

---

Г. Б. Усынин  
А. С. Карабасов  
В. А. Чирков

---

**ОПТИМИЗАЦИОННЫЕ  
МОДЕЛИ  
РЕАКТОРОВ  
НА БЫСТРЫХ  
НЕЙТРОНАХ**

---

---

*Г. Б. Усынин  
А. С. Карabasов  
В. А. Чирков*

---

**ОПТИМИЗАЦИОННЫЕ  
МОДЕЛИ  
РЕАКТОРОВ  
НА БЫСТРЫХ  
НЕЙТРОНАХ**

**МОСКВА АТОМИЗДАТ 1981**

УДК 621.039.526.001.573

**Усынин Г. Б., Карабасов А. С., Чирков В. А.** Оптимизационные модели реакторов на быстрых нейтронах. — М.: Атомиздат, 1981. — 232 с.

Описана математическая модель энергетического реактора на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем. Изложена последовательность расчетов характеристик реактора, начиная с расчета тепловыделяющего элемента и кончая получением натуральных и экономических показателей, которые могут служить целевой функцией при решении задачи нелинейного программирования. Приводятся расчетные данные, позволяющие производить инженерные оценки при разработке реактора на быстрых нейтронах.

Для специалистов, занятых проектированием энергетических реакторов, студентов старших курсов и аспирантов, специализирующихся в области атомной энергетики, а также математиков, интересующихся приложениями теории экстремальных задач.

Табл. 39. Ил. 60. Библиогр. 170.

**Герман Борисович Усынин,  
Александр Сергеевич Карабасов,  
Владимир Анатольевич Чирков**

## **ОПТИМИЗАЦИОННЫЕ МОДЕЛИ РЕАКТОРОВ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ**

---

Редактор *Г. В. Чернышова*; Художественный редактор *А. Т. Кирьянов*; Переплет художника *И. И. Каледина*; Технический редактор *Л. Ф. Шкилевич*; Корректор *Л. С. Тимохова*

ИБ № 905

Сдано в набор 18.07.80. Подписано в печать 28.01.81. Т-01028. Формат 84×108<sup>1/2</sup>. Бумага тип. № 2. Гарнитура литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 12,18. Уч.-изд. л. 12,12. Тираж 1100 экз. Зак. тип. 1685. Зак. изд. 77120. Цена 85 к.

Атомиздат, 103031, Москва, К-31, ул. Жданова, 5.

Московская типография № 6 Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 109088, Москва, Ж-88, Южнопортовая ул., 24.

У 30315—076  
034(01)—81 39—81.2304000000

© Атомиздат, 1981

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие . . . . .	3
Введение . . . . .	5
Глава 1. ОБЩАЯ МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РЕАКТОРА . . . . .	9
1.1. Принципиальные конструкционные и технологические решения современных реакторов на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем . . . . .	9
1.2. Состояние разработок математических моделей реакторов на быстрых нейтронах . . . . .	28
1.3. Выбор параметров оптимизации . . . . .	37
1.4. Выбор схемы модели . . . . .	45
Глава 2. РАСЧЕТ ЦЕНТРАЛЬНОГО ТВЭЛА И НАИБОЛЕЕ ТЕПЛОНАПРЯЖЕННОЙ СБОРКИ . . . . .	49
2.1. Приближенный расчет работоспособности твэла . . . . .	49
2.2. Расчет геометрических характеристик ТВС и объемного состава рабочей ячейки . . . . .	63
2.3. Теплогидравлический расчет ТВС . . . . .	68
Глава 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РЕАКТОРА . . . . .	74
3.1. Способ приближенного моделирования . . . . .	74
3.2. Регрессионные модели физических характеристик . . . . .	86
3.3. Использование малогрупповых методов . . . . .	106
Глава 4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ОРГАНОВ УПРАВЛЕНИЯ РЕАКТИВНОСТЬЮ . . . . .	110
4.1. Основные принципы выбора органов управления . . . . .	110
4.2. Баланс реактивности . . . . .	117
4.3. Моделирование органов СУЗ . . . . .	121
Глава 5. ТЕПЛОВАЯ И ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ МОЩНОСТЬ РЕАКТОРА . . . . .	125
5.1. Характеристики поля тепловыделения в активной зоне и зоне воспроизводства . . . . .	125
5.2. Расчет тепловой мощности реактора . . . . .	149
5.3. Расчет КПД установки . . . . .	150
Глава 6. КРИТЕРИИ ОПТИМИЗАЦИИ . . . . .	171
6.1. Натуральные критерии . . . . .	171
6.2. Экономические критерии . . . . .	184
Глава 7. НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ РЕАКТОРА С ОКИСНЫМ ТОПЛИВОМ . . . . .	190
7.1. Формулировка задачи нелинейного программирования и способы ее решения . . . . .	190
7.2. Результаты оптимизации по различным критериям . . . . .	201
7.3. Влияние неопределенности исходных данных на результаты оптимизации . . . . .	209
Список литературы . . . . .	222

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Растущий интерес к вопросам физики и техники реакторов на быстрых нейтронах проявляется в заметном увеличении числа публикаций на эту тему за последние несколько лет. Растет и число специалистов, занимающихся проектированием и эксплуатацией реакторов на быстрых нейтронах. Успешный опыт работы первого энергетического реактора на быстрых нейтронах БН-350, завершение строительства более мощного БН-600 дают уверенность в правильном выборе основных конструкторских решений таких реакторов и служат предпосылкой для перехода к новому этапу — разработке и сооружению мощных энергоблоков серии БН.

На этом этапе особую роль играет тщательная оптимизация параметров реактора, АЭС и атомной энергетики в целом. В основе оптимизационных исследований лежит математическая модель объекта оптимизации. Специальных монографий, посвященных описанию комплексных моделей реакторов на быстрых нейтронах, до сих пор не существует. Очень кратко описана модель реактора в вышедшей недавно книге В. В. Хромова и др. [5]. Между тем в периодической печати, в докладах на симпозиумах и конференциях появилось достаточно много сообщений, обобщение которых дает возможность составить более полную модель реактора. В предлагаемой читателю книге сделана попытка использовать отечественный и зарубежный опыт разработки реакторов на быстрых нейтронах для формулировки алгоритмов, совокупность которых образовала бы некоторую модель реактора на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем. Схема модели повторяет в очень сжатом виде последовательность расчетов реактора при его разработке. Авторы стремились описать принципы лаконичной и наглядной модели и дать фактический материал, позволяющий читателю видоизменять и приспособить

сабливать модель в соответствии со своими задачами.

В гл. 1 изложены конструкционные принципы, которые положены в основу большинства известных проектов реакторов на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем, при этом делается упор на описание центральной части реактора — активной зоны и зон воспроизводства. Рассматриваются традиционная схема их расчета и соответствующая этой части математическая модель, ограничивается круг параметров оптимизации, о которых будет идти речь.

Последующие главы посвящены рассмотрению отдельных элементов модели и описанию конкретных вариантов их реализации.

В гл. 2 представлена схема расчета наиболее напряженной сборки твэлов активной зоны. Цель такого расчета — определить ресурс сборки заданной геометрии в зависимости от режима ее эксплуатации в стационарных условиях.

В гл. 3 предлагаются способы приближенного описания нейтронно-физических характеристик с помощью приемов теории планирования эксперимента. Здесь же приведены результаты моделирования характеристик реактора с окисным уран-плутониевым топливом полиномами второго порядка в зависимости от факторов, определяющих геометрию и состав активной зоны.

Вопросы учета органов управления при моделировании реактора рассмотрены в гл. 4.

В гл. 5 описаны способы расчета тепловой мощности реактора и электрической мощности АЭС при заданных параметрах наиболее напряженной тепловыделяющей сборки активной зоны. Здесь рассматриваются способы выравнивания и стабилизации поля тепловыделения, принципиальные вопросы расчета КПД установки.

Наконец, последние две главы посвящены выбору критерия качества при оптимизации топливного цикла реактора на быстрых нейтронах и обсуждению результатов оптимизационных расчетов с использованием описанных моделей.

## ВВЕДЕНИЕ

Применение математических методов оптимизации целесообразно при решении разнообразных задач ядерной энергетики, от самых общих до задач разработки отдельных элементов оборудования атомных электростанций (АЭС).

В основе любого оптимизационного процесса лежит математическая модель рассматриваемого объекта. Математическое моделирование в ядерной энергетике осуществляется на уровнях, различающихся как по функциональному признаку, так и по степени детализации процессов. На самом нижнем уровне иерархической структуры совокупности моделей лежат уравнения механики, теплофизики, баланса нейтронов и т. п. Они составляют основу моделей узлов, агрегатов, элементов оборудования и АЭС в целом. Верхний уровень занимают модели энергетических систем, позволяющие находить наилучшие варианты развития энергетики в системе народного хозяйства.

Применяются модели совсем простые, пригодные для первоначальных оценок, и модели весьма сложные, максимально использующие возможности современных ЭЦВМ. Растущий интерес к моделированию на всех этапах разработки и эксплуатации ядерных энергетических установок вызван потребностью, с одной стороны, ускорить процесс выбора обоснованного инженерного решения, а с другой — улучшить качество этого решения. АЭС — весьма капиталоемкое предприятие, и неоптимальное решение или задержка с принятием решения приводит к большим неоправданным затратам.

Математическое моделирование таких сложных объектов, как ядерная энергетическая установка, не может быть полностью автоматизировано, поэтому в известной степени оно является искусством, в котором важную роль играют инженерная интуиция и мастерство

разработчика. В свою очередь, эти качества сами развиваются с использованием разнообразных моделей на практике. Среди наиболее важных методических приемов моделирования можно отметить следующие [1]:

ранжирование, т. е. выделение факторов, существенных и несущественных для исследуемого объекта, и тем самым сокращение объема модели;

эквивалентирование, т. е. преобразование сложной модели в более простую, адекватную исходной с определенной точностью;

декомпозиция, т. е. расчленение общей задачи на ряд подзадач;

изучение каждой подзадачи независимо с последующей их координацией.

Использование этих приемов, придание им конкретного содержания с помощью некоторых конструктивных алгоритмов не является тривиальным процессом. Очень важно, чтобы при этом модель отражала физическую сущность исследуемого объекта. Следовательно, разработчик должен быть в первую очередь специалистом по моделируемому объекту.

Очевидно, что модельное описание в принципе неоднозначно, и разными исследователями могут быть предложены различные модели одного и того же объекта. Такая неоднозначность обусловлена собственно подходом к проблеме оптимизации и не может считаться недостатком, поскольку допускает возможность совершенствования модели, ее видоизменение по мере появления новой информации и накопления опыта работы с моделью. Исследователь в соответствии со своими задачами может оттенять отдельные явления (в смысле более детального их описания), а другие представлять схематично, упрощенно. Это отвечает принципу: «Цель оптимизации не только числа, а в первую очередь понимание».

Допустим, что состояние объекта определяется некоторыми совокупностями: параметров  $\mathbf{u}$ , которые мы можем изменять по своему усмотрению независимо друг от друга в области  $\mathcal{R}$ ; внешних факторов  $\mathcal{E}$ , которые заданы; параметров вида схемы объекта  $\mathcal{G}$ . Пусть  $\mathcal{F}$  — функция качества объекта;  $\mathcal{L}$  — некоторая совокупность характеристик объекта, на которые могут быть наложены ограничения, внешние по отношению к



объекту. Зависимости

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}(\mathbf{u}, \mathcal{E}, \mathcal{G}); \quad \mathcal{L} = \mathcal{L}(\mathbf{u}, \mathcal{E}, \mathcal{G}), \quad \mathbf{u} \in \mathcal{R}$$

назовем математической моделью объекта. Эти зависимости иногда могут быть выражены аналитически, но чаще всего — в виде программы на ЭЦВМ. С помощью этой программы (программной модели) задание совокупности  $\mathbf{u}, \mathcal{E}, \mathcal{G}$  однозначно определяет значения  $\mathcal{F}, \mathcal{L}$ . Однозначность  $\mathcal{F}$  и  $\mathcal{L}$  следует из того, что эти величины имеют определенный физический смысл.

Программная модель реактора должна удовлетворять некоторым общим требованиям. Главное из них — содержательность модели: она должна объяснять известные факты и предсказывать новые явления. Если с помощью модели мы стремимся эскизно описать поведение реального объекта, то, по-видимому, не следует требовать очень точного совпадения модельных расчетов с экспериментальными данными. Гораздо важнее, чтобы благодаря сравнительной простоте модели достигались ее наглядность и возможность усовершенствования.

Модель для комплексной оптимизации объекта должна быть, с одной стороны, достаточно лаконичной, поскольку в процессе оптимизации приходится многократно к ней обращаться. Обычно требуется, чтобы расчет одного варианта занимал на ЭЦВМ не более нескольких секунд. С другой стороны, модель должна быть достаточно точной, основанной на современных методиках расчета, охватывать все многообразие связей внутри объекта. Это противоречит предыдущему требованию, следовательно, необходимо искать компромиссное решение.

Поскольку каждая модель может служить звеном в более общей модели, необходимо соблюдать определенные требования к ее оформлению, объему и форме входной и выходной информации. Конкретная постановка задачи предопределяет форму и содержание модели. Ядерный реактор — один из наиболее крупных узлов АЭС, и в соответствии с принятой систематикой [2] модель реактора находится на нижнем уровне иерархии моделей в системе ядерной энергетики. Тем не менее влияние модели реактора на результаты оптимизации всей системы огромно. Именно реактор определяет расход природных ресурсов ядерного топлива, в зна-

чительной степени влияет на капиталовложения в ядерную энергетику и их структуру.

Модели реакторов, рассматриваемые в данной книге, предназначены в основном для решения следующих задач:

- исследования влияния различных конструкционных, технологических, компоновочных параметров активной зоны и зон воспроизводства на характеристики топливного цикла АЭС;

- проверки различных гипотез, возникающих при разработке реактора и АЭС;

- определения потенциальных возможностей данного типа реактора по различным показателям эффективности его работы;

- анализа влияния внешних условий на показатели АЭС;

- анализа влияния неопределенности исходных данных по ядерно-физическим, теплофизическим, прочностным и другим свойствам материалов на оптимальную конструкцию реактора;

- оценки изменения характеристик реактора и АЭС при необходимости отхода от оптимальных параметров;

- комплексной оптимизации реактора;

- использования в качестве модуля более общей модели.

## Глава 1. ОБЩАЯ МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РЕАКТОРА

### 1.1. ПРИНЦИПИАЛЬНЫЕ КОНСТРУКЦИОННЫЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ СОВРЕМЕННЫХ РЕАКТОРОВ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ С НАТРИЕВЫМ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕМ

Интенсивные проектно-конструкторские разработки по энергетическим реакторам на быстрых нейтронах в нашей стране и за рубежом ведутся с начала 60-х годов. Рассматривая в ретроспективе развитие этих работ, можно отметить действие следующих тенденций:

постепенное сосредоточение усилий разработчиков практически на одном типе реактора на быстрых нейтронах — реакторе с натриевым теплоносителем и окисным топливом в оболочке из нержавеющей стали;

постоянное увеличение единичной мощности разрабатываемых энергоустановок с реакторами на быстрых нейтронах и мощности отдельных агрегатов;

периодическая переоценка возможностей реакторов на быстрых нейтронах по воспроизводству ядерного горючего и места этих реакторов в энергетике.

На первых этапах исследовались разнообразные варианты реакторов, различающихся по виду теплоносителя, топливным материалам, конструкции активной зоны и т. д. Многие из этих вариантов прошли опытно-экспериментальную проверку. Например, в реакторе «Энрико Ферми» (США) использовался в качестве топлива легированный металлический уран в циркониевой оболочке. В реакторе DFR (Великобритания) теплоносителем первоначально служил сплав натрия-калий, оболочки твэлов были изготовлены из ванадия и т. д. В результате многочисленных исследовательских, опытно-экспериментальных и конструкторских работ сложился в основном один тип реактора, который с относительно небольшими видоизменениями разрабатывается сейчас во многих странах.

Интересно отметить, что советская программа развития реакторов на быстрых нейтронах с самого начала была ориентирована именно на этот тип реактора. Основные конструкционные и технологические принципы пер-

вого советского экспериментального реактора на быстрых нейтронах БР-5 без существенных изменений были перенесены на первый в мире промышленно-энергетический реактор БН-350 и сохраняются при дальнейшем развитии отечественных реакторов на быстрых нейтронах. В этом большая заслуга первого научного руководителя проблемы реакторов на быстрых нейтронах в СССР А. И. Лейпунского.

Указанные принципы определяются главной задачей на современном этапе: созданием надежного энергетического реактора, на базе которого можно было бы развернуть широкое строительство реакторов на быстрых нейтронах и обеспечить атомную энергетику топливными ресурсами. Решение этой задачи требует сосредоточения усилий многих коллективов в одном направлении. Определенное влияние на выработку концепции реакторов на быстрых нейтронах оказывают международное сотрудничество, обмен опытом разработки, сооружения и эксплуатации первых энергетических установок с такими реакторами.

В табл. 1.1 представлены основные конструкционные и технологические решения, которые лежат в основе почти всех реакторов на быстрых нейтронах, намеченных к сооружению в ближайшие годы. Каждое из перечисленных решений принято в результате тщательного сопоставления присущих ему преимуществ и недостатков. Перечислим некоторые из них.

Свободное расположение сборок в реакторе — наиболее простое конструкционное решение, обеспечивающее надежное проведение перегрузочных операций; при этом отрицательный мощный эффект реактивности вызывается прогибом твэлов из-за неравномерного распределения тепловыделения по радиусу реактора. Недостатки свободного расположения сборок: необходимость дополнительного увеличения объема активной зоны, а значит, и загрузки горючего, возможность сближения сборок под действием внешних сил и, как следствие, введение положительной реактивности. В реакторе «Клинч-Ривер» (CRFBR) предусмотрено гидравлическое устройство, сжимающее сборки к центру реактора при его работе и освобождающее их при перегрузке. Промежуточное решение применяется в английских реакторах PFR и CFDR, где сборки объединяются в группы по семь или девять штук. Внутри каждой груп-

**Принципиальные конструкционные и технологические решения современных реакторов на быстрых нейтронах**

Содержание решения	Исключение
<p>Топливные сборки свободно стоят в напорном коллекторе</p> <p>Сборка твэлов шестигранной формы; кожух рассчитан на внутреннее давление, равное поперечному давлению теплоносителя в реакторе</p> <p>Расстояние между соседними сборками больше или равно максимальной неупругой деформации пакета к концу кампании</p> <p>Тепловыделяющий элемент цилиндрической формы; оболочка элемента — нержавеющая сталь</p> <p>Топливо — окись урана или смесь окислов урана и плутония</p> <p>Материал торцевых зон воспроизводства (обедненный уран) размещен в той же оболочке, что и материал активной зоны</p> <p>Твэл герметичный, полость для сбора газообразных продуктов деления расположена перед нижним торцевым экраном (по ходу теплоносителя)</p> <p>Активная зона — уплощенный цилиндр с однородным объемным составом (исключая ячейки для органов управления)</p> <p>Выравнивание поля тепловыделения в активной зоне — с помощью двух зон разного обогащения</p> <p>Изменение реактивности за время между перегрузками компенсируется с помощью стержней из естественного карбида бора</p> <p>Активная зона и зоны воспроизводства охлаждаются натрием, текущим снизу вверх</p>	<p>CRFBR (США), частично PFR и CFDR (Великобритания)</p> <p>БН-350</p> <p>БН-350 (частично)</p> <p>БН-350, БН-1600</p>

пы периферийные сборки периодически поджимаются к центральной при помощи торсионов, установленных в хвостовиках.

Шестигранная форма сборки соответствует наиболее рациональному использованию объема активной зоны. При компоновке твэлов в шестигранные сборки объемные доли дополнительных конструкционных материалов (кожух сборки) и теплоносителя (в за-

зорах между сборками) минимальны. Набор шестигранных сборок наиболее устойчив к различным перемещениям топлива под действием внешних сил и связанных с этим нежелательных изменений реактивности. Кожух сборки рассчитан на перепад давления между входом и выходом реактора. Благодаря этому удобно осуществлять гидравлическое профилирование для повышения температуры теплоносителя на выходе из реактора. Применение прочного кожуха приводит, однако, к необходимости иметь в активной зоне дополнительное количество нержавеющей стали, ухудшающей баланс нейтронов в реакторе.

Зазоры между сборками выбираются из условия обеспечения сборки активной зоны и боковой зоны воспроизводства без заметных усилий и отсутствия значительных силовых взаимодействий сборок при их распухании и изменении формы, соответствующих проектному выгоранию топлива. Обычно предполагается, что допустимо касание соседних сборок без силового взаимодействия между ними при самом худшем сочетании условий их работы к концу срока службы.

Один из наиболее ответственных элементов реактора — твэл. Оболочка твэла должна вмещать наибольшее количество топливной композиции, обеспечивать интенсивный теплосъем, содержать наименьшее количество конструкционного материала и служить надежным барьером против распространения радиоактивных продуктов деления в проектных условиях работы реактора. Эти условия включают достижение высокой глубины выгорания, а следовательно, и значительного давления на оболочку со стороны топлива. В наибольшей степени всем указанным требованиям удовлетворяет цилиндрическая оболочка из жаропрочной нержавеющей стали. В области быстрых нейтронов отсутствуют аномально высокие сечения поглощения. Поэтому для реакторов на быстрых нейтронах значительно шире выбор конструкционных материалов, пригодных по условиям баланса нейтронов для применения в активной зоне. Изменение состава оболочек незначительно меняет загрузку горючего и коэффициент воспроизводства. Вполне допустимо применять сплавы с большим содержанием никеля и хрома. Ниобий и молибден в количестве, характерном для обычно применяемых марок сталей, не вызывают слишком больших потерь нейтронов.

Самое существенное влияние на спектр нейтронов и на нейтронно-физические характеристики реактора оказывает топливная композиция, которая состоит из собственно ядерного горючего (основного делящегося изотопа) и разбавителя, который необходим для того, чтобы с этого горючего можно было снять определенное количество тепла. Основным ядерным горючим для реакторов на быстрых нейтронах следует считать плутоний. В качестве разбавителя обычно используются  $^{238}\text{U}$  и его соединения — сырье для производства плутония. Кроме того, и сам уран довольно эффективно делится в жестком спектре нейтронов активной зоны реактора. Поэтому чем больше ядер урана в топливной композиции и чем меньше в ней ядер других элементов, смягчающих спектр нейтронов, тем выше коэффициент воспроизводства ядерного горючего. С этой точки зрения наиболее подходящей топливной композицией был бы сплав металлического плутония с металлическим ураном. Однако такое топливо не позволяет достичь значительного удельного теплосъема в активной зоне в сочетании с высокой средней температурой теплоносителя и большой глубиной выгорания, что является непременным условием для энергетического реактора на быстрых нейтронах. Необходимо найти компромисс между требованием высокой плотности по урану и требованием хороших технологических качеств топливной композиции. Такое компромиссное решение на современном этапе развития энергетических реакторов — использование окисного топлива. В активную зону загружается окись обогащенного урана или смесь окислов урана и плутония, а в зоны воспроизводства (экраны) — окись обедненного урана.

Размещение таблеток обедненной окиси урана в одной цилиндрической оболочке с таблетками топлива активной зоны имеет следующие преимущества: 1) хорошую технологичность и простоту изготовления твэлов для тепловыделяющих сборок (ТВС) активной зоны; 2) отсутствие конструкционной прослойки между активной зоной и торцевой зоной воспроизводства из материалов, замедляющих и поглощающих нейтроны; 3) возможность вынесения полости для сбора газообразных продуктов деления за нижнюю торцевую зону воспроизводства, что обеспечивает глубокое выгорание.

Недостаток такой компоновки торцевых зон воспроизводства — дополнительные гидравлические потери по сравнению с размещением топливной композиции и обедненной окиси урана в отдельных трубках разного диаметра и несколько меньшая объемная доля окиси в торцевой зоне воспроизводства в первом варианте.

Активная зона имеет вид сильно уплощенного цилиндра. Отношение диаметра к высоте (уплощение) составляет обычно несколько единиц. Выбор этой величины связан с учетом противоположных тенденций, поскольку увеличение уплощения при неизменном объеме активной зоны вызывает рост критической массы горючего, с одной стороны, и улучшает теплогидравлические характеристики реактора, с другой. Обычно стремятся, чтобы в сечении, перпендикулярном к движению теплоносителя, граница активной зоны была близка к окружности. Это интуитивно объясняется следующими соображениями: круглый цилиндр имеет наименьшую поверхность при заданном объеме, следовательно, экономит критическую массу горючего; для активной зоны можно точнее рассчитать поле тепловыделения с помощью простых одномерных программ; в круглом цилиндре неравномерность поля тепловыделения меньше при прочих равных условиях. Указанные доводы в общих чертах справедливы. Однако следует высказать некоторые оговорки к этим соображениям. Длина миграции нейтронов в реакторе на быстрых нейтронах составляет 15—20 см. Для больших и сильно уплощенных активных зон эта величина много меньше радиуса цилиндра, следовательно, определенное отступление от идеальной формы вполне допустимо.

Физические исследования во время пуска реактора БН-350 [85] показали, что реактивность, вносимая ТВС активной зоны на ее границе, определяется не столько расстоянием сборки от центра, как это предсказывают одномерные программы расчета, сколько ближайшим окружением ТВС. По-видимому, и тепловыделение в ТВС будет сильно зависеть от этого фактора.

При переходе от небольших экспериментальных реакторов к энергетическим была понята и обоснована целесообразность выравнивания поля тепловыделения с помощью профилирования концентрации ядерного горючего по радиусу активной зоны. Один из самых простых



способов выравнивания, дающий хорошие результаты, — это использование в однородной по объемному составу активной зоне двух областей с топливом разного обогащения. Важнейшее преимущество этого способа перед другими заключается в простоте реализации: разрабатывается и изготавливается всего один вид твэла и сборки (не считая небольших конструкционных отличий в концевых деталях). В способе выравнивания двухзонным обогащением горючего сохраняется большая объемная доля топливной композиции по всей активной зоне. Целесообразность использования этого способа выравнивания для реактора на быстрых нейтронах обосновал М. Ф. Троянов в начале 60-х годов. В настоящее время такой способ принят во всех проектах советских и зарубежных энергетических реакторов подобного типа.

Большинство зарубежных конструкторских фирм, проектирующих реакторы на быстрых нейтронах, отдали предпочтение способу компенсации с помощью стержней на основе традиционных поглощающих материалов, таких, как карбид бора. Эти стержни имеют небольшую массу, высокую удельную эффективность, допускают высокие скорости перемещения. В СССР поглощающие стержни из  $B_4C$  (или окиси европия) приняты для БН-600. Недостаток способа компенсации стержнями из карбида бора — некоторая потеря в воспроизводстве ядерного горючего за счет непроизводительного захвата нейтронов поглощающим материалом. В советских проектах реакторов на быстрых нейтронах воспроизводству ядерного горючего всегда уделялось большое внимание. Поэтому для реактора БН-350 и перспективного реактора БН-1600 принята система компенсации с помощью стержней из топливных композиций. Поскольку нельзя решительно отдать предпочтение той или иной системе, выбор борной или топливной композиции остается предметом оптимизационных расчетов.

Если общие конструкционные принципы энергетических реакторов на быстрых нейтронах, развиваемые в разных странах, примерно одинаковы, то конкретные решения по выбору параметров активной зоны и энергетической установки в целом довольно сильно отличаются друг от друга (табл. 1.2).

Одно из самых существенных отличий советских реакторов от зарубежных состоит в значительно большем содержании топливной композиции в активных зонах.

## Основные характеристики энергетических реакторов на быстрых нейтронах

Характеристика	БН-350 (СССР)	БН-600 (СССР)	«Феникс» (Франция)
Начало эксплуатации, год	1973	1980	1974
Тепловая мощность, МВт	1000	1470	563
Электрическая мощность, МВт	150*	600	250
Средняя теплонапряженность активной зоны, МВт/м <sup>3</sup>	480	470	406
Температура натрия на входе в реактор, °С	300	377	396
Средний подогрев натрия в реакторе, °С	200	173	164
Отношение диаметр/высота для активной зоны, м/м	1,5/1,06	2,0/0,75	1,39/0,85
Объемный состав активной зоны, %:			
топливо	46	44	36
натрий	32	33	36
нержавеющая сталь	22	23	28
Размер ТВС «под ключ», мм	96	96	123,7
Диаметр твэла, мм	6,1	6,9	6,6
Количество твэлов в ТВС	169	127	217
Максимальная линейная мощность, кВт/м	44	53	43
Расход теплоносителя через активную зону реактора, кг/с	3900	6700	2700
Температура теплоносителя, °С:			
на выходе из теплообменника	453	518	543
на входе в теплообменник	273	328	343
Компоновка оборудования первого контура	Петлевая	Баковая	Баковая
Температура питательной воды, °С	160	240	246
Давление и температура острого пара, МПа/°С	4,9/435	13,7/505	16/510
Наличие промежуточного перегрева и способ осуществления	Нет	Горячим натрием	Горячим натрием

\* Кроме того, выработка пресной воды.

\*\* Верхняя цифра соответствует активной зоне реактора «Марк-1а», нижняя —

Таблица 1.2

	«Супер-Феникс» (Франция)	PFR (Велико-британия)	CFDR (Велико-британия)	SNR (ФРГ)	CRFBR (США)	MONJU (Япония)
	1983	1974	1985	1981	1982	1993
	3000	600	3200	736	975	714
	1200	250	1300	300	350	300
	290	380	380	400	380	273
	380	394	370	377	388	397
	165	156	170	169	147	132
	3,66/1,0	1,47/0,91	2,9/1,0	1,78/0,95	1,88/0,91	1,79/0,93
СТАБЛ	34	36	36	31	34	34
	34	42	40	50	40	40
	32	22	24	19	26	26
	170	140,2	140,2	120	120	—
	8,65	5,8	5,8	$\frac{6,1^{**}}{7,6}$	5,8	6,5
	271	325	325	$\frac{166}{127}$	217	169
	45	48	48	$\frac{38}{49}$	41,6	37
	15700	2900	15000	3400	5200	3670
	525	526	510	521	502	510
	345	356	335,5	328	344	320
	Баковая	Баковая	Баковая	Петлевая	Петлевая	Петлевая
	235 18/490	275 15,9/513	230 15,7/486	252 16,2/495	232 10/483	240 12,9/483
Острым паром	Горячим натрием	Паром после ЦВД	Острым паром	Нет	Горячим натрием	

Разница в объемной доле топлива достигает 25% и компенсируется в основном соответствующим изменением объемной доли натрия. При прочих равных условиях увеличение содержания окиси урана в реакторе дает выигрыш в коэффициенте воспроизводства, как полном, так и внутреннем (активной зоны).

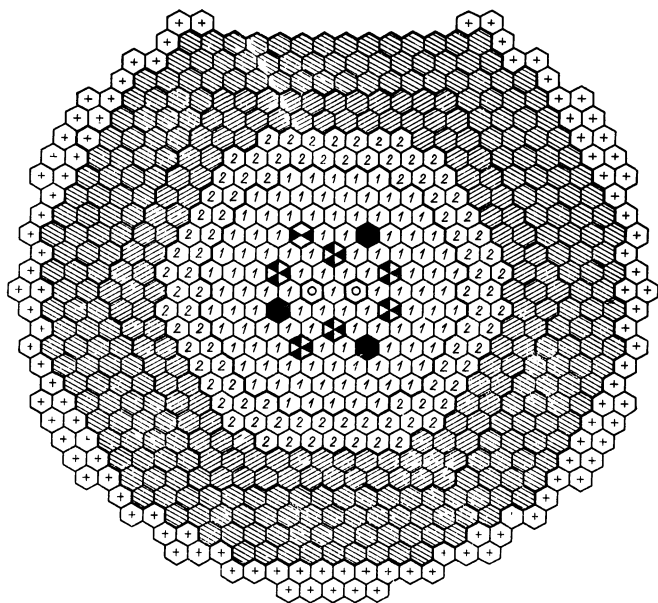
Большая доля топливной композиции достигается за счет более тесного расположения твэлов в решетке. Это приводит, в свою очередь, к уменьшению проходного сечения для теплоносителя и повышению гидравлического сопротивления трения. За большее содержание топлива приходится расплачиваться либо уменьшением высоты активной зоны, либо увеличением среднего подогрева теплоносителя в реакторе. Для перечисленных в табл. 1.2 реакторов самый низкий подогрев (145° С, CRFBR) отличается от самого высокого (БН-350) более чем на 30%.

Температура натрия первого контура на выходе во всех реакторах находится в пределах 520—560° С (исключение составляет БН-350). Как правило, повышение температуры натрия на выходе связано с уменьшением подогрева в реакторе или с повышением температуры оболочки твэлов.

Общая тенденция проектирования — снижение средней теплонапряженности активной зоны при повышении мощности реактора. В большинстве проектов средняя теплонапряженность не ниже 350 МВт/м<sup>3</sup>. Исключение — французский реактор «Супер-Феникс». Более низкая теплонапряженность активной зоны в этом реакторе объясняется выбором диаметра твэлов (8,65 мм), значительно большего, чем в других реакторах. В последующих за «Супер-Фениксом» реакторах на быстрых нейтронах предполагается вернуться к твэлам меньшего диаметра (как в «Фениксе»). При сохранении традиционной компоновки активной зоны во всех странах-разработчиках проявляется стремление к увеличению диаметра твэлов в последующих проектах энергетических реакторов на быстрых нейтронах.

На рис. 1.1—1.3 показаны компоновки активных зон некоторых реакторов на быстрых нейтронах. Следует отметить, что они существенно различаются расположением органов управления, соотношением числа ТВС активной зоны и радиальной зоны воспроизводства, общим количеством ТВС, находящихся в реакторе.

В реакторе БН-350 органы управления сосредоточены в сравнительно небольшой области в центре активной зоны и разбиты по функциональному назначению на



- |                                 |                              |                       |                           |
|---------------------------------|------------------------------|-----------------------|---------------------------|
| ТВС активной зоны               | внешняя зона воспроизводства | стержень РС           | температурный компенсатор |
| внутренняя зона воспроизводства | хранилище отработанных ТВС   | компенсатор выгорания | стержень АЗ               |

Рис. 1.1. Активная зона реактора БН-350

четыре группы: аварийной защиты, автоматического регулирования, температурной компенсации и компенсации потерь на выгорание. Каждая группа отличается конструктивно; соответственно ячейки активной зоны, занимаемые органами управления, имеют разный состав. В реакторе «Супер-Феникс» большая часть органов управления размещена на границе зон разного обогащения.

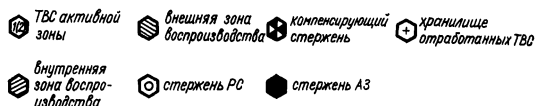
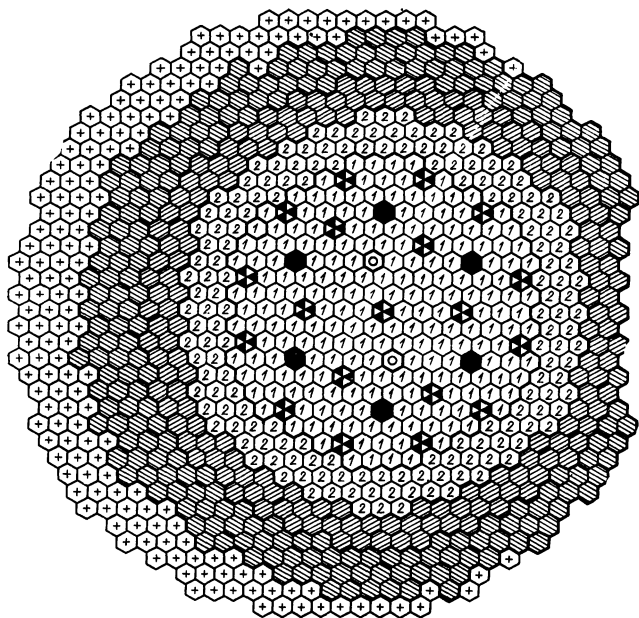
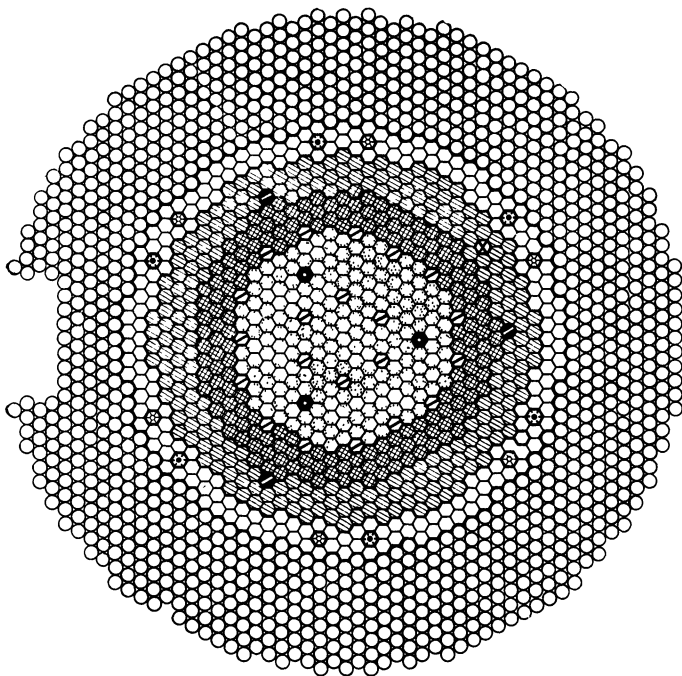


Рис. 1.2. Активная зона реактора БН-600

В реакторах «Феникс» и «Супер-Феникс» эффективная толщина радиальной зоны воспроизводства составляет 0,3—0,4 м; в реакторах БН-350 и БН-600 она равна 0,5—0,6 м. На периферии радиальной зоны воспроизводства БН-350 и БН-600 находится внутреннее хранилище, куда ставятся для предварительной выдержки ТВС активной зоны, достигшие предельного выгорания. В других реакторах хранилище находится вне реактора (рис. 1.4).

Общее количество ТВС, находящихся в реакторе, определяется его мощностью, средней теплонапряженностью активной зоны, принятой толщиной радиальной зоны воспроизводства, наличием внутриреакторного хранилища и размером шестигранной ТВС под ключ. В



- |                                     |  |
|-------------------------------------|--|
| ⊗ 193 ТВЭЛ зоны малого обогащения   | ● 3 нейтронных вывода                        |
| ⊗ 171 ТВЭЛ зоны большого обогащения | ⊗ 197 сборок стального отражателя            |
| ⊗ 21 стержень управления            | ○ 1076 сборок стальной защиты                |
| ● 3 стержня АЗ                      | ⊗ 6 ячеек хранилища зоны малого обогащения   |
| ⊗ 233 сборки зоны воспроизводства   | ⊗ 6 ячеек хранилища зоны большого обогащения |

Рис. 1.3. Активная зона реактора «Супер-Феникс»

первых энергетических реакторах на быстрых нейтронах размер ТВЭЛ под ключ равен 96 мм. Для последующих, более мощных, реакторов размеры ТВЭЛ решено увеличить, чтобы уменьшить число операций при перегрузочных работах. Длина ТВЭЛ определяется высотой активной зоны, толщиной торцевых зон воспроизводства, высотой полости твэлов для сбора газообразных продуктов деления и, кроме того, наличием или отсутствием специальной радиационной защиты для снижения нейтронного потока на центральную колонну реак-

тора. В БН-350 и БН-600, например, такая защита не предусмотрена.

Параметры активной зоны тесно связаны с технологической схемой и параметрами АЭС в целом. Для всех

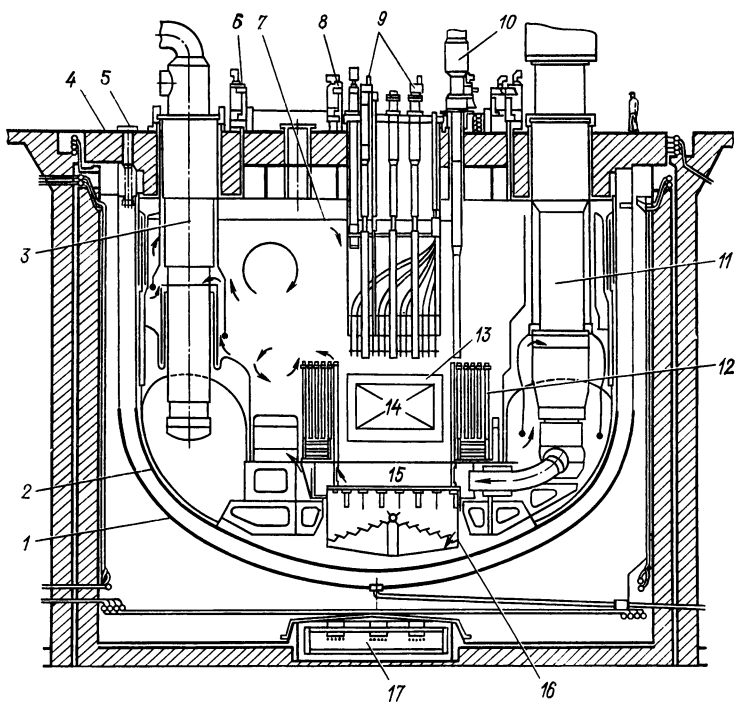


Рис. 1.4. Реактор «Супер-Феникс»:

1 — страховочный корпус; 2 — основной корпус; 3 — промежуточный теплообменник; 4 — верхняя нейтронная защита; 5 — контроль утечки; 6 — большая поворотная пробка; 7 — уровень натрия; 8 — малая поворотная пробка; 9 — механизмы регулирующих стержней; 10 — механизм перегрузки; 11 — главный циркуляционный насос; 12 — боковая нейтронная защита; 13 — боковая зона воспроизводства; 14 — активная зона; 15 — напорная камера; 16 — защитный коллектор; 17 — ионизационные камеры

существующих и проектируемых натриевых энергетических реакторов принята трехконтурная схема теплоотвода. Натрий первого контура передает тепло в промежуточном теплообменнике (ПТО) натрию второго контура, а тот в парогенераторе (ПГ) — воде и пару



третьего контура. Другие варианты, например без промежуточного контура, а также варианты с заменой рабочих тел во втором и третьем контурах проработаны значительно слабее.

На рис. 1.5—1.7 изображены три характерные технологические схемы основных контуров и приведены некоторые параметры теплоносителей.

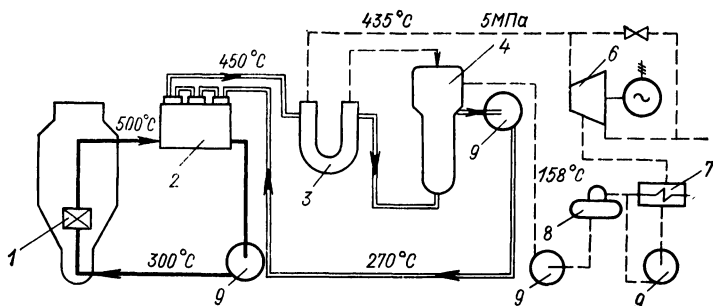


Рис. 1.5. Технологическая схема АЭС БН-350:

1 — активная зона; 2 — промежуточный теплообменник; 3 — пароперегреватель; 4 — испаритель; 5 — промежуточный пароперегреватель; 6 — турбогенератор; 7 — конденсатор; 8 — деаэрактор; 9 — насос; 10 — подогреватель высокого давления

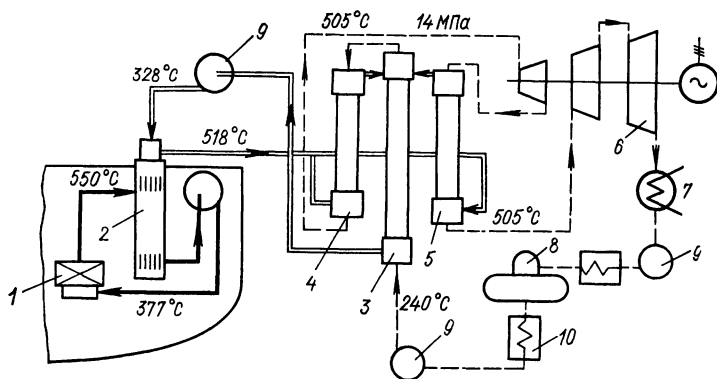


Рис. 1.6. Технологическая схема АЭС БН-600 (обозначения см. на рис. 1.5)

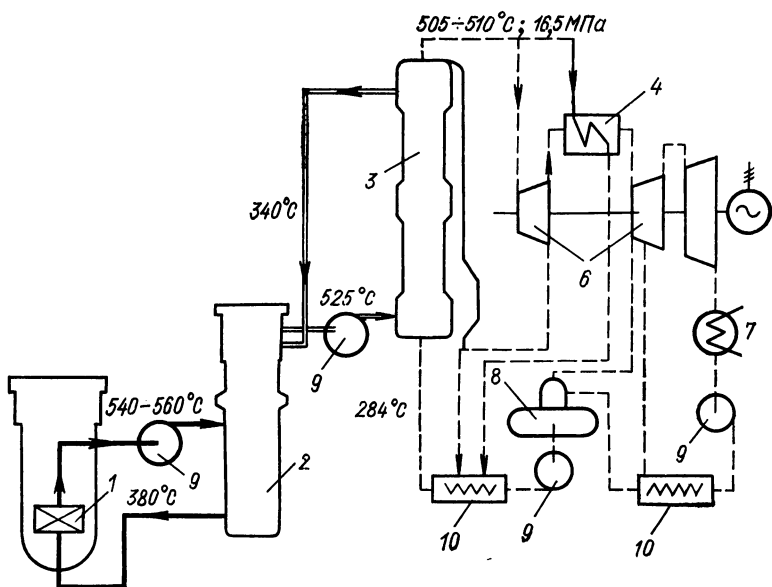


Рис. 1.7. Технологическая схема SNR-300 (обозначения см. на рис. 1.5)

В первом мощном энергетическом реакторе БН-350 (см. рис. 1.5) параметры теплоносителя были выбраны с большой осторожностью, гарантирующей надежную и безопасную работу АЭС. На рисунке представлена одна петля из шести аналогичных. Общим элементом для петель первого контура является реактор. Насосы первого контура работают на общий напорный коллектор, в котором натрий распределяется по активной зоне, боковой зоне воспроизводства и частично идет на охлаждение корпуса реактора. Натрий второго контура, получив тепло в ПТО, проходит последовательно пароперегревательные и испарительные секции ПГ и поступает на всас циркуляционного насоса второго контура. Питательная вода третьего контура поступает в испарительную секцию ПГ, где вырабатывается насыщенный пар, который затем перегревается до 435°С и под давлением 4,9 МПа направляется в турбины.

При выборе параметров АЭС БН-600 (см. рис. 1.6) наряду с эксплуатационной надежностью реактора

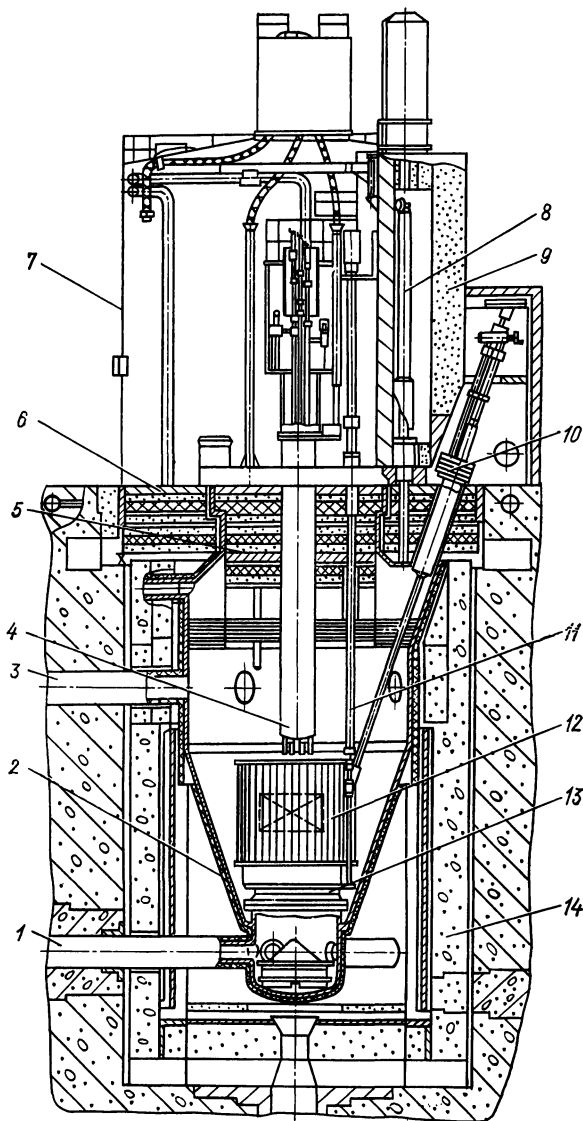
большое внимание было уделено экономической эффективности энергетической установки. Принята трехпетлевая схема передачи тепла от ПТО к ПГ. Мощность каждой петли равна  $1/3$  тепловой мощности установки. Основное отличие данной схемы от предыдущей — промежуточный перегрев пара теплоносителем второго контура. Во втором контуре горячий натрий проходит двумя параллельными потоками через основной и промежуточный пароперегреватели, затем смешивается и поступает в испаритель. Питательная вода поступает в испарительную секцию ПГ, где происходит испарение и небольшой перегрев пара, а затем перегревается и подается в цилиндр высокого давления турбины. После цилиндра высокого давления пар направляется в промежуточный перегреватель ПГ, где перегревается до температуры острого пара и поступает в цилиндр среднего давления.

Промежуточный перегрев пара предполагается в большинстве проектов АЭС с реакторами на быстрых нейтронах. Обычно он осуществляется с помощью тепла натрия второго контура, выходящего из ПТО. В некоторых проектах принят промежуточный перегрев с помощью острого пара. Для примера можно привести технологическую схему SNR-300 (см. рис. 1.7). Часть острого пара направляется в промежуточный перегреватель между цилиндрами высокого и среднего давления.

Определенное влияние на выбор конструкции активной зоны и зон воспроизводства может оказать компоновка оборудования первого контура, а также схема перегрузки топлива. В настоящее время получили развитие как петлевые, так и интегральные компоновки. Типичной компоновкой первого типа можно считать компоновку БН-350 (рис. 1.8), а второго типа — БН-600 (рис. 1.9).

Один из отличительных признаков петлевой компоновки — сравнительно небольшой корпус реактора. Диаметр корпуса определяется размерами активной зоны, радиальной зоны воспроизводства, тепловой и радиационной защиты стенок корпуса, а также компоновкой механизмов перегрузки топливных ТВС.

В интегральной компоновке все основное оборудование и теплоноситель первого контура размещены в одном баке. Размеры бака определяются размерами и компоновкой ПТО, циркуляционных насосов, а также



**Рис. 1.8.** Разрез реактора БН-350:

1 — напорный трубопровод; 2 — корпус; 3 — сливной трубопровод; 4 — центральная колонна; 5 — поворотные пробки; 6 — верхняя неподвижная защита; 7 — защитный колпак; 8 — механизм передачи ТВС; 9 — передаточный бокс; 10 — элеватор; 11 — механизм перегрузки ТВС; 12 — активная зона; 13 — напорный коллектор; 14 — боковая защита

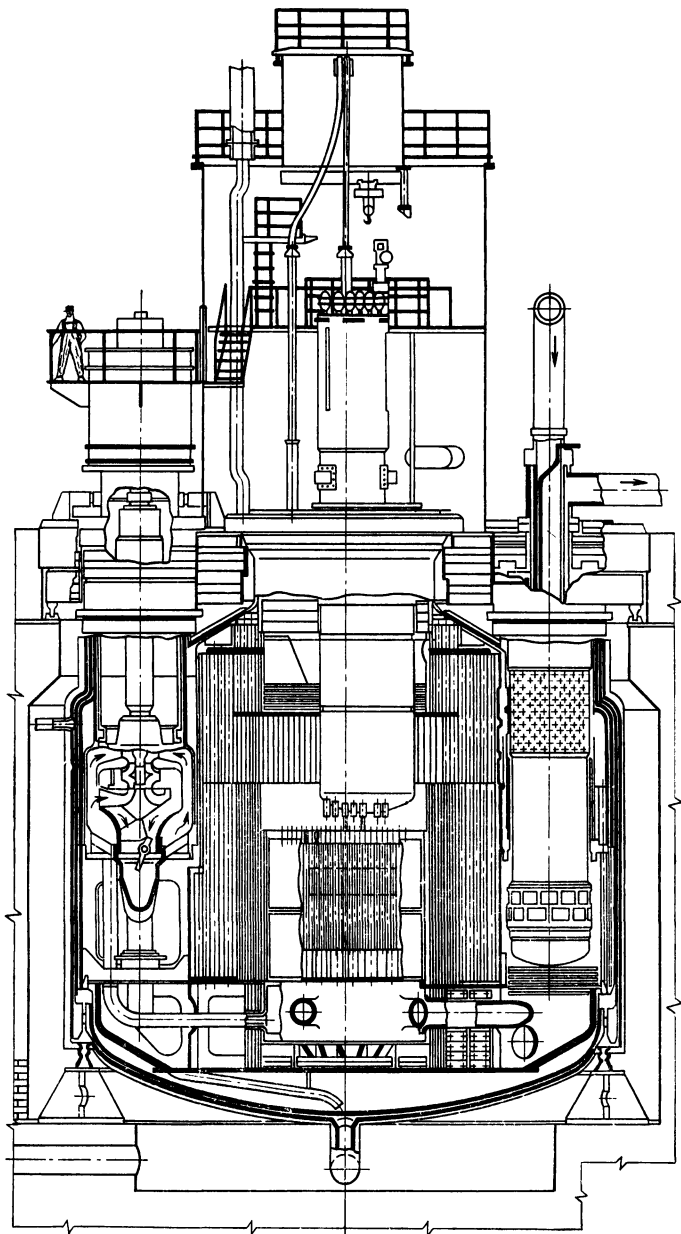


Рис. 1.9. Разрез реактора БН-600

способом радиационной защиты теплоносителя второго контура. Оптимизация активной зоны и характеристик оборудования первого контура позволяет свести к минимуму размеры бака. Более ясное представление о преимуществах и недостатках каждого вида компоновки даст опыт сооружения и эксплуатации реакторов БН-350 и БН-600.

## 1.2. СОСТОЯНИЕ РАЗРАБОТОК МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ РЕАКТОРОВ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ

Современные разработки, посвященные математическому моделированию реакторов на быстрых нейтронах, охватывают:

постановку задачи, которая должна быть решена посредством использования модели;

подготовку исходных данных;

разработку математической модели, т. е. выбор управляющих параметров и критерия качества, четкое формальное описание рассматриваемого объекта с заданной точностью;

математические аспекты поиска оптимального решения;

исследования на модели.

Рассмотрим подробнее первую часть проблемы, поскольку именно постановка задачи определяет степень сложности модели. Постановка многих проектных задач не требует обязательного построения подробных оптимизационных моделей. Это, как правило, задачи оптимизации по натуральным, имеющим очевидный физический смысл показателям эффективности при числе управлений не более двух. Они могут быть решены с использованием стандартного математического обеспечения ЭВМ и проектных программ расчета реактора.

Рассмотрим вначале модели и методы поиска экстремума, которые представляются наиболее перспективными в этих задачах, разделив их на два класса: временные и пространственные.

**Временные задачи.** Временные задачи оптимизации применительно к реакторам на быстрых нейтронах формулируются обычно как задачи нахождения наилучшего в некотором смысле режима перегрузок топлива или оптимальной схемы перемещения регулирующих

стержней. Это означает, что оптимизируется некоторая характеристика поведения реактора во времени при заданных или фиксируемых значениях пространственных координат управляющих параметров\*.

Выделим два типа перегрузок: в переходном периоде (от физического пуска реактора до выхода на стационарный или равновесный по топливу режим) и в стационарном режиме. Если выбор режима перегрузок в переходном периоде довольно широк и зависит от многих факторов (возможности движения границ активной зоны, наличия топлива с обогащением, отличающимся от принятых для стационарного режима, тепло-технических ограничений, использования дополнительных компенсаторов реактивности, емкости хранилища отработанных ТВС), то в стационарном режиме выбор ограничен. В стационарном режиме применяются лишь равномерно-частичная схема перегрузок, схема с перестановками или их сочетания. Таким образом, наибольший практический интерес представляет оптимизационная задача организации перегрузок топлива для выхода на стационарный режим работы реактора.

Численная реализация задачи в такой постановке осуществлена В. В. Хромовым, А. А. Кашутиным [3] с помощью аппарата теории возмущений, развитого для задач выгорания топлива [4]. В программном комплексе для оптимизации режимов перегрузок реакторов на быстрых нейтронах ЭКСПОКАР используется малогрупповая диффузионная модель в одномерной геометрии. Решение ищется методом последовательной линеаризации [5] при заданных мощности реактора, числе перегрузок за рассматриваемый период и законе перемещения топлива.

Другая важная временная задача — оптимизация перемещения поглотителей в процессе кампании — рассматривалась Тернеем и Фенехом [6] с помощью метода динамического программирования [7]. Была получена схема перемещения двух групп регулирующих стерж-

---

\* Строго говоря, такое определение не совпадает с принятым для реакторов на тепловых нейтронах [13], согласно которому к временным относятся задачи оптимизации поведения реактора как целого во времени. Математический аппарат моделирования в таких задачах развит достаточно хорошо [см. 10, 11]. Однако подобная постановка характерна для задач, возникающих не на стадии проектирования, а в процессе эксплуатации реактора.

ней в двухзонном цилиндрическом реакторе. Перемещение стержня в процессе кампании рассматривается как многоэтапный процесс из условия достижения критичности в конце каждого из этапов. Наглядно процесс показан на рис. 1.10. Состояния  $S_n$  определяются со-

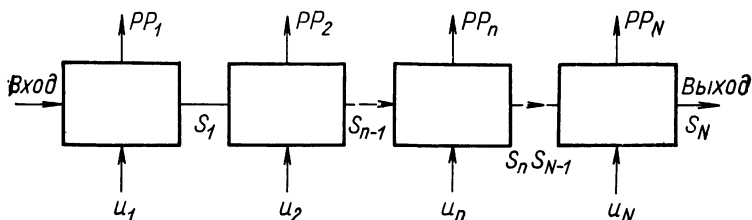


Рис. 1.10. Схема перемещения регулирующих стержней

ставами материалов, концентрацией, количеством и распределением поглотителя. Задача заключается в выборе таких перемещений  $u_n$ , которые минимизируют максимальную удельную мощность за время работы реактора.

Рекуррентный алгоритм динамического программирования записывается следующим образом:

$$r_n(S_n) = \min_{u_n \in R} \{ \max [r_{n-1}(S_n); PP_n(S_n, u_n)] \}, \quad (1.1)$$

где  $r_n(S_n)$  — минимум максимальной удельной мощности на  $n$  этапах;  $PP_n$  — максимальная удельная мощность;  $S_0$  — начальное состояние реактора.

Алгоритм (1.1) определяет оптимальную последовательность перемещения  $u_1, u_2, \dots, u_n$ , а также соответствующую последовательность оптимальных состояний  $S_1, S_2, \dots, S_n$ , удовлетворяющую ограничениям и минимизирующую удельную мощность на  $n$  этапах.

Полученные методом динамического программирования перспективные схемы движения регулирующих стержней (или режимы перегрузок топлива) могут служить основой для выбора режима эксплуатации конкретных вариантов энергетических установок после детального исследования с помощью точных методов нейтронно-физического расчета.

Матода и Каваия [8, 9] предложили метод оптимизации временного поведения регулирующих стержней из



условия максимизации глубины выгорания, в отличие от предыдущего случая не требующий большого объема оперативной памяти для хранения информации о последовательности состояний  $S_1, S_2, \dots, S_n$ . Метод состоит в геометрическом исследовании аппроксимационных зависимостей критичности и распределения топлива и поглотителя, удельной мощности и глубины выгорания от схемы перемещения регулирующих стержней. Идея метода заключается в сведении исходной задачи оптимизации к нахождению максимума интеграла  $\int B(\mathbf{x}, t) d\mathbf{x}$ , полученного в предположении достаточно простой зависимости глубины выгорания топлива  $B(\mathbf{x}, t)$  от плотности потока нейтронов  $\Phi(\mathbf{x}, t)$ :  $\partial B(\mathbf{x}, t)/\partial t = \Phi(\mathbf{x}, t), B(\mathbf{x}, 0) = 0$ .

Распределение нейтронного потока, в свою очередь, находится с помощью аппроксимации линейной комбинацией известных пространственных функций  $\Phi(\mathbf{x}, t) = \omega_1(\mathbf{x}, t) + a(t)\omega_2(\mathbf{x})$ , где  $\omega_1(\mathbf{x}), \omega_2(\mathbf{x})$  — пространственные составляющие потока;  $a(t)$  — коэффициент временной зависимости.

С учетом сделанных аппроксимаций зависимость глубины выгорания от времени принимает простой вид:

$$\left. \begin{aligned} B(\mathbf{x}, t) &= t\omega_1(\mathbf{x}) + b(t)\omega_2(\mathbf{x}); \\ db(t)/dt &= a(t); \quad b(0) = 0. \end{aligned} \right\} \quad (1.2)$$

Таким образом, задавая распределение плотности потока и глубины выгорания в величинах  $a(t), b(t), t$ , распределение реактивности регулирующего поглотителя  $u(\mathbf{x}, t)$  определяем из уравнения нейтронного баланса, решенного для  $u(\mathbf{x}, t)$ .

Этот довольно простой и наглядный способ решения имеет существенный недостаток — необходимо проверять корректность сделанных аппроксимаций. Строго метод справедлив лишь для тестовых задач специального вида.

**Пространственные задачи.** Нахождение оптимального размещения топлива и разбавителя в объеме реактора из условия улучшения основных характеристик (критических размеров, коэффициента воспроизводства, плотности потока нейтронов и др.) — одна из основных задач при проектировании реактора на быстрых нейтронах.

Наиболее полно разработаны вариационные методы решения задач этого класса, основанные на принципе, сформулированном Л. С. Понтрягиным [12]. Применительно к моделям ядерных реакторов методы были развиты А. П. Рудиком [13]. Эти работы посвящены реакторам на тепловых нейтронах, поэтому специфика реакторов на быстрых нейтронах (широкий спектр энергии нейтронов, воспроизводство ядерного гоючего и т. п.) не рассматривалась. Оптимизационная задача распределения топлива, минимизирующего критическую массу реактора на быстрых нейтронах, была сформулирована Гольдшмидтом и Кеноном [14]. Первое решение получено для диффузионной одnogрупповой модели демонстрационного реактора SNR-300. В дальнейшем были предложены уточнения модели. Одnogрупповая модель была заменена двухгрупповой [15], использовалось предположение о дискретности микро- и макроскопических свойств [16]. Была сделана попытка использовать в качестве целевой функцию себестоимости топливного цикла специального вида, в которой разделены вклады экономических и физических параметров [17]. Все эти уточнения не привели к качественному изменению результатов, полученных с помощью первоначальной модели.

Для случая дискретного изменения микро- и макроскопических свойств активной зоны на границах различных областей метод обобщен Госсеем, доказавшим существование оптимального управления для систем дифференциальных уравнений, на правые части которых не накладываются ограничения непрерывности. Винцент и Масон, а также В. Г. Болтянский [18] расширили вариационную задачу для случая, когда оптимальные траектории управления могут перекрываться или обладать разрывами за счет скачкообразного изменения независимых переменных и переменных состояния.

И все же принцип максимума Понтрягина не нашел широкого применения при решении практических реакторных задач. Дело в том, что принцип не дает алгоритма для нахождения оптимальной компоновки. Кроме того, в практических оптимизационных задачах трудно анализировать гамильтониан модели.

В связи с повышенным интересом к безопасности реакторов на быстрых нейтронах возникли задачи о размещении замедлителя в активной зоне таких реакто-

ров. Характерна в этом плане работа Гандини, Сальватореса и Сены [19] по максимизации доплеровского коэффициента реактивности за счет размещения в активной зоне замедлителя. Им удалось реализовать метод, основанный на обобщенной теории возмущений для оптимизации линейных и билинейных функционалов потока нейтронов, и, в частности, получить линейную зависимость изменения плотности материалов и эффекта Доплера. Оптимизация доплеровского коэффициента реактивности  $\rho_D$  соответствует максимизации дроби:

$$\frac{\delta\rho_D}{\rho_D} = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N a_{n,m} x_{n,m}, \quad (1.3)$$

где  $x_{n,m}$  — количество материала, вводимого (выводимого) в область (из области)  $n$ ;  $a_{n,m}$  — коэффициенты чувствительности, вычисляемые по формулам обобщенных возмущений; определяются суммой двух величин, связанных со спектральным эффектом реактивности и эффектом изменения плотности материалов;  $N$  — количество расчетных зон.

Последовательно пренебрегая величинами третьего, а затем второго порядка по отношению к исходному количеству материала, в линеаризованном виде записывают:

условие критичности;

условие постоянства обогащений;

ограничение по удельной мощности;

условие постоянства объема и количества топлива и замедлителя (окси бериллия).

Следует отметить, что линеаризация уравнений критичности и ограничений в общем случае приводит к существенной погрешности получаемых результатов. Поэтому в каждом конкретном случае требуется проверка адекватности линеаризованных уравнений.

Расчетами показано, что ограничения по тепловой и удельной мощностям, а также по доле топлива и замедлителя в активной зоне приводят к такому оптимальному их распределению, которое одновременно соответствует нескольким натуральным критериям оптимальности: максимальному коэффициенту воспроизводства, минимальной критической массе, минимальному натриево-эффекту. В этих условиях возможна постановка задачи многокритериальной (по перечисленным нату-

ральным критериям) оптимизации. Известно решение такой задачи методом последовательной линеаризации с использованием конечных разностей [20]. Метод позволяет находить экстремум интегральных характеристик реактора, линейных относительно плотности потока нейтронов и объемных долей материалов. Исходная, существенно нелинейная модель приводится к форме, удобной для использования линейного программирования поэтапно.

На первом этапе линеаризация условия критичности проводится с помощью формул теории возмущений [21], остальные уравнения линеаризуются путем разложения в ряд Тейлора около исходной точки распределения топлива и замедлителя. Линеаризованные зависимости, в свою очередь, преобразуются в линейные алгебраические путем деления реактора на  $N$  областей, в каждой из которых концентрации материалов постоянны по объему. Алгебраические уравнения могут быть решены инверсией матрицы полученной системы. Оптимальное решение находится путем последовательного применения линейного программирования и линеаризации около найденных на каждом этапе распределений топлива и замедлителя.

