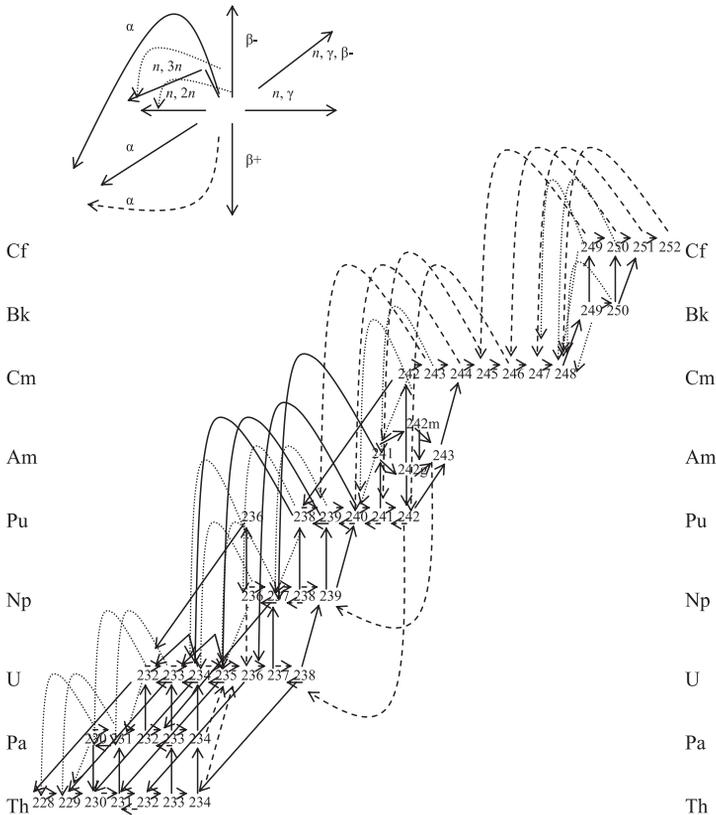


Рис. 9.1. Цепочка U-Pu переходов, моделируемая в модуле BPS (деление и спонтанное деление не показано)

На рис. 9.2 приведена часть схемы учитываемых в алгоритме цепочек распада продуктов деления, частично описанных в [54].

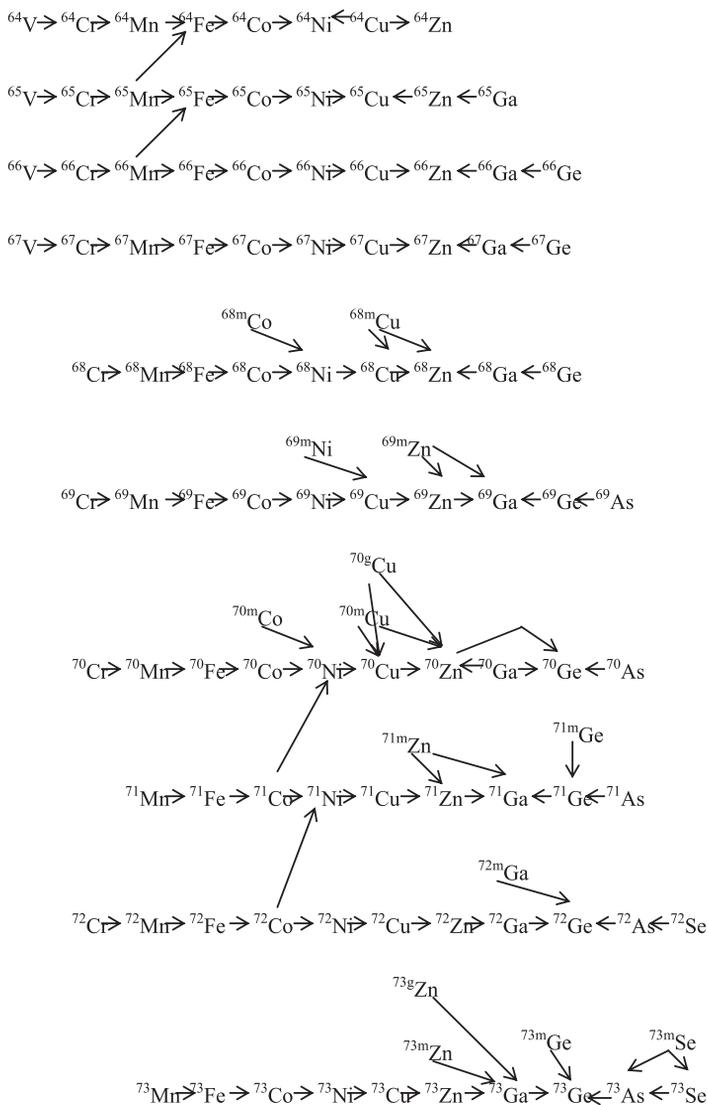


Рис. 9.2. Схемы цепочек распадов нуклидов — продуктов деления (переходы, связанные с захватом нейтронов, не показаны)

9.2. Система уравнений нуклидной кинетики

Система уравнений нуклидной кинетики — неоднородная линейная система уравнений

$$\frac{dy_i}{dt} = \sum_{j=1}^n a_{ij} y_j + q_i, \quad (i = 1, 2, \dots, n) \quad (9.4)$$

с начальным условием

$$y_i(0) = y_{i0}, \quad (i = 1, 2, \dots, n) \quad (9.5)$$

и внешним источником

$$q_i, \quad (i = 1, 2, \dots, n), \quad (9.6)$$

или в матричной форме

$$\frac{d\vec{y}}{dt} = \hat{A}\vec{y} + \vec{q}, \quad (A \equiv [a_{ij}]), \quad (9.7)$$

$$\vec{y}(0) = \vec{y}_0, \quad (9.8)$$

с постоянными коэффициентами a_{ij} имеет общее аналитическое решение, которое есть сумма какого-либо ее частного решения и общего решения соответствующей однородной линейной системы уравнений

$$\frac{dy_i}{dt} = \sum_{j=1}^n a_{ij} y_j, \quad (i = 1, 2, \dots, n) \quad (9.9)$$

с начальным условием

$$y_i(0) = y_{i0}, \quad (i = 1, 2, \dots, n). \quad (9.10)$$

Общее решение имеет вид

$$y(t) = e^{At} y_0, \quad (t \geq 0), \quad (9.11)$$

где матричная функция e^{At} является матрицей размера $n \times n$. Известно [47], что каждая квадратная матрица \hat{A} удовлетворяет своему собственному характеристическому уравнению (теорема Кэли — Гамильтона):

$$F_A(A) = 0, \quad (9.12)$$

где спектр собственных значений квадратной матрицы $A \equiv [a_{ij}]$ порядка n совпадает с множеством корней алгебраического уравнения n -й степени

$$F_A(\lambda) \equiv \det(A - \lambda I) \equiv \det [a_{ik} - \lambda \delta_{ik}] \equiv \begin{vmatrix} a_{11} - \lambda & \dots & a_{12} & \dots & a_{1n} \\ \dots & a_{21} & \dots & a_{22} - \lambda & \dots & a_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & a_{n1} & \dots & a_{n2} & \dots & a_{nn} - \lambda \end{vmatrix} = 0, \quad (9.13)$$

являющегося характеристическим или вековым уравнением матрицы A . Теорема Кэли — Гамильтона позволяет каждую целочисленную степень, а потому и каждую аналитическую функцию квадратной матрицы A порядка n представлять в виде линейной функции от n различных положительных целочисленных степеней матрицы A . Точнее

$$f(A) \equiv \frac{1}{\Delta} \sum_{k=1}^n \Delta_{n-k} A^{n-k}, \quad (9.14)$$

где Δ — определитель Вандермонда

$$W(x_1, x_2, \dots, x_n) = \begin{vmatrix} \dots & 1 & \dots & x_1 & \dots & x_1^2 & \dots & x_1^{n-1} \\ \dots & 1 & \dots & x_2 & \dots & x_2^2 & \dots & x_2^{n-1} \\ \dots & \dots \\ \dots & 1 & \dots & x_n & \dots & x_n^2 & \dots & x_n^{n-1} \end{vmatrix} = \prod_{i>k} (x_i - x_k),$$

в нашем случае $W(\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n) = \det[\lambda_i^{n-1}]$;

Δ_j — определитель, получаемый, если в Δ вместо $\lambda_1^j, \lambda_2^j, \dots, \lambda_n^j$ подставить $f(\lambda_1), f(\lambda_2), \dots, f(\lambda_n)$.

Если все собственные значения $\lambda_1^j, \lambda_2^j, \dots, \lambda_n^j$ матрицы A различны, то равенство (9.11) согласно теореме Сильвестра можно переписать в виде

$$f(A) \equiv \sum_{j=1}^n f(\lambda_j) \frac{\prod_{i \neq j} (A - \lambda_i I)}{\prod_{i \neq j} (\lambda_k - \lambda_i)}. \quad (9.15)$$

Разложение функции e^{At} по формуле (9.14) требует громоздких перемножений матриц, но если данная матрица A имеет n различных собственных значений, то разложение функций e^{At} по теореме Сильвестра (9.15) дает нормальную форму решения:

$$y = C_1 e^{s_1 t} + C_2 e^{s_2 t} + \dots + C_n e^{s_n t}, \quad (9.16)$$

параметры которого определяются из (9.9) и начальными или краевыми условиями.

9.2.1. Решение системы уравнений нуклидной кинетики методом матричной экспоненты

Один из методов решения задачи (9.4)—(9.8) был реализован в программе ORIGEN [55]. Программа ORIGEN-S была разработана в Окриджской национальной лаборатории США для расчета изменения состава и радиоактивности топливных элементов, продуктов деления, конструкционных материалов в ядерных реакторах. Основное преимущество этой программы перед другими программами выгорания состоит в возможности представления полной матрицы изотопных переходов без ограничений на число переходных цепочек, что стало возможно благодаря рациональному применению матричного экспоненциального метода.

Решение (9.11) в программе ORIGEN-S представляется разложением в ряд экспоненциальной функции

$$\exp(\hat{A}t) = \hat{I} + \hat{A}t + \frac{(\hat{A}t)^2}{2} + \dots + \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(\hat{A}t)^m}{m!}, \quad (9.17)$$

где \hat{I} — единичная матрица.

Таким образом, вместо экспоненциальной функции вводится рекурсивное соотношение

$$y(t) = \left[I + At + \frac{(At)^2}{2!} + \frac{(At)^3}{3!} + \dots \right] y(0). \quad (9.18)$$

Оно может быть рассмотрено как решение для отдельного нуклида y_i . В результате получаем выражение из слагаемых последовательного постумножения матрицы перехода на вектор приращений концентрации нуклида, полученного от вычисления предыдущих членов. Элементы матрицы перехода a_{ij} являются константами первого порядка для образования нуклидов i из нуклидов j . Решение с использованием a_{ij} таково:

$$\begin{aligned} y_i(t) = & y_i(0) + t \sum_j a_{ij} y_j(0) + \frac{1}{2} \sum_k \left[a_{ik} t \sum_j a_{kj} y_j(0) \right] + \\ & + \frac{t}{3} \sum_m \left\{ a_{im} \frac{t}{2} \sum_k \left[a_{mk} t \sum_j a_{kj} y_j(0) \right] \right\} + \dots \end{aligned} \quad (9.19)$$

где индексы j, k, m находятся в диапазоне от 1 до n при размере матрицы A ($n \times n$).

Рекурсивное соотношение (9.19) можно переписать, введя обозначение C_i^n :

$$C_i^0 = y_i(0), C_i^{n+1} = \frac{t}{n+1} \sum_j a_{ij} C_j^n, y_i = \sum_{n=0}^{\infty} C_i^n. \quad (9.20)$$

Тогда в уравнении (9.20) для получения решения системы (9.11) требуется всего только два вектора C^n и C^{n+1} к текущему вектору решения.

9.2.2. Аналитическое решение системы уравнений нуклидной кинетики для неполной матрицы переходов

Алгоритм решения задачи (9.4)—(9.8) сильно упрощается для случая неполной матрицы, например треугольной. Так, при наличии переходов от «материнских» нуклидов к «дочерним» и отсутствии обратных переходов матрица \hat{A} становится нижнетреугольной. Укажем, что отсутствие обрат-

ных переходов влечет за собой невозможность учета переходов, обозначенных пунктирами на рис. 9.1. В этом случае для однородной задачи имеем систему уравнений выгорания типа [38]

$$\begin{aligned} \frac{dy^1}{dt} &= -\lambda_p^1 y^1, \\ \frac{dy^2}{dt} &= \lambda^{1 \rightarrow 2} y^1 - \lambda_p^2 y^2, \\ \frac{dy^3}{dt} &= \lambda^{1 \rightarrow 3} y^1 + \lambda^{2 \rightarrow 3} y^2 - \lambda_p^3 y^3, \\ \frac{dy^k}{dt} &= \sum_{m=1}^{k-1} \lambda^{m \rightarrow k} y^m - \lambda_p^k y^k, \end{aligned} \quad (9.21)$$

где λ_p^k — скорость увода нуклида k за счет всех процессов (захвата нейтрона и распада $\sigma_a^k F + \lambda^k$); F — плотность потока нейтронов; y^k — концентрация нуклида k ; $\lambda^{m \rightarrow k}$ — скорость образования нуклида k из нуклида m с учетом вероятности такого процесса при возможности ветвления процесса.

В общем виде имеется следующее решение:

$$\begin{aligned} y^1 &= A_{11} \exp(-\lambda_p^1 t), \\ y^2 &= A_{21} \exp(-\lambda_p^1 t) + A_{22} \exp(-\lambda_p^2 t), \\ y^3 &= A_{31} \exp(-\lambda_p^1 t) + A_{32} \exp(-\lambda_p^2 t) + A_{33} \exp(-\lambda_p^3 t), \\ y^m &= \sum_{n=1}^m A_{mn} \exp(-\lambda_p^n t), \end{aligned} \quad (9.22)$$

где $A_{mn} = \frac{\lambda^{(m-1) \rightarrow n}}{\lambda_p^m - \lambda_p^n} A_{m-1, n}$.

Коэффициенты A_{mn} определяются из уравнения

$$y_m(0) = \sum_{n=1}^m A_{mn} \quad (9.23)$$

и получаются из решения системы уравнений (9.21) методом вариации постоянных [46], когда решение, например, второго уравнения определяется из решения его однородной части $y^2 = c_2(t) \exp(-\lambda_p^2 t)$ с зависимым от времени коэффициентом $c_2(t)$, который определяется из подстановки решения в неоднородное уравнение с учетом начального условия.

Алгоритм (9.21)—(9.23) реализован в комплексе ГЕФЕСТ [6]. Общий вид решения (9.22) соответствует общему виду решения (9.16) для полной матрицы, т. е. для треугольной матрицы скорости увода нуклида λ_p^k и служат ее собственными значениями.

Так, для второго нуклида получаем

$$\begin{aligned} y^2(t) &= \frac{\lambda^{1 \rightarrow 2}}{\lambda_p^2 - \lambda_p^1} y_1(0) \exp(-\lambda_p^1 t) + \left[y_2(0) - \frac{\lambda^{1 \rightarrow 2}}{\lambda_p^2 - \lambda_p^1} y_1(0) \right] \exp(-\lambda_p^2 t) = \\ &= y_1(0) \frac{\lambda^{1 \rightarrow 2}}{\lambda_p^2 - \lambda_p^1} \left[\exp(-\lambda_p^1 t) - \exp(-\lambda_p^2 t) \right] + y_2(0) \exp(-\lambda_p^2 t), \end{aligned} \quad (9.24)$$

для третьего нуклида получаем

$$\begin{aligned} y^3(t) &= y_1(0) \left\{ \left[\frac{\lambda^{2 \rightarrow 3}}{\lambda_p^3 - \lambda_p^1} \frac{\lambda^{1 \rightarrow 2}}{\lambda_p^2 - \lambda_p^1} + \frac{\lambda^{1 \rightarrow 3}}{\lambda_p^3 - \lambda_p^1} \right] \exp(-\lambda_p^1 t) - \right. \\ &\quad \left. \frac{\lambda^{1 \rightarrow 2}}{\lambda_p^2 - \lambda_p^1} \frac{\lambda^{2 \rightarrow 3}}{\lambda_p^3 - \lambda_p^2} \exp(-\lambda_p^2 t) + \left[\frac{\lambda^{1 \rightarrow 2}}{\lambda_p^2 - \lambda_p^1} \frac{\lambda^{2 \rightarrow 3}}{\lambda_p^3 - \lambda_p^2} - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{\lambda^{1 \rightarrow 3}}{\lambda_p^3 - \lambda_p^1} \right] \exp(-\lambda_p^3 t) \right\} + y_2(0) \left[\frac{\lambda^{2 \rightarrow 3}}{\lambda_p^3 - \lambda_p^2} \exp(-\lambda_p^2 t) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{\lambda^{2 \rightarrow 3}}{\lambda_p^2 - \lambda_p^3} \exp(-\lambda_p^3 t) \right] + y_3(0) \exp(-\lambda_p^3 t). \end{aligned} \quad (9.25)$$

Еще больше задача и решение упрощаются для случая линейной цепочки последовательных превращений

$$\frac{dy^k}{dt} = \lambda^{k-1 \rightarrow k} y^{k-1} - \lambda_p^k y^k, \quad (9.26)$$

решение которой можно, как и для случая, рассмотренного выше, получить аналитически. Например, для третьего нуклида в цепочке оно будет иметь вид

$$\begin{aligned} y^3(t) = y_1(0) & \left\{ \frac{\lambda^{2 \rightarrow 3}}{\lambda_p^3 - \lambda_p^1} \frac{\lambda^{1 \rightarrow 2}}{\lambda_p^2 - \lambda_p^1} \exp(-\lambda_p^1 t) - \right. \\ & - \frac{\lambda^{1 \rightarrow 2}}{\lambda_p^2 - \lambda_p^1} \frac{\lambda^{2 \rightarrow 3}}{\lambda_p^3 - \lambda_p^2} \exp(-\lambda_p^2 t) + \\ & \left. + \frac{\lambda^{1 \rightarrow 2} \lambda^{2 \rightarrow 3}}{(\lambda_p^3 - \lambda_p^2)(\lambda_p^3 - \lambda_p^1)} \exp(-\lambda_p^3 t) \right\} + y_2(0) \left[\frac{\lambda^{2 \rightarrow 3}}{\lambda_p^3 - \lambda_p^2} \exp(-\lambda_p^2 t) - \right. \\ & \left. - \frac{\lambda^{2 \rightarrow 3}}{\lambda_p^3 - \lambda_p^2} \exp(-\lambda_p^3 t) \right] + y_3(0) \exp(-\lambda_p^3 t) \end{aligned} \quad (9.27)$$

и т. д., а в общем случае решение может быть записано в виде

$$y_n(t) = \sum_{m=1}^n y_m(0) \left(\prod_{j=m}^{n-1} \lambda^{m \rightarrow j+1} \right) \sum_{k=m}^n \frac{e^{-\lambda_p^k t}}{\prod_{\substack{l=m \\ l \neq k}}^n (\lambda_p^l - \lambda_p^k)}. \quad (9.28)$$

Решение уравнения (9.26) реализовано в программе CARE [56].