Поскольку уже для двумерной геометрии вычисления становятся чрезвычайно трудоемкими, учет двумерности в одномерной модели можно провести добавкой к макроскопическому сечению поглощения осевых утечек. Время счета пропорционально числу итераций, необходимых для перехода от исходного распределения к оптимальному. Число итераций, в свою очередь, зависит от того, насколько близко исходное распределение к оптимальному, и от размеров области аппроксимации. Увеличение относительных размеров области от 0,001 до 0,002 примерно вдвое уменьшает число итераций, необходимых для перехода от исходного распределения к оптимальному. При дальнейшем увеличении размеров области аппроксимации учет возмущений в уравнении критичности после нескольких итераций приводит к значительному изменению  $K_{эф}$ . Погрешность в  $K_{эф}$  ведет к погрешностям в коэффициенте воспроизводства:

$$\delta KB \approx - 3\delta K_{эф}.$$

Метод последовательной линеаризации не дает уверенности в локальности или глобальности достигнутого

экстремума. Поэтому поиск оптимума следует повторить с различными исходными распределениями топлива и замедлителя.

Получив некоторые представления о методах оптимизации в реакторных расчетах, перейдем к рассмотрению наиболее общих пространственно-временных задач, возникающих при проектировании реактора на быстрых нейтронах.

**Пространственно-временные задачи.** Целям проектирования реактора в наибольшей степени отвечают модели, в которых учитывается изменение характеристик во времени, а также пространственная их зависимость с числом управлений порядка десяти, причем это не только физические, но и конструкционные и технологические параметры. Критериями оптимизации могут быть как натуральные, так и экономические показатели. Первые модели из использованных при решении пространственно-временных задач были линейными [22]. Они были выбраны из условия использования самого фундаментального и наиболее апробированного из методов математического программирования.

Задача линейного программирования формулируется следующим образом:

$$\sum_{i=1}^n C_i u_i \rightarrow \min \quad (1.4)$$

при условии, что

$$\sum_{j=1}^n a_{ij} u_j \{ \leq, = \geq b_i \}, \quad i = \overline{1, m}, \quad (1.5)$$

где  $a_{ij}$ ,  $b_i$ ,  $C_i$  — константы;  $u_j$  — управления. Для ее решения существуют стандартные процедуры [23], легко применимые, если уравнения (1.4) и (1.5) заданы. Поэтому умение установить активные (достигающие в точке экстремума предельного значения) ограничения, выбрать значимые переменные и найти константы в соотношениях между ними определяет успех оптимизации.

Простота линейной модели позволяет принимать во внимание большое количество характерных параметров реактора и, как следствие многомерности, получать заметный выигрыш в критериях эффективности при незначительном изменении каждого из управлений. Однако использование линейных моделей требует определенных условий для выбора начальных управлений и прежде

всего близости к оптимальным значениям. Строго модели [22] применимы для уточнения оптимума, найденного с помощью вариантных расчетов.

Реализация процедуры последовательной линеаризации позволяет значительно расширить область применения линейных моделей. Отличительная особенность метода — изменение вектора управлений на каждом шаге поиска оптимума путем решения задачи линейного программирования, формулируемой с помощью линеаризации целевой функции и функции ограничений. В программном комплексе РОКБАР [5] для оценки эффективности управлений по отношению к функционалам плотности потока нейтронов используются формулы теории малых возмущений [24], в комплексе [25] — регрессионные функции, полученные путем предварительных многогрупповых расчетов. Математическая модель реактора [5] представляет собой совокупность отдельных программ нейтронно-физического, теплогидравлического и прочностного расчетов, объединенных логической программой, настроенной на решение определенной оптимизационной задачи.

Нелинейную природу пространственно-временных задач более естественно отражают модели [26—28], в которых не используется линеаризация уравнений состояния системы. Большое число вычислений оптимизируемой функции и ограничений при нахождении оптимума с помощью методов нелинейного программирования (порядка сотен) накладывает требования на объем нелинейных моделей. Поэтому построение интерполяционных полиномов от оптимизируемых управлений для целевой функции и функции ограничений на основании предварительного анализа результатов расчетов по проектным программам приобретает определяющее значение.

Основы теории аппроксимации в экстремальных задачах с недифференцируемыми функциями (какими, вообще говоря, являются математические модели ядерного реактора) были заложены еще в работах П. Л. Чебышева. В последние десятилетия наметился ряд новых направлений теории. Чрезвычайно плодотворными оказались методы многомерного регрессионного анализа, в частности полиномиальной регрессии и теории планирования эксперимента [28, 29]. Развит метод аппроксимации с помощью кусочно-полиномиальных функций (сплайнов), непрерывных с некоторыми свои-

ми производными в точках стыковки [30]. Последний метод обобщен для функций многих переменных [31] и для функций, имеющих разрезы [32, 33]. Достаточно полный обзор современного состояния теории аппроксимации можно найти в монографиях [34, 35].

Аппроксимации в моделях реактора на быстрых нейтронах в основном касаются наиболее трудоемкой ее части — программы нейтронно-физического расчета, причем во многих случаях удовлетворительная точность может быть достигнута при использовании полиномов второй степени. Так, в работе [26] нейтронно-физические характеристики аппроксимировались членами ряда Тейлора до второго порядка, а подробный физический расчет реактора проводился единственный раз при определении частных производных.

Использование нелинейных моделей ставит новые проблемы разработки алгоритмов поиска, максимально адаптированных к конкретной модели. Таким образом, за бóльшую корректность математической модели приходится платить усложнением процедуры оптимизации.

В последних разработках [36] заметно стремление детализировать математическую модель реактора и АЭС в целом, включая второй и третий контуры [37], использовать перспективные виды топлива [38]. Этим же задачам посвящено и наше дальнейшее изложение.

### 1.3. ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ ОПТИМИЗАЦИИ

Принципиальное отличие реактора на быстрых нейтронах от реакторов других типов заключается в особенностях топливного цикла, поэтому в математической модели очень тщательно должны быть рассмотрены характеристики активной зоны, в частности баланс нейтронов. Сохраняя неизменными конструкционные принципы, разработчик в очень широких пределах может варьировать составляющие баланса за счет изменения объемного состава, геометрии, температур и других параметров.

Область  $\mathcal{R}$  допустимых изменений вектора управления  $\mathbf{u}$  обычно представляет собой гиперкуб в  $n$ -мерном пространстве, где  $n$  — число управлений. Иными словами, все компоненты вектора подчиняются неравенствам  $u_i^* \leq u_i \leq u_i^{**}; i = \overline{1, n}$ . Состав вектора  $\mathbf{u}$

может быть выбран по-разному для одного и того же реактора.

Кроме таких объективных причин, как особенности отдельных конструктивных решений, конкретная постановка оптимизационной задачи, на выбор управлений влияют соображения удобства и представления разработчика модели о самой целесообразной ее схеме. Перечислим наиболее употребительные управления, применяемые при описании реакторов традиционной конструкции (типа БН-350 и БН-600).

**Геометрические характеристики твэла**

Диаметр твэла  $d_T$

Толщина оболочки твэла  $\Delta_{об}$

Высота активной зоны  $h_{а.з}$

Толщина торцевых зон воспроизводства (торцевых экранов)  $h_{т.э}$

Высота полости для сбора газообразных продуктов деления в герметичной оболочке твэла  $h_{г.п}$

**Геометрические характеристики ТВС**

Относительный шаг расположения твэлов в треугольной решетке  $l$

Число рядов твэлов в ТВС  $n_p$  или полное число твэлов в ТВС  $n_T$

Толщина стенки шестигранной трубы  $\Delta_{ТВС}$

Расстояние между соседними ТВС  $\Delta_{м.с}$

**Геометрические характеристики реактора:**

Радиус активной зоны  $R_{а.з}$

Толщина радиальной зоны воспроизводства (бокового экрана)  $\Delta R_{б.э}$

Отношение радиуса зоны малого обогащения (ЗМО) к радиусу активной зоны при двухзонном выравнивании тепловыделения обогащением топлива  $R_{з.м.о}/R_{а.з}$

**Тепловые характеристики реактора**

Максимальная линейная нагрузка твэла  $\Gamma_{макс}$

Температура теплоносителя на входе в реактор  $T_{вх}^I$

**Эксплуатационные характеристики реактора**

Время между очередными перегрузками реактора при работе в установившемся режиме  $t_p$

Максимальная глубина выгорания топлива в активной зоне  $B_{макс}$

Максимальное накопление горючего (плутония) в твэле боковой зоны воспроизводства  $Z_{макс, б.э}$

Отношение обогащения топлива, загружаемого в зону большого обогащения (ЗБО), к обогащению топлива в ЗМО при двухзонном выравнивании  $Z_{з.б.о}/Z_{з.м.о}$



Перечень управлений может быть и другим. Например, в данном случае эффективная, или «размазанная» по внутреннему объему твэла, плотность топлива предполагается величиной вычисляемой, которая определяется заданными управлениями  $\Delta_{об}$ ,  $d_T$ ,  $V_{макс}$ ,  $h_{а.з.}$ ,  $h_{т.п.}$ , а также плотностью потока нейтронов и температурой оболочки твэла при работе реактора. Можно поступить по-другому: плотность таблетки топлива фиксировать, а задаваемое значение  $V_{макс}$  обеспечить подбором  $h_{т.п.}$ , исключив последнюю величину из числа управлений. Или, например, можно исключить из числа управлений  $\Delta_{твс}$ , сделав этот параметр вычисляемым, а вместо него ввести в качестве управления напор, создаваемый циркуляционным насосом первого контура. Эти примеры иллюстрируют неоднозначность модельного описания реактора и значение опыта и мастерства исследователя при создании адекватной и удобной модели.

В числе управлений названы радиус активной зоны, отношение радиусов ЗМО и ЗБО, толщина боковой зоны воспроизводства. Использование непрерывных переменных  $R_{а.з.}$ ,  $R_{з.м.о.}/R_{а.з.}$ ,  $\Delta R_{б.з.}$  вместо дискретных чисел ТВС по зонам реактора очень удобно, но приводит к дробным значениям этих чисел. Полное количество ТВС достигает обычно нескольких сотен, поэтому погрешность округления при реализации какого-либо варианта должна быть невелика и может быть легко оценена с помощью модели.

Допустимая область изменения управлений обусловлена обычно действием факторов, внешних по отношению к модели. Это могут быть соображения технологичности, экономичности и др. В табл. 1.3 приведены примерные границы области  $\mathcal{R}$  для перечисленных выше управлений. При определении этих границ учтен опыт оптимизационных расчетов больших энергетических реакторов на быстрых нейтронах. Например, уменьшение  $d_T$  ниже 4 мм будет едва ли целесообразным из-за снижения доли окисного топлива и увеличения доли стали в активной зоне, ухудшающих воспроизводство горючего при одновременном росте гидравлического сопротивления. Увеличение  $d_T$  выше 10 мм нецелесообразно из-за недопустимого снижения удельной тепловой нагрузки на ядерное горючее. Нижняя граница изменения  $\Delta_{об}$  определяется технологией изготовления оболочки и наличием коррозионного взаимодействия

Таблица 1.3

**Примерные границы изменения управлений при оптимизации энергетического реактора на быстрых нейтронах**

Управление	Нижний предел	Верхний предел	Примечание
$d_T$ , мм	4—5	10	Для активной зоны с окисным топливом
$\Delta_{об}$ , мм	0,25	0,5—0,6	Оболочка из нержавеющей стали
$h_{а.з.}$ , м	0,7	1,5	—
$h_{т.з.}$ , м	0,1—0,2	0,6—0,8	—
$h_{т.п.}$ , м	0	1,5	Для герметичного твэла
$l$	1,05	1,3	—
$h_T$	91	397	В ТВС активной зоны
$\Delta_{ТВС}$ , мм	1	5	—
$\Delta_{м.с.}$ , мм	0	10	В зависимости от принципа сборки активной зоны
$R_{а.з.}$ , м	1	2,5	—
$\Delta R_{б.з.}$ , м	0,15	0,6÷0,8	—
$R_{з.м.о}/R_{а.з.}$	0,6	0,8	—
$r_{макс}$ , кВт/м	30,0	60,0	Окисное топливо
$T_{вх}^I$ , °C	250	400	—
$t_p$ , сут	30	365	—
$B_{макс}$ , %	5	15	—
$Z_{макс}$ , б.э.	0,01	0,03	—
$Z_{з.б.о}/Z_{з.м.о}$	1,15	1,5	Двухзонное радиальное выщелачивание тепловыделения обогащением топлива

между выгорающим топливом и нержавеющей сталью оболочки твэла. Верхнюю границу можно объяснить действием ряда причин, среди которых назовем ограничение на термические напряжения в оболочке.

Пределы изменения толщин зон воспроизводства выбраны в основном из требований накопления ядерного горючего. Интенсивность накопления плутония в сырьевом материале падает с удалением от границы активной зоны примерно по экспоненциальному закону. Увеличение толщины окисного экрана свыше 0,6 м дает прирост в наработке плутония менее 1%. Время

накопления нормы плутония в сборках бокового экрана, отстоящих от активной зоны далее 0,6 м, составляет более 10 лет. Однако уменьшать толщину экранов ниже 0,1—0,15 м явно неразумно из-за очень больших потерь плутония. Управления могут изменяться и в больших пределах, чем указано в табл. 1.3, если будут существенно изменены конструктивно-компоновочные принципы, а также технология изготовления активной зоны по сравнению с реакторами БН-350 и БН-600. Во всяком случае, для уменьшения объема вычислений, упрощения модели и для ее большей корректности целесообразно, по возможности, сужать область варьирования управлений, не рискуя в то же время исключить из рассмотрения оптимальную область. Это можно делать последовательно, по мере накопления опыта работы с моделью и ее совершенствования.

Если рассматривать подробно конструкцию бокового экрана, то к перечисленным выше управлениям следует добавить еще по крайней мере два. Размер сборки бокового экрана под ключ должен быть таким же, как в активной зоне. Следовательно, задание диаметра твэлов бокового экрана однозначно определяет и шаг их расположения. Вторым управлением может быть толщина оболочки твэлов. Дополнительно в число управлений можно включать толщину стенки сборки экрана. Обычно теплонпряженность бокового экрана значительно ниже теплонпряженности активной зоны. Поэтому сборки бокового экрана могут запитываться из коллектора, в котором уже снижено предварительно давление теплоносителя по сравнению с давлением на входе в активную зону. Таким образом, стенка шестигранной трубы ТВС бокового экрана может быть более тонкой. Исключения составляют сборки экрана, непосредственно примыкающие к активной зоне. Тепловыделение в них становится значительным при максимальном накоплении плутония, и такие сборки требуют повышенного расхода теплоносителя. В реакторе БН-350 боковой экран разделен на два: внутренний, образованный двумя первыми рядамиборок, и внешний, образованный четырьмя последующими рядами. Внутренний экран запитывается из того же коллектора, что и активная зона, а внешний — из коллектора низкого давления. Усложнение оптимизационной модели бокового экрана приведет к увеличению числа управлений.

Размерность вектора управлений может значительно увеличиться, если перейти к более сложным компонентам реактора, большему числу типов сборок и (или) к более сложной конструкции твэлов и сборки. В этих случаях значительно изменится и содержание списка управлений. К увеличению числа управлений приводят и усложнение математической модели реактора, более детальное рассмотрение его конструкции и режима эксплуатации. В приведенный выше перечень управлений не включены, например, параметры органов управления реактивностью, а также параметры, учитывающие их конструкцию и способ размещения в активной зоне. Для уменьшения размерности  $\mathbf{u}$  следует огрублять оптимизационную модель или пользоваться методами декомпозиции, разделяя общую задачу на ряд более мелких.

Следовательно, имеется возможность как уменьшения числа управлений, так и его увеличения. По-видимому, в каждом конкретном случае можно выбрать некоторое оптимальное значение  $n$ .

При большей размерности  $\mathbf{u}$  затрудняется интерпретация результатов, усложняется поиск оптимального варианта при одновременном увеличении количества затрачиваемого машинного времени на ЭВМ, что снижает оперативность комплексных оптимизационных расчетов и в известной степени уменьшает их ценность. Однако при очень малом числе управлений описание реактора получается излишне упрощенным и велик риск упустить из рассмотрения какие-либо существенные факторы. Использование малофакторного анализа целесообразно при решении отдельных подзадач в процессе работы над комплексной моделью реактора.

Кроме управлений к параметрам оптимизации следует отнести ограничения, накладываемые на некоторые характеристики реактора  $\mathcal{L}(\mathbf{u}, \mathcal{E}_1, \dots, \mathcal{E}_p, \mathcal{G}_1, \dots, \mathcal{G}_Q)$ . Их можно разделить на ограничения в виде неравенств (ограничения первого типа):  $\mathcal{L}_k(\mathbf{u}, \mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2, \dots, \mathcal{E}_p, \mathcal{G}_1, \mathcal{G}_2, \dots, \mathcal{G}_Q) \leq 0, k = \overline{1, n_1}$  и ограничения в виде равенств (ограничения второго типа):  $\mathcal{L}_j(\mathbf{u}, \mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2, \dots, \mathcal{E}_p, \mathcal{G}_1, \mathcal{G}_2, \dots, \mathcal{G}_Q) = 0, j = \overline{1, n_2}$ . Ограничения второго типа можно выразить двумя ограничениями первого типа, но для удобства мы сохраним в дальнейшем это деление.

Ограничения первого типа возникают, как правило, вследствие неполноты модели, из-за того, что часть явлений не описывается моделью. В табл. 1.4 приведены

Таблица 1.4

**Характерные ограничения первого типа, возникающие при оптимизации реактора**

Ограничиваемая величина	Ограничение	Причина ограничения
Отношение диаметра центрального отверстия топливной втулки к внешнему диаметру втулки	$< 0,3$	Опасность перемещения топлива внутри твэлов
Максимальный тепловой поток через оболочку данной толщины Размер ТВС под ключ $L$	Менее заданного значения $< 0,20 \div 0,25$ м	Термические напряжения в оболочке Ядерная безопасность при перегрузках; условия охлаждения при транспортировке
Общая длина ТВС Перепад давления в первом контуре $\Delta P_I$	Менее заданного значения $< 0,5 \div 1$ МПа	Условия транспортировки Усложнение конструкции циркуляционного насоса и др.
Подогрев теплоносителя в реакторе $\Delta T_I$	$< 200 \div 250^\circ \text{C}$	Тепловые удары на элементы конструкции при срабатывании аварийной защиты и др.
Максимальная скорость теплоносителя в активной зоне $w_{\text{макс}}$ Расстояние от центра реактора до периферийного ряда сборок бокового экрана	$< 10 \div 12 \frac{\text{м}}{\text{с}}$ $< 2 \div 2,5$ м	Эрозия оболочек твэлов Усложнение системы перегрузки реактора
Максимальный положительный натриевый пустотный эффект реактивности Отрицательный доплер-эффект топливных материалов	Менее заданного значения Более заданного значения	Условия ядерной безопасности То же

некоторые из таких ограничений. К ограничениям первого типа можно отнести и часть ограничений на управления. Например, нижний предел варьирования  $T_{\text{вх}}^I$

можно рассматривать как ограничение, возникающее из-за опасности забивания проходных сечений окислами натрия при отклонении условий работы от номинальных. Нижний предел варьирования  $t_p$  также по существу является ограничением, связанным с уменьшением ресурса работы элементов конструкции реактора при частых теплосменах (остановки и пуски аппарата).

Ограничения второго типа определяются обычно особенностями постановки задачи. Может быть задана, например, электрическая мощность станции  $W_{эл}$ , и тогда одним из ограничений будет условие

$$\begin{aligned} & L_j \cdot (\mathbf{u}, \mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2, \dots, \mathcal{E}_p, \mathcal{G}_1, \mathcal{G}_2, \dots, \mathcal{G}_Q) = \\ & = W_{эл}(\mathbf{u}, \mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2, \dots, \mathcal{E}_p, \mathcal{G}_1, \mathcal{G}_2, \dots, \mathcal{G}_Q) - W_{эл} = 0. \end{aligned}$$

Иногда ставится условие, чтобы использовался тип ТВС, применяемый на действующих реакторах. В этом случае ограничениями второго типа должны быть зафиксированы длина ТВС, размер под ключ и т. д. Некоторые ограничения второго типа могут быть сняты и использованы в математической модели реактора с одновременным уменьшением размерности вектора управлений. Так, при фиксированном размере ТВС под ключ может быть исключен из списка управлений и сделан вычисляемым параметром диаметр твэла. Вариант модели с уменьшенным числом ограничений и управлений не обязательно будет лучшим, так как при такой свертке частично теряется универсальность модели, могут появиться итерационные процедуры, увеличивающие время счета.

Ограничения на характеристики реактора входят в совокупность внешних факторов  $\mathcal{E}_p$ ;  $p=1, \overline{P}$ . В эту же совокупность включены данные для расчета функции качества, например исходные стоимостные величины, условия переработки выгружаемого из реактора топлива и др. Физико-технические свойства материалов могут содержаться как внутри модели, так и в числе внешних факторов  $\mathcal{E}_p$ . Последнее целесообразно, если предполагается варьировать материалы или изучать изменение их свойств, получающееся в результате какой-либо предварительной обработки. Кроме того, таким образом удобнее исследовать влияние неопределенности в свойствах материалов на результаты оптимизации.

Возникает вопрос, чем должна быть в модели реак-

тора такая очень важная величина, как максимальная температура оболочки твэла ( $T_{\text{макс}}^{\text{об}}$ ): управлением, ограничением, вычисляемым параметром или заданным внешним фактором? Если есть надежные данные о зависимости механических свойств оболочечного материала от его температуры, то нужно считать эту величину либо управлением, либо вычисляемым параметром. В противном случае представляется более целесообразным просто ограничить ее. Это может быть ограничение первого типа, поскольку прочностные свойства оболочки обычно резко ухудшаются с повышением температуры более какого-то предела. Расчеты показывают, что оптимальные варианты реактора получаются всегда при максимально допустимой температуре оболочки, если она не выше указанного предела. Поэтому  $T_{\text{макс}}^{\text{об}}$  допустимо принимать заданным внешним параметром (ограничением второго типа).

Общая схема установки заложена в самой математической модели. Она реализуется в конкретные конструкционные варианты с помощью параметров, относимых нами к совокупности  $\mathcal{G}_q$ ,  $q = \overline{1, Q}$ . Например, не изменяя математической модели реактора, можно менять:

принцип работы твэла (герметичный или негерметичный твэл, с газовым или натриевым контактным подслоем между топливом и оболочкой, вид топливного материала и т. п.);

конструкцию ТВС (совместные или отдельные торцевые экраны, способ дистанционирования твэлов, усовершенствования шестигранной трубы и т. п.);

компоновку активной зоны (свободно стоящие ТВС или стянутые бандажным устройством, варианты выравнивания поля тепловыделения, размещение органов управления реактивностью и т. п.).

Только коренное изменение схемы установки требует переделки математической модели реактора.

#### 1.4. ВЫБОР СХЕМЫ МОДЕЛИ

Иерархический принцип, используемый при моделировании больших систем энергетики, целесообразно применить и при построении модели реактора. Постепенный переход от частных явлений к более общим, от

характеристик отдельных элементов к характеристикам всего реактора, от геометрических, технологических и эксплуатационных параметров твэлов к компоновочным и эксплуатационным параметрам установки — таков общий принцип модели, структурная схема которой изображена на рис. 1.11. Этот принцип в известной мере соблюдается при конструировании реактора, но не всегда последовательно. При конструировании значение электрической мощности обычно устанавливается техническим заданием, а в рассматриваемой модели оно вычисляется. Модель получается более лаконичной, если фиксировать внешние геометрические размеры активной зоны и определять затем, какова будет тепловая и электрическая мощность реактора для данной конструкции решетки твэлов, данной максимальной линейной нагрузки твэлов и данных параметрах теплоносителя. При необходимости требуемая мощность реактора получается в процессе оптимизационного поиска с помощью введения ограничения первого или второго типа. В этом варианте модель содержит меньше внутренних итерационных связей, чем в варианте с фиксированной мощностью. Таким образом, упрощение модели несколько усложняет решение оптимизационной задачи, что можно допустить, поскольку для большинства задач, сформулированных во введении, простота модели — более важный фактор.

На рис. 1.11 модель представлена в виде отдельных блоков, имеющих определенную самостоятельность. Связь между блоками осуществляется с помощью небольшого числа параметров. Основной поток информации идет сверху вниз, за исключением нескольких случаев, когда требуется уточнение некоторых характеристик реактора, вычисленных ранее. Поток информации снизу вверх ограничен логическими условиями, исключая возникновение медленно сходящихся итерационных процедур. Возврат к расчету работоспособности наиболее напряженного твэла и зазора между ТВС обусловлен зависимостью распухания и ползучести конструкционных материалов от плотности потока и флюенса нейтронов, которые могут быть получены только после расчета нейтронно-физических характеристик (НФХ). Другой случай возврата к верхним блокам связан с определением количества органов управления и размещения их в активной зоне. Расчет эффективности органов и баланс реактивности следует за расче-



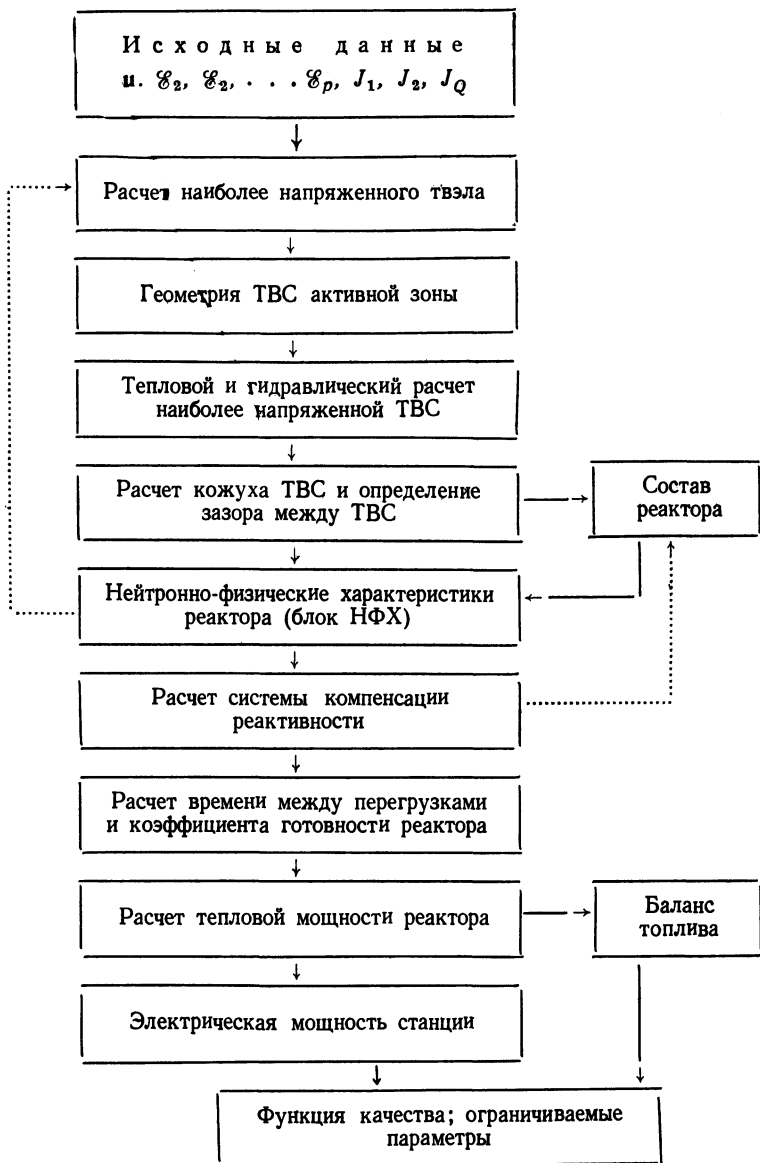


Рис. 1.11. Структурная схема оптимизационной модели установки

том НФХ, а так как учет органов управления изменяет состав реактора, то необходимо уточнение НФХ.

Рассмотренная схема связей наиболее типична, но возможно и другое расположение блоков. Сами блоки могут иметь различное содержание в зависимости от постановки задачи и детальности в описании отдельных явлений. Например, можно задавать конструкцию твэла и находить допустимую глубину выгорания в заданных условиях работы, а можно определять конструкцию, допускающую заданную глубину выгорания. Вторая задача сложнее, поскольку обеспечить заданный ресурс твэла можно разными способами.

Блок «Электрическая мощность станции» (см. рис. 1.11) при подробном описании АЭС будет включать в себя модели теплообменников, парогенератора, турбины, другого оборудования и содержать полный расчет паротурбинного цикла. Однако при эскизном описании второго и третьего контуров бывает достаточно выразить связь между тепловой и электрической мощностями с помощью простых аппроксимационных соотношений. В первом случае возможны два варианта структуры модели:

1) выделение параметров оборудования в компоненты вектора управления, входящего в состав общих исходных данных, и нахождение оптимальных значений этих параметров при решении общей задачи;

2) нахождение оптимальных значений внутри самого блока.

Второй вариант может быть при необходимости усложнен итерационной связью с предшествующими блоками. Этот вариант предпочтителен по следующим соображениям. Внесение в список управлений параметров теплообменного и другого оборудования усложнит общую задачу и затруднит интерпретацию результатов оптимизации самого реактора. Но опыт показывает, что корреляция между изменением параметров активной зоны и изменением конструкции второго и третьего контуров слаба. Следовательно, оформление расчета электрической мощности станции при заданной тепловой мощности реактора в виде самостоятельного блока не внесет значительной погрешности. Исходными данными (параметрами связи) для этого блока будут расход теплоносителя первого контура и температура на входе и выходе из реактора. Основной выходной параметр

блока — КПД установки. Учитывая самостоятельность блока, можно решать отдельную оптимизационную задачу о выборе характеристик паросиловой части АЭС, максимизирующих КПД при данных температурно-расходных характеристиках первого контура и выбранных ограничениях. Рассматриваемый блок будет служить в этом случае моделью объекта. В результате можно получить аппроксимационную зависимость КПД брутто от параметров первого контура при заданных внешних условиях, которая с определенной точностью будет служить эквивалентом целого блока. Для расчета КПД нетто следует дополнительно учесть затраты энергии на собственные нужды установки.

## Глава 2. РАСЧЕТ ЦЕНТРАЛЬНОГО ТВЭЛА И НАИБОЛЕЕ ТЕПЛОНАПРЯЖЕННОЙ СБОРКИ

### 2.1. ПРИБЛИЖЕННЫЙ РАСЧЕТ РАБОТОСПОСОБНОСТИ ТВЭЛА

Рассмотрим цилиндрический твэл с топливным сердечником из двуоксида урана, находящийся под действием неравномерных осесимметричных стационарных физических полей. В качестве прототипа расчетной модели (рис. 2.1) возьмем твэл реактора БН-600 [39]. Предположим, что необходимо найти предельную глубину выгорания  $V_{\text{макс}}$ , при которой твэл теряет герметичность. В качестве исходных величин можно взять  $d_{\text{т}}$ ,  $\Delta_{\text{об}}$ ,  $h_{\text{а.з.}}$ ,  $h_{\text{г.п.}}$ ,  $r_{\text{макс}}$ ,  $T_{\text{вх}}^{\text{I}}$ , а также коэффициент неравномерности тепловыделения по высоте активной зоны  $K_z$  и максимальный подогрев теплоносителя в наиболее напряженной ячейке  $\Delta T_{\text{макс}}^{\text{I}}$ . Критерием достижения  $V_{\text{макс}}$  будет предельно допустимая неупругая деформация оболочки  $E_{\text{макс}}$  при условии  $V_{\text{макс}} < V_0$ , где  $V_0$  — глубина выгорания, соответствующая заполнению твердыми продуктами деления всех пустот под оболочкой в данном сечении твэла.

Можно предложить порядок расчета, изображенный на рис. 2.2. Такой расчет производится в нескольких сечениях по высоте активной зоны для наиболее теплонапряженного твэла. Выделим две главные части: тепло-

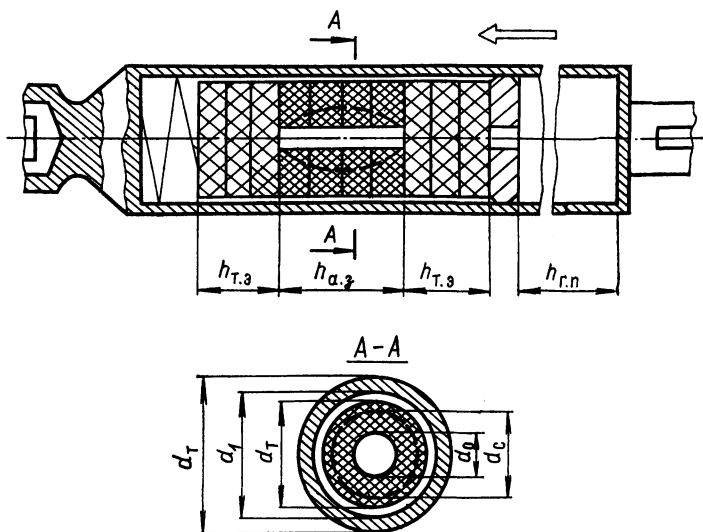


Рис. 2.1. Расчетная модель твэла

физический расчет и расчет кинетики накопления неупругой деформации оболочки.

Цель теплофизического расчета — определить температуру в любой точке по высоте и радиусу твэла и оценить масштаб структурных изменений в топливе. Температуры топлива и оболочки на расстоянии  $z$  от входа теплоносителя в активную зону определим, предполагая, что отсутствуют перетечки тепла вдоль оси твэла, по формуле

$$T(z, r) = T_{\text{вх}}^I + \Delta T^I(z) + \sum_i \Delta T_i. \quad (2.1)$$

Подогрев теплоносителя  $\Delta T^I(z)$  на высоте  $z$ , перепад температур на пограничном слое  $\Delta T_1$  и на оболочке  $\Delta T_2$  в предположении косинусоидального распределения энерговыделения по высоте находят из теплогидравлического расчета ТВС.

Температура внешней поверхности сердечника  $T(z, d_T)$  отличается от температуры внутренней поверхности оболочки на величину  $\Delta T_3 = r(z)/\pi d_T \alpha_k$ , а теплопроводность зазора  $\alpha_k$  для пары  $\text{UO}_2$  — нержавеющая сталь находят по эмпирической зависимости, построен-

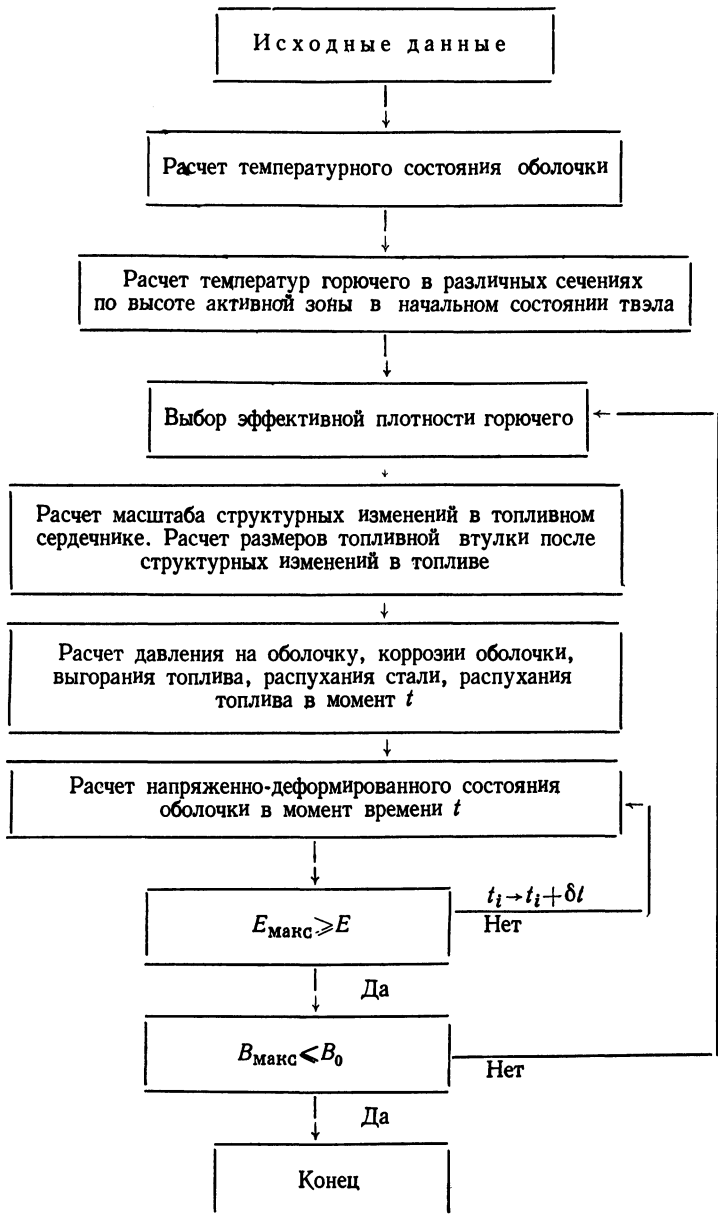


Рис. 2.2. Схема расчета  $V_{\max}$

ной в соответствии с «контактной» моделью:

$$\alpha_k = \alpha_0 + \alpha_1 \sigma_k + \alpha_2 \sigma_k^2 + \alpha_3 \exp(\alpha_4 \bar{T}_k), \quad (2.2)$$

где  $\sigma_k$  — контактное давление, МПа;  $\bar{T}_k = T^{\text{од}} + \Delta T_{\text{з}}/2$  — средняя температура контакта, °С. Используемые в формуле (2.2) постоянные имеют следующие значения:

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= 5 \text{ кВт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{С}); & \alpha_1 &= 0,018 \text{ кВт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{С} \cdot \text{МПа}); \\ \alpha_2 &= 0,00066 \text{ кВт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{С} \cdot \text{МПа}^2); & \alpha_3 &= 0,356 \text{ кВт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{С}); \\ \alpha_4 &= 0,0009 \text{ 1}/^\circ\text{С}. \end{aligned}$$

Для твэлов реакторов на быстрых нейтронах вследствие высокой радиационной ползучести  $\text{UO}_2$  и  $\text{PuO}_2$   $\sigma_k < 20$  МПа, поэтому при расчете можно положить  $\alpha_1 = 0$ ,  $\alpha_2 = 0$ .

Первоначально однородный окисный сердечник претерпевает в процессе работы структурные изменения, приводящие к образованию трех характерных зон: зоны с исходной пористостью, зоны равноосных зерен и зоны столбчатых кристаллов [40], обладающих различными физико-механическими и теплофизическими свойствами.

В области высоких тепловых нагрузок ( $r > 35$  кВт/м) происходит массоперенос топлива в радиальном направлении, и зазор между оболочкой и топливом выбирается практически сразу после выхода реактора на мощность. В результате этого процесса в топливном сердечнике образуется (или увеличивается) осевая полость, диаметр которой может быть определен из системы уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \tilde{d}_0^2 &= \frac{\tilde{\gamma}_T - \tilde{\gamma}_{\text{эф}}}{\tilde{\gamma}_c} + \tilde{d}_c^2 \frac{\tilde{\gamma}_c - \tilde{\gamma}_T}{\tilde{\gamma}_c}; \\ \int_{T(d_1)}^{T(d_0)} \lambda_{\text{топ}}(T) dT &= \frac{r(z)}{4\pi(1 - \tilde{d}_0^2)} \left[ 1 - \tilde{d}_c^2 - 2\tilde{d}_0^2 \ln\left(\frac{1}{\tilde{d}_c}\right) \right]; \\ d_1 &= d_T - 2\Delta_{\text{об}}; \quad \tilde{\gamma} = \gamma/\gamma_{\text{T.п}}; \quad \tilde{d}_c = d_c/d_1, \end{aligned} \right\} (2.3)$$

где  $\tilde{d}_0$ ,  $\tilde{d}_c$  — соответственно относительная толщина топливной втулки и зоны столбчатых кристаллов;  $\gamma_T$  — исходная плотность сердечника;  $\gamma_{\text{эф}}$  — средняя по внутреннему объему твэла плотность топлива;  $\gamma_c$  — плотность зоны столбчатых кристаллов, кг/м<sup>3</sup> ( $\gamma_c \approx 0,98 \gamma_{\text{T.п}}$ );  $T(d_c) = 1650^\circ\text{С}$  — температурная граница зоны столбчатых кристаллов.

Интегральная теплопроводность  $UO_2 \int_{T(d_1)}^{T(d_0)} \lambda_{\text{топ}}(T) dT$

с хорошей точностью при  $T \geq 500^\circ \text{C}$  может быть аппроксимирована линейной зависимостью

$$\int_{T(d_1)}^{T(d_0)} \lambda_{\text{топ}} dT = 0,00274 (1 - 2,5\rho) [T(d_0) - T(d_1)] \text{ кВт/м},$$

где  $\rho = (\gamma_{\text{т.п}} - \gamma_{\text{т}}) / \gamma_{\text{т}}$  — пористость таблетки;  $\gamma_{\text{т.п}} = 10960 \text{ кг/м}^3$ .

В зоне с невысокими тепловыми нагрузками ( $r < 35 \text{ кВт/м}$ ) изменением диаметра центрального отверстия вследствие структурных изменений и радиального массопереноса можно пренебречь и для расчета радиальных границ зоны столбчатых кристаллов и толщины прочного слоя использовать только второе уравнение системы (2.3).

Для расчета давления газообразных продуктов деления (ГПД) принята двухзонная модель топливного стержня [40, 41]: в первой зоне, где  $T > T(d_c)$ , под оболочку выходят все ГПД, во второй зоне, где  $T < T(d_c)$ , — часть ГПД, равная

$$\Psi = 0,9 - \frac{1}{1,12 \exp(50B)}. \quad (2.4)$$

Здесь  $B$  — относительное выгорание тяжелых атомов. Такой подход хотя и не отражает реальной физической картины, но позволяет достаточно точно рассчитать кинетику газовой выделения и учесть влияние структурных изменений на выход ГПД.

Геометрические размеры топливного стержня изменяются главным образом из-за распухания топливной композиции. Скорость распухания существенно зависит от температуры [41] и пористости. Это приводит к тому, что внешние слои сдерживают распухание внутренних. Однако, как показали расчеты [42], вследствие плохой теплопроводности  $UO_2$  в компактном сердечнике тонкого стержневого твэла прочным обычно остается небольшой слой толщиной  $\Delta_{\text{пр}}$ , температура топлива в котором не превышает  $T_p = 1000 \div 1100^\circ \text{C}$ . Именно его распухание оказывает основное механическое воздействие на оболочку. Это упрощает описание объемных деформаций топлива. Скорость распухания  $UO_2$  в температурном

интервале 800—1700° С можно оценить из эмпирического соотношения [43]:

$$dS/dt = K_{UO_2} \omega(z), \quad (2.5)$$

где  $\omega(z)$  — скорость относительного выгорания;  $S = \Delta V/V$  — относительное изменение объема сердечника. Для свободно распухающего сердечника  $K_{UO_2} = 1,5 \div 1,7$ . Для распухания сердечника при сдерживающем воздействии оболочки, если температура топлива  $T > 800^\circ \text{C}$  [44],  $K_{UO_2} = 0,4$  до заполнения начальной пористости периферийного слоя топлива и  $K_{UO_2} = 1,6$  после заполнения начальной пористости. Распухание топлива полагается изотропным.

Давление ГПД можно определить из уравнения состояния газа при известном выходе ГПД на одно деление:

$$P(t) = 0,0034 \frac{\bar{z}_T \bar{B}(t) (273 + T_{\text{вх}}^I) (V_c + \Psi V_{\text{исх}})}{V_K - \Delta V_{\text{топ}} + \Delta V_{\text{об}}} \text{ МПа}, \quad (2.6)$$

где  $\bar{z}_T$  — доля тяжелых атомов в горючем ( $\bar{z}_T = 1; 0,5; 0,7$  соответственно для U,  $UO_2$ , UC);  $\bar{B}$  — выгорание тяжелых атомов в среднем;  $V_c$ ,  $V_{\text{исх}}$ ,  $V_K$  — соответственно объемы зоны столбчатых кристаллов, зоны исходной пористости и равноосных зерен, компенсационный объем, м<sup>3</sup>;  $\Delta V_{\text{топ}}$ ,  $\Delta V_{\text{об}}$  — изменение компенсационного объема вследствие распухания топлива и оболочки соответственно, м<sup>3</sup>.

Распухание оболочечной стали увеличивает компенсационный объем и ослабляет силовое воздействие топлива на оболочку. В работе [44] приведены некоторые из используемых зависимостей распухания от флюенса нейтронов  $\Phi t$  и температуры  $T$  сталей типа 304 и 316. Большинство этих зависимостей имеет вид  $S_{\text{ст}} \sim (\Phi t)^A f(T)$ , где  $A = 1 \div 2$ ;  $f(T)$  — некоторая функция температуры. Для стали 0X16H15M3B можно использовать следующую зависимость [45]:

$$S_{\text{ст}} = 5,6 \cdot 10^{-7} H^{(0,19+1,63 \cdot 10^{-3} T)} \times \\ \times \exp[0,0235T - 83,5/(T - 630) + 1782/(T - 980)] \%. \quad (2.7)$$

Здесь  $T$  — температура стали, К;  $H$  — повреждение стали, смещ./атом. Величина повреждения выражается через флюенс нейтронов с энергией  $E > 0,1$  МэВ;  $H =$



$=\eta_{\Phi}(\Phi t) \cdot 10^{-26}$ , где  $\Phi t$  выражается в нейтронах на квадратный метр; спектральный коэффициент  $\eta_{\Phi} = 4,5 \div 6$ .

При расчете кинетики напряженно-деформированного состояния оболочки твэла делаются следующие предположения:

механическое воздействие на оболочку оказывает только слой топлива толщиной  $\Delta_{\text{пр}}$ , температура которого не превышает  $\sim 1000 \div 1100^{\circ}\text{C}$ ;

скорость распухания окисного топлива в пределах слоя толщиной  $\Delta_{\text{пр}}$  не зависит от радиальной координаты;

упругие и пластические составляющие деформации топливного сердечника пренебрежимо малы;

напряжение в оболочке твэла в любой момент времени не превышает предела упругости;

параметры, описывающие напряженно-деформированное состояние оболочки, не зависят от радиальной координаты.

В зависимости от условий используется одна из моделей совместной работы топлива и оболочки: модель «газовый зазор», когда силовое воздействие на оболочку осуществляется только давлением ГПД, или модель «твердый контакт», когда оболочка твэла находится под совместным воздействием ГПД и давления распухающего сердечника.

В процессе последовательного расчета состояния оболочки в различные моменты кампании может потребоваться переход от одной модели к другой. Задача о работоспособности оболочки сводится к расчету остаточной механической деформации. Разрушающая деформация для оболочечной стали может быть принята следующей [46]: 0,5% для  $T > 600^{\circ}\text{C}$  и 2—1,5% для  $T < 600^{\circ}\text{C}$ . Поскольку вопрос о высокотемпературном охрупчивании стали еще недостаточно изучен, коэффициент запаса для высокотемпературной области принимается равным не менее 2.

Остаточная деформация оболочки, накапливающаяся к концу кампании, складывается из механической, «силовой» деформации и деформации распухающей стали. При оценке работоспособности оболочек по деформационному критерию учитывается только деформация, накопленная от механических нагрузок. Неупругой де-

формацией от релаксирующих термических напряжений для тонкостенных оболочек твэлов обычно можно пренебречь. Физико-механическое взаимодействие осколков деления с оболочкой при  $T > 550^\circ\text{C}$  учитывается как уменьшение толщины оболочки на глубину коррозионного взаимодействия. Экспериментальные данные по коррозии [47, 48] можно аппроксимировать следующим выражением:

$$\delta\Delta_{об} = 1,2 \cdot 10^{-4} \{ \exp [0,0066 (470 - T)] [1 - \exp (-19,5B)] \} \text{ м.} \quad (2.8)$$

Закон ползучести стали принимаем в виде

$$\dot{\epsilon}_{i, \text{ст}} = \epsilon_{i, T, \text{ст}} + \dot{\epsilon}_{i, \text{ф, ст}}. \quad (2.9)$$

Скорость тепловой ползучести стали

$$\dot{\epsilon}_{i, T, \text{ст}} = 77,4 \left\{ -a(T) c(T) \exp [-c(T)t] + b_0 \exp \left( -\frac{Q}{R} \right) \right\} \sigma_i^m. \quad (2.10)$$

Скорость радиационной ползучести стали (формула Джильберта) [49]

$$\dot{\epsilon}_{i, \text{ф, ст}} = \sigma_i \left\{ \frac{A_1 \Phi}{A_2} \exp \left( -\frac{\Phi t}{A_2} \right) + A_3 \Phi \exp (A_5 T - A_4) \right\}, \quad (2.11)$$

где  $\Phi$  — плотность потока нейтронов с энергией  $E > 0,1$  МэВ. Скорость радиационной ползучести окисного топлива при низкой температуре ( $T < 1000 \div 1100^\circ\text{C}$ ) может быть определена по формуле [50, 51]

$$\dot{\epsilon}_{\text{ф, T}} = 2\alpha V_{\text{п.э}} \Phi_{\text{дел}} (1 + 0,125\rho^2), \quad (2.12)$$

где  $\Phi_{\text{дел}}$  — плотность деления тяжелых атомов;  $\rho$  — пористость;  $V_{\text{п.э}}$  — эффективный размер термического пика;  $\alpha$  — параметр уравнения логарифмической ползучести (уравнение Ли). Для  $\Phi_{\text{дел}} \leq 2 \cdot 10^{20}$  дел./( $\text{м}^3 \cdot ^\circ\text{C}$ ) и  $T \approx 800 \div 1000^\circ\text{C}$

$$V_{\text{п.э}} \approx 1,35 \cdot 10^5 \theta(T) \sigma_k; \quad \alpha \approx 10^{-5}.$$

Параметр  $\theta(T)$ , характеризующий отжиг материала, вычисляется по зависимости

$$\theta(T) = \frac{8,2}{a} \left[ \frac{E_g}{(4\pi)^{3/2} c\gamma (0,7T_{\text{пл}} - T)} \right]^{5/3},$$

где  $a$  — коэффициент температуропроводности;  $\gamma$  — плотность;  $c$  — теплоемкость;  $T_{\text{пл}}$  — температура плавления;

$E_g$  — энергия деления. Для практических расчетов формула (2.12) преобразуется к виду

$$\dot{\varepsilon}_{\varphi, T} = 0,265\theta(T) \Phi_{\text{дел}} \sigma_k (1 + 0,125\rho^2), \quad (2.12a)$$

где

$$\theta(T) = \begin{cases} \exp(0,00236T - 19,03), & T < 950^\circ\text{C}; \\ \exp(0,00420T - 21,26), & T > 950^\circ\text{C}. \end{cases}$$

Использованные в формулах (2.9) — (2.11) постоянные имеют следующие значения:

$$\begin{aligned} b_0 &= 3 \cdot 10^{12}; & Q &= 1,02 \cdot 10^5; & R &= 2; & m &= 5,4; \\ A_1 &= 0,7 \cdot 10^{-10}; & A_2 &= 1,47 \cdot 10^{25}; & A_3 &= 0,73 \cdot 10^{-35}; \\ & & A_4 &= 1,405; & A_5 &= 0,0027, \end{aligned}$$

при этом размерность используемых величин должна быть следующей:

$$\begin{aligned} [\sigma_k] &= \text{МПа}; & [\varepsilon] &= \text{с}^{-1}; & [T] &= \text{К}; & [\Phi] &= \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}; \\ & & [\Phi_{\text{дел}}] &= 10^{22} \text{ дел./}(\text{м}^3 \cdot \text{с}). \end{aligned}$$

Значения  $a(T)$  и  $c(T)$  приведены на рис. 2.3.

Задача о ползучести тонкостенной оболочки решается в рамках теории неустановившейся ползучести Биргера [52]. По этому методу расчет нестационарной ползучести сводится к расчету многорежимной установившейся ползучести. Приросты деформаций ползучести  $\Delta\varepsilon_i$  за  $\Delta t_n$ -й этап нагружения находят из следующих зависимостей:

$$\Delta\varepsilon_{ij} = \frac{3S_{ij}}{2\sigma_i} [\Delta\varepsilon_{ij0}^c + B\Delta t_n \sigma_i^m],$$

где  $\Delta\varepsilon_{ij0}^c = f(\sigma_i, T)$  — деформации, обусловленные неустановившейся ползучестью;  $B = \text{const}$ ;  $S_i$  — девиатор напряжений;  $\sigma_i$  — интенсивность напряжений. Напряжение и деформации в оболочке твэла определяются приведенными в [52] уравнениями скоростей деформации, дополненными уравнениями равновесия и условиями совместности деформаций оболочки относительно холодного тонкого слоя топлива  $\Delta_{\text{пр}}$ .

В рамках принятых допущений система интегро-дифференциальных уравнений, описывающих напряженно-деформированное состояние оболочки твэла, сводится к системе алгебраических уравнений, численное решение

которых может быть получено на ЭВМ. Для этого процесс нагружения разбивается по времени на ряд малых этапов  $\Delta t_n$ . Приращение напряжений  $\Delta \sigma_i$  и деформаций  $\Delta \epsilon_i$  для каждого этапа нагружения находится с помощью метода итераций. В первом приближении напряжения в оболочке полагаются равными напряжениям предыдущего этапа нагружения. Далее по известным зависимостям вычисляются приращения деформаций ползучести и давление в месте контакта горячего с оболочкой (если зазор между ними отсутствует), поправляются деформации и т. д.

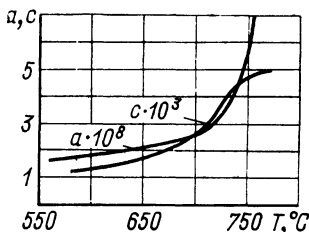


Рис. 2.3. Зависимость коэффициентов  $a$  и  $c$ , используемых для расчета скорости тепловой ползучести стали, от температуры

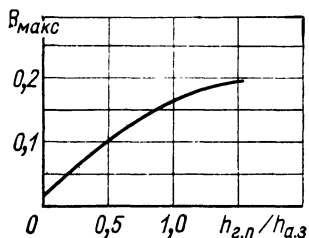


Рис. 2.4. Зависимость  $V_{\max}$  от компенсационного объема

Численные расчеты по указанной схеме были выполнены Б. А. Африним. Исследовались однофакторные зависимости  $V_{\max}$  в окрестности параметров центрального твэла реактора БН-600 [42]. Наибольшее влияние на  $V_{\max}$  оказывают относительная высота газовой полости  $h_{г.п}/h_{а.з}$ , относительная толщина оболочки  $\Delta_{об}/d_T$  и температура натрия на выходе из активной зоны. На рис. 2.4 приведена зависимость  $V_{\max}(h_{г.п}/h_{а.з})$ . Влияние изменения относительной толщины оболочки  $x = \Delta_{об}/d_T$  может быть оценено по формуле

$$dV_{\max}/dx \approx 2,5. \quad (2.13)$$

Изменение диаметра твэла при  $x = \text{const}$  практически не сказывается на  $V_{\max}$ . Снижение температуры оболочки твэла повышает допустимую глубину выгорания (рис. 2.5). Нелинейный участок этой зависимости связан

с переходом критического сечения из нижней части твэла в верхнюю. Заметную нелинейность имеет и зависимость  $V_{\text{макс}}(r_{\text{макс}})$ , которая представлена на рис. 2.6. Отмеченная нелинейность связана с перемещением критического сечения по высоте твэла. Подъем допустимой глубины выгорания с повышением  $r_{\text{макс}}$  объясняется действием двух факторов: увеличением пластичности окисного топлива и уменьшением эффективной плотности топлива из-за коррекции (увеличения) диаметра центрального отверстия.

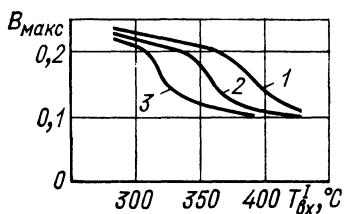


Рис. 2.5. Зависимость  $V_{\text{макс}}$  от температуры натрия на входе в активную зону при различных подогревах:

1 —  $\Delta T_{\text{макс}}^I = 180^\circ \text{C}$ ; 2 —  $220^\circ \text{C}$ ; 3 —  $260^\circ \text{C}$

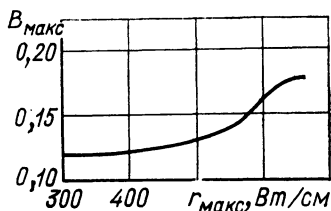


Рис. 2.6. Зависимость  $V_{\text{макс}}$  от максимальной нагрузки твэла при сохранении подогрева теплоносителя в активной зоне

При расчете максимальной глубины выгорания с помощью алгоритма, описанного выше, ряд параметров необходимо ограничивать, включив их в совокупность  $\mathcal{L}$ . Нарушение этих ограничений приведет к неадекватности модели твэла и к разрушению оболочки ранее рассчитанного срока. Одним из ограничиваемых параметров должна быть минимальная толщина зоны топлива с исходной пористостью. Деформация оболочки резко возрастает с уменьшением этой толщины ниже 0,02 мм [53]. Наружный слой топлива с исходной пористостью помогает сдерживать значительное распухание внутренних слоев с измененной структурой. При малой толщине наружного слоя увеличивается вероятность фактического прорастания зоны столбчатых и равноосных зерен до края топливной таблетки, например за счет эксцентрического ее положения внутри оболочки при большом сборочном зазоре.

Другим ограничиваемым параметром должен быть максимальный тепловой поток через оболочку твэла. Он выбирается таким образом, чтобы термические напряжения  $\sigma_{i,T}$ , возникающие в начальный момент времени в оболочке, не превысили условного предела текучести стали  $\sigma_{0,2}$  с некоторым коэффициентом запаса  $n_{\text{зап}} > 1$ , т. е. чтобы выполнялось условие

$$\sigma_{0,2}/\sigma_{i,T} \leq n_{\text{зап}}.$$

Следует ограничивать и максимальный диаметр внутреннего отверстия в топливе, претерпевшем структурные изменения. Если отверстие слишком велико, то в результате растрескивания топливной втулки при остановках реактора может произойти перемещение фрагментов топлива в нижнюю часть активной зоны. В качестве ограничения можно принять условие  $d_0 < d_T/3$ , где  $d_0$  — диаметр центрального отверстия после структурной перестройки топлива.

Несмотря на значительные упрощения в прочностном расчете оболочки твэла, использование блока, показанного на рис. 2.2 и описанного выше, требует для расчета одного варианта твэла не менее 40 с на ЭВМ среднего класса и значительного объема оперативной памяти. Это связано с необходимостью проводить расчет в нескольких сечениях (порядка десяти) по высоте активной зоны, детально рассчитывать масштабы структурных изменений, рассматривать кинетику напряженно-деформированного состояния оболочки по временным шагам, вводить итерационные процедуры. Для применения в эскизной модели реактора требуется дальнейшее упрощение блока расчета твэлов. Один из возможных способов упрощения состоит в построении с помощью полноценного блока простых аппроксимационных зависимостей (регрессионных моделей) от множества факторов. Другой способ заключается в упрощенном представлении физических процессов при рассмотрении работы твэла после предварительного анализа однофакторных зависимостей, полученных с помощью полноценного блока, и разработке на этой основе упрощенного алгоритма расчета.

Расчеты показывают, что оптимальные условия работы оболочки твэлов соответствуют исходной пористости  $\tilde{\gamma}_T = 0,91 \div 0,94$  и относительному сборочному зазору  $\sim 0,03 \div 0,04$ . В этом случае снижается роль «твердого

контакта» между топливом и оболочкой. В больших реакторах-размножителях на быстрых нейтронах плотность потока нейтронов достаточно велика, чтобы распухание оболочечной стали существенно ослабляло давление топлива на оболочку. Поэтому обычно основная часть силовой деформации оболочки накапливается в результате ползучести материала под действием переменного во времени давления ГПД. В этих условиях хорошим приближением может служить модель «газовый зазор». Расчет твэла значительно упрощается, если в качестве критерия работоспособности принять достижение некоторого предельного давления ГПД на оболочку  $P = P_{\text{макс}}$ . Весь расчет сводится к нахождению  $\gamma_{\text{эф}}$  и  $h_{\text{т.п}}$ , отвечающих заданному значению  $B_{\text{макс}}$ .

Максимальная температура топлива  $T_{\text{макс}}^{\text{топ}}$  достигается вблизи центра активной зоны, где предельное термическое сопротивление равно

$$R_{\Sigma} = \left( T_{\text{макс}}^{\text{топ}} - T_{\text{вх}}^{\text{I}} - \frac{\Delta T_{\text{макс}}^{\text{I}}}{2} \right) \frac{d_{\text{T}}}{r_{\text{макс}}}. \quad (2.14)$$

Оно включает термическое сопротивление теплопередачи от оболочки к теплоносителю  $R_{\alpha}$ ; термическое сопротивление теплопроводности оболочки  $R_{\text{об}}$ ; термическое сопротивление контактного слоя  $R_{\text{к}}$  и термическое сопротивление ядерного топлива  $R_{\text{топ}}$ :

$$R_{\text{топ}} = R_{\Sigma} - R_{\alpha} - R_{\text{об}} - R_{\text{к}}. \quad (2.15)$$

Тогда

$$d_0 = \begin{cases} 0, & \text{если } R_{\text{топ}} \geq \frac{d_{\text{T}}}{4\lambda_{\text{топ}}}; \\ \frac{d_{\text{T}}(1 - 4R_{\text{топ}}\lambda_{\text{топ}}/d_{\text{T}})^{0,5}}{2 - (1 - 4R_{\text{топ}}\lambda_{\text{топ}}/d_{\text{T}})^{0,5}}, & \text{если } R_{\text{топ}} < \frac{d_{\text{T}}}{4\lambda_{\text{топ}}}. \end{cases} \quad (2.16)$$

В формуле (2.15)

$$R_{\text{к}} = \frac{1}{\alpha_{\text{к}}}; \quad R_{\text{об}} = \frac{d_{\text{T}} \ln \frac{d_{\text{T}}}{d_{\text{T}} - 2\Delta_{\text{об}}}}{\lambda_{\text{об}}}; \quad R_{\alpha} \approx 0,005 \frac{\text{м}^2 \cdot \text{°C}}{\text{кВт}}.$$

По определению, средняя плотность топлива

$$\tilde{\gamma}_{\text{эф}} = \tilde{\gamma}_{\text{T}} \frac{d_{\text{T}}^2 - d_0^2}{d_{\text{T}}^2}. \quad (2.17)$$

Используя формулу (2.6) и считая, что средний выход ГПД под оболочку равен  $\bar{\psi}$ , а  $\Delta V_{\text{к}} \approx \Delta V_{\text{топ}} \approx 0$ , можно определить приближенно относительный размер газовой полости:

$$\frac{h_{\text{г.п}}}{h_{\text{а.з}}} \approx 0,17 \frac{B_{\text{макс}} \tilde{\gamma}_{\text{эф}} \bar{\Psi}}{K_z P_{\text{макс}}} (T_{\text{вх}}^I + 273) - (1 - \tilde{\gamma}_{\text{эф}}). \quad (2.18)$$

Применение упрощенной «идеализированной» модели помогает определить ожидаемые тенденции функции цели ( $B_{\text{макс}}$  или  $h_{\text{г.п}}/h_{\text{а.з}}$ ) в области варьирования факторов, форму их поиска, характер нелинейностей, приблизительные границы проявления и вырождения существующих эффектов. Точная же количественная оценка влияния основных факторов на предельную глубину выгорания может быть получена из регрессионного уравнения

$$\begin{aligned} B_{\text{макс}} = & 0,0532 - 0,215 \cdot 10^{-5} r^{2,5} + 2,79 \frac{\Delta_{\text{об}}}{d_{\text{т}}} - 0,101 \ln z + \\ & + 0,246 \left( \frac{h_{\text{г.п}}}{h_{\text{а.з}}} \right)^{0,55} - 0,00054 T_{\text{вых}}^{\text{макс}} + 0,115 \cdot 10^{-5} r^{2,5} \ln z + \\ & + 0,902 \cdot 10^{-8} r^{2,5} T_{\text{вых}}^{\text{макс}} + 0,822 \frac{\Delta_{\text{об}}}{d_{\text{т}}} \ln z + \\ & + 0,055 \left( \frac{h_{\text{г.п}}}{h_{\text{а.з}}} \right)^{0,55} \ln z. \end{aligned} \quad (2.19)$$

В табл. 2.1 приведена область варьирования факто-

Таблица 2.1

Область изменения переменных в формуле (2.19)

Фактор	$r$ , кВт/м	$\Delta_{\text{об}}/d_{\text{т}}$	$z^*$	$h_{\text{г.п}}/h_{\text{а.з}}$	$T_{\text{вых}}^{\text{макс}} **$
Область изменения	35—65	0,041—0,081	0,1—0,3	0,4—1,2	580—700

\* Доля делящегося плутония в общем количестве тяжелых атомов.

\*\* Температура теплоносителя на выходе из максимально напряженной ячейки.

ров, наиболее существенно влияющих на глубину предельного выгорания.



## 2.2. РАСЧЕТ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТВС И ОБЪЕМНОГО СОСТАВА РАБОЧЕЙ ЯЧЕЙКИ

Создание высоконапряженных активных зон реакторов на быстрых нейтронах возможно при наиболее компактном размещении твэлов. Этому отвечает гексагональная компоновка твэлов, принятая в большинстве отечественных и зарубежных проектов. На рис. 2.7 по-

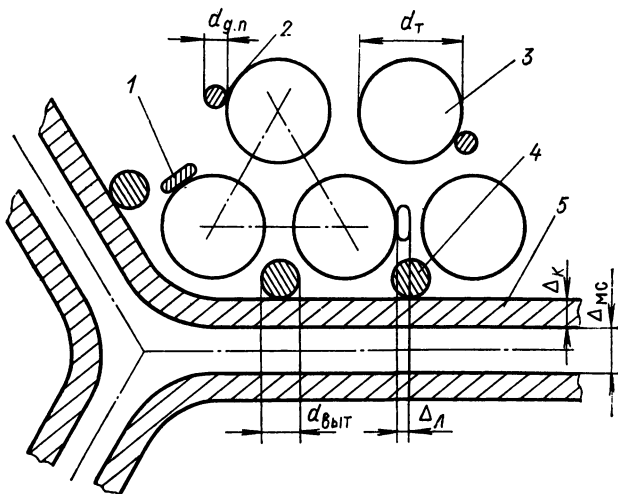


Рис. 2.7. Компоновка твэлов с проволочным дистанционированием по принципу «проволока по оболочке»:

1 — дистанционирующая лента; 2 — дистанционирующая проволока; 3 — твэл; 4 — вытеснитель; 5 — шестигранная труба

казана компоновка ТВС с проволочным дистанционированием по принципу «проволока по оболочке». Полное число твэлов ТВС

$$n_T = 3n_p(n_p + 1) + 1, \quad (2.20)$$

где  $n_p$  — количество рядов твэлов в ТВС. Диаметр дистанционирующей проволоки

$$d_{д.п} = (l - 1)d_T - C_1/n_p. \quad (2.21)$$

Здесь  $C_1$  — константа, выбираемая из условия собираемости ТВС. Она может быть оценена как сумма плюсового допуска для размера пучка твэлов под ключ и минусового допуска для шестигранной трубы.