Сравнив решения (9.25), (9.27) и (9.28) с формой (9.16), заметим, что коэффициенты перед экспонентами могут быть знакопеременными, впрочем, как и в (9.18)—(9.20). Также можно заметить, что конечная концентрация нуклида есть сумма нераспавшейся части его исходной концентрации плюс число ядер, образовавшихся от предыдущих нуклидов, распавшихся на рассматриваемом интервале времени.

Аналитическое решение получается с одними временными затратами независимо от размера временного шага, но оно имеет и недостатки. Первый из них — сложность получения собственных чисел для полной матрицы, да и для треугольной матрицы, собственные числа которой известны и являются скоростями увода нуклида λ_p , так что вычислительные процедуры требуют значительных временных затрат. Но главный недостаток такого решения — это возможность получения «отрицательных» концентраций ну-

кливо. Причина заключается в том, что во всех случаях аналитического решения оно имеет вид ряда (9.16), показатели степени в котором могут отличаться на порядки (например, для треугольной матрицы $s_i = \lambda_p^i$), и возникает проблема сложения больших и малых чисел. Кроме того, коэффициенты перед экспонентами в (9.16) могут быть как положительными, так и отрицательными, и при ограничениях по представлению числа в компьютере можно получить отрицательную концентрацию нуклида, особенно если ряд (9.16) состоит из нескольких десятков слагаемых, т. е. при десятках или более нуклидов в цепочке выгорания. Обычно в программах такую ситуацию обходят «обнулением» концентрации нуклида при получении его отрицательного значения. Напомним, что коэффициенты зависят от значения плотности потока нейтронов и при малых уровнях мощности реактора λ_p уменьшаются, что также может привести к изменению знака суммы (9.16).

9.2.3. Решение системы уравнений нуклидной кинетики итерационным методом

Рассмотрим другие методы решения системы уравнений (9.4) или (9.8), а именно не аналитические, а итерационные.

В [38] приведено решение методом численного интегрирования. В нем для нуклида k записывается явный вид величины $y^k(\tau)$ на конец временного шага τ через значение ее и ее производной в предыдущей точке — назовем эту точку нулевой («0»):

$$y^k(\tau) = y_0^k + \frac{dy_0^k}{dt} \tau, \quad (9.29)$$

что является записью метода Эйлера [47], который дает хорошее приближение решения только при достаточно малом шаге интегрирования τ и только для нескольких первых точек.

Более точным предлагается считать интегрирование с усреднением производных на концах временного шага:

$$y^k(\tau) = y_0^k + \left[\frac{dy_0^k}{dt} + \frac{dy^k(\tau)}{dt} \right] \frac{\tau}{2}, \quad (9.30)$$

что служит модификацией метода Эйлера.

Так как величина производной $\frac{dy^k(\tau)}{dt}$ выражается через искомую функцию $y^k(\tau)$, решение получается с помощью итерационной процедуры, которая реализована, например, в программе 3DB [57].

Некоторое время для решения уравнения (9.8) широко использовался метод Рунге — Кутты [47], в частности, этот метод четвертого порядка был реализован автором в первой версии комплекса SYNTES [44].

В системе BPS итерационное решение определяется иначе. На первом этапе находится решение однородных уравнений с неизвестным коэффициентом. Представим уравнение (9.8) в виде

$$\frac{d\bar{y}}{dt} = \hat{D}\bar{y} + \hat{A}'\bar{y} + \bar{q} \quad (A \equiv [a_{ik}]), \quad (9.31)$$

где \hat{D} , ($D \equiv [a_{ii}]$) — диагональная часть матрицы \hat{A} ; $\hat{A}' = \hat{A} - \hat{D}$ — недиагональная часть матрицы \hat{A} ; диагональный член отвечает за «уход» нуклида за счет всех реакций, недиагональные члены отвечают за «образование» нуклида из других нуклидов.

На первом итерационном шаге рассмотрим систему

$$\frac{d\bar{y}}{dt} = \hat{D}\bar{y} + \bar{q}, \quad (9.32)$$

которая легко решается аналитически на временном шаге τ для исходной (нулевой) итерации:

$$y_0^k(\tau) = y^k(0) \exp(-\lambda_p^k \tau) + q^k \frac{1 - \exp(-\lambda_p^k \tau)}{\lambda_p^k}, \quad (9.33)$$

где первое слагаемое — остаток концентрации ядер нуклида после учета «распадов» из имеющихся на начальный момент ядер, второе слагаемое — «приход» нуклида от внешнего источника с учетом его распада по времени $(0, \tau)$.

Одновременно получим на конец интервала количество «распавшегося» за шаг τ этого же нуклида

$$dy_0^k = y^k(0) \left[1 - \exp(-\lambda_p^k \tau) \right] + q^k \tau \left[1 - \frac{1 - \exp(-\lambda_p^k \tau)}{\tau \lambda_p^k} \right]. \quad (9.34)$$

Это количество переходит в другие нуклиды с вероятностью, пропорциональной скоростям соответствующих процессов образования других нуклидов из данного. Тогда для концентрации нуклида k в итерационном процессе на первой итерации можно записать:

$$\tilde{y}_1^k = y_0^k + \sum_{m \neq k} dy_0^m \frac{\lambda^{m \rightarrow k}}{\lambda_p^m}, \quad (9.35)$$

и с учетом возможного ухода вновь пришедших ядер данного нуклида получаем на первой итерации на конец временного шага τ

$$y_1^k(\tau) = y_0^k(\tau) + \sum_{m \neq k} dy_0^m \frac{\lambda^{m \rightarrow k}}{\lambda_p^m} \frac{1 - \exp(-\lambda_p^k \tau)}{\lambda_p^k \tau}, \quad (9.36)$$

или

$$y_1^k(\tau) = y^k(0) \exp(-\lambda_p^k \tau) + q^k \frac{1 - \exp(-\lambda_p^k \tau)}{\lambda_p^k} + \sum_{m \neq k} dy_0^m \frac{\lambda^{m \rightarrow k}}{\lambda_p^m} \frac{1 - \exp(-\lambda_p^k \tau)}{\lambda_p^k \tau} \quad (9.37)$$

с образованием новых нуклидов из других, распавшихся на данной итерации:

$$dy_1^k = \sum_{m \neq k} dy_0^m \frac{\lambda^{m \rightarrow k}}{\lambda_p^m} \left[1 - \frac{1 - \exp(-\lambda_p^k \tau)}{\lambda_p^k \tau} \right]. \quad (9.38)$$

В итоге для итерации n имеем

$$y_n^k(\tau) = y_{n-1}^k(\tau) + \sum_{m \neq k} dy_{n-1}^m \frac{\lambda^{m \rightarrow k}}{\lambda_p^m} \frac{1 - \exp(-\lambda_p^k \tau)}{\lambda_p^k \tau}, \quad (9.39)$$

$$dy_n^k = \sum_{m \neq k} dy_{n-1}^m \frac{\lambda^{m \rightarrow k}}{\lambda_p^m} \left[1 - \frac{1 - \exp(-\lambda_p^k \tau)}{\lambda_p^k \tau} \right]. \quad (9.40)$$

Итерационный процесс заканчивается по какому-либо закону, например, при выполнении неравенства

$$\left| y_n^k - y_{n-1}^k \right| \leq \varepsilon \quad \text{для всех } k, \quad (9.41)$$

где ε — максимальная допустимая величина отклонения концентраций нуклидов на двух соседних итерациях.

Анализируя выражение в квадратных скобках (9.40), замечаем, что при малых значениях λ (малой скорости распада) она стремится к нулю, а при больших ее значениях (например, при периоде полураспада равном 0,1 с, имеем $\lambda = 6,931 \text{ с}^{-1}$) указанное выражение все равно будет меньше единицы. Таким образом, имеем стремление к нулю образования «новых» ядер искомого нуклида на конец временного шага, что обеспечивает сходимость итерационного процесса. Чем меньше размер временного шага, тем меньше значение выражения в квадратных скобках в (9.40), т. е. тем быстрее сходимость. Итак, получим решение при меньшем количестве итераций.

Решение можно записать и в явном виде:

$$\begin{aligned}
 y_n^k(\tau) &= y_{n-1}^k(\tau) + \\
 &+ \sum_{m_n \neq k} \frac{\lambda^{m_n \rightarrow k}}{\lambda^{m_n}} \frac{1 - \exp(-\lambda_p^k \tau)}{\lambda_p^k \tau} \left(1 - \frac{1 - \exp(-\lambda_p^k \tau)}{\lambda_p^k \tau} \right)^{n-1} \prod_{j=1}^{n-1} \left(\sum_{m_j \neq k} \frac{\lambda^{m_j \rightarrow k}}{\lambda^{m_j}} \right) dy_0^{m_n} \approx \\
 &\approx y_0^k(\tau) + \sum_{m \neq k} \left\{ dy_0^m \frac{\lambda^{m \rightarrow k}}{\lambda^m} \frac{1 - \exp(-\lambda_p^k \tau)}{\lambda_p^k \tau} \left[1 + \left(1 - \frac{1 - \exp(-\lambda_p^k \tau)}{\lambda_p^k \tau} \right) \sum_{m \neq k} \frac{\lambda^{m \rightarrow k}}{\lambda^m} + \right. \right. \\
 &\left. \left. + \dots + \left(1 - \frac{1 - \exp(-\lambda_p^k \tau)}{\lambda_p^k \tau} \right)^{n-1} \prod_{j=1}^{n-1} \left(\sum_{m_j \neq k} \frac{\lambda^{m_j \rightarrow k}}{\lambda^{m_j}} \right) \right] \right\}. \quad (9.42)
 \end{aligned}$$

Из него следует, что при $n \rightarrow \infty$ последнее слагаемое в ряду — это фактически произведение двух сомножителей, каждый из которых является возведенным в степень $(n-1)$ числом, заведомо меньшим единицы, и стремится к нулю, что гарантирует сходимость. Согласно [47] ряд (9.42) может быть интерпретирован как ряд Неймана, сходимость которого доказана.

Обратим внимание на то, что во время итерационного процесса оперировали только с неотрицательными значениями равенств (9.39) и (9.40). Таким образом, решение существует, и оно положительно, поскольку в сумме (9.39) всегда найдется хоть одно слагаемое, отличное от нуля (так как исходная концентрация хотя бы одного нуклида положительна, иначе сама задача не имеет смысла).

Пользователь системы BPS может самостоятельно определить оптимальное соотношение между длительностью временного шага и скоростью получения решения.

Оценка погрешности решения системы уравнений нуклидной кинетики итерационным методом. Оценка погрешностей может быть сделана непосредственно в процессе итераций. Так, на конец начальной итерации (9.34) имеем

$$\begin{aligned} \delta y_0^k(\tau) = & y_0^k(\tau)(\tau \delta \lambda_p^k + \lambda_p^k \delta \tau) + \delta y^k(0) \exp(-\lambda_p^k \tau) + \delta q^k \frac{1 - \exp(-\lambda_p^k \tau)}{\lambda_p^k} + \\ & + q^k \left[\frac{1 - \exp(-\lambda_p^k \tau)}{\lambda_p^k} \frac{\delta \lambda_p^k}{\lambda_p^k} + \frac{2 \exp(-\lambda_p^k \tau) - 1}{\lambda_p^k} (\tau \delta \lambda_p^k + \lambda_p^k \delta \tau) \right]. \end{aligned} \quad (9.43)$$

Для первой итерации при решении

$$\begin{aligned} y_1^k(\tau) = & y^k(0) \exp(-\lambda_p^k \tau) + q^k \frac{1 - \exp(-\lambda_p^k \tau)}{\lambda_p^k} + \\ & + \sum_{m \neq k} d y_0^m \frac{\lambda^{m \rightarrow k}}{\lambda_p^m} \frac{1 - \exp(-\lambda_p^k \tau)}{\lambda_p^k \tau} \end{aligned} \quad (9.44)$$

получим оценку погрешности

$$\begin{aligned} \delta y_1^k(\tau) = & \delta y_0^k(\tau) + \sum_{m \neq k} \delta(d y_0^m) \frac{\lambda^{m \rightarrow k}}{\lambda_p^m} \frac{1 - \exp(-\lambda_p^k \tau)}{\lambda_p^k \tau} + \\ & + d y_0^m \frac{\lambda^{m \rightarrow k}}{\lambda_p^m} \frac{1 - \exp(-\lambda_p^k \tau)}{\lambda_p^k \tau} \left(\frac{\delta \lambda_p^m}{\lambda_p^m} + \frac{\delta \lambda^{m \rightarrow k}}{\lambda^{m \rightarrow k}} \right) + \\ & + d y_0^m \frac{\lambda^{m \rightarrow k}}{\lambda_p^m} \frac{1 - \exp(-\lambda_p^k \tau)}{\lambda_p^k \tau} \left(\frac{\delta \lambda_p^k}{\lambda_p^k} + \frac{\delta \tau}{\tau} \right) + \\ & + d y_0^m \frac{\lambda^{m \rightarrow k}}{\lambda_p^m} \frac{\exp(-\lambda_p^k \tau)}{\lambda_p^k \tau} (\delta \lambda_p^k \tau + \delta \tau \lambda_p^k), \end{aligned} \quad (9.45)$$

где

$$\begin{aligned}
\delta dy_0^k &= \delta y^k(0) \left[1 - \exp(-\lambda_p^k \tau) \right] + dy_0^k(0) \exp(-\lambda_p^k \tau) (\lambda_p^k \delta \tau + \tau \delta \lambda_p^k) + \\
&+ \delta q^k \tau \left[1 - \frac{1 - \exp(-\lambda_p^k \tau)}{\tau \lambda_p^k} \right] + q^k \delta \tau \left[1 - \frac{1 - \exp(-\lambda_p^k \tau)}{\tau \lambda_p^k} \right] + \\
&+ q^k \tau \frac{1 - \exp(-\lambda_p^k \tau)}{\tau \lambda_p^k} \left(\frac{\delta \tau}{\tau} + \frac{\delta \lambda_p^k}{\lambda_p^k} \right) + q^k \tau \frac{\exp(-\lambda_p^k \tau)}{\tau \lambda_p^k} (\lambda_p^k \delta \tau + \tau \delta \lambda_p^k),
\end{aligned} \tag{9.46}$$

и т. д.

Решение с сохранением мощности в расчетной ячейке. Из равенств (9.1)—(9.2) следует, что в правой их части используется абсолютная плотность потока нейтронов. Предполагая ее неизменной на заданном временном интервале Δt , получаем постоянные на этом интервале скорости процессов (9.1) и (9.2), с которыми и решается задача выгорания топлива. В работающем реакторе при выгорании топлива изменяется как его состав, так и уровень плотности потока нейтронов из-за необходимости поддержания мощности. Поэтому при расчете нуклидной кинетики может быть поставлена задача такого расчета с сохранением мощности в рассчитываемой ячейке, что реализовано, например, в программе ORIGEN [55]. Физически это означает, что программа учитывает изменение плотности потока нейтронов на расчетном интервале времени Δt , связанное с изменением нуклидного состава в расчетной ячейке. Например, в ячейке с КВ, определяемым как отношение соответствующих скоростей процессов в ней и не превышающим единицу, по мере выгорания топлива и поддержания тепловой мощности ячейки плотность потока нейтронов повышается. Эту ситуацию можно моделировать с малым временным шагом, для которого изменение плотности потока нейтронов незначительно. Но можно учесть это изменение, используя следующие предположения:

- за временной шаг спектр нейтронов в ячейке существенно не изменяется;
- изменение распределения мощности по расчетным ячейкам модели реактора незначительно.

В этом случае для учета изменения плотности потока нейтронов используется его представление вида:

$$\varphi(t) \sim W(t) / V / \sum_k y^k(t) \sigma_f^k Q_f^k, \tag{9.47}$$

где $\varphi(t)$ — плотность потока нейтронов; $W(t)$ — мощность, выделяемая в расчетной ячейке; V — объем ячейки; $y^k(t)$ — концентрация нуклида

k ; σ_f^k — сечение деления нуклида k ; Q_f^k — энерговыделение при делении на нуклиде k .

Из представления (9.47) следует, что изменение плотности потока нейтронов со временем однозначно связывается с изменением только концентраций нуклидов и может определяться в программе выгорания [55] как

$$\frac{\varphi(t)}{\varphi(0)} \approx \frac{\sum_k y^k(0) \sigma_f^k Q_f^k}{\sum_k y^k(t) \sigma_f^k Q_f^k}. \quad (9.48)$$

Аналогичный алгоритм реализован и в программе BPS.

Решение с перемещением части продуктов деления по твэлу. Как известно, с достижением некоторых значений выгорания часть продуктов деления в газообразном виде выходит из топливных кристаллов и мигрирует в газовый зазор, а затем и в газовую полость твэла, расположенную снизу или/и сверху топливного столба в твэле.

Для описания этого процесса разработаны соответствующие термомеханические алгоритмы [39]. Рассмотрим возможности алгоритма BPS для учета перемещения части продуктов деления по твэлу. Для этого скорость увода нуклида k за счет всех процессов λ_p^k (9.21) дополним скоростью ухода нуклида k из ячейки i в другие ячейки α_i^k . Причем дополнение производится в случае, если концентрация нуклида k в ячейке i y_i^k превышает некоторое значение $y_{i,\min}^k$ (концентрация нуклида k в ячейке i , при превышении которой нуклид начинает выходить из топлива в газовую среду). Значение $y_{i,\min}^k$ может зависеть от параметров среды, например температуры топлива и т. д.

Приход этого нуклида в ячейку i из других ячеек будем описывать зависимостью

$$b_i^k(\tau) = \sum_{n \neq i} [y_n^k(\tau) - y_{n,\min}^k] \alpha_i^k p_{n \rightarrow i}^k, \quad (9.49)$$

где $p_{n \rightarrow i}^k$ — вероятность попадания нуклида k , покинувшего ячейку n на расчетном шаге по времени, в ячейку i .

Если приход нуклида k в ячейку i $b_i^k(\tau)$ присоединить к внешнему источнику этого нуклида q^k в равенстве (9.33), то, помня, что полная скорость увода этого нуклида дополнена скоростью перехода в другие ячейки, получим учет процесса перехода нуклидов из ячейки в ячейку в рамках алгорит-

ма программы BPS. Значения $\gamma_{i,\min}^k$, α_i^k , $p_{i \rightarrow n}^k$ могут быть определены непосредственно в итерационном процессе в отведенном для этой цели месте.

9.3. Характеристики продуктов деления

Данные по выходам продуктов деления для делящихся нуклидов берутся из файлов библиотеки РОСФОНД [13]. В табл. 9.1 представлен список делящихся нуклидов, для которых в этой библиотеке имеются данные по выходам продуктов деления. Указанные данные используются как входные в системе BPS.

Таблица 9.1. Список делящихся нуклидов, независимые и кумулятивные выходы продуктов деления которых из библиотеки РОСФОНД [13] используются как входные данные в системе BPS

№ п/п	Делящийся нуклид	Оценка РОСФОНДа	
1	90-Th-227	ENDF/B-6	Brady, England
2	90-Th-229	ENDF/B-6	Brady, England
3	90-Th-230	ENDF/B-6	Brady, England
4	90-Th-232	ENDF/B-6	Brady, England
5	92-U-232	ENDF/B-6	Brady, England
6	92-U-233	JEF3.1	R. W. William
7	92-U-234	JEF3.1	R. W. William
8	92-U-235	JEF3.1	R. W. William
9	92-U-236	JEF3.1	R. W. William
10	92-U-237	ENDF/B-6	Brady, England
11	92-U-238	ENDF/B-6	Brady, England
12	94-Pu-239	ENDF/B-6	Brady, England
13	94-Pu-240	JEF3.1	R. W. William
14	94-Pu-241	ENDF/B-6	Brady, England
15	94-Pu-242	JEF3.1	R. W. William

Выходы продуктов деления для каждого из нуклидов могут различаться по энергии делящего нейтрона. Так, на рис. 9.3 показаны кривые выхода продуктов деления ^{235}U для разных энергий делящего нейтрона (тепловой и 14 МэВ). Для учета зависимости выходов продуктов деления от энергии делящего нейтрона они характеризуются указанной энергией. В библиотеках данные приводятся от одной точки по энергии до трех, для промежуточного значения энергии предусматривается линейная интерполяция данных.

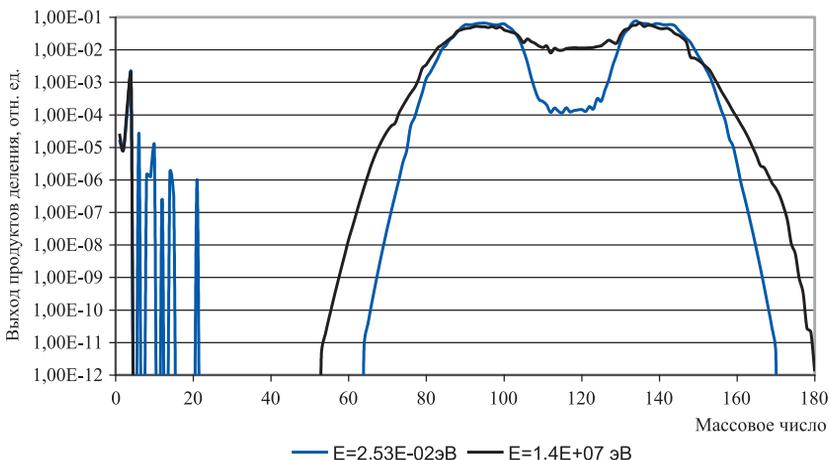


Рис. 9.3. Кривые выхода продуктов деления ^{235}U для разных энергий делящего нейтрона (тепловой и 14 МэВ)

В системе BPS интерполяция этих данных осуществляется в два этапа. На первом из них по линейной интерполяции определяются доли представленных наборов данных для конкретной энергии делящего нейтрона $d(n, E)$, $n = 1, \dots, N$, где N — число наборов данных. При этом

$$\sum_n d(n, E) = 1. \tag{9.50}$$

Далее определяется доля набора данных с номером n по всему числу делений конкретного нуклида k на конкретном потоке нейтронов

$$D(n, k) = \frac{\int d(n, E') \sigma_f(k, E') f(E') dE'}{\int \sigma_f(k, E') f(E') dE'}, \tag{9.51}$$

причем

$$\sum_n D(n, k) = 1. \tag{9.52}$$

Согласно этой процедуре учитывается изменение выходов продуктов деления для каждого нуклида при изменении спектра нейтронов расчетной ячейки, для которой решается задача выгорания.

Для демонстрации возможностей кода BPS в табл. П4.1 и П4.2 приложения 4 представлены результаты расчета концентраций актиноидов и некоторых продуктов деления $y(t)$ в тестовой задаче выгорания топлива в быстром реакторе на двух интервалах в 30 и 5 сут. Причем если на первом интервале реактор работал на полной мощности, то на втором интервале его мощность равнялась нулю. Там же представлены погрешности определения концентраций $\delta y(t)/y(t)$ на этих же интервалах с демонстрацией погрешности распадных данных $\delta\lambda/\lambda$ при погрешности определения скоростей захвата и деления в 0,001.

9.4. Решение уравнений выгорания поглотителя в стержнях СУЗ

В качестве поглотителей в стержнях СУЗ быстрых реакторов используются нуклиды ^{10}B , ^{11}B и ^{152}Eu . Из-за того, что естественный европий состоит из смеси нуклидов европия, переходящих при выгорании друг в друга и обладающих примерно той же эффективностью, выгорание европия, как правило, не рассчитывается. Для оставшихся нуклидов система выгорания в каждой расчетной точке выглядит следующим образом:

$$\frac{dy^{B10}}{dt} = -\lambda_p^{B10} y^{B10},$$

$$\frac{dy^{B11}}{dt} = \lambda^{B10 \rightarrow B11} y^{B10} - \lambda_p^{B11} y^{B11}, \quad (9.53)$$

где обозначения аналогичны системе (9.21).

Предполагая постоянными потоки и сечения на расчетном интервале времени $\tau = t_{i+1} - t_i$, получаем следующее аналитическое решение системы (9.53):

$$y^{B10}(t_{i+1}) = y^{B10}(t_i) \exp(-\lambda_p^{B10} \tau), \quad (9.54)$$

$$y^{B11}(t_{i+1}) = y^{B11}(t_i) + y^{B10}(t_i) [1 - \exp(-\lambda^{B10 \rightarrow B11} \tau)].$$

Сложность расчета выгорания в поглотителе стержней СУЗ связана не с решением системы уравнений выгорания, а с учетом движения стержня в реакторе в процессе его работы. Для качественного моделирования выгорания поглотителя с учетом движения стержней СУЗ поглощающая часть

стержня моделируется состоящей из большого числа расчетных ячеек. Размеры этих ячеек существенно меньше размеров расчетных ячеек модели реактора. В этом случае в расчетной ячейке модели реактора могут присутствовать несколько расчетных ячеек поглотителя стержня СУЗ, каждая со своим нуклидным составом. При определении сечений расчетной ячейки модели реактора учитывают присутствие ячеек поглотителя с «весом» объема ячейки поглотителя в расчетной ячейке модели реактора и для качественного учета необходимо в качестве весовой функции использовать произведение указанного объема на функцию плотности потока нейтронов внутри ячейки модели реактора [58]. Таким образом, для качественного учета выгорания поглотителя в ячейках стержня СУЗ необходимо решать дополнительную задачу об определении поля нейтронов в этих ячейках.

Так как расчет выгорания в стержнях СУЗ аналитический, то можно сказать, что погрешность алгоритма решения системы уравнений выгорания отсутствует. Среднее выгорание по стержням автоматического регулирования и компенсаторах выгорания за одну микрокампанию в реакторе БН-600 составляет примерно 6% [59]. Зависимость выгорания поглотителя по его длине в стержне КС приведена на рис. 9.4. В нижнем торце поглотителя выгорание достигает 30%.

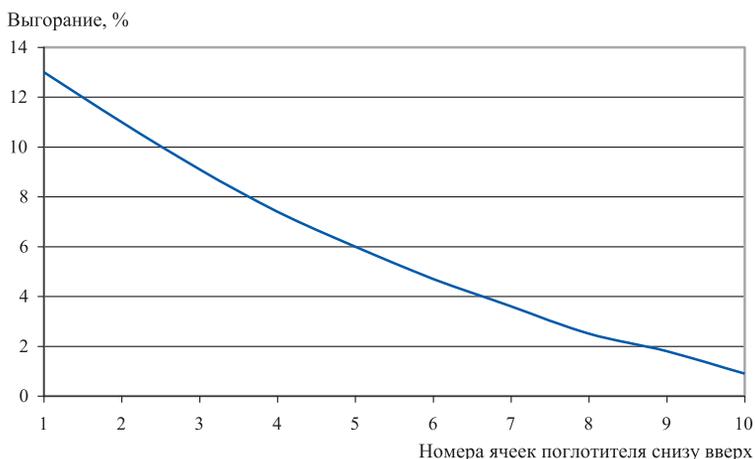


Рис. 9.4. Изменение выгорания поглотителя за одну микрокампанию в стержне КС по его расчетным ячейкам снизу вверх

При определении эффективностей стержней СУЗ погрешности в выгорании нивелируются, так как если стержень находится на верхнем концевике, то его нет в активной зоне, если же он находится на нижнем концевике, то он находится в активной зоне всей своей длиной.

Глава 10. Расчет остаточного тепловыделения

Остаточное тепловыделение от энергии распада продуктов деления и актинидов для ТВС БР, как правило, рассчитывается по методу, описанному в [60]. В нем составляющая остаточного тепловыделения — тепловыделение продуктов деления — оценивается с помощью функций спада тепловыделения от акта деления на делящихся нуклидах. Параметры этих функций были оценены авторами [60]. Это параметры суммы экспонент для каждого делящегося нуклида n вида

$$D^n(t) = \sum_{j=1}^{33} C_j^n e^{-P_j t}, \quad (10.1)$$

где $D^n(t)$ — функция, описывающая спад тепловыделения при делении одного ядра нуклида n (МэВ на деление); C_j^n, P_j — параметры.

Расчет остаточного тепловыделения от продуктов деления сводится к интегрированию произведения скорости числа делений делящегося нуклида на его функцию спада тепловыделения:

$$W_n = \int_{T_1}^{T_0} y^n(t) \sigma_f^n F D^n (T - t) 1,6 \cdot 10^{-13} dt, \quad (10.2)$$

где W_n — плотность остаточного тепловыделения для n -го делящегося нуклида в расчетной точке модели ТВС реактора, Вт/см³; T_1 — время начала работы ТВС в реакторе, с; T_0 — момент времени, на который определяется остаточное тепловыделение, с; σ_f^n — сечение деления n -го нуклида, см²; F — плотность потока нейтронов в расчетной точке, нейтр./(с·см²); $y^n(t)$ — концентрация делящегося нуклида, ядер/см³.

Полное остаточное тепловыделение есть сумма всех W_n .

Выражение (10.2) описывает любые режимы облучения с изменением мощности, остановками, выдержкой и т. п., для этого необходимо учитывать изменение сечений и плотности потока нейтронов во времени.

В каждом конкретном случае реализации метода имеются нюансы. Так, при расчете остаточного тепловыделения в ТВС в комплексе ГЕФЕСТ [29] используется топливный архив, где фиксируется информация об истории пребывания ТВС в реакторе с учетом ее места, времени наработки осколков

и времени перегрузок. В частности, в истории облучения ТВС в реакторе, представленной на рис. 10.1, необходимо определить вклад каждой ступеньки облучения, длительности перегрузок и времени выдержки.

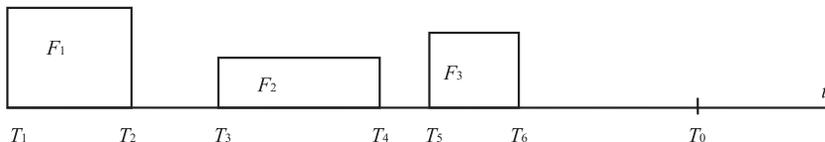


Рис. 10.1. Схема истории облучения ТВС

На рис. 10.1 всякий нечетный момент времени T_i характеризует начало микрокампании, всякий четный момент времени характеризует ее конец. Время T_0 есть момент, на который определяется остаточное тепловыделение. В каждой из МКК реактор может работать на различном уровне мощности, что нашло отражение на рис. 10.1 в уровне потоков нейтронов F_k .

В комплексе ГЕФЕСТ допускается возможность расчета остаточного тепловыделения как после завершения МКК, так и до ее завершения, например при аварийной остановке, поэтому в модуле непосредственного расчета OST предусмотрены два соответствующих режима расчета остаточного тепловыделения.

Из-за многообразия вариантов длительности пребывания ТВС в реакторе и невозможности полного хранения всей информации об истории ТВС в ТА комплекса предусмотрен следующий алгоритм расчета остаточного тепловыделения. По данным ТА формируется история пребывания ТВС в реакторе, т. е. определяются моменты начала и окончания тех МКК, в которых ТВС была в реакторе. Причем моменты начала МКК определяются как разница между моментом ее окончания и эффективным временем длительности. Если МКК не была завершена, пользователь задает дату остановки реактора, которая в модуле OST воспринимается как дата завершения последней МКК.

Определение числа осколков происходит на полях нейтронов, считанных из ТА, где они хранятся в виде суммарного флюенса по каждой из МКК. Сечения нуклидов могут быть получены в последней МКК, если ТВС еще находится в реакторе, или из последней посчитанной МКК, при этом учитывается местоположение ТВС в реакторе в предположении, что микросечения нуклидов слабо меняются по микрокампаниям в конкретной ячейке реактора. Комплекс ГЕФЕСТ позволяет хранить файлы с сечениями всех МКК, и в этом случае можно считать микросечения нуклидов соответствующей ТВС.

Алгоритм расчета изменения скоростей делений каждого нуклида аналогичен реализованному в модуле BPS (см. главу 9), так что не делается никаких предположений о поведении концентраций делящихся нуклидов во времени.