Для более равномерного распределения температуры в оболочке твэлов, прилегающих к чехлу ТВС, на стенке чехла размещены вытеснители, а дистанционирование периферийных твэлов производится с помощью ленты, также навиваемой на оболочку. Внутренний размер шестигранного чехла под ключ

$$L_1 = 2(0,866n_p l_{d_T} + 0,5d_T + \Delta_{л}). \quad (2.22)$$

Радиус закругления в месте сопряжения граней чехла

$$r_3 = d_T/2 + \Delta_{л} - C_2, \quad (2.23)$$

где  $C_2$  — константа, определяющая технологическую погрешность изготовления чехла. Формулы (2.20) — (2.23) вытекают из геометрии твэла и ТВС.

Толщина стенки чехла выбирается из условия обеспечения ее целостности в рабочих условиях. Чехол ТВС, находящийся в центральной части активной зоны, испытывает напряжения, вызываемые давлением теплоносителя и, возможно, взаимодействием с пучком твэлов вследствие более интенсивного распухания последнего. Распределение плотности потока нейтронов, температуры и давления по высоте твэла имеет вид, представленный на рис. 2.8. Наиболее высокое давление теплоносителя наблюдается в нижнем сечении сборки. В этом сечении материал чехла работает в упругой области и наибольшие напряжения достигаются в месте перехода прямого участка стенки в закругленный (расчетная схема показана на рис. 2.9). Задача сводится к решению диффе-

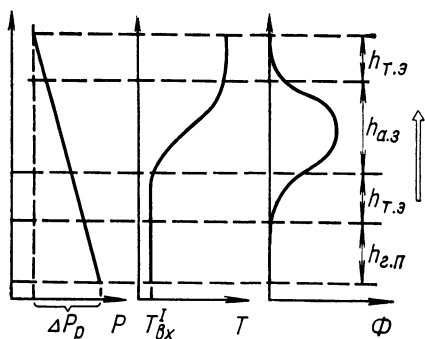


Рис. 2.8. Распределение плотности потока нейтронов, температуры и давления по высоте твэла

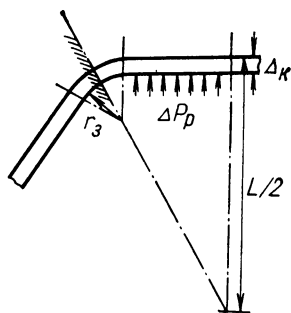


Рис. 2.9. Схема к расчету максимального напряжения в шестигранной трубе

рещиального уравнения относительно деформации пластины с жестко закрепленным концом и равномерно распределенной нагрузкой [54]. В случае  $r_3/L_1 \ll 1$ ,  $\Delta_K/L \ll 1$  можно использовать следующую формулу для оценки максимального напряжения:

$$\sigma_{\max} = \Delta P_p \frac{L^2}{\Delta_K^2} \left( 0,15 + 0,50 \frac{r_3}{L} + 0,05 \frac{\Delta_K}{r_3} + 0,75 \frac{\Delta_K}{L} \right), \quad (2.24)$$

где  $\Delta P_p$  — перепад давления в реакторе. Условием работоспособности в этом сечении будет непревышение максимального напряжения предела текучести материала  $\sigma_s$ . Если обозначить  $n_\sigma$  коэффициент запаса по напряжениям, то необходимая толщина стенки чехла может быть найдена из условия

$$\sigma_{\max} = n_\sigma \sigma_s. \quad (2.25)$$

Для первоначальных оценок можно принять  $L \approx L_1$ . В работе [55] рекомендуется использовать в качестве критерия коэффициент запаса по предельной нагрузке  $n_p$ :

$$P_{\text{пр}} = \Delta P_p n_p; \quad P_{\text{пр}} \approx 12 \sigma_s (\Delta_K/L)^2. \quad (2.25a)$$

Как видно из рис. 2.8, в верхних сечениях пакета давление теплоносителя существенно меньше  $\Delta P_p$ , однако при этом возрастают интенсивность облучения быстрыми нейтронами и температура чехла. В этих сечениях возможно появление пластических деформаций, вызванных термической и радиационной ползучестью стали. Было показано [55], что при  $\Phi t \approx 3 \cdot 10^{27}$  нейтр./м<sup>2</sup> и  $T \leq 600^\circ \text{C}$  максимальные неупругие деформации чехла ТВЧ не превысят  $0,001 L$ , т. е. ниже предельных. Поэтому условий (2.25) или (2.25a) для оценки работоспособности чехла вполне достаточно.

Зазор между пакетами обычно выбирается из условия недопустимости контакта между соседними ТВС в любом сечении по высоте сборки. Худшим случаем является соседство ТВС, достигших предельного выгорания. Условие касания этих ТВС:

$$\Delta_{\text{м.с}} = \Delta L_{\text{полз}} + \Delta L_{\text{расп}} + C_3. \quad (2.26)$$

Два первых слагаемых в правой части выражают изменение размера ТВС под ключ в результате ползучести и набухания материала чехла соответственно. Констан-

та  $C_3$  выбирается после анализа допусков на шести-гранные трубы. Можно полагать, что

$$\Delta L_{расп} = L_1 S_{ст} / 3, \quad (2.27)$$

где  $S_{ст}$  определяется по формуле (2.7). Если чехол изготовлен из холоднодеформированной стали, то использование (2.7) может внести заметную погрешность. В этом случае целесообразнее воспользоваться, например, данными для стали 316CW [56].

Деформирование чехла ТВС в результате ползучести стали происходит от давления теплоносителя и силового воздействия со стороны пучка твэлов. Скорость ползучести выражается степенным законом  $\dot{\epsilon}_{ст} = f(\Phi t, T) \sigma^n$ , где  $f(\Phi t, T)$  — некоторая функция флюенса и температуры. Обычно для чехла ТВС можно пренебречь термической ползучестью, тогда  $n=1$ . Для этого случая при условии  $L/r_3 \geq 30$  получено следующее выражение для скорости изменения размера чехла под ключ [55]:

$$\dot{L} = f(\Phi t, T) P \left( \frac{L^2}{2\Delta_k} + 0,007 \frac{L^4}{\Delta_k^3} \right). \quad (2.28)$$

Значение  $f(\Phi t, T)$  может быть взято из формулы (2.11). Формула (2.28) выражает только ту часть деформации пакета, которая обусловлена радиационной ползучестью стали под давлением теплоносителя. Кроме того, может возникнуть неупругая деформация вследствие разной скорости набухания оболочек твэлов и материала чехла. Для чехла обычно применяется холоднодеформированная аустенитная сталь, которая при флюенсах  $(1-2) \cdot 10^{23}$  нейтр./м<sup>2</sup> набухает меньше, чем отожженная сталь оболочек твэлов. Поэтому через некоторое время  $t_k$  после начала работы ТВС набухающий пучок твэлов «догоняет» набухающий чехол и начинается их сильное взаимодействие. По расчетам, опасное состояние в отношении работоспособности чехла наступает через  $\sim 2000$  эф. ч работы после начала контакта  $t_k$ . Время  $t_k$  можно вычислить, если известны зазоры в собранных ТВС. С точки зрения вклада в  $\Delta L_{полз}$  и, следовательно, в  $\Delta_{м.с}$  этой частью деформации, по-видимому, можно пренебречь. Если время работы ТВС обозначить  $t_{ТВС}$ , то  $\Delta L_{полз} = \dot{L}_{кр} t_{ТВС}$ , где  $\dot{L}_{кр}$  — скорость радиационной ползучести в критическом сечении. Критическое сечение находится в верхней половине активной части

ТВС (рис. 2.10). Для нахождения критического сечения и определения необходимого расстояния между соседними ТВС приходится производить расчеты в нескольких точках по высоте активной зоны. Учитывая неопределенность в данных по распуханию и ползучести сталей, можно рекомендовать для эскизных моделей выбор зазора производить на основе расчета распухания в центральном сечении при температуре теплоносителя на выходе из реактора.

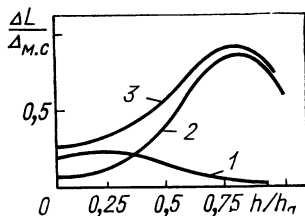


Рис. 2.10. Изменение размера чехла ТВС по длине активной зоны:

1 — радиационная ползучесть стали; 2 — распухание стали; 3 — общая деформация

Определив  $\Delta_K$  и  $\Delta_{м.с.}$ , можно приступить к расчету объемного состава ячейки, занятой ТВС (рабочей ячейки). Объемная доля топлива

$$\varepsilon_T = 0,907 \frac{(d_T - 2\Delta_{об})^2 n_T}{L_2^2}, \quad (2.29)$$

где  $L_2 = L_1 + 2\Delta_K + \Delta_{м.с.}$

Объемная доля оболочек твэлов

$$\varepsilon_{об} = \varepsilon_T \left[ \frac{1}{(1 - \delta_{об})^2} - 1 \right]; \quad \delta_{об} = \frac{2\Delta_{об}}{d_T}. \quad (2.30)$$

Связь между диаметром вытеснителя и толщиной дистанционирующей ленты находится из условия соприкасаемости вытеснителей с дистанционирующей лентой и чехлом ТВС. Диаметр вытеснителя определяется в процессе теплогидравлического расчета ТВС:

$$\Delta_d = (d_T l)^2 / 8d_{выт} - d_T / 2. \quad (2.31)$$

Объемная доля дистанционирующих элементов (проволоки, лент и вытеснителей)

$$\varepsilon_d = L_2^{-2} [ 6,93n_p \Delta_d d_{д.п} + 0,907d_{д.п}^2 (n_T - 6n_p) + 5,44n_p d_{выт}^2 ]. \quad (2.32)$$

Объемная доля чехла ТВС

$$\varepsilon_r = 4\Delta_K (L_1 + \Delta_R) / L_2^2. \quad (2.33)$$

Объемные доли конструкционных материалов и теплоносителя в рабочей ячейке равны соответственно

$$\varepsilon_{\text{ст}} = \varepsilon_{\text{об}} + \varepsilon_{\text{д}} + \varepsilon_{\text{г}}; \quad \varepsilon_{\text{Na}} = 1 - \varepsilon_{\text{т}} - \varepsilon_{\text{ст}}. \quad (2.34)$$

Часть натрия заполняет зазоры между ТВС. Доля этого натрия

$$\varepsilon_{\text{м.с}} = \frac{4\Delta_{\text{м.с}}(L_2 - 0,5\Delta_{\text{м.с}})}{L_2^2}.$$

### 2.3. ТЕПЛОГИДРАВЛИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ТВС

Рассмотрим ТВС, распределение тепловыделения в активной части которой подчиняется косинусоидальному закону, а по сечению, перпендикулярному к движению теплоносителя, постоянно. Пусть заданы геометрия внутренней полости ТВС, максимальная линейная мощность твэла  $r_{\text{макс}}$ , достигаемая в какой-то момент кампании, и соответствующая этому моменту максимальная температура оболочки  $T_{\text{макс}}^{\text{об}}$ ; известна также температура теплоносителя на входе в реактор  $T_{\text{вх}}^{\text{I}}$ . Требуется определить расход теплоносителя через ТВС, который соответствует данным условиям, и перепад давления  $\Delta P_{\text{р}}$ .

Известно, что температурные поля в сборках с жидким металлом сильно зависят от конфигурации канала и распределения тепловыделения и слабее, чем в случае других жидкостей, от распределения скоростей в сечении канала. Это объясняется высокой теплопроводностью жидкометаллического теплоносителя. Поэтому, а также из-за слабой зависимости теплофизических свойств жидких металлов от температуры можно свести теплогидравлический расчет ТВС к последовательным тепловому и гидравлическому расчетам.

Максимальная температура оболочки определяется из баланса подогревов в наиболее напряженной ячейке:

$$T_{\text{макс}}^{\text{об}} = T_{\text{вх}}^{\text{I}} + \Delta T_{\text{т.э}} + \frac{1}{gC_p} \int_0^{z^*} r(z) dz + \\ + \frac{4r(z^*)K}{\pi d_{\text{т}}} \left( \frac{1}{\alpha} + \frac{d_{\text{т}} \ln [d_{\text{т}} / (d_{\text{т}} - 2\Delta_{\text{об}})]}{2\lambda_{\text{об}}} \right), \quad (2.35)$$

где  $\Delta T_{\text{т.э}}$  — подогрев теплоносителя в нижнем торцевом экране;  $g$  — расход теплоносителя в ячейке;  $C_p$  — удель-

ная теплоемкость теплоносителя;  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи от стенки к теплоносителю;  $\lambda_{об}$  — коэффициент теплопроводности оболочки твэла.

Расчеты показывают, что можно принять расстояние  $z^*$  от входа теплоносителя в активную зону, на котором достигается  $T_{\max}^{об}$ , равным высоте активной зоны. Коэффициент  $K$ , равный отношению потока на границе активной зоны к потоку в центре реактора, получается из решения трансцендентного уравнения  $K_z \arccos K = (1 - K^2)^{-1/2}$ , где  $K_z$  — коэффициент аксиальной неравномерности. С некоторым завышением можно принять  $K = \pi/K_z - 2$ . Если предположить, что известна доля мощности, выделяемой в торцевых экранах,  $K_{т.э}$  и что  $\Delta_{об} \ll d_T$ , то выражение (2.35) можно заменить следующим:

$$T_{\max}^{об} = T_{вх}^I + \left(1 + \frac{K_{т.э}}{2}\right) \frac{r_{\max} h_{а.з}}{g C_p K_z} + \frac{4 r_{\max} K}{\pi d_T} \left(\frac{1}{\alpha} + \frac{\Delta_{об}}{\lambda_{об}}\right), \quad (2.35a)$$

где коэффициент теплоотдачи  $\alpha$  должен быть рассчитан по известным формулам (см., например, [57, 58]). Поскольку для вычисления необходимо знать скорость теплоносителя  $\omega$ , то приходится прибегать к итерационной процедуре, возвращаясь к (2.35a) после гидравлического расчета ТВС.

Другой недостаток формулы (2.35a) состоит в неучете неравномерности температуры по периметру твэла. Наиболее напряженной обычно считается центральная ячейка (рис. 2.11). Температура в точке  $A$  оболочки твэла выше, чем в точке  $B$ . Для учета неравномерности поля температур по периметру твэла можно воспользоваться результатами расчета теплообмена в пучках твэлов для предельного случая  $\lambda_{\text{Топ}} \ll \lambda_{\text{Na}}$ , приведенными в работе [59]. В этом случае тепловой поток на поверхности твэла можно считать постоянным, а неравномерность температур по периметру максимальной и  $T_{\max}^{об}$  вычислять по формуле

$$T_{\max}^{об} = T_{вх}^I + \left(1 + \frac{K_{т.э}}{2}\right) \frac{r_{\max} h_{а.з}}{g C_p K_z} + \frac{r_{\max} K}{\pi} \left(\frac{\Theta}{2\lambda_{\text{Na}}} + \frac{4\Delta_{об}}{d_T \lambda_{об}}\right). \quad (2.36)$$

Величина  $\Theta$  зависит только от  $l$  [59]. Эта зависимость приведена на рис. 2.12.

Из (2.35) или (2.36) можно найти расход  $g$ . Рассмотрим гидравлический расчет ТВС в приближении изолированных каналов. Сначала определим диаметр

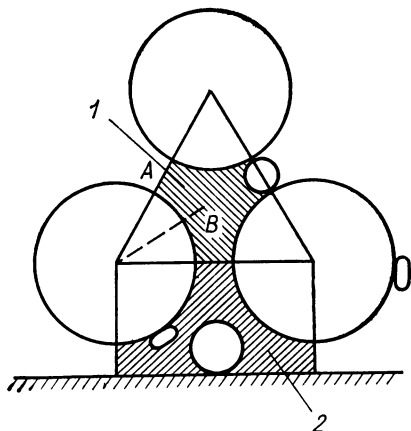


Рис. 2.11. Схема к теплогидравлическому расчету ТВС:

1 — номинальная ячейка; 2 — пристенная ячейка

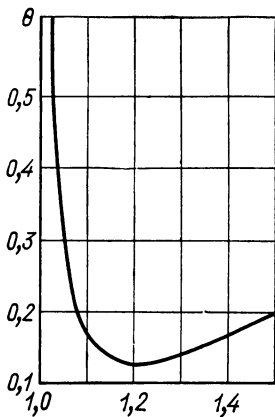


Рис. 2.12. Зависимость коэффициента  $\Theta$  в формуле (2.36) от относительного шага решетки твэлов [59]

вытеснителей в пристенных ячейках и размеры дистанционирующей ленты. Это можно сделать, предполагая, что подогревы теплоносителя в тесной центральной ячейке и пристенной ячейке с вытеснителем одинаковы, а также предполагая, что по сечению пакета  $dP/dz = \text{idem}$  (изобарное течение).

Обозначим  $f_{1,2}$  площади проходного сечения указанных ячеек; гидравлический диаметр ячейки  $d_r = 4f/\Pi$ , где  $\Pi$  — смоченный периметр. Тогда, учитывая, что коэффициент трения  $\zeta_{тр} = \text{const}/\text{Re}^{0,25}$ , где  $\text{Re}$  — число Рейнольдса, условие равенства подогревов в ячейках запишем следующим образом:

$$\Pi_1^{0,625} f_2 = \Pi_2^{0,625} f_1, \quad (2.37)$$

где



$$f_1 = 0,433 (d_T + d_{д.п})^2 - \frac{\pi}{8} (d_T^2 + d_{д.п}^2);$$

$$f_2 = (d_T + d_{д.п}) \left( \frac{d_T}{2} + \Delta_L \right) - \frac{\pi}{8} (d_T^2 + 2d_{выт}^2) - 2\Delta_L^2;$$

$$\Pi_1 = \frac{\pi}{2} (d_T + d_{д.п}); \quad \Pi_2 = d_T + d_{д.п} + \pi d_{выт} + 6\Delta_L.$$

Величина  $d_{выт}$  находится с помощью решения уравнения (2.37). В интервале  $5 \text{ мм} < d_T < 9 \text{ мм}$  и  $1,1 < l < 1,3$  диаметр вытеснителя с хорошей точностью аппроксимируется формулой

$$d_{выт} = 0,242d_T + 0,0076l^2d_T. \quad (2.38)$$

При определении  $g$  нужно учесть отличие условий работы ТВС от номинальных. Для этого формулы (2.35а) и (2.36) следует несколько изменить, а именно: вместо  $T_{макс}^{об}$  и  $T_{вх}^T$  использовать эти же величины, но деленные на некоторый коэффициент  $K_\phi > 1$ .

Коэффициент  $K_\phi$ , учитывающий факторы перегрева, включает в себя: допуски на обогащение и плотность горючего; погрешность расчета поля тепловыделения и критической массы; погрешность определения и поддержания мощности; погрешность определения температуры теплоносителя.

Отклонения в геометрии напряженной ячейки целесообразно учитывать следующим образом: перепад давления  $\Delta P_p$  определять из условия, что напряженная ячейка с расходом  $g$  является тесной, т. е. по всей высоте активной зоны шаг твэла в этой ячейке равен  $1 + d_{д.п}/d_T$ , а не  $l$ , как в номинальной. Примем, что коэффициент трения выражается степенным законом  $\xi_{тр} = a/Re^n$ . Тогда расход теплоносителя в  $i$ -й ячейке

$$g_i = g_1 \left( \frac{f_i}{f_1} \right)^{3/(2-n)} \left( \frac{\Pi_1}{\Pi_i} \right)^{(1+n)/(2-n)}, \quad (2.39)$$

а суммарный расход теплоносителя через ТВС

$$G_{ТВС} = \sum n_i g_i, \quad (2.40)$$

где  $n_i$  — число ячеек  $i$ -го типа в ТВС, причем

$$\sum f_i n_i = 0,866L_2^2 (\epsilon_{Na} - \epsilon_{м.с}).$$

Обычно выделяют следующие характерные типы ячеек: номинальная центральная, номинальная тесная, пристенная номинальная, пристенная тесная, угловая. В первом приближении можно считать все ячейки (кро-

ме, быть может, одной) номинальными. Тогда в ТВС будет три типа ячеек: 6 угловых,  $6n_p$  пристенных и  $6(2n_p - 1)$  центральных.

В выражении для коэффициента трения можно полагать  $a = 0,31$ ;  $n = 0,25$ . В работе [59] для гладких труб рекомендуется принимать  $n \approx 0,2 + 0,8 \exp\{-[0,67 \lg \times (\text{Re}/100)]^2\}$ .

Средний подогрев теплоносителя в ТВС равен

$$\Delta T_{\text{ТВС}} = \frac{r_{\text{макс}} n_{\text{а.з}} n_{\text{т}}}{K_z C_p G} (1 + K_{\text{т.э}}); \quad (2.41)$$

максимальный подогрев в ячейке согласно (2.36)

$$\Delta T_{\text{макс}} = \left[ T_{\text{макс}}^{\text{об}} - T_{\text{вх}}^{\text{I}} - \frac{r_{\text{макс}} K}{\pi} \left( \frac{\Theta}{2\lambda_{\text{Na}}} + \frac{4\Delta_{\text{об}}}{d_{\text{т}} \lambda_{\text{об}}} \right) \right] \frac{1 + K_{\text{т.э}}}{1 + K_{\text{т.э}}/2}. \quad (2.42)$$

Отношение

$$D_{\text{ТВС}} = \Delta T_{\text{макс}} / \Delta T_{\text{ТВС}} \quad (2.43)$$

назовем внутренним коэффициентом разбавления ТВС. Он характеризует, насколько эффективно используется теплоноситель внутри сборки. Этот коэффициент может быть рассчитан отдельно или определен экспериментально и включен в число задаваемых параметров.

Перепад давления по ТВС определяется суммой потерь в местных сопротивлениях и потери давления на трение [60]:

$$\Delta P_p = \left( \sum_i \zeta_{\text{м},i} \gamma_{\text{Na}} \omega_i^2 + \zeta_{\text{тр}} \gamma_{\text{Na}} \frac{\omega_{\text{а.з}}^2 h}{d_{\text{эВБ}}} \right) \cdot 5 \cdot 10^{-4} \text{ МПа}, \quad (2.44)$$

где  $\omega_{i, \text{а.з}}$  — скорость движения теплоносителя на  $i$ -м участке местного сопротивления и в активной зоне соответственно, м/с;

$$h = h_{\text{а.з}} + h_{\text{т.п}} + 2h_{\text{т.э}}.$$

Эквивалентный диаметр ТВС

$$d_{\text{эВБ}} = \frac{0,276 L_2^2 (\varepsilon_{\text{Na}} - \varepsilon_{\text{м.с}})}{n_{\text{т}} (d_{\text{т}} + d_{\text{д.п}}) + 6n_p (d_{\text{выт}} - d_{\text{д.п}} + \Delta_{\text{л}}) + 1,1 L_2}. \quad (2.45)$$

Средняя плотность теплоносителя [61]

$$\gamma_{\text{Na}} = 951 - 0,239 (T_{\text{вх}}^{\text{I}} + \Delta T_{\text{ТВС}}/2) \text{ кг/м}^3. \quad (2.46)$$

Здесь температуры выражены в градусах Цельсия.

При расчете  $\zeta_{\text{тр}}$  критерий Рейнольдса определяется по формуле

$$\text{Re} = \omega_{\text{а.з}} d_{\text{эВБ}} / \nu,$$

где  $\nu$  — кинематический коэффициент вязкости натрия.

Рассмотренная в этом параграфе схема теплогидравлического расчета, конечно, упрощена и предназначена для эскизного описания температурного состояния ТВС. Для более основательного и точного расчета проектируе-

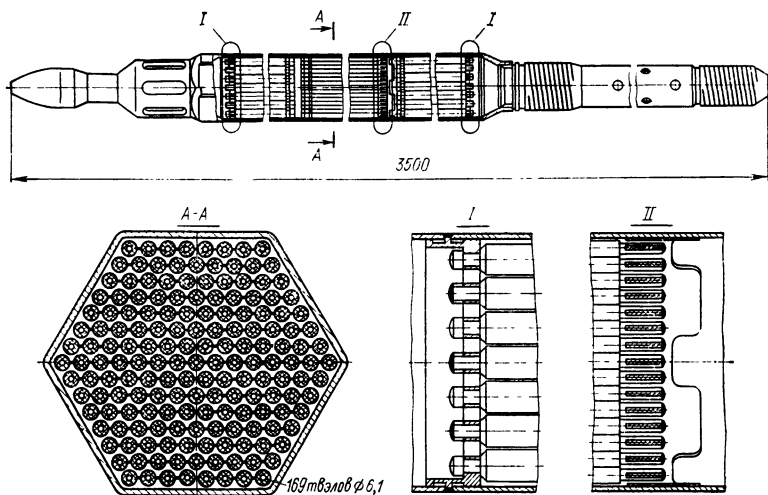


Рис. 2.13. ТВС активной зоны реактора БН-350

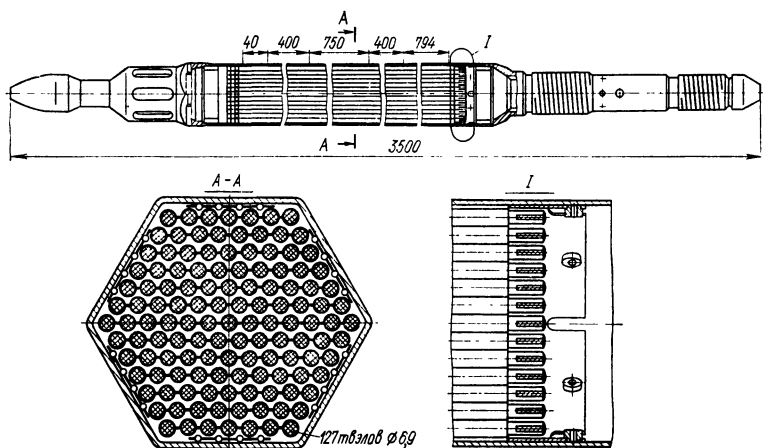


Рис. 2.14. ТВС активной зоны реактора БН-600

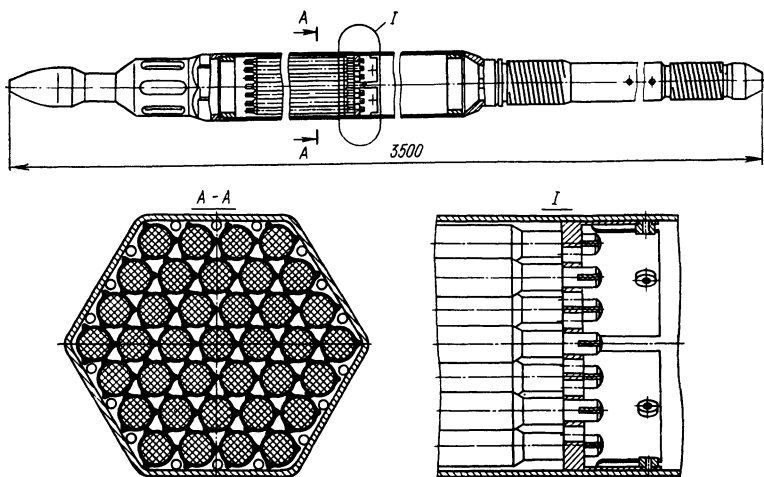


Рис. 2.15. ТВС зоны воспроизводства реактора БН-600

мых ТВС (рис. 2.13—2.15), рассмотрения вопросов теплообмена между отдельными ячейками, детального анализа температурного поля в оболочках твэлов следует значительно усложнить алгоритм, используя для этого данные, приведенные в работах [58, 59]. Это может, однако, привести к недопустимому увеличению объема комплексной модели реактора. Компромиссным может быть такой способ: сохранив в целом предложенную выше схему, более точно определять коэффициент разбавления  $D_{\text{ТВС}}$  с помощью аппроксимационной модели, для разработки которой воспользоваться приемами, описанными в гл. 3.

## Глава 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РЕАКТОРА

### 3.1. СПОСОБ ПРИБЛИЖЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Оптимизация с большим числом управляющих параметров возможна только при достаточно разумных затратах машинного времени на каждый блок математической модели реактора. В этом смысле определяющим оказывается блок расчета нейтронно-физических харак-

геристик. Обычно принято использовать многогрупповые уравнения переноса нейтронов в двумерной геометрии. Сложность программ и высокая трудоемкость численного решения этих уравнений говорят о том, что оптимизация реактора на быстрых нейтронах с большим числом управляющих параметров невозможна без существенного сокращения затрат машинного времени на нейтронно-физический расчет реактора.

В том случае, когда непосредственное изучение объекта (в силу сложности, громоздкости или большой стоимости) наталкивается на значительные трудности, всегда прибегают к разработке некоторого эквивалента данного объекта (моделированию), при этом вся процедура исследования переносится на квазиобъект (модель), а знания, полученные при ее изучении, распространяются на реальный объект.

Программа нейтронно-физического расчета (квазиобъект) удовлетворяет не всем требованиям, предъявляемым к блокам модели реактора. Поэтому целесообразно разработать модель квазиобъекта, удовлетворяющую всем необходимым требованиям.

К блоку расчета нейтронно-физических характеристик реактора предъявляются два противоположных требования: с одной стороны, очевидна необходимость проведения расчетов с большим числом управляющих параметров; с другой, требуется значительное сокращение затрат машинного времени на единичный расчет реактора. Оба эти требования можно удовлетворить, если попытаться с помощью прямых нейтронно-физических расчетов при приемлемых одноразовых затратах машинного времени построить математические модели  $\eta(x, \Theta)$ , которые зависят от некоторых параметров  $\Theta$  и связывают управляющие параметры  $x$  и выходные физические характеристики реактора  $y(x)$ . В данном случае модель тоже представляет собой расчетную программу, но она описывает явление в предположении, что мы как будто ничего не знаем о механизме физических процессов (захвате, делении, рассеянии и т. п.), поскольку в ней не учтены в явном виде законы этих взаимодействий. Позволяя проследить взаимодействие отдельных факторов, выяснить и интерпретировать наиболее существенные функциональные связи между параметрами системы, она в то же время достаточно проста и удобна, легко компонуется с программами расчета и

не требует больших затрат машинного времени. Моделирование необходимо осуществить с минимальными затратами машинного времени. Один из возможных путей удовлетворения необходимым требованиям — использование для моделирования физических характеристик реактора математической теории планирования эксперимента [62]. Планирование предполагает как оптимальную организацию проведения вычислительных экспериментов, так и обработку расчетных данных, т. е. позволяет минимизировать затраты машинного времени на моделирование. Планировать вычислительный эксперимент можно либо весь в целом (априорное планирование), либо по этапам (последовательное планирование). В последнем случае проводят так называемый затравочный эксперимент, затем планируют небольшую серию экспериментов (расчетов), далее полученные результаты обрабатывают и, наконец, вновь приступают к планированию, используя всю имеющуюся информацию.

Планирование заключается в выборе точек (их числа и месторасположения) факторного пространства, в которых проводятся нейтронно-физические расчеты, необходимые и достаточные для решения задачи моделирования физических характеристик с требуемой точностью (для разработки адекватных математических моделей физических характеристик), при этом желательно минимизировать общее количество точек за счет выбора такого их месторасположения, которое наилучшим образом характеризует изучаемую область факторного пространства.

Планирование эксперимента может быть использовано при решении разнообразных задач: построении аппроксимационных (интерполяционных) формул, выборе существенных факторов, поиске оптимальных условий и т. д. В частности, в случае моделирования физических характеристик реактора оно позволяет при наименьших затратах машинного времени определить неизвестные параметры  $\Theta$  в модели  $\eta(x, \Theta)$ , связывающие исследуемые физические характеристики реактора с факторами  $x$ , определяющими геометрию и состав активной зоны реактора и зон воспроизводства.

При моделировании [построении моделей  $\eta(x, \Theta)$ ] не нужно стремиться к полностью адекватному описанию изучаемых характеристик. Хорошее совпадение

с результатами эксперимента не служит достаточно убедительным подтверждением правильности модели, поскольку всегда можно предложить другие модели, которые также не будут противоречить наблюдаемым данным. При плохом совпадении всегда можно дать достаточно разумные объяснения и показать необходимость введения в модель поправок, ее уточняющих. Задача исследователя ограничивается лишь тем, чтобы предложить модель, которая в соответствии с его представлениями дает эскизное описание предполагаемого поведения реальной характеристики. Такая модель, являясь простой, содержательной и наглядной, позволяет преодолеть затруднения, связанные с затратами машинного времени на нейтронно-физический расчет. В практике исследований наибольшее применение нашли модели, имеющие вид  $\eta(\mathbf{x}, \Theta) = \Theta^T \mathbf{f}(\mathbf{x})$ , где  $\Theta^T$  — транспонированный вектор  $\Theta$  неизвестных параметров;  $\mathbf{f}(\mathbf{x})$  — некоторые известные функции, поскольку эта модель позволяет, во-первых, априори найти точки, в которых будет проводиться вычислительный эксперимент, во-вторых, если предполагаемая модель адекватна, оценить дисперсию предсказания регрессионной функции. Если априорных сведений о зависимости  $\eta(\mathbf{x}, \Theta)$  мало, то удобно взять в качестве  $\mathbf{f}(\mathbf{x})$  систему степенных функций

$$\mathbf{f}^T(\mathbf{x}) = \{f_\alpha(\mathbf{x})\}. \quad (3.1)$$

Компоненты вектора равны

$$f_1(\mathbf{x}) = 1; \quad f_{1+j}(\mathbf{x}) = x_j; \quad 1 \leq j \leq k;$$

$$f_{1+k+i}(\mathbf{x}) = x_j^2; \quad f_{1+2k+i}(\mathbf{x}) = x_p x_r;$$

$$p < r; \quad r = 1, 2, \dots, k; \quad p = 1, 2, \dots, r-1, \dots,$$

Система позволяет достаточно хорошо описать в данной области любую гладкую функцию. Неизвестная функция  $\eta(\mathbf{x}, \Theta)$  представляется отрезком степенного ряда, и задача состоит в том, чтобы найти лучшую оценку коэффициентов этого ряда при небольшом числе вычислительных экспериментов. В дальнейшем нами будут рассматриваться по преимуществу именно такие модели.

При разработке математических моделей  $\eta(\mathbf{x}, \Theta)$ , связывающих исследуемые физические характеристики реактора  $y(\mathbf{x})$  с факторами  $\mathbf{x}$ , определяющими геомет-

рию и состав активной зоны реактора, многогрупповые расчеты проводятся только один раз и рассматриваются как своего рода расчетные (вычислительные) эксперименты.

При использовании расчетных экспериментов имеются некоторые особенности. Они связаны с тем, что если повторить эксперимент на ЭВМ, то результат окажется в точности таким же самым (в предположении, что ЭВМ работает правильно), и, следовательно, этот результат, в некотором смысле, не является случайной величиной. Однако значения исследуемой характеристики, полученные в результате расчета, безусловно, не являются истинными, поскольку существуют различные погрешности их вычисления и реализации. Это, во-первых, неопределенность микросечений и других констант, во-вторых, методическая погрешность, связанная с предположениями нейтронно-физического расчета, положенного в основу определения физических характеристик реактора; в-третьих, неточность итерационного процесса, конечное число расчетных узлов, погрешности в вычислении интегралов, ошибки округления и, наконец, в-четвертых, технологическая погрешность, связанная с тем, что в действительности узлы и оборудование установки изготавливаются с определенными допусками.

По-видимому, можно представлять характеристику, полученную в результате нейтронно-физического расчета, как величину, случайным образом отличающуюся от истинной. При использовании теории планирования эксперимента дисперсию этой характеристики  $\sigma_m$  целесообразно полагать равной методической погрешности.

Рассмотрим математическую постановку проблемы планирования. Обычно вычисляемая физическая характеристика зависит от нескольких входных переменных, определяющих геометрические характеристики и составы активной зоны и зон воспроизводства, называемых факторами. При этом предполагается, что значения каждого из факторов могут быть выбраны произвольно из некоторой заданной области  $X$ . Каждому набору факторов соответствует вектор-столбец  $x^T = (x_1, x_2, \dots, x_j, \dots, x_k)$ , координаты которого равны значениям входных переменных. Задача вычислительного эксперимента по поиску математической модели — отыскание связи между вычисляемыми (выходными)



характеристиками и входными переменными (факторами). Предполагается, что связь между вычисляемой характеристикой  $y$  и входными переменными  $\mathbf{x}$  можно записать в виде

$$E\{y(\mathbf{x})\} = \eta(\mathbf{x}, \Theta), \quad (3.2)$$

где  $E\{y(\mathbf{x})\}$  — математическое ожидание величины  $y(\mathbf{x})$ , вычисленное в точке  $\mathbf{x}$ ;  $\eta(\mathbf{x}, \Theta)$  — функция, вид которой известен;  $\Theta^T = \{\Theta_1, \Theta_2, \dots, \Theta_m\}$  — неизвестные параметры, которые необходимо оценить.

Функция  $\eta(\mathbf{x}, \Theta)$  обычно называется поверхностью отклика. Цель анализа вычислительных экспериментов — определение оценок неизвестных параметров  $\Theta$  или оценки поверхности отклика в заданной области  $X$ .

Если функция  $\eta(\mathbf{x}, \Theta)$  линейная по параметрам  $\Theta$ , т. е.

$$E\{y(\mathbf{x})\} = \Theta^T \mathbf{f}(\mathbf{x}), \quad (3.3)$$

где  $\mathbf{f}^T = \{f_1(\mathbf{x}), \dots, f_m(\mathbf{x})\}$ , то можно найти оценки  $\Theta$ , которые называются наилучшими линейными оценками и равны [62]

$$\Theta = \hat{M}^{-1} \mathbf{Y}. \quad (3.4)$$

Матрица  $\hat{M}$  определяется как

$$\hat{M} = \sum_{i=1}^n \mathbf{f}(\mathbf{x}_i) \mathbf{f}^T(\mathbf{x}_i), \quad (3.5)$$

где  $i$  — индекс эксперимента. Она предполагается неособенной и называется информационной матрицей Фишера, а

$$\mathbf{Y} = \sum_{i=1}^n y_i \mathbf{f}(\mathbf{x}_i). \quad (3.6)$$

В этом случае в предположении адекватности модели оценкой для дисперсии будет

$$\sigma^2 = \frac{\sum_{i=1}^n [y(\mathbf{x}_i) - \Theta^T \mathbf{f}(\mathbf{x}_i)]^2}{n - m}, \quad (3.7)$$

где  $m$  — число оцениваемых параметров;  $n$  — число экспериментов. Оценки будут различны для каждой функции  $\eta(\mathbf{x}, \Theta)$ . Выбор наилучших оценок  $\Theta$  среди прочих  $\hat{\Theta}$  основан на сравнении информационных матриц для различных серий экспериментов. Поиск оценок неизвестных параметров  $\Theta$  осуществляется в резуль-

тате реализации экспериментов по определенному плану. План должен быть оптимальным по одному или нескольким критериям. Эти критерии предъявляют определенные требования к свойствам информационной матрицы оценок коэффициентов и разделяются на две большие группы [63].

К первой относятся критерии, связанные с точностью оценок коэффициентов  $\Theta$ , из них наиболее приемлемы для наших целей критерии  $D$ -оптимальности и ортогональности.  $D$ -оптимальному плану соответствует наименьший на множестве планов  $\epsilon$  определитель дисперсионной матрицы, и эллипсоид рассеяния оценок параметров  $\Theta$  имеет минимальный объем. Ортогональный план имеет диагональную информационную матрицу. Для таких планов все оценки параметров независимы.

Ко второй группе относятся критерии и свойства планов, связанные с погрешностью в оценке поверхности отклика  $\eta(x, \Theta)$ . Здесь можно отметить критерии  $G$ - и  $Q$ -оптимальности, а также ротатабельности.  $G$ -оптимальные планы минимизируют максимальное значение дисперсии оценки поверхности отклика. Применение  $G$ -оптимального плана как бы дает эксперименту гарантию, что в области планирования не окажется точек, в которых точность оценки поверхности отклика будет слишком низкой. Можно минимизировать среднюю дисперсию оценки поверхности отклика ( $Q$ -оптимальность). Для ротатабельных планов дисперсия оценки регрессионной функции может быть представлена как функция расстояния до центра в области определения  $x$ .

Перечисленные критерии отражают наиболее существенные требования, предъявляемые к планам. Существуют некоторые свойства планов, которые не рассматриваются как критерии оптимальности, но их выполнение весьма желательно. Это близость плана к насыщенному, т. е. к такому, где число расчетных экспериментов равно числу неизвестных коэффициентов; композиционность плана — свойство, позволяющее разделить эксперимент на несколько этапов и постепенно переходить от простых моделей к более сложным, используя предыдущие расчетные эксперименты; возможность произвести преобразование независимых переменных и перейти к более удовлетворительной модели без дополнительных измерений.

С формальной точки зрения задачу моделирования физических характеристик реактора можно рассматривать и как задачу аппроксимации; при этом необходимо отметить, что основные результаты теории планирования, касающиеся выбора точек пространства, в которых необходимо проводить вычислительный эксперимент, остаются справедливыми.

Рассмотрим математическую постановку задачи моделирования физических характеристик как задачи аппроксимации. Предположим, что на некотором точечном множестве  $X$  заданы две функции  $y(x)$  и  $\eta(x, \Theta)$ ,  $x \in X$ , и вторая из этих функций зависит от некоторого числа коэффициентов  $\Theta$ . Необходимо отметить, что функция  $y(x)$  в явном виде не задана, однако в любой точке области  $X$  она может быть вычислена. Требуется найти минимальное число  $n$  точек  $x_i$ , достаточное для вычисления коэффициентов  $\Theta$ . В этих точках необходимо вычислить функцию  $y(x)$  так, чтобы ожидаемое отклонение функции  $\eta(x, \Theta)$  от  $y(x)$  во всей области  $X$  было наименьшим. При этом необходимо определить, что понимается под отклонением функции  $\eta(x, \Theta)$  от  $y(x)$ , т. е. паложить на планы экспериментов (так же, как и в задаче планирования) определенные требования.

Критерии оптимальности, по-видимому, определяют, какие требования предъявляются к обусловленности информационной матрицы оценок коэффициентов. Каждый из перечисленных выше критериев будет, наверное, давать различные количественные характеристики обусловленности информационной матрицы, однако анализ этих критериев, с точки зрения трактовки чисел обусловленности, выходит за рамки настоящей книги.

Модель, получаемая в результате аппроксимации, должна быть адекватной, правильно отражать внутреннюю структуру и взаимосвязь между всеми факторами. Характеристикой адекватности моделей служит дисперсия адекватности  $\sigma_l^2$  для полинома  $l$ -го порядка, которая показывает разброс экспериментальных точек относительно корней уравнения регрессии  $\eta(x, \Theta)$ . Эта дисперсия может быть оценена по формуле (3.7). Необходимо подобрать полиномы степени  $l$  и  $l+1$  так, чтобы разница между  $\sigma_l^2$  и  $\sigma_{l+1}^2$  была статистически незначимой, тогда как разница между дисперсиями  $\sigma_{l-1}^2$  и  $\sigma_l^2$  должна быть статистически значимой. Тогда поли-

ном степени  $l$  принимается за полином, адекватно описывающий поведение исследуемой характеристики [64].

Такое сравнение дисперсий следует проводить при обязательном условии сохранения критерия оптимальности плана, поскольку в противном случае возможно получение недостоверных результатов. Для сравнения дисперсий обычно используется  $F$ -критерий [65]. Однако выполнить полностью такое исследование при проведении нейтронно-физических расчетов не всегда возможно из-за их трудоемкости и больших затрат машинного времени. Поэтому, по-видимому, можно считать модель также адекватной, если дисперсия  $\sigma_l^2$  сравнима с методической погрешностью расчета. Поиск плана для проведения эксперимента — довольно сложная задача. Трудности обуславливаются тем, что хотелось бы использовать планы, удовлетворяющие многим, часто противоречивым требованиям. Наиболее просто дело обстоит в случае линейной аппроксимации поверхности отклика, когда существует большое количество планов, удовлетворяющих одновременно критерию  $D$ -оптимальности, ортогональности, ротатабельности. Многие из них, кроме того, насыщены. Таким образом, планы первого порядка можно считать удовлетворительными в отношении большинства критериев.

При переходе к планам второго порядка выбор критерия оптимальности становится более существенным, так как здесь трудно найти планы, отвечающие сразу многим критериям. В этом случае можно отметить следующие особенности. Если область поиска экстремума ограничена гиперсферой или приблизительно известна, то целесообразно использовать ротатабельные планы, поскольку по дисперсии оценок регрессионной функции они оказываются лучше многих других планов (в том числе и  $D$ -планов). Оценка дисперсии предсказанного значения регрессионной функции в этом случае, как правило, минимальна в центре области планирования и слабо возрастает с увеличением радиуса сферы до единицы. Можно, наверное, рекомендовать для использования эти планы, если область поиска экстремума есть гиперкуб, но тогда нужно расширить область планирования так, чтобы необходимый гиперкуб оказался вписанным в гиперсферу. Известно большое количество

ротатабельных или близких к ним планов, полученных интуитивно и позднее рассмотренных с общетеоретических позиций.

Если область поиска экстремума ограничена гиперкубом, то, по-видимому, целесообразно использовать  $Q$ - или  $G$ -оптимальные планы. Однако с общетеоретических позиций в настоящее время наиболее развита теория  $D$ -оптимальных планов. Поэтому сейчас с помощью  $D$ -критерия оцениваются потери в эффективности планирования с позиций всех остальных критериев. Было показано [62], что в классе непрерывных планов  $G$ -оптимальные планы совпадают с  $D$ -оптимальными. Для точных планов это условие не выполняется.

В настоящее время известно значительное число  $D$ -оптимальных или близких к ним непрерывных и точных планов. К сожалению, многие из них содержат трудно реализуемое число наблюдений. Готовых планов, описанных в литературе, которые удовлетворяли бы  $Q$ -критерию, по-видимому, наиболее пригодному для моделирования физических характеристик реактора, нет, хотя алгоритм построения такого плана известен [62]. Поэтому встает вопрос либо о выборе готового плана (точного или непрерывного), удовлетворяющего какому-либо критерию ( $D$ -оптимальности, ротатабельности, ортогональности и т. п.) с подходящим числом наблюдений, либо о построении плана, удовлетворяющего  $Q$ -критерию. Однако построение плана — тоже довольно сложная задача: неизвестны затраты машинного времени на постановку алгоритма построения плана, поиск плана; трудно заранее предсказать, будет ли полученный план эффективным по числу опытов. Поэтому первоначально целесообразно, по-видимому, идти по пути использования готовых планов. В дальнейшем по мере появления  $Q$ -планов желательно было бы иметь сравнительные характеристики ротатабельных планов на гиперкубе, вписанном в гиперсферу, и других с позиций  $Q$ -критерия. Планов, позволяющих строить модели более высокого порядка, известно очень мало, и здесь, в случае необходимости, остается идти по пути их построения. Все сказанное об априорном выборе или построении планов относилось к линейной по параметрам модели. В случае нелинейной параметризации поверхности отклика априорное построение плана невозможно, поскольку в этом случае

информационная матрица зависит от оценок параметров и задача поиска плана усложняется.

Необходимо отметить, что для каждого из планов дисперсия оценки регрессионной функции неодинакова по области определения контролируемых переменных. Поэтому иногда целесообразно построить информационные профили дисперсии предсказанного значения регрессионной функции. Если обозначить  $\tilde{d}(\mathbf{x}, \varepsilon)$  функцию  $\mathbf{f}(\mathbf{x})\widehat{M}^{-1}\mathbf{f}(\mathbf{x})$ , то дисперсия оценки регрессионной функции  $\eta(\mathbf{x}, \Theta) = \Theta^T\mathbf{f}(\mathbf{x})$  в произвольной точке  $\mathbf{x}$  равна

$$\sigma^2(\eta) = \sigma_m^2 n^{-1} \mathbf{f}(\mathbf{x}) \widehat{M}^{-1}(\varepsilon) \mathbf{f}(\mathbf{x}) = \sigma_m^2 n^{-1} \tilde{d}(\mathbf{x}, \varepsilon), \quad (3.8)$$

где  $\sigma_m^2$  — дисперсия расчета физической характеристики, принимаемая равной методической погрешности.

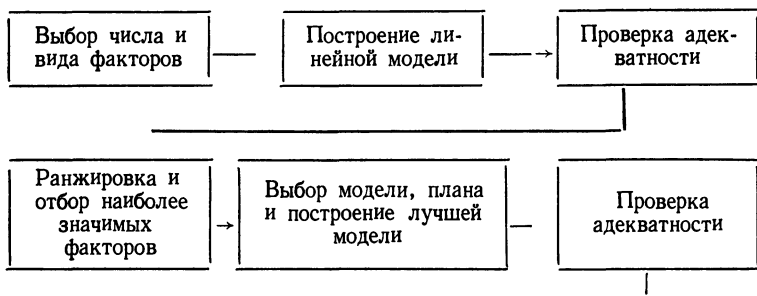


Рис. 3.1. Схема построения математических моделей физических характеристик реактора

Для вычисления и построения информационных профилей была написана специальная программа ДИСПРЕД. Поскольку многие планы симметричны относительно переменных, то для них достаточно иметь профили дисперсий только в одном квадранте. Анализ этих профилей позволяет определить, насколько подходит выбранный план для выполнения поставленной задачи.

Построение моделей осуществляется в последовательности, краткая схема которой приведена на рис. 3.1. На первом этапе планирования выбирается возможно большее число факторов, с тем чтобы, с одной стороны, учесть все возможные факторы, влияние которых на характеристику может быть значительным, и, с другой

стороны, провести их ранжировку и отсеять второстепенные факторы, слабо влияющие на исследуемую характеристику; при этом все комбинации факторов должны быть осуществимы.

Для каждого фактора выбираются основной уровень и интервал его варьирования, прибавление которого к основному уровню дает верхний, а вычитание — нижний уровень фактора. Интервал варьирования должен быть больше погрешности, с которой исследователь фиксирует уровень фактора, но меньше абсолютной (естественной) области ограничений. Так, факторы объемные доли топлива и натрия в активной зоне, отношение радиуса зоны малого обогащения к радиусу активной зоны не могут быть меньше нуля и больше единицы; плотность топлива не может быть больше теоретической и т. д. Поскольку при этом все комбинации факторов должны быть осуществимы, происходит существенное сужение абсолютной области ограничений факторов (например,  $\varepsilon_T + \varepsilon_{Na} + \varepsilon_{ст} = 1$ ), в результате которого мы получим реальную область ограничений факторов. Выбор области варьирования факторов (принадлежащей реальной области ограничений факторов) определяется той частью факторного пространства, в которой необходимо исследовать оптимизируемый реактор (нас может интересовать определенный диапазон объемов, мощностей, относительных радиусов, обогащений и т. п.). На основе анализа модели и получения сведений об исследуемом объекте можно либо сдвигать изучаемый диапазон факторного пространства в реальной области ограничений факторов, либо увеличивать или уменьшать область варьирования факторов (одного, нескольких или всех).

Вообще выбор основного уровня и интервалов варьирования факторов является неформальным и очень ответственным этапом планирования эксперимента. Он осуществляется на основе анализа априорной информации. Несмотря на то, что из физических, инженерных, конструкторских, технологических и других соображений, а также с учетом цели исследования выбирается конкретная область исследования, все равно остаются значительная степень произвола и неопределенность выбора интервалов варьирования.

Желательно выбирать подходящий вид факторов, исходя из физических соображений. Например [66],

в регрессионном уравнении для критической массы  $M_{кр}$  вместо объема активной зоны  $V_{а.з}$  лучше использовать  $V_{а.з}^{2/3}$ . Действительно, геометрически подобные реакторы, в которых произведение макроскопического сечения взаимодействия  $\Sigma$  на характерный размер  $R$  сохраняется постоянным ( $\Sigma R = \text{const}$ ), должны иметь одинаковые коэффициенты размножения  $K_{эф}$ . Поскольку  $\Sigma \sim \rho$ ,  $\rho \sim M_{кр}/V_{а.з}$  ( $\rho$  — концентрация ядер в единице объема) и  $R \sim V_{а.з}^{1/3}$ , получаем  $M_{кр} \sim V_{а.з}^{2/3}$ . Однако если нет убедительных оснований для выбора факторов или их комбинации, то лучше использовать достаточно простые факторы (доля топлива, отношение радиуса активной зоны к радиусу зоны малого обогащения), что имеет определенные удобства с точки зрения их интерпретации, оценки взаимодействий, выявления функциональных связей и использования модели.

Целесообразно осуществлять переход от натуральных переменных  $x_1, x_2, \dots, x_k$  к нормированным безразмерным переменным  $x_1, x_2, \dots, x_k$ , определяемым как

$$x_j = (x_j - x_{0j})/\Delta x_j, \quad (3.9)$$

где  $x_{0j}$  — основной уровень фактора;  $\Delta x_j$  — интервал варьирования фактора;  $x_{0j} \pm \Delta x_j$  — значение фактора на верхнем (+) и нижнем (—) уровнях. Переход к безразмерным переменным по формуле (3.9) делает все факторы равноправными внутри изучаемой области, т. е. дает возможность на основании значений и знаков коэффициентов судить об их роли в процессе.

После выбора факторов реализуется линейный симплекс-план. Вычисляются необходимые физические характеристики. Находятся коэффициенты линейного уравнения регрессии. Решается вопрос об адекватности модели и оценивается погрешность предсказания характеристики. Проводятся ранжировка факторов, отбор наиболее значимых из них и дальнейшее построение модели.

### 3.2. РЕГРЕССИОННЫЕ МОДЕЛИ ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК

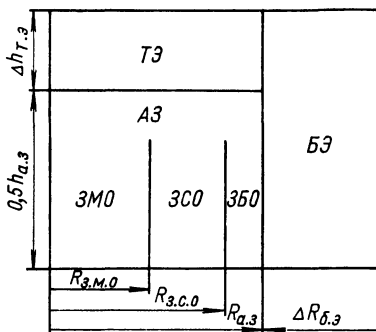
Отыскание связей между входными управляющими параметрами и выходными физическими характеристиками реактора проводилось с помощью прямых ней-



тронно-физических расчетов. Предполагалось, что реактор (рис. 3.2) имеет цилиндрическую активную зону, однородную по составу (доли топлива, теплоносителя, стали постоянны); она окружена торцевым и боковым отражателями; в ней выделены две или три области с разным обогащением загружаемого топлива для выравнивания поля тепловыделения. Объемный состав торцевой зоны воспроизводства совпадает с составом активной зоны; в боковой зоне воспроизводства доли топлива, теплоносителя и стали считались неизменными и соответственно равными 0,6; 0,2 и 0,2.

Рис. 3.2. Схема реактора:

АЗ — активная зона; ЗМО, ЗСО, ЗБО — зоны малого, среднего и большого обогащений соответственно; ТЭ — торцевой экран; БЭ — боковой экран;  $R_{з.м.о}$ ,  $R_{з.с.о}$ ,  $R_{а.з}$  — радиусы зон малого, среднего обогащения и активной зоны соответственно;  $h_{а.з}$  — высота активной зоны;  $\Delta h_{Т.Э}$  — толщина торцевого экрана



В качестве теплоносителя рассматривается натрий, в качестве топливных композиций — окисное ( $Pu + U$ ) $O_2$ , карбидное ( $Pu + U$ ) $C$  или металлическое топливо в оболочке из нержавеющей стали. Преимущества окисного топлива перед другими видами в значительной степени определяются преимуществами технологии его изготовления и хорошей совместимостью с материалами оболочки твэла при высоких температурах. Несмотря на низкую плотность и теплопроводность, окисное топливо имеет высокую температуру плавления; это дает возможность получать высокие тепловые потоки и теплонапряженности в активной зоне, допускает большие выгорания, что позволяет хорошо организовать топливный цикл и достичь удовлетворительных технико-экономических показателей установки. Окисное топливо наиболее изучено, и его предполагается использовать в первом поколении реакторов на быстрых нейтронах. Однако реакторы с окисным топливом могут не обеспе-

чить необходимого темпа наработки плутония при ускоренном развитии атомной энергетики. Поэтому возникает необходимость разработки топливных композиций для реакторов на быстрых нейтронах, обладающих лучшими по сравнению с окисными композициями нейтронно-физическими характеристиками и большей теплонапряженностью.

Интерес вызывает карбидное топливо, поскольку оно имеет высокую теплопроводность, высокую температуру плавления, хорошую радиационную стойкость, меньшее по сравнению с двуокисью урана газовыделение при одинаковых условиях эксплуатации, относительно большую плотность, т. е. повышенное содержание урана и плутония в единице объема. Небольшое сечение захвата нейтронов и низкая концентрация углерода обеспечивают экономию нейтронов, малое смягчение спектра быстрых нейтронов, что повышает эффективность воспроизводства. Хорошая теплопроводность дает возможность увеличить диаметр твэла, что положительно сказывается на экономических характеристиках реактора.

Другой вид топлива, который может быть использован в реакторах на быстрых нейтронах, — металлическое топливо. Благодаря его высокой плотности по сырью и делящемуся изотопам, отсутствию легких ядер кислорода и углерода, высокой теплопроводности может быть существенно улучшен баланс нейтронов и увеличен коэффициент воспроизводства. Однако требование достижения максимально возможной глубины выгорания наряду с высокой удельной мощностью приводит к необходимости легирования урана молибденом и цирконием, что ухудшает баланс нейтронов. Тем не менее, несмотря на меньшую разработанность и изученность металлического топлива и, следовательно, достаточно отдаленную перспективу его использования в реакторах на быстрых нейтронах, представляется целесообразной для сравнения разных видов топлива разработка математических моделей физических характеристик реакторов с металлическим топливом в зависимости от различных параметров.

Физические расчеты проводились преимущественно по программе 18-4-RZ-15B [67], позволяющей находить пространственные характеристики реактора в многогрупповом приближении для двумерной цилиндрической геометрии. Используемая в программе 18-груп-

повая система микросечений получена из 26-групповой сверткой констант в низкоэнергетической области. Основные сечения взяты из системы констант БНАБ [68] с внесенными в нее изменениями, опубликованными в «Бюллетене информационного центра по ядерным данным» (БНАБ-70). Составы топлива в активной зоне подбирались таким образом, чтобы  $K_{эф}$  каждого варианта отличался от 1 не более чем на 0,005.

После нейтронно-физического расчета определялись исследуемые физические характеристики. Для этого была написана специальная программа, в которой вычислялись следующие физические характеристики.

1. Расчетная критическая масса  $M_{кр}$  по  $^{239}\text{Pu}$  (соответствующая составу топлива, обеспечивающему  $K_{эф}=1$ ).

2. Коэффициенты воспроизводства:

а) полный

$$KB = \sum_i (F_c^8 + F_c^{40})_i / (F_c^9 + F_f^9)_{a.z.}; \quad (3.10)$$

б) активной зоны

$$KBA = (F_c^8 + F_c^{40})_{a.z.} / (F_c^9 + F_f^9)_{a.z.}; \quad (3.11)$$

в) боковой зоны воспроизводства

$$KBB = [(F_c^8 + F_c^{40})_{б.з.} - (F_c^9 + F_f^9)_{б.з.}] / (F_c^9 + F_f^9)_{a.z.}; \quad (3.12)$$

г) торцевой зоны воспроизводства

$$KBT = (F_c^8 + F_c^{40})_{т.з.} - (F_c^9 + F_f^9)_{т.з.} / (F_c^9 + F_f^9)_{a.z.}; \quad (3.13)$$

д) внутренней зоны малого обогащения

$$KBA_{з.м.о} = (F_c^8 + F_c^{40})_{з.м.о.} / (F_c^9 + F_f^9)_{з.м.о.}; \quad (3.14)$$

е) внутренней зоны большого обогащения

$$KBA_{з.б.о} = (F_c^8 + F_c^{40})_{з.б.о.} / (F_c^9 + F_f^9)_{з.б.о.}, \quad (3.15)$$

где

$$(F_k^i)_i = \int_{V_i} \sigma_k(\mathbf{r}) \Phi(\mathbf{r}) \rho^i(\mathbf{r}) dV$$

— число взаимодействий в области  $i$  на ядрах  $j$ -го элемента;  $\sigma_k = \int_0^\infty \sigma_k(E) \Phi(E) dE / \int_0^\infty \Phi(E) dE$  — одногрупповое

сечение процесса  $k$ ;  $\Phi(\mathbf{r}) = \int_0^\infty \Phi(E) dE$  — плотность потока

нейтронов;  $\rho^j$  — концентрация ядер  $j$ -го типа;  $j=8, 9, 40$  для  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{240}\text{Pu}$ ;  $V_i$  — объем  $i$ -й зоны;  $E$  — энергия нейтронов.

3. Коэффициенты неравномерности:

а) по радиусу активной зоны

$$K_R = \max_{0 < r < R_{a.з}} q(r) V_{a.з} / 2\pi h_{a.з} \int_0^{R_{a.з}} q(r) r dr; \quad (3.16)$$

б) по высоте активной зоны

$$K_z = \max_{0 < z < h_{a.з}/2} q(z) V_{a.з} / 2\pi R_{a.з}^2 \int_0^{h_{a.з}/2} q(z) dz, \quad (3.17)$$

где

$$q(r) = \frac{2}{h_{a.з}} \int_0^{h_{a.з}/2} q(r, z) dz$$

— среднее по высоте тепловыделение в точке  $r$ ;

$$q(z) = \frac{2}{h_{a.з}^2} \int_0^{R_{a.з}} q(r, z) dr$$

— среднее по радиусу тепловыде-

ление в точке  $z$ ;  $V_{a.з}$ ,  $R_{a.з}$ ,  $h_{a.з}$  — объем, радиус и высота активной зоны;  $q(r, z)$  — тепловыделение в точке  $r, z$  активной зоны.

4. Отношение максимальных тепловыделений в зонах

$$q = \max_{0 < r < R_{з.м.о}} q(r) / \max_{R_{з.м.о} < r < R_{a.з}} q(r), \quad (3.18)$$

где  $R_{з.м.о}$  — радиус зоны малого обогащения.

5. Доли мощности, выделяемой в зонах воспроизводства:

а) торцевой

$$K_{т.з} = \sum_j \{ (F_f^j)_{т.з} + 0,035 (F_c^j)_{т.з} \} / \sum_j \sum_j \{ (F_f^j)_i + 0,035 (F_c^j)_i \}; \quad (3.19)$$

б) боковой

$$K_{б.з} = \sum_j \{ (F_f^j)_{б.з} + 0,035 (F_c^j)_{т.з} \} / \sum_j \sum_j \{ (F_f^j)_i + 0,035 (F_c^j)_i \}. \quad (3.20)$$

Здесь суммирование по  $j$  производится по всем элементам, содержащимся в активной зоне.

6.  $\bar{\alpha}_9 = (F_c^9)_{a.з} / (F_f^9)_{a.з}$  — среднее по активной зоне

отношение числа захватов в  $^{239}\text{Pu}$  к числу делений этого изотопа.

$$7. \bar{F}_f^8 = (F_f^8)_{\text{а.з.}} / \sum (F_f^9)_{\text{а.з.}} - \text{доля делений } ^{238}\text{U} \text{ в ак-}$$

тивной зоне.

Для нахождения коэффициентов уравнения регрессии была написана специальная программа РЕГРЕСС, предназначенная для решения уравнения  $\Theta = \hat{M}^{-1}Y$ , которая вычисляет коэффициенты полиномов степени  $l, l-1, \sigma_l^2, \sigma_{l-1}^2$  и  $F$ -критерий. Значение  $F_{\text{кр}}$  выбирается при уровне значимости, равном методической погрешности, которая принималась для  $M_{\text{кр}} \sim 1\%$ ; для  $K_R, K_z, q, \text{КВ, КВА, } \alpha_g, \bar{F}_f^8 - 5\%$ ; для  $\text{КВБ, КВТ, } K_{\text{т.э.}}, K_{\text{б.э.}} - 10\%$ . Схема обработки результатов эксперимента приведена на рис. 3.3.

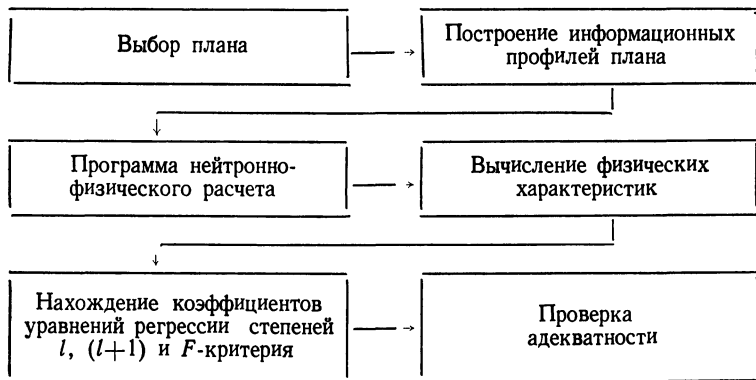


Рис. 3.3. Схема обработки результатов эксперимента

Первоначально моделировались физические характеристики реактора с двумя зонами обогащения по радиусу. В расчетах полагалось, что плотность окисного, карбидного и металлического топлива составляет 10,5; 13,5; 18,5 г/см<sup>3</sup> соответственно, а отношение средней плотности окиси, карбида и металлического урана в твэле к теоретической для торцевой и боковой экранов 0,9. Поскольку материалы активной зоны и торцевой зоны воспроизводства заключены обычно в одном твэле, то объемный состав торцевой зоны воспроизводства принимался аналогичным составу активной зоны.