Подставляя (10.1) и (9.22) в (10.2), получаем

$$W_n = 1,6 \cdot 10^{-13} \int_{T_1}^{T_0} \sigma_f^n F_k \sum_{m=1}^n A_{nm}^k \exp(-\lambda_{pk}^m t) \sum_{j=1}^{33} C_j^n \exp[-P_j (T_0 - t)] dt, \quad (10.3)$$

где k — номер микрокампании.

Интеграл переходит в сумму слагаемых, равных числу МКК конкретной ТВС, и для примера, представленного на рис. 10.1, будет иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} W_n = & 1,6 \cdot 10^{-13} \sigma_f^n F_1 \sum_{m=1}^n A_{nm}^1 \sum_{j=1}^{33} C_j^n \frac{e^{-P_j (T_0 - T_2)} e^{-\lambda_{p1}^m (T_2 - T_1)} - e^{-P_j (T_0 - T_1)}}{\lambda_{p1}^m - P_j} + \\ & + 1,6 \cdot 10^{-13} \sigma_f^n F_2 \sum_{m=1}^n A_{nm}^2 \sum_{j=1}^{33} C_j^n \frac{e^{-P_j (T_0 - T_4)} e^{-\lambda_{p2}^m (T_4 - T_3)} - e^{-P_j (T_0 - T_3)}}{\lambda_{p2}^m - P_j} + \\ & + 1,6 \cdot 10^{-13} \sigma_f^n F_3 \sum_{m=1}^n A_{nm}^3 \sum_{j=1}^{33} C_j^n \frac{e^{-P_j (T_0 - T_6)} e^{-\lambda_{p3}^m (T_6 - T_5)} - e^{-P_j (T_0 - T_5)}}{\lambda_{p3}^m - P_j}, \end{aligned} \quad (10.4)$$

где полная скорость реакций нуклида m микрокампании k λ_{pk}^m представлена суммой скоростей нейтронных реакций и распада $S_{pk}^m + \lambda^m$.

В общем виде для k микрокампаний получаем

$$W_n = 1,6 \cdot 10^{-13} \sum_{k=1}^K \sigma_f^n F_k \sum_{m=1}^n A_{nm}^k \sum_{j=1}^{33} C_j^n \frac{e^{-P_j (T_0 - T_2)} e^{-\lambda_{p1}^m (T_2 - T_1)} - e^{-P_j (T_0 - T_1)}}{\lambda_{p1}^m - P_j}, \quad (10.5)$$

где T_b^k , T_e^k — время начала и конца микрокампании k .

A_{nm}^k определяются на начало соответствующей МКК с учетом периодов останова реактора, при которых возможен распад делящихся нуклидов.

Однако практическое использование представления (10.5) оказалось затруднено из-за ограничений на представление чисел в ЭВМ. Из-за значительного разброса параметра P_j происходит потеря части слагаемых, и результат вычислений становится недостоверным. Для преодоления этих трудностей реализована многошаговая схема решения по микрокампании, в которой последняя разбивается на S шагов, в каждом из которых концентрация нуклидов считается неизменной, соответствующей конечному значению концентраций нуклидов на данном временном шаге. В этом случае имеем

$$W_n = 1,6 \cdot 10^{-13} \sum_{k=1}^K \sigma_f^n F_k \sum_{s=1}^S \sum_{m=1}^n A_{nm}^{ks} e^{-\lambda_p^m \tau_s} \sum_{j=1}^{33} C_j^n \frac{e^{-P_j(T_0 - T_e^s)} (1 - e^{-P_j \tau_s})}{P_j}, \quad (10.6)$$

где $\tau_s = T_e^s - T_b^s$ — длительность шага s от времени начала T_b^s до времени его окончания T_e^s ; A_{nm}^{ks} определяются на начало соответствующего интервала s микрокампании k .

Вклад в остаточное тепловыделение от распада актинидов определяется по выражению

$$W_a = 1,60219 \cdot 10^{-13} \sum_j y_j \lambda_j E_j, \quad (10.7)$$

где W_a — остаточное тепловыделение изотопов актинидов, Вт; y_j — концентрация изотопа j , ядер/см³; λ_j — постоянная распада изотопа j , с⁻¹; E_j — тепловыделение при распаде изотопа j , МэВ/расп.

Вклад от распада актинидов рассчитывается по данным ТА, где их концентрации соответствуют моменту окончания последней МКК, в которой участвовала ТВС. Затем по цепочкам распада, реализованным в модуле расчета выгорания, определяются концентрации актинидов на момент расчета остаточного тепловыделения T_0 и по формуле (10.7) находится искомая величина. Данные по тепловыделению на распад соответствуют [59].

Согласно [59] существенный вклад в остаточное тепловыделение может вносить активация ядер продуктов деления за счет реакции (n, γ) , особенно для трех изотопов ¹³⁴Cs, ¹⁴⁸Pm и ¹⁵⁴Eu. Поэтому, следуя [61], в модуль расчета остаточного тепловыделения можно добавить расчет образования этих изотопов через задание кумулятивных выходов предшественников указан-

ных нуклидов и реакцию (n, γ) на последних. Расчет тепловыделения от распада указанных нуклидов W_{FP}^d осуществляется по выражению, аналогичному (10.7):

$$W_{FP}^d = 1,60219 \cdot 10^{-13} \sum_j y_j \lambda_j E_j. \quad (10.8)$$

Данные по тепловыделению на распад и сечениям активации продуктов деления соответствуют [61].

Из-за малости величины можно не определять непосредственно вклад активационных компонентов стали в суммарное остаточное тепловыделение, ограничившись увеличением на 3% полного остаточного тепловыделения для ТВС активной зоны, что по оценкам [61] может вносить дополнительную погрешность на уровне всего 1%. Для ТВС боковой зоны воспроизводства можно предложить увеличивать полное остаточное тепловыделение, умножая ее на величину $(1 + 0,029 \log T)$, где T — время в сутках от времени завершения последней МКК ТВС до момента определения остаточного тепловыделения. По оценкам [60] такое определение может вносить погрешность в определение полного остаточного тепловыделения ТВС БЗВ менее, чем 2%.

Расчет остаточного тепловыделения возможен и путем отслеживания распадов в актиноидах и продуктах деления. В этом случае к скоростям распадов необходимо добавить выходы энергий этих распадов, но из-за многообразия уровневых переходов в ядрах и выходов энергий от их перехода из возбужденного в стационарное состояние решение этой задачи представляется достаточно сложным, хотя и заманчивым.

Для иллюстрации работоспособности представленного алгоритма в табл. 10.1 приведены результаты экспериментальных исследований остаточного тепловыделения некоторых ОТВС из реактора БН-600 и результаты их обсчета по представленному алгоритму.

Таблица 10.1. Данные расчетного (ГЕФЕСТ) и экспериментального остаточного энерговыделения для ТВС БН-600 [61]

№ п/п	№ ТВС в ТА	Тип ТВС	Начальная МКК	Конечная МКК	Даты измерения		
1	7198	БЗВ	32	41		24.10.01	
2	7304	МОХ	36	39	12.10.00	24.10.01	
3	7305	МОХ	36	39	12.10.00	24.10.01	14.11.02
4	7366	ЗБО	33	37	20.05.99		
5	7375	ЗБО	33	37	20.05.99		
6	7383	ЗБО	33	37	22.05.99		
7	7386	ЗБО	33	37	20.05.99		
8	7564	ЗБО	34	37	10.06.99		
9	7590	ЗБО	34	37	10.06.99		
10	7597	ЗБО	34	37	10.06.99		
11	7809	ЗБО	36	39	13.10.00	24.10.01	14.11.02
12	7946	ЗБО	36	39	13.10.00	24.10.01	14.11.02
13	8171	ЗМО	38	41		24.10.01	
14	8573	ЗМО	38	41		24.10.01	
15	8709	ЗСО	40	43			17.11.02
16	8854	БЗВ	41	43			14.11.02
17	8855	БЗВ	41	43			14.11.02
18	8867	ЗБО	40	43			15.11.02
19	8868	ЗБО	40	43			15.11.02
20	8944	ЗМО	40	43			17.11.02
21	8960	ЗСО	40	43			17.11.02
22	8990	МОХ	40	43			15.11.02
23	8991	МОХ	40	43			17.11.02
24	8992	МОХ	40	43			15.11.02
25	9086	БЗВ	41	43			14.11.02
26	9087	БЗВ	41	43			15.11.02

Эксперимент, Вт			Расчет, Вт			$\delta (P-\text{Э}) \text{ Э, \%}$		
	150			176			17,3	
680	332		718	360		5,6	8,4	
673	357	153	719	368	206	6,8	1,4	34,6
197			250			26,9		
204			242			18,6		
355			472			33,0		
421			481			14,3		
479			570			19,0		
547			570			4,2		
460			542			17,8		
527	230	109	562	277	166	6,6	27,7	53,3
524	252	133	564	278	167	7,6	10,3	25,6
	596			635			6,5	
	622			629			1,1	
		1047			1014			-3,2
		725			716			-1,2
		718			720			0,3
		1176			1051			-10,6
		969			1052			8,5
		1064			1009			-5,2
		1002			1039			3,7
		1102			1160			5,3
		1100			1134			3,1
		1097			1224			11,6
		655			690			5,3
		711			693			-2,5

Глава 11. Расчет активности отработавших ТВС

При реализации расчета активности ТВС или ее части могут быть рассмотрены три алгоритма.

Первый — самый простой, но и самый консервативный, он состоит в использовании концентраций актиноидов и продуктов деления, записанных в топливном архиве типа ТА комплекса ГЕФЕСТ [29], на момент (T_n согласно рис. 10.1) последней остановки реактора с присутствием в нем исследуемой ТВС. В этом случае для расчета активности на момент T_0 предполагается расчет изменения состава актиноидов за счет распадов за время $\Delta t = T - T_n$, а также изменение состава осколков деления за счет распадов за это же время.

Второй алгоритм сохраняет методику расчета активности актиноидов первого алгоритма, но учитывает преобразования за счет распадов, происходящих в осколках в процессе их накопления в реакторе. Таким образом, основное отличие от первого алгоритма состоит в переопределении концентраций нуклидов в осколках деления к моменту T_n останова реактора с исследуемой ТВС.

Третий алгоритм является уточнением второго. В нем при учете преобразования нуклидов в осколках деления к учету распадов добавляется учет их взаимодействия с полем нейтронов в реакторе.

Активность нуклида в ОТВС представляет собой произведение его плотности на постоянную распада, просуммированное по всему объему ОТВС или по необходимой ее части:

$$A_k(t_0) = \lambda_k \int_0^V y_k(x, y, z, t_0) dv, \quad (11.1)$$

где $A_k(t_0)$ — активность нуклида k ОТВС на момент t_0 , Бк; λ_k — постоянная распада нуклида k , с^{-1} ; $y_k(x, y, z, t_0)$ — концентрация нуклида k в объеме ОТВС, см^{-3} .

Как правило, в расчетных комплексах, например ГЕФЕСТ [29], концентрации нуклидов поддерживаются в расчетных гомогенных ячейках, каждая из которых занимает все сечение ТВС и часть ее высоты, т. е. зависимости плотности от (x, y) нет. Поэтому равенство (11.1) переходит в следующее:

$$A_k(t_0) = \lambda_k S \int_{n=1}^{nz} y_k(n, t_0) z(n), \quad (11.2)$$

где S — площадь сечения ОТВС, см²; $z(n)$ — высотный размер расчетной ячейки n в ТВС, см;

Примерные цепочки актиноидов и нуклидов из продуктов деления представлены в главе 9.

На рис. 11.1 представлено поведение активности одной из ОТВС в зависимости от времени выдержки от момента извлечения до более тридцати лет. Наибольший вклад в активность дают осколки деления.

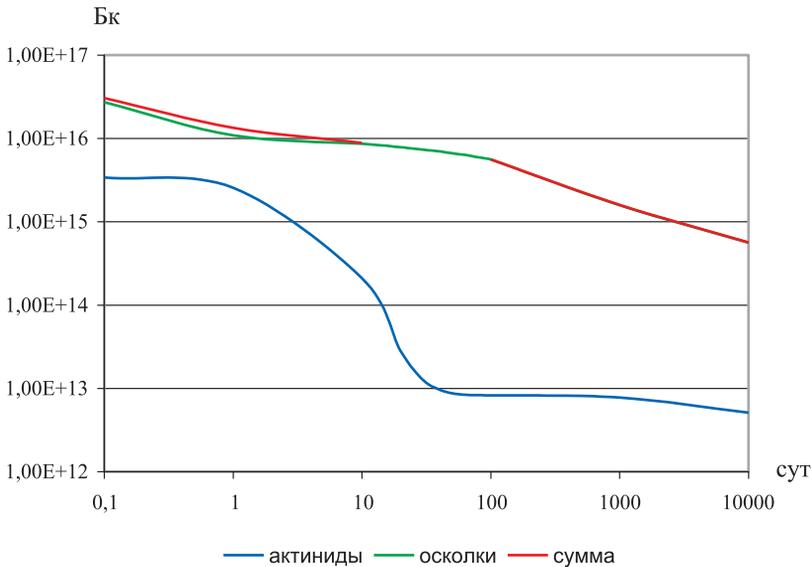


Рис. 11.1. Поведение активности ОТВС РУ БН-600 (ТВС № 9690 в ТА) по времени от момента извлечения ее из активной зоны

11.1. Определение источника нейтронов

Нейтроны образуются без цепной реакции деления через:

- спонтанное деление;
- (α, n) -реакции.

Наиболее полно методика расчета нейтронного источника представлена в [62].

11.1.1. Определение источника нейтронов за счет спонтанного деления

Выход нейтронов спонтанного деления y_{sf} определяется через уравнения нуклидной кинетики (см. главу 9):

$$y_n^{sf}(t) = \sum_i \bar{v}_{sf}^i \left(-\frac{dy_i}{dt} \right)_{sf} = \sum_i \bar{v}_{sf}^i \lambda_{sf}^i y_0^i e^{-\lambda_{sf}^i t} = \sum_i \bar{v}_{sf}^i \frac{\ln 2}{T_{1/2sf}^i} \frac{m_i}{M_i} N_A e^{-\lambda_{sf}^i t}, \quad (11.3)$$

где M_i — молекулярная масса нуклида i ; N_A — число Авогадро.

В программе NEDIS [62] для расчета спектра нейтронов спонтанного деления используется формула Уатта (2.7), в которой параметр a представляет среднюю температуру T продуктов спонтанного деления, испускающих нейтроны, и зависит от среднего числа испускаемых ими нейтронов \bar{v}_{sf} , которое в соответствии с соотношением (11.4) позволяет получать среднюю энергию спектра нейтронов спонтанного деления, близкую к экспериментальному значению для хорошо измеренных нуклидов (^{240}Pu , ^{242}Pu , ^{248}Cm , ^{252}Cf):

$$T(\bar{v}_{sf}) = 0,48 + 0,2(1 + \bar{v}_{sf})^{1/2}. \quad (11.4)$$

Параметр b из (2.7) определяется как этой температурой, так и средней кинетической энергией на нуклон продуктов спонтанного деления E_f , принятой в программе NEDIS для всех спонтанно делящихся нуклидов равной 0,76 МэВ.

$$b = 4E_f / T^2 = 3,04 / T^2 = 3,04a^2. \quad (11.5)$$

При этом средняя энергия спектра нейтронов спонтанного деления

$$\langle E \rangle = E_f + \frac{3}{2}T = 1,48 + 0,3(1 + \bar{v}_{sf})^{1/2}. \quad (11.6)$$

11.1.2. Определение источника нейтронов за счет (α, n) -реакции

Выход альфа-частиц из объема, содержащего смесь нуклидов с массами m_i и общей массой $M = \sum_i m_i$, определяется из уравнений нуклидной кинетики (см. главу 9):

$$y_{\alpha}(t) = \sum_i \left(-\frac{dy_i^{\alpha}}{dt} \right) = \sum_i \lambda_{\alpha}^i y_0^i e^{-\lambda_{\alpha}^i t} = \sum_i \frac{\ln 2}{T_{1/2sf}^i} \frac{m_i}{M_i} N_A e^{-\lambda_{\alpha}^i t}. \quad (11.7)$$

Выход нейтронов на одну альфа-частицу из толстой мишени выражается формулой

$$y_n^{\alpha}(E_{\alpha}) = \int_{E_n}^{E_{\alpha}} \frac{\sigma_{tot}(E)}{\varepsilon(E)} dE, \quad (11.8)$$

где E_{α} — энергия альфа-частиц в пучке при бомбардировке толстой мишени; $\varepsilon(E)$ — атомарная тормозная способность мишени для альфа-частиц с энергией, равной E ; $\sigma_{tot}(E)$ — полное интегральное сечение образования нейтронов при взаимодействии альфа-частиц энергии E с мишенью.

Если сечение в (11.8) выражать в миллибарнах, тормозную способность — в 10^{-15} эВ $\text{см}^2 \cdot (\text{число атомов})^{-1}$, а энергию E — в МэВ, то выход нейтронов будет нормирован на 10^6 альфа-частиц.