Предполагалось, что реактор работает в режиме равномерно-частичной перегрузки и максимальная глубина выгорания тяжелых атомов равна 10%. Тогда средняя глубина выгорания выгружаемого топлива при коэффициенте неравномерности выгорания  $K_{н.в} \approx K_z \bar{K}_{ТВС}$  ( $\bar{K}_{ТВС}$  — средний коэффициент неравномерности тепловыделения по ТВС) составляет  $\sim 7\%$ . Поскольку в свежих ТВС осколки отсутствуют, то в среднем стационарном состоянии количество осколков в активной зоне можно принять равным 3,5% тяжелых атомов. Наличие осколков в зонах воспроизводства не учитывалось.

Вначале было выбрано 11 факторов, определяющих геометрические характеристики активной зоны и зон воспроизводства. Выбор такого большого количества факторов на первом этапе необходим, чтобы быть уверенным в том, что учтены все переменные, которые могут существенно влиять на исследуемые характеристики. Таким образом, предполагается, что вероятность невключения в это множество такой переменной практически сведена к нулю. В противном случае расчеты будут иметь меньшую ценность и приведут к неверным выводам.

На основе проектов и разработок для каждого фактора был выбран основной (базовый) уровень. Интервал варьирования выбирался так, чтобы, с одной стороны, область определения факторов вполне охватывала их возможные значения для оптимизируемого энергетического реактора и, с другой стороны, не была слишком большой, поскольку в противном случае для получения адекватного уравнения потребуется полином более высокой степени, что может привести к неоправданно большим и практически не реализуемым затратам машинного времени. Натуральные значения факторов и интервалы их варьирования приведены в табл. 3.1.

Серия расчетов состояла из 13 экспериментов и была предназначена для получения уравнения регрессии первого порядка

$$\eta(\mathbf{x}, \Theta) = \Theta \mathbf{x} = \sum_j \Theta_j x_j.$$

Исследование проводилось по плану, представляющему собой правильный симплекс, вписанный в 11-мерный куб (матрица Адамара). При вычислениях переменные не фигурируют в размерной форме, поскольку в уравне-

## Значения факторов и интервалы их варьирования

i	Окисное и карбидное топливо			Металлическое топливо		
	Фактор $x_j$	Основной уровень $x_{0j}$	Интервал варьирования $\Delta x_j$	Фактор $x_j$	Основной уровень $x_{0j}$	Интервал варьирования $\Delta x_j$
1	$V_{a.з}^{2/3}, M^2$	3,75	0,5	$V_{a.з}^{2/3}, M^2$	4	1
2	$2R_{a.з}/h_{a.з}$	2,5	0,5	$h_{a.з}, M$	1,1	0,3
3	$R_{a.з}/R_{з.м.о}$	1,38	0,2	$\epsilon_T$	0,35	0,1
4	$\rho_{з.б.о}^9/\rho_{з.м.о}^9$	1,3	0,15	$\epsilon_{Na}$	0,4	0,1
5	$\epsilon_T$	0,435	0,1	$\epsilon_{CT}$	0,25	0,1
6	$\epsilon_{Na}$	0,347	0,1	$\bar{B}$	0,03	0,025
7	$\gamma_T/\gamma_{T.п}$	0,825	0,075	$\rho_{a.з}^{40}/\rho_{a.з}^9$	0,15	0,1
8	$\rho_{з.б.о}^{40}/\rho_{з.м.о}^{40}$	0,2	0,05	$\rho_{a.з}^{Mo}/\rho_{a.з}^8$	0,05	0,04
9	$\rho_{з.б.о}^{41}/\rho_{з.м.о}^{41}$	0,2	0,05	$\rho_{a.з}^{Zr}/\rho_{a.з}^8$	0,05	0,04
10	$\rho_{б.э}^9/\rho_{б.э}^8$	0,01	0,005	$(\epsilon_T)_{T.э}$	0,4	0,1
11	$\rho_{T.э}^9/\rho_{T.э}^8$	0,01	0,005	$(\epsilon_T)_{б.э}$	0,5	0,1

Примечание. Для металлического топлива  $R_{a.з}/R_{з.м.о}$  и  $\rho_{з.б.о}^9/\rho_{з.м.о}^9$  согласно результатам исследований по выравниванию и стабилизации поля тепловыделения были выбраны равными 1,46 и 1,33.

нии регрессии используются нормализованные значения факторов. Обработка результатов проводилась по схеме, изображенной на рис. 3.3. В табл. 3.2 приведены результаты расчета коэффициентов  $\Theta_j$ , а также характеристики адекватности моделей. Для каждой физической характеристики можно выделить свои определяющие факторы. Значимость  $j$ -го фактора прямо пропорциональна абсолютному значению коэффициента  $\Theta_j$ , поэтому, чтобы провести ранжировку факторов, необходимо коэффициенты  $\Theta_j$  расположить в порядке убы-

Значения коэффициентов  $\Theta$  линейного уравнения регрессии в среднеста

Коэффициент	$M_{кр}$ , кг			КВ		
	Окисное топливо	Карбидное топливо	Металлическое топливо	Окисное топливо	Карбидное топливо	Металлическое топливо
$\Theta_0$	3046,8	3508,2	4286,3	1,432	1,620	1,836
$\Theta_1$	544,8	647,3	1433,7	-0,006	-0,008	-0,012
$\Theta_2$	86,9	87,4	-179,6	0,003	0,006	-0,003
$\Theta_3$	-49,4	-66,0	575,9	0,002	0,004	0,077
$\Theta_4$	67,4	64,1	-65,2	0,002	0,006	-0,031
$\Theta_5$	239,2	304,4	95,6	0,173	0,171	-0,097
$\Theta_6$	-121,1	-135,2	167,1	0,081	0,083	-0,049
$\Theta_7$	165,1	201,9	-106,2	0,010	0,010	0,049
$\Theta_8$	-42,9	-52,0	—	0,013	0,014	—
$\Theta_9$	-25,3	-24,3	—	0,012	0,012	—
$\Theta_{10}$	-28,2	-35,1	-53,0	0	0,004	0,020
$\Theta_{11}$	8,2	6,6	41,7	0,007	0,001	0,007
$\sigma_{l=1}$	30,0	43,2	23,4	0,003	0,007	0,026

Коэффициент	КВТ			КВА <sub>з. м. о</sub>
	Окисное топливо	Карбидное топливо	Металлическое топливо	Окисное топливо
$\Theta_0$	0,242	0,243	0,303	1,001
$\Theta_1$	-0,018	-0,021	0,003	0,014
$\Theta_2$	0,046	0,048	-0,013	-0,045
$\Theta_3$	0,003	0,003	-0,061	0,046
$\Theta_4$	-0,010	-0,010	-0,022	0,046
$\Theta_5$	0,020	0,012	-0,034	0,172
$\Theta_6$	0,027	0,027	-0,001	0,035
$\Theta_7$	-0,020	-0,021	-0,002	0,059
$\Theta_8$	0,006	0,006	—	-0,003
$\Theta_9$	0,003	0,003	—	-0,010
$\Theta_{10}$	-0,004	-0,003	0,014	0,011
$\Theta_{11}$	0,006	0,008	-0,012	-0,016
$\sigma_{l=1}$	0,004	0,005	0,025	0,011



## ционарном состоянии

КВА			КВБ		
Окисное топливо	Карбидное топливо	Металлическое топливо	Окисное топливо	Карбидное топливо	Металлическое топливо
0,946	1,124	1,248	0,245	0,254	0,279
0,032	0,030	0,028	-0,018	-0,016	-0,044
-0,027	-0,028	0,070	-0,016	-0,014	0,030
-0,012	-0,011	0,170	0,011	0,012	-0,030
-0,022	-0,027	0,010	0,035	0,044	-0,018
0,155	0,165	-0,028	-0,003	-0,006	-0,037
0,034	0,042	-0,055	0,020	0,016	0,007
0,041	0,041	0,038	-0,010	-0,010	0,014
0,010	0,012	—	-0,001	-0,004	—
0,012	0,012	—	-0,002	-0,003	—
0	0	0,002	0,003	0,006	0,004
-0,03	-0,002	0,001	0,004	0,005	0,016
0,003	0,003	0,055	0,008	0,009	0,028

КВА <sub>з. м. о</sub>		КВА <sub>з. б. о</sub>		
Карбидное топливо	Металлическое топливо	Окисное топливо	Карбидное топливо	Металлическое топливо
1,213	1,425	0,722	0,881	1,020
0,011	0,054	0,023	0,020	0,042
-0,045	0,058	-0,029	-0,030	0,040
0,064	0,223	0,032	0,042	0,157
0,059	0,013	-0,079	-0,090	0,004
0,018	-0,038	0,128	0,137	-0,026
0,041	-0,053	0,036	0,042	-0,043
0,067	0,018	0,040	0,043	0,007
-0,006	—	0	0	—
-0,017	—	-0,005	-0,008	—
0,015	0,002	0,013	0,015	0,007
-0,020	0,007	-0,018	-0,020	0,009
0,016	0,051	0,003	0,004	0,045

Коэффициент	$K_R$			$K_z$
	Окисное топливо	Карбидное топливо	Металлическое топливо	Окисное топливо
$\theta_0$	1,417	1,418	1,361	1,277
$\theta_1$	-0,048	-0,062	0,110	0,012
$\theta_2$	-0,052	-0,047	-0,096	-0,023
$\theta_3$	-0,081	-0,084	0,101	0
$\theta_4$	-0,089	-0,069	0,002	0
$\theta_5$	-0,045	-0,032	0,016	0,007
$\theta_6$	-0,043	0,037	0,025	-0,012
$\theta_7$	0,027	0,054	0,012	0,009
$\theta_8$	-0,005	-0,037	—	0
$\theta_9$	-0,032	-0,058	—	0
$\theta_{10}$	0,017	0,014	0,013	0
$\theta_{11}$	-0,046	-0,013	0,018	-0,005
$\sigma_{l=1}$	0,189	0,155	0,044	0,003

Коэффициент	$K_{т.э}$			$K_{б.э}$		
	Окисное топливо	Карбидное топливо	Металлическое топливо	Окисное топливо	Карбидное топливо	Металлическое топливо
$\theta_0$	0,0324	-0,0306	0,0197	0,0318	0,0324	0,0190
$\theta_1$	-0,0024	-0,0035	0,0003	-0,0014	-0,0010	-0,0032
$\theta_2$	0,0048	0,0057	-0,0076	-0,0023	-0,0021	0,0021
$\theta_3$	0,0006	-0,0003	-0,0045	0,0017	0,0020	-0,0029
$\theta_4$	-0,0007	-0,0015	-0,0017	0,0051	0,0062	-0,0012
$\theta_5$	0,0024	0,0022	-0,0028	-0,0012	-0,0019	-0,0025
$\theta_6$	0,0050	0,0039	-0,0005	0,0022	0,0016	0,0006
$\theta_7$	-0,0037	-0,0027	-0,0011	-0,0016	-0,0019	0,0007
$\theta_8$	0	0,0007	—	-0,0002	-0,0005	—
$\theta_9$	-0,0006	0,0002	—	-0,0011	-0,0013	—
$\theta_{10}$	0,0007	0,0002	0,0005	0,0072	0,0079	0,0004
$\theta_{11}$	0,0081	0,0076	-0,0015	0,0005	0,0007	0,0010
$\sigma_{l=1}$	0,0020	0,0012	0,0032	0,0010	0,0014	0,0020

$K_2$			$q$		
Карбидное топливо	Металлическое топливо		Окисное топливо	Карбидное топливо	Металлическое топливо
1,288	1,281		1,259	1,206	0,844
0,012	0		-0,100	-0,125	-0,066
-0,022	0,042		-0,095	-0,117	0,054
0,001	0,026		-0,392	-0,386	-0,072
0	0,006		-0,355	-0,369	-0,029
0,008	0,012		-0,091	-0,111	-0,056
-0,010	0,001		0,087	0,111	-0,008
0,009	0,002		0,002	0,001	-0,002
0,001	—		0,001	-0,004	—
0,001	—		-0,041	-0,060	—
0,001	0,003		0,045	0,050	0,015
-0,006	-0,001		-0,069	-0,076	-0,010
0,003	0,009		0,366	0,416	0,055

$\alpha_9$			$F_f^8$		
Окисное топливо	Карбидное топливо	Металлическое топливо	Окисное топливо	Карбидное топливо	Металлическое топливо
0,2607	0,2286	0,1509	0,1321	0,1600	0,1857
0,0032	0,0023	0,0033	0,0031	0,0024	-0,0042
-0,0033	-0,0027	0,0032	-0,0026	-0,0022	0,0074
-0,0015	-0,0013	-0,0084	-0,0017	-0,0010	0,0265
-0,0021	-0,0020	0,0069	-0,0028	-0,0026	0,0012
-0,0179	-0,0159	0,0090	0,0348	0,0353	-0,0225
-0,0048	-0,0039	-0,0016	0,0158	0,0162	-0,0115
-0,0026	-0,0027	0,0006	0,0044	0,0047	-0,0052
-0,0005	-0,0003	—	0,0011	0,0010	—
-0,0006	-0,0005	—	0,0010	0,0005	—
0,0004	0,0003	-0,0008	-0,0011	-0,0010	-0,0032
0	-0,0002	0,0008	-0,0017	-0,0011	0,0045
0,0026	0,0030	0,0019	0,0016	0,0003	0,0164

вания по абсолютному значению. Знак коэффициента показывает, как изменится та или иная характеристика при увеличении или уменьшении  $j$ -го фактора. Обсудим кратко значимость отдельных факторов [69].

**Окисное и карбидное топливо.** Объем активной зоны оказывает сильное влияние на характеристики  $M_{кр}$  (36)\*,  $K_{т.э}$  (22), КВТ (16),  $K_{б.э}$  (16), КВБ (16). Увеличение объема приводит к увеличению  $M_{кр}$ , КВА,  $KVA_{з.м.о}$ ,  $KVA_{з.б.о}$ ,  $K_z$ ,  $\bar{\alpha}_9$ ,  $\bar{F}_f^8$ , значения остальных характеристик при этом уменьшаются.

Уплощение  $2R_{а.з}/h_{а.з}$  является значимым фактором для характеристик КВТ (38),  $K_{т.э}$  (36),  $q$  (15),  $K_{б.э}$  (15), КВБ (14),  $KVA_{з.м.о}$  (9). При увеличении фактора характеристики  $M_{кр}$ , КВ, КВТ,  $K_{т.э}$  увеличиваются, тогда как все остальные уменьшаются.

Отношение радиуса активной зоны к радиусу зоны малого обогащения  $R_{а.з}/R_{з.м.о}$  существенно влияет на характеристики  $q$  (62),  $K_{б.э}$  (12),  $K_R$  (11),  $KVA_{з.м.о}$  (10),  $KVA_{з.б.о}$  (9).

При возрастании фактора увеличиваются КВ, КВБ, КВТ,  $KVA_{з.м.о}$ ,  $KVA_{з.б.о}$ ,  $K_{б.э}$ , а все остальные характеристики уменьшаются.

Отношение начальных обогащений в зонах ( $\rho_{з.б.о}^9/\rho_{з.м.о}^9$ ) оказывает сильное влияние на характеристики  $q$  (56),  $K_{б.э}$  (34), КВБ (28),  $KVA_{з.б.о}$  (35),  $K_R$  (13),  $K_{т.э}$  (11),  $KVA_{з.м.о}$  (9). Увеличение параметра приводит к возрастанию  $M_{кр}$ , КВ, КВБ,  $KVA_{з.м.о}$ ,  $K_{б.э}$ .

Доля топлива  $\varepsilon_T$  значима для характеристик  $\bar{F}_f^8$  (52),  $KVA_{з.б.о}$  (36),  $KVA_{з.м.о}$  (34), КВА (32),  $K_{т.э}$  (31), КВБ (15),  $q$  (13), КВТ (10). При ее увеличении характеристики КВБ,  $K_R$ ,  $q$ ,  $K_{б.э}$ ,  $\bar{\alpha}_9$  уменьшаются, а все остальные увеличиваются. Аналогичные заключения можно сделать о каждом из оставшихся факторов.

Необходимо отметить, что большинство характеристик, а именно  $M_{кр}$ , КВ, КВА, КВБ, КВТ,  $KVA_{з.м.о}$ ,  $KVA_{з.б.о}$ ,  $K_R$ ,  $K_{т.э}$ ,  $\bar{F}_f^8$ ,  $K_{б.э}$ ,  $\bar{\alpha}_9$  описывается линейным уравнением существенно точнее, чем уравнением

---

\* Цифра в скобках, стоящая после обозначения характеристики, указывает вклад (в процентах) в ее среднее значение при изменении рассматриваемого фактора в пределах выбранного интервала варьирования  $2\Delta x_j$ . Эти цифры для окисного и карбидного топлива приблизительно одинаковы.

нулевого порядка, т. е. для этих характеристик различие между дисперсиями  $\sigma_{i=0}^2$  и  $\sigma_{i=1}^2$  статистически значимо. Величина, характеризующая вклад квадратичных членов в коэффициент  $\Theta_0$ , и погрешность предсказания характеристик меньше методической погрешности. Следовательно, для эскизного описания перечисленных характеристик в случае окисного и карбидного топлива достаточно линейного приближения. Значительные (в отдельных случаях) изменения характеристик и адекватность линейной модели говорят о том, что эффекты взаимодействий факторов и более высокие их степени будут менее значимы по сравнению с линейными эффектами. Несколько хуже описываются линейным уравнением характеристики  $K_R$ ,  $q$ . Для них различие между дисперсиями  $\sigma_{i=0}^2$  и  $\sigma_{i=1}^2$  незначимо, погрешность их предсказания больше методической погрешности. Для эскизного описания этих характеристик линейного приближения недостаточно. Меньший по сравнению с другими характеристиками вклад в изменение  $K_R$  от вариации выбранных факторов и неадекватность линейной модели говорят о том, что взаимодействия факторов и более высокие их степени будут более значимы, чем линейные эффекты.

Сравнивая результаты расчетов для окисного и карбидного топлива, можно отметить, что средние значения характеристик воспроизводства  $M_{кр}$ , КВ, КВА, КВА<sub>з. м. о.</sub>, КВА<sub>з. б. о.</sub> и спектральных характеристик  $\bar{\alpha}_9$  и  $F_f^8$  для реактора с окисным топливом на 15—20% выше, чем для реактора с карбидным топливом, тогда как средние значения характеристик КВБ, КВТ,  $K_R$ ,  $q$ ,  $K_z$ ,  $K_{т.э.}$ ,  $K_{б.э.}$  для реакторов и с карбидным, и с окисным топливом совпадают в пределах 5%.

При анализе вклада факторов в средние значения физических характеристик реакторов при изменении рассматриваемого фактора в пределах выбранного интервала  $2\Delta x_j$  можно заметить, что для окисного топлива этот вклад несколько ниже, если рассматривать более значимые факторы в характеристиках  $M_{кр}$ , КВТ,  $K_z$ ,  $K_{т.э.}$ ,  $K_{б.э.}$ ,  $\bar{\alpha}_9$ ,  $q$ , и несколько выше в других характеристиках. Значимость факторов сохраняется для характеристик как с окисным, так и с карбидным топливом. Для обоих видов топлива при линейном приближении знаки коэффициентов  $\Theta_i$  уравнения регрессии

одинаковы для всех исследуемых характеристик реактора.

Для реакторов с металлическим топливом адекватно описываются линейным приближением только характеристики  $K_B$ ,  $K_{BA}$ ,  $K_R$ ,  $K_z$ . Остальные характеристики предсказываются линейным приближением с погрешностью большей методической, поэтому для них необходимо приближение более высокого порядка. В расчетах исследовалось влияние блокировки сечений на физические характеристики реактора. По результатам исследования можно заключить, что для всех характеристик, кроме  $M_{кр}$ , учет блокировки сечений не обязателен, поскольку поправка на блокировку (для  $M_{кр}$  до 2%) меньше методической погрешности. Сравнение характеристик  $M_{кр}$  и  $K_B$  в реакторах с металлическим топливом дает значения этих характеристик на 20% выше, чем в реакторе с карбидным топливом, и на 40% выше, чем в реакторе с окисным топливом.

Заканчивая обсуждение вопросов моделирования физических характеристик реактора линейной моделью, можно сделать следующие выводы.

1. Линейное приближение может быть использовано для эскизного описания поведения значительного числа физических характеристик реактора.

2. По линейной модели хуже описываются характеристики поля тепловыделения  $K_R$ ,  $q$  для реакторов с окисным и карбидным топливом и  $M_{кр}$ ,  $K_{BB}$ ,  $K_{BT}$  для реакторов с металлическим топливом.

3. Линейное приближение при неадекватности модели позволяет обоснованно уменьшить количество факторов для построения модели более высокого порядка.

4. В оценке значимости коэффициентов могут быть определенные погрешности. Это обусловлено тем, что хотя все линейные эффекты в силу ортогональности планирования оценены независимо друг от друга, тем не менее каждый из них весьма сложным образом связан с эффектами взаимодействий. В случае необходимости иметь полностью независимые линейные эффекты требуется провести дополнительные эксперименты.

5. Можно отметить, что для каждой характеристики, вообще говоря, существует такое невырожденное взаимно однозначное преобразование контролируемых переменных  $z = Z(x)$ , при котором функция

$\eta(z, \tilde{\Theta}) = \sum_j \tilde{\Theta}_j z_j$  будет описывать характеристику лучше, чем  $\eta(x, \Theta) = \sum_j \Theta_j x_j$ ; так, в нашем случае

удачный выбор основного определяющего фактора  $V_{a.з}^{2/3}$  для  $M_{кр}$  в значительной мере обусловил адекватность линейной модели для этой характеристики. Поэтому в идеальном случае следовало бы для каждой характеристики подобрать соответствующее преобразование, смоделировать каждую характеристику по своему плану и, перейдя к натуральным переменным, использовать эти модели. Однако поскольку, как правило, моделируется много характеристик, то затраты на такое планирование вряд ли оправданы, и, по-видимому, более экономично при одном и том же наборе факторов повышать порядок планирования, т. е. определять члены, содержащие более высокие степени выбранных переменных.

Результаты анализа линейного плана свидетельствуют о том, что для каждой характеристики можно выбрать свои определяющие факторы и что для отдельных характеристик требуется приближение более высокого порядка. При этом, с одной стороны, будут получены уточненные модели, которые целесообразнее использовать для более детальной оптимизации и, с другой стороны, можно будет проследить взаимодействие факторов, оценить их значимость и т. д. Исследование такой зависимости от большого числа переменных очень трудоемко; кроме того, при большом числе переменных усложняются анализ модели, поиск координат оптимальных значений и т. п. Поэтому провести планирование второго порядка сразу для всех выбранных факторов довольно сложно (каждая характеристика имеет свои наиболее значимые факторы). В связи с этим далее модели второго порядка были построены только для окисного топлива. Было выбрано пять факторов:  $V_{a.з}^{2/3}$ ,  $2R_{a.з}/h_{a.з}$ ,  $\epsilon_T$ ,  $\epsilon_{Na}$ ,  $\gamma_T/\gamma_{T.п}$ . Такой выбор объясняется тем, что факторы  $\rho_{з.м.о}^{40}/\rho_{з.м.о}^9$ ;  $\rho_{з.б.о}^{40}/\rho_{з.б.о}^9$ ;  $\rho_{б.э}^9/\rho_{б.э}^8$ ;  $\rho_{т.э}^9/\rho_{т.э}^8$  наименее значимы для большинства характеристик, а для факторов  $R_{a.з}/R_{з.м.о}$ ,  $\rho_{з.б.о}^9/\rho_{з.м.о}^9$ , если воспользоваться результатами исследо-

ваний по выравниванию и стабилизации поля тепловыделения, можно выбрать значение, близкое к оптимальному. Поэтому в дальнейших расчетах факторы  $x_8$ — $x_{11}$  были зафиксированы на основном (базовом) уровне (см. табл. 3.1), а факторы  $R_{a.з}/R_{з.м.о}$  и  $\rho_{з.б.о}^9/\rho_{з.м.о}^9$  приняты равными 1,46 и 1,33 соответственно.

Для выбранных факторов был реализован квази- $D$ -оптимальный точный план Хартли [70]. Обработка результатов проводилась по схеме рис. 3.2.

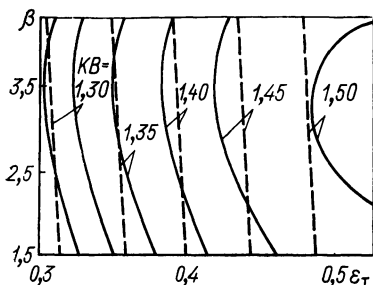


Рис. 3.4. Зависимость уплотнения от  $\epsilon_t$  при разных  $KB$  для случая  $V_{a.з} = 6 \text{ м}^3$ :  
 --- — линейное приближение;  
 — — приближение второго порядка

Результаты расчетов приведены в табл. 3.3, из которой видно, что члены второго порядка (квадраты и парные взаимодействия) дают сравнительно небольшой вклад в рассмотренные нейтронно-физические характеристики (этот вклад будет более весомым при расширении области варьирования факторов, см. рис. 3.4), следовательно, в интересующей нас области нет необходимости прибегать к более высокому приближению исследуемых зависимостей [71, 72].

Точность аппроксимации несколько меняется от характеристики к характеристике. Лучше всех описана зависимость  $M_{кр}(x)$ , что объясняется удачным подбором вида вектора  $x$ , и прежде всего вида определяющего фактора, связанного с размерами активной зоны. Точность описания коэффициентов воспроизводства несколько хуже, в особенности коэффициентов воспроизводства экранов. Едва ли целесообразно ценой значительного увеличения объема вычислений стремиться уменьшить дисперсию предсказываемых значений  $KB, KBA, KBA_{з.м.о}, KBA_{з.б.о}, KBT, KBБ$ , вычисляя эти величины с большой точностью. То же можно сказать о распределении тепловыделения в реакторе (коэффи-



Таблица 3.3

Коэффициенты  $\Theta_{j,k}$  математических моделей физических характеристик реактора  $y(x) = \sum_{j=1}^n \sum_{k>j} \Theta_{j,k} x^j x^k$

$j$	$k$	$M_{kp}$	$K_B$	$K_{BA}$	$K_{BB}$	$K_{BT}$	
0	0	3090,55	1,43659	0,93653	0,26374	0,23475	
0	1	530,41	-0,02723	0,02751	-0,01599	-0,01885	
0	2	55,33	0,02418	-0,02601	-0,01511	0,04525	
0	3	224,20	0,17222	0,15267	-0,08728	0,02005	
0	4	-104,04	0,07767	0,03062	0,02031	0,02706	
0	5	137,14	0,01695	0,04581	-0,01067	-0,01780	
1	1	12,08	0,08847	-0,02244	0,02192	0,02168	
1	2	1,34	-0,02129	0,02192	0,02149	-0,09366	
1	3	44,57	0,08777	0,02183	0,02118	-0,09247	
1	4	-23,48	0,08199	0,02379	-0,02173	0,09204	
1	5	28,65	0,02119	-0,02156	0,02125	0,09160	
2	2	2,82	0,08342	-0,03498	0,02941	-0,09137	
2	3	4,40	0,02267	-0,02198	0,02120	0,09442	
2	4	11,46	-0,08848	-0,02387	-0,02201	0,09438	
2	5	8,85	0,08226	0,02153	0,02183	-0,09293	
2	6	-25,39	-0,02584	-0,02472	0,08740	-0,09125	
2	7	20,71	0,01402	0,02885	-0,09228	0,09464	
2	8	24,21	-0,02470	0,02245	-0,02154	0,09493	
2	9	-5,79	0,02675	0,02246	0,02240	0,09247	
3	7	-3,57	-0,02301	0,02186	-0,02248	-0,09304	
3	8	-0,47	-0,08588	-0,02229	0,08785	0,09957	
		$\sigma_{l=2}^2$	2,74	0,08681	0,08348	0,08289	0,08143
		$\sigma_{l=1}^2/\sigma_{l=2}^2$	296,12	62,39	74,01	26,47	156,19
		$F_{kp}$	7,31	3,84	3,84	2,82	2,82
$j$	$k$	$K_{BA}^{3. м. о.}$	$K_{BA}^{3. б. о.}$	$K_R$	$K_z$	$q$	
0	0	1,04338	0,71869	1,29985	1,27399	0,72628	
0	1	0,03640	0,02597	0,01793	0,03382	-0,01253	
0	2	-0,02397	-0,01870	0,02075	-0,01618	-0,02041	
0	3	0,18912	0,13511	0,01049	0,01406	-0,01333	
0	4	0,03216	0,02470	-0,02418	-0,02458	0,01418	
0	5	0,05882	0,04167	0,01644	0,02254	-0,02998	
1	1	-0,02264	-0,02186	0,08678	0,09123	0,02324	
1	2	0,09287	0,08207	0,02225	-0,02654	0,02841	
1	3	0,02391	0,02253	0,02233	-0,02774	0,01007	
1	4	0,03390	0,02276	-0,02186	-0,02755	-0,02563	
1	5	-0,08889	-0,08652	0,02172	0,02750	0,02667	
1	6	-0,03863	-0,02444	0,05333	0,02374	0,02687	
2	2	-0,09964	-0,08872	0,09257	0,09841	0,01282	

$i$	$k$	$KBA_{з. м. о.}$	$KBA_{з. б. о.}$	$K_R$	$K_z$	$q$
2	6	-0,0 <sup>2</sup> 464	-0,0 <sup>2</sup> 359	-0,0 <sup>2</sup> 224	0,0 <sup>2</sup> 689	-0,0 <sup>2</sup> 754
2	7	0,0 <sup>2</sup> 241	0,0 <sup>2</sup> 182	0,0 <sup>2</sup> 195	-0,0 <sup>2</sup> 695	0,0 <sup>2</sup> 899
5	5	-0,0 <sup>2</sup> 553	-0,0 <sup>2</sup> 383	-0,0 <sup>2</sup> 722	0,0 <sup>2</sup> 137	0,0 <sup>2</sup> 935
5	6	0,0 <sup>2</sup> 880	0,0 <sup>2</sup> 695	-0,0 <sup>2</sup> 372	0,0 <sup>2</sup> 663	-0,0 <sup>2</sup> 605
5	7	0,0 <sup>2</sup> 487	0,0 <sup>2</sup> 318	0,0 <sup>2</sup> 449	-0,0 <sup>2</sup> 523	0,0 <sup>2</sup> 483
6	6	0,0 <sup>2</sup> 286	0,0 <sup>2</sup> 229	0,0 <sup>2</sup> 408	0,0 <sup>2</sup> 148	0,0 <sup>2</sup> 271
6	7	0,0 <sup>2</sup> 168	0,0 <sup>2</sup> 119	-0,0 <sup>2</sup> 903	-0,0 <sup>2</sup> 695	-0,0 <sup>2</sup> 836
7	7	-0,0 <sup>2</sup> 235	-0,0 <sup>2</sup> 159	0,0 <sup>2</sup> 113	0,0 <sup>2</sup> 150	0,0 <sup>2</sup> 258
$\sigma_{I=2}^2$		0,0 <sup>6</sup> 535	0,0 <sup>6</sup> 293	0,0 <sup>6</sup> 151	0,0 <sup>4</sup> 175	0,0 <sup>4</sup> 509
$\sigma_{I=1}^2/\sigma_{I=2}^2$		62,45	61,62	7,9272	5,3861	3,1191
$F_{кр}$		3,84	3,84	3,84	3,84	3,84

$i$	$k$	$K_{т. з.}$	$K_{б. з.}$	$\bar{\alpha}_z$	$\bar{F}_f^8$
0	0	0,02995	0,03399	0,25693	0,12952
0	1	-0,0 <sup>2</sup> 249	-0,0 <sup>2</sup> 202	0,0 <sup>2</sup> 279	0,0 <sup>2</sup> 157
0	2	0,0 <sup>2</sup> 595	-0,0 <sup>2</sup> 211	-0,0 <sup>2</sup> 265	-0,0 <sup>2</sup> 143
0	5	0,0 <sup>2</sup> 276	-0,0 <sup>2</sup> 938	-0,01782	0,03404
0	6	0,0 <sup>2</sup> 449	0,0 <sup>2</sup> 266	-0,0 <sup>2</sup> 387	0,01544
0	7	-0,0 <sup>2</sup> 250	-0,0 <sup>2</sup> 156	-0,0 <sup>2</sup> 176	0,0 <sup>2</sup> 593
1	1	0,0 <sup>2</sup> 213	0,0 <sup>2</sup> 237	0,0 <sup>2</sup> 469	0,0 <sup>2</sup> 161
1	2	-0,0 <sup>2</sup> 558	0,0 <sup>2</sup> 213	0,0 <sup>2</sup> 236	-0,0 <sup>2</sup> 189
1	5	-0,0 <sup>2</sup> 379	0,0 <sup>2</sup> 193	-0,0 <sup>2</sup> 540	0,0 <sup>2</sup> 256
1	6	-0,0 <sup>2</sup> 376	-0,0 <sup>2</sup> 223	0,0 <sup>2</sup> 159	0,0 <sup>2</sup> 411
1	7	0,0 <sup>2</sup> 313	0,0 <sup>2</sup> 173	-0,0 <sup>2</sup> 236	-0,0 <sup>2</sup> 158
2	2	-0,0 <sup>4</sup> 718	0,0 <sup>2</sup> 317	-0,0 <sup>2</sup> 281	-0,0 <sup>2</sup> 149
2	5	0,0 <sup>2</sup> 626	0,0 <sup>2</sup> 193	0,0 <sup>2</sup> 412	-0,0 <sup>2</sup> 199
2	6	0,0 <sup>2</sup> 799	0,0 <sup>2</sup> 273	-0,0 <sup>2</sup> 146	-0,0 <sup>2</sup> 419
2	7	-0,0 <sup>2</sup> 463	0,0 <sup>2</sup> 258	0,0 <sup>2</sup> 199	0,0 <sup>2</sup> 194
5	5	0,0 <sup>2</sup> 278	0,0 <sup>2</sup> 112	0,0 <sup>2</sup> 245	0,0 <sup>2</sup> 276
5	6	0,0 <sup>2</sup> 105	-0,0 <sup>2</sup> 201	0,0 <sup>2</sup> 177	0,0 <sup>2</sup> 403
5	7	-0,0 <sup>2</sup> 694	-0,0 <sup>2</sup> 164	0,0 <sup>2</sup> 104	-0,0 <sup>2</sup> 156
6	6	0,0 <sup>2</sup> 463	0,0 <sup>2</sup> 307	-0,0 <sup>2</sup> 491	0,0 <sup>2</sup> 169
6	7	-0,0 <sup>2</sup> 526	-0,0 <sup>2</sup> 351	0,0 <sup>2</sup> 309	-0,0 <sup>2</sup> 831
7	7	0,0 <sup>2</sup> 208	0,0 <sup>2</sup> 112	-0,0 <sup>2</sup> 186	-0,0 <sup>2</sup> 419
$\sigma_{I=2}^2$		0,0 <sup>7</sup> 175	0,0 <sup>8</sup> 469	0,0 <sup>7</sup> 584	0,0 <sup>7</sup> 365
$\sigma_{I=1}^2/\sigma_{I=2}^2$		40,25	31,23	10,88	82,71
$F_{кр}$		7,31	7,31	3,84	3,84

Примечания: 1. Натуральные значения факторов приведены в табл. 3.1.

2. 0, 0<sup>n</sup> следует читать как множитель 10<sup>-n</sup>, т. е. 0,0<sup>2</sup>723=0,723·10<sup>-2</sup>=  
=0,00723.

циенты  $K_R, K_z, K_{т.э}, K_{б.э}$ ) и о спектральных характеристиках  $\bar{\alpha}_0, \bar{F}_f^8$ . Все это позволяет нам рекомендовать данные табл. 3.3 для эскизного описания нейтронно-физических характеристик реактора в оптимизационных расчетах.

Машинное время на моделирование характеристик реактора складывается из времен  $\tau_1, \tau_2, \tau_3$ , затрачиваемых соответственно на проведение расчетного эксперимента, вычисление физических характеристик реактора, получение коэффициентов уравнения регрессии. Поскольку (при использовании программы 18-4RZ-15B) времена  $\tau_2$  и  $\tau_3$  много меньше времени  $\tau_1$ , то с учетом отсутствия достаточно достоверных сведений о величине  $M_{кр}$ , что приводит к необходимости повторения физического расчета, потребные затраты машинного времени на решение сформулированной задачи можно оценить из соотношения  $t_{маш} = n(m+1)\tau_1$ , где  $n$  — число точек плана;  $m$  — число временных точек, в которых рассчитываются характеристики реактора. Время  $\tau_1$  определяется приближением, положенным в основу численного решения уравнения переноса нейтронов, и типом ЭВМ. Оценим примерные затраты на моделирование характеристик реактора заданного вида в стационарном состоянии.

Как уже указывалось выше, время, затрачиваемое на решение многогрупповых уравнений переноса нейтронов в диффузионном приближении и двумерной геометрии (программа типа 18-4RZ-15B), на ЭВМ среднего класса типа М-220 равно  $\sim 0,2$  ч. Тогда для построения линейных моделей при выборе 11—15 факторов необходимо провести 13—17 экспериментов, и требуемое время составит около 6 ч. Для построения моделей второго порядка необходимое время при выборе 5 факторов в случае использования плана Хартли составляет 11 ч. Таким образом, затраты машинного времени на моделирование составляют  $\sim 17$  ч. По-видимому, эти затраты необходимо увеличить в 1,1—1,3 раза, учитывая время, необходимое для вычисления характеристик реактора и коэффициентов уравнения регрессии. В случае существенного изменения вида реактора (использование другого топлива и т. п.) эти затраты будут равны полученным ранее оценкам времени (очень интересную альтернативную возможность включения вида топлива в качестве фактора мы здесь не рассмат-

риваем) или будут меньше их (при отказе, например, от построения моделей второго порядка).

По-видимому, можно сказать, что если нам требуется провести разовый поиск оптимальных значений управляющих параметров с неизвестным видом топлива, то целесообразнее использовать прямые методы поиска. Если же предположить, что в процессе итеративного поиска потребуется всего несколько раз (допустим, пять) вычислять функционалы теории возмущений с использованием той же программы (18-4RZ-15B), то затраты на поиск оптимума оцениваются общим временем не менее 1 ч. Однако в процессе проектирования при оптимизации технико-экономических показателей могут изменяться критерии качества, стоимостные величины, состав реактора, его геометрические характеристики, свойства сталей, могут корректироваться и изменяться методики расчета технико-экономических показателей, методики учета отдельных явлений и т. п. Эти изменения обычно не приводят к необходимости существенным образом изменять модели физических характеристик. Вносимые изменения заставляют повторять оптимизационные расчеты десятки раз. В этих условиях предлагаемая нами стратегия оптимизации имеет явные преимущества.

Таким образом, рассматриваемый метод моделирования физических характеристик реактора достаточно эффективен с точки зрения затрат машинного времени для решения сформулированных выше задач.

### 3.3. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МАЛОГРУППОВЫХ МЕТОДОВ

Альтернативный способ моделирования квазиобъекта (детальной программы нейтронно-физического расчета) — переход к мало групповым методам расчета. Такие методы применительно к реакторам на быстрых нейтронах были разработаны С. Б. Шиховым, А. И. Новожиловым [74], В. В. Хромовым и др. [67]. Опыт использования мало групповых методов и программ расчета обобщен В. И. Матвеевым и др. [75]. Мало групповые методы для оптимизационного расчета реактора на быстрых нейтронах применимы при следующих допущениях:

- 1) в энергетическом реакторе спектр нейтронов слабо зависит от координаты, особенно в пределах активной зоны;

2) возмущения, вносимые органами управления и выгоранием топлива в интегральные спектральные характеристики активной зоны, невелики;

3) при оптимизации приходится обычно иметь дело с небольшими вариациями состава, объема, температуры и формы реактора.

Совместно с идеализацией геометрии мало групповой метод может дать значительную экономию машинного времени при сохранении приемлемой точности расчета основных физических характеристик реактора. Расчеты реактора БН-600 показали [75], что при свертывании многогрупповых констант до двухгрупповых изменение  $K_{эф}$  не превышает 0,5%, плутониевого коэффициента и коэффициента неравномерности тепловыделения — 2%, эффективности органов управления — 5%. Мало групповые константы получаются усреднением многогрупповых с весом заранее рассчитанных плотностей потоков нейтронов или произведений плотности потока и ценности. Зонами усреднения обычно являются характерные области реактора: центральная область с органами управления, зоны малого и большого обогащения топлива, зоны воспроизводства. При использовании мало групповых методов в оптимизационных исследованиях необходимо выполнять какое-то количество многогрупповых расчетов для получения спектров плотности потока и ценности нейтронов.

Можно использовать мало групповые методы в сочетании с подходом, изложенным в § 3.1, а именно моделировать с помощью факторных расчетных экспериментов не сами нейтронно-физические характеристики, а мало групповые константы для их расчета. Массив коэффициентов, получаемый для моделей мало групповых констант, по объему больше массива коэффициентов для моделей основных НФХ, но значительно меньше массива исходных многогрупповых ядерных констант.

Одногрупповые константы тяжелых элементов и продуктов деления целесообразно применить для учета топливного режима работы реактора. Приведенные выше формулы для  $M_{кр}$  и  $KВ$  можно использовать для описания топливного цикла только в первом приближении. Дело в том, что реактор на быстрых нейтронах предполагает возврат выгружаемого из него плутония обратно в активную зону. Многократное прохождение плутония через стадию облучения в активной зоне

эквивалентно глубокому выгоранию, при котором накапливается значительное количество высших изотопов. Изотопный состав плутония будет зависеть от топливного режима работы реактора, а следовательно, от этого режима будут зависеть и НФХ. Для учета изотопного состава может быть использована система уравнений баланса горючего и реактивности (СУБ), предложенная в работе [76] и обобщенная на многозонный реактор. Существенным предположением указанной методики является связь между концентрацией  $j$ -го нуклида в выгружаемом топливе  $\rho_j^{(1)}$  и концентрацией в загружаемом топливе  $\rho_j^{(0)}$  в виде

$$\rho_j^{(1)} = \sum_k f_{jk} \rho_k^{(0)},$$

где  $f_{jk}$  зависят только от одnogрупповых сечений и флюенса нейтронов. Флюенс нейтронов, в свою очередь, определяется одnogрупповыми сечениями и принятым выгоранием топлива. В СУБ кроме одnogрупповых сечений входят также реактивности изотопов топлива и продуктов деления, отнесенные к реактивности  $^{239}\text{Pu}$ :

$$\xi_{j,n} = \frac{(\delta K_{\text{эф}}/K_{\text{эф}})_{j,n}}{(\delta K_{\text{эф}}/K_{\text{эф}})_{^{239}\text{Pu},n}}, \quad (3.21)$$

где  $(\delta K_{\text{эф}}/K_{\text{эф}})_{j,n}$  — реактивность, вносимая  $j$ -м нуклидом в среднем по зоне  $n$ . Для расчета эквивалентной критической массы используются относительные ценности изотопов

$$\omega_j = (\xi_j - \xi_{^{238}\text{U}})/(1 - \xi_{^{238}\text{U}}). \quad (3.22)$$

Обработка результатов «экспериментов», накопленных в ходе разработки регрессионных моделей НФХ, показала, что одnogрупповые сечения для активных зон малого и большого обогащения торцевых и боковой зон воспроизводства могут быть адекватно представлены полиномами от тех же факторов. Дисперсия предсказываемых значений одnogрупповых сечений захвата  $\sigma_c$  и деления  $\sigma_f$  при использовании полиномов второго порядка ниже 0,1%, за исключением сечения деления  $^{238}\text{U}$ . Хуже предсказывается сечение деления в торцевых зонах воспроизводства (0,4%). Хорошо предсказывается  $\overline{v\sigma_f}$ . Использование этих величин позволяет рассчитать приближенные значения  $\xi_j$ :

$$\xi_j \approx (\overline{\nu\sigma_{fj}} - \overline{\sigma_{c,j}} - \overline{\sigma_{f,j}}) / (\overline{\nu\sigma_f} - \overline{\sigma_c} - \overline{\sigma_f})^{*} \dots \text{пу.} \quad (3.23)$$

Таким образом, наличие регрессионных полиномов для одnogрупповых сечений дает возможность, усложнив блок НФХ (рис. 3.5), вычислить характеристики

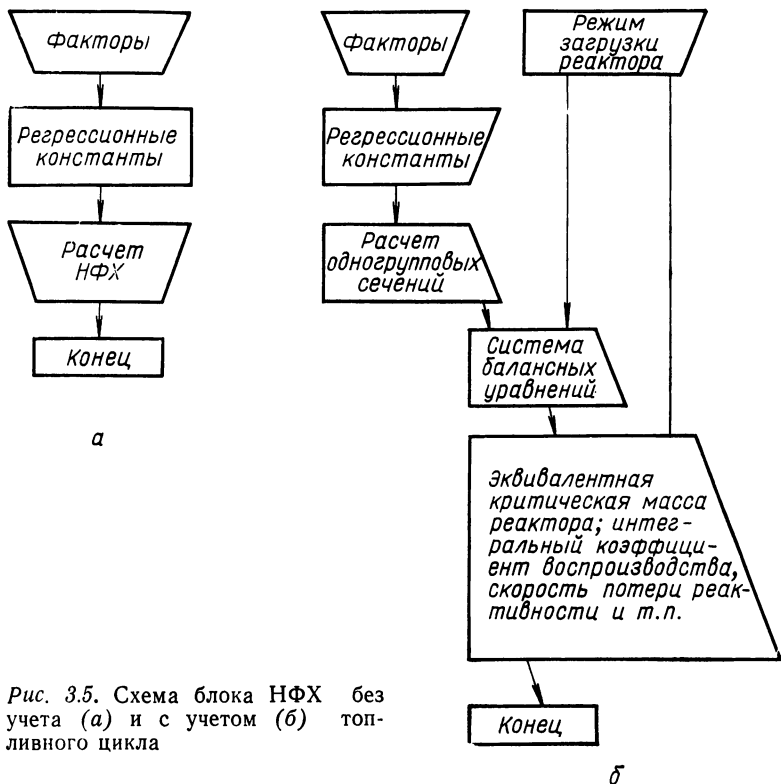


Рис. 3.5. Схема блока НФХ без учета (а) и с учетом (б) топливного цикла

реактора с учетом топливного цикла, а именно получить потребление плутония произвольного состава с учетом потерь в переработке и т. п.

Усложнение блока НФХ будет связано с некоторыми увеличениями библиотеки регрессионных коэффициентов и дополнительным временем счета. Порядок системы линейных уравнений (СУБ) равен  $20N$ , где  $N$  — число зон, включая и зоны воспроизводства.

Одnogрупповые сечения можно использовать также для расчета выгорания «по шагам» во времени.

## Глава 4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ОРГАНОВ УПРАВЛЕНИЯ РЕАКТИВНОСТЬЮ

### 4.1. ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ ВЫБОРА ОРГАНОВ УПРАВЛЕНИЯ

Приведем некоторые особенности реактора на быстрых нейтронах, затрудняющие разработку системы управления с высокой эффективностью: ни один элемент не обладает аномально высоким сечением поглощения в области быстрых нейтронов; большая критическая масса ядерного горючего приводит к небольшой удельной эффективности материалов; небольшие размеры реактора не позволяют разместить большое количество органов управления; условия работы органов управления, находящихся в активной зоне при работе реактора на мощности, весьма напряженные.

Однако требования к эффективности органов управления реактора на быстрых нейтронах значительно ниже, чем в энергетических реакторах на тепловых нейтронах, по следующим причинам: отсутствуют эффекты стационарного и нестационарного отравления, а эффект шлакования невелик; потеря реактивности при сгорании 1 кг горючего в несколько раз меньше, чем в реакторе на тепловых нейтронах; воспроизводство горючего в активной зоне частично компенсирует его выгорание; температурный и мощностной коэффициенты реактивности на порядок ниже, чем в реакторе на тепловых нейтронах.

В связи с этим удастся создать для реактора на быстрых нейтронах достаточно эффективную систему управления и защиты (СУЗ), используя отработанные и проверенные на практике конструкционные решения. Наибольшее распространение получили органы управления в виде стержней, расположенных среди ТВС и перемещаемых электромеханическими приводами в вертикальном направлении. Стержни либо увеличивают реактивность при их введении в активную зону, либо уменьшают, если используется поглотитель нейтронов. Эффективность некоторых поглощающих материалов приведена в табл. 4.1. Как видно из таблицы, эффективность традиционных поглощающих материалов достаточно высока и в реакторах на быстрых нейтронах.



## Эффективность поглощающих материалов в центре реактора

Материал	$\gamma$ , г/см <sup>3</sup>	Эффективность, $10^8 \frac{\Delta K_{\text{эф}}}{K_{\text{эф}}}$ /см <sup>3</sup>	
		Реактор БН-350 [77]	Реактор БН-1600
B <sub>4</sub> C (80% <sup>10</sup> B)	2,0	—40,5	—15,0
B <sub>4</sub> C (естеств.)	2,0	—10,0	—3,7
Eu <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	7,4	—16,3	—6,5
Ta	16,6	—7,0	—4,5
<sup>238</sup> U	18,9	—1,9	—0,12

По функциональному назначению органы управления реактивностью разделяются на несколько типов:

1) автоматические регуляторы (РС), предназначенные для оперативного управления реактивностью, изменения и поддержания мощности реактора;

2) температурные компенсаторы (ТК) для компенсации температурных и мощностных эффектов реактивности;

3) органы аварийной защиты (АЗ), необходимые для быстрого прекращения цепной реакции деления в аварийных случаях и создания глубокой подкритичности реактора;

4) органы компенсации изменения реактивности, происходящего вследствие выгорания топлива (КС).

Органы РС имеют небольшую эффективность, занимают незначительную часть объема активной зоны (менее 0,1%), поэтому их можно не учитывать в математической модели реактора. Органы ТК и АЗ при работе реактора на полной мощности удалены из активной зоны. Влияние их на физические характеристики реактора проявляется в том, что часть активной зоны отчуждена под направляющие гильзы этих органов и, таким образом, пронизана каналами, заполненными натрием. Наличие этих каналов уменьшает объемную долю топливной композиции и снижает коэффициент воспроизводства. Удаление органов АЗ и ТК из области с высокой плотностью потока нейтронов при работе реактора позволяет использовать в них наиболее эффек-

тивные поглощающие материалы (например, высокообогащенный бор), увеличить объемную долю поглотителя, добиться высокой эффективности каждого стержня и уменьшения их количества.

Наибольшее влияние на физические характеристики реактора оказывает система КС, предназначенных для компенсации изменения изотопного состава между очередными перегрузками реактора. При выборе конструкции этой системы следует ответить на два главных вопроса: какой материал предпочтителен в качестве рабочего наполнителя стержней и как более рационально разместить их в активной зоне. Большинство конструкторских фирм, проектирующих реакторы на быстрых нейтронах, отдает предпочтение КС на основе традиционных поглотителей, таких, например, как карбид бора, имеющий высокую удельную эффективность. Такие КС имеют небольшую массу, допускают высокие скорости перемещения, что позволяет использовать их также для выполнения функций РС, АЗ и ТК. И все же, несмотря на достоинства поглощающих КС, система компенсации на основе топливной и воспроизводящей (или поглощающей) композиций все больше привлекает внимание разработчиков. Такие КС используются, например, в реакторе БН-350 (рис. 4.1). В нижней части топливных КС сосредоточены те же твэлы, что и в активной зоне, а верхняя часть заполнена твэлами с сырьевым материалом (из зоны воспроизводства). При выборе типа КС следует учесть преимущества и недостатки каждого типа, перечисленные в табл. 4.2.

Эффективность стержня зависит от того, какую часть гексагональной ячейки удастся занять рабочим материалом. Для топливной секции КС можно принять следующий объемный состав: топливная композиция — 33%, конструкционные материалы — 24%; теплоноситель — 43%. В КС с поглотителем доля рабочего материала будет не ниже 60% при использовании карбида бора и не ниже 70% при использовании ( $n$ ,  $\gamma$ )-поглотителей.

При выборе расположения органов СУЗ среди ТВС активной зоны необходимо учитывать следующие требования: 1) для увеличения эффективности органа и уменьшения потерь в воспроизводстве горючего следует помещать стержень возможно ближе к центру активной зоны [79]; 2) сетка размещения органов, в особенности

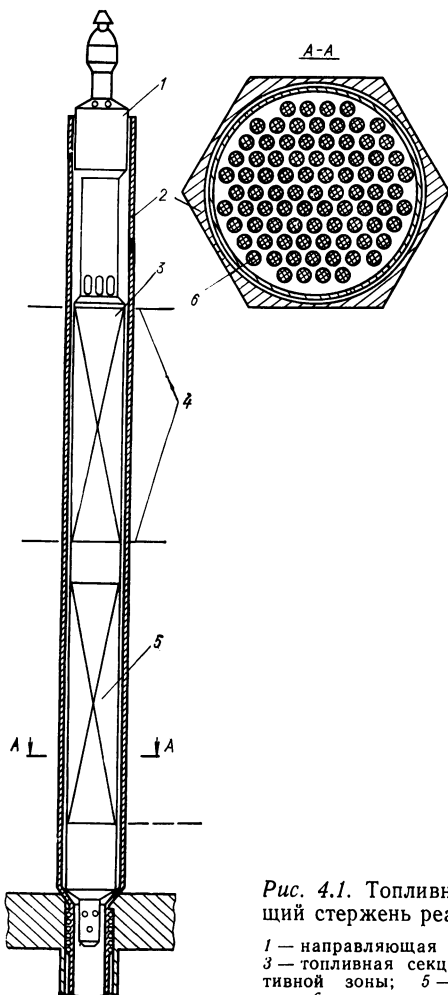


Рис. 4.1. Топливный компенсирующий стержень реактора БН-350:

1 — направляющая гильза; 2 — кожух; 3 — топливная секция; 4 — граница активной зоны; 5 — поглощающая секция; 6 — ТВЭЛ

КС, должна быть симметричной, что отвечает лучшему выравниванию поля тепловыделения; 3) из условия компоновки приводов СУЗ на крышке реактора нельзя помещать их в соседние гексагональные ячейки; 4) не должно быть значительной отрицательной интерференции стержней, т. е. эффективность каждого органа не должна существенно уменьшаться с введением в активную зону остальных органов.

**Сравнение КС с топливным и КС с инертным по отношению к воспроизводству поглощающим материалом**

Свойство	Достоинство	Недостаток
<b>Топливные КС</b>		
Влияние на воспроизводство горючего	Почти не влияют на значение КВ	—
Эффективность	В большом реакторе с топливными КС $KB_{a.3} \approx 1$ , и поэтому не требуется большого количества КС на компенсацию выгорания	Сравнительно невысокая эффективность
Влияние на поле тепловыделения	Слабое влияние на поле тепловыделения, поэтому можно достичь хорошего выравнивания мощности по активной зоне	Возможность воздействовать на поле тепловыделения и управлять им ограничена
Использование теплоносителя	Конструкция КС с регулированием расхода [78] позволяет улучшить использование теплоносителя	Топливный КС требует высокого расхода теплоносителя, который плохо используется; при верхнем положении стержня теплоноситель почти не подогревается
Другие	Не требуется разработка специальных поглощающих элементов	Эффективность стержня изменяется из-за выгорания топливной части и накопления плутония в экранной части
<b>КС с инертным поглотителем</b>		
Влияние на воспроизводство	—	Уменьшают КВ
Эффективность	Высокая эффективность	Введение поглощающих КС в активную зону снижает КВ и поэтому требует увеличения запаса реактивности на выгорание
Влияние на поле тепловыделения	Можно активно воздействовать на поле тепловыделения и управлять его эволюцией	Сильно деформирует поле тепловыделения. Расчет этого поля в различные моменты кампании затруднен

Свойство	Достоинство	Недостаток
Использование теплоносителя	Расход теплоносителя через ячейку КС мал, следовательно, разбавление горячего теплоносителя недогретым мало	—
Другие	—	Выгорание и газовыделение ограничивают ресурс КС (поглотитель на основе $^{10}\text{B}$ )

Стремление удовлетворить все эти требования приводит обычно к равномерному размещению органов в пределах центральной части активной зоны, занимающей 50—70% всего ее объема. Чтобы выбрать компоновку органов СУЗ с учетом их влияния на нейтронно-физические характеристики реактора, нужно определить общее число органов и число органов в каждой группе. Для этого необходимо рассмотреть баланс реактивности и рассчитать эффективность стержней.

#### 4.2. БАЛАНС РЕАКТИВНОСТИ

Рассмотрим последовательно, какую эффективность должны компенсировать органы ТК, КС и АЗ. Изменение реактивности при изменении температурного состояния реактора принято характеризовать температурным  $\alpha_T$  и мощностным  $\alpha_W$  коэффициентами реактивности. Расчет этих коэффициентов должен учитывать изменение геометрических размеров реактора, плотности теплоносителя и доплер-эффект на ядрах топлива. Температурный коэффициент реактивности от изменения геометрии реактора в первом приближении теории возмущений

$$\alpha_{T1} = \sum_j \int \frac{d\rho_j(r)}{dT} K_j(r) dv, \quad (4.1)$$

где  $K_j(r)$  — коэффициент реактивности  $j$ -го нуклида в точке  $r$  [77]. В диффузионном многогрупповом приближении

$$K_j(\mathbf{r}) = \frac{1}{J_F} \sum_k \left[ 3\sigma_{tr,j,k} \mathbf{i}_k(\mathbf{r}) \mathbf{i}_k^*(\mathbf{r}) - \sigma_{cfd,jk} \Phi_k(\mathbf{r}) \Phi_k^*(\mathbf{r}) + \right. \\ \left. + \sum_{k'=1}^{k=k-1} \sigma_{d,j,k \rightarrow k'} \Phi_{k'}(\mathbf{r}) \Phi_{k'}^*(\mathbf{r}) + \nu \Sigma_{fj,k} \Phi(\mathbf{r}) \Phi_k^*(\mathbf{r}) \right], \quad (4.2)$$

где  $\sigma_{tr}$ ,  $\sigma_{cfd}$ ,  $\sigma_d$ ,  $\sigma_f$  — микроскопические сечения;  $k$  — индекс энергетической группы;  $\Phi(\mathbf{r})$  и  $\Phi^*(\mathbf{r})$  — соответственно плотность потока нейтронов и ценность в точке  $\mathbf{r}$ ;

$$\mathbf{i}(\mathbf{r}) = \frac{1}{3 \sum_j \rho_j \sigma_{tr j}} \nabla \Phi(\mathbf{r}); \quad \mathbf{i}^*(\mathbf{r}) = \frac{1}{3 \sum_j \rho_j \sigma_{tr j}} \nabla \Phi^*(\mathbf{r}); \\ J_F = \sum_f \int \sum_k \rho_j \nu \Sigma_{fj,k} \Phi_k(\mathbf{r}) \sum_k \chi_k \Phi_k(\mathbf{r}) dV -$$

интегральная ценность нейтронов деления.

Для преобразования формулы (4.1) воспользуемся методом подобия, предложенным в работе [80]. Если ввести некий характерный размер реактора  $R$ , то можно записать выражение для  $\alpha_{T1}$  в виде [77]:

$$\alpha_{T1} = \sum_t \sum_n \frac{d(\rho_j R)}{dT} \frac{K_{jn}}{R}, \quad (4.3)$$

где  $K_{jn} = \int_{V_n} K_j(\mathbf{r}) dv$ ;  $n$  — номер зоны с постоянной концентрацией нуклидов.

Для цилиндрического реактора (4.3) может быть приближенно записано в виде

$$\alpha_{T1} = - \left( \frac{4}{3R_{a.з}} \frac{dR_{a.з}}{dT} + \frac{2}{3h_{a.з}} \frac{dh_{a.з}}{dT} \right) J. \quad (4.4)$$

Величина  $J = \sum_n \sum_j K_{jn}$ , называемая интегралом ре-

активности [81] или полным статистическим весом материалов реактора [82], зависит от тех же факторов, что и другие физические характеристики реактора (см. гл. 3). Анализ расчетных данных и результатов экспериментов на БФС, приведенных в работе [77], показывает, что величина  $J \sim 1/R_{a.з}$  и что линейные размеры не являются единственным существенным фактором, от которого зависит  $J$ . Для расчета  $J$  можно воспользоваться линейной регрессией от трех факторов:  $1/R_{a.з}$ ,  $1/h_{a.з}$ ,  $\epsilon_T$ . Область варьирования этих величин и коэффициенты ре-

грессии при соответствующих безразмерных факторах даны в табл. 4.3. Модель реактора описана в гл. 3. При

Таблица 4.3

Результаты аппроксимации величин  $J$  и  $J_0$  линейной зависимостью от трех факторов

Фактор	Основное значение и область варьирования	Коэффициенты при нормализованных факторах для $J$	Коэффициенты для $J_0$
1	1	0,230	0,560
$1/R_{a.з}, \text{ см}^{-1}$	$0,0062 \pm 0,0008$	0,032	0,045
$1/h_{a.з}, \text{ см}^{-1}$	$0,01 \pm 0,002$	0,011	0,012
$\varepsilon_T$	$0,43 \pm 0,05$	-0,009	-0,006

варьировании  $\varepsilon_T$  предполагается, что отношение  $\varepsilon_T/\varepsilon_{ст}$  сохраняется. Остальные параметры модели фиксированы на базовом уровне. Кроме полного статистического веса в таблице приведен статистический вес горючего  $J_0 = \sum_n \rho_1 K_{1,n}$ ,  $j=1$  соответствует  $^{239}\text{Pu}$ .

В реакторе с ТВС, свободно стоящими в опорной плите,  $dR_{a.з}/dT = \alpha_{оп} R_{a.з}$ ;  $\alpha_{оп}$  — коэффициент теплового расширения плиты.

Для расчета  $dh_{a.з}/dT$  используем гипотезу, согласно которой расширение топлива в аксиальном направлении обусловлено оболочкой твэла и определяется ее температурой. Тогда

$$\alpha_{T1} = - \left( \frac{4}{3} \alpha_{оп} + \frac{2}{3} \alpha_{об} \right) J. \quad (4.5)$$

Здесь  $\alpha_{об}$  — коэффициент расширения оболочки твэла. Коэффициент  $\alpha_{T1}$  можно считать не зависящим от температуры.

Доплеровский изотермический температурный коэффициент реактивности

$$\alpha_{T2} = \sum_j \rho_j \frac{dK_j(r)}{dT} dv. \quad (4.6)$$

Учитывая только доплеровское уширение резонансных сечений деления и радиационного захвата топливных материалов, (4.6) можно переписать в виде

$$\alpha_{T_2} \approx \sum_j \sum_n \sum_k \rho_j \int_{V_n} \Phi_k(\mathbf{r}) \frac{d(\nu\sigma_{f,j,k} - \sigma_{cf,j,k})}{dT} \Phi_k^*(\mathbf{r}) dv. \quad (4.7)$$

Вклад в  $\alpha_{T_2}$  дают только низкоэнергетические группы  $k$ , поэтому этот коэффициент очень чувствителен к составу активной зоны. Кроме того, существенно зависимость  $\alpha_{T_2}$  от температуры. Практически эта зависимость хорошо описывается функцией  $1/T$  [77, 83], где  $T$  — абсолютная температура топлива.

В работе [83] приведены результаты систематического изучения влияния состава активной зоны на  $\alpha_{T_2}T$ . Зависимость  $\alpha_{T_2}T$  от объемной доли топлива, стали и обогащения топлива существенно нелинейная. Моделирование зависимости этой величины от указанных факторов — отдельная задача и здесь не рассматривается. Для оценок воспользуемся однофакторной зависимостью  $\alpha_{T_2}$  от объема активной зоны, приведенной в [77]. Эту зависимость можно аппроксимировать выражением

$$\alpha_{T_2} \approx \frac{0,005}{\bar{T}_{\text{топ}} + 273} \lg \frac{V_0}{V_{\text{а.з}}} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}. \quad (4.8)$$

Здесь  $\bar{T}_{\text{топ}}$  — температура топлива,  $^\circ\text{C}$ , а  $V_0 = 0,15 \text{ м}^3$ .

С увеличением температуры изменяется плотность натрия. Связанное с этим изменение реактивности зависит от трех конкурирующих процессов: изменений спектра нейтронов, захвата нейтронов в натрии и утечки нейтронов. Расчеты показывают [77, 83], что на результаты этой конкуренции влияют многие факторы, в том числе состав, размер и форма активной зоны, наличие поглощающих органов СУЗ и т. д.

При прочих равных условиях натриевый температурный коэффициент  $\alpha_{T_3}$  становится более положительным при увеличении объема активной зоны и объемной доли топлива и уменьшении обогащения. Первый фактор оказывается наиболее значительным. Он влияет главным образом на составляющую  $\alpha_{T_3}$ , обусловленную изменением утечки нейтронов. Эта составляющая в первом приближении пропорциональна  $B^2/\nu\Sigma_f$  [83], где  $B^2$  — геометрический параметр реактора. Если рассматриваются геометрически подобные реакторы (например, сферические), то  $\Sigma_f \sim 1/R_{\text{а.з}}$  и указанная выше составляющая  $\alpha_{T_3}$  пропорциональна  $1/R_{\text{а.з}}$ . Предполагая другие составляющие неизменными, получаем



$$\alpha_{T3} \approx a_1 + a_2/R_{a.3} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}. \quad (4.9)$$

Используя данные расчета для сферических реакторов с плутониевым топливом из [77], получим:  $a_1 = 1,3 \cdot 10^{-5}$ ;  $a_2 = -1,1 \cdot 10^{-5}$ ;  $R_{a.3}$  измеряется в метрах. Формулой (4.9) можно пользоваться для оценочных расчетов и в случае цилиндрических реакторов, положив  $R_{a.3} = 0,62V_{a.3}^{1/3}$ , если объемная доля топлива не слишком отличается от 0,44, а стали — от 0,24.

С помощью изотермических температурных коэффициентов  $\alpha_{T1,2,3}$  рассчитывается суммарный температурный и мощностной эффект, компенсируемый ТК:

$$\left( \frac{\Delta K_{\text{эф}}}{K_{\text{эф}}} \right)_{T,W} = (\alpha_{T1} + \alpha_{T3}) (T_{\text{вх}}^I - T_{\text{п}}) - \frac{2}{3} \alpha_{\text{об}} J (\bar{T}_{\text{об}} - T_{\text{вх}}^I) + \int_{T_{\text{п}}}^{\bar{T}_{\text{топ}}} \alpha_{T2} dT + \alpha_{T3} (\bar{T}_{\text{Na}} - T_{\text{вх}}^I), \quad (4.10)$$

где  $\bar{T}_{\text{об}}$ ,  $\bar{T}_{\text{Na}}$ ,  $\bar{T}_{\text{топ}}$  — средние температуры оболочки, теплоносителя и топлива соответственно при работе реактора на номинальной мощности;  $T_{\text{п}} \approx 200^\circ\text{C}$  — температура реактора при перегрузке. Кроме того, согласно [84], органы ТК должны дополнительно скомпенсировать реактивность, равную 0,01.

Органы КС должны скомпенсировать изменение реактивности  $(\Delta K_{\text{эф}}/K_{\text{эф}})_t$ , связанное с изменением состава топлива за определенный промежуток времени работы реактора  $t_p$  между очередными перегрузками активной зоны. Согласно определению

$$(\Delta K_{\text{эф}}/K_{\text{эф}})_t = \max_{0 < t < t_p} J(t) - \min_{0 < t < t_p} J(t). \quad (4.11)$$

При работе реактора в режиме равномерно-частичных перегрузок, когда  $t_p \ll t_{a.3}^*$ , допустимо использование приближенного выражения:

$$\left( \frac{\Delta K_{\text{эф}}}{K_{\text{эф}}} \right)_t = \left| \sum_n \sum_j \Delta \rho_{jn} K_{jn} \right|, \quad (4.12)$$

где  $\Delta \rho_{jn}$  — изменение концентрации  $j$ -го нуклида в  $n$ -й зоне за время  $t_p$ , а  $K_{jn}$  определены для некоторого среднего состояния реактора. Коэффициенты реактивности

\*  $t_{a.3}$  — кампания активной зоны.

$K_{jn}$ , как и другие нейтронно-физические характеристики реактора, могут быть смоделированы с помощью метода, описанного в гл. 3. Изменения концентраций получаются из решения уравнений выгорания с однокрупповыми эффективными сечениями [76].

Известно, что при однородном изменении загрузки горючего на величину  $\Delta M$  изменение реактивности в первом приближении равно

$$\Delta K_{эф}/K_{эф} \approx J_0 \Delta M / M_{кр}; \quad J_0 \approx 0,56. \quad (4.13)$$

Пренебрегая вкладом зон воспроизводства и высших изотопов плутония в изменение реактивности, можно положить

$$\left( \frac{\Delta K_{эф}}{K_{эф}} \right)_t \approx \left| \frac{W(1 - K_{т.э} - K_{б.э}) J_0 t_p}{a} \{ (1 - \bar{F}_j^3) (1 + \bar{\alpha}_0) \times \right. \\ \left. \times [1 - KB_{а.э} (1 + \xi_0)] - \xi_{п.д} + \xi_0 \bar{F}_j^0 \} \right|, \quad (4.14)$$

где  $a$  — теплотворная способность ядерного топлива;  $\xi_j = \sum_n K_{jn} / \sum_n K_{1,n}$   $j=0$  и  $1$  соответственно для  $^{238}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ ; индекс «п. д» относится к продуктам деления\*.

Для более точного определения  $(\Delta K_{эф}/K_{эф})_t$  следует использовать однокрупповые уравнения выгорания в различных зонах реактора и решать систему уравнений баланса топлива и реактивности (см. рис. 3.5). Величина  $(\Delta K_{эф}/K_{эф})_t$  зависит от вида топлива, поступающего на загрузку, и его изотопного состава. Количество органов СУЗ и размещение их в реакторе менять практически невозможно, поэтому они должны быть определены исходя из наиболее тяжелого режима эксплуатации. Кроме изменений, связанных с переходом от одного вида топлива к другому, существуют изменения реактивности, обусловленные отличием одной партии поставляемых на реактор ТВС от другой из-за технологических погрешностей. Необходимо учитывать, наконец, неточность расчета НФХ. Поэтому эффективность КС должна быть не ниже некоторого минимального значения ( $\sim 0,01$ ). Требования к эффективности органов АЗ регламентируются «Правилами ядерной безопасности АЭС» [84].

\* В первом приближении можно считать  $\xi_j = \text{const}$ ;  $\xi_0 = -0,05$ ;  $\xi_{п.д} = -0,10$ .

### 4.3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ОРГАНОВ СУЗ

Так как сечения поглощения в спектре реактора на быстрых нейтронах малы, то для расчета эффективности органов управления, содержащих не очень большое количество поглотителя, можно воспользоваться первым приближением теории возмущений. Расчеты показывают, что для КС с естественным карбидом бора такая методика дает погрешность не более 10%. Тем более оправдано применение теории возмущений для расчетов эффективности топливных компенсаторов, которые слабо влияют на распределение плотности потока нейтронов в активной зоне [85]. На основе способа, описанного в гл. 3, было выполнено моделирование топливных и борных КС полиномом второго порядка от факторов, указанных в табл. 4.4.

Таблица 4.4

Факторы в регрессионной модели эффективности КС

Фактор	Базовое значение	Вариация фактора	Фактор	Базовое значение	Вариация фактора
$R_{з.м.о}^2/R_{а.з}^2$	0,50	$\pm 0,14$	$R_{а.з}^{-2}$ , м <sup>-2</sup>	52	$\pm 0,175$
$\rho_{з.б.о}^9/\rho_{з.м.о}^9$	1,385	$\pm 0,25$	$h_{а.з}$ , м	1,10	$\pm 0,30$

Эффективность стержня, приведенная к площади сечения 1 см<sup>2</sup>, представляется выражением

$$\delta(\Delta K_{эф}/K_{эф})_{КС} = \sum_i \sum_j b_{ij} x_i x_j, \quad (4.15)$$

где  $x_i$  — безразмерные факторы:  $-1 \leq x_i \leq 1$ ,  $i \neq 0$ ,  $x_0 \equiv 1$ . Расчеты были выполнены В. А. Шибаевым и др. [86], результаты приведены в табл. 4.5. Оставлены только значимые коэффициенты, остальные положены равными нулю. Дисперсия предсказываемых значений оценивается в 8% от  $b_{00}$ . Для того чтобы получить эффективность стержня, нужно  $\delta(\Delta K_{эф}/K_{эф})_{КС}$  умножить на площадь поперечного сечения пакета (предполагается, что данная ячейка полностью занята органом СУЗ). Под эффективностью здесь понимается изменение реак-

Регрессионные коэффициенты  $b_{ij}$  для расчета эффективности КС,  $10^{-5} \text{ см}^{-2}$

$i$	$j$	Топливные КС			КС на основе В <sub>4</sub> С (естеств.)		
		в центре активной зоны	в среднем по зоне малого обогащения	в среднем по активной зоне	в центре активной зоны	в среднем по зоне малого обогащения	в среднем по активной зоне
0	0	-0,960	-0,690	-0,518	-6,06	-4,40	-3,50
0	1	-0,265	—	—	-1,59	—	—
0	2	0,730	0,332	0,062	4,42	1,19	0,16
0	3	-0,575	-0,336	-0,186	-3,54	-1,77	-1,15
0	4	-0,120	—	—	-0,22	-0,31	-0,22
1	2	—	—	—	-0,97	-0,75	—
2	2	-0,235	—	—	-1,28	—	—
2	3	0,248	—	—	1,37	—	—
2	4	—	—	—	0,57	—	—
3	4	—	—	—	-0,55	—	—

тивности при перемещении стержня из крайнего верхнего положения в крайнее нижнее. В топливном КС нижняя часть твэла высотой  $h_{a,з}$  заполнена топливной композицией зоны малого обогащения, а верхняя часть, также имеющая высоту  $h_{a,з}$ , содержит окись обедненного урана. Как следует из табл. 4.5, борный КС в 6—7 раз более эффективен, чем топливный, независимо от положения рассматриваемой ячейки в активной зоне.

При использовании данных табл. 4.5 для расчета эффективности стержней АЗ и ТК необходимо вводить поправки по двум причинам: 1) применение обогащенного бора вместо естественного увеличивает погрешность, связанную с применением теории возмущений; 2) объемная доля поглотителя в органах, выводимых при работе реактора из активной зоны, может быть выше, чем в КС. Первое обстоятельство требует снижения эффективности по сравнению с данными табл. 4.5. На рис. 4.2 показано, как отличается расчет по теории возмущений от прямого расчета эффективности центрального поглощающего стержня из карбида бора в зависимости от обогащения последнего изотопом  $^{10}\text{B}$  [77]. С увеличением обогащения растет депрессия

нейтронного поля вне и внутри стержня, поэтому теория возмущений дает все более завышенные значения.

В случае топливных КС, размещенных равномерно по зоне малого обогащения, их эффективность можно оценить по регрессионному уравнению для  $M_{кр}$ , если среди факторов этого уравнения есть отношение обогащений в зонах малого и большого обогащений. Перемещение топливных КС меняет это отношение, следовательно, можно найти  $\Delta M_{кр}$ , соответствующее полученному изменению, и по формуле (4.13)

определить  $\Delta K_{эф}/K_{эф}$ . Такой способ автоматически учитывает интерференцию стержней, так как рассматривается система КС в целом. В других случаях для учета интерференции органов придется прибегать к малогрупповому расчету активной зоны с погруженной в нее группой стержней. В работе [87] приведен простой двухгрупповой метод расчета в диффузионном приближении с постановкой эффективных граничных условий на поверхности стержней, дающий вполне удовлетворительные результаты.

Учет органов СУЗ в модели реактора приводит к необходимости расчета разницы в основных нейтронно-физических характеристиках реактора при наличии этих органов и без них (с «чистой» активной зоной). Прежде всего следует найти изменение КВ и  $M_{кр}$  горючего (загрузки реактора). Наличие органов СУЗ всегда ухудшает баланс нейтронов и снижает КВ. Это вызвано отчуждением определенной доли объема активной зоны, сводящимся в конечном итоге к уменьшению доли топливного материала, а также содержанием в активной зоне некоторого количества материала, непродуцирующего нейтроны.

Потеря в КВ зависит от вида поглотителя, его коли-

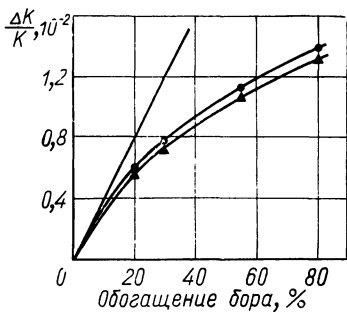


Рис. 4.2. Зависимость эффективности центрального поглотителя из карбида бора от обогащения изотопом  $^{10}\text{B}$  [77]:

— расчет по теории возмущений; ● —  $P_1$ -приближение; ▲ —  $P_2$ -приближение

чества и расположения в реакторе. Очевидно, что в первом приближении можно полагать эту потерю пропорциональной эффективности КС:

$$\Delta K_B \approx -A(R_{КС}) \left( \frac{\Delta K_{эф}}{K_{эф}} \right)_{КС} \quad (4.16)$$

Здесь коэффициент пропорциональности зависит от радиуса  $R_{КС}$ , на котором расположены компенсаторы.

С помощью прямых расчетов реактора, близкого к оптимальному по времени удвоения [28], изучалось влияние расположения стержней на КВ [79]. Эти расчеты свидетельствуют об увеличении потери в КВ при удалении стержней от центра к периферии активной зоны (рис. 4.3). Коэффициент  $A$  изменяется от 0,7 до 2 при увеличении  $R_{КС}/R_{а.з}$  от 0 до 0,8. В работе [77] взят коэффициент  $A = 1 \div 1,2$  (независимо от расположения стержней), что в среднем близко к нашим расчетам.

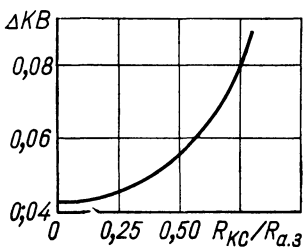


Рис. 4.3. Потери в коэффициенте воспроизводства при удалении стержней от центра к периферии активной зоны

Грубая оценка предсказывает зависимость  $\Delta K_B \sim \Phi^{-1} \times (R_{КС})$ , где  $\Phi(R_{КС})$  — суммарная плотность потока нейтронов на радиусе  $R_{КС}$ . Результаты расчетов (рис. 4.3) показывают более резкое снижение КВ, приближающееся к зависимости вида  $\Phi^{-2}(R_{КС})$ . Это объясняется

главным образом тем, что кроме увеличения количества поглощающего материала с ростом  $R_{КС}$  снижается доля топливного материала в активной зоне и повышается его обогащение.

Изменение КВ при использовании топливных КС обусловлено только тем, что отношение числа твэлов в КС к числу твэлов в рабочем пакете  $f < 1$ . Предполагая, что объемный состав  $f$ -й доли ячейки КС идентичен составу рабочей ячейки, оставшуюся долю распределяют пополам между теплоносителем и конструкционными материалами. Тогда можно оценить по уравнению регрессии для КВ искомое изменение. Изменение  $M_{кр}$  определяется аналогично.

## Глава 5. ТЕПЛОВАЯ И ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ МОЩНОСТЬ РЕАКТОРА

### 5.1. ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЯ ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ В АКТИВНОЙ ЗОНЕ И ЗОНЕ ВОСПРОИЗВОДСТВА

Создание реактора с выравненным и стабильным полем тепловыделения в течение кампании — одна из важных задач при его проектировании, потому что выравнивание и стабилизация поля тепловыделения существенно меняют физические и экономические характеристики реактора, а также влияют на решение вопросов его регулирования и безопасности. Так как максимальное удельное энерговыделение, как правило, ограничено технологическими причинами, то снижение неравномерности дает возможность повысить среднюю тепловую нагрузку на делящийся материал и, следовательно, увеличить мощность активной зоны или уменьшить ее объем. Более выравненное тепловыделение позволяет, при прочих равных условиях, увеличить глубину и равномерность выгорания топлива, сократить объемную долю теплоносителя и конструкционных материалов, увеличить за счет этого объемную долю топлива, что приводит к росту коэффициентов воспроизводства и улучшению других физических характеристик реактора, а также благоприятно сказывается на экономических показателях установки.

Коэффициент объемной неравномерности равен произведению аксиальной и радиальной составляющих. Наибольшая неравномерность наблюдается в радиальном направлении. В однородном цилиндрическом реакторе радиальная составляющая неравномерности равна  $\sim 1,8 \div 1,9$ . В неоднородном цилиндрическом реакторе она существенным образом зависит от геометрии и состава активной зоны, в отличие от аксиальной составляющей, которая остается практически постоянной при их изменении и не превосходит значения 1,3 для рассматриваемой конструкции реактора. Характеристика радиальной неравномерности поля тепловыделения — коэффициент неравномерности по радиусу  $K_R(x, t)$ , равный отношению в данный момент времени максимального тепловыделения в активной зоне

$$\max_{0 < r < R_{a.3}} q(r, t)$$

к среднему по зоне тепловыделению  $\bar{q}(t)$ . Он меняется в течение кампании из-за перераспределения поля тепловыделения, и при проектировании реактора, по-видимому, целесообразно уменьшить его максимальное значение:

$$K_R^M(\mathbf{x}, t_{\Pi}) = \max_{0 < t = t_{\Pi} < t_0} K_R(\mathbf{x}, t) \quad (5.1)$$

за время работы реактора  $t_{\Pi}$  между двумя очередными перегрузками.

Наряду с неравномерностью необходимо также учитывать и нестабильность поля тепловыделения в течение кампании из-за неравномерности выгорания делящихся нуклидов; при этом, однако, недостаточно знать, как меняется  $K_R$  со временем. Возможен, например, такой реактор, в котором  $K_R$  будет оставаться постоянным, а тепловыделение по мере работы реактора на мощности будет перераспределяться. Это приводит к неэффективному использованию теплоносителя, поскольку распределение расходов по ячейкам не соответствует кривой тепловыделения в каждый данный момент времени (оно должно соответствовать огибающей кривых тепловыделений за всю кампанию). Это несоответствие тепловыделений и условий теплосъема в разных точках реактора ведет к увеличению разности между максимально допустимой температурой оболочки  $T_{\max}^{\text{об}}$  и средней температурой теплоносителя на выходе из реактора  $T_{\text{вых}}^{\text{I}}$  и снижает КПД установки. Уменьшение величины  $T_{\max}^{\text{об}} - T_{\text{вых}}^{\text{I}}$  достигается помимо выравнивания поля тепловыделения также гидравлическим профилированием.

При идеальном гидравлическом профилировании подогревы в отдельных ячейках одинаковы и средний подогрев по реактору совпадает с максимальным подогревом теплоносителя. На практике такое положение никогда не достигается в основном по следующим причинам:

1. Происходит перераспределение мощности отдельных твэлов вследствие изменения как изотопного состава горючего, так и максимальной плотности потока нейтронов. Это обусловлено перераспределением делящихся материалов по реактору во время работы (в центре активной зоны вторичное горючее накаплива-



ется быстрее, чем на ее периферии, увеличивается расход плутония в зоне воспроизводства). Расход же теплоносителя в ячейке должен соответствовать максимально возможной мощности за все время работы (при отсутствии специального регулирования расхода).

2. При распределении расхода теплоносителя по ТВС приходится ориентироваться на наиболее напряженную ячейку; из-за неравномерности тепловыделения подогревы в остальных ячейках будут меньше.

3. Теплоноситель, поступающий на охлаждение стержней управления, подогревается в целом незначительно. Это объясняется, во-первых, трудностью правильного распределения расхода теплоносителя внутри самой сборки со стержнем и, во-вторых, тем, что элементы стержня только часть времени интенсивно выделяют тепло (пока находятся в области высокого потока нейтронов).

4. Часть теплоносителя расходуется непроизводительно (протечки в пространство между ТВС, охлаждение элементов конструкции и т. п.).

В результате всех этих обстоятельств происходит разбавление нормально подогретого теплоносителя теплоносителем недогретым. Определим фактор разбавления  $D$  следующим образом:

$$D = \frac{\text{Максимальный подогрев теплоносителя в какой-либо ячейке}}{\text{Средний подогрев по реактору } \overline{\Delta T} = T_{\text{вых}}^I - T_{\text{вх}}^I} = \frac{\Delta T_{\text{макс}}}{\overline{\Delta T}}. \quad (5.2)$$

При идеальном гидравлическом профилировании  $D=1$  и обеспечивается максимально возможный подогрев теплоносителя (а следовательно, и мощность реактора становится максимальной) при заданной предельной температуре оболочки.

Разбавление  $d=D-1$  может быть рассчитано по формуле

$$d = \int \Delta T_{\text{нд}}(\mathbf{r}) g(\mathbf{r}) dS / \overline{\Delta T} \int g(\mathbf{r}) dS, \quad (5.3)$$

где  $g(\mathbf{r})$  — удельный массовый расход теплоносителя в точке  $\mathbf{r}$ ;  $\Delta T_{\text{нд}}(\mathbf{r})$  — недогрев теплоносителя до максимального уровня:

$$\Delta T_{\text{нд}}(\mathbf{r}) = \Delta T_{\text{макс}} - \Delta T(\mathbf{r}). \quad (5.4)$$

Интегрирование проводится по сечению, перпендикулярному к направлению движения теплоносителя. Величину разбавления  $d = D - 1$  можно представить в виде суммы разбавлений, обусловленных перечисленными выше причинами:

$$D = 1 + \sum_j d_j \approx \prod_j (1 + d_j) = \prod_j D_j. \quad (5.5)$$

Нас будет интересовать только та составляющая полного разбавления, которая связана с выгоранием топлива, поскольку она слабо зависит от способа компоновки активной зоны из отдельных сборок и может быть рассчитана без ее учета.

Таким образом, коэффициенты неравномерности и разбавления являются важными характеристиками реактора, в значительной мере определяющими технико-экономические показатели АЭС. Поскольку оба эти коэффициента меняются в процессе работы аппарата на мощности, то необходим такой выбор управляющих параметров, при котором наихудшие за все время работы значения характеристик поля тепловыделения были бы наилучшими. Подобный выбор управляющих параметров обеспечит оптимальный режим эксплуатации установки.

Существуют различные способы выравнивания поля тепловыделения [88—91]:

повышением обогащения топлива от центра к периферии;

увеличением доли топлива от центра к периферии;

создание внутренних зон воспроизводства (при этом зона воспроизводства может быть выполнена в виде цилиндра или кольца);

применением секционированной (модульной) активной зоны;

изменением конфигурации активной зоны (по высоте).

Рассмотрим кратко основные из этих способов.

Наиболее употребительный и эффективный способ — выравнивание обогащением. В этом случае активная зона разбивается на ряд подзон, в каждой из которых концентрация основного делящегося изотопа урана постоянна. Обычно используется двух- или трехзонное выравнивание, которое оказывается особенно эффективным для больших реакторов с коэффициентом неравномерности однородной активной зоны (без выравнивания) порядка двух. Достоинство данного способа состоит в

простоте и удобстве (с точки зрения его конструкционного исполнения), постоянстве доли топлива по активной зоне, минимуме номенклатуры ТВС и удобстве их изготовления. Недостаток — необходимость изготовления топлива разного обогащения и существенное изменение поля тепловыделения в процессе кампании (поскольку ядерная концентрация  $^{239}\text{Pu}$  в каждой из зон меняется по-разному). Для выбора варианта с достаточно малым изменением поля тепловыделения в процессе работы реактора необходимы исследования с различным распределением поля на начало кампании.

Второй, менее употребительный способ выравнивания — выравнивание составом, которое может быть осуществлено изменением шага твэла, диаметра твэла, плотности топлива, плотности топлива с заполнением пустот инертным разбавителем. Основное его преимущество — постоянство обогащения по всей активной зоне, что обеспечивает хорошую стабильность поля в процессе работы реактора. Недостатком способа является необходимость изготовления твэлов разного диаметра, с различной плотностью топлива, возможное требование дополнительного дросселирования центральной зоны и, по-видимому, меньшая средняя доля топлива в активной зоне, которая (см. гл. 3) в значительной степени определяет физические характеристики реактора.

Другие способы выравнивания менее употребительны, поскольку либо сложны и не дают при этом существенного выигрыша в основных физических характеристиках реактора, либо ухудшают эти характеристики. При выравнивании обогащением наиболее эффективный способ стабилизации — использование в активной зоне различных делящихся нуклидов или топлива различных видов — не получил широкого практического применения и поэтому здесь не рассматривается.

Исследования, посвященные вопросам выравнивания и стабильности поля тепловыделения, проводились М. Ф. Трояновым, А. И. Новожиловым, В. В. Хромовым, А. М. Кузьминым, В. В. Орловым и др. [90, 92—97]. Было показано, что профилирование поля тепловыделения позволяет существенно улучшить характеристики реакторов на быстрых нейтронах большой мощности. Для таких реакторов с карбидным и окисным топливом в качестве горючего при выравнивании обогащением и составом были найдены области (относительные размеры

зон и обогащения в них), обеспечивающие минимальное значение коэффициента неравномерности на начало кампании.

В работах [5, 98] обсуждаются особенности задачи о выравнивании поля тепловыделения, которые заключаются в том, что, во-первых, коэффициент  $K_R(t=0)$  в отличие от других функционалов имеет  $\delta$ -образную особенность под знаком интеграла, и, во-вторых, что задача о минимуме  $K_R$  относится к числу минимаксных задач и является существенно неклассической, в частности, в многозонных реакторах в точке минимума первая производная от  $K_R(R_{a.z}/R_{z.m.o}, \rho_{z.m.o}^9/\rho_{z.o.o}^9)$  по обогащениям топлива и толщинам зон терпит разрыв. Приведены линии равных значений  $K_R = \text{const}$  в зависимости от этих управляющих параметров и получена зависимость оптимального значения  $K_R$  от радиуса активной зоны.

Авторами работы [5] показано, что использование многогрупповых методов при решении задачи о выравнивании может существенно (до 60%) уточнить значения функционалов и управлений в оптимуме. Сравнение различных способов выравнивания тепловыделения для реакторов на быстрых нейтронах большой мощности показало, что выравнивание поля тепловыделения зонами разного обогащения позволяет достичь значительно лучших теплофизических и физических показателей реактора по сравнению с другими способами выравнивания. Необходимо отметить следующее:

1) в большинстве исследований по выравниванию рассматривались один-два управляющих параметра;

2) ни в одной работе не исследовано влияние управляющих параметров на максимальное значение  $K_R^M(x, t_n)$  за время работы реактора между двумя очередными перегрузками, которое может привести к существенному изменению координат оптимальной точки;

3) изменение профиля поля тепловыделения характеризовалось только отношением максимальных тепловыделений в зонах или введением поправочных коэффициентов, которые не представляют полностью эволюцию поля тепловыделения в реакторе;

4) выбор оптимальной компоновки, как правило, осуществлялся на основе раздельного рассмотрения неравномерности и стабильности поля тепловыделения,

тогда как коэффициенты неравномерности и разбавления являются характеристиками, дополняющими друг друга, и выбор оптимальной точки должен проводиться с учетом комплексного рассмотрения обеих характеристик.

Таким образом, для обоснованного выбора оптимальной компоновки реактора с различным числом зон обогащения по радиусу необходимо совместное изучение неравномерности и стабильности поля тепловыделения при комплексном рассмотрении основных управляющих параметров.

**Двухзонное выравнивание [98].** Рассмотрим реактор с активной зоной, состоящий из двух подзон с различным обогащением. В таком реакторе  $K_R$ ,  $d$  и  $q$  являются сложными функциями большого числа переменных, в которые входит также и время. Выразить эти функции аналитически удастся лишь в случае сильно упрощающих предположений и при рассмотрении только одного-двух управляющих параметров. Поэтому изучать поведение характеристик  $K_R$ ,  $d$ ,  $q$  также целесообразно с использованием теории планирования эксперимента. Представим характеристики поля тепловыделения в виде

$$y(\mathbf{x}, t_n) = \Theta(t_n) f(\mathbf{x}). \quad (5.6)$$

В качестве временного фактора  $t_n$ , выбрать который необходимо так, чтобы была возможность сравнить варианты в сопоставимых условиях, нами использована энерговыработка единицы массы горючего в среднем по активной зоне. Предел изменения этого фактора  $t_n \leq t_0$  определяется удельной энерговыработкой за период между очередными перегрузками. Величина  $t_0$  принималась равной  $\sim 30$  МВт·сут/кг окиси, что соответствует примерно трех-четырекратной перегрузке активной зоны энергетического реактора за кампанию при максимальной глубине выгорания  $\sim 10\%$  тяжелых атомов. Изменения изотопного состава, соответствующие значению временного фактора  $t_n$ , в разных зонах реактора и характеристик поля тепловыделения рассчитывались по временным интервалам в предположении постоянной плотности потока нейтронов с пересчетом плотности потока после каждого шага. Временная зависимость коэффициентов  $\Theta(t_n)$  аппроксимировалась полиномом вто-

рого порядка:

$$\Theta(t_n) = \alpha_0 + \alpha_1 t_n + \alpha_2 t_n^2 = \sum_{k=0}^2 \alpha_k t_n^k. \quad (5.7)$$

Выбор числа управляющих параметров обусловлен двумя обстоятельствами: с одной стороны, должны быть учтены все факторы, влияние которых на характеристики значимо, с другой стороны, поскольку расчеты с учетом временного поведения значительно более трудоемки, то желательно ограничиться минимально возможным их количеством. Как показывают результаты линейного исследования (см. табл. 3.2), для коэффициента неравномерности в начальный момент времени наиболее значимыми факторами являются: отношение концентраций  $^{239}\text{Pu}$  в зонах, отношение радиуса активной зоны к радиусу зоны малого обогащения и уплощение; далее следуют объемы активной зоны, доли топлива, натрия. Управления  $\rho_{3.б.о}^9/\rho_{3.м.о}^9$  и  $R_{а.з}/R_{3.м.о}$  являются основными. Их значимость в полтора-два раза выше остальных и с течением времени только возрастает. Что касается объема активной зоны и доли топлива, то степень их влияния на характеристику со временем довольно резко (более чем в пять раз) падает, и в результате они становятся малозначимыми. В зависимости от времени значимость уплощения падает (в два раза), а доля натрия слабо возрастает, и в какой-то момент времени она начинает влиять на характеристику более сильно, чем уплощение.

Для коэффициента разбавления более значимыми оказались  $\epsilon_T$ ,  $\rho_{3.б.о}^9/\rho_{3.м.о}^9$ ,  $\rho_{3.б.о}^{40}/\rho_{3.м.о}^{40}$ ,  $R_{а.з}/R_{3.м.о}$ , причем со временем значимость  $\rho_{3.б.о}^9/\rho_{3.м.о}^9$  и  $R_{а.з}/R_{3.м.о}$  практически не меняется, а  $\epsilon_T$  и  $\rho_{3.б.о}^{40}/\rho_{3.м.о}^{40}$  падает. Отношение максимальных тепловыделений в зонах сильно зависит от факторов  $R_{а.з}/R_{3.м.о}$ ,  $\rho_{3.б.о}^9/\rho_{3.м.о}^9$ ,  $V_{а.з}^{2/3}$ ,  $\beta$ ,  $\epsilon_T$ ,  $\epsilon_{Na}$ , значимость которых в зависимости от времени меняется различным образом.

Учитывая сказанное, для дальнейшего исследования целесообразно оставить факторы  $R_{а.з}/R_{3.м.о}$ ,  $\rho_{3.б.о}^9/\rho_{3.м.о}^9$ . Относительно других, менее значимых факторов однозначного ответа дать нельзя. Поэтому в качестве последнего, третьего фактора было выбрано уплощение

из-за более сильного при  $t=0$  влияния на  $K_R$ . Остальные факторы были зафиксированы на базовом уровне (см. табл. 3.1). От этих трех факторов нами построены модели второго порядка по нескольким планам, удовлетворяющим различным критериям оптимальности, выбор которых в значительной мере обусловливался существенным пересечением их спектров. Были использованы [70, 99—102] ортогональный план Бокса — Хантера,  $D$ -оптимальный план Коно, квазиротатабельный план,  $D$ -план третьего порядка. Более подробное обоснование выбора этих планов рассмотрено в работе [69]. В табл. 5.1 приведены дисперсии адекватности  $\sigma_{ад}$  мо-

Таблица 5.1

Дисперсия адекватности  $\sigma_{ад}$  моделей характеристик поля тепловыделения для различных планов

План	$K_R(x, 0)$	$d(x, t_0)$	$q(x, 0)$
Ортогональный план; $n_{орт}=15$	0,0681	0,0126	0,0837
$D$ -оптимальный план второго порядка; $n_{D_2}=21$ ; $n_{D_2} \Pi n_{орт}=9$	0,0469	0,0091	0,0332
Квазиротатабельный план; $n_{кр}=15$ ; $n_{кр} \in n_{D_2}$	0,0181	0,0093	0,0122
$D$ -оптимальный план третьего порядка; $n_{D_2}=n_{D_2}$	0,0447	0,0030	0,0458

\*  $n$  — число экспериментов.

делей характеристик поля тепловыделения, полученных по этим планам. Анализ результатов показал, что модели, полученные по  $D$ -оптимальному плану второго порядка, предсказывают значение характеристик поля тепловыделения существенно точнее по сравнению с моделями, полученными по ортогональному плану. Среди всех моделей второго порядка модели  $D$ -оптимального плана, по-видимому, наиболее приемлемы, так как с удовлетворительной точностью предсказывают поведение характеристик поля тепловыделения во всей области планирования. При поиске экстремума в центральной области вплоть до значения радиуса  $\rho = \sum x_i^2 = 0,8$  (в ней находится область оптимума по  $K_R$ ) целесообразно исполь-

зовать модели, полученные по квазиротатабельному плану, которые в этой области описывают поведение характеристик поля тепловыделения лучше многих других, в том числе и  $D$ -планов. При поиске экстремума на внешней границе области с экстраполяцией за ее пределы необходимо использовать модели, полученные по плану третьего порядка.

Таблица 5.2

Коэффициенты  $\alpha_{ijk}$  для  $y = \sum_{i=0,2,3,4} \sum_{j>i} \theta_{ij}(t_{\Pi}) x_i x_j$

$i$	$j$	$K_R^M(x, t_{\Pi})$			$d(x, t_{\Pi})$	
		$k=0$	$k=1$	$k=2$	$k=1$	$k=2$
0	0	1,28889	-0,00106	0,04913	0,00385	-0,04286
0	2	-0,00570	-0,05795	0,0817	-0,04423	0,05247
0	3	-0,08295	-0,03348	0,06624	0,00113	-0,05340
0	4	-0,08175	-0,03751	0,04124	0,00127	-0,04427
2	2	0,03747	0,03487	-0,04359	-0,04466	0,05149
2	3	0,00738	-0,04417	0,06623	-0,04392	0,05186
2	4	0,00963	0,03130	-0,05163	0,04387	0,05133
3	3	0,05848	0,03694	-0,04441	-0,03902	0,05758
3	4	0,10772	-0,00246	0,04213	0,03132	0,06645
4	4	0,07750	0,00212	-0,04539	-0,02253	0,0316

Примечания: 1. Натуральные значения факторов приведены в табл. 3.1.  
2. Коэффициенты  $\theta_{0j}(t_{\Pi})$  аппроксимируются формулой (5.7).

В табл. 5.2 приведены результаты расчета коэффициентов  $\alpha_{ijk}$  при нормализованных переменных, полученных по  $D$ -оптимальному плану Коно второго порядка. Для любых  $x$  и  $t_{\Pi}$  величина  $\sigma_{ад}$  не превышает 5% для  $K_R^M$  и 10% для  $d$ , что, по-видимому, не превосходит методической погрешности, которая получается при расчете этих величин по программам нейтронно-физического расчета. Анализ изменения координат оптимальной точки в различные моменты времени (рис. 5.1) и зависимость от  $t$  коэффициента неравномерности в этих точках показали, что его оптимальное значение ( $\min_x \max_t K_R(x, t)$ ) для различных уплотнений дости-



гается в различные моменты времени. При этом для оптимальной точки значение относительного радиуса  $R_{a.z}/R_{z.m.o}$  для  $K_R(x, t)$  и  $K_R^M(x, t)$  слабо меняется в зависимости от времени работы реактора и уплощения и равно  $\sim 1,48$ , тогда как значение обогащения  $\rho_{z.b.o}^9/\rho_{z.m.o}^9$  для  $K_R(x, t)$  изменяется более сильно и заключено в пределах от 1,3 до 1,4, а для  $K_R^M(x, t)$  это изменение в полтора-два раза меньше. Если стабильность поля тепловыделения характеризовать только зависимостью  $K_R(x, t)$  от времени, то оптимальным следует считать выравнивание, производимое для момента  $t=0$ , поскольку величина

$$\Delta K_R(x^*)/K_R(x^*) = \left[ \max_t K_R(x^*, t) - \min_t K_R(x^*, t) \right] / \max_t K_R(x^*, t), \quad (5.8)$$

где точка  $x^*$  определяется из условия  $K_R(x^*) = \min_x K_R(x, t)$ , в этот момент времени минимальна.

Из рис. 5.1 следует, что область оптимума довольно широка и заключена в пределах  $1,38 \leq R_{a.z}/R_{z.m.o} \leq 1,58$ ;  $1,24 \leq \rho_{z.b.o}^9/\rho_{z.m.o}^9 \leq 1,45$ . В этой области  $K_R(x, 0) \approx 1,25 \pm \sigma$ , тогда как наибольшее значение максимального за все время работы коэффициента неравномерности не превосходит 1,35. Как показывают результаты, поверхности уровня  $K_R(x, t) = \text{const}$  суть эллипсы. Наклоны полуосей эллипса почти не меняются при изменении времени и уплощения, поэтому если в описании зависимости  $K_R = \text{const}$  выбрать в качестве определяющего новый фактор  $x = aR_{a.z}/R_{z.m.o} + b\rho_{z.b.o}^9/\rho_{z.m.o}^9$ , где  $a$  и  $b$  — косинусы углов наклона полуосей эллипсов к осям, то зависимость  $K_R(x)$  в большой области изменения факторов будет линейной. Следует отметить хорошее качественное и количественное согласие зависимости  $K_R(x, 0)$ ,  $x = \{R_{a.z}/R_{z.m.o}, \rho_{z.b.o}^9/\rho_{z.m.o}^9\}$  с аналогичной зависимостью, приведенной в работах [5, 98], где эта поверхность имеет гребень. Отсутствие этого гребня на рис. 5.1 объясняется аппроксимацией действительной зависимости отрезком степенного ряда и не имеет практического значения, если принять во внимание наличие методических погрешностей в обоих случаях и некоторое различие в исходных предпосылках, а также необ-

ходимость учитывать различные технологические отклонения при сооружении реактора и пр. Из рис. 5.1 следует: минимум  $K_R(\mathbf{x}, 0)$  достигается при  $R_{a.z}/R_{z.m.o} = 1,5$ ;  $\rho_{z.b.o}^g/\rho_{z.m.o}^g = 1,31$ , в то время как минимум  $D$  (рис. 5.2) находится при наименьших значениях обоих факторов,

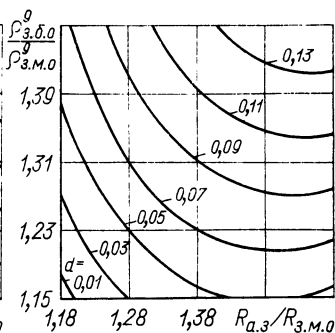
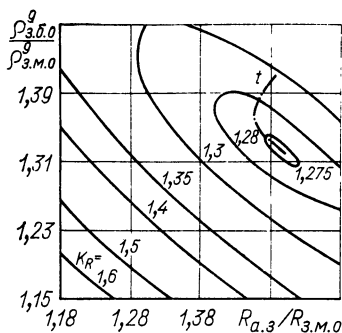


Рис. 5.1. Линии  $K_R(\mathbf{x}, 0) = \text{const}$  при  $V_{a.z} = 7,2 \text{ м}^3$ ,  $\beta = 2,8$  (штрих-пунктиром показано изменение координаты оптимальной точки  $\min K_R(\mathbf{x}, t)$  при выгорании)

Рис. 5.2. Линии  $d(\mathbf{x}, t_0) = \text{const}$  при  $V_{a.z} = 7,2 \text{ м}^3$ ;  $\beta = 2,8$

что соответствует приближению к однозонному реактору, т. е. оптимальное соотношение размеров зон и обогащений топлива в них с учетом разбавления не совпадает с точкой  $\mathbf{x}^*$ , вычисляемой из соотношения

$$K_R(\mathbf{x}^*) = \min_{\mathbf{x}} K_R^M(\mathbf{x}).$$

По-видимому, наименьшее разбавление, действительно, должна иметь однородная активная зона. Это обусловлено тем, что разбавление определяется изменением концентрации основного делящегося изотопа, которое пропорционально энерговыработке. Казалось бы поэтому, что в случае сопоставимых однозонного и двухзонного реакторов разбавление должно быть одинаковым, однако в последнем случае неравномерность выгорания основного изотопа бóльшая, что дает и большее значение коэффициента разбавления. Вследствие ограничения по максимальной удельной мощности средняя тепловая мощность реактора обратно пропорциональна макси-

мальному значению  $K_R$  за весь период работы реактора от 0 до  $t_n$ , т. е.  $W \sim 1/K_R^M(\mathbf{x}, t_n)$ . С другой стороны, ограничение, накладываемое на максимальную температуру оболочки твэлов, приводит к зависимости  $W \sim 1/D(t_n)$ . Поэтому в первом приближении оптимальное значение  $R_{a.з}/R_{з.м.о}$  и  $\rho_{з.б.о}^9/\rho_{з.м.о}^9$  соответствует максимуму

$$W(\mathbf{x}, t_n) \sim \{K_R^M(\mathbf{x}, t_n) [1 + d(\mathbf{x}, t_n)]\}^{-1}. \quad (5.9)$$

На рис. 5.3 показано изменение координат оптимальной точки в зависимости от времени работы реактора и уплощения активной зоны, из которого можно сделать следующий вывод: если интервал работы между очередными перегрузками реактора составляет несколько месяцев, то учет эволюции поля тепловыделения приводит к существенным поправкам в выборе обогащений горючего и размеров отдельных зон реактора.

Как правило, в центре активной зоны тепловыделение растет, а на ее периферии — падает ( $KVA_{з.м.о} \approx 1$ ,  $KVA_{з.б.о} < 1$ ); с учетом переноса  $\gamma$ -излучения на границах зон разного обогащения фактическое отношение тепловыделений  $q$  будет меньше расчетного. Это приведет к некоторому уменьшению коэффициента неравномерности и позволит поднять поле тепловыделения во внешней зоне и понизить его во внутренней.

На следующем этапе изучение характеристик поля тепловыделения было проведено со следующими изменениями.

Во-первых, с учетом слабой зависимости характеристик поля тепловыделения от уплощения была зафиксирована высота активной зоны ( $h_{a.з} = 1,05$  м), а в каче-

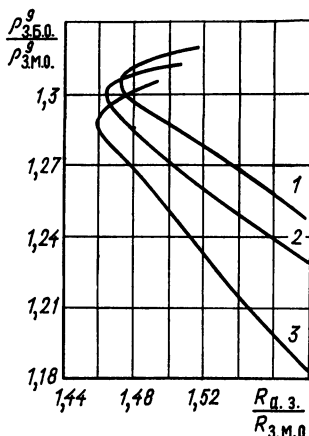


Рис. 5.3. Координаты оптимальных точек при различных временах работы реактора между перегрузками (верхние концы кривых соответствуют  $t_n = 0$ , нижние  $t_n = t_0$ ):  
1 —  $\beta = 2,0$ ; 2 —  $\beta = 2,5$ ; 3 —  $\beta = 3,0$

стве нового (второго) фактора (вместо уплощения  $\beta = 2R_{a.з}/h_{a.з}$ ) была выбрана величина, обратная радиусу активной зоны ( $1/R_{a.з}$ ). Это позволило исследовать зависимость поля тепловыделения от объема (6—10 м<sup>3</sup>) активной зоны реактора.

Во-вторых, для исследования влияния вида факторов на характеристики и вид поверхности отклика были изменены третий [на  $(R_{з.м.о}/R_{a.з})^2$ ] и четвертый фактор (на  $\rho_{з.м.о}^9/\rho_{з.б.о}^9$ ). Анализ расчетов показал, что дисперсии адекватности  $\sigma_{ад}$  увеличились и стали равны 0,068; 0,078; 0,016; 0,08 для  $K_R(x, 0)$ ,  $K_R^m(x, t_0)$ ,  $d(x, t_0)$  и  $q(x, 0)$  соответственно. Это объясняется тем, что в новой области определения факторов диапазон изменения характеристик поля тепловыделения увеличивается, а новый набор не дает существенного улучшения описания поведения характеристик поля тепловыделения. Изменение вида факторов привело к изменению вида поверхностей отклика, и хотя возможная область оптимума осталась прежней (в пределах погрешностей моделей), координаты оптимальных точек сместились на границу области.

Для анализа полученного противоречия было решено использовать имеющиеся эксперименты для построения объединенной модели характеристик поля тепловыделения в зависимости от четырех факторов:  $V_{a.з}$ ,  $1/R_{a.з}$ ,  $R_{a.з}/R_{з.м.о}$ ,  $\rho_{з.б.о}^9/\rho_{з.м.о}^9$ . Область их варьирования была несколько расширена (табл. 5.3) из-за сме-

Таблица 5.3

**Натуральные значения факторов и интервалы их варьирования для модели поля тепловыделения**

$j$	Фактор $x_j$	Основной уровень $x_{0j}$	Интервал варьирования $\Delta x_j$
1	$V_{a.з}$ , м	8,115	2,405
2	$1/R_{a.з}$ , м <sup>-1</sup>	0,66	0,10
3	$R_{a.з}/R_{з.м.о}$	1,425	0,245
4	$\rho_{з.б.о}^9/\rho_{з.м.о}^9$	1,3085	0,1725

щения оптимальных точек на границы областей. Это заведомо ухудшает адекватность моделей второго порядка, но дает возможность получить более наглядную каче-

ственную картину. Кроме того, при небольших дополнительных затратах при необходимости можно построить более сложные модели.

Вначале от четырех факторов была построена модель второго порядка. Для этого по схеме последовательного планирования эксперимента к имеющемуся набору экспериментальных точек (51 точка) добавлялись новые точки (16 точек), определенные из условия максимизации дисперсии предсказанных значений  $x^* = \max_x \tilde{d}(x) = \max_x f^T(x) M^{-1} f(x)$ , где  $f(x)$  — вектор моде-

ли второго порядка, до получения оптимального плана (максимального значения определителя информационной матрицы). Далее на основе спектра плана модели второго порядка (67 точек) была построена модель неполного полинома третьего порядка (75 точек). Проверка близости плана к  $D$ -оптимальному осуществлялась путем вычисления величины  $\delta = (\max d(x) - m)/m$ , которая дает относительную погрешность предсказания характеристики в точке  $x$  и равна нулю, когда план  $D$ -оптимален.

На следующем этапе было бы целесообразно построить модель от четырех переменных полного полинома третьего порядка. К сожалению, в настоящее время для такой модели неизвестны ни теоретическое значение определителя информационной матрицы, ни дискретное множество точек, на котором существует  $D$ -оптимальный план. В связи с этим было решено ограничиться построением модели третьего порядка на существующем (неоптимальном для модели полного полинома третьего порядка) плане, состоящем из 75 точек, после построения оптимальных планов для моделей от четырех переменных второго и неполного третьего порядков.

Дисперсии адекватности этих моделей оказались больше методической погрешности расчета характеристик. Это обусловлено увеличением числа факторов и расширением области варьирования. Однако, учитывая  $D$ — $Q$ -оптимальность планов, можно утверждать, что характер изменения поверхности отклика  $K_R(x, t_{II})$ , предсказываемый моделями второго ( $\sigma_{ад} = 0,072$ ) и неполного третьего порядков ( $\sigma_{ад} = 0,068$ ), правилен, причем дальнейшее увеличение числа экспериментов не приведет к уменьшению дисперсии адекватности этих моделей. Вместе с тем возможности модели полного третьего

порядка далеко не исчерпаны, поскольку для этой модели существуют отдельные области факторного пространства, в которых максимальное по  $x$  значение  $\tilde{d}(x)$  почти на порядок превышает соответствующее теоретическое значение, и поэтому возможно дальнейшее уменьшение дисперсии адекватности ( $\sigma_{ад}=0,061$ ) для модели этого вида. Однако, по-видимому, в этом нет острой необходимости, так как, во-первых, реализация выбранной оптимальной точки с большей, чем имеется, точностью трудно осуществима из-за допусков на обогащение, долю и плотность топлива; во-вторых, радиус активной зоны и зон малого и большого обогащений точно нереализуем из-за конечных размеров ТВС; в-третьих, при необходимости уточнения управляющих параметров в окрестности какой-либо конкретной точки можно использовать имеющиеся наборы моделей от меньшего числа переменных или провести в этой области дополнительную небольшую серию расчетов.

Анализ полученных результатов показывает, что для различных моделей области возможного оптимума  $K_R^M(x, t_0)$  совпадают, но виды поверхности отклика (при прочих равных условиях) несколько отличаются друг от друга. Это является следствием того, что реальная поверхность  $K_R(x, 0) = \text{const}$  в точках разрыва производной по управлениям  $R_{a.з}/R_{з.м.о}$  и  $\rho_{з.б.о}^9/\rho_{з.м.о}^9$  имеет гребень и в этих точках не может быть описана гладкой кривой. Однако линии, проходящие через вершину гребня, для различных моделей с хорошей точностью совпадают. Анализ уравнений регрессии (табл. 5.4) для различных объемов и радиусов активной зоны показал, что для любого объема активной зоны при достаточно большом уплощении, возможно, существуют две оптимальные точки по минимальному значению  $K_R^M(x, t_0)$ , иначе говоря, для каждого объема активной зоны существует некоторое предельное значение радиуса активной зоны  $R_{a.з}^{np}$  (рис. 5.4). Если  $R_{a.з} < R_{a.з}^{np}$ , то существует одна оптимальная точка по минимуму  $K_R^M(x, t_0)$ , при этом линия гребня выпукла и имеет большую кривизну при уменьшении  $\Delta R_{з.б.о}$  и соответствующем увеличении обогащения. Если  $R_{a.з} > R_{a.з}^{np}$ , то, возможно, существуют две оптимальные точки по минимуму  $K_R^M(x, t_0)$ , при

Таблица 5.4

$$\text{Коэффициенты } \alpha_{ijkl} \text{ для } y = \sum_{j>l}^4 \sum_{i>l}^4 \Theta_{0jl}(t_{\Pi}) x_j x_l + \\ + \sum_{i=1}^3 \sum_{j>l}^4 \Theta_{ijl}(t_{\Pi}) x_i^2 x_l + \sum_{i=1}^3 \sum_{j>l}^4 \Theta_{ijl}(t_{\Pi}) x_l x_j^2$$

i	j	l	$y = K_R^M(x, t_{\Pi})$			$y = d(x, t_{\Pi})$	
			k=0	k=1	k=2	k=1	k=2
0	0	0	1,37008	0,00170	-0,05878	0,00389	-0,04193
0	0	1	-0,00428	0,00138	-0,04225	-0,00673	0,03203
0	0	2	-0,03719	-0,00103	0,04207	0,03454	-0,04195
0	0	3	-0,03762	-0,00133	0,05197	0,00398	-0,04811
0	0	4	-0,00486	-0,00259	0,04319	0,03815	0,04364
0	1	1	0,01550	0,03401	0,05506	0,00305	-0,04950
0	1	2	-0,00106	-0,03203	0,05114	-0,05972	-0,05383
0	1	3	-0,00862	-0,03228	0,05496	-0,00164	0,04467
0	1	4	-0,00160	-0,03359	-0,05175	-0,03338	0,07260
0	2	2	0,01391	-0,03898	0,05397	-0,00176	0,04517
0	2	3	-0,02629	-0,04144	-0,05368	0,03108	0,05584
0	2	4	-0,04195	-0,03236	0,05776	-0,04745	-0,05228
0	3	3	0,02325	0,03508	-0,05393	-0,03463	-0,04147
0	3	4	0,14655	-0,00167	0,04106	-0,03408	0,04177
0	4	4	0,04350	0,00100	-0,04215	-0,02185	0,04522
1	1	2	0,00990	-0,03140	-0,0544	-0,03247	0,04117
1	1	3	0,02471	-0,03561	0,05772	0,00228	-0,04716
1	1	4	-0,03240	0,00148	-0,04158	0,03394	-0,04144
1	2	2	0,00670	-0,03246	0,05733	0,00359	-0,03109
1	3	3	-0,00787	-0,03894	0,04159	0,03983	-0,04266
1	4	4	0,00294	-0,03474	0,04112	0,00322	-0,03101
2	2	3	-0,03220	0,04429	0,05691	-0,00280	0,04832
2	2	4	0,02373	-0,03528	0,05519	0,05531	-0,04122
2	3	3	0,03639	0,00128	-0,04182	-0,03475	0,04195
2	4	4	-0,00776	0,00170	-0,04238	0,03238	-0,04112
3	3	4	-0,10090	0,00179	-0,04198	-0,03235	-0,04197
3	4	4	-0,02687	0,00146	-0,05851	-0,00337	0,04868

Примечания: 1. Натуральные значения факторов приведены в табл. 5.3.  
2. Коэффициенты  $\Theta_{ijl}(t_{\Pi})$  аппроксимируются формулой (5.7).

этом либо  $\Delta R_{3.6.0} \rightarrow \Delta R_{3.6.0}^{\text{мин}} = 0,15 \div 0,25$  м;  $\rho_{3.6.0}^9 / \rho_{3.м.0}^9 \rightarrow$   
 $\rightarrow (\rho_{3.6.0}^9 / \rho_{3.м.0}^9)_{\text{макс}} = 1,45 \div 1,55$ , либо  $\Delta R_{3.6.0} \rightarrow \Delta R_{3.6.0}^{\text{макс}} =$   
 $= 0,5 \div 0,75$  м;  $\rho_{3.6.0}^9 / \rho_{3.м.0}^9 \rightarrow (\rho_{3.6.0}^9 / \rho_{3.м.0}^9)_{\text{мин}} = 1,15 \div$   
 $\div 1,25$  (рис. 5.5). Линия гребня при перехо-

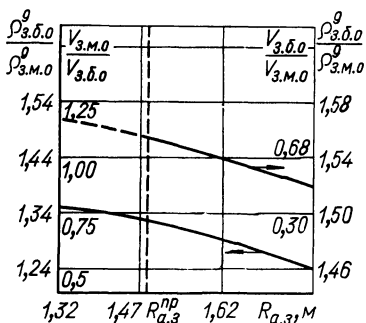


Рис. 5.4. Зависимость оптимального [условие  $K_R = \min_x K_R^M(x, t_0)$ ] соотношения размеров зон от радиуса и обогащений активной зоны,  $V_{a.з} = 8,12 \text{ м}^3$ :

— —  $K_R^M < 1,36$ ; — — — —  $K_R^M > 1,36$

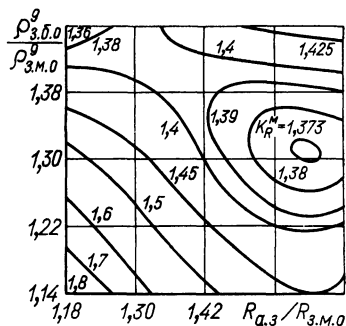


Рис. 5.5. Линии  $K_R^M(x, t_0) = \text{const}$  при  $V_{a.з} = 7,2 \text{ м}^3$ ;  $\beta = 2,8$

де от одной крайней точки к другой имеет слабую кривизну. К сожалению, погрешности моделей не позволяют в этом случае дать однозначный ответ о характере кривизны (выпуклости или вогнутости) линии гребня. В то же время по характеристике  $K_R(x, 0)$  для любого радиуса активной зоны существует только одна оптимальная точка. Из рис. 5.6 видно, что если идти по огибающей минимальных значений  $K_R(x, 0)$  (дну оврага), то мы медленно спустимся в оптимальную точку ( $R_{a.з}/R_{з.м.о} = 1,18$ ;  $\rho_{з.б.о}^9/\rho_{з.м.о}^9 = 1,43$ ). Причем по всей длине этой огибающей (кроме оптимальной точки) овраг имеет более крутой склон (при уменьшении  $\rho_{з.б.о}^9/\rho_{з.м.о}^9$ ). [Необходимо отметить, что характер зависимости кривых рис. 5.4—5.6 не меняется во всем диапазоне рассматриваемых объемов].

Этот вывод хорошо согласуется и с физическими соображениями. Действительно, если  $\Delta R_{з.б.о} = \Delta R_{з.б.о}^{\text{мин}}$ , а  $\rho_{з.б.о}^9/\rho_{з.м.о}^9 = (\rho_{з.б.о}^9/\rho_{з.м.о}^9)^{\text{макс}}$ , то, несмотря на низкий коэффициент неравномерности в начале кампании, выравнивание поля тепловыделения (из-за более высокого обогащения в зоне большого обогащения и разницы внутренних коэффициентов воспроизводства) оказывает-



ся большим, и коэффициент неравномерности в оптимальной точке со временем существенно возрастает. Если же  $\Delta R_{з.б.о} = \Delta R_{з.б.о}^{\max}$  и  $\rho_{з.б.о}^9 / \rho_{з.м.о}^9 \rightarrow (\rho_{з.б.о}^9 / \rho_{з.м.о}^9)^{\min}$ , то, несмотря на более высокое значение  $K_R(x, 0)$ , выравнивание поля тепловыделения оказывается существенно меньшим и выбор оптимальной точки из этой области не менее предпочтителен (см. рис. 5.4, 5.5). В пользу более однородной активной зоны (малая величина  $\rho_{з.б.о}^9 / \rho_{з.м.о}^9$ ) говорит и то, что, во-первых, для такой зоны при увеличении объема реактора относительная доля утечки нейтронов за пределы активной зоны, пропорциональная боковой поверхности реактора, уменьшается и, следовательно, влияние профилирования с помощью зон разного обогащения на выравнивание поля тепловыделения падает и, во-вторых, такая зона имеет меньшее разбавление (см. рис. 5.2).

Таким образом, результаты двухзонного выравнивания свидетельствуют о том, что поиск координат оптимальной точки только по характеристике  $K_R(x, 0)$  может быть неправомерен (всегда один оптимум), поскольку для функционала  $K_R^M(x, t_0)$ , по-видимому, существуют два оптимальных значения управлений  $R_{а.з}/R_{з.м.о}$ ,  $\rho_{з.б.о}^9 / \rho_{з.м.о}^9$ , и выбор более однородной активной зоны может быть более предпочтителен из-за существенно меньшего разбавления в такой зоне. Однако для окончательного ответа на вопрос необходимы дополнительные детальные исследования поведения  $K_R^M(x, t_0)$  в узкой области вдоль линии гребня.

**Трехзонное выравнивание.** Вопросы выравнивания и стабилизации поля тепловыделения исследовались для большого энергетического реактора на быстрых нейтронах при трехзонном выравнивании обогащением. На основании результатов двухзонного выравнивания было выбрано пять факторов:  $\beta$ ,  $R_{а.з}/R_{з.м.о}$ ,  $R_{а.з}/R_{з.с.о}$ ,  $\rho_{з.с.о}^9 / \rho_{з.м.о}^9$ ,  $\rho_{з.б.о}^9 / \rho_{з.м.о}^9$ . Объем активной зоны фиксирован на основном базовом уровне (см. табл. 3.1). В качестве первого фактора выбрано уплощение, а не обратный радиус, поскольку зависимость от уплощения при постоянном объеме более слабая. По схеме рис. 3.3 реализован квази-*D*-оптимальный точный план Хартли [70]

и рассчитаны коэффициенты  $\alpha_k$  [103] уравнения регрессии. В результате полученных моделей найдены точки, в которых достигаются минимальные значения  $K_R(x, 0)$  и  $d(x, t_0)$  при различных уплощениях активной зоны. Следует отметить, что оптимальные размеры зон  $R_{з.м.о} = 0,5 R_{а.з.}$ , а  $R_{з.с.о} = 0,89 R_{а.з.}$  близки к тем, которые получены с помощью оптимизационного комплекса РОКБАР [97] и принципа максимума Понтрягина [13]. Координаты этих точек, выражающие относительные радиусы зон и обогащения в них, даны в табл. 5.5 и 5.6. На рис. 5.7 показано изменение  $K_R$  в точках  $x^*$  (см.

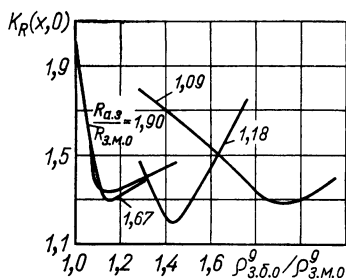


Рис. 5.6. Результаты расчетов зависимости  $K_R(\rho_{з.б.о}^9 / \rho_{з.м.о}^9)$  при различных значениях  $R_{а.з.} / R_{з.м.о.}$ ;  $V_{а.з.} = 10,5 \text{ м}^3$

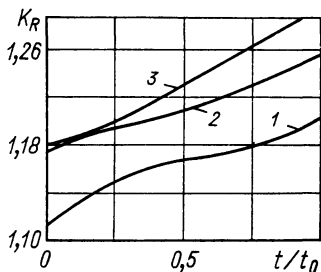


Рис. 5.7. Зависимость  $K_R(x^*, t)$  от глубины выгорания ( $t_0 = 30 \text{ МВт} \cdot \text{сут/кг}$  окиси): 1 —  $\beta = 2,75$ ; 2 —  $\beta = 3,0$ ; 3 —  $\beta = 2,5$ . Остальные факторы  $x^*$  определены условием  $K_R(x^*, t) = \min_x K_R(x, 0)$

Таблица 5.5

Относительные размеры обогащения топлива в реакторе с минимальным значением  $K_R$  при  $t=0$

$\beta$	$x^*$				$K_R(x^*)$	$\frac{\max q(r)}{R_{з.м.о}} \left( \frac{r}{R_{з.с.о}} \right)$	$\frac{\max q(r)}{R_{з.с.о}} \left( \frac{r}{R_{з.м.о}} \right)$
	$\frac{R_{а.з.}}{R_{з.м.о}}$	$\frac{R_{а.з.}}{R_{з.с.о}}$	$\frac{\rho_{з.б.о}^9}{\rho_{з.м.о}^9}$	$\frac{\rho_{з.б.о}^9}{\rho_{з.с.о}^9}$			
2,75	1,96	1,160	1,40	1,10	1,148	0,768	1,163
3,00	1,24	1,082	1,796	1,40	1,158	0,754	1,213
2,50	1,96	1,165	1,40	1,10	1,06	1,079	0,959

Координаты точки в факторном пространстве, обеспечивающие минимум  $d$  при  $t=t_0$

$\beta$	$x^*$				$d(x^*)$	$\begin{matrix} \max q(r) \\ R_{3,м.о} \leq r \leq R_{3,с.о} \\ \max d(r) \\ 0 \leq r \leq R_{3,м.о} \end{matrix}$	$\begin{matrix} \max q(r) \\ R_{3,с.о} \leq r \leq R_{a,3} \\ \max q(r) \\ R_{3,м.о} \leq r \leq R_{3,с.о} \end{matrix}$
	$R_{a,3}$	$R_{a,3}$	$\rho_{3,б.о}^g$	$\rho_{3,б.о}^g$			
	$R_{3,м.о}$	$R_{3,с.о}$	$\rho_{3,м.о}^g$	$\rho_{3,с.о}^g$			
2,75	1,24	1,052	1,40	1,40	0	0,8164	0,4080
3,00	1,24	1,05	1,40	1,40	0	0,8163	0,3190
2,50	1,24	1,07	1,40	1,40	0,003	0,7459	0,3160

табл. 5.5) со временем. Как видно из рисунка, при всех значениях  $t$  коэффициент неравномерности  $K_R$  в любой момент рассмотренного отрезка времени меньше, чем при  $t=t_0$ . Казалось бы, если характеризовать стабильность поля тепловыделения только зависимостью  $K_R(t)$ , то оптимальным следует считать выравнивание, проводимое для момента  $t=t_0$ . Однако повторение процедуры для  $t=t_0$  показывает, что в этом случае в оптимальной точке  $K_R$  уменьшается со временем. Следовательно, выбор оптимального выравнивания следует производить для какого-то промежуточного момента в интервале  $0 \leq t \leq t_0$ . В данном случае эта точка близка к  $t_0/2$ , поскольку в ней достигается  $\min_x \max_{0 < t < t_0} K_R(x, t)$ , при этом

реактор наиболее стабилен, если не учитывать разбавление, так как величина  $\Delta K_R(x^*)/K_R(x^*)$  (см. (5.8)], где точка  $x^*$  найдена из условия  $K_R(x^*) = \min_x K_R(x, t_0/2)$ , имеет минимальное значение.

Наличие ограничения на максимальную температуру оболочки и несовпадение оптимума по величине разбавления (см. табл. 5.6) с положением оптимума по  $K_R$  (см. табл. 5.5) приводят (в первом приближении) к поиску минимума функционала  $K_R^M(x, t_n) [1 + d(x, t_n)]$ . Результаты расчетов свидетельствуют о том [103], что учет не-

стабильности поля тепловыделения с помощью коэффициента разбавления вносит существенные поправки в выбор начальных обогащений и компоновки активной зоны при трехзонном выравнивании поля тепловыделения. По-видимому, для трехзонного выравнивания также существует больше одной оптимальной точки по характеристике  $K_R^M(x, t_p)$ . Однако для получения удовлетворительных результатов необходимы более детальные исследования не менее чем от семи переменных:  $V_{a,z}, 1/R_{a,z}, R_{a,z}/R_{z,m.o.}, R_{a,z}/R_{z,c.o.}, \rho_{s.c.o.}^9/\rho_{z,m.o.}^9, \rho_{z,b.o.}^9/\rho_{z,m.o.}^9, t$ .

Для сравнительной оценки реакторов с различным числом зон обогащения по радиусу, предварительно моделировались физические характеристики реактора без выравнивания. Было выбрано семь из одиннадцати переменных, рассмотренных нами при моделировании реактора с двумя зонами обогащения по радиусу (см. табл. 3.1). Относительная концентрация плутония в боковой зоне воспроизводства не варьировалась и была зафиксирована на основном (базовом) уровне. Отношения  $R_{a,z}/R_{z,m.o.}$  и  $\rho_{z,b.o.}^9/\rho_{z,m.o.}^9$  принимались равными единице. Базовые значения остальных семи факторов и интервалы их варьирования были оставлены без изменений. Для выбранных факторов по схеме рис. 3.3 был реализован линейный симплекс-план. Анализ результатов расчета показывает, что коэффициент неравномерности однородного реактора хорошо описывается линейным приближением. Погрешность предсказания этой характеристики значительно меньше методической погрешности.

Разбавление  $d$  реактора без выравнивания предсказывается линейным приближением плохо. Однако поскольку в однозонном реакторе численное значение коэффициента разбавления очень мало, а в различных функционалах используется коэффициент  $D=1+d$ , то в оценках численных значений этих функционалов не будет больших погрешностей, несмотря на значительные погрешности в оценке  $d$ . Все остальные характеристики однозонного реактора  $M_{кр}$ , КВ, КВА, КВБ, КВТ,  $\bar{\alpha}_9, F^8, K_T, K_6, K_z$  хорошо описываются линейным уравнением. Лучше всех предсказываются зависимости  $M_{кр}(x)$  и спектральные характеристики. Несколько хуже предсказываются коэффициенты воспроизводства, в особенности полный коэффициент воспроизводства КВ.

Для сравнения реакторов с различным числом зон обогащения по радиусу были выбраны следующие критерии:

максимальное за все время работы значение  $K_R^M(\mathbf{x}, t_{\Pi})$  [см. (5.1)]; оптимальная точка  $\mathbf{x}^*$  выбиралась из условия

$$K_R^M(\mathbf{x}^*) = \min_{\mathbf{x}} K_R^M(\mathbf{x});$$

величина, пропорциональная мощности реактора [см. (5.9)]; оптимальная точка  $\mathbf{x}^{**}$  выбирается из условия

$$W(\mathbf{x}^{**}) = \max_{\mathbf{x}} W(\mathbf{x});$$

один из наиболее употребительных критериев — период удвоения; в первом приближении можно принять, что

$$T_2(\mathbf{x}) = \frac{M_{\text{кр}}(\mathbf{x})}{W(\mathbf{x}) [KB(\mathbf{x}) - 1]} = \frac{M_{\text{кр}}(\mathbf{x}) K_R^M(\mathbf{x}) [1 + d(\mathbf{x}, t_0)]}{KB(\mathbf{x}) - 1}, \quad (5.10)$$

при этом оптимальная точка  $\mathbf{x}^{***}$  находится из условия  $T_2(\mathbf{x}^{***}) = \min_{\mathbf{x}} T_2(\mathbf{x})$ . С использованием полу-

ченных моделей проводился поиск оптимальных значений  $K_R^M(\mathbf{x}, t_0)$ ,  $W(\mathbf{x}, t_0)$ ,  $T_2(\mathbf{x}, t_0)$  и координат оптимальных точек для реакторов с различным числом зон обогащения по радиусу. Поскольку сравнение реакторов должно проводиться в сопоставимых условиях, то объем и уплощение были выбраны одинаковыми для различных компоновок и равными 7,2 м<sup>3</sup> и 2,75 соответственно. Предлагаемая методика позволяет несколько упростить рассматриваемые оптимизационные задачи. Минимаксная задача  $\min_{\mathbf{x}} \max_t K_R(\mathbf{x}, t)$  сводится к задаче

поиска  $\min_{\mathbf{x}} K_R^M(\mathbf{x}, t_0)$ . Поэтому для функции  $K_R^M(\mathbf{x}, t_0) = \max_{0 < t < t_0} K_R(\mathbf{x}, t)$  была построена математическая модель.