Выражение для расчета полного выхода нейтронов из мишени для произвольного спектра альфа-частиц $I(E_{\alpha})$ с максимальной энергией $E_{\alpha, \max}$ выглядит следующим образом:

$$Q = \int_0^{E_{\alpha, \max}} I(E_{\alpha}) \left[\int_0^{E_{\alpha}} \frac{\sigma_{tot}(E)}{\varepsilon(E)} dE \right] dE_{\alpha}. \quad (11.9)$$

Введем обозначения $P(E_{\alpha}) = \int_{E_{\alpha}}^{E_{\alpha, \max}} I(E) dE$, отсюда следует, что

$$\frac{dP(E_{\alpha})}{dE_{\alpha}} = -I(E_{\alpha}). \text{ Перепишем (11.9):}$$

$$\begin{aligned} Q &= \int_0^{E_{\alpha, \max}} I(E_{\alpha}) \left[\int_0^{E_{\alpha}} \frac{\sigma_{tot}(E)}{\varepsilon(E)} dE \right] dE_{\alpha} = \\ &+ \int_0^{E_{\alpha, \max}} - \left[\frac{dP(E_{\alpha})}{dE_{\alpha}} \right] \left[\int_0^{E_{\alpha}} \frac{\sigma_{tot}(E)}{\varepsilon(E)} dE \right] dE_{\alpha} \end{aligned} \quad (11.10)$$

и, интегрируя (11.10) по частям, получим

$$Q = -P(E_\alpha) \int_0^{E_\alpha} \frac{\sigma_{\text{tot}}(E)}{\varepsilon(E)} dE \Big|_0^{E_{\alpha, \text{max}}} + \int_0^{E_{\alpha, \text{max}}} P(E_\alpha) \left\{ \frac{d}{dE_\alpha} \left[\int_0^{E_\alpha} \frac{\sigma_{\text{tot}}(E)}{\varepsilon(E)} dE \right] \right\} dE_\alpha. \quad (11.11)$$

Первое слагаемое равно нулю, так как $P(E_{\alpha, \text{max}}) = 0$, а $\sigma(0) = 0$, и остается, что

$$Q = \int_0^{E_{\alpha, \text{max}}} \frac{\sigma_{\text{tot}}(E_\alpha)}{\varepsilon(E_\alpha)} P(E_\alpha) dE_\alpha, \quad (11.12)$$

где $P(E)$ — число альфа-частиц на интервале $(E + dE)$ с энергией больше E .

Выражение (11.12) позволяет за один шаг интегрирования получить значение выхода нейтронов для произвольного спектра альфа-частиц $I(E_\alpha)$. Для многокомпонентной среды необходимо просуммировать выходы от всех мишеней, учитывая, что тормозная способность среды определяется правилом аддитивности Брега и Климана [62].

Спектр нейтронов реакции (α, n) смеси нуклидов имеет вид

$$\frac{dN(E_n)}{dE_n} = \sum_{i,j,k}^{Y_{i,j,k}(E_n)} \int_{X_{i,j,k}(E_n)}^{Y_{i,j,k}(E_n)} \frac{\sigma_{i,j,k}(E_\alpha) f_{i,j,k}(E_n, E_\alpha) \text{RAT}_{j,k}}{\left[\varepsilon_k(E_\alpha) + \sum_{\beta=1, \beta \neq k}^L \frac{y_\beta \varepsilon_\beta}{y_k} \right] \mathfrak{R}_{i,j,k}(E_\alpha)} P(E_\alpha) dE_\alpha, \quad (11.13)$$

где ε_k — атомная тормозная способность k -го элемента среды для альфа-частиц; E_α — энергия альфа-частицы в лабораторной системе координат; i — уровень остаточного ядра, j — изотоп k -го элемента, на котором идет реакция (α, n) ; k — элемент, на j -м изотопе которого идет реакция (α, n) ; $\sigma_{i,j,k}$ — сечение (α, n) -реакции на i -й уровень остаточного ядра на j -м изотопе k -го элемента; β — элемент в смеси, $1 \leq \beta \leq L$; L — число элементов в смеси; y_β, y_k — число атомов соответствующего элемента в единице объема смеси; $\text{RAT}_{j,k}$ — атомная часть j -го изотопа в природной смеси изотопов k -го элемента; $f(E_n, E_\alpha) = 1 + \sum_{l=1}^k a_l(E_\alpha) P_l(\cos \theta^*)$

— угловая составляющая в разложении сечения по полиномам Лежандра, θ^* — угол в системе центра масс; для произвольного эмиссионного $\varpi(E_\alpha)$

спектра альфа-частиц $P(E_\alpha) = \int_{E_\alpha}^{E_{\alpha, \max}} \varpi(u) du$ учитывает, что в рассчитываемое значение числа нейтронов с энергией E_n вносят свой вклад все альфа-частицы эмиссионного спектра, энергия которых больше E_α ; $\mathfrak{R}_{i,j,k}(E_\alpha)$

представляет собой интервал энергий $(E_{n, \max} - E_{n, \min})$, в котором рождаются нейтроны для заданного значения энергии альфа-частицы, для каждого j -изотопа, k -го элемента мишени и i -го уровня остаточного ядра.

Пределы интегрирования уравнения (11.13) определяются кинематикой реакции.

Данные по атомной тормозной способности альфа-частиц в единицах 10^{-15} эВ см²·(число атомов)⁻¹ получают с использованием уравнений из [55].

$$\left(\frac{1}{\varepsilon}\right) = \left(\frac{1}{S_{\text{low}}}\right) + \left(\frac{1}{S_{\text{high}}}\right), \quad (11.14)$$

$$S_{\text{low}} = A_1(E_\alpha)^{A_2}, S_{\text{high}} = (A_3 / E_\alpha) \ln(1 + (A_4 / E_\alpha) + A_5 E_\alpha).$$

Тормозная способность различных композиционных смесей и соединений определяется по правилу аддитивности Брега и Климана [62].

Послесловие

Реакторная физика многие годы оперирует термином «реактивность», сформулированным на базе решения стационарного уравнения переноса нейтронов, использующего эффективный коэффициент размножения. Эти понятия оказались очень удобными при оценке безопасности реакторных установок. В то же время им свойственны и недостатки. Они непосредственно не измеряются за исключением случая с неизменной мощностью, когда $k_{\text{ef}} = 1$, а реактивность равна нулю. Кроме того, эти понятия интегральны и не оперируют локальными изменениями среды и отслеживаемых пространственных функций. Между тем поведение реактора во времени характеризуется изменением локальных характеристик, а нынешние возможности программного обеспечения и вычислительной техники дают возможность отслеживать эти изменения, не прибегая к понятию реактивности и оперируя не умозрительными, а вполне наблюдаемыми и измеряемыми параметрами изменения свойств среды и поведения в ней поля нейтронов. Например, сейчас стоит проблема сравнения измеренной (в нестационарном режиме) и рассчитанной (в стационарном состоянии) реактивности, но почему бы не считать реактивность в нестационарном состоянии, возможно, придав ей иное, новое качество?

В настоящей работе с использованием понятий сегодняшнего дня сформулирована система уравнений точечной кинетики с пространственной зависимостью концентраций предшественников запаздывающих нейтронов. Применение этой системы уравнений при моделировании сброса стержней демонстрирует значительное уменьшение погрешности решения по сравнению с использованием классической системы уравнений точечной кинетики.

Показано, что при получении уравнений точечной кинетики имеют дело с двумя предположениями. Первое — это разделение пространственно-энергетических и временной переменных для плотности потока нейтронов. Второе предположение состоит в том, что параметры этих уравнений получаются из решения условно-критических задач с долей запаздывающих нейтронов среди всех продуцируемых нейтронов, соответствующей стационарному состоянию, что нарушается в нестационарном процессе. И если первое предположение обсуждается в каждом конкретном случае, то о втором даже не упоминается. Однако его также нужно всякий раз обосновывать, что и показано в данной работе.

Использование восьми групп запаздывающих нейтронов видится предпочтительным, так как упрощает решение нестационарной задачи при загруз-

ке в реактор различных делящихся нуклидов с сопоставимыми концентрациями, например МОХ-топлива.

Вместе с тем показано, что именно в переходе к программному обеспечению, позволяющему обчислять пространственные нестационарные задачи, формировать измеряемый сигнал, обрабатывать измеряемые сигналы и т. п. и тем самым обеспечить переход к обоснованию безопасности реакторных установок непосредственно в нестационарных режимах (в том числе даже с разрушением целостности исследуемого объекта), видится основное перспективное направление в моделировании нейтронно-физических процессов реактора наряду с оценкой влияния недоверности наших знаний о параметрах реакторной среды, используемых в таких расчетах. Если эта работа послужит маленьким шагом на большом пути к такому переходу, автор будет считать, что она сделана не зря.

Человеку удобно жить не в реальном мире, а среди собственных иллюзий (условностей). Так, вместо честного решения нестационарного уравнения переноса нейтронов в многомерном пространстве решают условно-критическую задачу. Конечно, так случилось под воздействием объективных обстоятельств, главным образом из-за уровня компьютерного обеспечения. Поэтому вместо полной задачи на первой стадии развития ядерной энергетики стали решать нестационарную задачу в упрощенном виде условно-критической задачи, оперируя отсутствующим в природе (т. е. неизмеряемым) параметром k_{ef} . Используя этот условный параметр, стали оперировать производным от него тоже условным понятием реактивности. Этот параметр тоже не измеряется непосредственно, а лишь получается расчетной обработкой непосредственного сигнала. Опираясь на решение условно-критического уравнения и оперируя его условными параметрами, приняли, что из определения понятия реактивности можно заключить:

- при $\rho < 0$ мощность реактора падает, если она полностью не определяется внешним источником и в этом случае остается неизменной;
- при $\rho = 0$ мощность реактора не изменяется;
- при $\rho > 0$ мощность реактора растет.

Однако показано, что в общем случае при неасимптотических процессах эти выводы не работают (см. главу 6). Следуя привычке оперировать удобными параметрами, для этих случаев ввели понятие динамической реактивности [2; 24], никак не желая совсем отказаться от этого понятия, тогда как прямое решение нестационарного уравнения переноса нейтронов не имеет дела с описанными условностями и отражает реальное поведение реактора во времени, причем как в интегральном, так и в локальном смысле. Все параметры этого уравнения могут быть измерены, и, таким образом, экспериментальные и расчетные значения становятся непосредственно сопоставимыми. Стремление рассчитывать те параметры, которые непо-

средственно измеряются, видится преобладающим в расчетах. Возможно, это будут новые параметры или же прежние, но с новым наполнением, например реактивность может быть определена не через собственное число условно-критической задачи, а представлять характер скорости изменения мощности реактора.

Показано, что введенная реактивность «проявляется» не сразу, а лишь со временем и зависит от скорости ввода. Чем быстрее ввод реактивности, тем большая часть реактивности «проявится» в момент завершения внесения реактивности. Хотя процесс «проявления» реактивности не однозначен.

При анализе экспериментальных данных остается открытым вопрос о поведении функции влияния (т. е. об изменении во времени эффективности детектора). Показано, что расчет позволяет определить оптимальное место расположения детектора для обеспечения минимальной погрешности экспериментального результата. Рассмотрено новое положение о формировании функции влияния на базе оценки экспериментального сигнала.

Из представленных экспериментальных данных можно сделать вывод о несоблюдении свойства коммутативности по отношению к реактивности. То есть переход из одного состояния в другое, характеризуемый определенной реактивностью, при обратном процессе может быть охарактеризован другим ее значением по амплитуде. В частности, эти данные свидетельствуют, что эффективность сброса стержней СУЗ в аварийной ситуации при разгоне реактора меньше по сравнению с эффективностью этих же стержней при сбросе их из критического состояния. Это говорит о необходимости переходить в расчетах к решению уравнений пространственной кинетики, рассчитывать непосредственно измеряемые параметры и на каком-то этапе отказаться от понятия реактивности.

Сегодня это понятие вошло даже в нормативные документы, в которых правильнее было бы фиксировать требование не о запасе реактивности, а о переводе мощности реактора с такого-то на такое-то значение за такое-то время и т. п.

Приложение 1.

Нормированный на 2 выход продуктов деления ^{235}U и доля предшественников запаздывающих нейтронов

№ п/п	Номер нуклида в BPS	Международный индекс нуклида	Имя	λ, c^{-1}	$T_{1/2}, \text{c}$	Выход продуктов деления	Доля выходов предшественников запаздывающих нейтронов, %
1	32	200520	Ca52	0,000	—	0,00	2,00
2	116	250640	Mn64	7,788	0,089	5,690E-12	33,00
3	123	250650	Mn65	7,534	0,092	3,715E-12	6,92
4	132	250660	Mn66	3,950	0,175	1,587E-12	10,88
5	188	270710	Co71	1,926	0,360	1,685E-09	2,61
6	199	270720	Co72	3,925	0,177	6,427E-10	4,80
7	234	280750	Ni75	1,536	0,451	9,482E-09	8,43
8	235	290750	Cu75	0,5332	1,300	8,140E-07	3,50
9	248	290760	Cu76	0,4404	1,574	4,030E-07	3,00
10	281	290790	Cu79	1,262	0,549	9,094E-09	55,00
11	282	300790	Zn79	0,2636	2,629	7,347E-06	1,30
12	283	310790	Ga79	0,2310	3,000	1,764E-04	0,09
13	296	300800	Zn80	0,6156	1,126	2,428E-06	1,00
14	297	310800	Ga80	0,4176	1,660	1,437E-04	0,86
15	307	300810	Zn81	2,595	0,267	2,261E-07	7,50
16	308	310810	Ga81	0,5635	1,230	6,026E-05	11,90
17	322	310820	Ga82	1,155	0,600	1,173E-05	19,80
18	334	310830	Ga83	2,236	0,310	1,778E-06	37,00
19	347	310840	Ga84	3,128	0,222	1,214E-07	70,00
20	348	320840	Ge84	0,5776	1,200	1,457E-04	10,80
21	350	330840	As84	0,1308	5,299	1,302E-03	0,28
22	360	320850	Ge85	0,8935	0,776	1,841E-05	14,00
23	361	330850	As85	0,3332	2,080	1,430E-03	59,40
24	373	330860	As86	0,7702	0,900	4,222E-04	33,00
25	384	330870	As87	0,9495	0,730	9,125E-05	15,40
26	385	340870	Se87	0,1238	5,599	6,467E-03	0,20
27	386	350870	Br87	1,2447E-02	55,648	1,522E-02	2,60
28	397	340880	Se88	0,4530	1,530	2,994E-03	0,67
29	398	350880	Br88	4,2524E-02	16,299	1,669E-02	6,58

№ п/п	Номер нуклида в BPS	Международный индекс нуклида	Имя	$\lambda, \text{с}^{-1}$	$T_{1/2}, \text{с}$	Выход продуктов деления	Доля выходов предшественников за-паздывающих нейтронов, %
30	408	340890	Se89	1,691	0,410	5,817E-04	7,80
31	409	350890	Br89	0,1583	4,378	1,374E-02	13,80
32	421	350900	Br90	0,3610	1,920	5,167E-03	25,20
33	434	340910	Se91	2,567	0,270	5,410E-06	21,00
34	435	350910	Br91	1,279	0,542	1,522E-03	20,00
35	447	350920	Br92	1,915	0,362	2,013E-04	33,10
36	448	360920	Kr92	0,3747	1,850	1,817E-02	0,03
37	458	350930	Br93	2,330	0,297	1,836E-05	68,00
38	459	360930	Kr93	0,5377	1,299	4,643E-03	1,95
39	460	370930	Rb93	0,1169	5,929	3,290E-02	1,39
40	472	350940	Br94	2,847	0,243	8,085E-07	68,00
41	473	360940	Kr94	3,332	0,208	9,511E-04	1,11
42	474	370940	Rb94	0,2511	2,760	1,726E-02	10,50
43	484	360950	Kr95	0,8887	0,780	9,836E-05	2,87
44	485	370950	Rb95	1,805	0,384	7,915E-03	8,73
45	496	350960	Br96	4,864	0,142	6,667E-10	27,60
46	497	360960	Kr96	1,396	0,496	7,906E-06	3,70
47	499	370960	Rb96	3,414	0,203	8,497E-04	13,30
48	510	360970	Kr97	2,779	0,249	3,296E-07	8,20
49	511	370970	Rb97	4,077	0,170	3,083E-04	25,10
50	512	380970	Sr97	1,572	0,441	1,727E-02	0,05
51	524	360980	Kr98	2,692	0,257	1,340E-08	7,00
52	526	370980	Rb98	6,418	0,108	1,388E-05	13,80
53	527	380980	Sr98	1,050	0,660	6,617E-03	0,25
54	529	390980	Y98	1,066	0,650	5,331E-03	0,33
55	537	360990	Kr99	5,581	0,124	3,964E-10	11,00
56	538	370990	Rb99	11,75	0,059	2,056E-06	15,90
57	539	380990	Sr99	2,606	0,266	1,217E-03	0,10
58	540	390990	Y99	0,4951	1,400	2,128E-02	1,90
59	552	371000	Rb100	3,968	0,175	8,036E-08	6,00
60	553	381000	Sr100	0,5791	1,197	1,843E-04	0,78
61	554	391001	Y100m	1,260	0,550	4,188E-03	0,92
62	565	371010	Rb101	3,709	0,187	4,610E-08	28,00
63	566	381010	Sr101	5,728	0,121	1,274E-05	2,37
64	567	391010	Y101	1,386	0,500	2,479E-03	1,94
65	578	381020	Sr102	1,383	0,501	8,543E-07	4,80
66	579	391021	Y102m	0,000	-	1,846E-04	4,90