Аналогично были построены математические модели искомого функционалов  $W(\mathbf{x}, t_0)$ ,  $T_2(\mathbf{x}, t_0)$ , что позволило проводить поиск по более простой оптимизируемой функции качества. В табл. 5.7 приведены полученные

Таблица 5.7

Результаты сравнения различных компоновок реактора  
 $(\beta=2,75, V_{a.3}=7,2 \text{ м}^3)$

Характеристика	Реактор		
	Одно- зонный	Двухзонный	Трехзонный
$K_R^M(x^*) = \min_x \max_{0 < t < t_0} K_R(x, t)$	1,926	1,303	1,219
$x^* = \left\{ \begin{array}{l} R_{a.3} \\ R_{з.м.о} \end{array} ; \begin{array}{l} R_{a.3} \\ R_{з.м.о} \end{array} ; \right.$ $\left. \begin{array}{l} \frac{\rho_{з.б.о}^9}{\rho_{з.м.о}^9} ; \frac{\rho_{з.б.о}^9}{\rho_{з.с.о}^9} \end{array} \right\}$	—	1,48; —; 1,35; —	1,957; 1,130; 1,590; 1,158
$W(x^*)$ — произвольные единицы	0,504	0,687	0,736
$T_2(x^*)$ — произвольные единицы	1,65	1,00	0,94
$W(x^{**})$	0,504	0,691	0,737
$x^{**} = \left\{ \begin{array}{l} R_{a.3} \\ R_{з.м.о} \end{array} ; \begin{array}{l} R_{a.3} \\ R_{з.с.о} \end{array} ; \right.$ $\left. \begin{array}{l} \frac{\rho_{з.б.о}^9}{\rho_{з.м.о}^9} ; \frac{\rho_{з.б.о}^9}{\rho_{з.с.о}^9} \end{array} \right\}$	—	1,48; —; 1,30; —	1,961; 1,129; 1,580; 1,186
$T_2(x^{***})$	1,66	1,01	0,95
$x^{***} = \left\{ \begin{array}{l} R_{a.3} \\ R_{з.м.о} \end{array} ; \begin{array}{l} R_{a.3} \\ R_{з.с.о} \end{array} ; \right.$ $\left. \begin{array}{l} \frac{\rho_{з.б.о}^9}{\delta_{з.м.о}^9} ; \frac{\rho_{з.б.о}^9}{\rho_{з.с.о}^9} \end{array} \right\}$	—	1,52; —; 1,30; —	1,960; 1,132; 1,559; 1,110

значения  $K_R^M(x^*, t)$ ,  $W(x^{**}, t_0)$  и  $T_2(x^{***}, t_0)$  и координаты точек  $x^*$ ,  $x^{**}$ ,  $x^{***}$ . Как показывают результаты, переход к двухзонной компоновке по функционалам  $K_R^M$ ,  $W$ ,  $T_2$  позволяет получить выигрыш в 30, 35 и 40% соответственно. Следовательно, двухзонное выравнивание позволяет существенно улучшить технико-экономические показатели установки. Переход от двухзонной к

трехзонной компоновке дает выигрыш в 7% по рассматриваемым критериям. Однако необходимо отметить, что указанный выигрыш находится в пределах погрешностей модели (~5%), и поэтому в области возможного оптимума переменных необходимы прямые исследования, которые также целесообразно проводить с использованием теории планирования эксперимента.

Результаты табл. 5.7 показывают, что значения  $W(x^*)$  и  $T_2(x^*)$  в оптимальной по  $K_R^M$  точке близки к  $W(x^{**})$  и  $T_2(x^{***})$ , поэтому можно считать, что при поиске оптимальной точки для всех трех функционалов в первом приближении можно ограничиться рассмотрением только зависимости  $K_R^M(x)$ .

## 5.2. РАСЧЕТ ТЕПЛОВОЙ МОЩНОСТИ РЕАКТОРА

Входными данными для блока расчета тепловой мощности реактора  $W$  берутся результаты расчета НФХ и органов СУЗ. С их помощью осуществляется переход от мощности наиболее теплонапряженной ТВС к полной мощности реактора. Определяется число сборок активной зоны  $N$ , из которых  $N_{КС}$ ,  $N_{ТК}$ ,  $N_{АЗ}$  отводятся на компенсаторы выгорания, температурные компенсаторы и органы аварийной защиты, а остальные  $N_{\text{раб}} = N - N_{КС} - N_{ТК} - N_{АЗ}$  являются рабочими ТВС. В случае выравнивания тепловыделения обогащением топлива ТВС разбиваются на группы с одинаковым обогащением. Если  $W_{ц.п}$  — максимальная мощность наиболее теплонапряженной ТВС, то мощность активной зоны совместно с торцевыми зонами воспроизводства равна

$$W_{\text{а.з.т.э}} = \frac{W_{\text{ц.п}}}{K_R^M(t_n)} \sum_i \frac{N_i K_i \int_0^{t_i} W_i(t) dt}{t_i \max_{0 < t < t_i} W_i(t)}, \quad (5.11)$$

где  $K_i$  — коэффициент, пропорциональный доле топлива в ТВС  $i$ -го типа;  $W_i(t)$  — мощность ТВС  $i$ -го типа в момент времени  $t$ ;  $t_i$  — кампания ТВС  $i$ -го типа. Как правило,  $\max_{0 < t < t_i} W_i(t)$  соответствует либо  $W_i(0)$ , либо

$W_i(t_i)$ . Можно полагать, что  $W_i(t)$  изменяется линейно, тогда

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{t_i} \int_0^{t_i} W_i(t) dt &\approx \frac{W_i(0) + W_i(t_i)}{2} \approx \sum_j \sigma_{jj} \frac{\rho_{ji}^{(0)} + \rho_{ji}^{(1)}}{2}; \\ \max_{0 < t < t_i} W_i(t) &\sim \max \left\{ \sum_j \sigma_{jj} \rho_{ji}^{(0)}; \sum_j \sigma_{jj} \rho_{ji}^{(1)} \right\}, \end{aligned} \right\} (5.12)$$

где  $\rho_{ji}^{(0,1)}$  — концентрация  $j$ -го нуклида в загружаемой (0) и выгружаемой (1) из реактора ТВС  $i$ -го типа. Способ расчета этих величин обсуждался в гл. 3. Если учитывать вклад в энерговыделение только от  $^{238}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ , то вместо (5.12) при расчете выражения, стоящего под знаком суммы в (5.11), можно определять изменение мощности за кампанию по известным  $B_{\text{макс}}$ ,  $\bar{\alpha}_9$ ,  $\bar{F}_j^8$ , КВА,  $K_z$  и др.

Тепловая мощность реактора равна

$$W = W_{\text{а.э., т.э.}} (1 + K_{\text{б.э.}}). \quad (5.13)$$

После расчета тепловой мощности необходимо найти подогрев теплоносителя в реакторе и температуру  $T_{\text{вых}}^I$ :  $T_{\text{вых}}^I = T_{\text{вх}}^I + \Delta \bar{T}$ . Если известен подогрев

$\Delta T_{\text{ТВС}}^{\text{макс}}$  в максимально напряженной ТВС, то

$$\Delta \bar{T} = \Delta T_{\text{ТВС}}^{\text{макс}} / D = \Delta T_{\text{ТВС}}^{\text{макс}} / \left( 1 + \sum_k d_k \right). \quad (5.14)$$

Рассмотрим разбавление, связанное с размещением твэлов в ТВС. Его можно разбить на две составляющие, одна из которых определяется расходом теплоносителя внутри ТВС, а другая — вне ее:

$$d = d_1 + d_2. \quad (5.15)$$

Первая составляющая равна

$$d_1 = S \sum_j W_{\text{макс},j}^0 / \sum_j \int_{S_j} W(r) dS. \quad (5.16)$$

Здесь  $W_{\text{макс},j}^0$  — максимальная мощность в какой-либо точке по сечению  $j$ -й ТВС за все время ее работы;  $S$  — площадь сечения ТВС плоскостью, перпендикулярной к движению теплоносителя;  $W(r)$  — мощность по сечению ТВС в определенный момент времени работы реактора на номинальной мощности.



Сумма в знаменателе выражения (5.16) представляет собой номинальную мощность реактора. Если пренебречь подогревом теплоносителя в межпакетном пространстве  $S_{мп}$ , то

$$d_2 = D \int_{S_{мп}} g(r) dS / \int g(r) dS, \quad (5.17)$$

$g(r)$  — расход теплоносителя в точке  $r$ .

Для расчета разбавления  $d_1$  в реакторе, собираемом из шестигранных ТВС, была составлена программа ПАКЕТ [104]. Она предусматривает нахождение  $W_{\max, j}^0$  с учетом истинного положения гексагональной ячейки на сетке ТВС, расчет средней плотности тепловыделения по ТВС в какой-нибудь момент времени, определение средних коэффициентов неравномерности.

На рис. 5.8 показана зависимость разбавления  $d_1$  и его составляющих, определяемых недогревом теплоносителя в активной зоне и зоне воспроизводства, от размера ТВС под ключ  $L$ . Как видно из графика, разбавление довольно значительно и растет линейно с увеличением  $L$  в рассматриваемых пределах его измене-

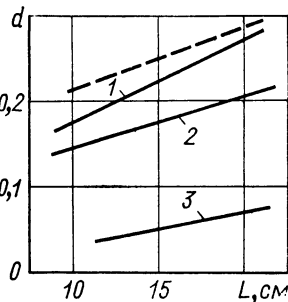


Рис. 5.8. Зависимость разбавления от размера пакета под ключ:

1 — полное разбавление; 2 — разбавление от активной зоны; 3 — разбавление от экрана; (— — — полное разбавление с учетом протечек между ТВС)

ния. Следует обратить внимание на то, что зона воспроизводства может вносить свыше четверти всего разбавления, хотя ее мощность составляет только  $\sim 2\%$  полной мощности, а потребляемый расход теплоносителя  $\approx 4\%$  полного расхода. Объясняется это прежде всего большой неравномерностью тепловыделения в сборках зоны воспроизводства (табл. 5.8). Разбавление  $d_1$  обусловлено двумя причинами: неравномерностью поля тепловыделения и его нестабильностью. В чистом виде эффект нестабильности можно характеризовать значением  $d_1$  при  $L \rightarrow 0$ . Для рассмотренного случая экстраполяция кривой 1 (см. рис. 5.8) до  $L=0$  дает значение  $d_1 \approx 0,1$ . Снизить  $d_1^{L \rightarrow 0}$  можно уменьшением ин-

Зависимость  $\bar{K}_c$  от размера ТВС под ключ

Размер ТВС, см	Значение $\bar{K}_c$		
	в активной зоне	в зоне воспроизводства	по реактору в целом
20,75	1,12	3,96	1,167
14,70	1,087	3,8	1,116
11,85	1,072	2,7	1,091
9,5	1,058	2,0	1,076

тервала непрерывной работы между перегрузками, подбором зонных коэффициентов воспроизводства и другими мероприятиями, повышающими стабильность поля тепловыделения.

Разбавление  $d_1^{\text{TBC}} = d_1 - d_1^{L \rightarrow 0}$  определяется неравномерностью поля тепловыделения и размером ТВС. В первом приближении его можно представить в виде

$$d_1^{\text{TBC}} = \bar{K}_c - 1, \quad (5.18)$$

где  $\bar{K}_c$  — средний коэффициент неравномерности по ТВС, определяемый через коэффициенты неравномерности для отдельных ТВС  $K_{cj}$  по формуле

$$\bar{K}_c = \sum_j K_{cj} \int_{s_j} W(r) dS / \sum_j \int_{s_j} W(r) dS. \quad (5.18a)$$

В табл. 5.8 представлены значения  $\bar{K}_c$  для различных размеров ТВС. Используя данные таблицы и рис. 5.8, можно сказать, что нестабильность поля тепловыделения и его неравномерность дают примерно одинаковое разбавление при размере ТВС под ключ около 12 см.

Протечки теплоносителя в межпакетное пространство, характеризующиеся величиной  $d_2$ , определяются качеством уплотнения хвостовика ТВС в месте его установки в напорный коллектор. Если считать качество уплотнения независимым от размера ТВС, то доля расхода, попадающего в пространство между сборками, будет пропорциональна  $\sim 1/L$ .

На рис. 5.8 пунктирной линией показано изменение полного разбавления  $d$  с увеличением размера ТВС, причем предполагается, что протечки в случае  $L = 9,8$  см составляют 5% расхода через ТВС. Видно, что учет протечек не меняет существенно характер зависимости разбавления от размера  $L$ .

Во всех представленных выше расчетах предполагалось, что для каждой ТВС расход теплоносителя подбирается индивидуально согласно огибающей максимальных тепловыделений. Это требует большого количества разновидностей дроссельных устройств. Например, для ТВС средних размеров ( $L \approx 12$  см) реактору требуется около 70 видов дросселей. Реализовать такую систему в реакторе представляется весьма сложным. Инженерный компромисс заключается в том, что расход распределяется ступенчато со сравнительно небольшим числом зон дросселирования, к каждой из которых подключено определенное количество ТВС. Это приводит к некоторому разбавлению, но заметно упрощает конструкцию.

В табл. 5.9 приведены результаты расчета для варианта рассматриваемого реактора с размерами ТВС под ключ  $L = 15$  см. Первоначальное снижение числа зон дросселирования в активной зоне в четыре раза (варианты 2 и 1) привело к сравнительно небольшому увеличению разбавления (всего на 0,028), однако дальней-

Таблица 5.9

**Зависимость разбавления  $d$  от числа зон дросселирования**

Вариант	Минимальная разница в расходах соседних зон дросселирования, %		Число зон дросселирования		Разбавление		
	Активная зона	Зона воспроизводства	Активная зона	Зона воспроизводства	Активная зона	Зона воспроизводства	Реактор в целом
1	0	0	53	23	0,17	0,049	0,219
2	5	5	8	16	0,198	0,049	0,247
3	10	10	5	15	0,249	0,049	0,298
4	15	50	4	4	0,26	0,09	0,356

шее сокращение может привести уже к значительному недогреву теплоносителя. На основании данных табл. 5.9 можно сделать вывод, что разница в расходах соседних зон дросселирования для зоны воспроизводства должна быть существенно выше, чем для активной зоны. Целесообразно, чтобы эти величины составляли соответственно 15—20% и 3—5%.

Если пренебречь подогревом теплоносителя на органах управления, то

$$d_3 = D \int_{S_{\text{упр}}} g(r) dS / \int g(r) dS. \quad (5.19)$$

Интеграл в числителе берется по площади, занимаемой органами управления. При первой оценке множитель  $D$  в правой части выражения (5.19) нужно считать равным единице.

Размещение органов управления реактивностью в активной зоне влияет на стабильность поля тепловыделения и, следовательно, на величину  $d_1$ . Наибольшее влияние на поле тепловыделения оказывают компенсаторы выгорания, если в качестве наполнителя в них использован поглощающий материал (бор или тантал). Эффективность компенсаторов выгорания зависит от режима работы и перегрузок горючего. Чем больше интервал непрерывной работы реактора на номинальной мощности, тем больший запас реактивности обрабатывается компенсаторами.

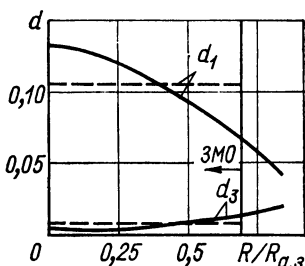
Для исследования влияния положения компенсаторов выгорания на поле тепловыделения были выполнены расчеты для реактора большой мощности. Рассматривались варианты размещения компенсаторов выгорания из естественного карбида бора в центральной области зоны малого обогащения и в кольцевых областях, при этом радиус кольца варьировался, а его площадь принималась постоянной. После перегрузки реактора компенсаторы выгорания полностью погружены в активную зону и извлекаются из нее так, что перед перегрузкой они полностью выведены из активной зоны. При расчете деформации распределения нейтронов поглотитель размещивался в кольцевой зоне с радиусом, соответствующим расположению компенсаторов.

По результатам расчетов была построена зависимость разбавления  $d_1$  от положения компенсаторов выгорания (рис. 5.9). На рис. 5.9 представлена также за-

висимость  $d_3(R/R_{a.з})$ , вычисленная в предположении, что расход теплоносителя через пакет с компенсатором составляет 30% расхода через топливный пакет, размещенный на том же радиусе.

Стабильность поля тепловыделения увеличивается, если располагать компенсаторы выгорания дальше от центра активной зоны. Качественно результаты рис. 5.9 можно объяснить следующим образом. Статистический вес горючего и всей зоны малого обогащения (центральной) по мере работы реактора увеличивается, так как внутренний коэффициент воспроизводства (КВ) в ней больше единицы, а статистический вес периферийной зоны большого обогащения, наоборот, уменьшается.

Рис. 5.9. Зависимость разбавления  $d$  от радиуса расположения компенсаторов выгорания в активной зоне (----- равномерное расположение компенсаторов в зоне малого обогащения)



То же самое происходит и со средними макроскопическими сечениями деления в зонах. Помещая регулирующие органы из поглотителя на периферию активной зоны, можно частично компенсировать перераспределение статистических весов зон различного обогащения в процессе выгорания и стабилизировать поле тепловыделения в реакторе. Это справедливо для реакторов, у которых внутренний КВ (КВА) меньше единицы и реактивность уменьшается во время работы. Если  $КВА > 1$ , то для повышения стабильности поля тепловыделения стержни целесообразнее размещать в центре активной зоны.

С увеличением радиуса расположения компенсаторов выгорания растет их число, а следовательно, и непроизводительный расход теплоносителя через пакеты с органами управления. Это выражается в увеличении  $d_3$  с ростом  $R/R_{a.з}$ . Учет  $d_3$  несколько снижает преимущества размещения компенсаторов на больших радиусах.

### 5.3. РАСЧЕТ КПД УСТАНОВКИ

Конечный этап теплового расчета — расчет КПД термодинамического цикла АЭС  $\eta$ . Чем выше  $\eta$ , тем меньше тепловая мощность реактора (при той же электрической), его размеры, загрузка, стоимость. Приступая к моделированию КПД, рассмотрим рабочие температуры теплопередающих контуров.

Температуры теплоносителей по «горячим» веткам первого и промежуточного контуров (рис. 5.10) опреде-

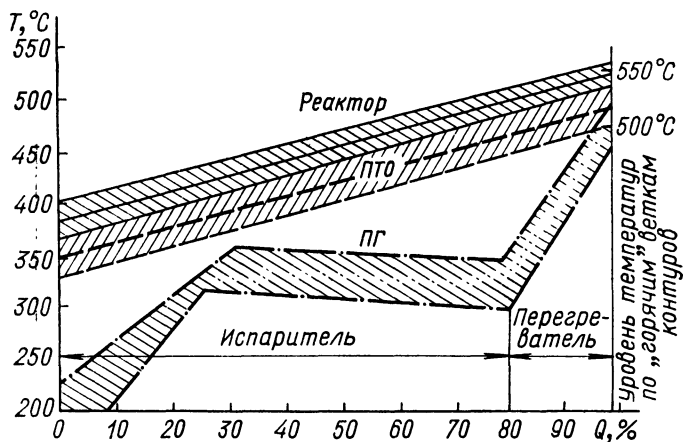


Рис. 5.10. Рабочий уровень температур теплоносителей и рабочего тела по контурам АЭС с реактором типа БН

ляются параметрами пара в третьем контуре. Параметры пара стремятся довести до уровня параметров, применяемых на современных ТЭЦ (давление пара более 10 МПа и температура более  $500^\circ\text{C}$ ), что позволяет использовать отработанные стандартные турбогенераторы с высоким КПД. Однако по условиям предельно допустимой температуры оболочек твэлов ( $\sim 700^\circ\text{C}$ ) температура теплоносителя на выходе из реактора не должна превышать  $\sim 560^\circ\text{C}$ . Следовательно, температурный напор по «горячим» веткам контуров между теплоносителем на выходе из реактора и паром составляет  $\sim 50^\circ\text{C}$  (см. табл. 1.2). В свою очередь, этот напор должен быть разделен между первым и промежуточным контурами в промежуточном теплообменнике (ПТО), а

также между промежуточным и третьим контурами в парогенераторе (ПГ).

Достижение высоких температур в промежуточном контуре ведет к увеличению теплопередающей поверхности в ПТО и уменьшению поверхности в ПГ. Решение сократить в ПГ поверхность контакта натрия с водой и паром принято, например, в зарубежных реакторах «Феникс», «Супер-Феникс», CFDR. К ПТО также предъявляются жесткие требования по компактности, особенно существенные при баковой компоновке.

Таким образом, выбор температуры промежуточного контура в технологических схемах АЭС с реактором на быстрых нейтронах — самостоятельная задача оптимизации из условия эффективного распределения теплопередающих поверхностей между ПТО и ПГ.

Уровень температур по «холодной» ветке первого и промежуточного контуров зависит от многих факторов и прежде всего от температуры питательной воды в третьем контуре. В современных паросиловых циклах с высоким КПД температура питательной воды достигает  $240\text{--}300^\circ\text{C}$ . Температура натрия промежуточного контура по «холодной» ветке должна быть выше температуры питательной воды и соответственно, температура первого контура выше температуры промежуточного. Температурный напор в различных схемах АЭС по «холодным» веткам между натрием промежуточного контура и питательной водой  $80\text{--}120^\circ\text{C}$ . Температурный напор между натрием первого и промежуточного контуров  $30\text{--}60^\circ\text{C}$ . Дальнейшее повышение температурных напоров по «холодным» веткам, которое могло бы привести к сокращению теплопередающих поверхностей в ПТО и ПГ, ограничено предельно допустимым подогревом в первом контуре.

Таким образом, на выходе из ПТО температура натрия  $\sim 400^\circ\text{C}$ , а теплоноситель промежуточного контура подогревается с  $330\text{--}370$  до  $520\text{--}530^\circ\text{C}$ .  $Q$ ,  $T$ -диаграммы работающих в настоящее время реакторов приведены на рис. 5.11.

Расчетная модель теплопередающего оборудования в соответствии с реальной схемой теплопередающих контуров должна включать промежуточный теплообменник и участки парогенератора: пароперегреватель, промежуточный пароперегреватель, испаритель, причем испаритель целесообразно разделить на четыре участка: подо-

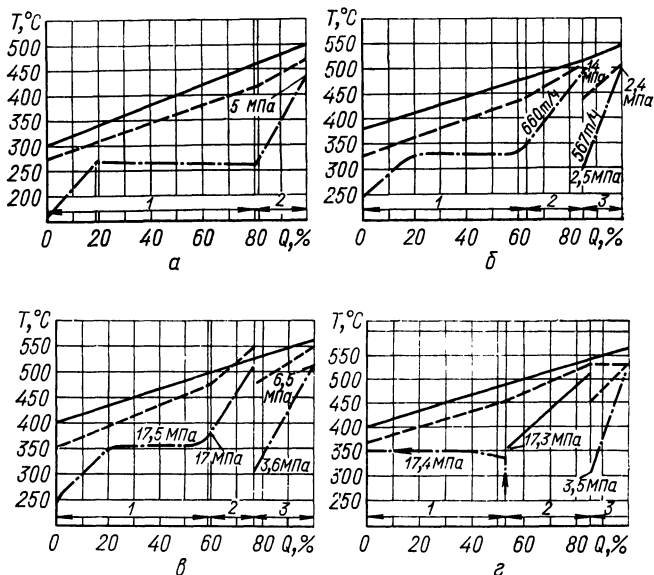


Рис. 5.11. Тепловые диаграммы установок БН-350 (а), БН-600 (б), «Феникс» (в), PFR (г):

1 — испаритель ПГ; 2 — пароперегреватель ПГ; 3 — промежуточный пароперегреватель ПГ

гревательный, пузырькового кипения, ухудшенного теплообмена и перегрева (рис. 5.12).

Перейдем к более подробному рассмотрению расчетных моделей отдельного оборудования: промежуточного теплообменника, парогенератора, турбоагрегата.

**Модель промежуточного теплообменника.** Опишем кратко объект моделирования. В АЭС с баковой компоновкой оборудования первого контура в силу ограниченных размеров бака используются вертикальные кожухотрубные теплообменники малого диаметра и большой длины ( $L/D=3\div 5$ ), при петлевой компоновке соотношения габаритных размеров любые. Например, для петлевого реактора БН-350 выбран горизонтальный секционный ПТО (рис. 5.13) [105].

Перечислим основные современные тенденции конструирования теплообменников:

создание ПТО большой единичной мощности (до 400 МВт) и, следовательно, больших размеров (высота трубного пучка до 9 м, диаметр 2 м);



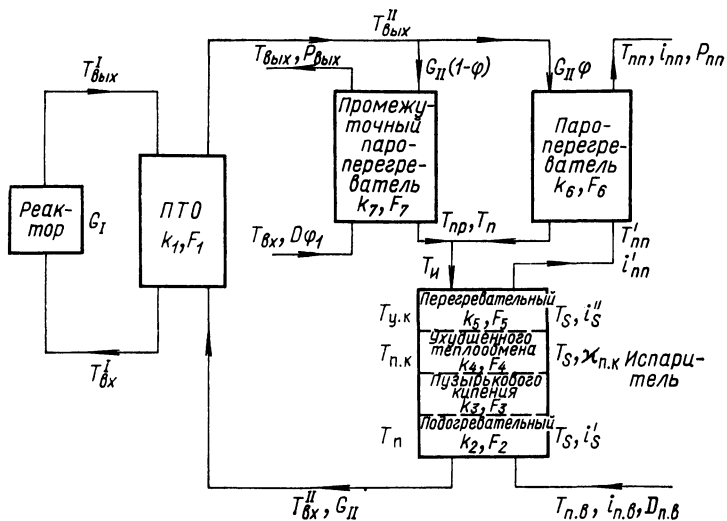


Рис. 5.12. Расчетная схема теплопередающего оборудования

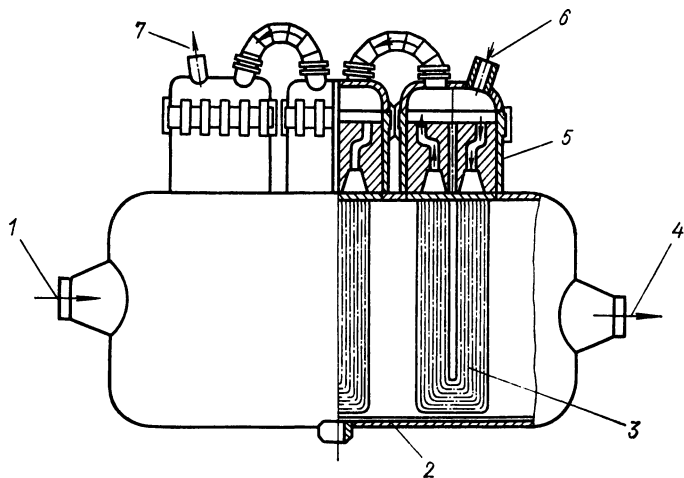


Рис. 5.13. Секция промежуточного теплообменника БН-350:

1 — вход натрия первого контура; 2 — корпус теплообменника; 3 — трубный пучок; 4 — выход натрия первого контура; 5 — защитная пробка; 6 — вход натрия второго контура; 7 — выход натрия второго контура

использование кольцевой разбивки трубок, при которой проще решаются вопросы дистанционирования; относительный шаг расположения трубок 1,3—1,45;

применение теплопередающих трубок  $\varnothing 14$ —20 мм, толщиной 0,8—2 мм (в ПТО зарубежных установок применяются более тонкие трубки);

создание противоточных схем взаимного движения теплоносителей; использование межтрубного пространства для циркуляции теплоносителя первого контура, внутри труб — теплоноситель второго контура;

компенсация температурных деформаций за счет подвижной нижней трубной доски, демпфирующих гибов, сильфонов на центральной трубе и корпусе;

обеспечение ремонтоспособности за счет создания выемной конструкции трубного пучка, вплоть до глушения отдельных дефектных трубок без демонтажа трубного пучка.

Этим тенденциям наиболее удачно отвечает конструкция вертикального кожухотрубного ПТО с «плавающей головкой» (рис. 5.14). В теплообменниках этого типа нижняя трубная доска может свободно перемещаться относительно

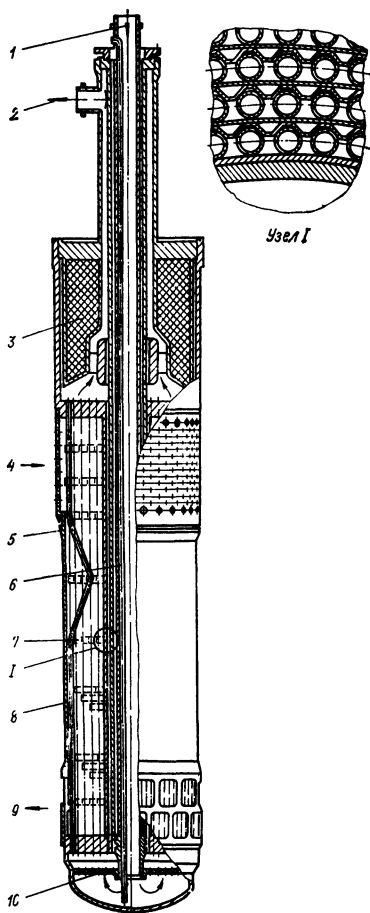


Рис. 5.14. Промежуточный теплообменник установки БН-600:

- 1 — вход натрия второго контура;
- 2 — выход натрия второго контура;
- 3 — защитная пробка; 4 — вход натрия первого контура; 5 — корпус;
- 6 — центральная опускная труба;
- 7 — дистанционирующая решетка;
- 8 — теплопередающая трубка; 9 — выход натрия первого контура;
- 10 — распределительная решетка

корпуса при температурных деформациях трубного пучка. Подводимый теплоноситель спускается по центральной трубе в нижний коллектор, объединенный с нижней трубной доской. В нижнем коллекторе теплоноситель распределяется по трубкам пучка, затем, поднимаясь вверх, поступает в верхний коллектор, откуда отводится наружу. Такая схема циркуляции вторичного теплоносителя позволяет создать конструкцию теплообменника, в котором трубный пучок извлекается из корпуса без резки трубопроводов первого контура.

Математическая модель теплообменника включает расчет геометрических характеристик, тепловой и гидравлический расчеты (рис. 5.15). С ее помощью можно определить: коэффициент теплопередачи, теплопередающую поверхность, габариты ПТО (диаметры наружной и внутренней обечайки, ограничивающих трубный пучок), компоновку пучка теплопередающих трубок.

Задаются: температуры и расходы по первому и второму контурам, размеры теплопередающей трубки.

Расчет геометрических характеристик удобно начинать с оценки теплопередающей поверхности  $F_1$  и общего числа теплопередающих трубок и стержней  $n_{т.т}$ :

$$\left. \begin{aligned} F_1 &= \frac{Q}{k_1} \frac{\ln [(T_{вх}^I - T_{вх}^{II}) / (T_{вых}^I - T_{вых}^{II})]}{(T_{вх}^I - T_{вх}^{II}) - (T_{вых}^I - T_{вых}^{II})}; \\ n_{т.т} &= \frac{F_1}{\pi d_H l} (1 + K_{ст}); \quad T_{вых}^{II} = T_{вх}^I - \frac{G_I}{G_{II}} (T_{вх}^I - T_{вых}^I). \end{aligned} \right\} (5.20)$$

Здесь  $T_{вх}^I$ ,  $T_{вых}^I$ ,  $T_{вх}^{II}$ ,  $T_{вых}^{II}$ ,  $G_I$ ,  $G_{II}$  — входные и выходные температуры, а также расходы теплоносителя первого и второго контуров;  $Q$  — передаваемое количество тепла;  $k$  — коэффициент теплопередачи;  $d_{н(вн)}$  и  $l_{т.т}$  — диаметр наружный (внутренний) и длина теплопередающей трубки;  $K_{ст}$  — доля сплошных стержней.

Далее определяются диаметр обечайки трубного пучка  $D_{вн}$  и количество трубок в первом ряду  $R_1$ :

$$D_{вн} = 0,04 + 1,1 \sqrt{\frac{\pi}{4} \left( \frac{G_{II}}{\gamma_{ц.т} \omega_{ц.т}} \right)}, \text{ м}; \quad (5.21)$$

$$R_1 = \frac{\pi}{f_1 d_H} (D_{вн} + d_H + 0,009),$$

где  $\omega_{ц.т} \approx 5$  м/с — предельно допустимая скорость

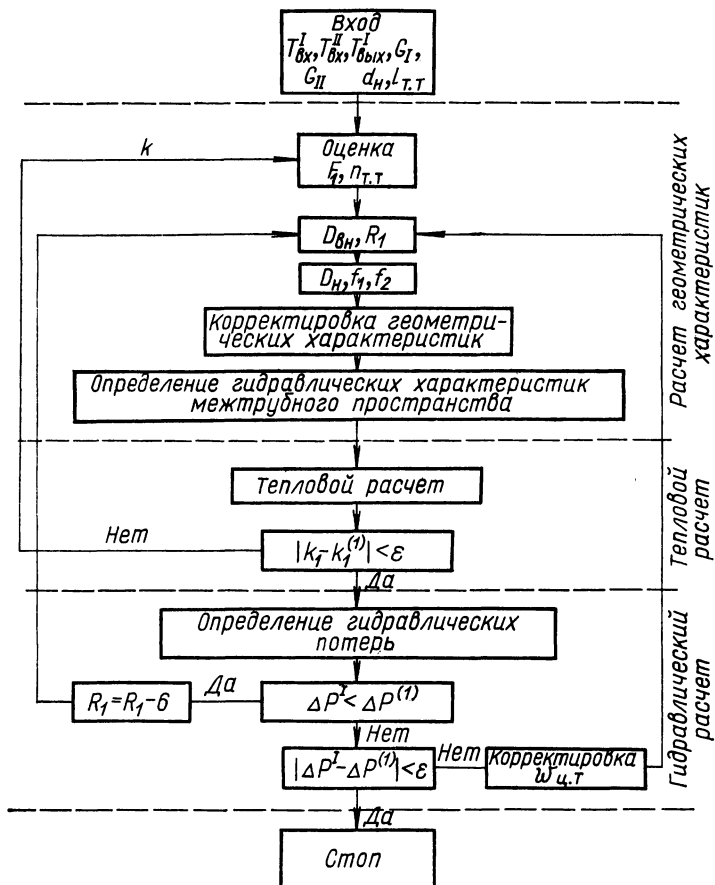


Рис. 5.15. Расчетная схема ПТО

в центральной трубе;  $\gamma_{ц.т}$  — плотность материала трубы;  $f = 1,35 d_H$  — минимально возможный шаг между трубками;  $[G] = \text{кг/с}$ .

Считая, что разбивка труб кольцевая, можно уточнить: число трубок в каждом ряду, которое должно быть кратно шести; шаги между трубками  $f_1 = \pi(D_{вн} + d_H - 0,009)/R_1$  и между рядами кольцевой разбивки  $f_2 = 6f_1/2\pi$ ; общее число теплопередающих трубок и стержней;

$$n_{т.т} = [2R_1 + 6(N_R - 1)] N_R / 2,$$

где  $N_R = \frac{3 - R_1}{6} + \left( \left( \frac{R_1 - 3}{6} \right)^2 + \frac{n_{т.т}}{3} \right)^2$  — число рядов;

$F_1 = \pi d_H l \frac{n_{т.т}}{1 + K_{ст}}$  — площадь теплопередающей поверхности.

Расчет геометрических характеристик заканчивается определением диаметра наружной обечайки  $D_H = D_{вн} + 2(d_H + 0,009) + 2f(N_R - 1)$  и гидравлических характеристик межтрубного пространства: площади проходного сечения  $S_{пр}$ , смоченного периметра  $P_c$ , гидравлического диаметра  $d_r$ , скорости теплоносителя  $\omega_1$ .

Цель теплового расчета — определение коэффициента теплопередачи [106, 107] и соответствующая корректировка значений в формулах (5.20):

$$k_1 = \left( \frac{1}{\alpha_2} + \frac{d_H}{2\lambda_{ст}} \ln \frac{d_H}{d_{вн}} + \frac{1}{\alpha_1} \frac{d_H}{d_{вн}} \right)^{-1} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{°C}}. \quad (5.22)$$

Здесь  $\alpha_2 = \frac{5 + 0,25\text{Pe}^{0,8}}{d_{вн}} \lambda_{ст}$ ;  $\text{Pe} = \frac{\omega_1 d_r}{\nu_{\text{Na}}}$ ;

$\alpha_{ст}$  — коэффициент теплопроводности материала стенки теплопередающей трубки,  $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{°C})$ ;  $\alpha_1$  — коэффициент теплопередачи от греющего теплоносителя к стенкам труб:

$$\alpha_1 = c_1 + 24,15 \lg \left[ -8,12 + 12,76 \frac{f_1}{d_H} - 3,65 \left( \frac{f_1}{d_H} \right)^2 \right] \times \\ \times \frac{\lambda \omega_2}{d_H \left[ \frac{2\sqrt{3}}{\pi} \left( \frac{f_1}{d_H} \right)^2 - 1 \right]}, \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{°C}}; \quad (5.23)$$

$$c_1 = \begin{cases} 0,0174 - \{1 - \exp[-6(f_1/d_H - 1)]\} (\text{Pe} - 200)^{0,9}, & \text{если } 20 \leq \text{Pe} \leq 200; \\ 0, & \text{если } \text{Pe} > 200. \end{cases} \quad (5.24)$$

$\lambda$  — коэффициент теплопроводности;  $\nu_{\text{Na}}$  — средняя кинематическая вязкость теплоносителя.

Гидравлические потери в первом контуре  $\Delta P^I$  определяются суммой потерь на различных участках ПТО:

$$\overline{\Delta P^I} = \sum_{i=1}^{11} \Delta P_i; \quad \Delta P_i = \zeta_i \frac{\omega_i \gamma_i}{2g}, \quad \omega_i = \frac{G_i}{\gamma_i S_i}. \quad (5.25)$$

Здесь  $\zeta_i$ ,  $\omega_i$ ,  $\gamma_i$ ,  $S_i$  — коэффициент сопротивления, скорость, плотность и площадь сечения  $i$ -го участка соответственно. Значения сечений  $S_i$  и коэффициентов сопротивления  $\zeta_i$  сведены в табл. 5.10.

Если полученное значение  $\Delta P^{(1)}$  превышает заданное  $\Delta P^I$ , то количество трубок первого ряда уменьшается:  $R_1 \rightarrow R_1 - 6$  и расчет повторяется с новым значением  $R_1$ . Заканчивается расчет корректировкой скорости теплоносителя в центральной трубе:

$$\omega_{ц.т} = [1 + \varepsilon (\Delta P^{(1)} - \Delta P^I) / \Delta P^I],$$

где  $\varepsilon > 0$  — малое число.

В оптимизационных исследованиях реакторов на быстрых нейтронах часто достаточно знать общую площадь теплообмена. Тогда расчет процесса теплообмена существенно упрощается:

$$T_{\text{вых}}^I = \frac{T_{\text{вых}}^{II} \exp(mk_1 F_1 K_3) - \frac{G_{II}}{G_I} (T_{\text{вх}}^{II} - T_{\text{вых}}^{II}) - T_{\text{вх}}^{II}}{\exp(mk_1 F_1 K_3) - 1};$$

$$m = \frac{1}{C_p G_I} - \frac{1}{C_p G_{II}},$$

где  $K_3$  — коэффициент запаса по поверхности ( $\sim 1, 2$ ).

**Модель парогенератора.** При выборе оптимизационной модели ПГ следует учитывать, что ПГ натрий—вода — один из наиболее сложных и ответственных узлов в составе АЭС. Сочетание высоких рабочих температур и давлений, сосредоточение большого количества тонких стенок и технологических соединений, отделяющих тракт вода — пар от натрия, бурное протекание реакции взаимодействия вода — натрий накладывают на конструкцию ПГ кроме обычных требований экономичности ряд специфических требований [108], а именно:

работоспособность в течение 20 ÷ 30 лет;

возможность локализации аварии при разгерметизации трубок;

возможность оперативного обнаружения, отключения и замены дефектных трубок или секций;

контроль качества и минимальное количество монтажных сварочных работ;

максимальное снижение вибрационных термических или компенсационных напряжений;

возможность стендовой отработки.

## Сечения и коэффициенты сопротивления участков ПТО

Участок	Площадь сечения $S_i$	Коэффициент сопротивления $\zeta_i$	Обозначение
Окна наружной обечайки	$L_1 D_H h_{ВХ}$	Определяется по диаграмме 8—4 [60]	$h_{ВХ}$ — высота входного участка; $L_1 \approx 1,2$ — коэффициент, учитывающий перфорацию входных окон
Поперечно оmyаемый пучок труб	$2 S_2 = 2 (f_1 - d_H) \frac{n_{Т.Т}}{N_R} h_{ВХ}$	Определяется по диаграмме 8—12 [60]	—
Переход от поперечного оmyвания к продольному Межтрубное пространство	$\left( \frac{1}{S_2} - \frac{1}{S_{ПР}} \right)^{-1}$	1	—
Гиб	$S_{ПР} L_2$	$\lambda_{ТР} (l_{Т.Т} - h_{ВХ} - h_{ВЫХ})$ $d_T$ $\zeta_4 + l_2 \lambda_{ТР} / d_T$ $\zeta_4$ определяется по диаграмме 8—4 [60]	$\lambda_{ТР} = 0,1 (1,46 K_{Ш} + 100/Re)^{0,25}$ ; $Re = 4w_1 S_{ПР} / \rho v_{ср}$ ; $K_{Ш}$ — относительная шероховатость стенок ( $\sim 0,003$ ); $h_{ВЫХ}$ — высота выходного участка
Дистанционирующая решетка	$S_{ПР}$	$m \zeta_6$ ; $\zeta_6$ определяется по диаграмме 8—4 [60]	$L_2$ — коэффициент, учитывающий сужение в местегиба ( $\sim 0,2$ ); $l_2$ — длинагиба труб $m$ — количество решеток

Участок	Площадь сечения $S_i$	Коэффициент сопротивления $\zeta_i$	Обозначение
Решетка со смещенными рядами дистанционирующих полос	$S_{\text{пр}}$	$\zeta_4 H_1 H_2$	$H_1, H_2$ — количество рядов дистанционирующих полос и решеток со смещенными рядами
Гиб в решетках	$S_{\text{пр}} L_2$	$2\zeta_8$ ; $\zeta_8$ определяется по диаграмме 8—4 [60]	—
Переход от продольного омывания к поперечному	$\left(\frac{1}{S_{\text{пр}}} + \frac{1}{S_2}\right)^{-1}$	1	—
Поперечное омывание пучка труб на выходе	$\left(\frac{1}{S_{\text{пр}}} + \frac{1}{S_2}\right)^{-1}$	$Re^{0.25} (N_R - 1) \times$ $\times \left[ \left( 4,6 - 2,7 \frac{f_1 - d_H}{f_2 d_H} \right) \times \right.$ $\left. \times \left( 2 - \frac{f_1}{d_H} \right) + 32 \right]$	$Re = \frac{d_H (\omega_0 - \omega_1)}{\gamma_{\text{вых}}}$ ;
Окна наружной обечайки на выходе ПТО	$L_1 D_H h_{\text{вых}}$	Определяется по диаграмме 8—4 [60]	$\omega_0$ — скорость на участке перехода от продольного омывания к поперечному; $\gamma_{\text{вых}}$ — коэффициент кинематической вязкости теплоносителя на выходе



Стремление удовлетворить эти требования обусловило разработку конструкций ПГ, различающихся по типу циркуляции, мощности, материалу, технологии изготовления и т. п. Основные типы разрабатываемых в настоящее время конструкций ПГ — корпусные (интегральные) и модульные (секционные). ПГ этих типов отличаются возможностью и способом отключения части ПГ для обеспечения (или повышения) его работоспособности.

В условиях, когда приходится считаться с вероятностью течи воды в натрий, предпочтение отдается ПГ секционного типа средней мощности  $\sim 100$  МВт, менее оптимальным по капитальным затратам по сравнению с ПГ корпусного типа. Оптимальная геометрия трубчатки ПГ секционного типа — вертикальные прямые трубки. Прямоточный парогенератор такого типа, выбранный для АЭС с реактором БН-600 [109], выполнен из восьми параллельно включенных автономных секций с возможностью отключения любой из них. Каждая секция состоит из трех функциональных модулей: испарителя, пароперегревателя и промежуточного пароперегревателя. Конструкции всех трех модулей секции аналогичны и характеризуются: вертикальным расположением; прямыми трубками, не имеющими сварных стыков; наличием компенсатора на корпусе; трубные доски через тепловые экраны в таких модулях находятся в контакте с натрием.

Натрий поступает в раздающий коллектор и нижние натриевые камеры ПГ модулей основного и промежуточного пароперегревателей (рис. 5.16), затем входит в межтрубное пространство трубных пучков и, двигаясь снизу вверх, поступает в верхнюю камеру испарителя. Потоки натрия охлаждаются в межтрубном пространстве испарителя, отводятся в сборный коллектор и направляются в буферную емкость.

Питательная вода ПГ реактора БН-600 проходит через нижние камеры модулей испарителей, подогревается до насыщения, двигаясь внутри трубного пучка, испаряется и частично перегревается. В трубах пароперегревателя пар перегревается, отводится в сборный коллектор острого пара и далее к турбине. Пар промежуточного перегрева от турбины подается в верхние камеры промежуточных перегревателей, перегревается и из нижних камер возвращается к турбине.

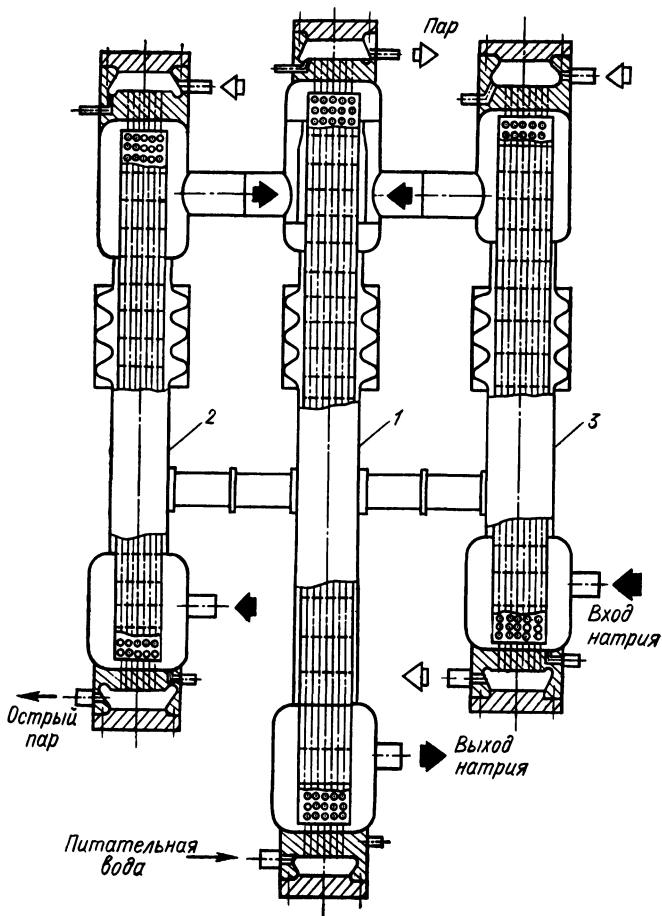


Рис. 5.16. Секция парогенератора АЭС БН-600:

1 — испаритель; 2 — пароперегреватель; 3 — промежуточный пароперегреватель

Другое конструктивное решение (корпусной ПГ) принято некоторыми зарубежными фирмами [110], которые считают, что вопросы обеспечения безопасности могут быть решены в любой конструкции. Корпусной ПГ АЭС «Супер-Феникс» мощностью 750 МВт (тепл.) (фирма «Файв Кайл Бабкок») имеет бóльшую компактность и меньшую себестоимость по сравнению с секционным. Особенности выбранной схемы (рис. 5.17):

1) вертикальное исполнение; 2) использование пучков спиралевидных теплообменных трубок; 3) возможность компенсации расширения каждой трубки и свободный доступ к концам; 4) возможность слива под действием силы тяжести.

Каждая трубка выходит на одну из четырех паровых камер (в верхней части оболочки) через тепловые втулки. Трубка имеет семь промежуточных сварных соединений. Натрий поступает в верхнюю часть по двум симметричным трубопроводам, проходит сверху вниз и выходит через единственный трубопровод в нижнем основании. Вода, выходящая из четырех наружных водяных камер, циркулирует перекрещивающимся противотоком в трубах. Перегретый пар выходит в верхние камеры.

Отдельный вопрос конструирования ПГ — выбор схемы промежуточного перегрева. Обычно сравниваются три схемы: с паровым промежуточным перегревом как наиболее простая и надежная; с натриевым высокотемпературным и низкотемпературным промперегревом, позволяющие уменьшить общие габариты ПГ.

В целом проблема создания ПГ натрий — вода далека от завершения или по крайней мере от состояния, достигнутого для ПГ АЭС с реакторами типа ВВЭР. Промышленная эксплуатация АЭС с различными ПГ натрий — вода должна ответить на вопрос о преимуществах того или иного типа.

Рассмотрим расчетную модель ПГ натрий — вода с паровым промежуточным перегревом. Выбор такой схемы для большинства современных АЭС с реакторами на быстрых нейтронах обусловлен стремлением сократить теплообменные поверхности натрий — вода. Модель включает расчеты испарителя, пароперегревателя и промежуточного пароперегревателя (рис. 5.18) и позволяет при заданных начальных и конечных параметрах теплоносителя и рабочего тела определить поверхности теплообмена либо при заданных поверхностях найти параметры теплоносителя и рабочего тела.

Расчет испарителя начинается с подогревательного участка, далее аналогично рассчитываются участки пузырькового кипения и ухудшенного теплообмена. Формулы для определения температур и площади поверхностей этих участков приведены в табл. 5.11.

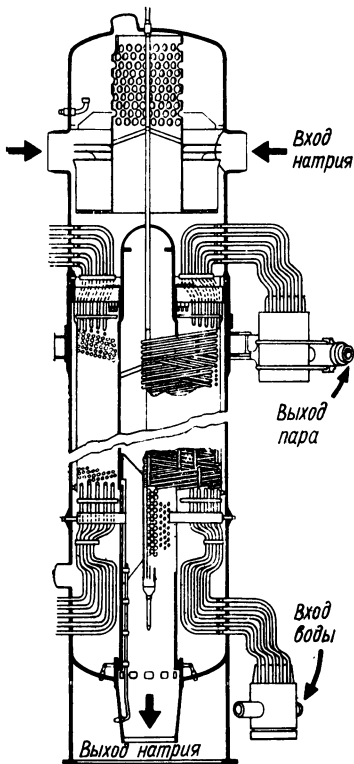
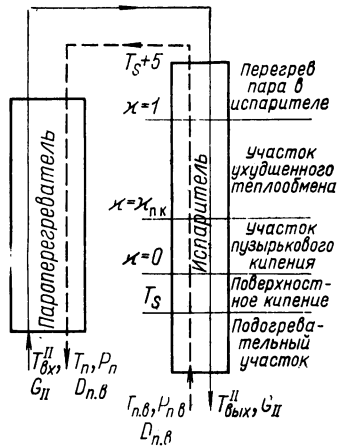


Рис. 5.17. Парогенератор АЭС «Супер-Феникс»

Мощность 300 МВт (эл.) [750 МВт (тепл.); высота 25 м; диаметр 2,4 м; масса 160 т

Рис. 5.18. Расчетная схема парогенератора натрия — вода: — — — — — натрий; - - - - - вода-пар



Начальное значение расхода по второму контуру  $G_{II}$  задается ориентировочно. Затем, если суммарная поверхность больше заданной поверхности испарителя:  $F_2 + F_3 + F_4 > F_{II}$ , то для исключения возможности выхода из испарителя в пароперегреватель влажного пара полученные значения поверхностей корректируют с уменьшенным расходом.

Последний участок испарителя — участок перегрева — разбивается на несколько интервалов  $\Delta T$  по приращению температуры пара, внутри которых физические свойства теплоносителя и коэффициенты теплоотдачи считаются постоянными. Приняв температуры теплоносителя и пара в начале участка  $T(0) = T_{у.к.}$ ,  $T_{п.п}(0) = T_s$ , температуры на каждом следующем  $j$ -м интервале определяют через температуры на предыду-

## Формулы для расчета испарителя

Участок	Температура теплоносителя на границе участка	Площадь поверхности	Обозначения
Подогревательный	$T_{\text{II}} = Q_2 / C_p G_{\text{II}} + T_{\text{ВЫХ}}^{\text{II}};$ $Q_2 = D_{\text{П.В}} (i'_S - i_{\text{П.В}})$	$F_2 = \frac{Q_2 \ln \frac{T_{\text{ВЫХ}}^{\text{II}} - T_{\text{П.В}}}{T_{\text{II}} - T_s}}{k_2 (T_{\text{ВЫХ}}^{\text{I}} - T_{\text{П.В}} - T_{\text{II}} + T_s)}$	$D_{\text{П.В}}$ , $i_{\text{П.В}}$ , $T_{\text{П.В}}$ — расход, энтальпия и температура питательной воды; $T_s$ — температура насыщения; $k_2$ — коэффициент теплопередачи подогревательного участка
Пузырькового кипения	$T_{\text{П.К}} = \frac{Q_3}{C_p G_{\text{II}}} + T_{\text{II}}$ $Q_3 = r_{\text{ВН}} \kappa_{\text{П.К}} D_{\text{П.В}}$	$F_3 = \frac{Q_3 \ln \frac{T_{\text{П.К}} - T_s}{T_{\text{II}} - T_s}}{k_3 (T_{\text{П.К}} - T_{\text{II}})}$	$r_{\text{ВН}}$ — внутренняя теплота парообразования; $k_3$ — коэффициент теплопередачи участка пузырькового кипения
Ухудшенного кипения	$T_{\text{У.К}} = \frac{Q_4}{C_p G_{\text{II}}} + T_{\text{П.К}}$ $Q_4 = r_{\text{ВН}} (1 - \kappa_{\text{П.К}}) D_{\text{П.В}}$	$F_4 = \frac{Q_4 \ln \frac{T_{\text{У.К}} - T_s}{T_{\text{П.К}} - T_s}}{k_4 (T_{\text{У.К}} - T_{\text{П.К}})}$	$k_4$ — коэффициент теплопередачи участка ухудшенного кипения

щем по рекуррентному алгоритму:  $T(j) = T(j-1) + [i(j) - i(j-1)] / D_{п.в} C_p G_{II}$ , где  $i(j)$  — энтальпия пара на  $j$ -м интервале.

Критерием достаточности интервала приращения по температуре пара служит справедливость неравенства  $T(j) < T_{п.п}(j)$  для каждого участка (т. е. температура теплоносителя должна быть не меньше температуры пара). Обычно  $\Delta T = 10 \div 20^\circ \text{C}$ .

Расчет перегревательного участка заканчивается при  $T(j) - T_{п.п}(j) \leq T_\epsilon$ ,  $T_\epsilon \approx 0,1^\circ \text{C}$ , при этом температуры теплоносителя и пара принимают равными  $T(j)$  и  $T_{п.п}(j)$ . Если  $T(j) - T_{п.п}(j) > T_\epsilon$ , то вычисляют приращение площади  $\Delta F = Q_j / k_5 \Delta T$  ( $k_5$  — коэффициент теплопередачи участка перегрева), которое суммируют с общей площадью  $F_s = F_2 + F_3 + F_4 + \Delta F$  и сравнивают с площадью испарителя. При  $F_s > F_{и}$  последний интервал пересчитывают с меньшим шагом.

Температура теплоносителя на входе в ПГ определяется из уравнений

$$T_{вх}^{II} = \frac{T(j) - T_{п.п}(j) Z \varphi - T_{пр.п} Z_1 (1 - \varphi)}{1 - Z_1 (\varphi - 1) - Z \varphi};$$

$$Z = \frac{1 - a_1}{1 - a_1 C_p G_{II} \varphi / C_{p, п.п} D_{п.в}};$$

$$Z_1 = \frac{1 - b_1}{1 - b_1 C_p G_{II} (1 - \varphi) / C_{p, пр.п} D_{п.в} \varphi_1};$$

$$a_1 = \exp \left[ \left( \frac{C_p G_{II} \varphi}{C_{p, п.п} D_{п.в}} - 1 \right) \frac{k_6 F_6}{C_p G_{II} \varphi} \right];$$

$$b_1 = \exp \left[ \left( \frac{C_p G_{II} (1 - \varphi)}{C_{p, пр.п} D_{п.в} \varphi_1} - 1 \right) \frac{k_7 F_7}{C_p G_{II} (1 - \varphi)} \right],$$

где  $\varphi$  — доля теплоносителя, идущая в пароперегреватель;  $\varphi_1$  — доля пара, идущая в промежуточный перегреватель;  $T_{пр.п}$  — температура пара на входе в промежуточный перегреватель;  $C_{p, п.п}$  и  $C_{p, пр.п}$  — теплоемкости пара в пароперегревателе и промежуточном пароперегревателе;  $k_6$ ,  $F_6$ ,  $k_7$ ,  $F_7$  — коэффициенты теплопередачи и площади поверхности пароперегревателя и промежуточного пароперегревателя.

Температура острого пара на выходе из пароперегревателя равна

$$T_{п.п} = T_{п.п}(j) + [T_{вх}^{II} - T_{п.п}(j)] Z G_{II} C_p \varphi / C_{p, п.п} D_{п.в}.$$

Задаваемую произвольно теплоемкость пара  $C_{p,п.п}$  следует скорректировать, используя полученную температуру острого пара:

$$C_{p,п.п} = [i_{п.п} - i_{п.п}(j)] / [T_{п.п} - T_{п.п}(j)].$$

Расчет ПГ заканчивается определением температуры пара на выходе из промежуточного пароперегревателя:

$$T_{\text{вых, пр.п}} = T_{\text{пр.п}} + (T_{\text{вх}}^{\text{II}} - T_{\text{пр.п}}) Z_1 G_{\text{II}} C_p (1 - \varphi_1) / C_{p, \text{пр.п}} D_{\text{п.в.}}$$

Для ПГ без промежуточного пароперегревателя расчет пароперегревателя аналогичен расчету участка перегрева пара в испарителе.

В зависимости от целей оптимизационных исследований модель ПГ можно детализировать приняв в качестве переменных не площади поверхностей, а размеры и компоновку теплопередающих трубок. Тогда все участки ПГ разбиваются на определенное число температурных интервалов. Участки пузырькового кипения и ухудшенного теплообмена разбиваются по весовому паросодержанию. Каждый интервал рассчитывается как простейший теплообменник путем совместного решения уравнений теплопередачи и теплового баланса. Получаемые выходные параметры рабочего тела и входная температура теплоносителя служат исходными данными для расчета следующего интервала разбиения. Решение может быть найдено итерационным методом. Итерирование ведется по температурам на выходе из отдельных участков или (на участке пузырькового кипения) по удельному тепловому потоку.

**Упрощенная модель турбоагрегата.** Сразу же отметим, что рассмотрение общих вопросов моделирования и оптимизации теплосиловой части АЭС, включая турбоустановку и вспомогательное оборудование, выходит за рамки настоящей книги. Этим вопросам посвящено большое количество специальной литературы, из которой, на наш взгляд, следует выделить работы [111, 112].

Нас интересует моделирование основных взаимосвязанных параметров турбоагрегата, существенных с точки зрения формирования тепловой схемы АЭС. Совокупность этих параметров (начальные и конечные параметры пара, его влажность, параметры отбора пара для промежуточного перегрева, расход и температура питательной воды, а также режимные условия и технико-

экономические показатели) определяют требования к турбоагрегату. Для АЭС с реактором на быстрых нейтронах характерно стремление к достижению начальных параметров пара, освоенных на ТЭС с органическим топливом, и, следовательно, использование конденсационных турбоагрегатов перегретого пара [113]. КПД такой турбоустановки определяется параметрами пара, промежуточного перегрева, питательной воды. Параметры промежуточного перегрева, в свою очередь, зависят от давления и температуры острого пара, температуры питательной воды, внутренних относительных КПД цилиндров турбины, потерь от влажности и дросселирования пара в системе промежуточного перегрева, затрат энергии на привод питательных насосов. Причем заданным начальным и конечным параметрам пара и конечной температуре промежуточного перегрева соответствуют температура и давление начала промежуточного перегрева с максимальным КПД реального цикла турбоустановки.

В проектных расчетах широко используется программная модель «Турбоустановка» [111], разработанная в Центральном котлотурбинном институте им. И. И. Ползунова; подробные оптимизационные модели турбоустановок предложены в работах [114, 115]. Модель «Турбоустановка» представляет собой сочетание стандартных программ, часть из которых оформлена в виде автономных процедур. Стандартные программы (блоки модели) легко заменяемы, что делает модель довольно универсальной. Однако сравнительно большое время счета (минуты) и необходимость хранить в оперативной памяти ЭЦВМ большие числовые массивы затрудняют использование модели в оптимизационных комплексах.

Приведем математическую модель турбоагрегата, представляющую собой совокупность интерполяционных полиномов от параметров пара и температуры питательной воды для параметров пара промежуточного перегрева, расхода питательной воды, КПД нетто турбоустановки. Коэффициенты полиномов получены обработкой результатов точных расчетов турбин, серийно выпускаемых отечественной промышленностью.

Температура  $T_{\text{вых, пр.п}}$  и давление  $P_{\text{пр.п}}$  пара промежуточного перегрева аппроксимируются зависимостями [116]:



$$\frac{T_{\text{вых, пр.п}}}{T_0} = \sum_{i,j,k=0}^1 a_{ijk} (P_0)^i (T_0)^j (T_{\text{п.в}})^k;$$

$$\frac{P_{\text{пр.п}}}{P_0} = \sum_{i,j,k=0}^1 b_{ijk} P_0^i T_0^j (T_{\text{п.в}})^k,$$

где  $T_0$  и  $P_0$  — температура и давление острого пара; значения коэффициентов  $a_{ijk}$ ,  $b_{ijk}$  приведены в табл. 5.12.

При однократной схеме промежуточного перегрева в достаточно широкой области изменения параметров ( $P_0 = 12 \div 24$  МПа;  $T_0 = 450 \div 560^\circ \text{C}$ ;  $T_{\text{п.в}} = 180 \div 300^\circ \text{C}$ ) относительное изменение КПД турбоагрегата можно представить с помощью метода обобщенных переменных [117] в виде [116]

$$\delta\eta = \frac{\eta'}{\eta} - 1 = \beta_{t_0} \delta T_0 + \beta_P \delta P_0 + \beta_{T_{\text{п.в}}} \delta T_{\text{п.в}}, \quad (5.26)$$

где  $\delta T_0 = \frac{T_0}{T'_0} - 1$ ;  $\delta P_0 = \frac{P_0}{P'_0} - 1$ ;  $\delta T_{\text{п.в}} = \frac{T_{\text{п.в}}}{T'_{\text{п.в}}} - 1$ ;

$$\beta_t = \sum_{i=0}^2 a_i T_0^i; \quad \beta_P = \sum_{i=0}^2 b_i P_0^i; \quad \beta_{T_{\text{п.в}}} = \sum_{i=0}^2 c_i T_{\text{п.в}}^i;$$

коэффициенты  $a_i$ ,  $b_i$ ,  $c_i$  приведены в табл. 5.13.

Значения  $\delta\eta$ , полученные по формуле (5.26), могут отличаться от значений, определенных с помощью диаграмм состояния ( $i$  —  $S$ -диаграмм), на  $\sim 1\%$ .

Для принятой в проектах перспективных АЭС с реакторами на быстрых нейтронах схемы промежуточного перегрева острым паром и более узкой области параметров ( $9 \text{ МПа} \leq P_0 \leq 20 \text{ МПа}$ ;  $465^\circ \text{C} \leq T_0 \leq 515^\circ \text{C}$ ;  $160^\circ \text{C} \leq T_{\text{п.в}} \leq 280^\circ \text{C}$ ) коэффициенты аппроксимационных зависимостей для КПД нетто турбоустановки и расхода питательной воды

$$\eta = \sum_{i,j,k=0}^1 d_{ijk} (p_0)^i (t_0)^j (t_{\text{п.в}})^k; \quad p_0 = \frac{P_0 - 14,5}{5,5};$$

$$t_0 = \frac{T_0 - 490}{25}; \quad t_{\text{п.в}} = \frac{T_{\text{п.в}} - 220}{60};$$

$$\frac{D'_{\text{п.в}}}{D_{\text{п.в}}} = \sum_{i,j,k=0}^1 f_{ijk} (p_0)^i (t_0)^j (t_{\text{п.в}})^k$$

приведены в табл. 5.14.

Таблица 5.12

Значения коэффициентов  $a_{ijk}$ ,  $b_{ijk}$ 

Индекс $ijk$	000	100	010	001	110	101	011	111
$a_{ijk}$	0,784	$1,75 \cdot 10^{-3}$	$0,2167 \cdot 10^{-3}$	$10^{-3}$	$-0,875 \cdot 10^{-5}$	$-0,834 \cdot 10^{-5}$	$0,445 \cdot 10^{-5}$	$0,417 \cdot 10^{-7}$
$b_{ijk}$	0,808	$-0,1713 \cdot 10^{-2}$	$-0,1408 \cdot 10^{-2}$	$-0,3333 \cdot 10^{-3}$	$0,3958 \cdot 10^{-5}$	$0,1125 \cdot 10^{-4}$	$0,1389 \cdot 10^{-5}$	$-0,208 \cdot 10^{-7}$

Таблица 5.13

Значения коэффициентов  $a_i$ ,  $b_i$ ,  $c_i$ 

$a_1$	$a_2$	$a_3$	$b_1$	$b_2$	$b_3$	$c_1$	$c_2$	$c_3$
$-0,110994 \cdot 10$	$0,505943 \cdot 10^{-2}$	$-0,44543 \cdot 10^{-5}$	$-0,60945 \cdot 10^{-1}$	$0,12889 \cdot 10^{-2}$	$-0,24686 \cdot 10^{-5}$	$-0,152034 \cdot 10^{-3}$	$0,356609 \cdot 10^{-3}$	$-0,29243 \cdot 10^{-6}$

Таблица 5.14

Значения коэффициентов  $d_{ijk}$ ,  $f_{ijk}$ 

Индекс $ijk$	000	100	010	001	110	101	011	111	Погрешность аппроксимации, %
$d_{ijk}$	0,38899	$0,2138 \cdot 10^{-2}$	$0,6201 \cdot 10^{-2}$	$0,8768 \cdot 10^{-2}$	$0,42888 \cdot 10^{-3}$	$0,2853 \cdot 10^{-2}$	$0,1511 \cdot 10^{-2}$	$-0,119 \cdot 10^{-3}$	0,5
$f_{ijk}$	1,0	$0,329 \cdot 10^{-1}$	$-0,306 \cdot 10^{-1}$	0,1197	$-0,807 \cdot 10^{-2}$	$0,528 \cdot 10^{-2}$	$-0,585 \cdot 10^{-2}$	$-0,368 \cdot 10^{-2}$	0,25

Включение в состав модели АЭС показателей замыкающих затрат [118], а также связей с внешними системами (ядерной энергетикой и электроэнергетикой, машиностроением, окружающей средой и т. п.) предполагает учет в моделях расчета проектных КПД эволюции условий эксплуатации. Методика расчета КПД для характерных сочетаний нагрузок и климатических условий приведена в работе [119].

Для задач оптимизации, когда характеристики тепловой схемы АЭС можно представить укрупненно, или для моделей реактора с определенной тепловой схемой или заданными характеристиками оборудования второго и третьего контуров можно воспользоваться расчетными однофакторными зависимостями КПД нетто АЭС от параметров теплоносителя первого контура (рис. 5.19).

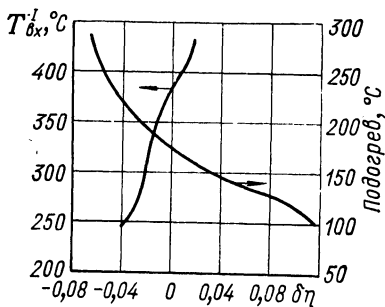


Рис. 5.19. Зависимость изменения КПД от температуры натрия на входе в реактор и подогрева для схемы с натриевым промежуточным перегревом (тепловая схема установки типа БН-600)

## Глава 6. КРИТЕРИИ ОПТИМИЗАЦИИ

### 6.1. НАТУРАЛЬНЫЕ КРИТЕРИИ

Выбор критерия оптимизации во многом определяет структуру и объем математической модели реактора. Назначение отдельной характеристики в качестве критерия оптимизации реактора на быстрых нейтронах диктуется поставленной целью исследования, решаемой практической задачей. В одних случаях это могут быть задачи оптимизации по натуральным показателям эффективности реактора и АЭС в целом: КПД, коэффициенту воспроизводства горючего, критической массе, потреблению горючего, времени удвоения, характеристикам, определяющим безопасность реактора (натриево-му, пустотному и доплеровскому коэффициентам реак-

тивности), и т. д., в других задачах оптимизируются стоимостные характеристики: капитальные вложения в станцию, стоимость производства электрической энергии, топливного цикла. Многообразие критериев оптимизации обусловлено еще и тем, что наиболее полный критерий выбора оптимального варианта — расчетные затраты — недостаточен для оценки роли реакторов на быстрых нейтронах в системе ядерной энергетики в настоящее время и особенно в будущем. Несовершенство и наличие произвола в ценообразовании в развивающейся ядерной энергетике ведут к необходимости отдельно учитывать ряд дополнительных факторов: дефицит топливных и трудовых ресурсов, экологические условия и др., которые не всегда могут быть формализованы в экономических показателях.

Практически такую сложную систему, как реактор на быстрых нейтронах, вообще нельзя полностью охарактеризовать одним числом — критерием качества. Поэтому процесс выбора оптимальной конструкции сводится к последовательности оптимизационных задач, т. е. к задаче многокритериальной оптимизации, когда находится компромиссное решение.

В условиях дефицита делящихся материалов критерием оптимизации реактора на быстрых нейтронах целесообразно выбрать натуральные показатели, определяющие интенсивность потребления различных материалов, объем регенеративного производства и т. п. Основное достоинство таких критериев — меньшая степень неопределенности при их вычислении по сравнению с расчетными затратами. Натуральные показатели можно определить с помощью уравнений баланса горючего в системе реакторов, среди которых работают рассматриваемые реакторы. Система таких уравнений была предложена Л. Н. Усачевым [120].

Пусть  $i_j^k(t)$  — количество горючего сорта  $k$ , загружаемого за сутки в  $j$ -й реактор в момент времени  $t$ . За единицу количества горючего примем такое его количество  $m_j^k$ , содержащееся в загружаемом в реактор топливе, которое обеспечивает определенную тепловую мощность, например 1 МВт. Предположим, что топливо находится в реакторе в течение времени  $t_{a.з.,j}^k$ , в переработке  $t_{x.п.,j}^k$  и затем снова поступает на загрузку в реакторы. К моменту времени  $t$  вновь готово к загрузке

некоторое количество топлива, прошедшего активную зону реактора, равно  $i_j^k (t - t_{a.з.,j}^k - t_{x.п.,j}^k) \varepsilon_{x.п.}^k / m_j^k$ , где  $f_j^k$  — доля горючего сорта  $k$ , оставшегося несгоревшим к моменту выгрузки из активной зоны, от горючего, которое первоначально загружалось;  $1 - \varepsilon_{x.п.}$  — потери в химической переработке. Кроме того, из ТВС активной зоны будет извлечено то количество горючего, которое воспроизвелось в элементах активной зоны и торцевой зоны воспроизводства:

$$\varepsilon_{x.п.} \frac{KB_{\text{ЭК}, a.з., j}^k + KB_{\text{ЭТ}, \tau.э., j}^k}{a} \sum_k \frac{i_j^k (t - t_{a.з., j}^k - t_{x.п., j}^k)}{m_j^k} t_{a.з., j}^k.$$

Здесь  $KB_{\text{ЭК}, j}^k$  — экономический коэффициент воспроизводства горючего сорта  $k$  в реакторе типа  $j$ ;  $a$  — коэффициент пропорциональности. В отличие от физического коэффициента воспроизводства  $KB$ , равного отношению скорости образования горючего к скорости его исчезновения [см. (3.10) — (3.15)],  $KB_{\text{ЭК}}$  определяется как отношение числа образующихся в единицу времени ядер горючего к скорости деления всех тяжелых ядер. В первом приближении можно полагать, что для плутониевого бридера

$$KB_{\text{ЭК}} = C KB; \quad C = (1 + \bar{\alpha}_9) / (1 + K_{б.э.} + K_{\tau.э.}) (1 - F_j^8).$$

Мощность всех реакторов типа  $j$ , работающих к моменту  $t$ , определяется количеством горючего, введенного в активные зоны за все время, начиная с первого реактора. Эта мощность равна сумме интегралов:

$$\sum_k \frac{1}{m_j^k} \int_0^t [i_j^k(t') - i_j^k(t' - t_{a.з., j}^k)] dt'.$$

Количество горючего из боковых зон воспроизводства, поступающего в единицу времени на загрузку в момент времени  $t$ , равно

$$\varepsilon_{x.п.} \frac{KB_{\text{ЭК}, б.э., j}^k}{a} \times \sum_k \frac{1}{m_0^k} \int_0^{t - t_{б.э., j}^k - t_{x.п., j}^k} [i_j^k(t) - i_j^k(t' - t_{a.з., j}^k)] dt'.$$

Допустим также, что некоторое количество топлива  $G_j^k(t)$  поступает в реакторы из посторонних источников. Если обозначить  $\epsilon_x^{l \rightarrow j}$  ту долю топлива, выгружаемого из зоны  $x$  реактора типа  $l$ , которое идет на загрузку в реакторы типа  $j$ , то баланс горючего сорта  $k$  во всей системе можно записать следующим образом:

$$\left. \begin{aligned}
 \sum_j \frac{i_j^k(t)}{m_j^k} &= \epsilon_{x.п} \sum_n \frac{i_j^k(t - t_{a.з.}^k - t_{x.п.}^k)}{m_j^k} f_j^k + \\
 &+ \epsilon_{x.п} \sum_j \frac{1}{am_j^k} \sum_l [\epsilon_{a.з.}^{l \rightarrow j} KB_{э.к., a.з., l}^k + \\
 &+ \epsilon_{т.э}^{l \rightarrow j} KB_{э.к., т.э., l}^k] \sum_k i_l^k(t - t_{a.з., l}^k - t_{x.п., l}^k) t_{a.з., l}^k + \\
 &+ \epsilon_{x.п} \sum_j \frac{1}{am_j^k} \sum_l^{l-j} \epsilon_{б.э}^{l-j} KB_{э.к., б.э., l}^k \times \\
 &\times \sum_l \int_0^{t-t_{б.э., l}^k - t_{x.п., l}^k} [i_l^k(t') - i_l^k(t' - t_{a.з., l}^k)] dt' + \\
 &+ \sum_j \frac{G_j^k(t)}{m_j^k}.
 \end{aligned} \right\} (6.1)$$

По определению,  $\sum_j \epsilon_{a.з.}^{l \rightarrow j} = \sum_j \epsilon_{т.э.}^{l \rightarrow j} = \sum_j \epsilon_{б.э.}^{l \rightarrow j} = 1$ .

Система уравнений (6.1) позволяет анализировать эффективность топливного цикла различных систем реакторов. Если заданы кривые роста мощности отдельных типов реакторов, то система уравнений (6.1) позволяет определить натуральные показатели процесса развития системы реакторов. Если в активной зоне и экранах производится больше горючего, чем сжигается, то система таких реакторов способна развиваться без потребления горючего из посторонних источников. Собственный темп развития системы можно определить из решения уравнений (6.1) при  $G_j^k = 0$ . Рассмотрим систему плутониевых реакторов-размножителей. Решение (6.1) ищем в виде  $i = i_0 \exp(\omega_0 t)$ , где  $\omega_0$  — собственный

темп прироста новых бридеров. Предположим также, что система развивается давно, так что нижний предел интегрирования в (6.1) можно считать равным  $-\infty$ . Подстановка  $i$  в (6.1) дает характеристическое уравнение для определения  $\omega_0$ :

$$\frac{1}{\varepsilon_{x.п}} = (1 - \Delta) e^{-\omega_0(t_{a.з} + t_{x.п})} + \frac{t_{a.з}}{am} (KB_{\text{ЭК, а.з}} + KB_{\text{ЭК, т.э}}) e^{\omega_0(t_{a.з} + t_{x.п})} + \frac{KB_{\text{ЭК, б.э}}}{am\omega_0} [1 - e^{-\omega_0 t_{a.з}}] e^{-\omega_0(t_{б.э} + t_{x.п})}, \quad (6.2)$$

где  $\Delta = 1 - f = Ct_{a.з}/am$ . Величина  $\Delta$  по смыслу является долей горячего, выгорающего за одну кампанию. Вместо собственного темпа  $\omega_0$  чаще используется время удвоения

$$T_2 = \ln 2 / \omega_0. \quad (6.3)$$

Временем удвоения системы реакторов называется период, в течение которого суммарная мощность реакторов удваивается, причем для эксплуатации старых реакторов и сооружения новых используется только то горячее, которое производится в самой системе. Очевидно, что при таком определении имеет смысл говорить о времени удвоения только тогда, когда  $KB > 1$ .

Трансцендентное уравнение (6.2) в общем случае может быть решено подбором. В случае  $\omega_0(t_{a.з} + t_{x.п}) \ll 1$  и  $\omega_0(t_{б.э} + t_{x.п}) \ll 1$  экспоненты можно разложить в ряд и ограничиться двумя членами. Тогда

$$T_2 \approx \ln 2 \left\{ \frac{(t_{a.з} + t_{x.п}) \left[ 1 - \Delta + \frac{t_{a.з}}{am} (KB_{\text{ЭК, а.з}} + KB_{\text{ЭК, т.э}}) \right]}{1 - \Delta - 1/\varepsilon_{x.п} + KB_{\text{ЭК}} t_{a.з}/am} + \frac{(t_{б.э} + t_{x.п}) \frac{KB_{\text{ЭК, б.э}} t_{a.з}}{am}}{1 - \Delta - 1/\varepsilon_{x.п} + KB_{\text{ЭК}} t_{a.з}/am} \right\} = \ln 2 \left\{ \frac{(t_{a.з} + t_{x.п}) [1/\Delta - 1 + KB_{a.з} + KB_{т.э}]}{KB - 1 - (1 - \varepsilon_{x.п})/\Delta \varepsilon_{x.п}} + \frac{(t_{б.э} + t_{x.п}) KB_{б.э}}{KB - 1 - (1 - \varepsilon_{x.п})/\Delta \varepsilon_{x.п}} \right\}. \quad (6.4)$$

Точно такой же вид имеет выражение для времени удвоения в случае системы урановых реакторов-размно-

жителей (на  $^{233}\text{U}$ ). Если же в системе участвует несколько типов реакторов, то выражение для собственного темпа развития не всегда приводится к простому виду.

Величины, входящие в (6.4), определяются следующим образом. Выгорание  $\Delta$  может быть определено по отношению суммарных ценностей изотопов горючего, загружаемого в активную зону и выгружаемого из нее:

$$1 - \Delta = - \sum_n \sum_j \omega_{jn} O_{\text{выгр}}^{jn} / \sum_n \sum_j \omega_{jn} O_{\text{загр}}^{jn}; \quad (6.5)$$

Суммирование производится по всем изотопам  $j$  горючего и по всем активным зонам  $n$ . В одноизотопном приближении

$$\Delta = \frac{\bar{B} (1 + \bar{\alpha}_0)}{a Z_0} (1 - \bar{F}_f^8), \quad (6.6)$$

где  $\bar{B}$  — средняя глубина выгорания выгружаемого из активной зоны топлива;  $Z_0$  — начальное обогащение топлива.

Обозначим  $W_{a.z}$  тепловую мощность активной зоны, тогда

$$t_{a.z} \approx \frac{V_{a.z} \epsilon_T \gamma_{\text{эф}} \bar{B}}{W_{a.z}}; \quad t_{б.з} \approx \frac{V_{б.з} \gamma_{б.з} (1 - \bar{F}_f^8) Z_{б.з}}{2a W_{a.z} K B_{б.з} (1 + \bar{\alpha}_0)}. \quad (6.7)$$

Здесь  $V_{б.з}$ ,  $\gamma_{б.з}$  — объем боковой зоны воспроизводства и эффективная плотность топлива в нем соответственно;  $Z_{б.з}$  — норма накопления горючего в боковой зоне воспроизводства. Выражение (6.4) допускает простую физическую интерпретацию. Если умножить числитель и знаменатель на скорость выгорания горючего  $dM_{\text{кр}}/dt$ , то выражение в числителе будет общим количеством горючего в топливном цикле, а знаменатель — разницей между производством и потреблением горючего в единицу времени. Итак, по физическому смыслу

$$T_2 = \ln 2 \frac{\text{Количество горючего, «замороженного» в топливном цикле одного реактора}}{\text{Количество горючего, произ-водимого реактором за год} - \text{Количество горючего, сгоревшего и безвозвратно потерянного при переработке за год}}. \quad (6.8)$$

Множитель  $\ln 2$  появляется в предположении, что избыточное горючее не залеживается, а сразу пускается в оборот, т. е. накопление происходит по закону сложных



процентов (экспоненциальный рост). В этом смысле  $T_2$ , определяемый по формуле (6.8), — системное время удвоения, а  $T_2$  без множителя  $\ln 2$  — простое время удвоения для отдельного реактора.

Обозначим  $\Psi$  отношение количества топлива в реакторе ко всему количеству топлива в цикле. Без учета потерь при химической переработке

$$T_2 \approx \ln 2 \frac{M_{\text{кр}} \Psi_{\text{а.з}} + \bar{M}_{\text{т.з}} \Psi_{\text{т.з}} + \bar{M}_{\text{б.з}} \Psi_{\text{б.з}}}{(\text{КВ} - 1) dM_{\text{кр}}/dt}, \quad (6.9)$$

где  $\bar{M}_{\text{б.з}} = V_{\text{б.з}} \gamma_{\text{б.з}} Z_{\text{б.з}}/2$ ;  $\bar{M}_{\text{т.з}} = V_{\text{а.з}} \varepsilon_{\text{т}} \gamma_{\text{эф}} \text{КВ}_{\text{т.з}} (1 + \bar{\alpha}_9) \times$   
 $\times (1 - \bar{F}_i^8) \bar{B}/2$ .

С помощью (6.6) и (6.7) получим

$$\frac{dM_{\text{кр}}}{dt} = \frac{W_{\text{а.з}}}{a} (1 + \bar{\alpha}_9) (1 - \bar{F}_i^8).$$

Учитывая, что в реакторе с урановым разбавителем произведение двух последних сомножителей близко 1, можно записать

$$T_2 \approx a \ln 2 \frac{M_{\text{кр}} \Psi_{\text{а.з}} + \bar{M}_{\text{т.з}} \Psi_{\text{т.з}} + \bar{M}_{\text{б.з}} \Psi_{\text{б.з}}}{W_{\text{а.з}} (\text{КВ} - 1)}. \quad (6.9a)$$

Обычно  $\Psi_k$  записывается в форме  $\Psi_k = 1 + t_{\text{х.п}}/t_k$ , где  $t_k$  — среднее время нахождения горючего в  $k$ -й зоне реактора. Время химической переработки  $t_{\text{х.п}}$  можно записать в виде суммы времен задержек в отдельных звеньях топливного цикла. Следует отметить, что в выражении для  $\Psi$  может появиться добавочный член, если из условий транспортировки или химической переработки требуется дополнительная выдержка ТВС активной зоны для снижения остаточной мощности.

Время удвоения довольно наглядно иллюстрирует возможности системы реакторов-размножителей, развиваемых с теплом, определяемым некоторым временем  $T_0$ . Если  $T_2 < T_0$ , то для развития системы реакторов-размножителей не требуется дополнительного ядерного горючего, наоборот, она может служить источником плутония для других нужд народного хозяйства. В противном случае для данной системы реакторов нужна дотация в виде делящихся материалов. Затраты делящихся материалов на ввод единичной энергетической мощности могут быть оценены по формуле, предложенной

В. В. Орловым и др. [120]:

$$G = \frac{M_{\text{кр}} \Psi_{\text{а.з}}}{W_{\text{эл}}} \left( 1 - \frac{T_0}{T_2} \right). \quad (6.10)$$

Уравнение (6.4) применимо и для многоизотопного топлива. Однако при расчете системного  $T_2$  предполагается, что характеристики работающих и вновь вводимых реакторов-размножителей остаются неизменными, т. е. изотопный состав горючего, идущего на загрузку всех реакторов, одинаков. Поэтому для оценки  $T_2$  следует использовать характеристики, соответствующие стационарному режиму самоподпитки (собственному режиму), когда изотопный состав выгружаемого из всего реактора и загружаемого в активную зону горючего совпадают. Плутоний различного изотопного состава удобно выражать в эквивалентном  $^{239}\text{Pu}$ , т. е. включать в горючее все изотопы с весовыми коэффициентами  $\omega_j$ .

Имеется принципиальная возможность переработки топлива, поступающего из различных зон, в отдельных цепочках без перемешивания. Меняя способ формирования новой загрузки из плутония различных зон, можно менять и характеристики реактора, воздействуя на них в нужном направлении, например уменьшая время удвоения. Собственный режим достигается с помощью определенного соотношения долей топлива, идущего на подпитку, при этом время удвоения в режиме отдельной переработки топлива может быть на  $\sim 10\%$  меньше, чем при смешанной переработке.

## 6.2. ЭКОНОМИЧЕСКИЕ КРИТЕРИИ

Сравнение различных стратегий развития атомной энергетики по натуральным критериям, в первую очередь по обеспеченности запасами уранового сырья, необходимо; однако оно не позволяет однозначно выбрать оптимальный вариант. Например, развитие только реакторов на быстрых нейтронах с коротким временем удвоения было бы обеспечено сырьем на неопределенно большой срок, но привело бы к неоправданно высоким экономическим затратам. Следовательно, привлечение экономических критериев к оптимизации реакторов обязательно. По принятой в СССР методике [121] наряду с себестоимостью продукции энергетического производства при оценке эффективности того или иного способа энергоснабжения необходимо учитывать капитальные

вложения в соответствующие производственные фонды и связывать эти вложения с прибавочным продуктом, необходимым для развития народного хозяйства. Соотношение между прибавочным продуктом и среднегодовым объемом производственных фондов характеризуется нормативным коэффициентом капиталовложений  $p_n$ . Экономическая эффективность вариантов сравнивается по приведенным расчетным затратам на производство единицы продукции:

$$PЗ = C + p_n \frac{K}{E_r}. \quad (6.11)$$

Здесь  $C$  — себестоимость единицы продукции;  $K$  — капитальные вложения;  $E_r$  — годовое производство продукции (энергии). Величина  $p_n$  определяет приоритет того или другого варианта развития техники; она особенно важна при определении конкурентоспособности АЭС перед ТЭС на химическом топливе, так как последние обладают более низкими удельными капитальными вложениями. Кроме того, от величины  $p_n$  существенно зависит оптимальная структура самой атомной энергетики: более высокие значения  $p_n$  ставят реакторы на быстрых нейтронах, требующие повышенных капитальных вложений по сравнению с реакторами на тепловых нейтронах, в менее выгодные для них условия. Согласно [121], для обеспечения адекватного в масштабе всего общественного производства подхода к оценке экономической эффективности новой техники устанавливается единый нормативный коэффициент экономической эффективности капитальных вложений, равный  $0,15 \text{ год}^{-1}$ .

В величину  $C$  входят обычно следующие составляющие ежегодных расходов: амортизационные отчисления, расходы на текущий ремонт, заработная плата эксплуатационного персонала, затраты на ядерное топливо и другие материалы, общестанционные и прочие расходы. Расчет этих составляющих, за исключением топливной, не имеет для АЭС принципиальных отличий от расчета для обычных, неядерных электростанций, но соотношение отдельных статей расхода другое, чем для ТЭС. Для АЭС характерны меньшее значение топливной составляющей, большая доля амортизационных отчислений и прочих расходов [122].

Второй член в (6.11) равен  $p_n K / E_r = p_n K / W_{\text{эл}} \tau_{\text{г.н.м.}}$ ,

где  $W_{эл}$  — номинальная электрическая мощность АЭС;  $\tau_r$  — длительность года в соответствующих единицах;  $\varphi_{н.м}$  — коэффициент использования номинальной мощности. Удельные капитальные затраты  $K_{уд} = K/W_{эл}$  для реакторов типа ВВЭР, по данным [123], находятся в пределах 200—300 руб./кВт, а для реакторов БН они несколько выше [124]. В работе [124] приведена следующая зависимость удельных капитальных затрат для реакторов на быстрых нейтронах от единичной мощности:

$$K_{уд} = 600/W_{эл}^{0.125}, \text{ руб./кВт.} \quad (6.12)$$

Здесь  $W_{эл}$  измеряется в мегаваттах. Большие, чем у ТЭС, возможности усовершенствования АЭС приводят к более значительному уменьшению их удельной стоимости с увеличением мощности реактора. Фактические данные о капитальных вложениях в АЭС с реакторами различного типа за рубежом [125] говорят о значительном влиянии конкретных условий сооружения на стоимость станций и о трудности аппроксимации зависимости  $K_{уд}(W_{эл})$  какой-либо простой формулой.

Коэффициент  $\varphi_{н.м}$  можно представить в виде произведения  $\varphi_{н.м} = \varphi_1 \varphi_2$ , где  $\varphi_1$  определяет режим эксплуатации станции (если АЭС обеспечивает базовую часть графика нагрузки в сети, то  $\varphi_1 \approx 1$ ), коэффициент  $\varphi_2$  определяет готовность станции к работе:

$$\varphi_2 = t_{п} / (t_{п} + t_{о.п} + n_{пер} t_{пер} + t_{доп}). \quad (6.13)$$

Здесь  $t_{о.п}$  — время на остановку и пуск реактора;  $t_{пер}$  — время замены выгоревшей ТВС свежей;  $n_{пер}$  — число ТВС, перегружаемых за перегрузку;  $t_{доп}$  — дополнительное время, расходуемое на планово-предупредительные работы и ремонты.

Полные расчетные затраты (6.11) можно разделить на две составляющие — постоянную и топливную:

$$PЗ = ПСРЗ + ТСРЗ. \quad (6.14)$$

Каждое слагаемое в этой сумме может быть представлено в виде (6.11). При оптимизации параметров реактора на быстрых нейтронах иногда можно не учитывать изменение ПСРЗ, а в качестве критерия использовать только ТСРЗ:

$$ТСРЗ = ТСС + \rho_n K_T / W_{эл} \tau_r \varphi_{н.м}. \quad (6.15)$$

Представление ТСРЗ в виде (6.15) показывает двойственный характер расходов на ядерное топливо [126]: часть расходов является текущими расходами при работе АЭС, другая относится к капитальным вложениям. Дело в том, что критическая масса горючего и та его часть, которая постоянно находится в регенерационном процессе, могут быть, в принципе, отнесены к производственным фондам и реализованы после ликвидации АЭС. Рассмотрим содержание этой части выражения (6.15). Капитальные затраты на топливо связаны как с топливом, постоянно находящимся в цикле, так и с изготовлением первой загрузки активной зоны и боковой зоны воспроизводства:

$$K_T = C_9(M_{кр} \Psi_{a.z} + \bar{M}_{T.z} \Psi_{T.z} + \bar{M}_{b.z} \Psi_{b.z}) + C_{и, a.z} V_{a.z} \Psi_{a.z} + C_{и, T.z} V_{T.z} \Psi_{T.z} + C_{и, б.з} V_{б.з} \Psi_{б.з}, \quad (6.16)$$

где  $C_9$  — стоимость плутония (для реактора-размножителя на быстрых нейтронах);  $C_{и, x}$  — стоимость изготовления единицы объема зоны. В стоимость изготовления входят затраты на материалы, кроме затрат на ядерное горючее. Первый член в (6.16), как правило, значительно больше второго; он определяет средства, вложенные в плутоний, «замороженный» в топливном цикле реактора.

Топливная составляющая себестоимости (ТСС) есть отношение текущих затрат на горючее к энерговыработке. Она может быть разделена на три части, относящиеся к активной зоне, торцевой и боковой зонам воспроизводства:

$$TCC = TCC_{a.z} + TCC_{T.z} + TCC_{б.з}. \quad (6.17)$$

Учитывая, что  $W_{эл} \doteq W\eta$ ,

$$TCC_{a.z} = (C_T^{(0)} - C_T^{(1)}) / \bar{B}\eta (1 - K_{T.z} - K_{б.з}), \quad (6.18)$$

где  $C_T^{(0)}$  и  $C_T^{(1)}$  — стоимость единицы топлива, загружаемого и выгружаемого из активной зоны;  $\bar{B}$  — средняя энерговыработка этого топлива (глубина выгорания):

$$\left. \begin{aligned} C_T^{(0)} &= C_9 \sum_j \rho_j^{(0)} \omega_j + C_{и, a.z} \epsilon_T \gamma_{эф}; \\ C_T^{(1)} &= C_9 \sum_j \rho_j^{(1)} \omega_j + \epsilon_{х.п} C_{х.п, a.z} \epsilon_T \gamma_{эф}. \end{aligned} \right\} \quad (6.19)$$

Здесь  $C_{х.п}$  — стоимость химической переработки облученного топлива активной зоны. Запишем две другие

составляющие ТСС:

$$\left. \begin{aligned} \text{ТСС}_{\text{т.э}} &= \frac{V_{\text{т.э}} (C_{\text{и. т.э}} + \varepsilon_{\text{х.п}} C_{\text{х.п. т.э}})}{W_{\text{эл}} t_{\text{а.э}}} + \\ &+ \frac{C_{\text{ф}} V_{\text{а.э}} \varepsilon_{\text{т}} \gamma_{\text{эф}} \text{KB}_{\text{т.э}} (1 + \bar{\alpha}_{\text{ф}}) (1 - \bar{F}_f^8) \bar{B}}{W_{\text{эл}} t_{\text{а.э}}}; \\ \text{ТСС}_{\text{б.э}} &= \frac{V_{\text{б.э}} (C_{\text{и. б.э}} + \varepsilon_{\text{х.п}} C_{\text{х.п. б.э}} + C_{\text{ф}} \gamma_{\text{б.э}} Z_{\text{б.э}})}{W_{\text{эл}} t_{\text{б.э}}}. \end{aligned} \right\} (6.20)$$

В формулах (6.18) — (6.20) не учтена разновременность затрат на изготовление и химическую переработку ТВС. Согласно [127], учет фактора времени заключается в умножении затрат соответствующего года на коэффициент приведения, равный  $(1+p)^t \approx e^{pt}$ , где  $t$  — число лет, отделяющих затраты и результаты данного года от начала расчетного года. Коэффициент приведения  $p$  (норма дисконтирования) рекомендуется брать равным 0,1. В реакторе-размножителе доход от наработки избыточного плутония может перекрывать затраты на химическую переработку и изготовление твэлов активной зоны и зон воспроизводства, и в этом случае величина ТСС будет отрицательной. Результат расчета зависит от значения и соотношения исходных стоимостных величин. В табл. 6.1 приведены некоторые данные, которые позволяют оценить диапазон возможных изменений ТСС.

Очень важно правильно определить цену плутония. Поскольку плутоний является продуктом, который будет использоваться исключительно внутри атомной энерге-

Таблица 6.1

**Исходные данные для оценочных экономических расчетов**

Параметр	Область возможных значений
Срок службы энергетического реактора, лет	20—30
Стоимость, долл./кг: $^{239}\text{Pu}$	(5—40) · 10 <sup>3</sup>
природного урана	40—60
изготовления активной зоны	200—500
изготовления зоны воспроизводства	50—150
переработки активной зоны	100—200
переработки зоны воспроизводства	20—100
Потери плутония при химической переработке, %	1—4

тики, для определения его цены необходим системный подход. В зависимости от стратегии развития атомной энергетики изменяются условия производства (воспроизводства) плутония, потребность в нем, а следовательно, и его ценность. Системный подход к определению ценности плутония применен в работе [128], при этом ценность определялась как частная производная от минимума суммарных затрат в ядерно-энергетической системе (при заданном отпуске электроэнергии) по количеству плутония, функционирующего в этой системе. Результаты расчетов, приведенные в этой работе, говорят о том, что ценность плутония может измениться в несколько раз, если имеются ограничения на потребление естественного урана.

$^{235}\text{U}$  — также эффективное топливо для реакторов на быстрых нейтронах [129] и может использоваться наравне с плутонием. Стоимость урана складывается из рудной составляющей и стоимости обогащения. Методика расчета рудной составляющей стоимости ядерного горючего в условиях ограниченности природных ресурсов урана была предложена В. В. Орловым [130]. Если задать расход урана  $G(t)$ , то системной ценой урана, точнее рудной его составляющей, в момент времени  $t$  можно считать

$$\tilde{C}_U(t) = C_U(t) + \int_t^{\infty} e^{-p(t'-t)} \frac{dC_U}{dt} dt', \quad (6.21)$$

где  $C_U(t)$  — текущая цена урана. Если ресурсы не ограничены, то  $dC_U/dt = 0$  и  $\tilde{C}_U = C_U$ . Производная  $dC_U/dt$  определяется темпами развития энергетики, потребностью в природном уране и его ресурсами.

Рудная составляющая стоимости плутония выражает экономию в суммарных затратах на природный уран от введения в систему в момент времени  $t$  дополнительно единицы количества плутония и равна

$$\tilde{C}_{Pu}(t) = \tilde{C}_U(t) \omega_{Pu} \gamma, \quad (6.22)$$

где  $\omega_{Pu}$  — нейтронно-физическая эффективность  $Pu$  по отношению к  $^{235}\text{U}$  в реакторах данного типа. Для больших реакторов-размножителей  $\omega_{Pu} \approx 1,3$ . Количество природного урана, необходимого для получения едини-

цы  $^{235}\text{U}$ , равно  $\gamma = (1 - Z_0/Z_{\text{отв}})/(0,0071 - Z_{\text{отв}})$ , где  $Z_0$  — обогащение топлива, загружаемого в реактор;  $Z_{\text{отв}}$  — содержание  $^{235}\text{U}$  в отвале обогатительного производства.

Другая составляющая стоимости горючего — стоимость обогащения может быть рассчитана без учета системности. Это оправдано тем, что энергетика в целом, и атомная энергетика в частности, составляют только некоторую часть более мощной системы всего народного хозяйства. В этом случае применение (6.21) и (6.22) дает возможность рассчитывать и использовать в качестве критерия экономической эффективности суммарные расчетные затраты на топливо за срок службы реактора, приведенные к текущему моменту.

## Глава 7. НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ РЕАКТОРА С ОКИСНЫМ ТОПЛИВОМ

### 7.1. ФОРМУЛИРОВКА ЗАДАЧИ НЕЛИНЕЙНОГО ПРОГРАММИРОВАНИЯ И СПОСОБЫ ЕЕ РЕШЕНИЯ

С наибольшей эффективностью оптимизация характеристик реактора может быть проведена при комплексном решении вопросов как математического моделирования, так и непосредственно поиска оптимальных характеристик. Построение методов поиска, на которые кроме обычных условий сходимости и быстродействия накладываются условия простоты практической реализации, включая выбор параметров алгоритма поиска экстремума, становится самостоятельной областью оптимизационных исследований. Сложность многопараметрической модели реактора, наличие большого числа ограничений, связанных с учетом реальных условий его сооружения и работы, требуют довольно гибкого аппарата математического программирования. Наиболее существенное отличие задачи оптимизации реактора на быстрых нейтронах от классической теории экстремумов функций многих переменных состоит в том, что необходимые условия не содержат, как правило, указаний на алгоритм решения. Поэтому обычно применяются прямые методы поиска, каждый



из которых не может быть универсальным инструментом для решения любой задачи.

Заранее нельзя предсказывать форму поверхности оптимизируемой функции, следовательно, не существует и объективного способа, позволяющего заранее сравнить различные методы и выявить метод многомерного поиска, оптимальный в каком-то смысле, причем не критическое использование поисковых алгоритмов из стандартного математического обеспечения ЭВМ обречено на неудачу, ибо рассчитаны они на определенный (и ограниченный!) класс функций. Наиболее очевидный выход в такой ситуации — сравнение различных стратегий поиска в условиях конкретной задачи.

Например, в работах [26, 131, 132] для оптимизации активной зоны использовались методы покоординатного и наискорейшего спуска, возможных направлений Зойтендейка, различные модификации случайного поиска. Однако полученные рекомендации имеют частный для каждой модели характер, а главное трудно поддаются интерпретации. Поэтому наибольшего успеха следует ожидать при выборе метода поиска экстремума на основании свойств оптимизируемой функции и при максимальном учете типа задаваемых ограничений.

Авторы не стремились дать обзор современного состояния теории экстремальных задач или предложить еще одну их классификацию, тем более что этим вопросам посвящена обширная литература. Цель настоящей главы — помочь выбрать нужный из стремительно растущего числа поисковых алгоритмов, проиллюстрировать схему адаптации алгоритма и, наконец, вывести некоторые практические правила применительно к реакторным задачам.

В общем случае экстремальные задачи оптимального проектирования реактора на быстрых нейтронах как многопараметрической системы имеют характерные особенности:

а) вид зависимости выходных параметров системы и ее эффективности (критерия качества) неизвестен;

б) оптимум достигается на границах или в окрестностях границ довольно узкой области допустимых значений, что в терминах математического программирования означает:

Найти вектор управлений  $u^* = (u_1^*, u_2^*, \dots, u_m^*)$ , ми-

нимизирующий функцию  $\mathcal{F}(\mathbf{u})$  на множестве  $Q\{\mathbf{u} : \mathcal{L}^j(\mathbf{u}) \leq 0, j = \overline{1, n}\}$ , где  $\mathcal{F}(\mathbf{u})$ ,  $\mathcal{L}^j(\mathbf{u})$  — непрерывные нелинейные функции, заданные в неявном виде, вся информация о которых содержится в программной модели реактора.

В отдельных, относительно простых ситуациях удобно применять уже готовые схемы. Так, при использовании полиномиальных моделей, описанных в гл. 3, и при наличии активных ограничений плодотворной оказалась идея построения вспомогательного деформируемого многогранника, реализованная в алгоритме скользящего допуска [133]. Эффективность алгоритма объясняется, во-первых, повышением требований к точности выполнения ограничений по мере приближения к искомому экстремуму, во-вторых, использованием критерия останова, имеющего очевидный смысл и характеризующего размер допустимой области нарушения ограничений. В более сложных или менее изученных ситуациях избежать построения алгоритма поиска не удастся.

Построение метода поиска удобно разделить на два этапа: выбор направления движения и учет ограничений. Оба этапа взаимообусловлены, а эффективность метода поиска зависит от их совместного решения.

**Выбор направления движения.** Интерес к математическим методам оптимизации в различных областях техники стимулировал создание большого количества поисковых алгоритмов и их модификаций (см., например, [133—135] и библиографию к ним). В табл. 7.1 приведены характеристики тех из них, которые, по мнению авторов, могли бы быть использованы в рассматриваемой задаче при определении направления движения.

Условие «а» делает предпочтительным использование стохастических методов как не требующих априорных сведений о виде функции качества. Известные попытки непосредственного использования наиболее разработанных из этих методов — методов случайного поиска — показали их неэффективность при решении задачи оптимизации реактора. Дело в том, что при наличии экстремума на границе (условие «б») не обеспечивается устойчивая сходимости метода, причем успех поиска существенно зависит от произвольно задаваемых параметров. Кроме того, при большом числе управлений коли-

Таблица 7.1

## Характеристика методов определения направления движения

Метод	Возможных направлений [136]	Градиента [137]	Условного градиента [135]	Случайного поиска [139]	
Процедура	Детерминированная			Стохастическая	
Условия применения	Функция качества	Дифференцируемость во всей области	Дифференцируемость во всей области	Непрерывность во всей области; дифференцируемость в точке оптимума	Нет ограничений
	Функция ограничений	Непрерывность во всей области; дифференцируемость в точке оптимума	Дифференцируемость во всей области	Дифференцируемость во всей области	
Условия сходимости	Выпуклость функции качества и ограничений	Выпуклость функции качества	Выпуклость функции качества и ограничений	(1) Наличие оптимума внутри области допустимых значений (2) Подбор параметров поиска	

чество обращений к модели реактора в процессе поиска может быть настолько велико, что решение задачи с помощью существующей вычислительной техники оказывается невозможным. Все это приводит к тому, что реально получаемая точность определения экстремума не отвечает требованиям практической оптимизации характеристик реактора. Поэтому применение «чистых» методов случайного поиска может быть оправдано лишь для качественного определения области экстремума.

Более строгий метод, не использующий явный вид функции качества и полнее учитывающий специфику рассматриваемой задачи, может быть получен при введении в схему поиска детерминированного элемента, а именно за счет активного вмешательства в процесс поис-

ка вплоть до организации поискового процесса в диалоговом режиме. На каждом шаге поиска можно выделить три момента: вычисление вектора предпочтительного направления, выполнение серии проб и корректировка алгоритма поиска на основании анализа этой серии [140]. Вектор предпочтительного направления обычно выбирается по формуле самообучения. Серия проб выполняется случайным образом в конусе, ось которого совпадает с вектором предпочтительного направления, а угол при вершине пропорционален задаваемому коэффициенту случайности. На основании анализа количества неудачных попыток проводится корректировка длины рабочего шага и коэффициента случайности. Сами корректирующие параметры могут служить объектом оптимизации, при этом алгоритм поиска можно рассматривать как функцию параметров поиска. Естественно, использование такого алгоритма предполагает проведение предварительных, часто довольно трудоемких, исследований по выбору поисковых параметров, и поэтому применение его целесообразно для новых, качественно отличающихся проектных задач.

Для типовых задач оптимизации реактора, когда довольно пологий экстремум лежит на конечном расстоянии от границы области допустимых значений, целесообразно использовать алгоритм, более адаптированный к решаемой задаче и не требующий от пользователя специальных знаний из области математического программирования. Проиллюстрируем схему адаптации алгоритма на примере одной из модификаций уже упоминавшегося метода случайного поиска — поиска по статистическому градиенту.

В точке  $\mathbf{u}^s$  проводится  $r$  случайных испытаний  $\epsilon^1, \epsilon^2, \dots, \epsilon^r$  и вычисляются приращения:

$$\Delta_j \mathcal{F}(\mathbf{u}^s) = \mathcal{F}(\mathbf{u}^s + \mathbf{d}\epsilon^j) - \mathcal{F}(\mathbf{u}^s), \quad j = \overline{1, r},$$

где  $\mathbf{d}$  — интервал варьирования. Точки испытаний должны располагаться достаточно близко друг от друга, чтобы конечно-разностные аналоги производных не слишком сильно отличались от самих производных, и достаточно далеко, чтобы обеспечить необходимую скорость сходимости процедуры поиска.

После этого образуется сумма  $\tilde{\nabla} \mathcal{F}(\mathbf{u}^s) = \sum_{j=1}^r \epsilon^j \Delta_j \mathcal{F}(\mathbf{u}^s)$ .

Среднее значение  $\tilde{\nabla} \mathcal{F}(\mathbf{u}^s)$  по возможным реализациям

случайного вектора  $\varepsilon$  совпадает с градиентом

$$M\tilde{\nabla}\mathcal{F}(\mathbf{u}^s) = \nabla\mathcal{F}(\mathbf{u}^s) + 0(\mathbf{d}).$$

Минимизация  $\mathcal{F}(\mathbf{u})$  описывается уравнением  $\mathbf{u}^{s+1} = \mathbf{u}^s + \rho\tilde{\nabla}\mathcal{F}(\mathbf{u}^s)$ , где  $\rho$  — шаг поиска, зависящий в общем случае от  $s$ . Следует отметить, что эффективность вектора испытаний  $\varepsilon$  зависит от степени информированности о виде функции качества в области испытаний. При полном отсутствии априорной информации компоненты вектора испытаний могут выбираться с помощью некоторого механизма генерирования случайных чисел [139]. Однако получаемые приращения по координатам при наличии характерной для реакторных задач сильной корреляции параметров могут не соответствовать истинным.

Попытаемся более корректно учесть вклад отдельных компонент в суммарное приращение. Представим функцию качества линейным степенным рядом в достаточно узкой области испытаний  $\delta$ :

$$\mathcal{F}(\mathbf{u}) \approx \Theta\mathbf{u}, \quad \text{где } \mathbf{u} \equiv \delta. \quad (7.1)$$

Равенство (7.1) может быть интерпретировано как уравнение гиперплоскости в  $n$ -мерном векторном пространстве и найдено с помощью факторного эксперимента в исследуемой области. Результатом факторного эксперимента будут выборочные коэффициенты регрессии  $\tilde{\Theta}_i$  — наилучшие линейные оценки теоретических  $\Theta_i$ .

Остановимся на способе построения опорной гиперплоскости, используя аппарат теории оптимального эксперимента [70]. Пусть  $\hat{D}(\varepsilon)$  — дисперсионная матрица эксперимента. Считая, что пространство экспериментальных условий однородно, необходимо найти линейный план, минимизирующий одновременно максимальную и среднюю погрешности в области аппроксимации:

$$\max \vec{\mathcal{F}}(\mathbf{u}) \hat{D}(\varepsilon) \vec{\mathcal{F}}(\mathbf{u}), \quad \int_{\delta} \vec{\mathcal{F}}(\mathbf{u}) \hat{D}(\varepsilon) \vec{\mathcal{F}}(\mathbf{u}) d\mathbf{u},$$

где компоненты вектора  $\vec{\mathcal{F}}(\mathbf{u})$  равны значениям целевой функции в экспериментальных точках.

Для числа параметров  $m = 4k - 1$ , где  $k = 1, 2, \dots$ , линейные оптимальные планы могут быть построены. Точки этих планов — проекции на  $m$ -мерное подпространство вершин  $l$ -мерного ( $l \geq m$ ) правильного симплекса

са, а множество этих точек принадлежит множеству вершин параллелепипеда, заданного пределами варьирования. В математической литературе эти матрицы известны как матрицы Адамара, или  $H$ -матрицы. Идея построения  $H$ -матриц порядка  $2 \times 2m$  основана на определенном их свойстве [141] и состоит в том, что вместо каждого элемента  $H$ -матрицы второго порядка представляется  $H$ -матрица порядка  $2m$ , умноженная на этот элемент. Для построения  $H$ -матриц порядка 4, 8, ... достаточно знать  $H$ -матрицу второго порядка  $H_2$ , которая имеет вид

$$H_2 = \begin{vmatrix} + & + \\ + & - \end{vmatrix}.$$

План эксперимента для промежуточных значений  $m$  может быть построен до оптимального за счет введения фиктивных параметров. Такому введению формально соответствует вариация фиктивных переменных на нулевом уровне.

Результирующий алгоритм выбора направления движения может быть организован следующим образом:

1) в достаточно узкой области  $\delta$  оптимизируемая функция аппроксимируется линейным рядом с использованием концепций теории планирования эксперимента;

2) на границу области  $\delta$  по направляющим опорной гиперплоскости делается шаг поиска, значение которого выбирается из условия адекватности линеаризации в области  $\delta$ :

$$u_i^{s+1} = u_i^s - \rho_i b_i / |\mathbf{b}|, \quad i = \overline{1, m};$$

$$b_i = \sum_{i'=1}^{m'} h_{i', i+1} \mathcal{F}(\mathbf{u} + du_{i'}) / m';$$

$$\rho_i^s = \begin{cases} \rho_i^{s-1} c, & c > 1, \text{ если } \Delta \mathcal{F}(\mathbf{u}^{s-1}) \leq 0, \\ \rho_i^{s-1} / (c + c_1), & c_1 > 0, \text{ если } \Delta \mathcal{F}(\mathbf{u}^{s-1}) > 0, \end{cases}$$

где  $m_1 = E \left\{ \frac{m+3}{4} \right\}$  — число вычислений функции  $\mathcal{F}(\mathbf{u})$  при определении направляющих опорной гиперплоскости;  $h_{i', i}$  — элемент матрицы Адамара;  $s$  — номер шага.

**Учет ограничений.** Охарактеризуем два наиболее разработанных метода нелинейного программирования,

которые могли бы быть использованы для учета ограничений, — методы множителей Лагранжа и штрафных функций (табл. 7.2). Наиболее удобен для сочетания с

Таблица 7.2

**Характеристика методов учета ограничений**

Метод		Множителей Лагранжа [142]	Штрафных функций [143]
Условия применения	Функция качества	Дифференцируемость	Нет ограничений
	Функции ограничений		
Условия сходимости		Псевдовыпуклость функции качества и выпуклость функции ограничений	(1) Дифференцируемость функций качества и ограничений в точке экстремума (2) Подбор значения функции штрафа

любым методом определения направления последовательного движения метод штрафных функций, в котором исходная задача оптимизации сводится к задаче без ограничений. Рассмотрим особенности использования этого метода. Предлагается минимизировать сумму функции качества и некоторого штрафного члена:

$$\varphi(\mathbf{u}) = \mathcal{F}(\mathbf{u}) + \mu \sum_{j=1}^n c(\mathcal{L}^j(\mathbf{u})) [\mathcal{L}^j(\mathbf{u})]^2, \mu > 0,$$

где

$$c(\mathcal{L}^j(\mathbf{u})) = \begin{cases} c > 0, & \text{если } \mathcal{L}^j(\mathbf{u}) > 0; \\ 0, & \text{если } \mathcal{L}^j(\mathbf{u}) \leq 0. \end{cases}$$

Поставим значение штрафной функции (штрафа) в соответствие со степенью приближения к границе допустимой области. Движение происходит согласно системе уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{u}^{s+1} &= \mathbf{u}^s - \rho \nabla \varphi(\mathbf{u}^s, \mathbf{v}^s); \\ \mathbf{v}^{s+1} &= \max \{0, \mathbf{v}^s + \rho \vec{\mathcal{L}}(\mathbf{u}^s)\}, \end{aligned} \right\}$$

где

$$\varphi(\mathbf{u}, \mathbf{v}) = \mathcal{F}(\mathbf{u}) + \sum_{j=1}^m v_j [\mathcal{L}^j(\mathbf{u})]^2,$$

штраф вводится множителями Лагранжа и движение по  $\mathbf{u}$  происходит в направлении антиградиента функции Лагранжа. Близость задачи со штрафом к решению исходной и скорость сходимости при практической реализации метода, когда точное решение каждой вспомогательной задачи на условный экстремум невозможно, оценены в работе [144]. И все же непосредственное использование разработанных модификаций метода штрафных функций затруднено из-за отсутствия рекомендаций по выбору их значений. Тем не менее зависимость алгоритма от значения первоначально накладываемого штрафа удается ослабить, если использовать итеративную процедуру вычисления последующего экстремума по уже найденным. При выполнении достаточных условий наличия экстремума существует единственная изолированная траектория локальных минимумов, что позволяет применять методы экстраполяции, ускоряющие сходимость, и получить удобный алгоритм коррекции значения накладываемого штрафа.

1. Начальное значение штрафа  $\mu_0$  выбирается сравнительно малым. При выполнении условия

$$\varphi'(\mathbf{u}) \leq \varepsilon \left| \sum_{j=1}^n (\mathcal{L}^j(\mathbf{u}) + |\mathcal{L}^j(\mathbf{u})|) \right| \quad (7.2)$$

на следующей  $(s+1)$ -й минимизации штраф увеличивается:  $\mu_{s+1} = k\mu_s$  ( $k > 1$ ) и проводится новая минимизация.

2. Начиная с  $s=2$  строится оценка  $l$ -го порядка ( $l = \overline{1, s-1}$ ) для  $\mathbf{u}_q^*$  по формуле  $u_{q,l}^s = (k^l u_{q,l-1}^s - u_{q,l-1}^{s-1}) / (k^l - 1)$ , где  $u_{q,l}^s$  — интерполированное с помощью полинома  $(l-1)$ -й степени значение  $q$ -й компоненты вектора  $\mathbf{u}^*$  на  $s$ -й итерации. Эффективность введения схемы экстраполяции иллюстрирует пример оптимизации активной зоны реактора по ТСРЗ, приведенный в табл. 7.3 и на рис. 7.1.

Принципиальная схема полученного алгоритма поиска с программной моделью реактора и его функционирование показаны на рис. 7.2. Приведем некоторые прак-



## Ускорение сходимости с помощью экстраполяции

Начальный штраф $\mu_0$	Число увеличенный штрафа	Оценка точки экстремума $ u^* - u_s, i / u^* , \%$			
		Полином нулевой степени	Полином первой степени	Полином второй степени	Полином третьей степени
0,05	4	0,3	0,04	0,06	0,05
0,25	4	0,1	0,04	0,005	0,006
0,5	3	0,35	0,07	0,06	—

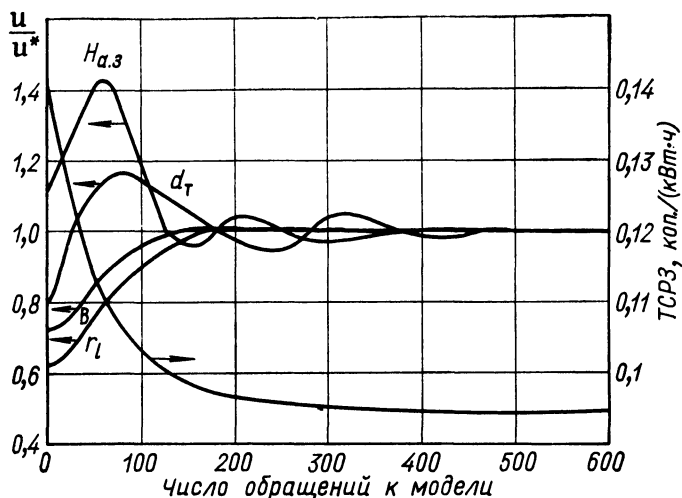


Рис. 7.1. Изменение функции качества (ТСРЗ) и управляющих параметров в процессе поиска экстремума

тические правила, полезные при его численной реализации:

1) точное решение вспомогательной задачи на безусловный экстремум нецелесообразно. Действительно, дальнейшее уменьшение параметра  $\varepsilon$  в условии (7.2) от значения  $\varepsilon=0,5$ , например в 100 раз, повышает точность решения исходной задачи в  $\sqrt{2}$  раз. Большой эффективности практически добиться нельзя (рис. 7.3);

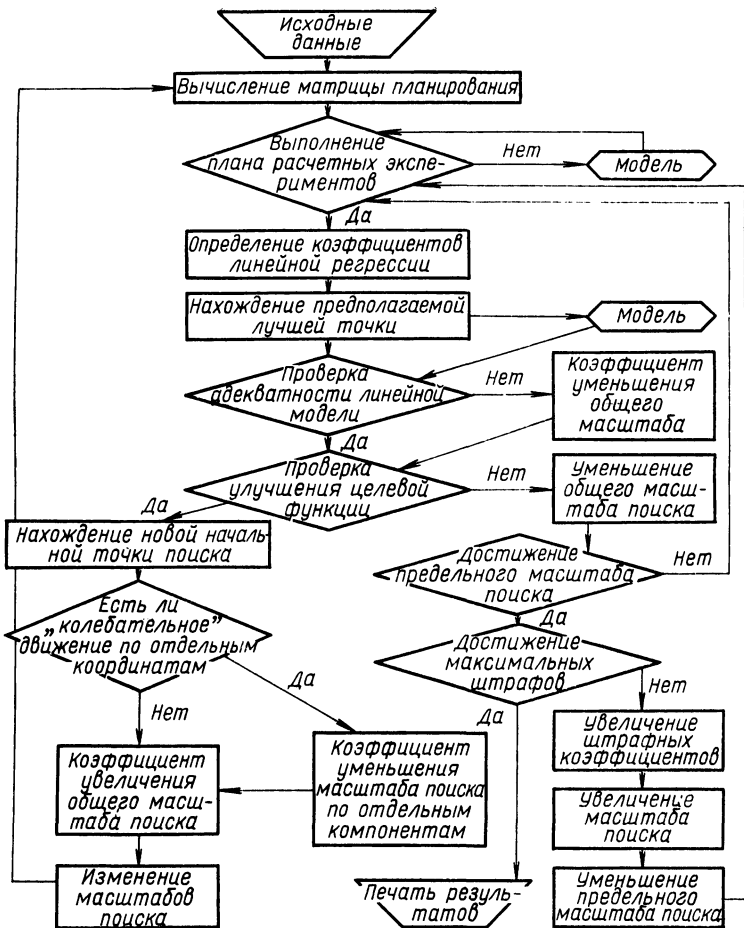


Рис. 7.2. Принципиальная структурная схема алгоритма поиска

2) начальная точка поиска может задаваться произвольно, поскольку условие (7.2) справедливо и при невыполнении условий на  $\mathcal{L}^1(\mathbf{u})$ ;

3) при наличии неактивных ограничений (экстремум внутри области допустимых значений) удобно использовать оценки для множителей Лагранжа. Тогда задача

сводится к рассмотренной  $\ln \mu_s$  путем замены функции штрафа новой:

$$\frac{\mu_s}{2} \sum_{j=1}^n (\mathcal{L}^j(\mathbf{u}) + r_s)^2,$$

где значение  $r_s$ , компенсирующее нарушение условия на близость полученного на  $s$ -й минимизации экстремума истинному, выбирается по схеме  $r_{s+1} = r_s + \varepsilon_1 \mathcal{L}(\mathbf{u}^{s+1})$ ,  $r_s = \lambda_s / \mu_s$ , где  $\lambda_s$  — вектор множителей Лагранжа;

4) время счета для каждой конкретной задачи определяется сложностью расчета по модели [общее количество попыток  $\sim 30(m+1)$ ] и пропорционально точности выполнения равенства экстраполируемых значений оптимального вектора. В свою очередь, эта точность пропорциональна точности нахождения экстремума. Таким образом, существует принципиальная возможность максимально упростить практическое применение алгоритма путем задания единственного значащего параметра — точности сходимости по экстраполируемым значениям оптимального вектора;

5) в качестве критерия останова целесообразно использовать одновременно признаки сходимости по экстраполируемым значениям оптимального вектора и по значениям оптимизируемой функции, что исключит преждевременный останов как в области резкого изменения оптимизируемой функции, так и в ее овражной области.

## 7.2. РЕЗУЛЬТАТЫ ОПТИМИЗАЦИИ ПО РАЗЛИЧНЫМ КРИТЕРИЯМ

Единственность математической модели и соответствующего метода поиска экстремума реактора еще не определяет однозначности вектора оптимальных управлений — параметров реактора, полученного при их использовании. Результаты оптимизации по данной модели существенно зависят от выбора критерия оптимальности и значений принятых ограничений.

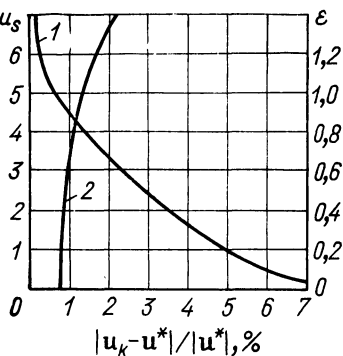


Рис. 7.3. Зависимость сходимости от значения штрафа (1) и задаваемой точности (2)

Оценим здесь преимущества, связанные с переходом от первых реакторов средней мощности типа БН-600 к реакторам-размножителям повышенной мощности оптимальной конструкции. В табл. 7.4 представлены резуль-

Таблица 7.4

**Результаты оптимизационных расчетов (звездочкой отмечены предельные значения)**

Характеристика	Критерий оптимизации	
	$T_2$	ТСРЗ (эл.)
Диаметр твэла, мм	7,1	7,9
Шаг расположения твэлов, мм	1,17	1,25
Высота активной зоны, м	0,987	1,12
Радиус активной зоны, м	1,5	1,5
Толщина боковой зоны воспроизводства, м	0,6*	0,25*
Толщина торцевой зоны воспроизводства, м	0,42	0,25*
Толщина оболочки твэла, мм	0,4*	0,4*
Максимальная линейная мощность, кВт/м	55*	55*
Температура натрия на входе, °С	355	358
Максимальная глубина выгорания, МВт·сут/т	10 <sup>5</sup> *	10 <sup>5</sup> *
Выгружаемая доля активной зоны	0,1*	0,18
Максимальная теплонапряженность, МВт/м <sup>3</sup>	749	644
Размер ТВС под ключ, мм	131	140
Толщина стенки ТВС, мм	2,9	2,9
Перепад давления в реакторе, МПа	0,59*	0,53
Средний подогрев натрия, °С	200	200
Время между перегрузками, эф. сут	60	140
Критическая масса <sup>239</sup> Pu, кг	2972	3360
Коэффициент воспроизводства	1,43	1,39
Коэффициент воспроизводства активной зоны	0,889	0,97
Тепловая мощность реактора, МВт	3332	3177
Электрическая мощность, МВт	1316	1256
Топливная составляющая расчетных затрат (ТСРЗ), коп·кВт/ч	0,137	0,082
Время удвоения, год	8,51	9,54

таты оптимизационных расчетов реактора традиционной конструкции при значениях ограничений на характеристики реактора и независимые переменные, приведенные в табл. 1.3 и 1.4.

Данные табл. 7.4 показывают, что конструкционные характеристики активных зон реакторов, оптимальных по различным критериям, существенно различаются. Реактор, оптимальный по времени удвоения  $T_2$ , имеет большее уплощение, а также меньший диаметр и толщи-

ну боковой зоны воспроизводства, чем реактор, оптимальный по топливной составляющей расчетных затрат на производство электроэнергии (ТСПЗ). Тем не менее при заданных стоимостных величинах удастся найти компромиссное решение и выбрать конструкцию реактора, оптимальную по обоим критериям. На рис. 7.4 показана зависимость оптимального времени удвоения от ТСПЗ, полученная путем оптимизации по  $T_2$  при выполнении ограничения  $TСПЗ \geq TСПЗ^*$ .

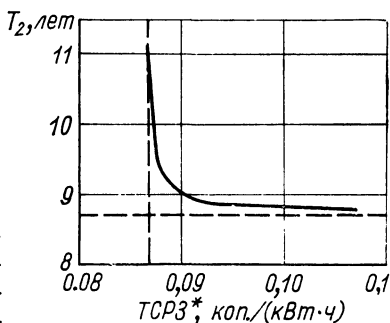


Рис. 7.4. Зависимость  $T_2^{opt}$  от ограничений на ТСПЗ

Данные табл. 7.4 нужно рассматривать как ориентировочные. Фактические проектные характеристики реактора большой мощности могут отличаться от приведенных в этой таблице. Дело в том, что конструкционные и эксплуатационные параметры выбира-

ются с привлечением дополнительных соображений, которые могли быть и не отражены в оптимизационной модели. Например, диаметр твэла, оптимального по  $T_2$  реактора, близок к диаметру твэла БН-600. Возникает вопрос: не целесообразно ли использовать в проектируемом реакторе уже разработанную и проверенную конструкцию? Модель позволяет оценить, велико ли будет отличие такого варианта от оптимального, и сопоставить потери с затратами на разработку нового твэла.

Время между перегрузками получено без учета конечного ресурса работы перегрузочных механизмов и увеличения вероятности отказов оборудования при более частых остановках реактора. Поэтому в проекте энергетической установки, по-видимому, следует ориентироваться на несколько большие интервалы непрерывной работы АЭС, чем это следует из табл. 7.4.

Заметим, что мощность оптимального по  $T_2$  реактора ограничена [при сделанных допущениях значением  $\sim 1300$  МВт (эл.)]. Этот вывод расходится с результатами работы [97], согласно которым увеличение объема вплоть до  $10 \text{ м}^3$  все еще приводит к снижению  $T_2$ . Рас-

хождение объясняется отсутствием учета в модели [97] радиационного набухания конструкционных материалов, что занижает необходимый зазор между ТВС в оптимальной конструкции. Кроме того, в приведенных результатах наряду с фактором выравнивания поля тепловыделений учитывалась его стабильность — фактор, который не удается улучшить с ростом объема активной зоны. Другой вывод получается при выборе в качестве критерия оптимальности полных расчетных затрат. В этом случае эффект от снижения удельных капитальных затрат с увеличением единичной мощности энергооборудования перекрывает рост ТСРЗ и оптимальный по этому критерию вектор управлений выходит на границу ограничения по предельно допустимой мощности.

Еще одна особенность, которую следует иметь в виду при проведении оптимизационных расчетов, — немоноэкстремальность целевых функций. Так, ТСРЗ имеет наряду с минимумом, указанным в табл. 7.4, другой локальный минимум при большем диаметре твэла и меньшем подогреве. Вблизи основного минимума уменьшение диаметра твэла способствует увеличению энергонапряженности активной зоны, а возрастание сопротивления из-за уменьшения гидравлического диаметра ячейки компенсируется увеличением подогрева. Около второго минимума указанный эффект оказывается менее существенным, чем рост мощности, из-за снижения фактора разбавления теплоносителя при уменьшении подогрева, и чем рост КВ при сокращении объемных долей натрия и стали с увеличением диаметра твэла.

Характерно, что в приведенных оптимальных конструкциях одно или несколько ограничений активные, т. е. в оптимуме достигается их предельное значение. Активной является и часть ограничений на независимые переменные. Например, при оптимизации по  $T_2$  активны ограничения по подогреву теплоносителя, максимальной линейной мощности, толщине оболочки твэла, глубине выгорания, частоте перегрузок реактора. Наличие активных ограничений свидетельствует о возможности улучшения характеристик реактора в рамках рассматриваемой модели, что наглядно иллюстрирует рис. 7.5.

Удобный способ оценки изменения ограничений на точку оптимума может быть получен непосредственно из теоремы Куна — Таккера, согласно которой в точке

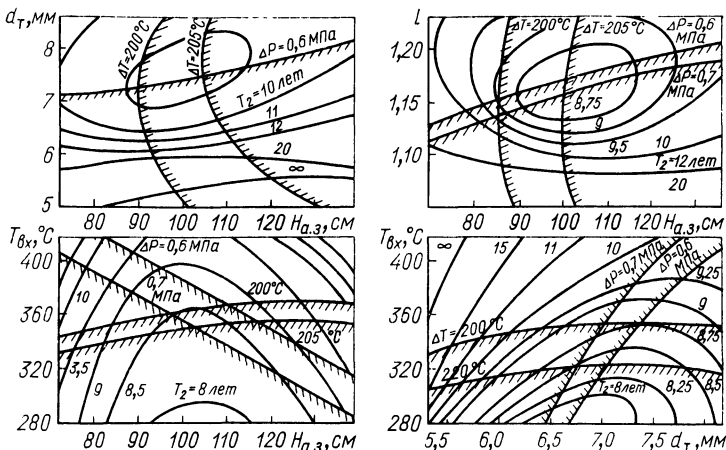


Рис. 7.5. Рельеф проекций функции качества  $T_2$  и ограничений на плоскости, проходящие через оптимальную точку:

----- — граница запретной области

оптимума градиент функции качества  $\nabla \mathcal{F}(\mathbf{u})$  может быть разложен на составляющие, параллельные внешним нормальям к поверхности активных ограничений. Теорему Куна — Таккера запишем в следующем виде:

$$-\nabla \mathcal{F}(\mathbf{u}) = -\sum_i \lambda_i \nabla \varphi^i(\mathbf{u}) + \sum_j h_j \lambda_j \mathbf{k}_j;$$

$$\begin{cases} \lambda_i = \lambda_j, & \text{если } \mathcal{F}(\mathbf{u}) < 0 \text{ и } \mathbf{u} \in R; \\ \lambda_i > 0, & \text{если } \mathcal{F}(\mathbf{u}) = 0; \\ \lambda_j > 0, & \text{если } \mathbf{u} \in \Gamma_R, \end{cases}$$

где  $\mathbf{k}^j$  — единичные орты;  $\Gamma_R$  — граница области допустимых значений  $\mathcal{R}$ ;  $\lambda_i$  — коэффициенты важности, которые определяют, насколько улучшится функция качества при изменении активных ограничений. Коэффициент важности можно вычислить, воспользовавшись результатами последней аппроксимации  $\mathcal{F}(\mathbf{u})$  и  $\varphi^i(\mathbf{u})$  в процессе поиска:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(\mathbf{u}) &\approx \sum_{j=0}^n A_j u_j; & \varphi^i(\mathbf{u}) &\approx \sum_{j=0}^n B_j^i u_j; \\ \lambda_i &= (\nabla \varphi^i(\mathbf{u}), \nabla \mathcal{F}(\mathbf{u})) / |\nabla \varphi^i(\mathbf{u})|^2 = \\ &= \sum_j B_j^i A_j / (\sum_j B_j^i)^2, & \lambda_j &= \lambda A_j. \end{aligned}$$

Значения коэффициентов важности для  $T_2$  и ТСРЗ, приведенные в табл. 7.5, позволяют наметить наиболее эффективные направления разработок по топливному циклу.