Приложение 1. Нормированный на 2 выход продуктов деления ^{235}U и доля предшественников запаздывающих нейтронов

№ п/п	Номер нуклида в BPS	Международный индекс нуклида	Имя	λ, c^{-1}	$T_{1/2}, \text{c}$	Выход продуктов деления	Доля выходов предшественников запаздывающих нейтронов, %
67	580	391020	Y102	0,7702	0,900	1,846E-04	4,90
68	594	391030	Y103	0,6897	1,005	3,804E-05	8,00
69	633	411060	Nb106	0,6931	1,000	3,042E-04	4,50
70	659	411080	Nb108	1,082	0,641	4,289E-05	6,20
71	671	411090	Nb109	0,9882	0,701	2,800E-06	31,00
72	684	411100	Nb110	2,144	0,323	7,407E-08	40,00
73	686	431100	Tc110	0,6931	1,000	2,059E-04	0,04
74	699	431110	Tc111	0,2440	2,841	7,152E-05	0,85
75	713	431120	Tc112	0,7036	0,985	1,070E-05	1,50
76	726	431130	Tc113	0,4438	1,562	1,715E-06	2,10
77	806	451180	Rh118	0,4560	1,520	4,283E-06	3,10
78	835	451200	Rh120	0,6938	0,999	1,117E-08	5,40
79	838	471200	Ag120	0,5924	1,170	8,958E-05	0,003
80	850	471210	Ag121	0,8774	0,790	1,083E-04	0,08
81	863	461220	Pd122	0,1099	6,307	8,542E-08	2,50
82	865	471220	Ag122	1,216	0,570	8,601E-06	0,19
83	878	471230	Ag123	2,310	0,300	3,835E-06	0,55
84	893	471240	Ag124	4,077	0,170	3,080E-07	1,30
85	936	491271	In127m	0,1873	3,700	2,588E-05	0,69
86	937	491270	In127	0,6027	1,150	1,327E-04	0,03
87	952	491281	In128m	0,1238	5,599	4,026E-05	0,05
88	953	491280	In128	0,8252	0,840	1,007E-04	0,05
89	966	491291	In129m	0,5776	1,200	9,970E-05	2,50
90	967	491290	In129	1,175	0,590	4,501E-04	0,25
91	981	481300	Cd130	0,4790	1,447	4,732E-06	3,50
92	983	491301	In130m	2,100	0,330	3,077E-04	0,93
93	984	491300	In130	1,203	0,576	2,682E-04	1,65
94	998	481310	Cd131	3,015	0,230	3,225E-07	3,50
95	999	491312	In131g	2,166	0,320	8,233E-05	0,03
96	1000	491311	In131m	1,980	0,350	8,233E-05	2,00
97	1001	491310	In131	2,567	0,270	8,233E-05	2,00
98	1013	481320	Cd132	3,411	0,203	1,131E-08	60,00
99	1014	491320	In132	5,332	0,130	3,211E-05	6,30
100	1028	491330	In133	3,094	0,224	1,646E-06	85,00
101	1029	501330	Sn133	0,4715	1,470	9,662E-04	0,008
102	1042	491340	In134	4,287	0,162	4,484E-08	65,00
103	1043	501340	Sn134	0,6665	1,040	9,097E-05	17,00

№ п/п	Номер нуклида в BPS	Международный индекс нуклида	Имя	$\lambda, \text{с}^{-1}$	$T_{1/2}, \text{с}$	Выход продуктов деления	Доля выходов предшественников за-паздывающих нейтронов, %
104	1045	511340	Sb134	0,8155	0,850	1,854E-03	0,09
105	1057	501350	Sn135	0,5796	1,196	4,546E-06	21,00
106	1058	511350	Sb135	0,4053	1,710	1,346E-03	22,00
107	1071	501360	Sn136	1,008	0,688	1,572E-07	30,00
108	1072	511360	Sb136	0,8453	0,820	1,496E-04	16,30
109	1073	521360	Te136	3,9608E-02	17,499	1,569E-02	1,31
110	1085	501370	Sn137	1,320	0,525	3,142E-09	58,00
111	1086	511370	Sb137	0,5714	1,213	1,288E-05	49,00
112	1087	521370	Te137	0,1980	3,501	3,618E-03	2,99
113	1088	531370	I137	2,8292E-02	24,498	2,956E-02	7,14
114	1099	521380	Te138	0,4951	1,400	6,804E-04	6,30
115	1100	531380	I138	0,1073	6,459	1,359E-02	5,56
116	1112	531390	I139	0,3014	2,300	5,279E-03	10,00
117	1123	531400	I140	0,8060	0,860	9,994E-04	9,30
118	1133	531410	I141	1,612	0,430	1,592E-04	21,20
119	1134	541410	Xe141	0,4007	1,730	1,313E-02	0,04
120	1135	551410	Cs141	2,7837E-02	24,899	3,484E-02	0,04
121	1146	541420	Xe142	0,5590	1,240	4,171E-03	0,21
122	1147	551420	Cs142	0,4053	1,710	2,569E-02	0,09
123	1157	541430	Xe143	2,310	0,300	6,125E-04	1,00
124	1158	551430	Cs143	0,3894	1,780	1,576E-02	1,64
125	1169	541440	Xe144	0,6027	1,150	6,085E-05	3,00
126	1171	551440	Cs144	0,6918	1,002	2,052E-03	3,20
127	1182	541450	Xe145	0,7702	0,900	2,678E-06	5,00
128	1183	551450	Cs145	1,146	0,605	8,190E-04	14,70
129	1192	541460	Xe146	0,3096	2,239	9,875E-08	6,90
130	1193	551460	Cs146	2,069	0,335	7,896E-05	14,2
131	1203	541470	Xe147	2,626	0,264	1,302E-09	8,00
132	1204	551470	Cs147	3,180	0,218	4,981E-06	43,00
133	1205	561470	Ba147	0,9902	0,700	1,412E-03	0,06
134	1206	571470	La147	0,1565	4,429	1,117E-02	0,04
135	1216	551480	Cs148	4,077	0,170	1,314E-07	25,10
136	1217	561480	Ba148	1,136	0,610	1,856E-04	0,40
137	1218	571480	La148	0,6601	1,050	3,874E-03	0,15
138	1228	561490	Ba149	0,9902	0,700	1,102E-06	0,43
139	1229	571490	La149	0,5776	1,200	1,022E-03	1,43
140	1240	571500	La150	0,1026	6,755	1,266E-04	2,70

Приложение 2.

Параметры реактивности, определяемые в БР типа БН

Ниже приведены некоторые параметры реактивности, определяемые на основании требований эксплуатирующей организации для реактора БН-600.

1. Запас реактивности в состоянии с его максимальной величиной $\rho_{\text{МЗР}}$ — реактивность, которая может реализоваться в реакторе при извлечении всех средств воздействия на реактивность для момента кампании и состояния реактора с максимальным значением эффективного коэффициента размножения.

Для реактора БН-600 значение $\rho_{\text{МЗР}}$ соответствует началу МКК при температуре составных частей активной зоны 230°C.

Значение $\rho_{\text{МЗР}}$ рассчитывается как величина надкритичности при полностью извлеченных стержнях СУЗ по отношению к критическому состоянию после формирования загрузки активной зоны на следующую МКК при температуре составных частей активной зоны 230°C по соотношению

$$\rho_{\text{МЗР}} = \frac{1 - \frac{k_{\text{cr}}}{k_{\text{ef}}^{\text{налдкр}}}}{\beta_{\text{ef}}}.$$

Измерения $\rho_{\text{МЗР}}$ проводятся в начале МКК на уровне мощности 0,1% $N_{\text{НОМ}}$ при 230°C.

Прогнозное k_{cr} определяется согласно существующим методикам.

2. Суммарная эффективность органов СУЗ в состоянии с максимальной величиной запаса реактивности $\rho_{\text{СУЗ}}$ — эффективность всех стержней СУЗ для состояния реактора с $\rho_{\text{МЗР}}$.

Значение $\rho_{\text{СУЗ}}$ определяется расчетом после формирования загрузки активной зоны на следующую МКК как абсолютная величина реактивности, выделяемая при перемещении всех РО СУЗ (включая РО АЗ) из полностью погруженного положения (НК) в полностью извлеченное (ВК) по соотношению

$$\rho_{\text{СУЗ}} = \left(\frac{1}{k_{\text{ef}}^{\text{HK}}} - \frac{1}{k_{\text{ef}}^{\text{BK}}} \right) \frac{k_{\text{cr}}}{\beta_{\text{ef}}}.$$

Измерения эффективности одиночных РО СУЗ проводятся в начале МКК на уровне мощности $0,1\% N_{\text{НОМ}}$. Значение $\rho_{\text{МЗР}}$ определяется из измеренных эффективностей одиночных РО СУЗ и коэффициента интерференции, определенного согласно существующим методикам.

3. Эффективность органов аварийной защиты без одного наиболее эффективного органа в состоянии с максимальной величиной запаса реактивности $\rho_{\text{БАЗ-1}}$ — реактивность, введенная в реактор при погружении в активную зону критического реактора в состоянии с $\rho_{\text{МЗР}}$ всех РО АЗ до НК, кроме одного, наиболее эффективного.

Значение $\rho_{\text{БАЗ-1}}$ определяется расчетом после формирования загрузки активной зоны на следующую МКК по соотношению

$$\rho_{\text{БАЗ-1}} = \frac{1 - \frac{k_{\text{cr}}}{k_{\text{ef}}^{\text{HK}}}}{\beta_{\text{ef}}}.$$

Измерения эффективности одиночных РО АЗ проводятся в начале МКК на уровне мощности $0,1\% N_{\text{НОМ}}$. Значение $\rho_{\text{БАЗ-1}}$ определяется из измеренных эффективностей одиночных стержней АЗ согласно существующим методикам.

4. Эффективность независимой системы останова реактора, не выполняющей функцию АЗ $\rho_{\text{БЕЗБАЗ}} \equiv \rho_{\text{ББ}}$ — эффективность всех стержней СУЗ без стержней АЗ или эффективность системы всех РО КС (19 шт.) и РО РС (2 шт.) для состояния реактора с $\rho_{\text{МЗР}}$.

Значение $\rho_{\text{БЕЗБАЗ}}$ определяется расчетом после формирования загрузки активной зоны на следующую МКК как абсолютная величина реактивности, выделяемая при перемещении всех РО СУЗ (без РО АЗ) из полностью погруженного положения (НК) в полностью извлеченное (ВК) по соотношению

$$\rho_{\text{ББ}} = \left(\frac{1}{k_{\text{ef}}^{\text{HK}}} - \frac{1}{k_{\text{ef}}^{\text{BK}}} \right) \frac{k_{\text{cr}}}{\beta_{\text{ef}}}.$$

Измерения эффективности одиночных РО СУЗ проводятся в начале МКК на уровне мощности $0,1\% N_{\text{НОМ}}$. Значение $\rho_{\text{ББ}}$ определяется из измеренных эф-

фективностей одиночных РО СУЗ и коэффициента интерференции, определенного согласно существующим методикам.

5. «Пустотный» эффект реактивности (максимально возможное значение) α_{Na} — отношение изменения реактивности к вызвавшему его изменению плотности теплоносителя при опустошении зоны положительности данного эффекта в активной зоне. Определяется расчетом после формирования загрузки активной зоны на следующую МКК.

6. Полный мощностной коэффициент реактивности на номинальном (разрешенном) уровне мощности α_w — отношение изменения реактивности к вызванному им изменению мощности реактора β_{ef} в МВт (т). Значение α_w определяется расчетом после формирования загрузки активной зоны на следующую МКК.

Измерения α_w проводятся в начале МКК на уровне мощности 95—100% $N_{НОМ}$ с периодичностью, определяемой требованиями «Условий действия лицензии» и «Обоснований безопасности на внедрение новых составных частей активной зоны и новых типов топлива».

7. Коэффициент реактивности по температуре теплоносителя на входе в активную зону α_γ — отношение изменения реактивности к вызвавшему его среднему по входу в активную зону изменению температуры натрия на 1°C на уровне мощности 95—100% $N_{НОМ}$.

Значение α_γ определяется расчетом после формирования загрузки активной зоны на следующую МКК.

Измерения α_γ проводятся в начале МКК на уровне мощности 95—100% $N_{НОМ}$ с периодичностью, определяемой требованиями «Условий действия лицензии» и «Обоснований безопасности на внедрение новых составных частей активной зоны и новых типов топлива».

8. Уровень подкритичности реактора после взвода стержней АЗ при максимальной величине запаса реактивности $\rho_{ПОДБЕЗБАЗ} \equiv \rho_{ПББ}$ — уровень подкритичности реактора при извлечении на ВК всех стержней АЗ при положении на НК всех других стержней СУЗ, РО КС (19шт.) и РО РС (2шт.), для состояния реактора с $\rho_{МЗР}$.

Значение $\rho_{ПББ}$ определяется расчетом после формирования загрузки активной зоны на следующую МКК как абсолютная величина реактивности, выделяемая при перемещении всех РО СУЗ (без РО АЗ) из критического состояния в полностью погруженное положение (НК) по соотношению

$$\rho_{ПББ} = \frac{1 - \frac{k_{cr}}{k_{ef}^{НК}}}{\beta_{ef}}.$$

Измерения эффективности одиночных РО СУЗ проводятся в начале МКК на уровне мощности $0,1\% N_{\text{НОМ}}$. Значение $\rho_{\text{ПББ}}$ определяется из измеренных эффективностей одиночных РО СУЗ, их кривых дифференциальной эффективности и коэффициента интерференции, определенного согласно существующим методикам.

9. Эффективная доля запаздывающих нейтронов $\beta_{\text{эф}}$ — доля запаздывающих нейтронов в полном числе нейтронов, генерируемых в реакторе всеми делящимися нуклидами топлива, взвешенная по функции ценности нейтронов деления.

Значение $\beta_{\text{эф}}$ определяется расчетом после формирования загрузки активной зоны на следующую МКК.

10. Суммарная эффективность группы (АЗ, АЗ-П, РС, КС) $\beta_{\text{эф}}$ — эффективность РО АЗ, РО АЗ-П¹, РО РС, РО КС соответственно, обоснованная в проекте для стационарного режима перегрузок.

11. Скорость увеличения реактивности в группе $V, \beta_{\text{эф}}/с$ — максимальное значение положительной реактивности, вводимой группой в активную зону за одну секунду.

Определяется для соответствующей группы по соотношению

$$V = \left(\frac{\partial \rho}{\partial H} \right)_{\text{max}} V_{\text{извл}}$$

где $\left(\frac{\partial \rho}{\partial H} \right)_{\text{max}}$ — максимальная по высоте дифференциальная эффектив-

ность группы (РО СУЗ), $\beta_{\text{эф}}/м$; $V_{\text{извл}}$ — скорость извлечения группы, обоснованная в проекте, м/с.

Максимальная по высоте дифференциальная эффективность группы (РО СУЗ) определяется расчетом.

¹ АЗ-П — стержень аварийной защиты, срабатывающий при отключении петли.

Приложение 3.