Из табл. 7.5, в частности, следует, что уменьшение толщины оболочки твэла на 0,1 мм дает примерно такое же снижение  $T_2$ , как и повышение глубины выгорания на 4% или увеличение подогрева на 40° С, однако

#### Коэффициенты важности для реактора традиционной конструкции

Ограничение	Предельное значение
Толщина оболочки твэла Максимальная линейная мощность Глубина выгорания Подогрев	0,40 мм 55 кВт/м 10 <sup>5</sup> МВт·сут/т 200°С

повышение перепада давления по первому контуру не может привести к выигрышу в этом критерии качества. Чтобы выяснить, какие ограничения целесообразно пересматривать в первую очередь, необходимо сопоставить выигрыш, характеризуемый значением соответствующего коэффициента важности, с издержками, вызываемыми таким пересмотром. Например, снижение толщины оболочки, связанное с возможностью калибровки тонкостенных трубок, уменьшение разбросов по размерам и составу компонентов твэла, вызовет некоторое повышение ее стоимости, а увеличение выгорания приведет к удорожанию таблеток и росту стоимости сборки твэлов. Весьма эффективный способ улучшения характеристик реактора — увеличение подогрева теплоносителя, что, однако, вносит ряд трудностей: проблему тепловых ударов при срабатывании аварийной защиты, более жесткие температурные условия при переходных режимах работы, увеличивает температурные и радиационные формоизменения конструкционных материалов и т. д.

Другая возможность снизить  $T_2$  и затраты на производство электроэнергии заключается в усовершенствовании внешнего топливного цикла: уменьшении невозвратных потерь плутония при переделе твэлов и задержке



топлива в процессе переработки. Первое практически не влияет на положение оптимума, а в предельном случае нулевых потерь увеличение времени удвоения не превышает 0,5 года. Сокращение времени переработки более существенно влияет на  $T_2$  и ТСРЗ, а также на конструкцию оптимального реактора вследствие изменения оптимального соотношения текущих и капитальных затрат в топливном цикле.

Таблица 7.5

Коэффициент важности	
для $T_2$	для ТСРЗ
8,55 год/мм	0,047 коп/(кВт·ч·мм)
—0,04 год·м/кВт	— $5,2 \cdot 10^{-4}$ коп·м/(кВт <sup>2</sup> ·ч)
—2 год·т/(МВт·сут)	—6 коп·т/(кВт·ч·МВт·сут)
—0,021 год/°С	— $10^{-4}$ коп/(кВт·ч·°С)

Опыт оптимизационных расчетов показывает, что в рамках существующей конструкции реактора с окисным топливом за счет некоторого усовершенствования конструкции твэла, активной зоны и сокращения задержки топлива во внешнем топливном цикле вполне реально снизить  $T_2$  до  $\sim 7$  лет, а также уменьшить расчетные затраты на топливный цикл примерно на 0,007 коп./(кВт·ч).

К моменту сооружения больших реакторов-размножителей, когда значение  $T_2$  станет актуальной характеристикой, естественно ожидать определенного прогресса в технологии изготовления и переработки твэлов, усовершенствования конструкции активной зоны и реактора. И хотя существуют различные мнения [145, 146] относительно приемлемого времени удвоения, все они, как правило, основаны на простом соображении, что в начальный период атомная энергетика должна развиваться с темпом, значительно превышающим темпы развития традиционной неядерной энергетике.

По-видимому, целесообразность развития реакторов с различным, в том числе и очень коротким,  $T_2$  должна определяться на основе технико-экономических расчетов для разных отраслей народного хозяйства с привлече-

нием прогнозов по ресурсам природного урана. Эта задача выходит за рамки настоящей книги. Рассмотрим здесь более скромную задачу: покажем, какие внутренние резервы есть у натриевых реакторов с окисным топливом.

Прежде всего следует отметить, что имеющиеся резервы увеличения КВ от 1,3—1,4 (см. табл. 7.4) до 1,5—1,6 не могут быть реализованы в традиционной конструкции вследствие значительного снижения тепловой нагрузки на ядерное топливо. Некоторого увеличения КВ можно добиться при переходе от традиционной конструкции активной зоны к так называемой гетерогенной, в которой внутри активной зоны размещены воспроизводящие сборки [147, 148]. Представление о выигрыше при таком переходе может дать табл. 7.6, где приведе-

Таблица 7.6

**Сравнительные характеристики традиционной и гетерогенной активных зон реактора «Супер-Феникс»**

Характеристика	Компоновка активной зоны	
	Традиционная	Гетерогенная
Обогащение по эквивалентному $^{239}\text{Pu}$ , %	16,7	19,3
Потери реактивности при глубине выгорания, $10^5 \frac{\Delta K_{эф}}{K_{эф}} / \text{сут}$	10	7,9
Критическая масса по эквивалентному $^{239}\text{Pu}$ , кг	5087	5210
Избыточный коэффициент воспроизводства	0,23	0,30
$T_2$ , лет	19	15

ны характеристики традиционной и гетерогенной зон французского реактора «Супер-Феникс».

Более эффективны способы снижения  $T_2$ , связанные с интенсификацией использования делящихся материалов. Во-первых, это может быть осуществлено за счет перехода от конструкции реактора со свободно стоящими в нижней опорной плите ТВС к реакторам, где ТВС могут перемещаться относительно друг друга и в рабочем положении поджаты в наиболее компактную

форму с помощью специальных устройств [149]. Согласно расчетам, такая плотная компоновка активной зоны обеспечит  $T_2 \sim 7,5$  лет. Дополнительная возможность сокращения  $T_2$  в плотной компоновке активной зоны — уменьшение толщины стенки ТВС.

Определенные надежды на улучшение характеристик реакторов на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем связаны с возможностью использования негерметичных твэлов [150]. Собственная активность первого контура весьма высока, поэтому выпуск газовых и летучих продуктов деления в этот контур не ухудшит значительно радиационную обстановку. В то же время использование негерметичных твэлов улучшит характеристики активной зоны, поскольку: разгруженная от внутреннего давления оболочка может иметь меньшую толщину; исключение газовой полости позволяет снизить перепад давления на стенке ТВС и уменьшить толщину кожуховой трубы; в тех случаях, когда ограничение на перепад давления активно, мощность ТВС может быть увеличена.

Замена герметичных твэлов негерметичными позволит уменьшить  $T_2$  на 0,9 года в реакторе со свободно стоящей зоной и на 0,8 года в реакторе с плотной компоновкой зоны.

Дальнейшее улучшение характеристик реактора возможно за счет пересмотра консервативных ограничений. Например, за счет снижения предельной толщины оболочки до 0,25 мм, увеличения допустимого подогрева и линейной мощности твэла, а также сокращения времени внешнего цикла на 0,5 года можно уменьшить  $T_2$  на 1,7 года, стоимость электроэнергии на  $\sim 30\%$ .

Таким образом, реакторы-размножители с натриевым теплоносителем и окисным топливом имеют значительные внутренние резервы, позволяющие считать вполне достижимым  $T_2 \sim 5$  лет, и могут обеспечить развитие атомной энергетики при любых возможных ограничениях ресурсов урана.

### **7.3. ВЛИЯНИЕ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ ИСХОДНЫХ ДАННЫХ НА РЕЗУЛЬТАТЫ ОПТИМИЗАЦИИ**

В предыдущих главах неявно полагалось, что используемая информация о значениях переменных состояния может быть определена с любой степенью до-

стоверности. К сожалению, в практике оптимизационных расчетов реакторов на быстрых нейтронах такая достоверность, как правило, недостижима. Причина заключается в особенностях оптимизационного моделирования энергетической установки с реактором на быстрых нейтронах (существенная зависимость экономического эффекта от времени ввода, режима использования реакторов на быстрых нейтронах, а также нелинейность и дискретность параметров модели), сложного топливно-энергетического и машиностроительного комплексов. Кроме того, неопределенность решения обусловлена уже особенностями собственно процесса моделирования: упрощениями, вносимыми при построении модели; погрешностью реализации математической модели на ЭВМ; недостаточной определенностью информации об учитываемых факторах.

В частности, неопределенность только конструкционных и технологических ограничений при оптимизации перспективного реактора-размножителя ведет, по оценкам, к  $\sim 20\%$ -ной погрешности расчета времени удвоения. Такого же порядка погрешность обусловлена неоднозначностью ядерных данных. Пренебрежение неопределенностью исходных данных не позволяет выявить иные экономические равноценные решения и оценить погрешность расчетов во времени. При этом искажается понимание реального процесса развития, протекающего в действительности при систематически меняющихся данных. Задаче уменьшения неопределенности информации о значениях учитываемых факторов служат различные методы их прогнозирования [151]: экстраполяция, экспертные оценки, морфологическое расчленение, математическое моделирование прогнозируемых факторов. Известно использование сочетаний этих методов, например построение специальной матрицы условия — варианты для экономической оценки и сравнения условно оптимальных решений [152]. Матрица представляет ограниченный набор возможных условий создания объекта и совокупности оптимальных решений для них. Тем не менее следует иметь в виду, что объективное существование неопределенности обуславливает ограниченность любых формализованных методов оптимизации. Поэтому окончательный выбор конструкции реактора всегда остается за специалистом.

**Учет неопределенности исходных данных.** Примени-

тельно к реакторам на быстрых нейтронах решение проблемы уменьшения отрицательного воздействия неопределенности ведется путем исследований по уточнению исходной информации и разработки методов, позволяющих при данной погрешности уменьшить неопределенность принимаемых решений. Нас будет интересовать вторая часть проблемы — построение модели реактора на быстрых нейтронах с учетом неопределенности исходной информации, которое возможно на основании принципов обеспечения наилучшего абсолютно гарантированного результата и наилучшего ожидаемого результата.

Первый принцип можно сформулировать в следующем виде: найти вектор управлений  $\mathbf{u}$ , являющийся решением задачи:

$$\max_{\mathbf{u}} \{ \min_{\omega} [\mathcal{F}(\mathbf{u}, \omega) / \omega \in \Omega] \},$$

где  $\mathbf{u} \in U$  — вектор управлений;  $\omega \in \Omega$  — вектор параметров, характеризующих неопределенность исходных данных;  $\mathcal{F}(\mathbf{u}, \omega)$  — целевая функция.

Отметим, что в этом случае фиксируется только область изменения исходных данных. Определяются такие наилучшие в некотором смысле характеристики реактора, выполнение которых гарантировано при любых сочетаниях исходных данных. Это, естественно, приводит к ориентации на нижний (консервативный) уровень исходных данных. Такой подход, используемый на последних стадиях проектирования реактора, экономически не оправдан при определении характеристик перспективных реакторов-размножителей, тем более что реализация консервативного уровня для всех исходных величин (например, конструкционных и технологических ограничений) одновременно маловероятна.

Второй принцип — обеспечение наилучшего ожидаемого результата — более гибок и позволяет проводить выбор на основании компромисса между степенью риска принимаемого проектного решения и возможными экономическими потерями из-за консерватизма конструкции. Из известных наиболее прост «пассивный» способ введения вероятности при оптимизации, в котором решается следующая двухэтапная задача.

$$\text{I этап. Нахождение } \xi(\omega) = \max_{\mathbf{u}} \{ \mathcal{F}(\mathbf{u}, \omega) / \omega \in \Omega \}.$$

II этап. Нахождение вероятностной оценки  $\xi(\omega)$ .  
Если закон распределения известен, то можно оценить:

1) математическое ожидание целевой функции

$$M\{\mathcal{F}(\omega)\} = \int_{\Omega} \mathcal{F}(\xi) W_{\omega}(\xi) d\xi,$$

где  $W_{\omega}(\xi)$  — функция распределения;

2) вероятность того, что целевая функция окажется выше некоторой фиксированной величины  $\eta$ :

$$P\{\mathcal{F}(\omega) > \eta\} = 1 - P\{\mathcal{F}(\omega) \leq \eta\}.$$

При отсутствии априорной информации о степени неопределенности исходных данных задача сводится в рассматриваемой постановке к определению чувствительности конструкции к изменению этих данных. Для случаев, когда погрешности исходных данных малы, а вариации оптимизируемой функции и технологических параметров и ядерных констант могут быть связаны линейно, развиты различные способы получения коэффициентов чувствительности  $S_i$  ( $S_i = \lim_{\delta u_i \rightarrow 0} \delta \mathcal{F} / \delta u_i$ , где  $\delta \mathcal{F}$  и

$\delta u_i$  — вариации целевой функции и технологических параметров и ядерных данных соответственно), использующие линейную теорию возмущений [21] либо решение двойственной задачи линейного программирования [153].

Таким образом, «пассивный» способ позволяет оценить возможные потери целевой функции из-за неопределенности исходных данных. Практический интерес представляет постановка задачи с требованием, чтобы результатом расчетов была единственная, вполне конкретная совокупность ограничений и управлений, характеризующая оптимальную конструкцию реактора и основанная на располагаемой априорной информации, или, иначе, — задача оценки степени риска принимаемого проектного решения [154].

Запишем рассматриваемую стохастическую задачу оптимизации в вероятностной постановке.

*Найти  $\max_{\mathbf{u}} P\{\mathcal{F}(\mathbf{u}, \omega) \leq 0\}$  при выполнении ограничений с вероятностью не ниже заданной:*

$$P\{\mathcal{L}^i(\mathbf{u}, \omega) \leq 0\} \geq 1 - \gamma_i; \quad i = \overline{1, m}; \quad \gamma_i > 0, \quad (7.3)$$

где  $\mathcal{L}^i(\mathbf{u}, \omega)$  — функции ограничений, под которыми здесь понимаются как собственно ограничения, так и исходные данные, неопределенность которых выражена через предельно допустимые или предельно возможные значения.

Задача получения детерминированного решения в этих условиях имеет несколько формулировок:

а) оптимизируется (максимизируется) среднее ожидаемое значение целевой функции:

$$\max [M\mathcal{F}(\mathbf{u}, \omega) / P\{\mathcal{L}^i(\mathbf{u}, \omega) \leq 0\} \geq 1 - \gamma];$$

б) оптимизируется верхнее значение целевой функции  $\eta$ , вероятность реализации ниже которого  $\gamma$  мала:

$$\max [\eta / P\{f^0(\mathbf{u}, \omega) \geq \eta; \mathcal{L}^i(\mathbf{u}, \omega) \leq 0\} > 1 - \gamma];$$

в) на оптимизируемую функцию пропорционально вероятности нарушения ограничений накладывается штраф:

$$\max [M\mathcal{F}(\mathbf{u}, \omega) - r_0 P\{\mathcal{L}^i(\mathbf{u}, \omega) > 0\}], \quad r_0 > 0;$$

г) штраф на оптимизируемую функцию накладывается за нарушение ограничений:

$$\max [M\{\mathcal{F}(\mathbf{u}, \omega) - R(\mathcal{L}^i(\mathbf{u}, \omega))\}]; \quad R(\alpha) = \begin{cases} 0, & \alpha \leq 0 \\ > 0, & \alpha > 0 \end{cases}.$$

В реакторных задачах всегда удастся выделить детерминистические части функций исходных ограничений. Тогда исходная задача сводится к следующей.

Найти  $\min_{\mathbf{u}} g^0(\mathbf{u})$  при условии

$$g^i(\mathbf{u}) \leq y_i; \quad i = \overline{1, m}; \quad (7.4)$$

$$g^i(\mathbf{u}) = m_i(\mathbf{u}) / \sqrt{d_i(\mathbf{u}_i)}, \quad i = \overline{0, m},$$

где  $m_i(\mathbf{u})$  — математическое ожидание функции  $\mathcal{L}^i(\mathbf{u}, \omega)$ ;  $d_i(\mathbf{u})$  — ее дисперсия. Значения  $y_i$  определяются из равенства

$$\gamma_i = W_i(y_i), \quad i = \overline{1, m};$$

$W_i(y_i) = P(g^i(\omega) < y_i)$  — функция распределения случайной величины  $g^i(\omega) = [\mathcal{L}^i(\mathbf{u}, \omega) - m_i(\mathbf{u})] / \sqrt{d_i(\mathbf{u})}$ .

Во многих случаях условия для функций ограничений могут быть приведены к виду

$$\mathcal{L}^i(\mathbf{u}) \leq \omega_i, \quad i = \overline{1, m}, \quad (7.5)$$

где  $\omega_i$  — случайные и независимые параметры. При выполнении детерминированных ограничений,  $P[\mathcal{L}^i(\mathbf{u}) \leq \leq \omega_i] \geq 1 - \gamma_i$  условие (7.5) записывается как

$$\mathcal{L}^i(\mathbf{u}) \leq m_{\omega_i} - \kappa_i \sqrt{d_{\omega_i}}, \quad i = \overline{1, m}, \quad (7.6)$$

где  $\kappa_i$  — коэффициент, определяемый видом распределения. Например, для жестких допусков (равномерный закон распределения)

$$\kappa_i^{\text{равн}} = \sqrt{3} (1 - 2\gamma_i),$$

для больших допусков (нормальный закон распределения)

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\kappa_i^{\text{норм}}} e^{-t^2/2} dt = \frac{1}{2} - \gamma_i.$$

Структура ограничений (7.6) аналогична структуре ограничений с детерминированными  $\omega_i$  в неравенстве (7.5), при этом ограничения ставятся исходя из средних значений, уменьшенных пропорционально среднеквадратическим  $\sqrt{d_{\omega_i}}$ .

При решении оптимизационной задачи (7.3) в детерминированной постановке существенно, что, заданная вероятность реализации обеспечивается не на нижнем, консервативном, уровне исходных данных, а на более высоком; это может привести к выигрышу в целевой функции; ориентация в соответствии с (7.4), (7.6) на высокий уровень исходных данных не оправдана, поскольку вероятность его реализации существенно ниже.

**Погрешность ядерных данных.** Неопределенность в характеристиках реакторов на быстрых нейтронах, обусловленную ядерными данными, можно считать в настоящее время наиболее изученной. Достаточно полные обзоры современного состояния работ по уточнению ядерных данных можно найти в работах [155, 156].

В основу оптимизационных расчетов положена система многогрупповых ядерных констант БНАБ. Анализ интегральных экспериментов и переоценка микроскопических ядерных данных потребовали корректировки многогрупповых констант, в особенности для улучшения предсказания физических характеристик больших реакторов-размножителей. Эта корректировка привела к



некоторому уменьшению расчетной критической массы и коэффициента воспроизводства в реакторе на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем и уран-плутониевым топливом. Одновременно должна повыситься точность предсказания характеристик.

Мнения о точности расчета с откорректированными константами различны. Так, в работах [157—159] возможная точность расчета КВ реактора-размножителя с уран-плутониевым топливом оценивается до  $\sim 2\%$ ,  $M_{кр}$  — до  $0,5—1\%$ . Эти значения соответствуют требованиям к точности расчета КВ и  $M_{кр}$ , полученным исходя из  $10\%$ -ной погрешности расчета времени удвоения [160]. По другим оценкам, только константная погрешность расчета КВ составляет  $7—10\%$ , модельная  $\sim 2\%$  [161—163]. Рассмотрим возможность учета этой неопределенности при моделировании реактора на быстрых нейтронах.

Выше было показано (см. гл. 3), что моделирование  $M_{кр}$  и КВ с удовлетворительной точностью может быть осуществлено с помощью полиномов второго порядка:

$$y = \sum_{ij} b_{ij} Z_i Z_j, \quad |Z| \leq 1. \quad (7.7)$$

В выбранной области изменения  $Z$  выполняется условие  $b_{00} \gg b_{ij}$ ,  $i, j \neq 0$ ;  $Z_0 = 1$ . Поэтому можно положить в первом приближении, что корректировка констант приведет к изменению только нулевого члена регрессии (7.7), т. е. к замене  $b_{00} \rightarrow b'_{00} = K b_{00}$ , где  $b_{00}$  соответствует системе констант, с использованием которой был получен аппроксимирующий полином (7.7);  $K$  — поправочный коэффициент, значение которого зависит от вероятности выполнения ограничений  $\gamma_i$  и вида распределения  $\omega_i$ . В табл. 7.7 приведены значения коэффициента  $K$  для  $M_{кр}$  и КВ для двух крайних оценок ревизии ядерных констант примерно соответствующих [157—159] (ревизия А) [161—163] (ревизия В), а также для констант БНАБ-70, БНАБ-78 [164] и ОСКАР-76 [165].

Рассмотрим влияние погрешности ядерных данных на примере оптимизации реактора-размножителя мощностью  $1600$  МВт (эл.) по основным натуральным показателям — времени удвоения и затратам плутония на ввод  $1$  МВт (эл.) мощности  $G$ :

$$G = \frac{M_{кр}}{W_{эл}} \left( 1 + \frac{T_{х.п}}{T_{а.в}} \right) \left( 1 - \frac{T_0}{T_2} \right),$$

Таблица 7.7

Поправочные коэффициенты для расчета критической массы и коэффициента воспроизводства с учетом неопределенности ядерных данных

Система ядерных данных	Стандартное отклонение	Уровень исходных ограничений $K$			
		математического ожидания	консервативный	вероятностный 95%-ный	
Критическая масса (ограничение снизу)					
БНАБ-70	0,015	1,000	1,050	1,030	
Ревизия ядерных констант А	0,010	0,960	0,990	0,980	
Ревизия ядерных констант В	0,005	0,970	0,985	0,980	
БНАБ-78	0,005	0,970	0,985	0,980	
ОСКАР-76	0,005	0,986	1,000	0,995	
Коэффициент воспроизводства (ограничение сверху)					
БНАБ-70	0,03	1,00	0,90	0,94	
Ревизия ядерных констант А	0,02	0,95	0,89	0,91	
Ревизия ядерных констант В	0,01	0,90	0,87	0,88	
БНАБ-78	0,01	0,90	0,87	0,88	
ОСКАР-76	0,01	0,93	0,90	0,91	

где  $T_{a.з}$  — время нахождения топлива в активной зоне;  $T_{х.п}$  — время нахождения топлива во внешнем топливном цикле;  $T_0$  — заданное время удвоения мощности реакторов на быстрых нейтронах. В табл. 7.8 представлены результаты расчета для случая  $T_{х.п}=0,5$  года,  $T_0=3$  года, которые показывают, что ревизия констант слабо сказывается на расчетных затратах плутония, но заметно ухудшает время удвоения, причем это ухудшение тем меньше, чем больше консерватизма при учете неопределенности ядерных данных.

#### Неопределенность технологических параметров.

Оценки неопределенности параметров, характеризующих работоспособность твэлов и сборок [166, 167] реактора на быстрых нейтронах, в принципе, позволяют определить возможный интервал этих значений и использовать в оптимизационных исследованиях вероятностный подход. Однако эти оценки в настоящее время дискуссионны, причем по поводу некоторых из технологиче-

## Влияние неопределенности исходных данных на время удвоения и затраты плутония

Критерий	Система ядерных данных	Уровень исходных ограничений		
		математического ожидания	консервативный	вероятностный 95%-ный
$T_2$ , лет	БНАБ-70	6,6	12,7	9,5
	Ревизия ядерных констант [157—159]	8,6	13,8	10,7
	Ревизия ядерных констант [161—163]	11,8	16,6	14,0
$G$ , кг Pu	БНАБ-70	1,37	2,01	1,77
	Ревизия ядерных констант [157—159]	1,64	2,08	1,91
МВт (эл.)	Ревизия ядерных констант [161—163]	1,95	2,21	2,09

ских параметров отсутствует единое мнение в отношении причин, ограничивающих предел их изменения. Кроме того, оцениваемые параметры, как правило, являются функцией большого числа разнородных факторов. Например, такой существенно влияющий на время удвоения фактор, как коэффициент теплопроводности топлива, зависит от температуры, пористости, стехиометрии топлива, способа его приготовления, флюенса нейтронов. Неопределенность значения этой величины составляет  $\pm 10\%$ , что соответствует разбросу температуры окисного топлива  $\sim 250^\circ\text{C}$ . За счет усовершенствования конструкции ТВС и дальнейшего улучшения материала сборки можно ожидать почти двукратного снижения требований к прочностным свойствам сборок, что может быть использовано для некоторого повышения перепада давления по ТВС и соответствующего увеличения удельной теплонапряженности активной зоны на  $\sim 100$  МВт/м<sup>3</sup>. В этих ситуациях наиболее эффективны экспертные оценки с проведением соответствующей ранжировки факторов [168]. В табл. 7.9 приведены некоторые исходные данные, неопределенность которых наиболее существенно влияет на характеристики реактора.

О значимости неопределенности технологических параметров можно судить по данным табл. 7.10, где сведены коэффициенты чувствительности для технологиче-

## Неопределенность технологических параметров

Параметр	Стандартное отклонение	Уровень исходных данных	
		Математического ожидания	Консервативный
Толщина оболочки твэла, мм	0,013	0,35	0,4
Максимальная температура оболочки, °С	10	660	700
Максимальная линейная мощность, кВт/м	1,6	48	55
Распухание топлива, % на 1% глубины выгорания	0,17	1	1,7
Теплопроводность зазора топливо — оболочка, $\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{°С}}$	0,093	0,698	0,233
Выход газообразных продуктов деления, %	3	80	100
Разрушающая механическая деформация, %	0,1	2	1,5
Плотность таблеток топлива, г/см <sup>3</sup>	0,1	10,6	10
Средний подогрев теплоносителя, °С	8	200	170
Скорость теплоносителя в активной зоне, м/с	0,45	10	8,5
Перепад давления в реакторе, МПа	0,059	0,69	0,49
Распухание стали, отн. ед.	0,13	0,5	1
Скорость ползучести топлива, отн. ед.	0,16	0,4	1
Скорость ползучести стали, отн. ед.	0,16	0,4	1

ских параметров к времени удвоения [169, 170]. Приведенные данные могут быть использованы при построении оптимизационных моделей для выделения наиболее значимых параметров, которые, очевидно, должны быть определены с наибольшей точностью. При расчете вероятности реализации уровня исходных данных коэффициенты чувствительности позволяют более корректно учесть вклад отдельных параметров в общую вероятность реализации:

$$\prod_i S_i (1 - \gamma_i) = 1 - \gamma, \quad i = \overline{1, m}, \quad (7.8)$$

где  $\gamma_i$  — точность выполнения неравенства (7.3) для  $i$ -го ограничения;  $\gamma$  — вероятность выполнения неравенства (7.3) хотя бы для одного из  $i$  ограничений. В практике

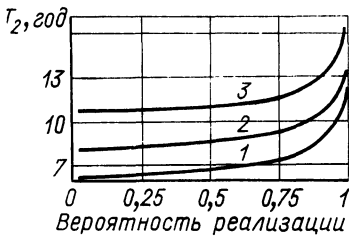
## Чувствительность времени удвоения к технологическим параметрам

Технологический параметр	Коэффициент чувствительности для времени удвоения
Отношение толщины оболочки к диаметру твэла	150 лет
Температура оболочки твэла	-0,002 год/°C
Коэффициент теплопроводности:	
топлива	-0,140 год·[Вт/(м <sup>2</sup> ·°C)] <sup>-1</sup>
оболочки	-0,0115 год·[Вт/(м <sup>2</sup> ·°C)] <sup>-1</sup>
натрия	-0,00134 год·[Вт/(м <sup>2</sup> ·°C)] <sup>-1</sup>
Сопrotивление контактного под- слоя	24,1 год·Вт/(м <sup>2</sup> ·°C)
Выход газообразных продуктов де- ления	4,57 год (м <sup>3</sup> /кг) <sup>-1</sup>
Относительная деформация обо- лочки	-7,4 года
Плотность топлива	-1,5 год·(г/см <sup>3</sup> ) <sup>-1</sup>
Температура теплоносителя на вы- ходе из активной зоны	0,0093 год/°C
Максимальная глубина выгорания	-0,2 год/%
Время переработки топлива зоны воспроизводства	1,014 год/год
Время переработки топлива актив- ной зоны	3,178 год/год
Норма накопления плутония в эк- ране	74,2 год·(кг Pu/кг топл.) <sup>-1</sup>
Коэффициент нагрузки АЭС	-5,86 года
Потери топлива при переработке	1,36 года
Относительная доля <sup>240</sup> Pu в плу- тонии активной зоны	-4,32 года
Относительная доля <sup>241</sup> Pu в плу- тонии активной зоны	-14,29 лет

оптимизационного моделирования обычно удается путем предварительной ранжировки факторов выделить наиболее значимые из них, относительно влияния которых может быть принят принцип независимости и равнозначности, при этом  $\gamma_i = 1 - (1 - \gamma)^{1/n}$ . Естественно, разному уровню располагаемой информации о неопределенности исходных данных соответствуют разные характеристики оптимальных реакторов. В табл. 7.11 приведены результаты оптимизации по времени удвоения реактора-размножителя мощностью 1600 МВт(эл.) при комплексном учете неопределенности ядерных данных и технологических параметров.

**Характеристики реакторов, оптимальных по времени удвоения, при разных уровнях исходных ограничений**

Характеристика	Уровень исходных данных		
	Консервативный	Математического ожидания	Вероятностный 95%-ный
Диаметр твэла, мм	6,8	7,2	6,9
Относительный шаг в решетке твэла	1,178	1,161	1,159
Высота активной зоны, м	1,0	0,96	0,98
Радиус активной зоны, м	1,68	1,64	1,64
Высота торцевой зоны воспроизводства, м	0,30	0,45	0,33
Толщина боковой зоны воспроизводства, м	0,39	0,58	0,45
Число твэлов в сборке	217	217	217
Толщина стенки сборки, мм	2,7	2,9	2,8
Высота газовой полости, м	0,66	0,32	0,5
Зазор между сборками, мм	5,5	2,6	4,0
Температура натрия на входе в реактор, °С	367	353	356
Тепловая мощность, МВт	3990	4140	4080
Электрическая мощность, МВт	1600	1600	1600
Коэффициент воспроизводства	1,20	1,35	1,29
$M_{кр}$ , кг	4050	3200	3410
$T$ , год	12,3	7,8	9,9



**Рис. 7.6.** Зависимость времени удвоения от вероятности реализации исходных данных: 1 — БНАБ-70; 2 — ревизия ядерных данных А; 3 — ревизия ядерных данных В

При переходе от абсолютно гарантированного (консервативного) уровня исходных данных к 95%-ному уровню доверительной вероятности время удвоения уменьшается на несколько лет.

Зависимость оптимизированных значений времени удвоения от вероятности реализации соответствующих уровней исходных данных имеет существенно нелинейный характер (рис. 7.6). Поэтому введение уже небольшого риска позволяет усовершенствовать конструкцию, условия работы твэлов и получить значительный выигрыш в оптимизируемых характеристиках реактора. Например, при переходе от абсолютно гарантированного (консервативного) уровня исходных данных к 95%-ному уровню доверительной вероятности время удвоения уменьшается на несколько лет.

Характер зависимости целевой функции и ограничений от оптимизируемых параметров, а также специфика учета этих зависимостей при оптимизации ведут к тому, что область неопределенности оптимальных проектных решений нелинейно зависит от соответствующей области неопределенности исходных данных. Выбор проектного решения упрощается, поскольку для каждого из сочетаний исходных данных может быть найден ряд технически различных вариантов решения, имеющих, однако, практически одинаковое значение целевой функции. Кроме того, в каждом конкретном случае по мере уточнения некоторых исходных данных область оптимальных проектных решений может быть расширена путем ослабления оставшихся ограничений за счет ужесточения уточненных.

Некоторые возможные комбинации характеристик активной зоны, оптимальных по времени удвоения, при различной вероятности реализации исходных данных иллюстрирует рис. 7.7. Таким образом, при заданных ве-

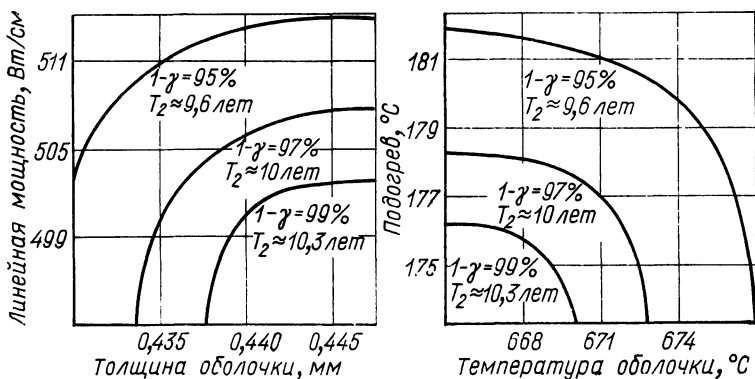


Рис. 7.7. Зависимость между характеристиками активной зоны, оптимальными по времени удвоения, при различной вероятности их реализации

роятности реализации проектного решения и значении целевой функции существует определенный произвол в выборе конструкции, что позволяет достаточно гибко проводить окончательный выбор характеристик реактора, в частности корректировать принимаемые решения в соответствии с уточнением информации по ранее неопределенным показателям.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Попырин Л. С.** Математическое моделирование и оптимизация теплоэнергетических установок. М., Энергия, 1978.
2. **Корякин Ю. И., Боблович В. Н., Смирнов В. Г.** Математическое моделирование в ядерной энергетике. — В кн.: Методы математического моделирования и оптимизации параметров, вида технологической схемы и профиля оборудования атомных электростанций. Иркутск, Изд-во СЭИ СО АН СССР, 1976, с. 20—26.
3. **Хромов В. В., Кашутин А. А.** Метод последовательной линеаризации в задачах оптимизации режима работы ядерного реактора. — Атомная энергия, 1975, т. 39, вып. 5, с. 359.
4. **Хромов В. В., Кашутин А. А., Глебов В. Б.** Линейная теория возмущений для задач выгорания горючего в быстром реакторе. — Атомная энергия, 1974, т. 37, вып. 1, с. 59.
5. **Хромов В. В., Кузьмин А. М., Орлов В. В.** Метод последовательной линеаризации в задачах оптимизации реакторов на быстрых нейтронах. М., Атомиздат, 1978.
6. **Terney W. B., Fenech H.** Control rod programming optimization using dynamic programming. — Nucl. Sci. Engng, 1970, v. 39, N 1, p. 109—114.
7. **Беллман Р., Дрейфус С.** Прикладные задачи динамического программирования. Пер. с англ. Под ред. А. А. Первозванского. М., Наука, 1965.
8. **Motoda H., Kawai T.** A theory of control-rod programming optimization in two-region reactors. — Nucl. Sci. Engng, 1970, v. 39, N 1, p. 114—119.
9. **Motoda H.** Optimization of control-rod programming and loading pattern in multiregion nuclear reactor by the method of approximation programming. — Nucl. Sci. Engng, 1972, v. 49, N 4, p. 515—524.
10. **Maki K., Konisi T., Yamamoto M.** A method for determining scheme for transient cycles using equilibrium and fertile fuel. — J. Nucl. Sci. and Technol., 1976, v. 13, N 2, p. 92—97.
11. **Матвеев В. И., Мамаев В. В., Колосков Б. В.** Принципы составления программ перегрузок топливных пакетов реактора БН-350 в установившемся и переходном режимах. — В кн.: Состояние и перспективы работ по созданию АЭС с реакторами на быстрых нейтронах. Сборник докладов II Симпозиума стран — членов СЭВ. Обнинск, 1973. Т. 3. Обнинск, изд. ФЭИ, 1975, с. 601—621.
12. **Понтрягин Л. С., Болтянский В. Г., Гамкрелидзе Р. В., Мищенко Е. Ф.** Математическая теория оптимальных процессов. М., Физматгиз, 1961.



13. Рудик А. П. Ядерные реакторы и принцип максимума Понтрягина. М., Атомиздат, 1971.
14. Goldshmidt P., Quenon J. Minimum critical mass in fast reactors with bounded power density. — Nucl. Sci. Engng, 1970, v. 39, N 3, p. 311—320.
15. Goldshmidt P. Minimum critical mass in intermediate reactors subject to constraints on power density and fuel enrichment. — Nucl. Sci. Engng, 1972, v. 49, N 3, p. 263—273.
16. Goldshmidt P. Optimal fuel enrichment distribution in fast reactors. — Nucl. Sci. Engng, 1973, v. 50, N 2, p. 153—164.
17. Goldshmidt P. An improved objective function for FBR's optimization studies. — Nucl. Technol., 1973, v. 17, N 1, p. 6—14.
18. Болтянский В. Г. Оптимальное управление дискретными системами. М., Наука, 1973.
19. Gandini A., Solvatores M., Sena G. Use of generalized perturbation methods for optimization of reactor design. — J. Nucl. Energy, 1969, v. 23, N 8, p. 469—475.
20. Tzanos C. P., Guftopoulos E. P., Driscoll M. Optimization of material distributions in fast reactor cores. — Nucl. Sci. Engng, 1973, v. 52, N 1, p. 84—95.
21. Усачев Л. Н. Теория возмущений для коэффициента воспроизводства и других отношений чисел различных процессов в реакторе. — Атомная энергия, 1963, т. 15, вып. 6, с. 472—481.
22. Inoue K. Fast-reactor-core design optimization by linear programming. — Nucl. Sci. Engng, 1970, v. 39, N 3, p. 394—398.
23. Юдин Д. Б., Гольштейн Е. Г. Линейное программирование. М., Физматгиз, 1963.
24. Кузьмин А. М., Кашутин А. А., Орлов В. В. и др. Применение теории малых возмущений в расчетных поисках ядерных реакторов с оптимальными физическими характеристиками. — В кн.: Физика ядерных реакторов. Вып. 1. М., Атомиздат, 1968, с. 92—105.
25. Kobayashi Y., Kondo S., Togo Y. Nucl. Sci. Technol., 1974, v. 11, N 11, p. 471—479.
26. Heusener Q. Core-optimization of sodium-cooled fast breeder reactors with methods of nonlinear programming. — Nucl. Engng and Design, 1970, v. 14, N 1, p. 3—11.
27. Christie A. M., Poncelet C. G. Fast reactor optimization. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1973, v. 17, p. 385.
28. Усынин Г. Б. О математической оптимизации топливного цикла быстрого реактора. — Вопросы физики и техники быстрых энергетических реакторов. Тр. Горьковск. политехн. ин-та им. А. А. Жданова, 1972, т. 28, вып. 14, с. 5—19.
29. Грачев Е. А., Дейнега Н. Л., Кухаренок И. П., Митин А. М., Никольский Р. В. Результаты исследований, связанных с разработкой методов для комплексной оптимизации параметров быстрых реакторов. — В кн.: Сборник докладов по программам и методам физического расчета быстрых реакторов. Димитровград, изд. НИИАР, 1975, с. 360—380.
30. Алберг Дж., Нильсон Э., Уолш Дж. Теория сплайнов и ее приложения. Пер. с англ. Под ред. С. Б. Стечкина. М., Мир, 1972.
31. Завьялов Ю. С. L-сплайн функции многих переменных. — Докл. АН СССР, 1974, т. 214, с. 1247—1249.

32. **Квасов Б. И.** Об итерационном методе построения сплайнов.— В кн.: Вариационно-разностные методы в математической физике. Новосибирск, Наука СО, 1974, с. 107—115.
33. **Яненко Н. Н., Квасов Б. И.** Итерационный метод построения полукубических сплайн-функций.— Докл. АН СССР, 1970, т. 195, с. 1055—1057.
34. **Лоран П.-Ж.** Аппроксимация и оптимизация. Пер. с франц. Под ред. Г. Ш. Рубинштейна и Н. Н. Яненко. М., Мир, 1975.
35. **Химмельблау Д.** Анализ процессов статистическими методами. Пер. с англ. Под ред. В. Г. Горского. М., Мир, 1973.
36. **Grieve J.** Optimization of sodium cooled fast reactors.— Nucl. Energy, 1978, v. 17, N 2, p. 80—84.
37. **Zaleski P., Rafolovitch A., Guigon J.** Optimization studies of LMFBR power plants objectives. Preliminary results.— Trans. Amer. Nucl. Soc., 1972, v. 15, N 1, June 18—22, p. 378—380.
38. **Nayes R. C., Doherty P. K., Caspersson S. A. e. a.** Optimum pin diameter for LMFBR carbide fuels.— Nucl. Technol., 1975, v. 26, N 4, p. 460—471.
39. **Головнин И. С., Бибилашвили Ю. К., Меньшикова Т. С.** Разработка тепловыделяющих элементов для энергетических реакторов на быстрых нейтронах.— Атомная энергия, 1973, т. 34, вып. 3, с. 147—154.
40. **Ластман Б.** Радиационные явления в двуокиси урана. Пер. с англ. Под ред. Ю. И. Сокурского, В. И. Кушаковского, Л. В. Мигунова. М., Атомиздат, 1964.
41. **Кузьмин В. И., Лебедев И. Г.** Влияние распределения температуры на распухание сердечника из  $UO_2$ ,  $UO_2-PuO_2$ .— Атомная энергия, 1975, т. 38, вып. 1, с. 11—15.
42. **Головнин И. С., Лихачев Ю. И.** Прогнозирование работоспособности твэлов с окисным горючим для быстрых натриевых реакторов.— Атомная энергия, 1976, т. 40, вып. 1, с. 27—37.
43. **Лихачев Ю. И., Пупко В. Я.** Прочность тепловыделяющих элементов ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1975.
44. **Цыканов В. А., Давыдов Е. Ф.** Радиационная стойкость тепловыделяющих элементов ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1977.
45. **Быков В. Н., Дмитриев В. Д., Костромин Л. Г. и др.** Эмпирическая зависимость распухания стали ОХ16Н15МЗБ от дозы и температуры облучения.— Атомная энергия, 1976, т. 40, вып. 4, с. 293—295.
46. **Прошкин А. А., Лихачев Ю. И., Тузов А. М., Забудько Л. М.** Статистическая оценка работоспособности твэл быстрых реакторов. Препринт ФЭИ-593, Обнинск, 1975.
47. **Бибилашвили Ю. К.** Ядерное горючее и твэлы для быстрых энергетических реакторов.— Атомная техника за рубежом, 1974, № 11, с. 3—19.
48. **Работнов Ю. Н.** Ползучесть элементов конструкций. М., Наука, 1966.
49. **Voltax A.** Mixed-oxide fuel pin performance analysis using the OLYMPUS computer code.— In: Fast Reactor Fuel Element Technology. Proceedings of the Conference. Ed. by R. Farmakes. New Orleans, ANS, 1971.
50. **Малыгин В. Б., Бибилашвили Ю. К., Головнин И. С. и др.** Модель радиационной ползучести керамических топливных материалов.— Атомная энергия, 1977, т. 42, вып. 1, с. 8—13.

51. Котельников Р. Б., Башлыков С. Н., Каштанов А. И., Меншикова Т. С. Высокотемпературное ядерное топливо. Изд. 2-е, перераб. и доп. М., Атомиздат, 1978.
52. Термопрочность деталей машин. Теория и экспериментальные исследования. Расчет. Под ред. И. А. Биргера, Б. Ф. Шорра. М., Машиностроение, 1975.
53. Антипина М. М., Бибилашвили Ю. К., Головнин И. С. и др. Испытание опытных твэл типа БН-600 в реакторе БОР-60 до различных выгораний. — Атомная энергия, 1976, т. 40, вып. 1, с. 16—27.
54. Тимошенко С. П., Войковский-Кригер С. Пластинки и оболочки. М., Физматгиз, 1963.
55. Прошкин А. А., Забудько Л. М. Некоторые вопросы работоспособности шестигранных чехлов тепловыделяющих сборок быстрых энергетических реакторов. Препринт ФЭИ-701, Обнинск, 1976.
56. Claudson T. T. The effects of fast flux irradiation on the mechanical properties and dimensional stability of stainless steel. — J. Nucl. Appl. and Technol., 1970, v. 9, N 1, p. 10—15.
57. Жидкие металлы. Под ред. П. Л. Кириллова, В. И. Субботина, П. А. Ушакова. М., Атомиздат, 1967.
58. Шолохов А. А., Засорин М. П., Минашин В. Е., Румянцев В. Н. Определение температуры в твэлах ядерного реактора. М., Атомиздат, 1978.
59. Субботин В. И., Ибрагимов М. К., Ушаков П. А. и др. Гидродинамика и теплообмен в атомных энергетических установках. Под ред. В. И. Субботина. М., Атомиздат, 1975.
60. Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М., Машиностроение, 1975.
61. Андреев П. А., Канаев А. А., Федорович Е. Д. Жидкометаллические теплоносители ядерных реакторов. Л., Судпромгиз, 1959.
62. Федоров В. В. Теория оптимального эксперимента. М., Наука, 1971.
63. Налимов В. В., Голикова Т. И. Логические основания планирования эксперимента. М., Металлургия, 1976.
64. Чирков В. А., Збруева С. В. О выборе степени аппроксимационного полинома и оценки значимости коэффициентов при моделировании физических характеристик реактора. — Энергетические реакторы на быстрых нейтронах. Тр. Горьковск. политехн. ин-та им. А. А. Жданова, 1973, т. 29, вып. 16, с. 26—37.
65. Крамер Г. Математические методы статистики. Пер. с англ. Под ред. А. Н. Колмогорова. М., Изд-во иностр. лит., 1948.
66. Усынин Г. Б., Сенников А. А., Карабасов А. С. К вопросу о применении методов теории эксперимента при расчетах реакторов. — Вопросы физики и техники быстрых энергетических реакторов. Тр. Горьковск. политехн. ин-та им. А. А. Жданова, 1972, т. 28, вып. 14, с. 27—39.
67. Хромов В. В., Кузьмин А. М., Кашутин А. А. и др. Расчетный оптимизационный комплекс для быстрых атомных реакторов (РОКБАР). — В кн.: Физика ядерных реакторов. Вып. 2. М., Атомиздат, 1970, с. 3—16.
68. Абагян Л. П., Базазянц Н. О., Бондаренко И. И., Николаев М. Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.

69. **Чирков В. А.** Разработка математических моделей физических характеристик энергетического реактора на быстрых нейтронах для оптимизационных расчетов. Дис. на соиск. учен. степ. канд. техн. наук. Димитровград, НИИАР, 1975.
70. **Новые** идеи в планировании эксперимента. Под ред. В. В. Налимова. М., Наука, 1969.
71. **Чирков В. А., Усынин Г. Б.** Об использовании полиномиальных моделей физических характеристик в оптимизационных исследованиях быстрых энергетических реакторов. — См. [29], с. 410—422.
72. **Усынин Г. Б., Сенников А. А.** Определение взаимозависимости различных характеристик реактора с помощью факторного анализа. — Атомная энергия, 1973, т. 35, вып. 1, с. 25—27.
73. **Хемминг Р. В.** Численные методы. Пер. с англ. Под ред. Р. С. Гутера. М., Наука, 1968.
74. **Новожилов А. И., Шихов С. Б.** Метод усреднения ядерных констант для расчета быстрого реактора с учетом ценности нейтронов. — Атомная энергия, 1960, т. 8, № 3, с. 209—213.
75. **Матвеев В. И., Карпов В. А., Горбатов Н. Е. и др.** Использование малогрупповых методов для расчета физических характеристик реакторов на быстрых нейтронах. — См. [29], с. 77—88.
76. **Усынин Г. Б.** Расчет состава топлива и характеристик быстрого энергетического реактора в установившемся режиме. — Атомная энергия, 1968, т. 25, вып. 6, с. 66—69.
77. **Орлов В. В., Матвеев В. И., Жуков А. В. и др.** Основные принципы выбора органов регулирования быстрых энергетических реакторов и температурные и мощностные эффекты в быстрых реакторах. — Kernenergie, 1969, Bd 12, N. 4, S. 112—124.
78. **Кузавков Н. Г., Пахомов В. В., Принь И. И., Шабалин А. С.** Регулирующая сборка ядерного реактора. Пат. США № 3988203, кл. G21c, 15/02, 26.10.76.
79. **Усынин Г. Б., Шibaев В. А., Чирков В. А.** О стабилизации поля тепловыделения в быстром реакторе при помощи органов управления. — Атомная энергия, 1971, т. 31, вып. 1, с. 3—6.
80. **Шихов С. Б.** Учет влияния изменения размеров на критическую массу быстрого реактора с помощью теории возмущений. — Атомная энергия, 1959, т. 6, вып. 2, с. 162—164.
81. **Стумбур Э. А.** Применение теории возмущений в физике ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1976.
82. **Могильнер А. И., Осипов В. А., Фокин Г. Н.** Экспериментальное определение абсолютной реактивности и других величин методом статистических весов. — Атомная энергия, 1968, т. 24, вып. 1, с. 42—46.
83. **Хаммел Г., Окрент Д.** Коэффициенты реактивности в больших энергетических реакторах на быстрых нейтронах. Пер. с англ. М., Атомиздат, 1975.
84. **Правила** ядерной безопасности атомных электростанций ПБЯ-04-74. М., Атомиздат, 1977.
85. **Орлов В. В., Померанцев Г. Б., Юрченко Д. С. и др.** Исследования физических характеристик при пуске реактора БН-350. — Атомная энергия, 1974, т. 36, вып. 2, с. 97—103.
86. **Шibaев В. А., Дубровин А. М.** Зависимость эффективности органов управления реактивностью в быстром реакторе от некоторых факторов. — Энергетические реакторы на быстрых ней-

- тронах. Тр. Горьковск. политехн. ин-та им. А. А. Жданова. 1973, т. 29, вып. 16, с. 51—54.
87. **Самойлов О. Б., Евсеев В. И.** Расчет эффективности системы компенсирующих стержней быстрого энергетического реактора с учетом интерференции. — Там же, с. 45—50.
  88. **Лейпунский А. И., Бондаренко И. И., Казачковский О. Д. и др.** Экспериментальные исследования по физике быстрых реакторов. Доклад 28/P/369, представленный на Третью международную конференцию по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1964.
  89. **Zaleski C. P., Smidt D.** Studies of large fast reactors in France and West Germany. — In: Fast Reactor Technology. National Topical Meeting, 26—28 April. ANS-100, 1965, p. 275—294.
  90. **Новожилов А. И., Троянов М. Ф., Бобров С. Б. и др.** Расчётные исследования физики больших быстрых реакторов. — *Kernenergie*, 1969, Bd. 12, N. 7, S. 230—241.
  91. **Новожилов А. И., Шафрыгин Б. Ф.** Расчетные исследования характеристик быстрого реактора с выравниванием тепловыделения изменением конфигурации активной зоны. См. [11], с. 581—600.
  92. **Мурогов В. М., Зарицкий С. М., Шмелев А. Н. и др.** Изучение возможности оптимизации временного поведения характеристик больших быстрых реакторов. — См. [24], с. 86—91.
  93. **Бобров С. Б., Мурогов В. М., Точеный Л. В. и др.** Возможность стабилизации поля тепловыделения в быстрых реакторах, работающих в смешанном топливном цикле. — См. [67], с. 121—128.
  94. **Илюнин В. Г., Кузьмин А. М., Мурогов В. М. и др.** Быстрые реакторы большой мощности с совместным использованием урана-235 и плутония. — См. [11], с. 20—36.
  95. **Орлов В. В., Троянов М. Ф., Новожилов А. И. и др.** Пути достижения малых времен удвоения для быстрых натриевых реакторов с оксидным топливом. — См. [11], т. 1, с. 168—192.
  96. **Новожилов А. И., Бобров С. Б., Иванов А. П. и др.** Концепция активных зон быстрых энергетических реакторов. Оптимизация физических характеристик реактора БН-600. — Доклад IAEA-M-244/81, представленный на Международный симпозиум по физике быстрых реакторов. Экс-ан-Прованс, Франция, 24—28 сентября 1979.
  97. **Кузьмин А. М., Силаев Ю. В., Орлов В. В. и др.** Оптимизационные исследования реакторов на быстрых нейтронах. — Атомная энергия, 1971, т. 31, вып. 2, с. 83—88.
  98. **Усынин Г. Б., Чирков В. А.** О стабильности и выравнивании поля тепловыделения в быстром реакторе. — Атомная энергия, 1974, т. 37, вып. 2, с. 123—126.
  99. **Налимов В. В., Чернова Н. А.** Статистические методы планирования эксперимента. М., Наука, 1965.
  100. **Маркова Е. В., Лисенков А. Н.** Планирование эксперимента в условиях неоднородностей. М., Наука, 1973.
  101. **Вучков И. Н., Круг Г. К., Лецкий Э. К. и др.** D-оптимальные планы на кубической регрессии. — Заводск. лаборатория, 1971, т. 37, вып. 7, с. 815—818.
  102. **Голикова Т. И., Панченко Л. А., Фирман М. З.** Каталог планов второго порядка. Ч. 1. М., Изд-во МГУ, 1974.

103. **Усынин Г. Б., Чирков В. А.** Характеристики поля тепловыделения в быстром реакторе с окисным топливом при трехзонном выравнивании обогащением. — Энергетические реакторы на быстрых нейтронах. Тр. Горьковск. политехн. ин-та им. А. А. Жданова, 1973, т. 29, вып. 16, с. 19—25.
104. **Усынин Г. Б.** Об эффективном использовании теплоносителя в реакторе с пакетным размещением твэл. Энергетические реакторы на быстрых нейтронах. Тр. Горьковск. политехн. ин-та им. А. А. Жданова, 1971, вып. 9, с. 9—16.
105. **Лейпунский А. И., Стекольников В. В., Кириллов П. Л. и др.** Теплообменное оборудование установки БН-350. — В кн.: Состояние и перспективы работы по созданию АЭС с реакторами на быстрых нейтронах. Симпозиум СЭВ. Обнинск, 1967. Т. 1. Обнинск, ФЭИ, 1968, с. 269—287.
106. **Михеев М. А., Михеева И. М.** Основы теплопередачи. М., Энергия, 1973.
107. **Исаченко В. П., Осипова В. А., Сукомел А. С.** Теплопередача. Изд. 3-е, перераб. и доп. М., Энергия, 1975.
108. **Поплавский В. М., Кириллов П. Л., Титов В. Ф.** Основные принципы создания конструкций ПГ типа натрий — вода. — In: Proceedings of the US/USSR Seminar of the Development of Sodium-Cooled Fast Breeder Reactor Steam Generators. Los Angeles, 1974, p. 88—120.
109. **Титов В. Ф., Халецкий Э. Э., Стекольников В. В.** Конструкция и схема парогенератора для АЭС БН-600 и их обоснование. — Там же, с. 263—277.
110. **Robin M. G.** Careful attention to detail was necessary in developing the Super-Phenix steam generators. — Nucl. Engng Internat., 1977, v. 22, N 257, p. 46—48.
111. **Андреев П. А., Гринман И. С., Смолкин Ю. В.** Оптимизация теплоэнергетического оборудования АЭС. М., Атомиздат, 1975.
112. **Методы математического моделирования и оптимизации теплоэнергетических установок.** Под ред. Г. Б. Левенталья и Л. С. Попырина. М., Наука, 1972.
113. **Трояновский Б. М.** Турбины для АЭС. М., Энергия, 1973.
114. **Шубенко-Шубин Л. А., Палагин А. А., Головченко А. М. и др.** Математическое моделирование турбоустановок для АЭС. — См. [2], с. 15—24.
115. **Аркадьев Б. А., Галацан В. Н., Иоффе В. Ю. и др.** Вопросы оптимизации конструкций, теплосиловых схем и режимов эксплуатации мощных турбоагрегатов ТЭС и АЭС. — Там же, с. 42—48.
116. **Чаховский В. М., Береза Ю. С.** Математическая модель для комплексной оптимизации параметров атомных электростанций с реакторами на быстрых нейтронах. — В кн.: Применение методов математического моделирования в энергетике. М., изд. ЭНИН, 1974, вып. 18, с. 120—135.
117. **Арсеньев Ю. Д.** Теория подобия в инженерных и экономических расчетах. М., Высшая школа, 1967.
118. **Руководящие указания к использованию замыкающих затрат на топливо и электрическую энергию.** Под ред. Л. А. Мелентьева. М., Наука, 1974.
119. **Павлов В. П., Паневски И. К.** Об уточнении расчета проектного КПД АЭС. — Электрические станции, 1977, № 10, с. 9—10.

120. **Лейпунский А. И., Абагян А. А., Базазянц Н. О. и др.** Экспериментальные и расчетные исследования по физике быстрых реакторов. — In: BNES Conference on Fast Breeder Reactors, 1966, Paper 4A/3.
121. **Методика** определения экономической эффективности использования в народном хозяйстве новой техники, изобретений и рациональных предложений. М., Экономика, 1977.
122. **Батов В. В., Корякин Ю. И.** Экономика ядерной энергетики. М., Атомиздат, 1969.
123. **Десятилетний опыт** эксплуатации Нововоронежской АЭС. (Материалы научно-технической конференции). Под ред. Л. И. Голубева, А. П. Коноплева, М. И. Мирошниченко, В. И. Скрыпникова. Нововоронеж, 1974.
124. **Мехов Н. В., Герасимов В. Н., Заводский М. И.** Некоторые вопросы экономики быстрых реакторов. — В кн.: Опыт эксплуатации АЭС и пути дальнейшего развития атомной энергетики. Т. 2. Обнинск, изд. ФЭИ, 1974, с. 154—165.
125. **Экспресс-информация.** 1975, № 3 (931), с. 1 (М., ЦНИИАтоминформ).
126. **Лыткин В. Б., Троянов М. Ф., Новожилов А. И. и др.** Использование метода расчетных затрат для выбора характеристик быстрого реактора. — Атомная энергия, 1966, т. 21, вып. 5, с. 360—363.
127. **Орлов В. В., Троянов М. Ф., Лыткин В. Б.** Эффективность использования горючего в энергетических быстрых реакторах. — Атомная энергия, 1971, т. 30, вып. 2, с. 170—174.
128. **Брюнин С. В., Корякин Ю. И., Локшин В. Л. и др.** Ценность плутония в развивающейся ядерной энергетике. — Атомная энергия, 1973, т. 35, вып. 5, с. 305—309.
129. **Орлов В. В.** Реакторы на быстрых нейтронах. — Атомная энергия, 1974, т. 36, вып. 5, с. 341—355.
130. **Лейпунский А. И., Орлов В. В., Лыткин В. Б. и др.** Пути эффективного использования горючего в атомной энергетике с быстрыми реакторами. — Атомная энергия, 1971, т. 31, вып. 4, с. 383—392.
131. **Грачев Е. А., Дейнега Н. Л., Кухаренок Ю. В., Митин А. М., Никольский Р. В.** Методы математического моделирования и оптимизации параметров быстрых реакторов. — См. [2], с. 123—133.
132. **Dimetrescu H., Pavelescu M., Purica I.** The Optimization of fast power reactors by means of a non-linear programming method. — Atomkernenergie, 1976, Bd 28, H. 3, S. 172—174.
133. **Химмельблау Д.** Прикладное нелинейное программирование. Пер. с англ. Под ред. М. Л. Быховского. М., Мир, 1975.
134. **Численные методы** условной оптимизации. Пер. с англ. Под ред. Ф. Гилла, У. Мюррея. М., Мир, 1977.
135. **Современное состояние** теории исследования операций. Под ред. Н. Н. Моисеева. М., Наука, 1979.
136. **Зойтендейк Г.** Методы возможных направлений. Пер. с англ. Под ред. Д. Б. Юдина. М., Изд-во иностр. лит., 1963.
137. **Зангвил У. И.** Нелинейное программирование. Пер. с англ. Под ред. Е. Г. Гольштейна. М., Сов. радио, 1973.
138. **Хедли Д.** Нелинейное и динамическое программирование. Пер. с англ. Под ред. Г. П. Акилова. М., Мир, 1967.

139. Растринг Л. А. Случайный поиск. Рига, Зинатне, 1965.
140. Карабасов А. С., Минчаков В. И. Экстремальные задачи в проектировании энергетического реактора. — В кн.: Методы комплексной оптимизации энергетических установок. Иркутск, изд. СЭИ СО АН СССР, 1977, с. 107—115.
141. Гантмахер Ф. Р. Теория матриц. М., Наука, 1967.
142. Моисеев Н. Н. Численные методы в теории оптимальных систем. М., Наука, 1971.
143. Фиакко А., Мак-Кормик Г. Нелинейное программирование. Методы последовательной безусловной минимизации. Пер. с англ. Под ред. Е. Г. Гольштейна. М., Мир, 1972.
144. Карабасов А. С., Усынин Г. Б. Применение методов нелинейного программирования при оптимизации физических характеристик быстрого энергетического реактора. — См. [29], с. 401—409.
145. Орлов В. В. Каким должно быть время удвоения быстрых реакторов? — Атомная энергия, 1971, т. 3, вып. 3, с. 195—197.
146. Боболович В. Н., Корякин Ю. И., Левенталь Г. Б. и др. Роль быстрых реакторов в структуре развивающейся системы ядерной энергетики. — Атомная энергия, 1974, т. 36, вып. 4, с. 251—257.
147. Sicard V., Mougion J. C., Sztark H. e. e. Preliminary physics studies of large fast core based on the heterogeneous concept. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1977, v. 26, N 1, p. 553.
148. Воропаев А. И. Концепция гетерогенной активной зоны в быстрых реакторах (обзор). — Атомная техника за рубежом, 1979, № 11, с. 3—8.
149. Germer J. H. Fast sodium-cooled reactor core structure. (Конструкция активной зоны ядерного реактора на быстрых нейтронах.) Пат. США, кл. G21c, 1/02, 15/00, 22.12.1970.
150. Proceedings of the Conference on Safety, Fuels and Core Design in Large Fast Power Reactors. Argonne, 1965, ANL-7120.
151. Комплексная оптимизация тепловых систем. Под ред. Л. С. Попырина. Новосибирск, Наука СО, 1976.
152. Попырин Л. С. Основное содержание первой редакции методических положений по выполнению оптимизационных (технико-экономических) расчетов в энергетике при неоднозначности исходной информации. — В кн.: Методы математического моделирования и комплексной оптимизации энергетических установок в условиях неполной определенности исходной информации. Иркутск, изд. СЭИ СО АН СССР, 1977, с. 21—32.
153. Кузьмин А. М. Коэффициенты чувствительности оптимизируемых характеристик АЭС к технологическим параметрам в задачах с ограничениями. — Атомная энергия, 1975, т. 39, № 4, с. 269—272.
154. Карабасов А. С., Усынин Г. Б. Об учете неопределенности ограничений при оптимизации характеристик энергетического реактора. — См. [152], с. 117—124.
155. Ваньков А. А., Воропаев А. И., Юрова Л. Н. Анализ реакторно-физического эксперимента. М., Атомиздат, 1977.
156. WRENDA-74. World Request List for Nuclear Data Measurements. INDC (Sec)-38/U. Vienna, IAEA, 1974.
157. Бобков Ю. Г., Дулин В. А., Казанский Ю. А. и др. Подгонка групповых констант по данным интегральных экспериментов и



- последним версиям оцененных микроскопических ядерных данных. — В кн.: Нейтронная физика (Материалы III Всесоюзной конференции по нейтронной физике). Ч. 1. М., ЦНИИатоминформ, 1976, с. 64—68.
158. **Chaudat J. P., Barre J. Y., Khairallah A.** Improvements of the predicted for fast power reactor from integral measurements. Cadarache version III Multigroup cross section set. — In: Proceedings of International Symposium on Physics of Fast Reactors (Tokyo, 1973). Paper A34, v. 3, p. 1207.
  159. **Rowlands J. L., Dean C. J., Macdougall J. D., Smith R. W.** The production and performance of the adjusted cross. section set FGL-5. — Ibid., p. 1133—1152.
  160. **Зарицкий С. М., Николаев М. Н., Троянов М. Ф.** Потребности в ядерных данных для расчета быстрых реакторов. — В кн.: Нейтронная физика (Труды I Всесоюзного совещания по нейтронной физике). Ч. 1. Киев, Наукова думка, 1972, с. 3.
  161. **Ваньков А. А., Воропаев А. И.** О взаимоотношении погрешностей ядерных данных и расчетного метода в задаче предсказания реакторных параметров. — См. [157], с. 88—92.
  162. **Weisbin C. R., Grune N. M., Heryson H. e. a.** Fast reactor cross-section processing codes — is there a dollars worth of difference between them?. — In: Advanced Reactors: Physics, Design and Economics. Proceedings of the International Conference Held Atlanta, Georgia, September 8—11, 1974. Pergamon Press, 1974, p. 468—490.
  163. **Yiftah S., Gar Y., Segev M., Gitter L.** Comparative Analysis of ENDF/B and KEDAK for fast reactor calculations. — In: [158], p. 1479—1490.
  164. **Абагян Л. П., Базазянц Н. О., Николаев М. Н., Цибуля А. М.** Новая система групповых констант для расчета быстрых реакторов. — Атомная энергия, 1980, т. 48, № 2, с. 117.
  165. **Усачев Л. Н., Бобков Ю. Г.** Теория возмущений и планирование эксперимента в проблеме ядерных данных для реакторов. М., Атомиздат, 1980.
  166. **McCandless P. J., Neill G. V., Johnson D. P. e. a.** LMFBR Core Design Optimization Methods. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1976, v. 24, N 1, p. 378—389.
  167. **Илюнин В. Г., Мурогов В. М., Новожилов А. И. и др.** Некоторый опыт использования программы РОКБАР для оценки исходных констант на оптимизацию быстрых реакторов. — См. [29], с. 423—433.
  168. **Аврутик С. В., Васильевский В. И.** О методах экспертных оценок и отсеивающего эксперимента в задаче ранжирования факторов. — См. [152], с. 61—72.
  169. **Кузьмин А. М., Качалов В. А., Хромов В. В.** Чувствительность оптимального решения к погрешностям исходных данных. — См. [152], с. 92—104.
  170. **Грачев Е. А., Дейнега Н. Л., Зизин М. Н. и др.** Влияние неопределенности исходных данных комплексного расчета активной зоны на показатели эффективности быстрых реакторов. — См. [152], с. 105—116.