Программа РК для решения системы уравнений точечной кинетики

```
PROGRAM PKMAIN
C * * *
C PK - Point kinetic program
C * * *
REAL*8
* A, AA, ALJ, AT, B, BETA, BJ, BL, C, CR, D, D1, DRO, R, RK, ROF, SC, TAU, TAUL, TS
* W, WTOT, XEF
* DROQ, DROQT, DROMT, EFKQ, ROQ, ROQT, TAUM, TAUQ
DIMENSION
* A(100), AA(100), ALJ(10), AT(100), BJ(10), C(10), CR(10), RK(10), SC(10)
* W(100)
* DROQ(1000), DROQT(1000), EFKQ(1000), ROQ(1000), ROQT(1000), TAUQ(1000)
* NTQ(1000), NSTEPQ(1000)
NAMELIST
*/INA/ALJ, BJ, BL, EFKQ, ROF, ROQ, TAU, TAUM, TAUQ, WTOT, XEF
* IPDI, NREGRO, NREGT, NSTEPQ, NTAU, NTS, NTTAU
DATA
* IPDI/2/
*, NDNG/8/
*, NTS/1/
*, NREGRO/2/
*, NREGT/1/
*, NSTEPQ/1000*1/
*, NTAU/1000/
*, NTTAU/10000/
*, ALJ/.0127, .0317, .115, .311, 1.40, 3.87, 4.87, 5.87, 0.0, 0.0/
*, BJ/1.9635E-04, 1.0921E-03, 1.0740E-03
*, 2.5696E-03, 1.2187E-03, 5.0325E-04, 4.0E-04, 3.0E-04, 0.0, 0.0/
*, BL/.00000041/
*, DROMT/.001/
*, EFKQ/1000*1./
*, ROF/.0/
*, ROQ/1000*.0/
*, TAUM/.01/
*, TAUQ/1000*1./
*, TAU/0.01/
*, WTOT/1470./
*, XEF/1./
C
C INPUT DATA
C
C NDNG - число групп запаздывающих нейтронов
C ALJ(NDNG) - постоянные распада предшественников запаздывающих
нейтронов, 1/сек;
```

```

C BJ (NDNG) - доли запаздывающих нейтронов по группам;
C BL - время жизни мгновенных нейтронов, сек;
C NTS - число временных интервалов задачи, <1000;
C EFKQ (NTS) - собственные числа на концах временных интервалов;
C NREGRO - режим ввода реактивностей:
C =1 - ввод собственных чисел;
C =2 - ввод реактивностей, dk/k.
C NREGT - режим ввода временного шага:
C =1 - через скорость ввода реактивности;
C =2 - через nstep(nts). 1;
C NSTEP (NTS) - число временных шагов на каждом интервале;
C ROF - существовавшая в реакторе реактивность до старта задачи,
dk/k;
C ROQ (NTS) - реактивность реактора на конец интервала, dk/k;
C TAUM - максимальный размер временного шага, сек;
C TAUQ (NTS) - длительность интервала, сек;
C XEF - собственное число временной задачи;
C IPDI - признак печати:
C =0 - нет печати;
C =1 - частичная печать;
C =2 - полная печать.
C DROMT -
C WTOT - мощность реактора, МВт;
C TAU - /0.01/
C NTAU - /1000/
C NNTAU - /10000/
C
NDNGM=NDNG-1
NDNGP=NDNG+1
OPEN (5, FILE='D_QUASIK ', STATUS='UNKNOWN')
OPEN (6, FILE='lst_quas', STATUS='UNKNOWN')
READ (5, INA)
CALL PKP
* (A, ALJ, AA, AT, BJ, BL, C, CR, DROMT
*, DROQ, DROQT, EFKQ, ROQ, TAUQ, RK, ROQT, SC, TAUM, W, WTOT, XEF
*, IPDI, NDNG, NDNGM, NDNGP, NREGRO, NREGT, NTAU, NTQ, NNTAU, NTS, NSTEPQ)
STOP
END

SUBROUTINE PKP
* (A, ALJ, AA, AT, BJ, BL, C, CR, DROMT
*, DROQ, DROQT, EFKQ, ROQ, TAUQ, RK, ROQT, SC, TAUM, W, WTOT, XEF
*, IPDI, NDNG, NDNGM, NDNGP, NREGRO, NREGT, NTAU, NTQ, NNTAU, NTS, NSTEPQ)
C * * *
C PKP - Point kinetic program
C * * *
REAL*8
* A, AA, ALJ, AT, C, CR, B, BETA, BJ, BL, D, D1, DRO, DROMT, DROQ, DROQT, E, EFKQ
*, ONE, Q1, Q2, R, RK, RO5, ROF, ROQ, ROQT, SC, TAU, TAUL, TAUM, TAUQ, TS, W, WTOT
*, W1, W2, XEF, ZERO
DIMENSION
* A (NDNGP, 1), AA (NDNGP, 1), ALJ (1), AT (NDNGP, 1), BJ (1), C (1), CR (1)

```

*Приложение 3. Программа РК для решения
системы уравнений точечной кинетики*

```

*, DROQ (1), DROQT (1), EFKQ (1), RK (1), ROQ (1), ROQT (1), SC (1), TAUQ (1)
*, W (NDNGP, 1)
*, NTQ (1), NSTEPQ (1)
ZERO=0.0D0
ONE =1.0D0
IF (NREGRO.EQ.1) THEN
DO 1 J=1,NTS
ROQ (J)=ONE-XEF/EFKQ (J)
DROQ (J)=ROQ (J)
IF (J.GT.1) DROQ (J)=ROQ (J)-ROQ (J-1)
ROQT (J)=ROQ (J)/TAUQ (J)
DROQT (J)=DROQ (J)/TAUQ (J)
KM=1
Q1=DROQT (J)
Q2=ROQT (J)
IF (Q1.GT.DROMT) KM=1+Q1/DROMT
IF (Q2.GT.DROMT) KM=1+Q2/DROMT
IF (NREGT.EQ.1) NTQ (J)=(1+TAUQ (J)/TAUM)*KM
IF (NREGT.EQ.2) NTQ (J)=NSTEPQ (J)
1 CONTINUE
END IF
IF (NREGRO.EQ.2) THEN
DO 2 J=1,NTS
DROQ (J)=ROQ (J)
IF (J.GT.1) DROQ (J)=ROQ (J)-ROQ (J-1)
ROQT (J)=ROQ (J)/TAUQ (J)
DROQT (J)=DROQ (J)/TAUQ (J)
KM=1
Q1=DROQT (J)
Q2=ROQT (J)
IF (Q1.GT.DROMT) KM=1+Q1/DROMT
IF (Q2.GT.DROMT) KM=1+Q2/DROMT
IF (NREGT.EQ.1) NTQ (J)=(1+TAUQ (J)/TAUM)*KM
IF (NREGT.EQ.2) NTQ (J)=NSTEPQ (J)
2 CONTINUE
END IF
C (1)=WTOT
      write (6,102) wtot,bl, (bj (j),j=1,NDNG), (alj (j),j=1,NDNG)
DO 3 I=1,NDNG
J=I+1
3 C (J)=WTOT*BJ (I)/(BL*ALJ (I))
IF (NTAU.GT.NTTAU) NTAU=NTTAU
W1=WTOT
RO5=ZERO
BETA=ZERO
DO 4 I=1,NDNG
4 BETA=BETA+BJ (I)
NN=NTTAU/NTAU
NN=10
IF (IPDI.GE.0) write (6,117) (ntq (j),j=1,nts)
TS=ZERO
IF (IPDI.GE.0) write (6,102) (droq (ns),ns=1,nts)

```

```

DO 20 ns=1, nts
IF (IPDI.GE.2) write(6,116) ns
NTTAU=NTQ(ns)
TAU=TAUQ(ns)
IF (IPDI.GE.2) write(6,110) C(1),TAU
TAU=TAU/NTTAU
TAUL=TAU
DO 11 J=1,NDNGP
DO 11 I=1,NDNGP
11 A(I,J)=ZERO
A(1,1)=ONE+TAU*BETA/BL
DO 12 J=1,NDNG
I=J+1
A(I,1)=-TAU*ALJ(J)
A(1,I)=-TAU*BJ(J)/BL
A(I,I)=(ONE+TAU*ALJ(J))
12 CONTINUE
CALL INVMATR
*(ALJ,AT,BETA,BJ,BL,D1,R,RK,SC,TAU,TAUL,NDNG,NDNGM,NDNGP)
RO5=DROQ(NS)/NTTAU
NTAU=1
IF (RO5.EQ.ZERO) NTAU=NTTAU
IF (RO5.EQ.ZERO) NTTAU=1
IF (IPDI.GE.2) write(6,103) NTTAU,NTAU
DO 19 NSS=1,NTTAU
ROF=ROF+RO5
DRO=ROF
B=TAUL*DRO
C ***** diagonal elements of inverting matrix
*****
A(1,1)=ONE+TAUL*(BETA-DRO)
DO 13 I=1,NDNG
J=I+1
13 AT(J,J)=SC(I)-RK(I)*B
C ***** DETERMINANT *****
D=ONE/(D1-R*B)
DO 14 I=1,NDNGP
DO 14 J=1,NDNGP
AA(J,I)=AT(J,I)*D
14 CONTINUE
DO 15 K=1,NDNGP
DO 15 J=1,NDNGP
W(K,J)=ZERO
DO 15 I=1,NDNGP
15 W(K,J)=W(K,J)+A(I,J)*AA(I,K)
DO 18 II=1,NTAU
TS=TS+TAU
IF (IPDI.GE.2) write(6,121) RO5,ROF,ts
IF (IPDI.GE.2) write(6,110) C(1),TAU
DO 16 I=1,NDNGP
CR(I)=ZERO
DO 16 J=1,NDNGP

```

*Приложение 3. Программа РК для решения
системы уравнений точечной кинетики*

```

CR(I)=CR(I)+AA(I,J)*C(J)
16 CONTINUE
DO 17 J=1,NDNGP
17 C(J)=CR(J)
W2=C(1)/W1
IF(IPDI.GE.1) write(6,118) W2
18 CONTINUE
WTOT=C(1)
19 CONTINUE
write(6,115) ((W(I,J),I=1,NDNGP),J=1,NDNGP)
IF(IPDI.GE.1) write(6,113) C(1)
IF(IPDI.GE.1) write(6,114) (C(J),J=2,NDNGP)
20 CONTINUE
IF(IPDI.GE.0) write(6,109)
RETURN
101 FORMAT(20X,'Block PKP is working. Variant=',A10)
102 FORMAT(2X,1P7G10.3)
103 FORMAT(1X,'number of step with change reactivity inside this time
*interval',i6,'/ number of step without change reactivity inside
*every step with change reactivity ',i6)
109 FORMAT(20X,'Block PKP was ended ')
110 FORMAT(2X,'start»s reactor power =',1P1G12.5,' Mwt'
*,', time»s step =',1P1G12.5,'sec')
111 FORMAT(10X,'Value of reactivity dK/K =',1P1G12.5,' KEF0=
*,1P1G12.5,' KEFT=',1P1G12.5)
112 FORMAT(10X,'Amount time steps = ',I8)
113 FORMAT(2X,'end»s reactor power =',1P1G12.5,' Mwt')
114 FORMAT(2X,'Concentrations of precursors ='/1P8G10.3)
115 FORMAT(1X,'E-matrix ',1P9G9.2)
116 FORMAT(10X,'time interval numer = ',I8)
117 FORMAT(1X,10i6)
118 FORMAT(1X,'reactor power for end of step =',1P1G14.7
*,' part of one')
119 FORMAT(2X,'concentrations of precursors ='/1P8G10.3)
120 FORMAT(10X,'step»s number inside time steps = ',I8)
121 FORMAT(1X,'step deviation reactivity dK/K =',1P1G14.7
*,', full reactivity dK/K =',1P1G14.7,' time=',1P1G14.7' sec')
END

SUBROUTINE INVMATR
*(ALJ,AT,BETA,BJ,BL,D1,R,RK,SC,TAU,TAUL,NDNG,NDNGM,NDNGP)
C * * *
C INVMATR - inversing kinetic matrix
C * * *
IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
REAL*8
* ALJ,AT,BETA,BJ,BL,D1,ONE,R,RK,RP,RR,SC,S1,SS1,TAU,TAUL,TAU2L,ZERO
DIMENSION
* ALJ(1),AT(NDNGP,1),BJ(1),RK(1),RP(NDNGM,NDNGM),RR(NDNG
*,SC(1),S1(NDNG)
ZERO=0.0D0
ONE =1.0D0

```

```

DO 1 J=1,NDNG
1 RR(J)=ONE+ALJ(J)*TAU
R=ONE
DO 2 J=1,NDNG
2 R=R*RR(J)
DO 3 J=1,NDNG
3 RK(J)=R/RR(J)
DO 4 I=1,NDNGM
II=NDNG-I
DO 4 J=1,II
JJ=I+J-1
4 RP(I,JJ)=RK(I)/RR(J+I)
TAUL=TAU/BL
TAU2L=TAUL*TAU
SS1=ZERO
DO 5 J=1,NDNG
S1(J)=ALJ(J)*BJ(J)/(1.+ALJ(J)*TAU)
5 SS1=SS1+S1(J)
DO 6 J=1,NDNG
6 SC(J)=SS1-S1(J)
SS1=SS1*TAU2L
DO 7 J=1,NDNG
SC(J)=SC(J)*TAU2L
7 SC(J)=RK(J)*(1.+TAUL*BETA-SC(J))
D1=R*(ONE+TAUL*BETA-SS1)
C ***** first line of inversing matrix
*****
AT(1,1)=R
DO 8 J=2,NDNGP
JJ=J-1
8 AT(1,J)=TAU*ALJ(JJ)*RK(JJ)
C ***** first column of inversing matrix
*****
DO 9 J=2,NDNGP
I=J-1
9 AT(J,1)=TAUL*BJ(I)*RK(I)
C ***** others elements of inversing matrix without diagonal members
DO 10 I=2,NDNGP
II=I-1
DO 10 J=2,NDNGP
JJ=J-1
10 AT(I,J)=TAU2L*BJ(II)*ALJ(JJ)
DO 13 J=1,NDNGM
DO 11 I=J,NDNGM
II=I+1
11 AT(J+1,II+1)=AT(J+1,II+1)*RP(J,I)
DO 12 I=1,J
II=I+1
12 AT(J+2,II)=AT(J+2,II)*RP(I,J)
13 CONTINUE
RETURN
END

```

Приложение 4.

Изменение концентраций актиноидов, продуктов деления и погрешностей их определения на первых двух интервалах в тестовой задаче

Таблица П4.1. Изменение концентраций актиноидов и погрешностей их определения на первых двух интервалах в тестовой задаче

№ п/п	Имя	$Y(t1)$	$Y(t2)$	$\delta y(t1) / y(t1)$	$\delta y(t2) / y(t2)$	$\delta \lambda / \lambda$
1	Th228	4,332E+05	7,029E+05	0,104	0,107	8,370E-04
2	Th229	2,332E+06	3,108E+06	5,281E-02	5,275E-02	2,180E-02
3	Th230	3,758E+09	5,001E+09	2,161E-02	2,161E-02	3,980E-03
4	Th231	5,682E+09	5,673E+09	5,068E-03	5,067E-03	3,918E-04
5	Th232	1,387E+10	1,846E+10	1,752E-02	1,753E-02	4,270E-03
6	Th233	7,329E+04	4,693E-93	3,041E-02	0,440	1,832E-03
7	Th234	5,827E+10	6,398E+10	5,298E-03	5,360E-03	1,245E-03
8	Pa230	3,411E-00	2,795E-00	0,160	0,166	2,874E-02
9	Pa231	1,058E+11	1,243E+11	1,256E-02	1,256E-02	3,358E-03
10	Pa232	1,833E+08	1,327E+07	6,391E-02	0,104	1,527E-02
11	Pa233	1,198E+09	1,579E+09	1,891E-02	1,579E-15	4,819E-04
12	Pa234	6,741E+08	7,416E+08	2,990E-02	2,997E-02	7,463E-03
13	U232	1,808E+09	2,135E+09	9,442E-02	9,879E-02	5,806E-03
14	U233	1,301E+13	1,301E+13	6,441E-03	6,442E-03	1,256E-03
15	U234	3,212E+16	3,212E+16	8,774E-03	8,774E-03	2,444E-03
16	U235	1,372E+21	1,372E+21	1,054E-03	1,054E-03	1,420E-03
17	U236	1,120E+19	1,120E+19	6,435E-03	6,435E-03	1,281E-03
18	U237	7,092E+16	4,244E+16	4,744E-03	4,896E-03	2,962E-04
19	U238	6,828E+21	6,828E+21	1,003E-03	1,003E-03	6,714E-04
20	Np236	2,973E+10	2,973E+10	9,905E-02	9,905E-02	3,896E-02
21	Np236m	1,118E+10	2,774E+08	6,967E-02	0,135	1,778E-02
22	Np237	1,403E+17	1,687E+14	1,124E-02	1,136E-02	3,265E-03
23	Np238	2,748E+14	5,347E+13	2,036E-02	2,190E-02	9,447E-04

Таблица П4.1. (продолжение)

№ п/п	Имя	$Y(t1)$	$Y(t2)$	$\delta y(t1)/y(t1)$	$\delta y(t2)/y(t2)$	$\delta\lambda/\lambda$
24	Np239	3,398E+18	7,800E+17	6,161E-03	8,035E-03	1,273E-03
25	Pu236	4,311E+10	4,818E+10	0,110	0,112	2,799E-03
26	Pu238	1,048E+15	1,269E+15	2,355E-02	2,382E-02	1,140E-03
27	Pu239	2,625E+19	2,886E+19	1,370E-02	1,354E-02	1,244E-03
28	Pu240	1,762E+17	1,762E+17	1,459E-02	1,459E-02	1,067E-03
29	Pu241	5,418E+14	5,415E+14	1,682E-02	1,682E-02	4,199E-04
30	Pu242	9,457E+11	9,457E+11	2,780E-02	2,781E-02	5,333E-03
31	Am241	5,882E+11	9,465E+11	1,991E-02	2,010E-02	1,387E-03
32	Am242g	3,787E+08	2,167E+06	2,620E-02	3,280E-02	1,248E-03
33	Am242m	5,349E+08	5,349E+08	5,082E-02	5,082E-02	1,418E-02
34	Am243	1,372E+09	1,372E+09	4,895E-02	4,895E-02	5,427E-03
35	Cm242	1,983E+09	2,248E+09	3,063E-02	3,089E-02	1,229E-03
36	Cm243	2,624E+06	2,623E+06	3,961E-02	3,961E-02	3,436E-03
37	Cm244	3,798E+06	3,796E+06	7,052E-02	7,052E-02	5,525E-03
38	Cm245	4,425E+03	4,425E+03	0,105	0,105	1,176E-02
39	Cm246	3,469E-00	3,469E-00	0,145	0,145	8,403E-03
40	Cm247	2,413E-03	2,413E-07	0,225	0,225	3,205E-02
41	Cm248	2,023E-06	2,023E-06	0,324	0,324	1,724E-02
42	Bk249	8,900E-10	8,804E-10	0,382	0,382	1,212E-02
43	Bk250	1,287E-13	7,297E-25	0,409	0,450	1,557E-03
44	Cf249	4,918E-12	1,450E-11	0,416	0,417	5,698E-03
45	Cf250	1,697E-12	1,825E-12	0,414	0,415	6,881E-03
46	Cf251	1,111E-13	1,111E-15	0,522	0,522	4,900E-02
47	Cf252	4,527E-19	4,510E-19	0,624	0,624	3,025E-03
48	Ra224	2,650E+03	5,095E+03	0,105	0,107	6,333E-04
49	Rh220	4,655E-02	8,951E-02	0,108	0,110	1,799E-03
50	Po216	1,256E-04	2,415E-04	0,118	0,119	1,379E-02
51	Pb212	2,934E+01	5,725E+01	0,148	0,150	9,398E-04
52	Bi212	4,284E-00	8,381E-00	0,151	0,153	9,909E-04
53	Po212	1,449E-10	2,835E-10	0,151	0,153	6,689E-03
54	Tl208	4,971E-02	9,726E-02	0,146	0,148	1,310E-03
55	Pb208	2,476E+02	5,732E+02	0,147	0,149	0,00
56	Poison	4,747E+19	4,747E+19	0,001	0,001	0,00

Приложение 4. Изменение концентраций актиноидов, продуктов деления и погрешностей их определения на первых двух интервалах в тестовой задаче

Таблица П4.2. Изменение концентраций некоторых продуктов деления и погрешностей их определения на первых двух интервалах в тестовой задаче

№ п/п	Имя	$Y(t1)$	$Y(t2)$	$\delta y(t1)/y(t1)$	$\delta y(t2)/y(t2)$	$\delta\lambda/\lambda$
	Cd135	2,197E+06	2,197E+06	0,0	0,0	0,0
1	In135	5,675E+03	5,782E-13	0,109	0,109	0,109
2	Sn135	2,743E+08	3,396E-08	3,777E-02	3,776E-02	3,777E-02
3	Sb135	1,838E+11	5,248E-05	0,148	0,183	1,190E-02
4	Te135	5,359E+13	1,578E-02	7,784E-02	8,284E-02	1,053E-02
5	I135	1,396E+17	4,847E+11	9,182E-02	0,139	3,044E-03
6	Xe135m	1,570E+15	5,456E+09	0,101	0,152	3,270E-03
7	Xe135	1,986E+17	7,919E+13	0,105	0,135	2,188E-03
8	Cs135m	1,171E+12	2,068E-03	0,105	0,105	3,774E-02
9	Cs135	1,070E+19	1,106E+19	0,369	0,369	0,130
10	Ba135m	2,127E+11	1,173E+10	2,086E-02	2,086E-02	6,969E-03
11	Ba135	1,260E+17	1,260E+17	1,608E-06	1,903E-02	0,0
12	La135	1,036E+08	1,456E+06	3,067E-02	7,442E-02	1,026E-02
13	Ce135	6,014E-17	5,562E-19	5,066E-02	0,130	1,695E-02

Литература

1. Правила ядерной безопасности реакторных установок и атомных станций НП-082-07 // Ядер. и радиац. безопасность. — 2008. — № 1 (47). — С. 52—77.
2. Новиков В. М., Шихов С. Б. Теория параметрического воздействия на перенос нейтронов. — М.: Энергоатомиздат, 1982. — 192 с.
3. Фейнберг С. М., Шихов С. Б., Троянский В. Б. Теория ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1978. — 400 с.
4. Машиностроение: Энциклопедия. — Т. 4, 25: Машиностроение ядерной техники. — Кн. 1 / Под ред. Е. О. Адамова. — М.: Машиностроение, 2005. — 959 с.
5. Федеральная целевая программа «Ядерные энерготехнологии нового поколения на период 2010—2015 годов и на перспективу до 2020 года» // <http://www.atomic-energy.ru/documents/9368>.
6. Альперович М. Н., Григорьева Н. М., Сысоева О. В. и др. Аннотация комплекса программ ГЕФЕСТ // Вопросы атомной науки и техники [ВАНТ]. Сер. «Физика ядерных реакторов». — 1994. — Вып. 4. — С. 36—43.
7. Зродников А. В., Читайкин В. И., Тошинский Г. И. и др. АЭС на основе реакторных модулей СВБР-75/100 // Атом. энергия. — 2001. — Т. 91, вып. 6. — С. 101—105.
8. Беззубцев В. С., Емельянов В. С., Адамов Е. О. и др. Инновационный проект АЭС с реактором БРЕСТ с пристанционным топливным циклом // Труды II научной конференции Минатома России «Атомная энергетика. Состояние и перспективы», Москва, 5 июля 2002 г. — С. 85.
9. Мантуров Г. Н., Николаев М. Н., Цибуля А. М. Система групповых констант БНАБ-93. — Ч. 1: Ядерные константы для расчета нейтронных и фотонных полей излучения // ВАНТ. Сер. «Ядерные константы». — 1996. — Вып. 1. — С. 4—12.
10. Абагян Л. П., Базазянц Н. О., Бондаренко И. И., Николаев М. Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1964. — 120 с.

11. Абагян Л. П., Базазянц Н. О., Николаев М. Н., Цибуля А. М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. — М.: Энергоатомиздат, 1981. — 240 с.
12. Кощеев В. Н., Николаев М. Н., Цибуля А. М. Библиотека оцененных нейтронных данных ФОНД-2.2 // ВАНТ. Сер. «Ядерные константы». — 2000. — Вып. 2. — С.40.
13. Забродская С. В., Игнатюк А. В., Кощеев В. Н. и др. РОС-ФОНД — российская национальная библиотека оцененных нейтронных данных // ВАНТ. Сер. «Ядерные константы». — 2007. — Вып. 1—2. — С. 3—21.
14. Rose P/F/ ENDF-201/ ENDF/B-VI Summary documentation/ (4th edition). BNL-NCS-17541. — New York, 1991.
15. NEA Data Bank, The JEF-2.2 Nuclear Data Library/ JEFF Report 17, 2000.
16. OECD Data Bank, The JEFF-3.1 Nuclear Data Library, JEF Report 21, NEA No 6190.
17. JERY Япония
18. Воронков А. В., Земсков Е. А., Кальченко В. В. Методы расчета параметров точечной кинетики ядерного реактора // ВАНТ. Сер. «Физика и техника ядерных реакторов». — 2009. — С. 84.
19. Кипин Дж. Физические основы кинетики ядерных реакторов: Пер. с англ. / Под ред. В. А. Кузнецова. — М.: Атомиздат, 1965. — 428 с.
20. Seleznev E. F., Belov A. A., Mushkaterov A. A. et al. Fast Breeder Reactor Kinetics: An Inverse Problem // PHYSOR-2010, International Conference on the Physics of Reactors “Advances in Reactor Physics to Power the Nuclear Renaissance”, Pittsburgh, USA, 2010, May 9-14, Program Book. — P. 30.
21. Беркутц К., Виртц К. Нейтронная физика. — М.: Атомиздат, 1968. — 456 с.
22. Шихов С. Б., Троянский В. Б. Теория ядерных реакторов. — Т. 2. — М.: Энергоатомиздат, 1983. — 368 с.
23. Мантуров Г. Н., Николаев М. Н., Цибуля А. М., Поляков А. Ю. Комплекс программ CONSYST/ABBN — подготовка констант БНАБ к расчетам реакторов и защиты: Отчет ФЭИ № 9865. — Обнинск, 1998. — 400 с.

24. Белл Д., Глестон С. Теория ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1974. — 496 с.
25. Селезнев Е. Ф., Белов А. А., Козлова Н. В. и др. Расчет динамических режимов РУ БН-600 на базе комплекса JOKER // ВАНТ. Сер. «Физика ядерных реакторов». — 2007. — Вып. 1. — С. 22—28.
26. Стумбур Э. А. Применение теории возмущений в физике ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1976. — 128 с.
27. Джадд А. Реакторы-размножители на быстрых нейтронах. — М.: Энергоатомиздат, 1984. — 136 с.
28. Селезнев Е. Ф. «Некритичность» критического реактора // ВАНТ. Сер. «Физика и техника ядерных реакторов». — 1999. — Вып. 1. — С. 60—66.
29. Селезнев Е. Ф., Белов А. А. Расчетное сопровождение эксплуатации БН-600 // Атом. энергия. — 2010. — Т. 108, вып. 4. — С. 256—259.
30. Селезнев Е. Ф., Яблоков С. Л., Григорьева Н. М. Анализ некоторых нестационарных процессов в реакторе БН-600 // ВАНТ. Сер. «Внутренняя безопасность ядерно-энергетических установок». — 1991. — С. 216—217.
31. Колесов В. Ф., Лептик П. А., Павлов С. П. и др. Динамика ядерных реакторов / Под ред. Я. В. Шевелева. — М.: Энергоатомиздат, 1990. — 518 с.
32. Селезнев Е. Ф. Использование комплекса ГЕФЕСТ для анализа нестационарных процессов в быстром реакторе с внешним источником // Нейтроника-99. — Обнинск, 2000. — С. 329—337.
33. Казанский Ю. А., Матусевич Е. С. Экспериментальные методы физики реакторов. — М.: Энергоатомиздат, 1984. — 272 с.
34. Номенклатура эксплуатационных нейтронно-физических расчетов АЭС с реактором БН-600. РД ЭО 0409-02: Приложение к приказу от 23.09.2002 № 638 концерна «Росэнергоатом». — М., 2002. — 16 с.
35. Временное положение о порядке контроля паспортных характеристик РУ с БН-600. РД ЭО 0443-03: Приложение к приказу от 07.02.2003 № 102 концерна «Росэнергоатом». — М., 2002. — 15 с.

36. *Moiseev A. V., Khomyakov Y. S., Semenov M. Y. et al.* Analysis of Accuracy of Reactivity Balance Components in BN-600 Power Fast Reactor PHYSOR-2010 // International Conference on the Physics of Reactors “Advances in Reactor Physics to Power the Nuclear Renaissance”, Pittsburgh, USA, 2010, May 9-14, Program Book. — P. 41.
37. *Мусеев А. В., Семенов М. Ю., Хомяков Ю. С. и др.* Экспериментальное и расчетное обоснование баланса реактивности и распределения энерговыделения в активной зоне БН-600 // Изв. вузов. Сер. «Ядерная энергетика». — 2011. — № 1. — С. 130—144.
38. *Уолтер А., Рейнольдс А.* Реакторы-размножители на быстрых нейтронах. — М.: Энергоатомиздат, 1986. — 624 с.
39. *Cahalan J. E. et al.* Advanced LMR Safety Analysis Capabilities in the SASSYS1 and SAS4A Computer Codes // Proceedings of the International Topical Meeting on Advanced Reactors Safety, Pittsburgh, PA, April 17—21, American Nuclear Society, 1994.
40. *Хаммел Г., Окрент Д.* Коэффициенты реактивности в больших энергетических реакторах на быстрых нейтронах (США, 1970): Пер. с англ. — М.: Атомиздат, 1975. — 304 с.
41. *Васильев Б. А., Фаракишин М. Р.* Эффект реактивности изгиба ТВС: Алгоритм расчета и опыт его применения // Нейтроника-2004.
42. *Васильев Б. А., Фаракишин М. Р.* Значимость эффекта реактивности от изгиба ТВС и его неопределенности при расчете переходных процессов // Нейтроника-2004.
43. *Шихов С. Б., Шмелев А. Н.* К вопросу о расчете возмущений в размерах реактора и его конфигурации // ВАНТ. Сер. «Ядерная физика низких и средних энергий. Реакторная физика». — 1973. — Вып. 2. — С. 45.
44. *Селезнев Е. Ф.* Аннотация комплекса программ SYNTES // ВАНТ. Сер. «Физика и техника ядерных реакторов». — 1984. — Вып. 6 (43). — С. 56—58.
45. *Yamano N., Tobita Y., Fujita S., Maschek W.* First 3-D calculation of core disruptive accident in a large scale sodium-cooled fast reactor // PHYSOR-2008, International Conference on the Physics of Reactors “Nuclear Power: A Sustainable Resource”, Interlaken, Switzerland, 2008, September 14—19, Book of abstracts. — Vol. 1. — P. 84.

46. Maschek W., Rineiski A., Flad M. et al. The SIMMER safety code system and its validation efforts for fast reactor application // PHYSOR-2008, International Conference on the Physics of Reactors “Nuclear Power: A Sustainable Resource”, Interlaken, Switzerland, 2008, September 14—19, Book of abstracts. — Vol. 1. — P. 55.
47. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. — М.: Наука, 1977. — 832 с.
48. Шихов С. Б. Вопросы математической теории реакторов: Линейный анализ. — М.: Атомиздат, 1976. — 376 с.
49. Крянев А. В., Шихов С. Б. Вопросы математической теории реакторов. — М.: Энергоатомиздат, 1983. — 280 с.
50. Селезнев Е. Ф. Поведение нейтронных полей при быстропротекающих процессах: Тезисы лекций и докладов школы-семинара секции динамики «Интегрированные математические модели и программные комплексы в ядерной энергетике» 6—12 сентября 1998 г. — М., 1998. — 2 с.
51. Seleznev E. F., Belov A. A., Mushkaterov A. A. et al. Fast Breeder Reactor Kinetics: A Direct Problem // PHYSOR-2010, International Conference on the Physics of Reactors “Advances in Reactor Physics to Power the Nuclear Renaissance”, Pittsburgh, USA, 2010, May 9—14, Program Book. — P. 30.
52. Шокодзько А. Г. Строгое уравнение кинетики ядерного реактора // ВАИТ. Сер. «Физика и техника ядерных реакторов». — 1988. — Вып. 4. — С. 3—9.
53. ЩигOLEV Б. М. Математическая обработка наблюдений. — М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит-ры, 1962. — 352 с.
54. Горбачев В. М., Замятин Ю. С., Лбов А. А. Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деление ядер: Справочник. — М.: Атомиздат, 1976. — 462 с.
55. ORIGEN-S: SCALE system module to calculate fuel depletion, actinide transmutation, fission product buildup and decay, and Association source terms // NUREG/CR-0200. — Revision 4. — Vol. 2, Section F7. — [S. 1.], 1995.
56. Кочетков А. Л. Программа CARE — расчет изотопной кинетики, радиационных и экологических характеристик ядерного

- топлива при его облучении и выдержке. — Обнинск, 1995. — (Препринт / ФЭИ; 2431).
57. *Hardie R. W., Little W. W.* 3DB Three-Dimensional Diffusional Theory Burnup Code, BNWL-1264 / Pacific Northwest Laboratory. — Richland, Washington, 1970.
58. *Селезнев Е. Ф., Айзатулин А. И., Белов А. А. и др.* Моделирование поведения топлива в комплексе программ JOKER // Материалы семинара по проблемам физики реакторов «Физические проблемы топливных циклов ядерных реакторов Волга-2006», Москва, 4-8 сентября 2006 г. — С. 15—17.
59. *Желтышев В. А., Иванов Д. В., Лыжин А. А. и др.* Экспериментально-расчетные исследования физических характеристик активной зоны реактора БН-600 во время перехода на ее вторую модернизацию // Физика и теплофизика реактора БН-600 / УрО РАН. — Екатеринбург, 1994. — С. 11—17.
60. *Кочетков А. Л.* Программа расчета остаточного энерговыделения ТВС БН-600 DECAУ: Описание программы / ФЭИ. — Обнинск, 1986. — 11 с.
61. *Кочетков А. Л., Забродская С. В.* Анализ экспериментальных результатов определения остаточного тепловыделения и корректировка методики.
62. *Забродская С. В., Кочетков А. Л., Моисеев А. В. и др.* Анализ остаточного тепловыделения ТВС БН-600 // Изв. вузов. Сер. «Ядерная энергетика». — 2009. — № 3. — С. 127—138.
63. *Власкин Г. Н.* Программа NEDIS 2.0 для расчета выхода и спектров нейтронов, образующихся в (α, n) реакциях на ядрах легких элементов и за счет спонтанного деления. — М., 2006. — (Препринт / ФГУП ВНИИНМ; 06-1).

Научное издание

Селезнев Евгений Федорович

КИНЕТИКА РЕАКТОРОВ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ

*Утверждено к печати Ученым советом
Института проблем безопасного развития атомной энергетики
Российской академии наук*

Редактор *А. И. Иоффе*

Издательство «Наука»
117997, Москва, Профсоюзная ул., 90
Редактор изд-ва *Л. В. Виноградова*

Оригинал-макет подготовлен издательством ООО «Академ-Принт»
Список литературы и рисунки приведены в авторской редакции

Формат 60 x 90 $\frac{1}{16}$. Бумага офсетная 80 г/м²
Печать офсетная. Гарнитура «Оффицина»
Уч.-изд. л. 17. Заказ 25904.

Заказное

Отпечатано с готовых диапозитивов типографией ООО «Инфолио-Принт»